

## ТЕСТ ПРОТОТИПА ОЛВЭ-НЕРО НА ПУЧКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ УСКОРИТЕЛЯ SPS В ЦЕРН

*В. М. Гребенюк<sup>а,б</sup>, А. В. Красноперов<sup>а</sup>, М. В. Лаврова<sup>а</sup>,  
А. Пан<sup>а,б,1</sup>, Д. М. Подорожный<sup>с</sup>, С. Ю. Пороховой<sup>а</sup>,  
А. Д. Рогов<sup>а</sup>, А. Б. Садовский<sup>а</sup>, М. Слуначка<sup>а</sup>,  
Л. Г. Ткачев<sup>а,б</sup>, А. В. Ткаченко<sup>а</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

<sup>а</sup> Институт ядерной физики, Министерство энергетики Республики Казахстан,  
Алма-Ата, Казахстан

<sup>с</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного  
университета им. М. В. Ломоносова, Москва

В программе космических исследований РФ имеется проект космического детектора ОЛВЭ-НЕРО для измерения космических лучей (КЛ) в диапазоне  $10^{12}$ – $10^{16}$  эВ, который будет включать в себя большой ионизационно-нейтронный 3D-калориметр с высокой степенью грануляции и геометрическим фактором  $\sim 16 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ . В качестве основного детектора ОЛВЭ-НЕРО предполагается использовать трековый калориметр на основе борированного сцинтиллятора с вольфрамовым поглотителем. Такой калориметр позволит измерять дополнительный нейтронный сигнал, что улучшит энергетическое разрешение детектора. Кроме того, это улучшит уровень режекции между электромагнитной и ядерной компонентами КЛ в 30–50 раз во всем диапазоне энергий. Изготовленный в ОИЯИ прототип детектора с борированным сцинтиллятором испытан на тестовых пучках SPS в ЦЕРН. Представлены результаты испытаний и моделирования прототипа методом Монте-Карло.

A project of the OLVE-HERO space detector is proposed for cosmic ray (CR) measurement in the range of  $10^{12}$ – $10^{16}$  eV and will include a large ionization-neutron 3D calorimeter with a high granularity and geometric factor of  $\sim 16 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ . As the main OLVE-HERO detector, an image calorimeter of a boron loading of plastic scintillator with a tungsten absorber is to be applied. Such a calorimeter allows one to measure an additional neutron signal which will improve the energy resolution of the detector. Moreover, the rejection power between electromagnetic and nuclear CR components will be increased by a factor of 30–50 in the whole energy range. The boron loaded scintillator detector prototype has been designed and tested at the H8 beam test area at CERN SPS during Pb ion run in 2016 and Xe ion run in 2017. The results of the beam tests and the corresponding Monte-Carlo simulation are presented.

PACS: 96.50.sb; 96.25.Vt; 29.40.Mc; 29.40.Vj

---

<sup>1</sup>E-mail: pan.1992@bk.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Диапазон энергий  $10^{14}$ – $10^{16}$  эВ области первого излома («колена») в спектре галактических космических лучей (КЛ) имеет большое значение для исследования механизмов ускорения и распространения космических лучей. Прямых измерений спектров ядер космических лучей непосредственно в области «колена» нет. Основная информация о ядрах космических лучей в предшествующей «колелу» области при  $10^{12}$ – $10^{14}$  эВ была получена в баллонных экспериментах ATIC [1, 2], CREAM [3, 4], TRACER [5] и на спутниках AMS02 [6, 7] и ПАМЕЛА [8]. В настоящее время начаты исследования КЛ в спутниковых экспериментах CALET [9] и DAMPE [10].

Определение спектра высокоэнергичных электронов ( $> 10^{10}$  эВ) и его возможной анизотропии решит проблему наличия близкого источника КЛ. Продление спектров вторичной компоненты космических лучей, т. е. ядер (Li, Be, B, sub-Fe и т. п.), на два порядка по энергии позволит детально исследовать процессы распространения космических лучей в Галактике.

Фундаментальной проблемой современной физики является установление природы темной материи, существование которой твердо установлено по гравитационным эффектам и анализу анизотропии реликтового микроволнового излучения. Для поиска частиц темной материи требуется прецизионное измерение спектров электронов и  $\gamma$ -квантов вплоть до нескольких десятков ТэВ. Поэтому необходимы дополнительные прямые измерения КЛ при энергиях до 1000 ТэВ с поэлементным разрешением и измерения потока  $\gamma$ -квантов ТэВ-ных энергий. Из-за малости потока КЛ для его эффективного измерения при таких высоких энергиях требуется большой геометрический фактор.

В рамках Федеральной программы космических исследований предполагается создание Обсерватории лучей высоких энергий (ОЛВЭ) для исследования космического излучения в области энергий  $10^{10}$ – $10^{16}$  эВ. Отличительной характеристикой этого проекта является беспрецедентно высокий фактор экспозиции, что позволит решить указанные выше научные задачи.

Основными параметрами космического излучения высоких энергий являются тип частицы, величина ее кинетической энергии и направление прихода. Поэтому в основе предлагаемой проектом конструкции ОЛВЭ-HERO (High Energy Ray Observatory) лежит разработка тяжелого ( $\sim 10$  т) ионизационно-нейтронного 3D-калориметра с высокой гранулярностью и с уникально высоким геометрическим фактором ( $\sim 16$  м<sup>2</sup>·ср). Такой геометрический фактор достигается за счет оптимизации конструкции поглотителя и детектирующих элементов. Трехмерная структура детекторов позволит регистрировать частицы, идущие с разных направлений. В качестве основного детектора предполагается использовать сцинтилляционно-вольфрамовый трековый калориметр, в котором будет применен борированный сцинтиллятор. Это позволит измерять дополнительный сигнал от замедленных до тепловых энергий нейтронов, который даст возможность улучшить энергетическое разрешение калориметра и, главное, повысит в 30–50 раз уровень режекции между электромагнитной и адрон-ядерной компонентами космических лучей во всем диапазоне энергий [11].

## ПРОТОТИП ДЕТЕКТОРА ОЛВЭ-HERO

С целью экспериментального исследования эффектов замедления нейтронов до тепловых энергий был изготовлен прототип детектора, схематический вид которого пока-

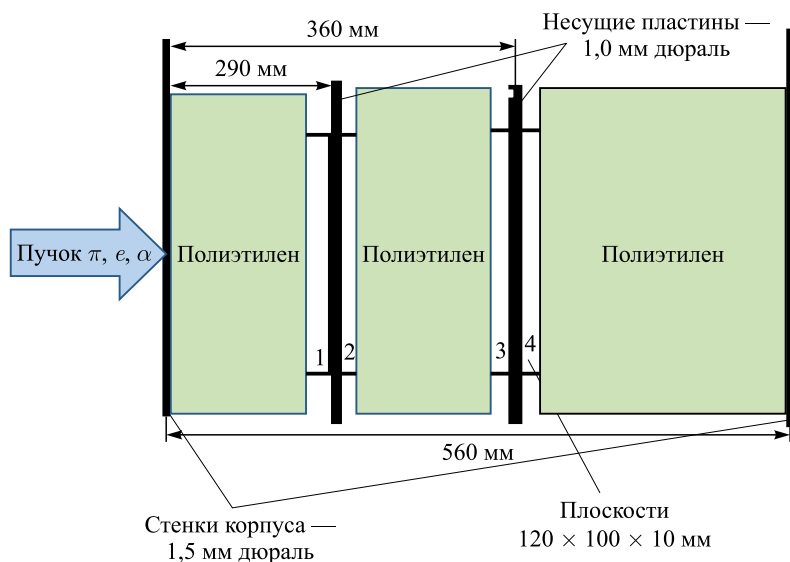
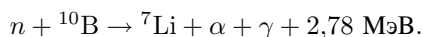


Рис. 1. Схема прототипа ОЛВЭ-HERO на тестовом пучке SPS в ЦЕРН

зан на рис. 1. Он представляет собой четыре плоскости борированного сцинтиллятора  $120 \times 120 \times 10$  мм, собранные попарно (1, 2) и (3, 4) в виде двух модулей на несущих дюралевых пластинах толщиной 1 мм, расположенных внутри светонепроницаемого металлического контейнера. Световые импульсы от проходящих через сцинтиллятор заряженных частиц измеряются с помощью многоканальных ФЭУ фирмы НАМАМАТСУ H8711-10. Объем между модулями заполнен замедлителем в виде полиэтиленовых гранул.

Влетающая в ядро частица взаимодействует с отдельными нуклонами ядра, выбивает из ядра быстрые (каскадные)  $n$ ,  $p$ ,  $\pi$ ,  $d$ ,  $T$ ,  $\alpha$  и другие частицы, оставляя ядро-остаток в сильно возбужденном состоянии. Снятие возбуждения ядро-остатка происходит за счет эмиссии (испарения)  $n$ ,  $p$ ,  $d$  и более сложных частиц и излучения  $\gamma$ -квантов. Средняя энергия испарительных нейтронов составляет  $\sim 2$  МэВ, и они имеют изотропное угловое распределение.

Одни и те же ФЭУ использовались как в системе выработки триггера на взаимодействии в мишени или в веществе прототипа, так и для измерения задержанных сигналов после поглощения замедленного до тепловых энергий нейтрона ядром бора-10 с образованием  $\alpha$ -частицы и ядра лития-7 с суммарной энергией 2,78 МэВ. В литературе упоминаются различные элементы, имеющие большое сечение захвата тепловых нейтронов —  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ , Cd, Gd. Выбор  ${}^{10}\text{B}$  обусловлен тем, что в результате реакции захвата нейтрона с сечением 755 б образуется энергичная  $\alpha$ -частица:



Весовая доля бора в сцинтилляторе  $\sim 5\%$ ,  $\alpha$ -частица уносит большую часть энергии в этой реакции (1,47 МэВ) и тратит ее на выработку сцинтилляционного сигнала, амплитуда которого эквивалентна сигналу от электрона с энергией 76 кэВ. В полиэтилене типичное время замедления испарительного нейтрона с энергией  $\sim 2$  МэВ составляет 2,7 мкс.

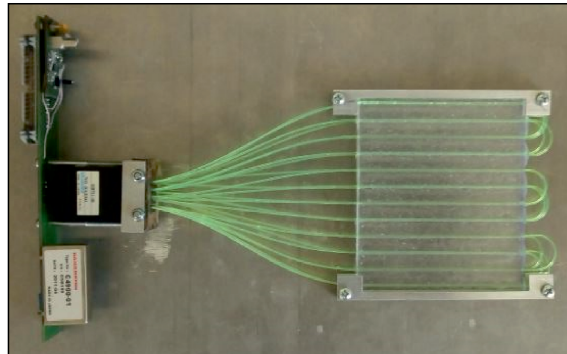


Рис. 2. Сцинтилляционная плоскость 4 прототипа ОЛВЭ

Тесты прототипа проводились на ускорителе SPS в ЦЕРН в 2016 г. на пучках ядер фрагментации от ускоренного ядра свинца Pb с энергией 150 ГэВ/нуклон с применением настройки жесткости в тестовом канале H8 в интервале  $A/Z = 2,2-2,5$ , а также в 2017 г. на пучке ядер ксенона Xe с энергией 13 ГэВ/нуклон или ядер фрагментации ксенона с жесткостью, соответствующей  $A/Z = 2,1$ . Интенсивность потока ядер из ускорителя на мишень в канале  $\sim 5000 \text{ с}^{-1}$ . В качестве мишени использовались железные или свинцовые бруски различной толщины на расстоянии 5 см от передней стенки контейнера.

На рис. 2 представлена фотография детектирующей плоскости: в борированном сцинтилляторе толщиной 5 мм были прорезаны канавки, в которые клеивался WLS-файбер толщиной 1 мм фирмы KURARAY. Сигналы с волокон собирались в коллектор и подавались на фотокатод 16-канального ФЭУ типа H8711-10 фирмы HAMAMATSU. В детекторах 1–3 противоположный от ФЭУ торец волокна заканчивался слоем серебра для отражения светового сигнала. В детекторе 4, как видно из рис. 2, на противоположном конце волокна делает петлю и возвращается к ФЭУ по другой канавке, что также увеличивает амплитуду суммарного светового сигнала на фотокатод. Усиленный в ФЭУ сигнал снимался с последнего динода для организации триггера и записи амплитуд отобранных триггером событий.

Интерес к регистрации нейтронов заключается в том, что сигнал от их взаимодействия с веществом детектора возникает с задержкой и поэтому может быть измерен независимо от сигнала заряженных вторичных частиц, которые дают одновременные незадержанные отсчеты во всех четырех плоскостях детектора.

Испарительные нейтроны, образующиеся в мишени и полиэтилене-замедлителе, регистрируются теми же детектирующими плоскостями после замедления до тепловых энергий. Однако нейтронный сигнал возникает лишь в одной из плоскостей, так как нейтрон захватывается в  $^{10}\text{B}$  с образованием  $\alpha$ -частицы, которая имеет ничтожно малый пробег и регистрируется в месте ее образования в сцинтилляторе детектора. Одновременная случайная регистрация нейтронов в нескольких плоскостях маловероятна. Исходя из этих соображений на блоках фирмы LeCroy была реализована схема измерения, которая изображена на рис. 3. Сигнал с каждой из четырех плоскостей подается на вход линейного сумматора-разветвителя «428». Первые выходы соединены с входами дискриминатора «623A», выходы которого соединены с входами схемы совпадений «465». Это канал выработки триггера.

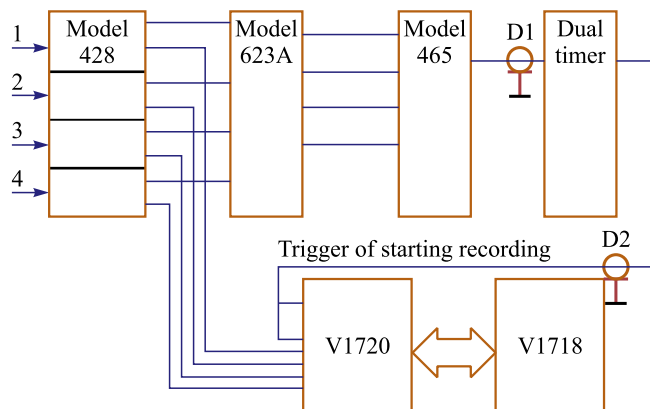


Рис. 3. Блок-схема системы измерения

Вторые выходы линейного разветвителя соединены с входами диджитайзера V1720, который расположен в крейте VME и через VME USB Bridge V1718 соединен с компьютером.

Все перечисленные блоки расположены в крейтах NIM и VME непосредственно в канале рядом с детектором, а блок Dual Timer находится в измерительном центре на расстоянии вне пучковой зоны. Его вход соединен кабелем длиной около 30 м с выходом схемы совпадений «465», которая вырабатывает триггерный сигнал. Временное положение выходного сигнала с блока Dual Timer может изменяться непосредственно из измерительного центра и не требует перекрытия пучка. Сигнал с Dual Timer служит триггером записи события, что позволяет измерять временное распределение аналоговых сигналов вплоть до 16 мкс. Временная шкала диджитайзера V1720 составляет 4 мкс. Для контроля сигнал триггера записи подается на один из аналоговых входов V1718.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТА В 2017 Г. НА ЯДРАХ КСЕНОНА

Поскольку нас интересовала только временная информация о сигналах с детекторов, в измерениях 2017 г. линейный сумматор-разветвитель был исключен из блок-схемы эксперимента и на входы диджитайзера подавались сигналы со вторых выходов дискриминатора «623А», пороги которого составляли 30 мВ, а длительность выходных сигналов  $\sim 40$  нс.

Для записи информации с четырех каналов использовался 8-канальный диджитайзер фирмы CAEN V1720. На рис. 4 представлены примеры событий тестового эксперимента с помощью диджитайзера при задержке после срабатывания триггера  $\Delta T = 4$  мкс, показаны временные зависимости амплитуд с временным шагом (тактом) 4 нс во временном окне длительностью 4 мкс. Триггерный канал выделен черным цветом (0-й канал, 3), амплитуды с информационных каналов 1–4 показаны другими цветами. Из приведенных на рис. 4 данных видно, средние величины амплитуд сигналов лежат в интервале  $\langle A(t) \rangle = 2160\text{--}2190$  кодов АЦП, а величина и уровень шумов электроники во всех каналах более-менее одинаковы и стабильны во времени.

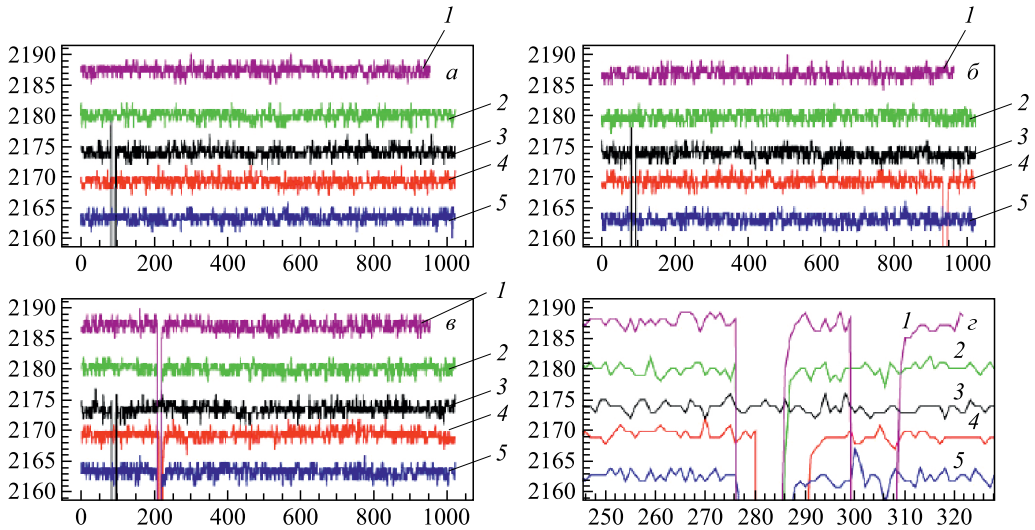


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Временные зависимости амплитуд с шагом 4 нс во временном окне длительностью 1024 тактов, равном 4 мкс

На рис. 4, *a* приведен пример события, когда был выработан триггерный сигнал (пик на черном графике (3) в  $\sim 100$ -м канале), но никаких сигналов от замедленных частиц не появилось. На рис. 4, *б* показано событие, в котором есть как триггерный сигнал, так и одиночный сигнал красного цвета (4) в  $\sim 950$ -м канале от  $\alpha$ -частицы, которая образовалась при захвате запаздывающего теплового нейтрона и которая не может дать сигнал в нескольких детектирующих плоскостях. На рис. 4, *в* показано событие, когда кроме триггерного сигнала появился также сигнал в  $\sim 200$ -м канале от другой пучковой частицы, прошедшей через детектирующие плоскости после выработки триггерного сигнала. Как и следовало ожидать, такой сигнал возникает практически одновременно в разных плоскостях детектора. Наши пучковые частицы — это фрагменты, которые летят из первичной мишени в канале ускорителя и имеют заданную быстроту. Фрагменты летят с разной скоростью, в зависимости от массы. Разность скоростей небольшая, поэтому в окне 4 мкс мы видим появление этих частиц. На рис. 4, *г* показаны для наглядности более детально сигналы от запаздывающих заряженных частиц в  $\sim 280$ -м канале (запаздывающие пучковые частицы) и одиночный сиреневый сигнал (1) от  $\alpha$ -частиц в  $\sim 305$ -м такте от захваченного теплового нейтрона. Эффективная толщина мишени составлена из 24 мм свинца и 20 см полиэтилена, что дает  $\sim 36\%$  ядерной длины взаимодействия, т. е. с вероятностью 30% появляются вторичные заряженные частицы от взаимодействий в мишени или замедлителе.

Как видно из рис. 4, *г*, разброс появления импульсов от задержанных пучковых частиц в разных каналах составляет  $\sim 5$  тактов. Выбором подходящей ширины бина временной гистограммы можно получить разбросы сигналов от задержанной пучковой частицы в различных каналах в одном бине. С точностью до случайных совпадений нейтроны будут давать одиночные сигналы, что и используется в качестве критерия их выделения.

С учетом того, что весь диапазон измерения сигналов от запаздывающих нейтронов достигает 16–20 мкс, существенной особенностью проведения эксперимента с данным

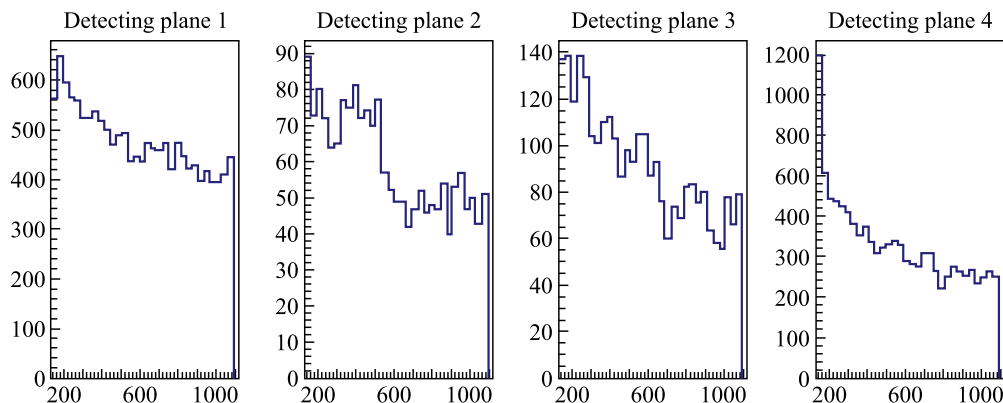


Рис. 5. Выход запаздывающих нейтронных сигналов в диапазоне от 0 до 4 мкс. Условие формирования триггера — совпадение сигналов во всех четырех плоскостях детектора

типом диджитайзера являлось ограничение из-за ширины временных ворот — не более 4 мкс. С учетом этого набор статистики производился с последовательным изменением временной задержки триггера  $\Delta T$  квантами по 4 мкс и последующей шшивкой полученных при разной задержке результатов. На рис. 5 приведены результаты измерения выходов запаздывающих нейтронных сигналов в диапазоне от 0 до 4 мкс на пучке ядер Хе, когда перед установкой помещалась свинцовая мишень толщиной 24 мм. Триггер формировался условием совпадения сигналов во всех четырех плоскостях детектора, и задержанные сигналы от проходящих частиц записывались с задержкой  $\Delta T = 0$  мкс после получения триггера. Из рисунка видно, что после вычета сигналов от проходящих пучковых задержанных частиц во всех четырех детекторах в интервале 0–4 мкс наблюдается уменьшение выхода задержанных нейтронов в 1,5–2,0 раза. Четвертая детектирующая плоскость отличалась от остальных тем, что у нее не было зеркала на дальнем от ФЭУ торце фибера. Вместо этого фибер выходил из канавки и возвращался по другой канавке в ФЭУ, как это представлено на рис. 2, что более эффективно увеличивает световой поток, чем отражение в зеркале. Этот эффект виден на рис. 5: высокий пик на первых тактах в четвертой плоскости обусловлен слабыми сигналами от прохождения вторичных заряженных частиц, которые оказываются ниже порога чувствительности на других детектирующих плоскостях.

Для получения временного распределения нейтронных сигналов во всем интервале 0–16 мкс необходимо «сшить» распределения, полученные при разных задержках, как это представлено на рис. 6, из которого следует, что с ростом времени во всех каналах происходит монотонное уменьшение выхода нейтронов за пределы детектора. Можно проверить, сколько запаздывающих нейтронов недостает из-за того, что в результате случайных совпадений по времени нейтроны из разных каналов попадают в один и тот же временной бин. С этой целью были построены интегральные распределения, в которых интервал 0–1024 канала разбивался на 64 и 32 бина и которые представлены на рис. 6 красным (1) и синим (2) цветами соответственно. Видно, что эффект случайных совпадений в пределах имеющейся статистики несуществен на всем интервале. Видимые на рис. 6–8 нерегулярности на стыках распределений при разных задержках имеют техническую природу и не имеют физического смысла.

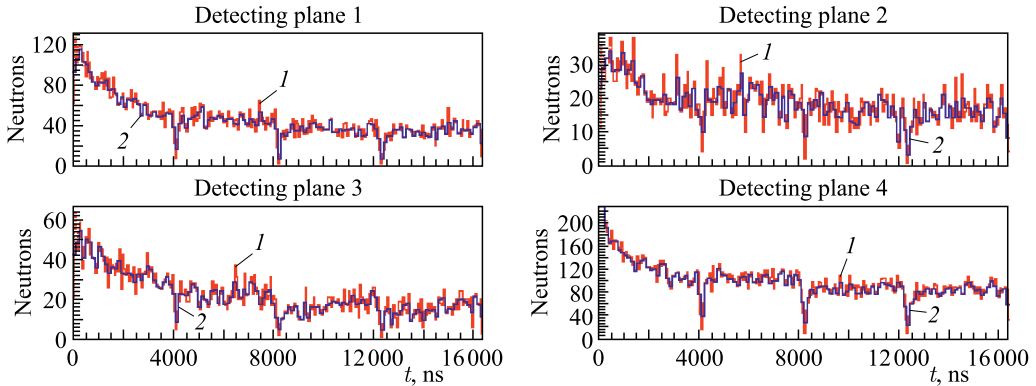


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Интегральные временные распределения выхода нейтронов при задержке  $\Delta T$  от 0 до 12 мкс с свинцовой мишенью толщиной 24 мм и замедлителем между детекторами

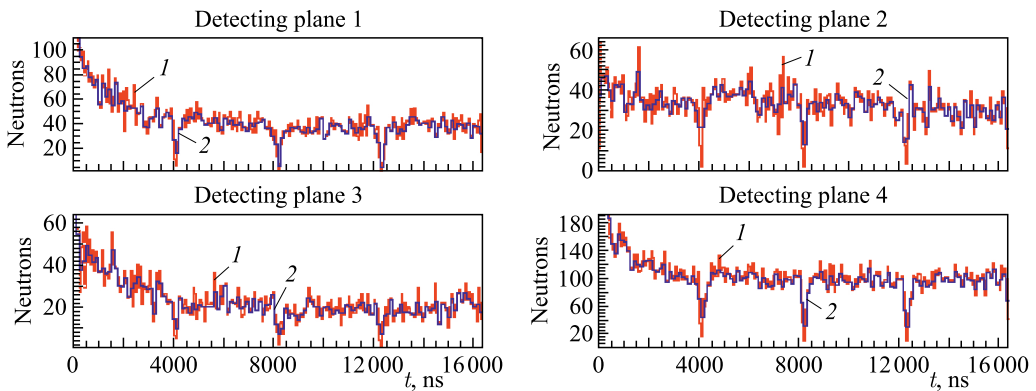


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Интегральные временные распределения выхода нейтронов при отсутствии свинцовой мишени перед детектором и с задержкой  $\Delta T$  от 0 до 12 мкс

На рис. 7 представлены интегральные временные распределения нейтронных сигналов при задержках от 0 до 12 мкс, полученные в тех же условиях, что на рис. 6, но без свинцовой мишени. Видно, что качественное поведение выхода нейтронов после удаления мишени перед детектором изменилось несущественно, т. е. большая часть зарегистрированных нейтронов возникает и термализуется в полиэтиленовом замедлителе.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТА В 2016 Г. НА ЯДРАХ СВИНЦА

На рис. 8 представлены интегральные временные распределения нейтронных сигналов при задержках до 12 мкс, полученные на ускорителе SPS в ЦЕРН на пучке ядер фрагментации от ускоренных ядер свинца с энергией 150 ГэВ/нуклон с применением настроек тестового канала в интервале быстрот  $A/Z$  от 2,2 до 2,5. Конфигурация установки была одинаковой, но в 2016 г. работали только три плоскости детектора, кроме того, сигналы 1-й и 2-й плоскостей записывались в один канал и нет данных для случая с нулевой задержкой.



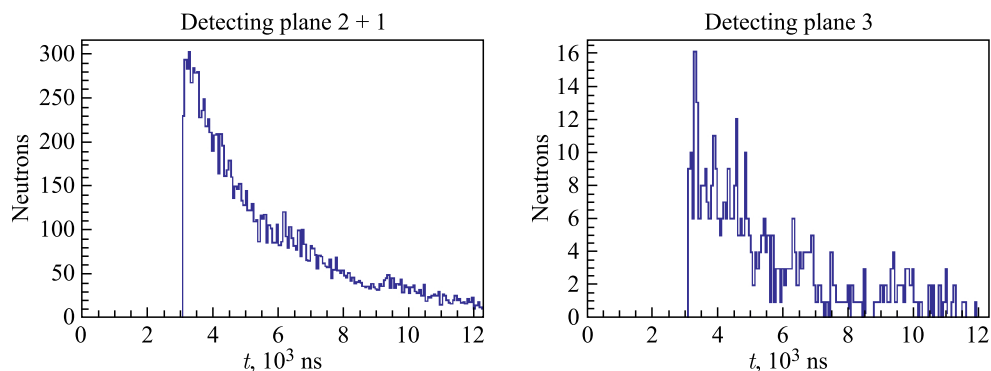


Рис. 8. Интегральные временные распределения выхода нейтронов при задержках от 3 до 9 мкс, полученные на пучке фрагментов от ионов свинца с энергией 150 ГэВ/нуклон и быстротой  $A/Z = 2,5$

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЯ

При моделировании были использованы следующие варианты наборов физических моделей ядерных взаимодействий: модель внутриядерного каскада Bertini, дополненная испарительной моделью Dresner'a, модель внутриядерного каскада INCL4 (Льеж) вместе с моделью испарения ABLA (GSI) и генератор взаимодействий CEM03.03 на основе каскадно-экситонной модели, использующий улучшенную обобщенную испарительную модель для расчетов процессов испарения и деления.

Рассчитывался спектр нейтронов, рожденных в свинцовой мишени от одного иона Хе-132 с энергией 13 ГэВ/нуклон, и их пространственное распределение в детекторе. Спектр нейтронов в детекторе показан на рис. 9. Распределение источников нейтронов всех энергий в прототипе детектора с хорошей точностью представляет собой узкий канал пучка в материале детектора, окруженный гало замедленных нейтронов.

В каскаде рождается  $\sim 200$  испарительных нейтронов в среднем на один ион ксенона, из них 180 выходят из детектора без взаимодействия. Для ускорения расчетов задача разбивается на части: производим расчет источника нейтронов, который представляем в виде трека толщиной  $\sim 1$  см, равной ширине пучка, далее считаем только треки нейтронов, полагая их источник нитевидным и с испарительным изотропным спектром нейтронов.

Результат расчета показан на рис. 10, из которого видно заметное расхождение с экспериментально измеренной зависимостью величины нейтронного сигнала от времени задержки. Возможная причина расхождения — появление нейтронных сигналов от взаимодействия более поздних во времени пучковых частиц в мишени или замедлителе, имеющих суммарно  $\sim 36\%$  длины ядерного взаимодействия. Таким образом, происходит наложение событий с разными временными сдвигами  $dT \neq 0$ , и измерения на пучке нельзя напрямую сравнивать с расчетами, где  $dT = 0$ . Следовательно, в измерениях присутствуют сигналы от нейтронов, которые возникли от более поздних взаимодействий пучковых частиц, т. е. имеющие меньшую задержку и дающие подложку в измеренном распределении, которой нет в моделировании.

Из приведенного на рис. 10 моделирования видно, что должно быть большое различие сигналов между первой и второй парами детектирующих плоскостей, если перед детектором стоит мишень. Это связано с тем, что тепловые нейтроны образуются в основном в

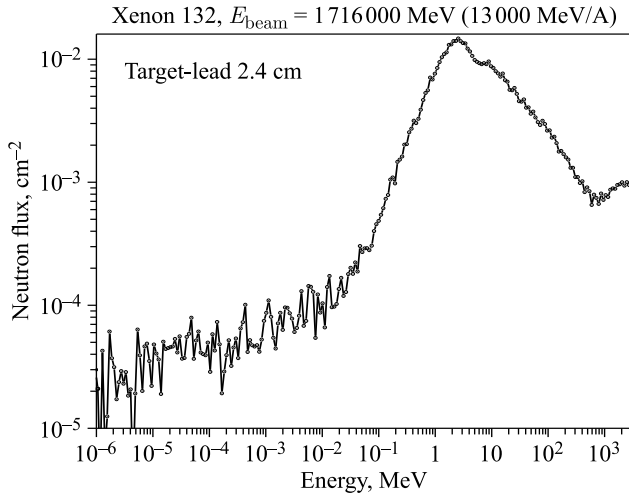


Рис. 9. Спектр нейтронов, рожденных в свинцовой мишени от одного иона Хе-132 с энергией 13 ГэВ/нуклон

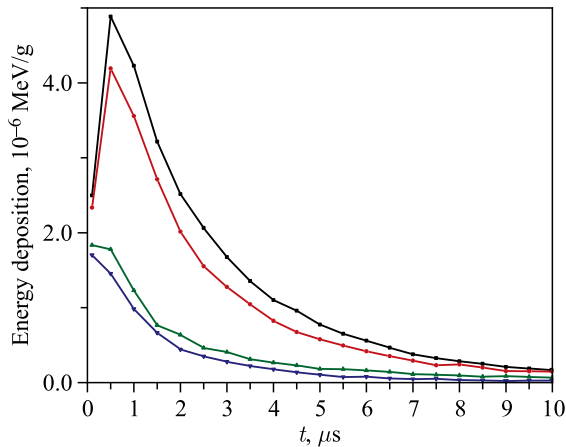


Рис. 10. Зависимость величины нейтронного сигнала от времени задержки

первой части детектора, так что расположенные на расстоянии 160 мм друг от друга плоскости детекторов имеют разный угловой акцептанс. Этой разницы не видно в полученных данных из-за того, по-видимому, что детекторы имеют разные пороги чувствительности и это «замазывает» эффект акцептанса. Возможна другая причина: при моделировании не учитывались события, первичная вершина которых лежит не в мишени, а в веществе детектора.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты тестов на пучке ионов свинца и ксенона на ускорителе SPS в ЦЕРН прототипа калориметра планируемого космического детектора ОЛВЭ-HERO. Использование в прототипе борированного сцинтиллятора вместе с полиэтиленовым за-

медлителем дает отчетливую картину появления сигналов от взаимодействия замедленных нейтронов с бором-10 в интервале от 0 до 12 мкс после первичного взаимодействия пучковой частицы в мишени и веществе прототипа. Полученные результаты качественно согласуются с проведенным методом Монте-Карло моделированием.

Плотность потока КЛ на орбите спутника Земли с энергией  $E > 1$  ГэВ/ядро равна  $\sim 1,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}$ . Для «оптимального» выбора параметров ОЛВЭ-HERO в виде цилиндра с диаметром 1,6 м и высотой 1,5 м площадь боковой и верхней поверхности детектора должна составить  $\sim 10 \text{ м}^2$ , так что суммарный поток через детектор ОЛВЭ-HERO из верхней полусферы будет  $\sim 7,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Образующиеся в детекторе ливни вторичных частиц будут генерировать испарительные и за время  $\sim 2,5$  мкс замедленные до тепловых энергий нейтроны. Таким образом, внутри детектора установится равновесная падающему потоку КЛ плотность тепловых нейтронов, которые будут поглощаться бором и определяют величину постоянного фонового сигнала в сцинтиляторе, который может «забить» сигнал от заряженной компоненты ливней КЛ, поэтому есть опасение, что детектор «ослепнет» или будет давать неправильные результаты. Для получения окончательного ответа требуется провести дополнительные тесты на пучках, специальное моделирование этого эффекта с учетом спектра и состава КЛ, а также геометрии детектора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ahn H. S. et al.* The Energy Spectra of Protons and Helium Measured with the ATIC Experiment // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 1950–1954.
2. *Panov A. D. et al.* The Energy Spectra of Heavy Nuclei Measured by the ATIC Experiment // *Ibid.* P. 1944–1949.
3. *Yoon Y. S. et al.* Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight // *Astrophys. J.* 2011. V. 728. P. 122.
4. *Ahn H. S. et al.* Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei at High Energies // *Astrophys. J.* 2009. V. 707. P. 593–603.
5. *Obermeier A. et al.* Energy Spectra of Primary and Secondary Cosmic-Ray Nuclei Measured with TRACER // *Astrophys. J.* 2011. V. 742. P. 14.
6. *Aguilar M. et al.* Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 211101.
7. *Aguilar M. et al.* Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Ibid.* V. 114. P. 171103.
8. *Adriani O. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 201101.
9. *Broggi P. et al.* CALET Measurements with Cosmic Nuclei: Expected Performances of Tracking and Charge Identification // *Proc. of the 34th ICRC. PoS ICRC2015, Hague, Netherlands, 2016.* P. 595.
10. *Wu X. et al.* The Silicon-Tungsten Tracker of the DAMPE Mission // *Proc. of the 34th ICRC. Hague, 2015.*
11. *Aleksandrov K. V., Ammosov V. V., Chubenko A. P. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 459. P. 135.

Получено 26 октября 2018 г.