

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.8

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОГРАНУЛЯРНОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО
ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА VM@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, пр. 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

*email: karpushkin@jnr.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023 г.

После доработки 14.12.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2023 г.

Приводится описание конструкции детектора HGND (High Granular Neutron Detector) для измерения азимутальных потоков нейтронов в диапазоне от 300 до 4000 МэВ, а также образующихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях до 4 АГэВ тяжелых ионов в эксперименте VM@N (Barionic Matter at Nuclotron) на выведенном пучке нуклотрона ОИЯИ, Дубна. 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 V_i+V_i при энергии 3 АГэВ.

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 изоспин-симметричным столкновениям 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 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 уравнение 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 BN@N и положения детектора HGND в экспериментальном зале, подробности конструкции детектора нейтронов с предлагаемой электроникой, а также экспериментальные результаты измерения времяпролетного разрешения сцинтилляционных детекторов (ячеек) HGND. Результаты моделирования акцептанса, эффективности регистрации нейтронов, разрешения по энергии нейтронов и оценки скоростей счета нейтронов представлены для реакции $Vi+Vi$ при энергии 3 АГэВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА BM@N

Эксперимент $BM@N$ является частью ускорительного комплекса NICA (см. рис.1), размещенного 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 $Xe+CsI$ с двумя кинетическими энергиями ионов ксенона: 3 и 3.8 АГэВ. Установка $BM@N$, которая использовалась в этом эксперименте, показана на рис. 2 и включает в себя обычный 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.

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 $Xe+CsI$.

Идентификация частиц осуществляется путем измерения времени пролета с помощью времяпролетных детекторов TOF-400 и TOF-700, размещенных на расстоянии 4 м и 7 м от мишени соответственно. Они состоят из многозачорных резистивных плоских камер (RPC) 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), шести трековых станций на основе трехзачорных 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 сцинтилляционной стенкой (ScWall), последняя также используется для измерения заряженных фрагментов-спектаторов. Также установка содержит пучковые и триггерные детекторы, перечисленные на рис.2.

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

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

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 % POPOP. 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 TiO₂, 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 центром каждого сцинтиллятора. На одной из сторон корпуса установлены две печатные платы с 55 и 66 SiPM соответственно, обеспечивающие считывание света, на которых расположены предусилитель и LVDS-компараторы, генерирующие сигнал методом Time-over-Threshold (ToT) для схемы считывания. На другой стороне корпуса смонтирована печатная плата со 121 светодиодом, обеспечивающая возможность калибровки каждого канала.

Рис. 4. Схематическое изображение сборки сцинтилляционного слоя детектора HGND.

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 VM@N.

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

5. МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ ДЕТЕКТОРА HGND

Моделирование детектора HGND методом Монте-Карло было проведено для изучения его акцептанса по быстроте 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 $Vi + Vi$ при энергии 3.0 АГэВ было получено с помощью генератора событий DCM-QGSM-SMM [22, 23]. Прохождение частиц через детекторы VM@N и HGND было смоделировано с помощью пакета GEANT4

[24], интегрированного в программный пакет VmnRoot [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 его 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 в 6 раз.

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.

График зависимости поперечного импульса от быстроты показан на рис. 7 слева. Здесь показан аксептанс детектора HGND для первичных нейтронов с отбором по времени пролета от мишени до HGND менее 25 нс. Распределения по быстроте и поперечному импульсу первичных нейтронов (красная кривая) и фоновых нейтронов (зеленая кривая) показаны на рис.7 (в центре и справа соответственно). Видно, что под этим углом детектор HGND будет регистрировать первичные нейтроны в диапазоне 0.8–1.8, включая область средней быстроты $u_0 = 1.05$, как показано розовой вертикальной линией. Для сравнения, синими кривыми показаны распределения протонов по быстроте и поперечному импульсу, измеренные спектрометром VM@N.

Рис. 7. Слева: график зависимости поперечного импульса от скорости.

Распределение попаданий всех частиц в ячейки слоя VETO без отбора по времени показано на левом 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 находится 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 справа).

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

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).

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.

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 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. 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 единице, 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.

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.

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.

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.

Исходя из оценок, полученных в моделировании, за месяц работы эксперимента VM@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 множественности 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 VM@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. DOI 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., Łukasik 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. V. 17 (2020) P. 303-324. <https://doi.org/10.1134/S1547477120030024>
24. *Brun R., Bruyant F., Carminati F., et al.* // in CERN Program Library, CERN, Geneva, Switzerland (1993) Report number: CERN-W5013. DOI: 10.17181/CERN.MUHF.DMJ1.
25. BMNROOT. <https://git.jinr.ru/nica/bmnroot>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

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+CsI.

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

Рис. 4. Схематическое изображение сборки сцинтиляционного 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.

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. Слева: график зависимости поперечного импульса от скорости. Вставка соответствует акцептансу 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 среднем и правом 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. Слева: распределения попаданий всех частиц в сцинтилляторы детектора VETO, нормированные на одно взаимодействие в мишени. В центре: то же с отбором по времени менее 25 нс. Справа: вероятность иметь два и более попаданий в сцинтилляторы VETO.

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.

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.



Рисунок 1

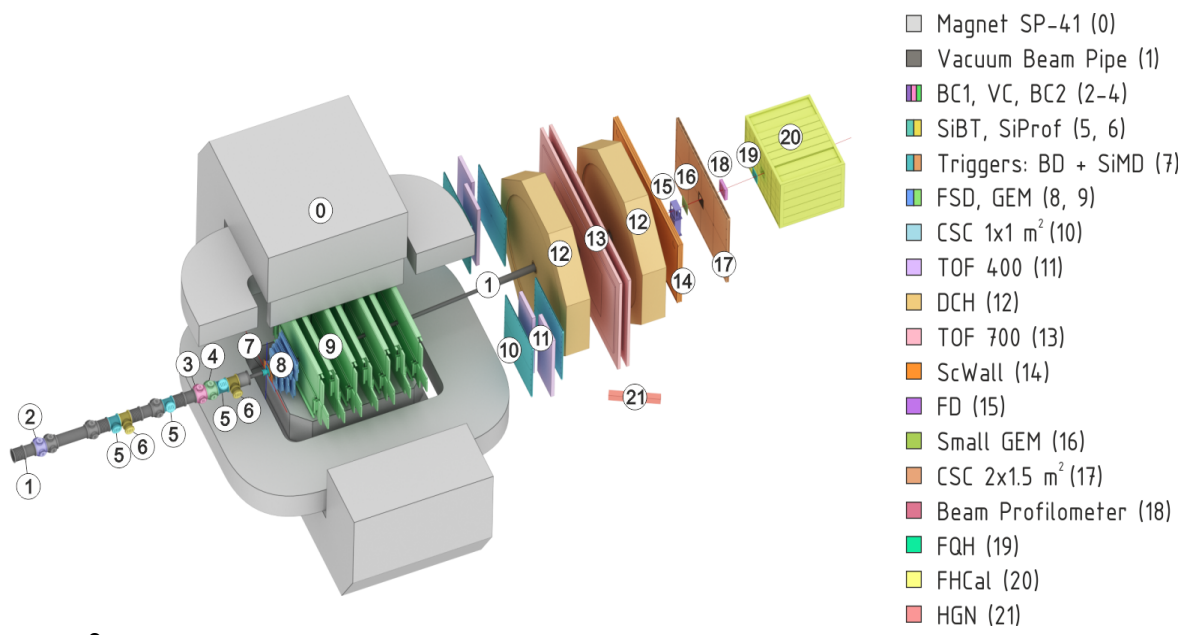


Рисунок 2

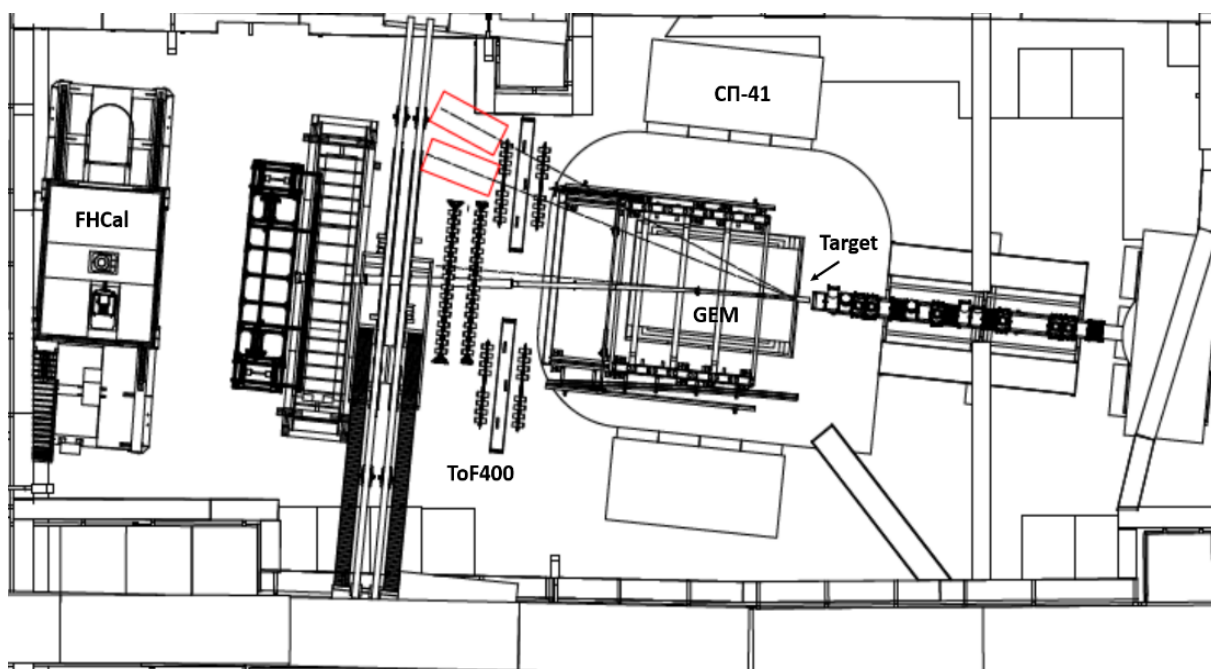


Рисунок 3

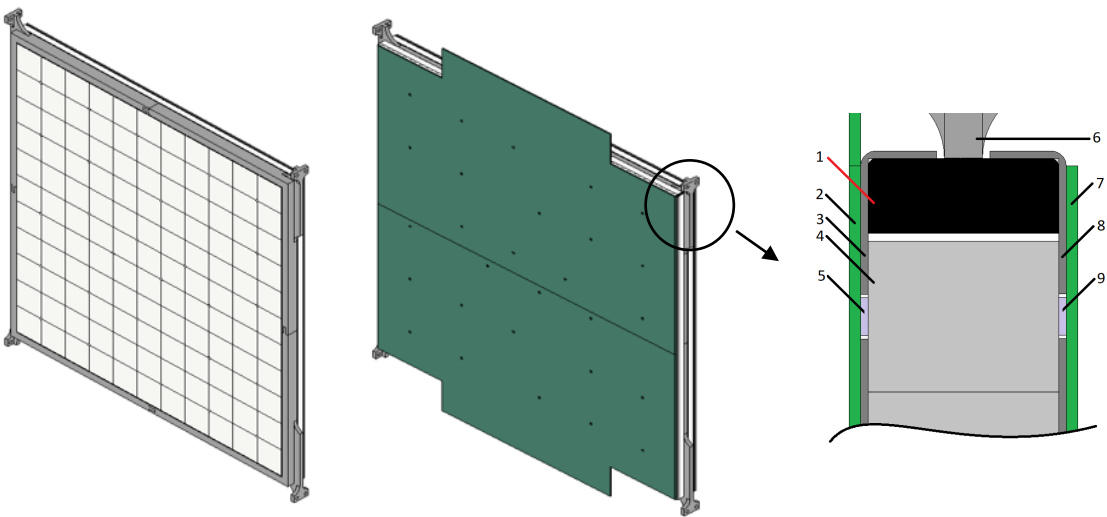


Рисунок 4

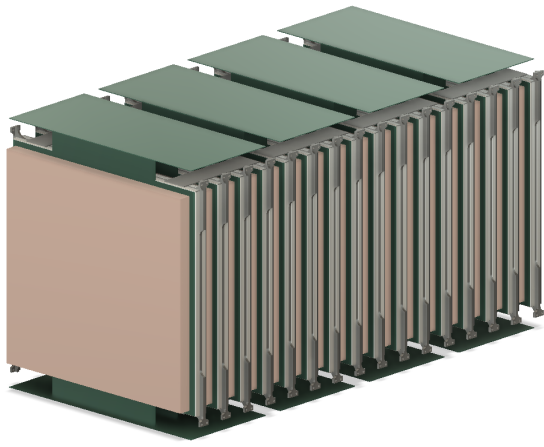


Рисунок 5

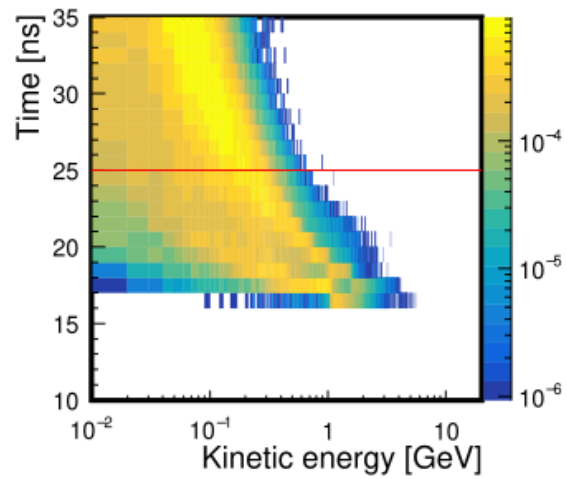
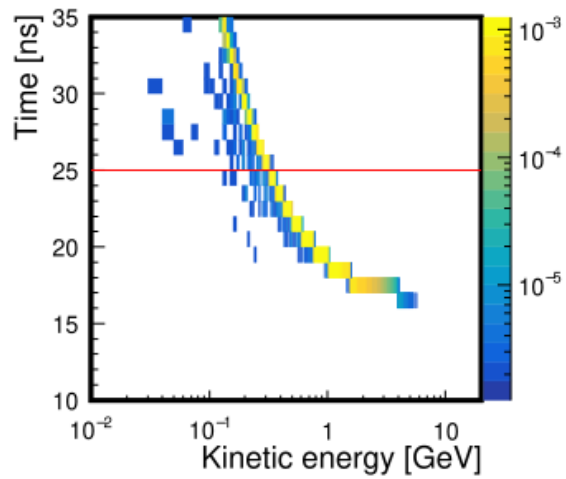


Рисунок 6

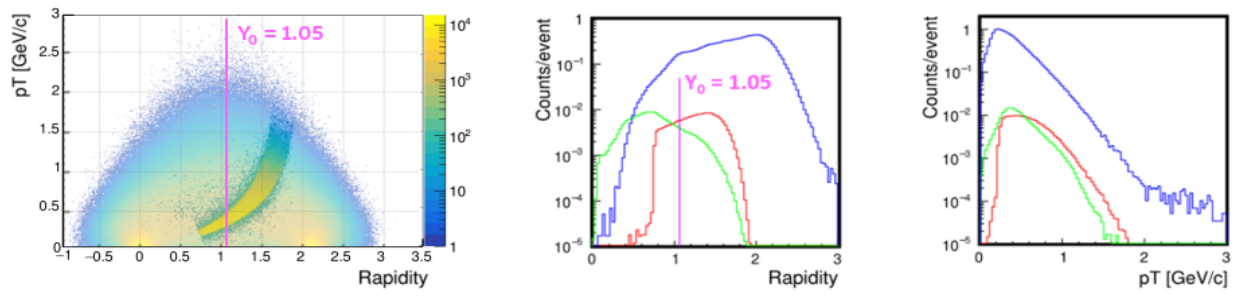


Рисунок 7

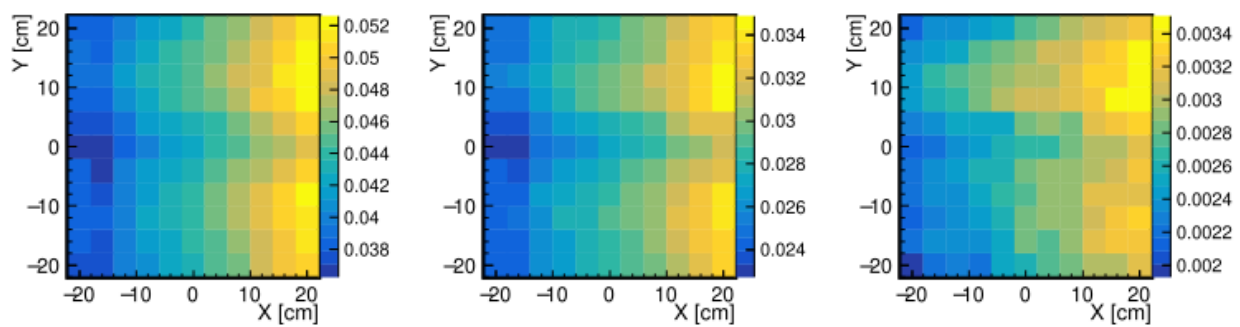


Рисунок 8

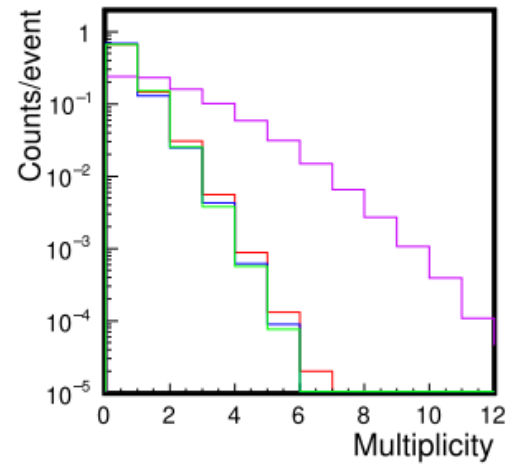
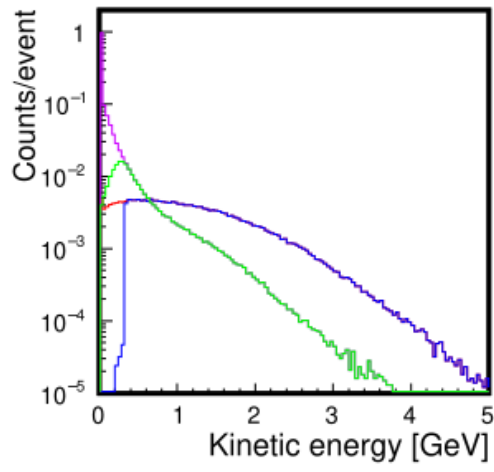


Рисунок 9

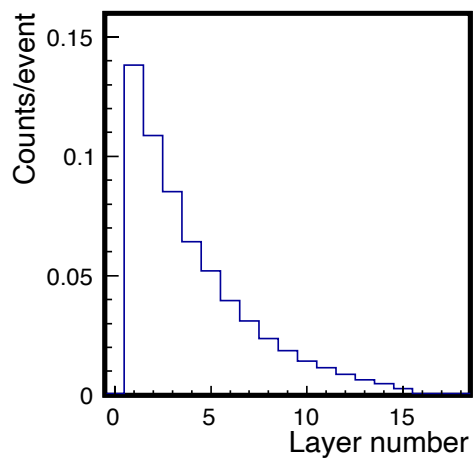
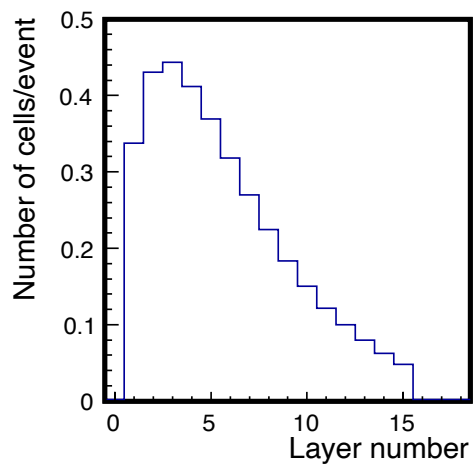


Рисунок 10

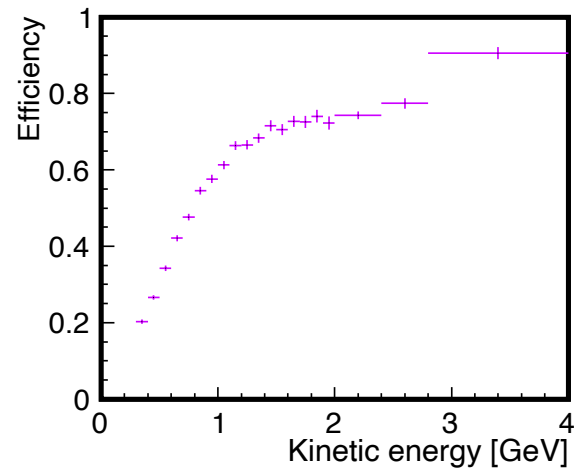
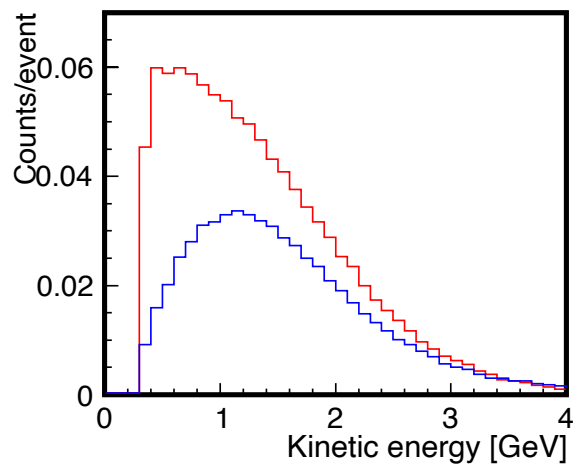


Рисунок 11

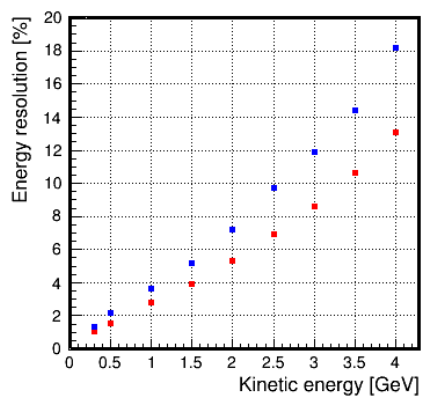
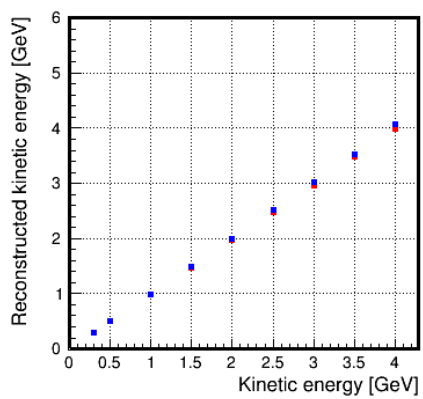


Рисунок 12

Карпушкин Николай Михайлович

Для связи с авторами:

Е-mail: karpushkin@inr.ru

Тел.: +7(905) 594-15-32 (моб.)

Губер Федор Фридрихович

Е-mail: guber@inr.ru

Тел.: +7(903) 629-32-68 (моб.)

Ивашкин Александр Павлович

Е-mail: ivashkin@inr.ru

Тел.: +7(909) 625-34-47 (моб.)

Махнёв Александр Игоревич

Е-mail: amakhnev@inr.ru

Тел.: +7(916) 845-52-78 (моб.)

Морозов Сергей Викторович

Е-mail: morozovs@inr.ru

Тел.: +7(968) 514-20-24 (моб.)