

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

*П. Н. Алексеев^{1,2}, С. В. Афанасьев¹, Н. М. Жигарева²,
Д. Г. Сакулин^{1,2,*}, А. В. Ставинский^{1,2}*

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва, Россия

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 двухнейтронных событий.

The article discusses time and coordinate criteria for identifying neutrons in a 3D neutron detector, as well as topologic criteria that are effective even in the case of identical neutron energies. The efficiency of identifying single- and two-neutron events was evaluated.

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);

* E-mail: sakulin@jinr.ru

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

в) заряженные сигма-гипероны содержат в продуктах распада нейтрон, 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. С учетом прогресса в технологиях SiPM (Silicon PhotoMultiplier) 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.

ВРЕМЕННЫЕ КРИТЕРИИ

Для отработки алгоритма идентификации нейтронов выбрана версия детектора с 16 активными слоями, каждый из которых имеет 11×11 ячеек, изготовленных из сцинтиллятора размером $4 \times 4 \times 2,5$ см, просматриваемого SiPM [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 генератор BOX, 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.

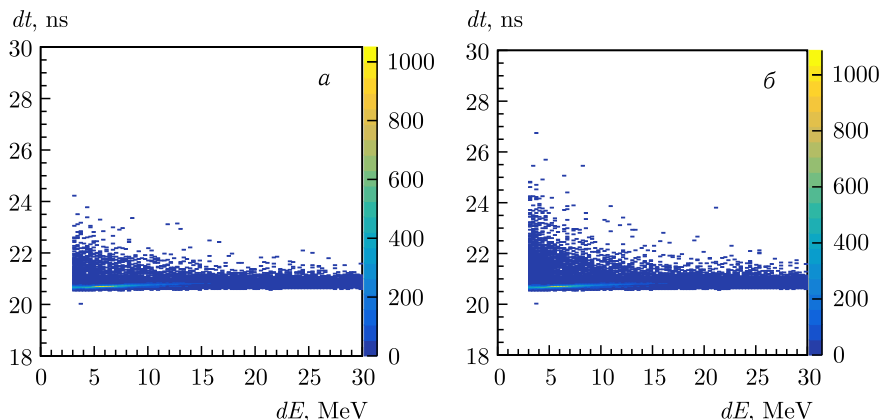


Рис. 1. а) Распределение по энерговыделению и времени хитов в центральной ячейке при условии не менее двух хитов в событии; б) то же самое, но второй хит находился в непосредственном окружении

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 (см. рис. 1) имеет максимум в районе МПР (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.

На рис. 2 (синяя линия, 1) видна структура, соответствующая ячейкам детектора, принадлежащим различным активным слоям. Ввиду большой толщины детектора время срабатывания ячейки t должно быть скорректировано (t_c) с учетом позиции соответствующего активного слоя детектора от мишени:

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

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

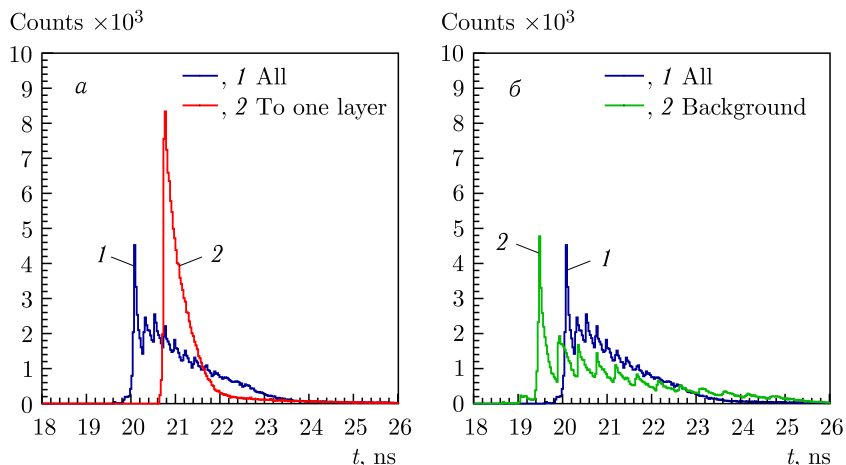


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Проекция распределений для 1 ГэВ по времени и амплитуде всех хитов в событии (а, б, синяя линия, 1); проекция распределений, приведенных к одному слою (а, красная линия, 2), а также проекция для фоновых событий (б, зеленая линия, 2)

дисперсию для первичного нейтрона от мишени и увеличивает для фоновых (рис. 2, б).

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

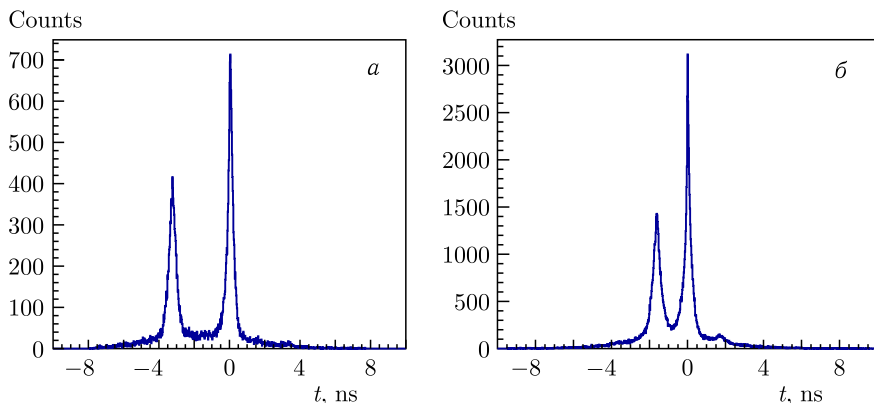


Рис. 3. Спектр пар хитов по разности времен для 0,5 и 1 ГэВ (а) и 1 и 2 ГэВ (б) соответственно

временные распределения разности прихода сигналов между хитом из опорной ячейки и всеми остальными хитами в событии для пары нейтронов энергий 0,5 и 1 ГэВ (а) и 1 и 2 ГэВ (б).

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, а приведено распределение по параметру D для событий с одиночным нейтроном (для энергий 500 и 1000 МэВ) и для пары нейтронов той же энергии. Рис. 4, б демонстрирует слабую зависимость ширины распределения по времени от того, насколько разнесены точки взаимодействия нейтронов в продольном направлении.

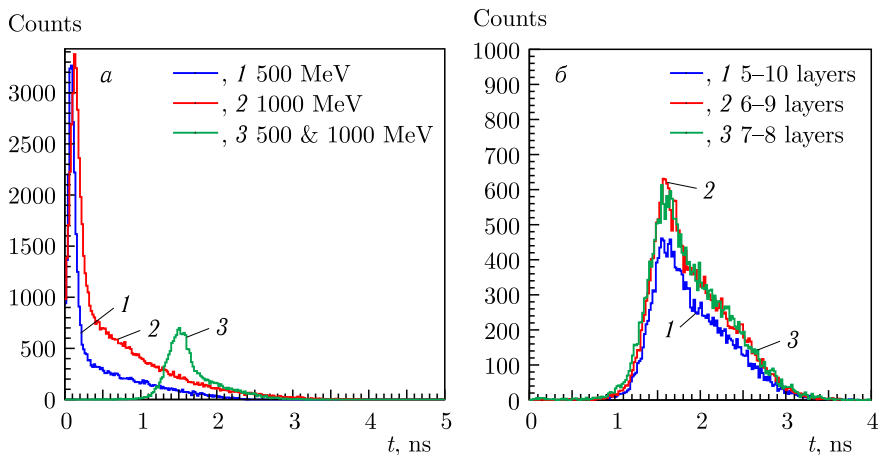


Рис. 4. а) Дисперсия по времени для одиночных и парных нейтронов; б) парные нейтроны при разнесении точек взаимодействия в продольном направлении

Из 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 $D < D_{\text{cut}} \approx 1$ нс. Видно, что более эффективному разделению препятствуют хиты с большим временным разбросом, связанные с повторными взаимодействиями первичного нейтрона. Их роль можно уменьшить повышением порога энергосвечения в ячейке (рис. 5), но это действие

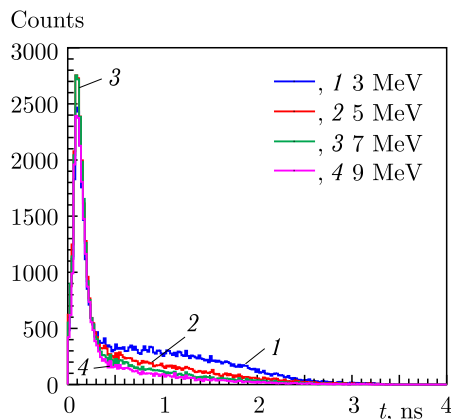


Рис. 5. Дисперсия хитов в событии при варьировании порога энергосвечения в ячейке

уменьшает эффективность регистрации. Исходя из этого увеличение порога выше 5 МэВ представляется нецелесообразным.

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

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

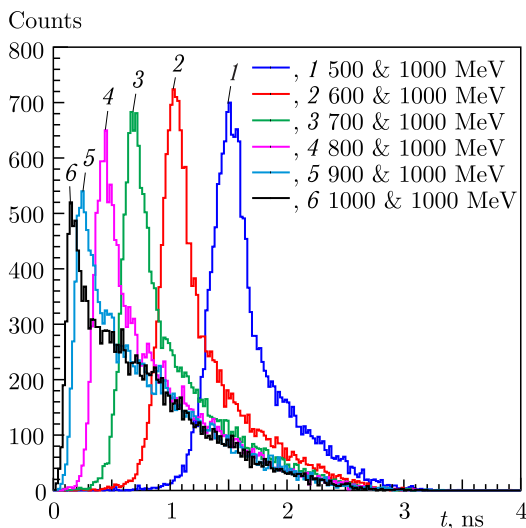


Рис. 6. Дисперсия хитов в событии по времени при сближении импульсов нейтронов

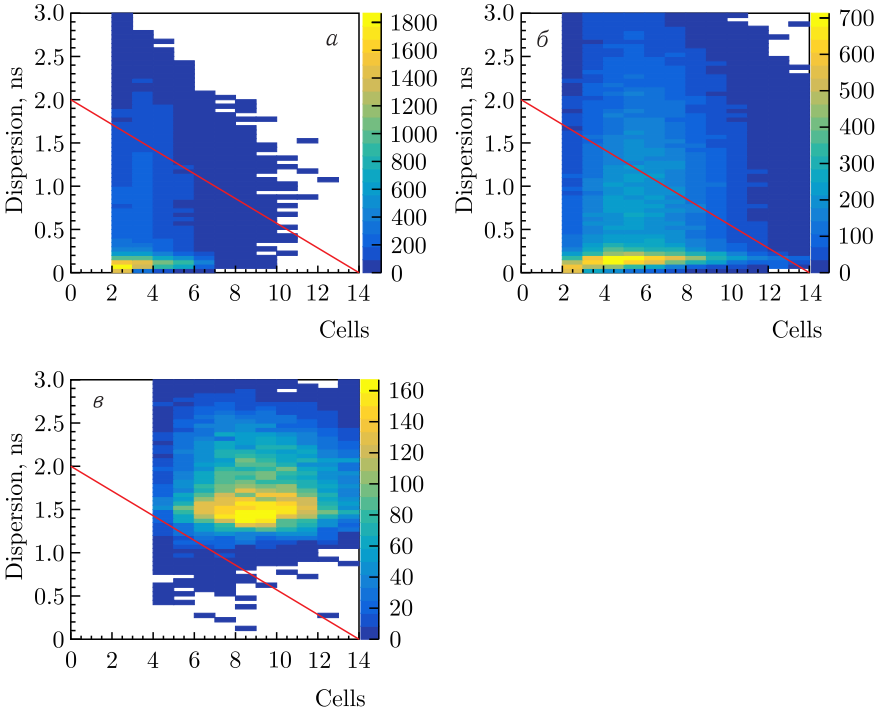


Рис. 7. Двумерные распределения по параметру D и множественности хитов в событии для одного нейтрона с энергией 0,5 ГэВ (*a*), одного нейтрона с энергией 1 ГэВ (*б*) и двух нейтронов (0,5 и 1 ГэВ, *в*)

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 с энергией 0,5 ГэВ (*a*), одного нейтрона с энергией 1 ГэВ (*б*) и двух нейтронов (0,5 и 1 ГэВ, *в*). Видно, что использование множественности хитов в событии в качестве дополнительного критерия позволяет расширить область по параметру D , в которой событие может быть идентифицировано как одонейтронное.

Эффективность разделения (рис. 8) оценивается следующим образом:

$$\text{Eff} = \frac{N_{1\text{true}} + N_{2\text{true}} - N_{1\text{false}} - N_{2\text{false}}}{N_{1\text{all}} + N_{2\text{all}}}, \quad (3)$$

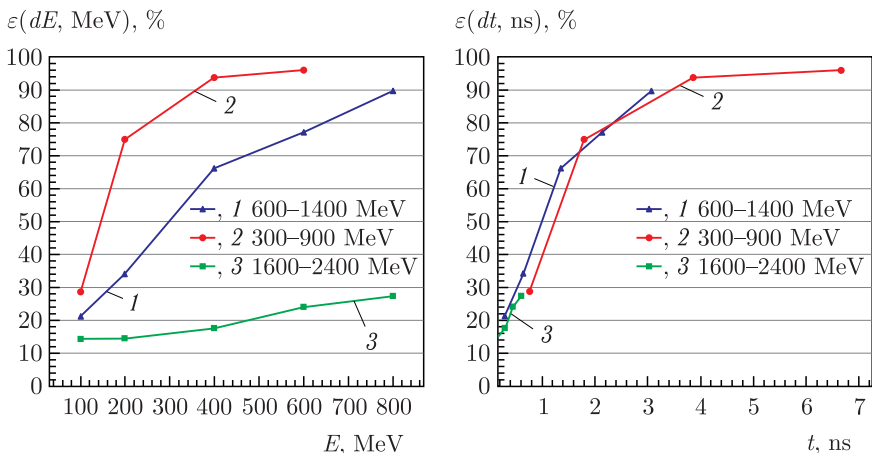


Рис. 8. Эффективность разделения одно- и двухнейтронных событий по критерию дисперсии хитов по времени, приведенному к центральному слою детектора. Параметр — разность энергий нейтронов, когда один из нейтронов имеет энергию 1 ГэВ

где $N_{1\text{true}}$ — количество правильно идентифицированных одиночных нейтронов; $N_{2\text{true}}$ — количество правильно идентифицированных парных нейтронов; $N_{1\text{false}}$ — количество неправильно идентифицированных одиночных нейтронов; $N_{2\text{false}}$ — количество неправильно идентифицированных парных нейтронов; $N_{1\text{all}}$, $N_{2\text{all}}$ — количество всех событий одиночных и парных нейтронов.

Определение правильной или неправильной идентификации зависит от выбора границы в распределении дисперсии (см. рис. 7). Граница выбрана как среднее значение между двумя рассматриваемыми распределениями.

КООРДИНАТНЫЕ КРИТЕРИИ

Если два нейтрона имеют одинаковые энергии, то разделить одно- и двухнейтронные 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 к увеличению не только множественности хитов, но и их дисперсии в поперечном направлении. Два нейтрона в большинстве случаев разделены по поперечной координате, что еще больше увеличивает разброс хитов в поперечном направлении и, соответственно, дисперсию. На рис. 9 приведены распределения хитов в поперечном направлении для двух нейтронов с энергией 1 ГэВ, не разделенных

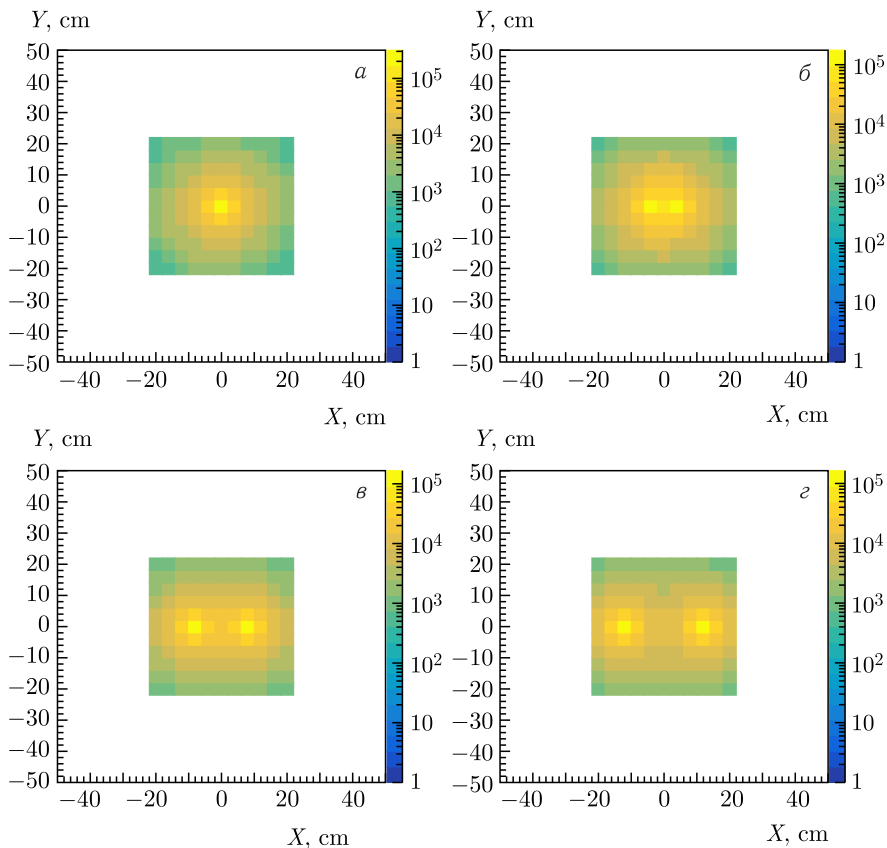


Рис. 9. Распределения хитов в поперечном направлении для двух нейтронов с энергией 1 ГэВ, не разделенных в поперечном направлении (а), а также разделенных на две, четыре и шесть (б–г) ячеек в направлении X

в поперечном направлении (а), а также смещенных относительно друг друга на две, четыре и шесть (б–г) ячеек.

В качестве оценки ширины распределения хитов в поперечном направлении использовалось выражение (4), только вместо времени используется координата X хита:

$$D = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}}. \quad (4)$$

На рис. 10 приведены распределения событий по дисперсии хитов в поперечном направлении для однеитронных событий с попаданием

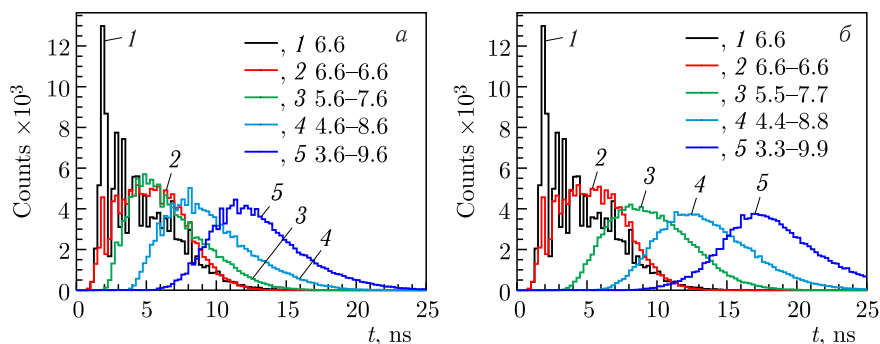


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Дисперсия хитов по координате. а) Два нейтрона расходятся по координате X ; б) расходятся по X и Y (т.е. по диагонали)

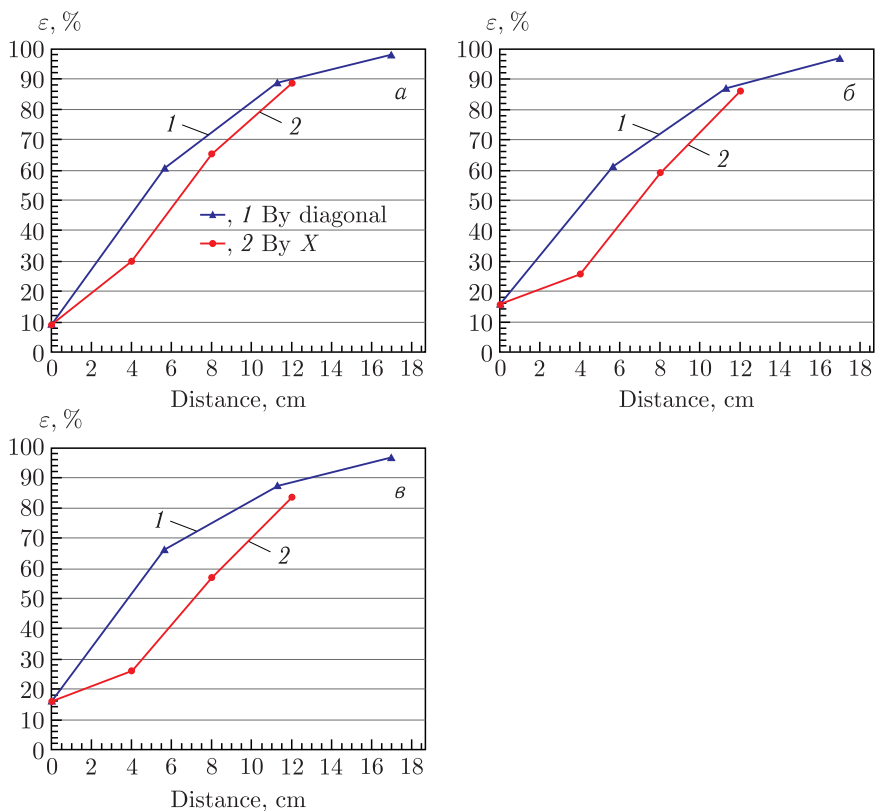


Рис. 11 (цветной в электронной версии). Эффективность разделения одно- и двухнейтронных событий при энергии 0,5 (а), 1,0 (б), 2,0 (в) ГэВ по критерию поперечной дисперсии хитов. Расстояние между нейтронами в см

нейтрона в центр детектора (6-я ячейка по X - и Y -координате (черная гистограмма, 1)), а также распределения по дисперсии двухнейтронных событий, когда нейтроны не разделены в поперечном направлении (красная гистограмма, 2), разделены на две ячейки (зеленая, 3), четыре (бирюзовая, 4) и шесть (синяя, 5). На рис. 10, *a* приведено разделение по координате X , справа — по X и Y (т.е. по диагонали).

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

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 поверхность 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, образовавшую кластер внутри объема детектора, считали результатом одной реакции.

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

На рис. 12 приведены двумерные распределения для одно- и двухнейтронных событий и эффективность идентификации для выбранных критериев отбора.

Выбирая границу, разделяющую события (красная линия (1) 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 при энергии 2 ГэВ получена эффективность идентификации однеитронных событий — 84 % (*a*), двухнейтронных — 80 % (*б*).

Для области справа от ступенчатой линии на рис. 12, *a* можно определить причинную связь между кластерами: они могут быть вызваны одним

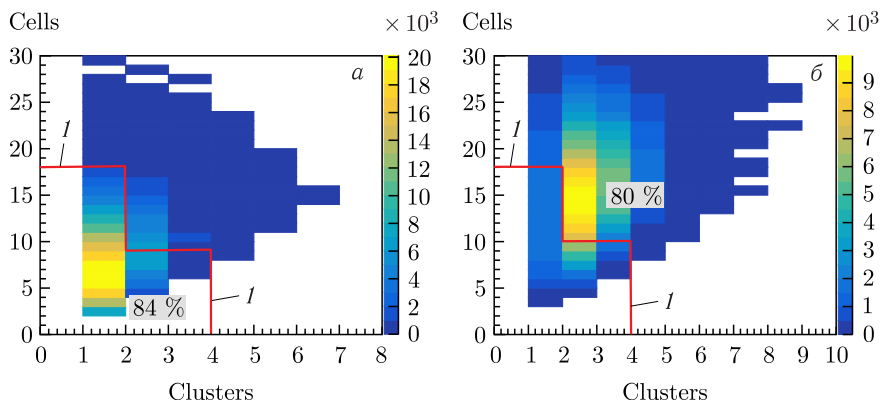


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Двумерное распределение сработавших ячеек для одного (а) и двух (б) нейтронов в событии при энергии нейтронов 2 ГэВ

нейтроном, если он способен долететь до второго кластера за заданное время

$$T = T_2 - T_1 \pm \Delta t, \quad (5)$$

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, можно считать кластеры зависимыми, сформированными одним нейтроном. В противном случае кластеры считаются сформированными независимыми нейтронами.

Применение процедуры к области двухнейтронного события (рис. 12, а, справа от красной линии, I) 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 однейтронных снизилась до 12 %, что считается приемлемым.

Комбинируя приведенные критерии, можно достаточно эффективно различить, один или два нейтрона провазимодействовали в детекторе.

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

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *SPD Collab.* Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA // Natural Sci. Rev. 2024. V. 1. P. 1.
2. HAMAMATSU. https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_array/S13360-6050PE.html.
3. *BM@N Collab.* The BM@N Spectrometer at the NICA Accelerator Complex // Nucl. Instr. Meth. A. 2024. V. 1065.
4. *Allison J. et al.* Recent Development in Geant4 // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186–225.