

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОГРАНУЛЯРНОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2024 г. Ф. Ф. Губер^a, М. Б. Голубева^a, А. А. Зубанков^{a, b}, А. П. Ивашкин^a,
А. В. Известный^a, Н. М. Карпушкин^{a, *}, Д. Д. Ляпин^{a, b}, М. В. Мамаев^{a, b}, А. И. Махнёв^{a, c},
С. В. Морозов^a, П. Е. Парфенов^{a, b}, Д. В. Серебряков^a, Д. А. Финогеев^a, А. И. Шабанов^a

^aИнститут ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

^cМосковский физико-технический институт
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9
*e-mail: karpushkin@inr.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023 г.

После доработки 14.12.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2024 г.

Приводится описание конструкции детектора HGND (Highly Granular Neutron Detector) для измерения азимутальных потоков нейтронов с энергиями от 300 до 4000 МэВ, образующихся в столкновениях тяжелых ионов в эксперименте BM@N (Barionic Matter at Nuclotron) на выведенном пучке ускорителя “Нуклотрон” ОИЯИ (Дубна) при энергиях пучков 2–4 АГэВ. Детектор состоит из 16 слоев пластиковых сцинтилляционных детекторов, имеющих ячеистую структуру, с медными поглотительными пластинами между слоями. Представлены результаты измерения временного разрешения сцинтилляционных ячеек с использованием кремниевых фотодетекторов. Описана предлагаемая схема электроники считывания сигналов со сцинтилляционных ячеек. Приведены результаты моделирования акцептанса нейтронного детектора, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценка скоростей счета нейтронов для реакции Bi+Bi при энергии 3 АГэВ.

DOI: 10.31857/S0032816224030039 EDN: OVZKEE

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование уравнения состояния плотной ядерной материи [1] является одной из центральных тем современной ядерной физики. Оно устанавливает связь между давлением, плотностью, энергией, температурой и энергией симметрии. Член уравнения, отвечающий за энергию симметрии, характеризует изоспиновую асимметрию ядерной материи $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$, где ρ_n , ρ_p и ρ — плотности нейтронной, протонной и ядерной материи соответственно. Определение ограничения на значение этого члена очень важно для астрофизики, поскольку соотношение массы и радиуса

нейтронных звезд, а также динамика слияний нейтронных звезд сильно зависят от вклада этого члена в уравнение состояния нейтронной материи высокой плотности [2].

За последние два десятилетия наиболее строгие ограничения на значения членов уравнения состояния ядерной материи исходят из доступных измерений анизотропии потоков заряженных частиц в экспериментах по столкновениям изоспин-симметричных тяжелых ионов. Анизотропный поток выражается через коэффициенты разложения Фурье азимутального распределения образующихся при столкновении частиц относительно плоскости реакции (плоскости

вектора прицельного параметра и направления пучка ионов):

$$\rho(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \right),$$

где φ — азимутальный угол частицы, образовавшейся при столкновении, Ψ_{RP} — угол плоскости реакции и $v_n = \langle \cos n(\varphi - \Psi_{RP}) \rangle$. Первый и второй коэффициенты этого разложения, v_1 и v_2 , называются прямым потоком и эллиптическим потоком соответственно.

Большая часть экспериментальных данных получена в столкновениях Au+Au, выполненных при энергиях пучков до 1.5 АГэВ в GSI (Дармштадт, Германия) на пучках ускорителя SIS18 и в BNL (США) с использованием пучков ускорителя AGS. На SIS18 ионы золота были ускорены до кинетических энергий 1.5 АГэВ, при которых средние ядерные плотности достигают двух ядерных плотностей ρ_0 . Коллаборация FOPI в GSI измерила эллиптический поток v_2 протонов, дейтронов, тритонов и ^3He в столкновениях Au + Au при кинетических энергиях пучка от 0.4 до 1.5 АГэВ [3]. Показано, что уравнения состояния ядерной материи с умеренно низким коэффициентом несжимаемости хорошо описывают данные эллиптического потока v_2 протонов, хотя между разными наборами экспериментальных данных наблюдались некоторые расхождения. Отношение прямого и эллиптического потоков нейтронов к соответствующим потокам протонов $v_{1,2}^n / v_{1,2}^p$ также является чувствительной наблюдаемой величиной вклада энергии симметрии в уравнение состояния ядерной материи высокой плотности. В настоящее время имеется лишь несколько экспериментальных результатов по исследованию отношения прямого и эллиптического потоков нейтронов к соответствующим потокам заряженных частиц $v_{1,2}^n / v_{1,2}^{Z=+1}$ ($Z=1$), полученных в столкновениях Au + Au при энергиях 400, 600, 800 МэВ/нуклон в экспериментах FOPI/LAND [4, 5]. Наиболее достоверные данные были получены позднее в эксперименте ASY EOS с существенно большей точностью, но только при энергии 400 МэВ/нуклон [6].

Было показано, что отношение эллиптических потоков как функция поперечного импульса $v_2^n(p_T) / v_2^p(p_T)$ соответствует умеренно мягкому типу уравнения состояния. Однако такая оценка члена симметрии имеет значительные

систематические ошибки, а при более высоких энергиях, 600 и 800 МэВ/нуклон, вероятность адронных ливней в используемом нейтронном детекторе LAND [7] возрастает и достоверность получаемых данных падает. Уравнения состояния с низким коэффициентом несжимаемости плотной ядерной материи также подтверждаются в экспериментах по образованию каонов в ядерно-ядерных столкновениях при энергиях SIS18 [10].

Поперечные и эллиптические потоки протонов при более высоких ядерных плотностях были измерены в столкновениях Au+Au при кинетических энергиях пучка от 2 до 11 АГэВ в AGS в Брукхейвене [11, 12]. Было показано, что эллиптический поток протонов при энергии 2 АГэВ более совместим с уравнением состояния с высоким значением коэффициента несжимаемости [13]. С другой стороны, астрофизические экспериментальные измерения масс наиболее массивных нейтронных звезд с высокой ядерной плотностью исключают мягкий тип уравнения состояния [1].

Уже сейчас появляются хорошие возможности для изучения уравнения состояния при барионных плотностях ядерной материи с 2–4 ρ_0 и получения новых экспериментальных результатов на BM@N (The Baryonic Matter at Nuclotron) — первом работающем эксперименте с фиксированной мишенью на ускорительном комплексе NICA [14, 15]. Первый набор данных Xe+CsI при энергии 3.8 АГэВ был выполнен в 2023 году.

В данной статье содержится краткое описание установки BM@N, подробности конструкции и расположения детектора нейтронов с предлагаемой электроникой, а также экспериментальные результаты измерения времяпролетного разрешения сцинтилляционных детекторов (ячеек). Результаты моделирования аксептанса, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценки скоростей счета нейтронов представлены и для реакции Bi+Bi при энергии 3 АГэВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА BM@N

Эксперимент BM@N является частью ускорительного комплекса NICA (см. рис. 1) и размещен на выведенном пучке нуклотрона

в экспериментальном зале [16]. Нуклотрон обеспечивает пучки самых разных частиц, от протонов до ионов золота, с кинетической энергией в диапазоне от 1 до 6 ГэВ/нуклон для легких ионов с отношением $Z/A \sim 0.5$ и до 4.5 ГэВ/нуклон для тяжелых ионов с отношением $Z/A \sim 0.4$. Недавно, в начале 2023 года, на BM@N был проведен физический сеанс для изучения реакции $\text{Xe} + \text{CsI}$ с двумя кинетическими энергиями ионов ксенона: 3 и 3.8 АГэВ. Схема установки BM@N, которая использовалась в этом эксперименте, показана на рис. 2 и включает в себя дипольный магнит с зазором 96 см и длиной полюса около 1 м. Магнитное поле можно менять до значения 1.2 Тл, чтобы получить оптимальное значение акцептанса детектора BM@N и разрешение по импульсам для различных сталкивающихся систем и энергий пучка.

Идентификация частиц осуществляется путем измерения времени пролета с помощью время-пролетных детекторов TOF-400 и TOF-700, размещенных на расстоянии 4 м и 7 м от мишени соответственно. Они состоят из многозачерных резистивных плоских камер (MRPC) со стриповым считыванием и обеспечивают временное разрешение 80 пс для TOF-400 и 115 пс для

TOF-700. Эти детекторные системы позволяют идентифицировать адроны (π , K , p), а также легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с, образующиеся при столкновениях ядер с мишенью. Трековая система состоит из трех плоскостей двухкоординатных кремниевых детекторов (STS), семи трековых станций на основе трехзачерных камер газового электронного умножения (GEM), установленных в магните, и двух катодно-дрейфовых камер (CDC), расположенных за магнитом. Система STS + GEM позволяет измерять импульсы заряженных частиц с относительной ошибкой от 2.5% для импульса 0.5 ГэВ/с до 4.5% для импульса 3.5 ГэВ/с. Эта система также обеспечивает измерения множественности рождающихся заряженных частиц, которую можно использовать в качестве дополнительной оценки центральности столкновения. Для измерения центральности и ориентации плоскости реакции при ядерно-ядерном столкновении используется передний адронный калориметр (FHCAL) вместе с передним кварцевым годоскопом (FQH) и многоканальной сцинтиляционной стенкой (ScWall), последняя также используется для измерения заряженных фрагментов-спектаторов. Также установка содержит пучковые и триггерные детекторы, показанные на рис. 2.



Рис. 1. Комплекс установок NICA в ОИЯИ, Дубна. Установка BM@N размещена на выведенном пучке нуклотрона.

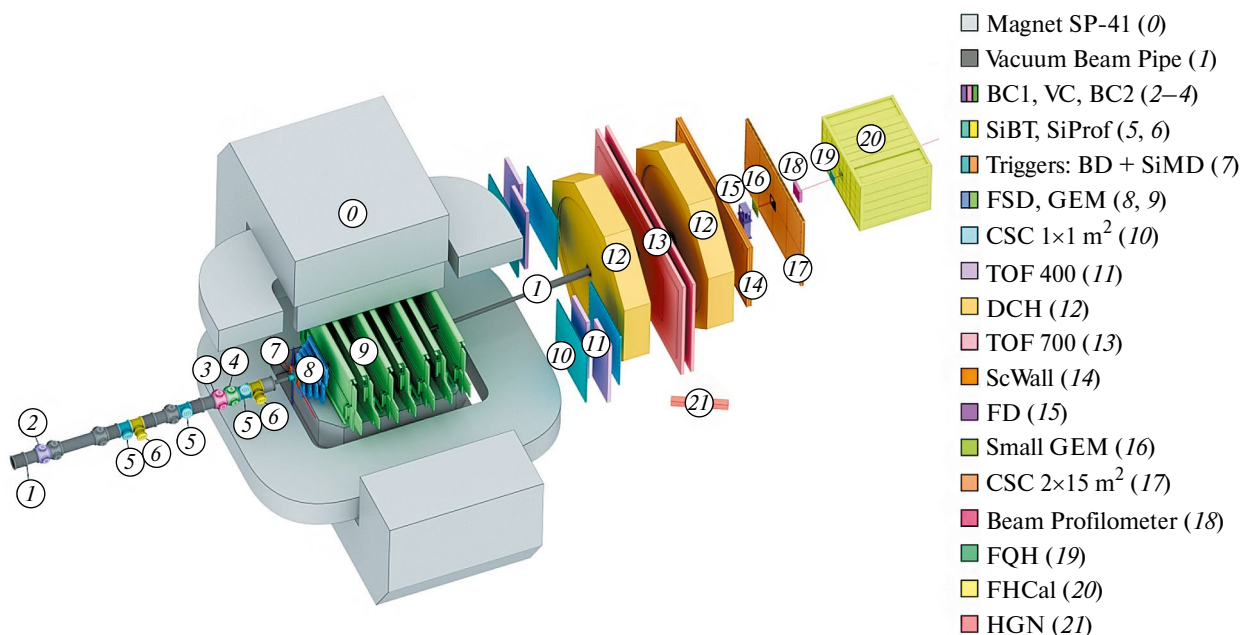


Рис. 2. Схематическое изображение установки BM@N на сеансе Xe+Cs I.

3. КОНЦЕПЦИЯ НОВОГО ВЫСОКОГРАНУЛИРОВАННОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ (HGND) ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

Для измерения выходов нейтронов и азимутальных потоков нейтронов и протонов необходима разработка нового детектора для идентификации нейтронов и реконструкции их энергий. На сегодняшний день существуют только два нейтронных детектора для измерения нейтронов с энергией до 1 ГэВ: LAND [7] и NeuLAND [9], оба разработанные и изготовленные в GSI. Эти детекторы нейтронов используют времяпролетный метод для идентификации нейтронов и измерения их энергии. Активная часть этих детекторов состоит из длинных сцинтилляционных пластин со считыванием света с помощью ФЭУ с обоих концов. Детектор LAND обеспечивает временное разрешение около 250 пс и эффективность регистрации 80% для одиночных нейтронов с энергиями выше 400 МэВ. В отличие от LAND, который имеет структуру с чередующимися слоями пластикового сцинтиллятора и железа толщиной 5 мм, детектор NeuLAND состоит только из пластиковых сцинтилляционных слоев (без поглотителя) и имеет продольную длину 3 м вместо 1 м, как у LAND. Детектор NeuLAND имеет временное разрешение около 150 пс и эффективность регистрации одиночного нейтрона 95% в диапазоне энергий 400–1000 МэВ. В реакции Au+Au

при 400 АМэВ соотношение потоков нейтрон/заряженные частицы с $Z=1$ измерялось [8] с использованием только LAND.

С учетом значительно более высокого энергетического диапазона нейтронов (до 4 ГэВ), образующихся в столкновениях тяжелых ионов на BM@N, и развития адронных ливней при этих энергиях в объеме детектора, предлагается разработать новый тип детектора нейтронов (HGND). Вместо длинных пластин сцинтилляторов предлагается использовать массив из небольших сцинтилляционных детекторов (ячеек) с индивидуальным считыванием света с помощью SiPM. Каждая ячейка должна обеспечивать временное разрешение 100–150 пс. Медные поглотители между активными слоями необходимы для обеспечения набора необходимой длины взаимодействия детектора HGND в ограниченном пространстве BM@N. Детали конструкции детектора HGND будут обсуждаться в следующем разделе.

Место для размещения детектора HGND на установке BM@N сильно ограничено. Новый детектор нейтронов предлагается разместить сразу за детектором TOF-400 на расстоянии 500 см от мишени до входной поверхности детектора HGND (красные прямоугольники на рис. 3). В этом положении нейтроны можно измерять в диапазоне углов $17\text{--}22.3^\circ$ относительно оси ионного пучка. В этом диапазоне углов между мишенью и детектором нейтронов

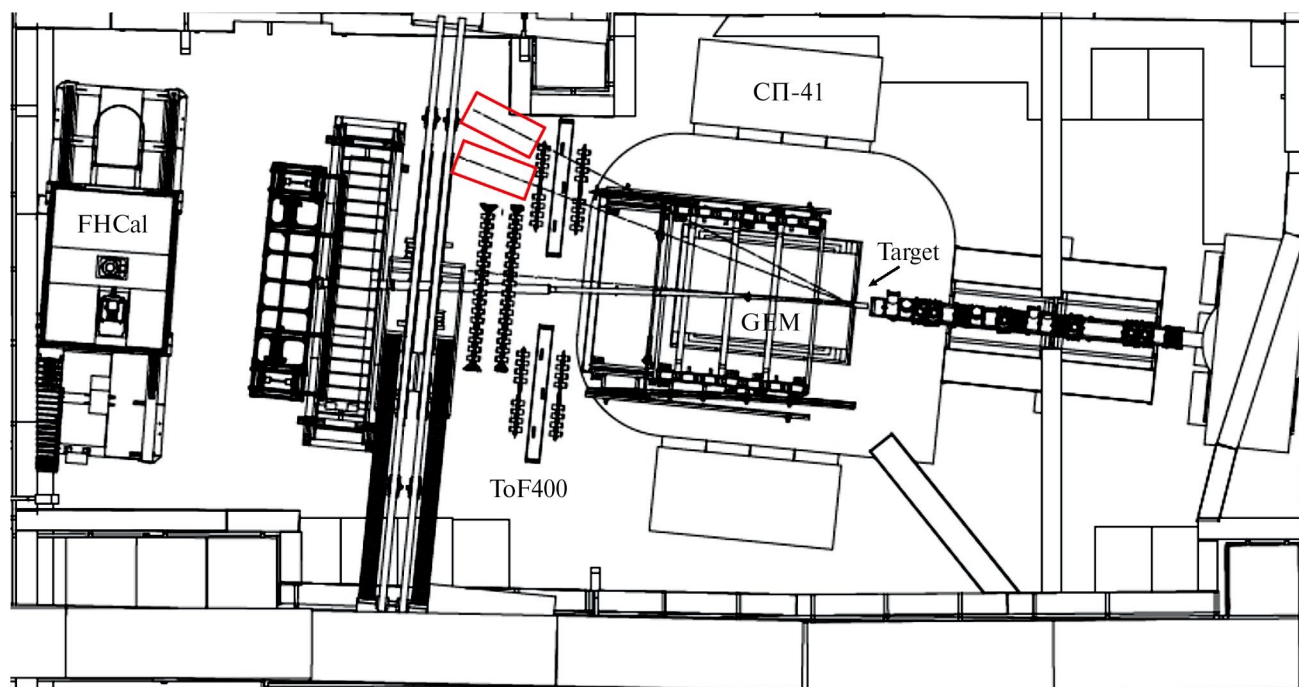


Рис. 3. Два положения детектора HGND (красные прямоугольники) при угле вылета нейтронов 17° и 22.3° .

находится минимум материалов от других детекторов. Из-за ограниченного пространства длина нейтронного детектора не может превышать 1 м.

4. КОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

Детектор HGND состоит из 16 чередующихся активных слоев, при этом каждый из них содержит 121 ячейку, которые сгруппированы в матрицу 11×11 , и медными поглотительными пластинами, расположенными между ними. Первый сцинтилляционный слой будет использоваться в качестве детектора VETO для разделения нейтральных и заряженных частиц. Пластины поглотителя размерами $44 \times 44 \times 3$ см³ и сцинтилляционные слои смонтированы на общей опорной раме. Полная длина детектора HGND составляет около 1 м и соответствует примерно 3 длинам ядерного взаимодействия.

Ячейки состоят из пластикового сцинтиллятора размером $4 \times 4 \times 2.5$ см³ и изготовлены из сцинтилляторов на основе полистирола с добавками 1.5% паратерфенила и 0.01% PPOP. Этот пластиковый сцинтиллятор со временем затухания света 3.9 ± 0.7 нс производится в ОИЯИ. Одна из больших граней (4×4 см²) каждого сцинтиллятора будет покрыта черным светопоглощающим слоем с окном размером 6×6 мм² в центре, в которое будет установлен

кремниевый фотоумножитель. Остальные грани будут покрыты белым красителем на основе TiO_2 , обеспечивающим эффективное диффузное отражение. Считывание света осуществляется кремниевым фотоумножителем (SiPM) EQR15 1-6060D-S [17]. Этот SiPM имеет активную область 6×6 мм², размер пикселей 15×15 мкм², общее количество пикселей 160 000, квантовую эффективность 45% и коэффициент усиления $4 \cdot 10^5$. Как вариант, рассматривалось также использование быстрых сцинтилляторов EJ-230 [18]. Измеренное временное разрешение ячейки на основе сцинтиллятора ОИЯИ составило 117 ± 2 пс [19]. Из-за значительно более быстрого затухания света EJ-230 (2.8 ± 0.5 нс) измеренное временное разрешение ячейки на основе EJ-230 составляет 74 ± 1 пс [19]. Такое временное разрешение было получено с использованием поправки времени на амплитуду сигнала [20]. Из-за высокой стоимости EJ-230 использование сцинтилляторов ОИЯИ сейчас рассматривается как основной вариант для детектора HGND.

Каждый активный слой детектора HGND (см. рис. 4) состоит из напечатанного на 3D-принтере светонепроницаемого корпуса из PETG, в котором размещен 121 сцинтиллятор (11×11) Корпус закрыт двумя проставками толщиной 1 мм, изготовленными из гнутых и штампованных алюминиевых листов 3, 8. Эти листы имеют круглые отверстия, расположенные перед цен-

тром каждого сцинтиллятора. На одной из сторон корпуса установлены две печатные платы 2 с 55 и 66 SiPM соответственно, обеспечивающие считывание света. На этих платах расположены предусилитель и LVDS-компараторы, которые вырабатывают сигнал для схемы считывания. На другой стороне корпуса смонтирована печатная плата со 121 светодиодом 7, обеспечивающая возможность калибровки каждого канала.

В связи с большим общим количеством каналов считывания в детекторе HGND (1936), была разработана многоканальная система считывания на базе программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) Kintex. Реализованные на нем время-цифровые преобразователи (ВЦП) выполняют точные измерения переднего и заднего фронтов сигнала с компаратора, а разность этих времен дает оценку амплитуды сигнала ToT [21]. Точность отсчета ВЦП составляет 100 пс, что соответствует требованиям временного разрешения ячейки. Динамический диапазон сигналов ячеек сравнительно невелик и составляет от 1 до 10 MIP (Minimum Ionizing Particle).

Одна плата считывания с тремя ПЛИС будет содержать 250 каналов, а всего потребуется восемь плат для считывания всех каналов детектора HGND. Платы считывания содержат все тепловыделяющие компоненты, такие как ПЛИС, микросхемы источников питания и приемопередатчики связи. Каждая из плат считывания соединяется с четырьмя частями (полуслоями) печатных плат с фотодиодами через краевые разъемы печатной платы. Схематический вид детектора HGND показан на рис. 5. Система считывания на базе ПЛИС синхронизируется по времени с сетью White Rabbit и будет интегрирована в общую систему сбора данных эксперимента BM@N.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ ДЕТЕКТОРА HGND

Моделирование детектора HGND методом Монте-Карло было проведено для изучения его акцептанса по быстрой и поперечному импульсу детектируемых нейтронов, эффективности регистрации нейтронов, оценки загрузки, фоновых условий и т.д. Около 10^6 событий без ограничений на центральность для реакции $\text{Bi} + \text{Bi}$ при энергии 3.0 АГэВ было получено с помощью генератора событий DCM-QGSM-SMM

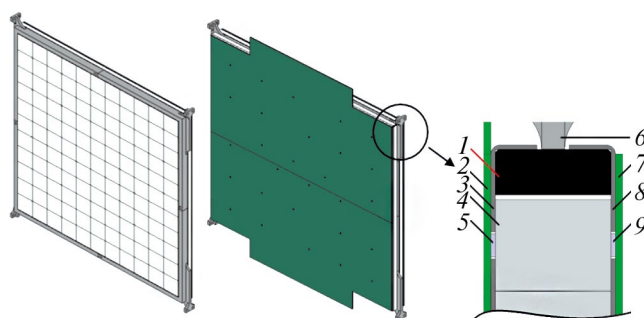


Рис. 4. Схематическое изображение сборки сцинтилляционного слоя детектора HGND. Слева: расположение 121 ячейки в корпусе сборки. В центре: сборка с двумя печатными платами, прикрепленными к матрице сцинтилляторов. Справа: вид в поперечном разрезе полностью собранной сборки с печатными платами: 1 — каркас корпуса; 2 — одна из двух плат с 55 или 66 SiPM (5); 3 и 8 — алюминиевые пластины обеих сторон каркасного корпуса с отверстиями для фотодиодов и светодиодов; 4 — сцинтиллятор; 5 — фотодиод; 6 — кронштейн опоры сборки; 7 — плата светодиодов; 9 — светодиод.

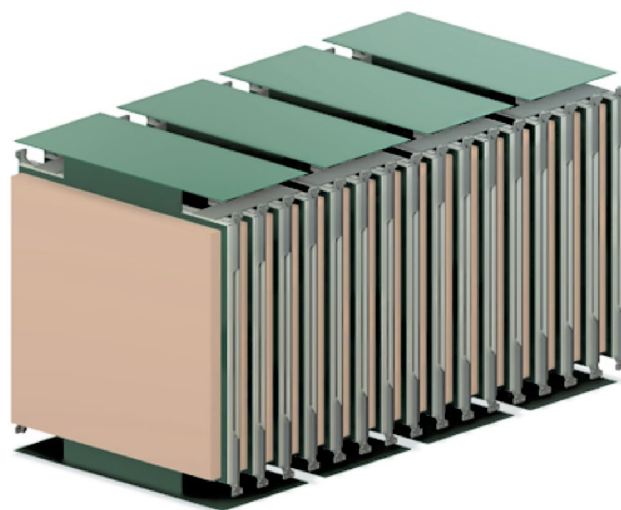


Рис. 5. Схематический вид детектора HGND в сборе с платами считывания сверху и снизу детектора.

[22, 23]. Прохождение частиц через детекторы BM@N и HGND было смоделировано с помощью пакета GEANT4 [24], интегрированного в программный пакет BmnRoot [25]. Детектор HGND при моделировании располагался под углом 17° относительно оси ионного пучка на расстоянии 500 см от мишени. Зависимость времени пролета первичных нейтронов от мишени до входной поверхности детектора HGND от их кинетической энергии показана на рис. 6 слева. Тот же график для фоновых нейтронов и всех заряженных частиц, попавших в объем детектора HGND с любых его сторон, показан

на рис. 6 справа. Для уменьшения значительной части фона предлагается анализировать только частицы, попадающие на детектор HGND в первые 25 нс после взаимодействия иона в мишени (горизонтальные линии на рис. 6). При этом спектр первичных нейтронов будет начинаться с кинетической энергии 300 МэВ. Число фоновых нейтронов в этом диапазоне энергий уменьшится примерно в 6 раз.

График зависимости поперечного импульса от скорости показан на рис. 7 сверху. Здесь показан аксептанс детектора HGND для первичных нейтронов с отбором по времени пролета от мишени до HGND менее 25 нс. Распределения по скорости и поперечному импульсу первичных нейтронов (красная кривая) и фоновых нейтронов (зеленая кривая) показаны на рис. 7 (в центре и снизу соответственно). Видно, что под этим углом детектор HGND будет регистрировать первичные нейтроны в диапазоне скоростей 0.8–1.8, включая область средней скорости $y_0 = 1.05$, как показано розовой вертикальной линией. Для сравнения, синими кривыми показаны распределения протонов по скорости и поперечному импульсу, измеренные спектрометром BM@N.

Распределение попаданий всех частиц в ячейки слоя VETO без отбора по времени показано на верхнем графике рис. 8. Аналогичное распределение с отбором по времени 25 нс показано на рис. 8 в центре. Большая частота попаданий наблюдается на стороне VETO, которая на-

ходится ближе к оси луча. Частота попаданий нормирована на одно взаимодействие в мишени. При максимальной ожидаемой частоте взаимодействий около 7 кГц частота попаданий в одиночной ячейке VETO ожидается не более 350 в секунду. Из-за низкой частоты попаданий вероятность наличия двух и более попаданий в один сцинтиллятор составляет менее 0.3% (рис. 8 снизу).

Энергетические спектры и распределения множественности первичных (синий) и фоновых (зеленый) нейтронов с временем пролета менее 25 нс на входной поверхности детектора HGND в выбранном положении показаны на рис. 9. Для сравнения показаны соответствующие энергетические спектры нейтронов без отбора по времени (красный и розовый).

Видно, что для первичных нейтронов с энергией более 300 МэВ преобладает множественность нейтронов равная единице. Использование отбора по времени менее 25 нс позволяет существенно снизить множественность фоновых событий в рассматриваемом диапазоне энергий первичных нейтронов.

В настоящее время ведется разработка методов идентификации нейтронов и реконструкции их энергий в HGND с реалистичным фоном и множественностью нейтронов. Тем не менее верхний предел эффективности регистрации HGND можно оценить по моделированию первичных нейтронов с множественностью равной

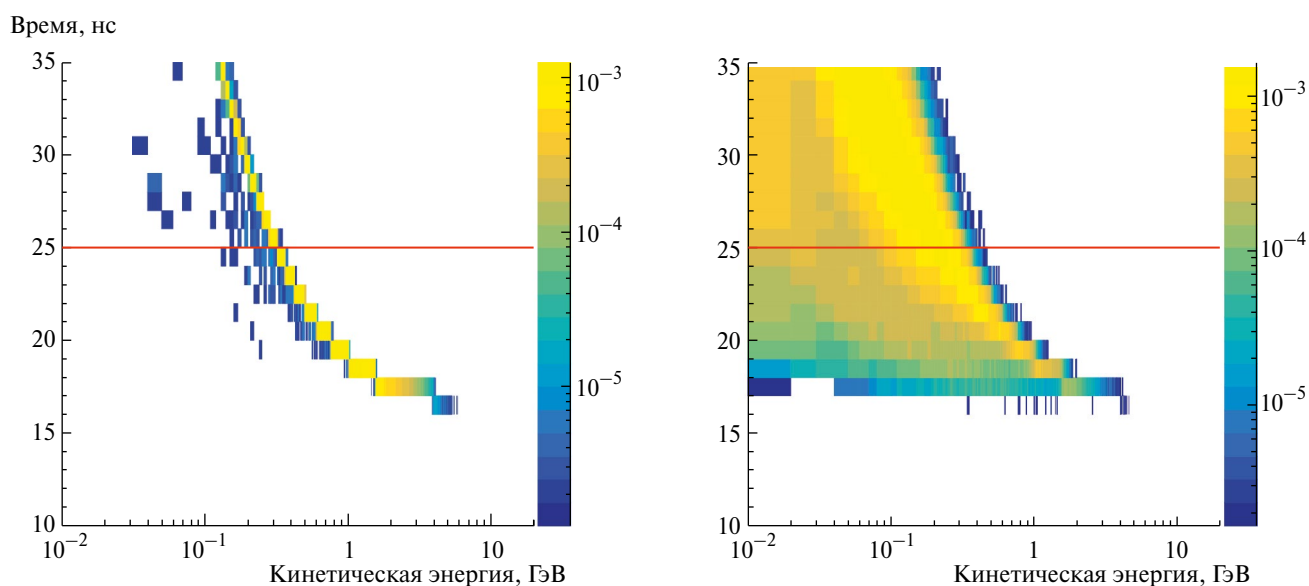


Рис. 6. Слева: зависимость времени пролета первичных нейтронов от их кинетической энергии на входе детектора HGND. Справа: то же для фоновых нейтронов и всех заряженных частиц на поверхностях детектора HGND.

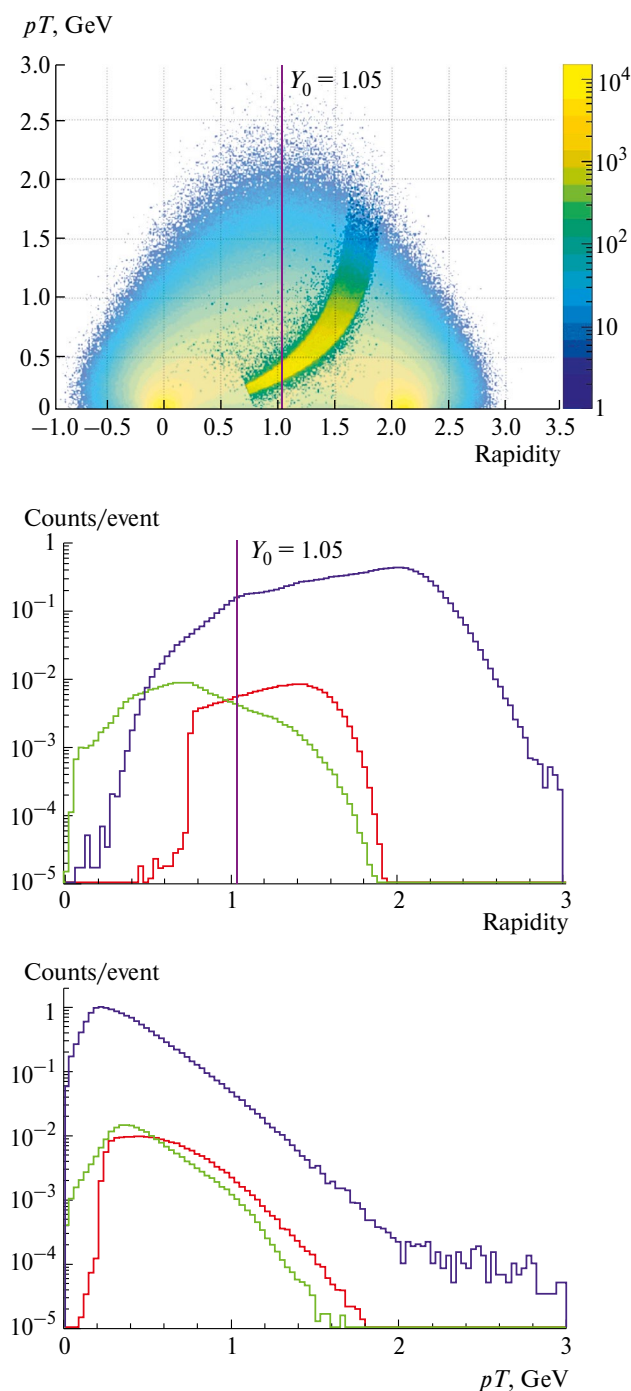


Рис. 7. Сверху: график зависимости поперечного импульса от быстроты. Вставка соответствует аксептансу детектора HGND под углом 17° для первичных нейтронов с отбором по времени менее 25 нс. Распределения по быстроте и поперечному импульсу для первичных (красный цвет) и фоновых (зеленый цвет) нейтронов показаны на центральном и нижнем рисунках соответственно. Вертикальная линия на распределении по быстроте соответствует средней быстроте $y_0 = 1.05$ для данной реакции. Синими кривыми показаны соответствующие распределения протонов, измеренные спектрометром BM@N.

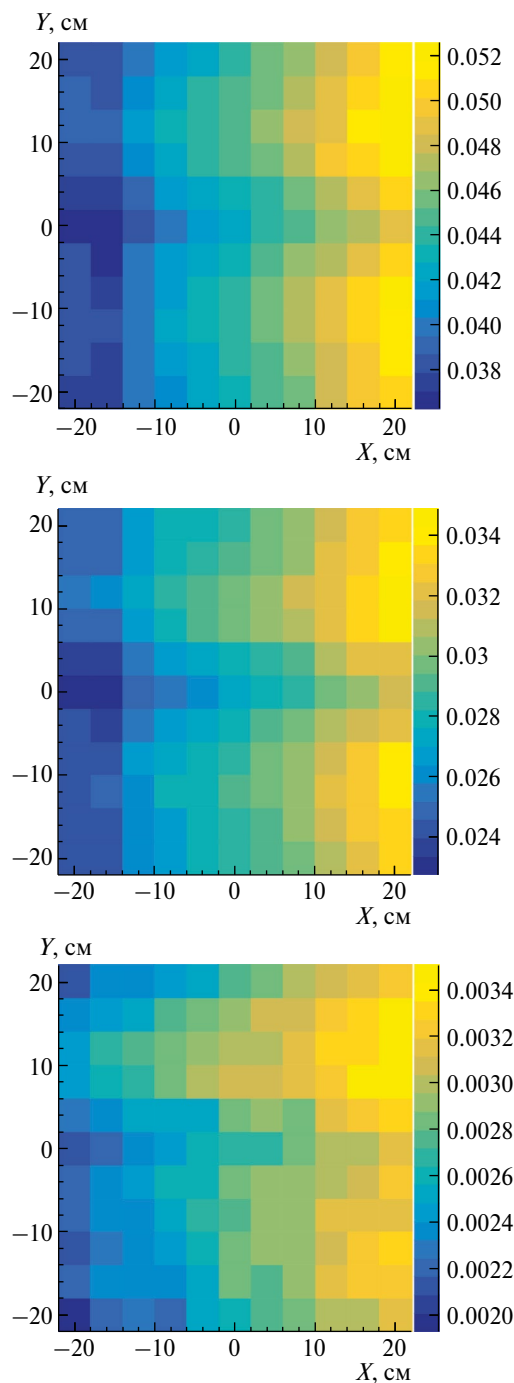


Рис. 8. Сверху: распределение попаданий всех частиц в сцинтилляторы детектора VETO, нормированные на одно взаимодействие в мишени. В центре: то же с отбором по времени менее 25 нс. Снизу: вероятность иметь два и более попаданий в сцинтилляторы VETO.

единице. Эти нейтроны проходят через детектор HGND и вызывают срабатывания некоторых ячеек в активных слоях детектора. Распределение слоев по количеству срабатываний ячеек на одно событие, показано на рис. 10 слева. Распределение слоев с первым срабатыванием ячейки в событии показано на рис. 10 справа.

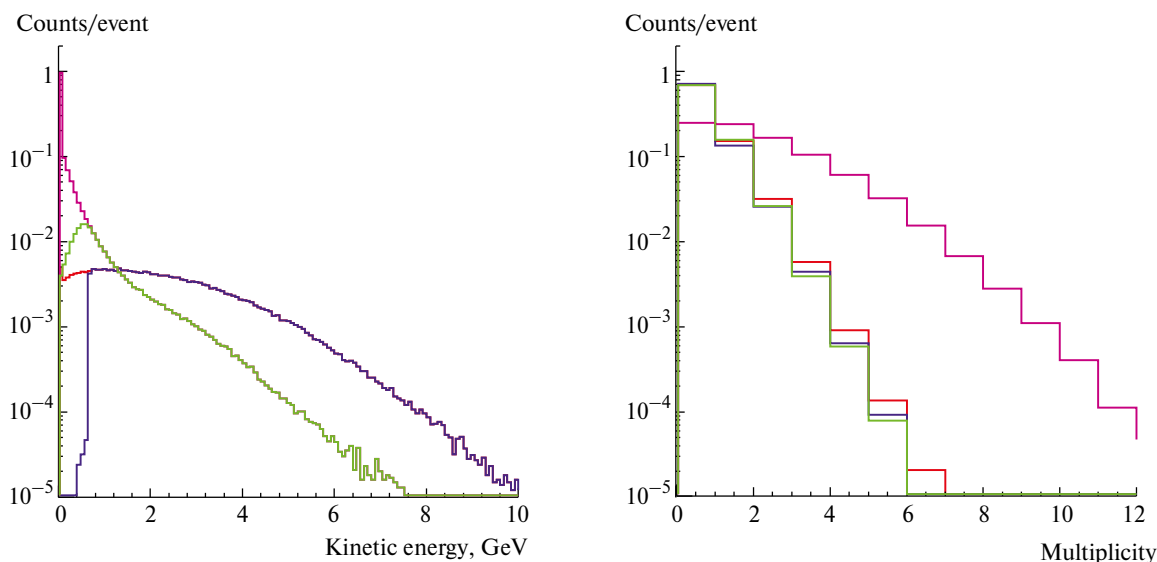


Рис. 9. Энергетические спектры нейтронов (слева) и распределения по множественности (справа) для первичных (синий) и фоновых (зеленый) нейтронов на входной поверхности детектора HGND с отбором по времени менее 25 нс. Красная и розовая кривые соответствуют первичным и фоновым нейтронам без отбора по времени.

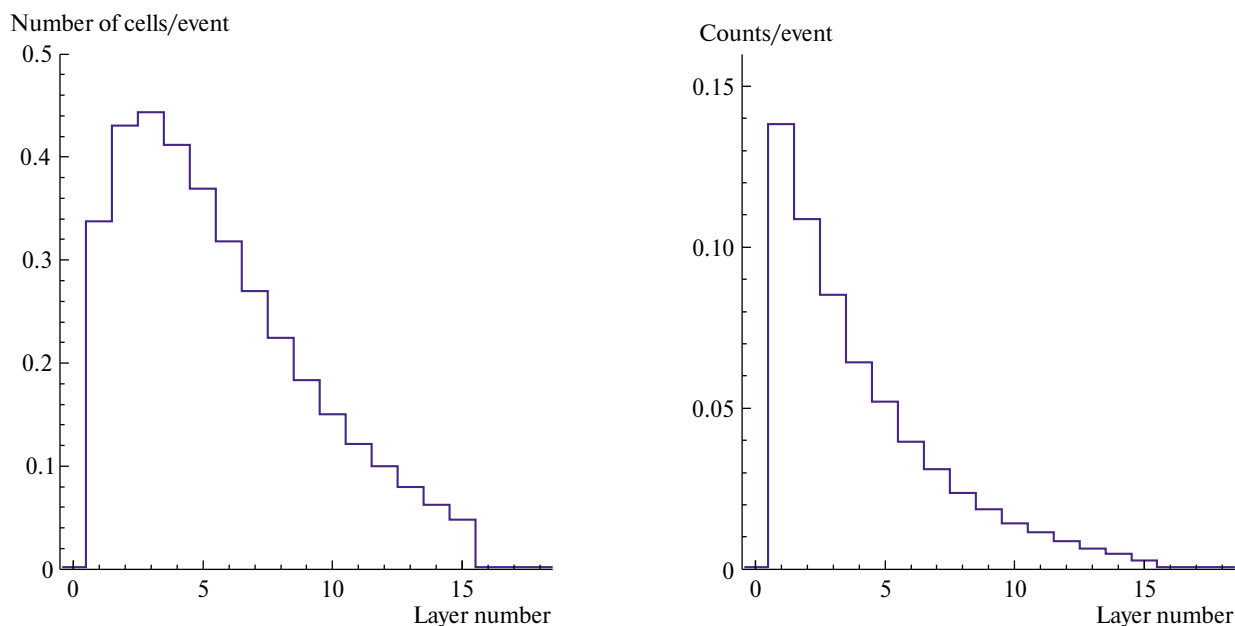


Рис. 10. Слева: распределение слоев по количеству срабатываний ячеек на одно событие. Справа: распределение слоев с первой срабатывающей ячейкой в событии.

Регистрируемые времена срабатывания ячеек были размыты по их временному разрешению (150 пс). При этом учитывались только ячейки с энерговыделением более 3 МэВ ($\frac{1}{2}$ MIP). Для восстановления энергии нейтронов определялось время первого срабатывания ячейки. Зная время и расстояние данной ячейки от мишени, можно восстановить энергетический спектр первичных нейтронов (рис. 11 слева). Красным цветом показан спектр первичных нейтронов с множественностью равной еди-

нице, полученный от генератора событий. Спектр, показанный синим цветом, рассчитан на основе времени первого срабатывания одной из ячеек. Эффективность восстановления нейтрона рассчитана по этим спектрам и показана как функция кинетической энергии нейтрона (рис. 11 справа). Необходимо подчеркнуть, что эту эффективность следует рассматривать как верхний предел. В действительности эффективность будет меньше, поскольку придется учитывать неэффективность из-за отбраковки

фона и идентификации первичных нейтронов с множественностью больше единицы.

Зависимость восстановленной энергии нейтрона и энергетического разрешения от энергии первичного нейтрона представлена на рис. 12. Результаты показаны для двух случаев временного разрешения ячеек: 100 пс (красный) и 150 пс (синий). Видно, что при энергии до 2 ГэВ имеется хорошее согласие между восстановленными и смоделированными энергиями нейтронов. При более высоких энергиях наблюдается незначительное увеличение восстановленной энергии по сравнению с моделируемой при временном

разрешении ячеек 150 пс. Для временного разрешения 100 пс разрешение по энергии нейтронов 300 МэВ составляет около 1% и увеличивается до 13% для нейтронов с энергией 4 ГэВ.

Исходя из оценок, полученных в моделировании, за месяц работы эксперимента BM@N с помощью детектора HGND можно накопить около 10^9 первичных нейтронов. Такое количество первичных нейтронов можно получить при интенсивности пучка ионов висмута $5 \cdot 10^5$ в секунду, эффективности работы ускорителя 70%, толщине мишени эквивалентной 2% ядерной длины взаимодействия, средней множествен-

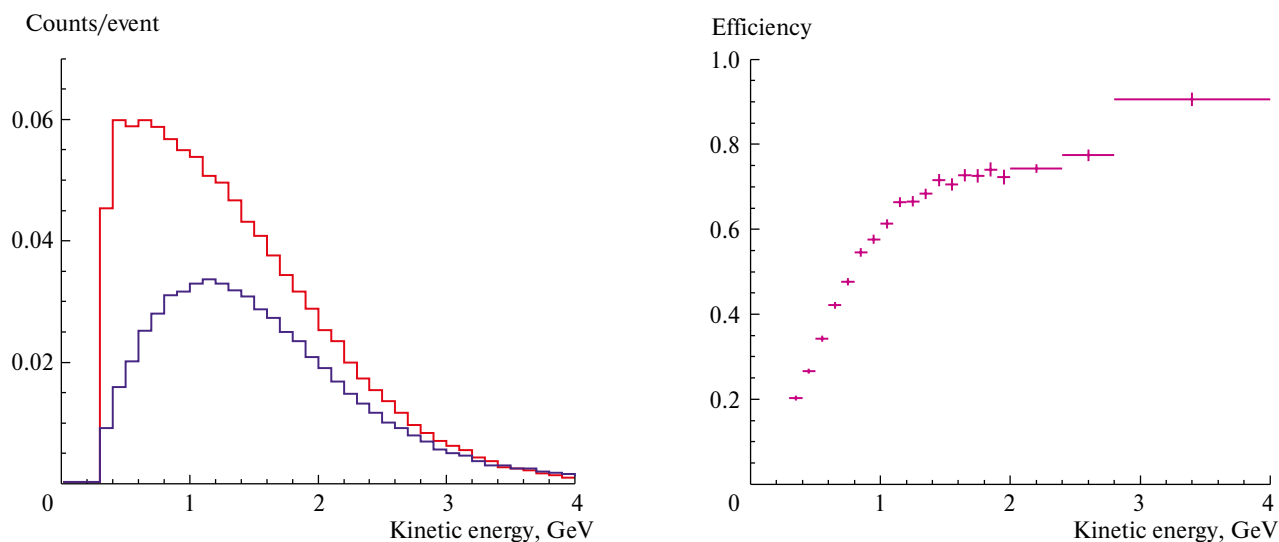


Рис. 11. Слева: энергетический спектр первичных нейтронов с множественностью равной единице (красный) на поверхности детектора HGND и восстановленный спектр нейтронов (синий). Справа: эффективность восстановления энергии как функция кинетической энергии нейтрона.

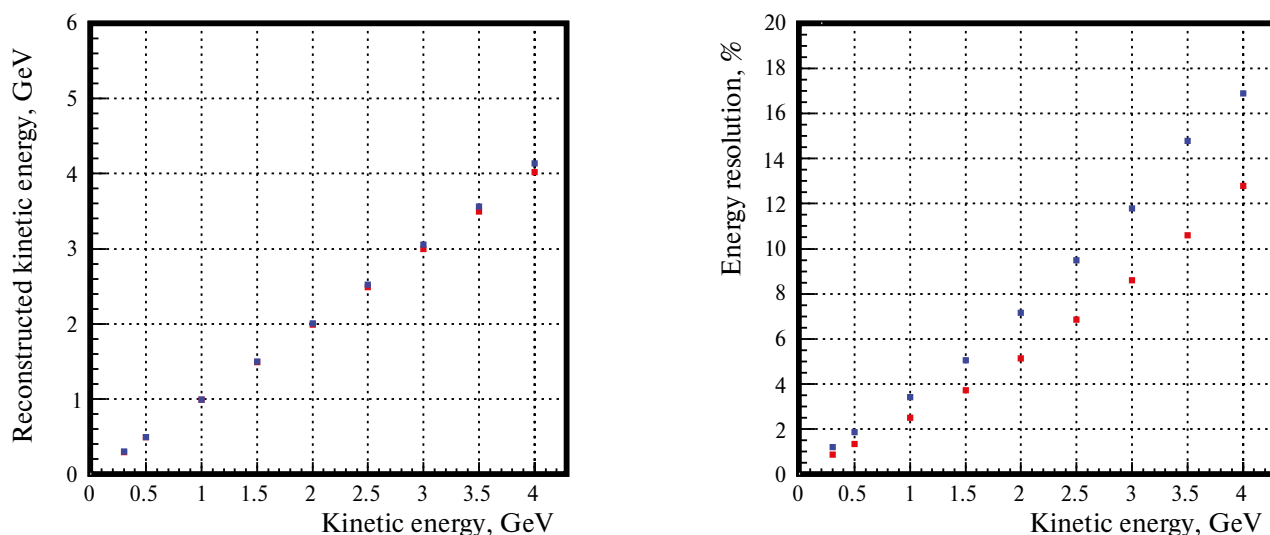


Рис. 12. Слева: зависимость восстановленной кинетической энергии нейтрона от его энергии, заданной в моделировании, для временного разрешения ячейки 100 пс (красный) и 150 пс (синий). Справа: зависимость энергетического разрешения нейтронов от кинетической энергии нейтронов.

ности первичных нейтронов 0.1 нейтрона на одно взаимодействие и средней эффективности детектора HGND 50%. Этого количества нейтронов будет достаточно для изучения с хорошей точностью зависимости прямых и эллиптических нейтронных потоков от быстроты и поперечного импульса первичных нейтронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана конструкция и приведены результаты моделирования нового компактного детектора HGND, разработанного для регистрации нейтронов на установке BM@N. Показано, что предлагаемый времяпролетный детектор HGND, собранный из слоев сцинтилляционных детекторов (ячеек) с временным разрешением 100–150 пс и поглотителей между этими слоями, сможет идентифицировать нейтроны и измерять их энергию в диапазоне 300–4000 МэВ с энергетическим разрешением порядка нескольких процентов и эффективностью около 50–60% в зависимости от энергии нейтронов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны С. В. Афанасьеву (ОИЯИ) и А. В. Ставинскому (НИЦ “Курчатовский институт”) за плодотворные обсуждения и предложения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00132).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sorensen A., Agarwal K., Brown K. et al.* // e-Print: 2301.13253. Available online 20 December 2023. <https://arxiv.org/abs/2301.13253>
2. *Senger P.* // Phys. Scripta 2021. V. 96. P. 054002. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/abebfe>
3. *Le Fèvre A., Leifels Y., Reisdorf W., Aichelin J., Hartnack Ch.* // Nucl. Phys. A. 2016. V. 945. P. 112. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.09.015>
4. *Leifels Y., Blaich T., Elze T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 963. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.963>
5. *Lambrecht D., Blaich T., Elze T. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 350. P. 115. <https://doi.org/10.1007/BF01290679>
6. *Russotto P., Wu P.Z., Zoric M. et al.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 697. P. 471. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.033>
7. *LAND Collab., Blaich T., Elze T., Emling H. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1992. V. 314. P. 136. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90507-Z](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90507-Z)
8. *Russotto P., Le Fèvre A., Lukasik J. et al.* // arXiv: 2105.09233v1 May 2021. <https://arxiv.org/abs/2105.09233>
9. *Boretzky K., Gašparić I., Heil M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2021. V. 1014. P. 165701. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165701>
10. *Senger P.* // Particles. 2022. V. 5(1). P. 21. <http://dx.doi.org/10.3390/particles5010003>
11. *E895 Collab., Pinkenburg C., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1295. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1295>
12. *E895 Collab., Liu H., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5488. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5488>
13. *E895 Collab., Chung P., Ajitanand N., Alexander J. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 021901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.021901>
14. *Senger P.* // Universe. 2021. V. 7(6). P. 171. <https://doi.org/10.3390/universe7060171>
15. *Senger P.* // PoS CPOD2021. 2022. V. 400. P. 033. <https://doi.org/10.22323/1.400.0033>
16. *Kapishin M.* // JPS Conf. Proc. 2020. V. 32. P. 010093. <http://doi.org/10.7566/JPSCP.32.010093>
17. EQR15 Series SiPMs. <http://www.ndl-sipm.net/PDF/Datasheet-EQR15.pdf>
18. Eljen Technology. <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-228-ej-230>
19. *Guber F., Ivashkin A., Karpushkin N. et al.* // e-Print: 2309.03614. Available online 20 December 2023. <https://arxiv.org/abs/2309.03614>
20. *Karpushkin N., Guber F., Finogeev D. et al.* // e-Print: 2308.08341. Available online 20 December 2023. <https://arxiv.org/abs/2308.08341>
21. *Finogeev D., Guber F., Izvestnyy A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2024. V. 1059. P. 168952. ISSN 0168-9002. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168952>
22. *Amelin N., Gudima K., Toneev V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 51(2). P. 327.
23. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 303. <https://doi.org/10.1134/S1547477120030024>
24. *Brun R., Bruyant F., Carminati F., et al.* // CERN Program Library, CERN, Geneva, Switzerland, 1993 Report number: CERN-W5013. <https://doi.org/10.17181/CERN.MUHF.DMJ1>
25. BMNROOT. <https://git.jinr.ru/nica/bmnroot>