

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ

*А. А. Курганов^{а, 1}, О. А. Васильев^а, Д. Е. Карманов^а, И. М. Ковалев^а,
А. Д. Панов^а, Д. М. Подорожный^а, А. А. Сливин^б, Е. М. Сыресин^б,
А. Н. Турундаевский^а, Г. А. Филатов^б, А. В. Шульга^а*

^а Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматривается значение процессов ядерной фрагментации при описании распространения космических лучей, а также при решении практически важных задач повышения радиационной стойкости бортовой электроники космических аппаратов. При этом существует проблема нехватки экспериментальных данных по низкоэнергетическим взаимодействиям протонов и ядер. Для экспериментального изучения процессов фрагментации предлагается провести эксперимент на пучках тяжелых ионов. Одновременно с изучением радиационной стойкости электронной комплектующей базы космических аппаратов предлагается выполнить измерения эффективных сечений рождения вторичных изотопов при взаимодействиях протонов космических лучей с материалами космических аппаратов и электронной комплектующей базы (С–Au).

The importance of nuclear fragmentation processes in describing cosmic ray propagation and in solving practically important problems of increasing the radiation resistance of spacecraft on-board electronics is discussed. A lack of experimental data on low-energy proton–nuclei interaction is present at the same time. It is proposed to carry out an experiment on heavy ion beams for the experimental study of fragmentation processes. In parallel, it is proposed to extend a program for studying the spacecraft on-board electronic component base radiation resistance with effective cross-section measurement of secondary isotopes production, which occurs during cosmic ray protons interaction with spacecraft and electronic component base materials (C–Au).

PACS: 13.85.Tr; 94.20.wq

ВВЕДЕНИЕ

Точное знание как полных сечений фрагментации ядер (представляющих собой сумму сечений всех процессов развала ядра на отдельные фрагменты), так и сечений рождения отдельных вторичных изотопов имеет огромное значение как для фундаментальной науки, так и для прикладных задач. К первым можно отнести проблемы, связанные с астрофизикой космических лучей (КЛ) [1–3], гамма-астрономией [4],

¹E-mail: aa.kurganov@rsx.sinp.msu.ru

поисками следов темной материи (ТМ) [5], процессами в межзвездной среде и взаимодействием частиц КЛ с поверхностями и атмосферами тел Солнечной системы [3], ко вторым — связанные со взаимодействием КЛ с материалами и электроникой космических аппаратов (КА) [6], с медицинским применением ускорителей (например, протонной терапией) [7], эффектами, обусловленными длительным пребыванием человека в космосе и даже с обычными полетами на самолетах [7].

В последнее время достигнут внушительный прогресс в различных областях астрофизики. Измерения потоков КЛ [8, 9], спектров гамма- и радиоизлучения от точечных источников и диффузного излучения достигли точности 1–5% [10], что позволяет изучать редкие и экзотические процессы в межзвездной среде, в том числе заниматься поисками следов ТМ. В частности, среди недавних открытий — обнаружение огромных структур, выходящих из центра Галактики (так называемых пузырей Ферми [11]), гамма-излучения от гигантского гало нашей соседки — галактики в созвездии Андромеды [12], избытка позитронов в КЛ [13], избытков в спектрах лития, фтора и железа [14], а также обнаружение радиоактивного железа-60 в КЛ и осадочных породах на дне океанов, во льдах Антарктиды и Гренландии и образцах породы с поверхности Луны [15]. Между тем правильная интерпретация этих открытий требует точного знания сечений фрагментации ядер и сечений рождения вторичных изотопов. По соотношению различных изотопов в КЛ определяются параметры межзвездной среды, в которой распространяются КЛ, а это, в свою очередь, дает возможность предсказать спектры КЛ и потоки различных электромагнитных излучений и выделять на их основе новые эффекты.

Изучение фрагментации ядер необходимо не только для фундаментальных исследований, но и для решения прикладных задач, связанных с попаданием в бортовую электронную аппаратуру как ядер КЛ, так и протонов.

Основным компонентом галактических и солнечных КЛ являются протоны. Протоны бомбардируют материалы, из которых построены КА, и их электронику, вызывая радиационные повреждения сверхбольших интегральных схем (СБИС), описанные в работе [6]. Вдобавок к эффектам, связанным с накопленной дозой ионизации, и одиночным случайным эффектам происходит активация материалов и изменение химического состава электронной базы. Таким образом, в первоначально чистых материалах электронных схем появляются примесные атомы, являющиеся продуктами взаимодействия протонов КЛ с первичным материалом. Результатом таких процессов являются непредсказуемые нарушения работы электронных устройств или выведение их из строя.

Возможность расчета необходимых ядерных сечений в настоящее время крайне ограничена. За недостатком новых измерений часто используются данные, полученные в 1950–1970-х гг. с огромными статистическими и систематическими ошибками. Часто ошибки измерений достигают 50% или отсутствуют вообще. Для многих реакций данные получены в единственном эксперименте. В дополнение к этому необходимо отметить, что сечения ядерных реакций имеют нерегулярную зависимость от энергии с резонансами различной природы вплоть до 2 ГэВ/нуклон. При этом поведение каждого сечения реакции очень индивидуально.

Для того чтобы модели различных явлений обладали точностью, необходимой для поиска новых явлений, нужно радикально повысить точность расчетов сечений

хотя бы до 5%. Этого можно добиться только с помощью качественных измерений, проведенных с использованием современных детекторов частиц.

При этом следует учитывать важное обстоятельство. При попадании протонов в ядро-мишень энергии фрагментов ядра-мишени и, соответственно, их пробег в веществе невелики. В ранних экспериментах исследования таких взаимодействий проводились с помощью ядерных эмульсий, но эта методика имеет существенные ограничения, связанные с непрерывностью экспозиции эмульсионных стопок (что делает невозможным набор большой статистики).

Пробег фрагментов ядра-мишени в плотном веществе крайне мал, для их надежной регистрации требуется высокое пространственное разрешение (на уровне микрометров). Это ограничивает применимость электронных детекторов при падении протонов на тяжелую мишень. Поэтому для решения задачи детального исследования фрагментации ядер целесообразно использовать пучки стабильных и долгоживущих изотопов с энергией от 50–100 МэВ/нуклон до 1–2 ГэВ/нуклон с шагом ~ 50 –100 МэВ/нуклон и мишень с большим содержанием водорода. В этом случае фрагменты налетающего ядра будут иметь энергию, примерно равную энергии на нуклон налетающего ядра, что позволяет использовать детекторы заряженных частиц и электронные средства обработки данных. С точки зрения астрофизики наибольший интерес представляют вторичные ядра, основным источником которых в КЛ является именно фрагментация более тяжелых ядер, а не остатки сверхновых. В первую очередь требуется провести измерения сечений рождения вторичных ядер (радиоактивных и стабильных фрагментов) для пучков изотопов C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe, Ni, а во вторую очередь — для пучков изотопов Li, Be, B, F, Na, Al, P, Ar, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co. К первой части относятся обильные в КЛ ядра с четным зарядовым числом, ко второй — более редкие нечетные.

Ранее в НИИЯФ МГУ проводились работы по НИР «Нуклон-2» [16, 17], направленные на регистрацию зарядового и изотопного состава КЛ низких энергий с помощью кремниевого многослойного детектора. Эти наработки используются при создании нового детектора ДЧС (детекторная часть станции) для эксперимента на ускорителе с ионными пучками, нацеленного на измерение радиационной стойкости бортовой электроники.

Для измерения эффективных сечений ядерных реакций предлагается использовать те же пучки, что и для изучения эффектов влияния бомбардировки тяжелыми ионами на СБИС, и детектор ДЧС [18, 19], работающий как спектрометр. Как говорилось выше, в эксперименте пучок исследуемых ядер будет бомбардировать водородосодержащую мишень, чтобы получить данные о взаимодействии ядер с покоящимися протонами. Сечения фрагментации от выбора системы отсчета не зависят. Соответственно, будет проведено и моделирование. Вместо водородной мишени предлагается использовать тонкую мишень с высоким содержанием водорода (например, углерод-водородный полимер) и тонкую мишень из углерода. Применение тонких мишеней максимально снижает вклад вторичных взаимодействий фрагментов. При использовании двух мишеней из разных материалов и последующем вычитании сечения, измеренного на углеродной мишени, из сечения, измеренного на углеводородной мишени, получим требуемое сечение рождения вторичных ядер на водородной мишени. В обоих случаях вторичные ядра будут регистрироваться с помощью кремниевых детекторов, входящих в систему ДЧС [18, 19], конструкция которой будет

переработана специально под поставленную задачу. Одновременно будут измеряться сечения всех фрагментов исходного ядра. Для решения этой задачи целесообразно использовать пучки ядер с энергией от 50–100 МэВ/нуклон до 1 ГэВ/нуклон с шагом ~ 100–200 МэВ/нуклон. Предварительно будет проведено математическое моделирование.

ПРОЕКТ ДЧС-NICA

ДЧС — экспериментальная установка для изучения радиационного воздействия на микросхемы. Детекторы системы позволяют восстанавливать траектории и энергии частиц, попадающих в образец (интегральную схему — ИС).

ДЧС состоит из нескольких детектирующих плоскостей (ДП), расположенных друг за другом вдоль главной оси перпендикулярно пучку входящих частиц от ускорителя. Расположение плоскостей приведено на рис. 1. В системе используются плоскости трех видов:

- ДП-ВКР — детектирующие плоскости с высоким координатным разрешением;
- ДП-НКР — детектирующие плоскости с низким координатным разрешением;
- ДП-БКЧ — детектирующие плоскости без координатной чувствительности.

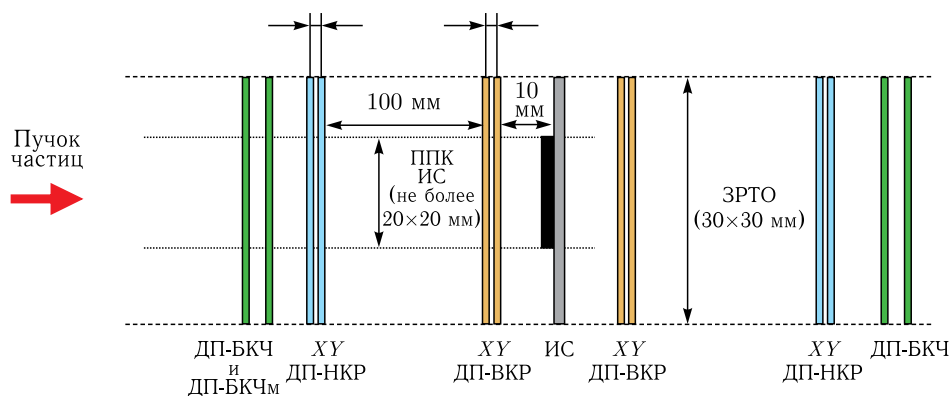


Рис. 1. Структурная схема расположения плоскостей ДЧС

Координатная чувствительность обеспечивается стриповыми плоскостями ДП-НКР и ДП-ВКР, установленными в парах с пространственной чувствительностью вдоль перпендикулярных осей X и Y (см. рис. 1).

Энергия частиц определяется в ДЧС на основе энерговыделений в детекторах и кривой Бете–Блоха. Для обеспечения связи между расчетом (кривой Бете–Блоха) и экспериментом (энергией частицы) используется моделирование. ДП-БКЧ обеспечивают дополнительную точность в определении энергии, хотя и не имеют координатного разрешения.

На одной ДП-ВКР располагается кремниевый стриповый детектор толщиной 300 мкм со следующими габаритными характеристиками: размером — 34,0 (поперек стрипов) × 32,4 мм (вдоль стрипов), количеством стрипов — 320, их шагом — 100 мкм. На одной ДП-НКР располагается кремниевый стриповый детектор с такими же габаритами, но более редким шагом стрипов — 1 мм (итого 32 стрипа).

На ДП-БКЧ располагается кремниевый детектор без координатной чувствительности (падовый), имеющий такие же габариты — $34 \times 32,4$ мм. Активная область стриповых плоскостей — 29,6 мм (вдоль стрипов) и 32 мм (поперек стрипов), для ДП-БКЧ она составляет 20×20 мм. В дальнейшем для простоты вычислений будем считать, что ее размеры 30×30 мм.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве первого этапа подготовки будущего эксперимента было выполнено математическое моделирование, задачи которого были следующие:

- 1) оптимизация мишени;
- 2) оптимизация конструкции детектора;
- 3) получение приблизительных ожидаемых результатов моделирования.

Оптимизация мишени заключается в двух задачах: оптимизации ее толщины и проверке реализуемости идеи с двумя мишенями — углеводородной и углеродной (вместо водородной). Толщина мишени определяется тремя факторами: во-первых, количеством вторичных взаимодействий (взаимодействием фрагментов первичного взаимодействия ядра с веществом мишени) и, во-вторых, вероятностью первичного взаимодействия в мишени (и, соответственно, ожидаемой статистикой). Поскольку отличить события с наличием вторичных взаимодействий от тех, в которых было лишь первичное, крайне проблематично (требуется точное восстановление точки взаимодействия), то следует стремиться к уменьшению количества вторичных взаимодействий даже во вред статистике, поскольку количество таких событий даст один из определяющих вкладов в систематическую ошибку. Третий фактор — снижение энергии фрагментов в мишени при пролете через нее (в особенности для низкоэнергетических фрагментов), однако, как будет показано позже, поскольку оптимальная толщина мишени довольно мала, а энергия основных фрагментов велика, данный фактор не является определяющим.

Планируемая аппаратура состоит из стриповых плоскостей (двух ХУ-пар плоскостей с высокой координатной чувствительностью (ДП-ВКР) и двух пар с более редким шагом стрипов (ДП-НКР)). Требуется оптимизация конструкции аппаратуры, поскольку детекторы должны различать отдельные фрагменты от первичного взаимодействия. Если два фрагмента попадут, например, в один стрип стрипового детектора, то определить заряд обоих фрагментов (с учетом того, что энергии фрагментов и относительно малы (не релятивистские), и могут сильно флуктуировать) будет проблематично. Поэтому важно знать, на какие углы ожидаемые фрагменты будут разлетаться, и в соответствии с данными предсказаниями располагать координатно-чувствительные плоскости на таком расстоянии от мишени, чтобы фрагменты попадали в различные стрипы. Следует отметить, что поскольку данный процесс во многом случайный, то обеспечить 100%-й шанс того, что фрагменты не попадут в один стрип, невозможно, однако нужно стремиться к его минимизации. Поскольку на низких энергиях велико многократное упругое рассеяние, в том числе в веществе детекторов, а также вероятно ядерное взаимодействие фрагмента с веществом детектора, то требуется минимизация количества плоскостей, необходимого для решения поставленных научных задач.

Получение ожидаемых результатов (приблизительной вероятности развала первичного ядра на конкретные фрагменты) важно для многих аспектов решения задачи построения аппаратуры. Ранее было отмечено, что необходимо знать ожидаемый угол разлета фрагментов, помимо этого важно понимать, на какие фрагменты будет разваливаться первичное ядро в большинстве случаев и каково их количество для дальнейшей оптимизации как физической конструкции, так и электроники эксперимента.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ МОНТЕ-КАРЛО

Для решения поставленных задач была разработана экспериментальная модель Монте-Карло в пакете Geant4 версии 4.10.7 [20]. Данный пакет имеет хорошую репутацию в физике высоких энергий. Для моделирования ядерных взаимодействий использовался встроенный набор физических моделей QGSP_BERT [21]. Моделирование электромагнитных взаимодействий на данном этапе не требует высокой точности, а использование высокоточного набора физических моделей электромагнитного взаимодействия сильно замедлило бы моделирование, поэтому использовался набор ep3, также известный как EMY.

Конструкция модели Монте-Карло показана на рис. 2 (частица влетает слева направо). Сначала располагается мишень. Моделировались мишени из следующих материалов: жидкого водорода, полиэтилена (углеводородная мишень) и графита. Конкретные параметры материалов брались из базы данных NIST [22]: G4_H2, G4_POLYETHYLENE, G4_GRAPHITE. Толщина мишени из полиэтилена рассчитывалась так, чтобы количество атомов водорода на пути частицы соответствовало мишени из жидкого водорода, а толщина мишени из графита — так, чтобы количество атомов углерода соответствовало их количеству в полиэтиленовой мишени. В дальнейшем все толщины будут соответствовать толщинам мишени из жидкого водорода, коэффициенты пересчета в толщину полиэтиленовой и графитовой мишеней — 0,524 и 0,190 соответственно. Моделировались мишени толщиной (в терминах H2) 0,1, 1,0, 3,0 и 10,0 см.

Далее по пучку располагаются шесть плоскостей большого поперечного размера (900 × 900 мм) из кремния толщиной 300 мкм. Большой поперечный размер в модели-

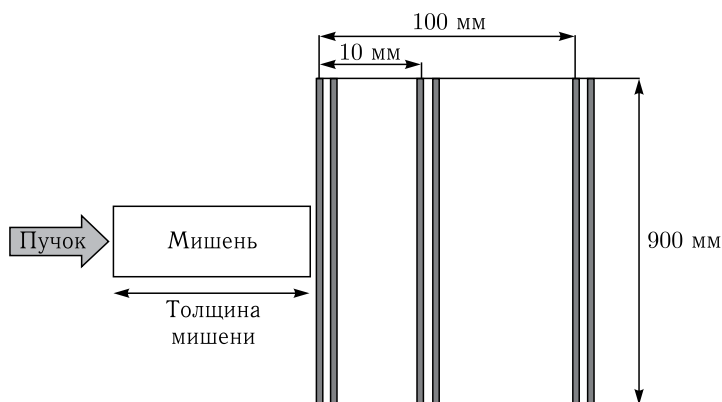


Рис. 2. Конструкция модели Монте-Карло

ровании объясняется необходимостью исследования в данных моделирования фрагментов, отлетающих на большие углы. В первой плоскости, расположенной вплотную к мишени, регистрируются средствами пакета Geant4 все влетающие фрагменты со всеми данными о них, в том числе о заряде, энергии и угле влета. Следующие плоскости добавлены для оценки вероятности взаимодействия в них.

Моделировались пучки ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{56}Fe с энергиями от 300 МэВ/нуклон до 10 ГэВ/нуклон (конкретные шаги: 300, 500, 700, 1000, 3000, 5000, 7000, 10000 МэВ/нуклон). Для отслеживания количества взаимодействий был реализован их счетчик в мишени. Кроме того, помечаются события с ядерным взаимодействием в детекторах для определения их количества.

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЛЩИНЫ МИШЕНИ

Как было сказано ранее, толщина мишени определяется двумя факторами — количеством вторичных взаимодействий (и их процентом от событий, в которых наблюдается лишь одно первичное) и статистикой (количеством событий с ядерным взаимодействием). На рис. 3 показана зависимость доли событий с только первичным (once) взаимодействием и больше чем с одним взаимодействием (multiple) в мишени от ее толщины для жидкого водорода. На рис. 4 приведен аналогичный график, только для доли событий со вторичным взаимодействием (взаимодействием фрагментов с мишенью) среди событий с любым количеством ядерных взаимодействий в мишени. Различить события только с первичным и вторичным событием не представляется возможным, поэтому данное отношение по сути определяет уровень систематической ошибки. Показаны зависимости для различных энергий, и видно, что

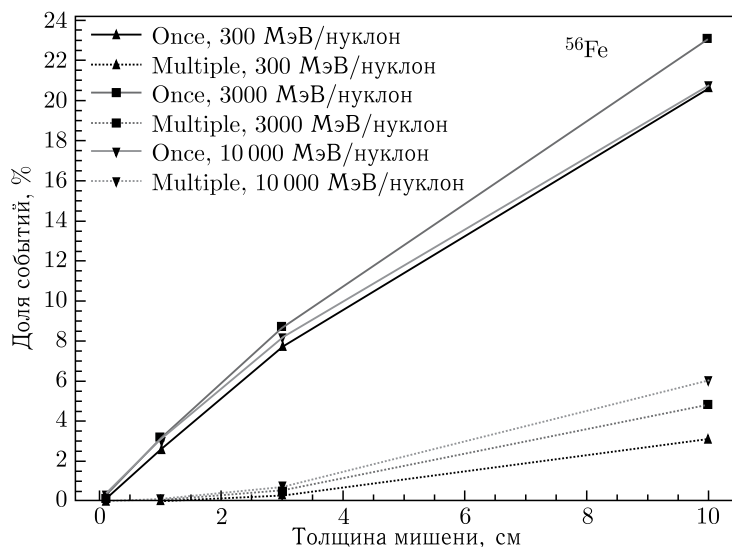


Рис. 3. Зависимость доли событий с ядерным взаимодействием от толщины мишени для энергий 300 МэВ/нуклон – 10 ГэВ/нуклон для начального ядра ^{56}Fe

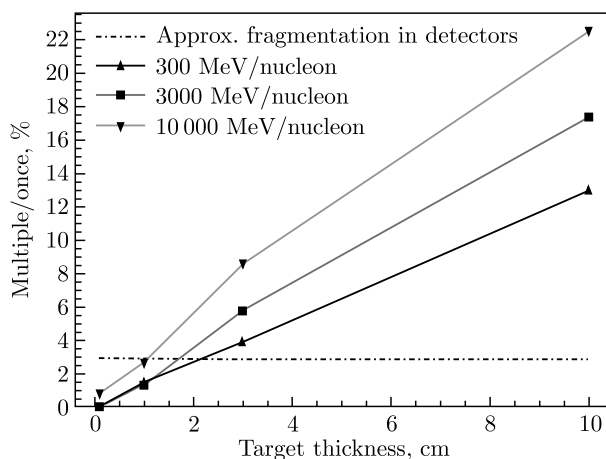


Рис. 4. Доля событий со вторичным взаимодействием среди событий с ядерным взаимодействием в мишени в зависимости от толщины мишени из жидкого водорода для начального ядра ^{56}Fe для энергий 300 МэВ/нуклон – 10 ГэВ/нуклон

зависимость от энергии есть, но слабая. Из этих двух рисунков понятно, что процент событий со вторичным взаимодействием среди событий с одним взаимодействием (см. рис. 4) по порядку величины примерно равен количеству событий с одним ядерным взаимодействием среди всех (см. рис. 3, once), т. е. при достижении систематики, например, 1 % доля полезных событий с ядерным взаимодействием в мишени будет того же порядка — около 1 % (для толщины мишени 1 см систематика составляет $\sim 2\%$, а доля полезных событий — 3%). Следует отметить, что ожидаемые загрузки в пучке позволяют даже при 1 % полезных событий набрать достаточную статистику за обозримое время. Поэтому брать толщину мишени более чем 1 см бессмысленно: слишком высок процент систематики, поэтому чем тоньше мишень, тем лучше.

На рис. 4 также показана штрихпунктирной линией доля событий со взаимодействием в детекторах в зависимости от толщины мишени для всех энергий в среднем, для ^{56}Fe он составляет 3%. Ниже определенных толщин именно это явление могло бы стать определяющим систематику. Однако прошлый опыт авторов в работе с прототипом эксперимента «Нуклон-2» показал, что такие события на практике очень хорошо фильтруются алгоритмами анализа даже без координатной чувствительности, а координатная чувствительность позволит лишь увеличить эффективность данного анализа (если количество зарегистрированных фрагментов в текущей плоскости больше, чем в прошлой, то событие выкидывается), поэтому критической роли данный фактор не играет.

Для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si наблюдается аналогичная картина, хотя доля слегка отличается для тех же толщин мишеней (чем ниже Z , тем ниже процент событий со вторичным взаимодействием). Так, данный процент для ^{12}C при 1-см мишени составляет 0,2–0,8% в зависимости от энергии, а для ^{56}Fe — от 1 до 3% в зависимости от энергии. В обоих случаях худшая ситуация наблюдается при энергии около 1–3 ГэВ/нуклон, и доля событий со вторичным взаимодействием спадает как с ростом, так и с уменьшением энергии.

Для ожидаемой энергии на нуклон фрагментов, примерно равной энергии на нуклон налетающего ядра, влияние такой тонкой (0,1–1 см) мишени на их энергию пренебрежительно мало, поэтому потери энергии в мишени не являются решающим

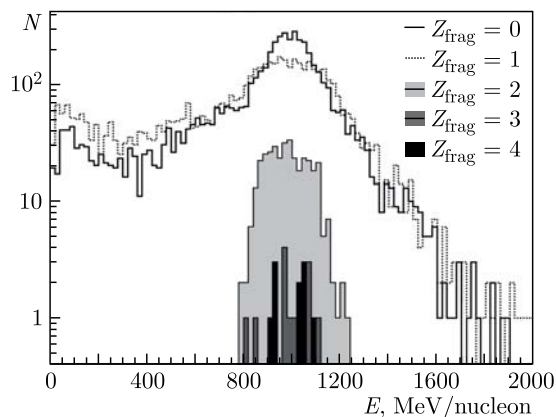


Рис. 5. Распределение энергии для различных зарядов фрагментов Z_{frag} для ^{56}Fe при энергии 1 ГэВ/нуклон. Толщина мишени — 1 см

фактором. На рис. 5 показано распределение энергии после прохождения мишени для различных зарядов фрагментов ^{56}Fe при начальной энергии ядер 1 ГэВ/нуклон. Толщина мишени — 1 см. Видно, что кроме нейтронов и протонов (верхние две линии) все фрагменты имеют достаточную энергию и центры распределения почти не отклонены от центра 1 ГэВ/нуклон, т. е. потери энергии фрагментами в мишени минимальны (такая же картина и для более тяжелых фрагментов).

Протоны и нейтроны не несут существенной информации, поэтому их энергии не так важны. Опять же, для других изначальных ядер наблюдается аналогичная картина, из которой можно получить качественно такой же результат.

Оптимальная толщина мишени — 0,1 см (для максимальной систематики порядка $\sim 0,5\text{--}1\%$ для ^{56}Fe в зависимости от энергии) и 1 см (для максимальной систематики $\sim 1\text{--}3\%$ для ^{56}Fe). Перейдем к изучению вопроса о возможности использования двух мишеней — полиэтиленовой и графитовой (вместо водородной). Для этого были смоделированы банки данных с полиэтиленовой и графитовой мишенями при тех же энергиях для тех же эффективных толщин (в прошлом разделе были даны коэффициенты пересчета), а далее сравнивалась доля событий с ядерным взаимодействием в мишени для жидкого водорода с разностью тех же долей в полиэтилене и графите. Данные по результирующей относительной ошибке для ^{56}Fe для различных энергий в зависимости от толщины мишени приведены на рис. 6.

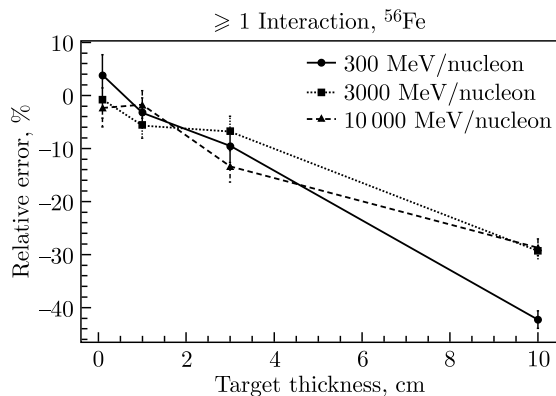


Рис. 6. Зависимость ошибки методики двух мишеней от толщины мишени для начального пучка ^{56}Fe для различных энергий

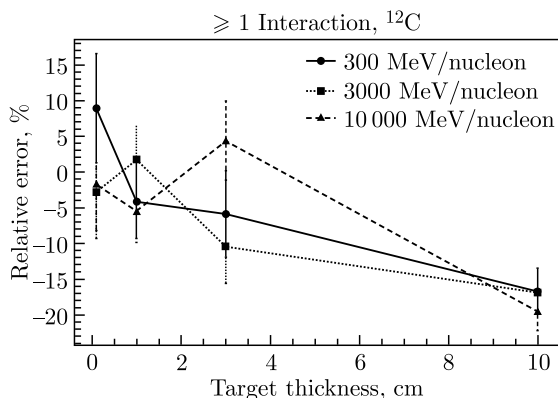


Рис. 7. Зависимость ошибки методики двух мишеней от толщины мишени для начального пучка ^{12}C для различных энергий

К сожалению, недостаточная статистика (даже 1 млн событий для банка данных недостаточно) не позволяет однозначно сказать, чему равна относительная ошибка для толщины мишени 0,1 см, однако очевидно, что при стремлении к нулю данная ошибка также должна устремляться к нулю, поэтому не может превысить нуля. Видно, что сечение, определенное по двум мишеням, в любом случае меньше, чем сечение, определенное по водородной. При толщине мишени 1 см ошибка для ^{56}Fe не превышает 8%, что довольно много, однако при 0,1 см ошибка уже достаточно мала и составляет порядка нескольких процентов. На рис. 7 показан тот же график для ^{12}C . Для достижения систематике 1%, соответственно, требуется толщина мишени водорода 0,1 см.

ОЖИДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ФРАГМЕНТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В исследовании свойств фрагментов, в первую очередь, важно их распределение по зарядам. Данные распределения для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{56}Fe показаны на рис. 8. На этих распределениях гистограмма построена сразу для всех толщин мишеней, а разными штриховыми обозначениями показаны различные энергии. Распределения построены для событий, в которых наблюдается только первичное ядерное взаимодействие.

Во-первых, из рис. 8 видно, что железо выделяется среди других ядер: у других ядер в диапазоне средних зарядов плато и распределение по Z_{frag} практически не зависит от энергии, у железа данное плато наблюдается только при высоких энергиях (выше 5 ГэВ/нуклон), ниже этих энергий имеется четкий провал. Во-вторых, заметно небольшое, но ненулевое количество фрагментов с Z выше, чем Z изначального ядра. В данных событиях, судя по всему, происходит процесс захвата протона мишени или же распад нейтрона в процессе ядерной реакции. Есть и события, в которых Z частицы не меняются вовсе, хотя ядерное взаимодействие произошло, в этом случае происходит смена лишь массового числа (например, от ядра откололся один нейтрон или же он был захвачен). И последнее, что следует отметить, — это крайне большое количество легких фрагментов (нейтронов, протонов и гелия) даже для тяжелых ядер.

Более подробно понять последний отмеченный факт позволяют рис. 9 и 10. На рис. 9 показано распределение количества фрагментов (count) в событии для различных зарядов фрагментов Z_{frag} для ^{56}Fe . Распределение приведено для всех энергий

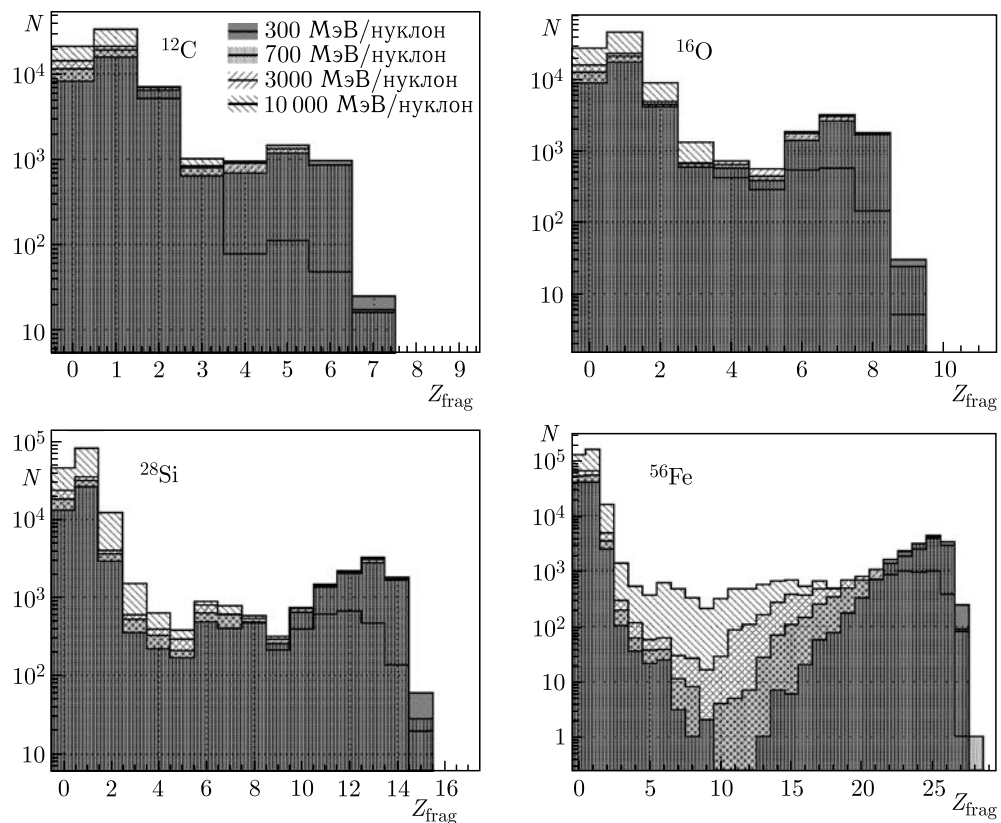


Рис. 8. Распределение зарядов фрагментов Z_{frag} по всем событиям по всем толщинам мишеней для пучков ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si и ^{56}Fe при различных энергиях

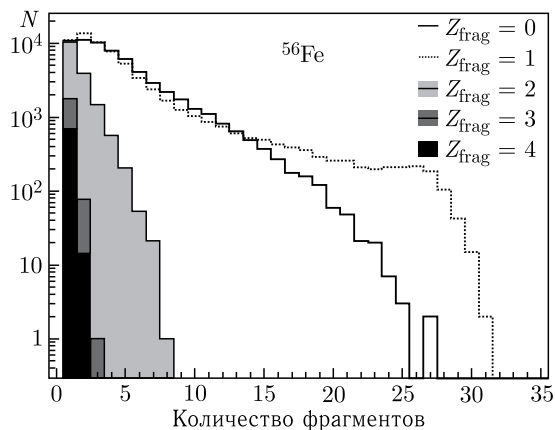


Рис. 9. Распределение количества фрагментов с различными заданными Z в событиях для пучка ^{56}Fe

и толщин одновременно. Видно, что в событиях часто выделяется очень большое количество нейтронов и протонов, в редких случаях их больше 30, а событий без них практически нет. На втором месте после них гелий, в некоторых случаях фрагментов

с зарядом 2 может быть до 5, а за ним уже более тяжелые фрагменты, количество которых не превышает 2–3. Для фрагментов с $Z > Z_{\text{Fe}}/2 = 27$ их количество очевидно не может быть больше одного. Аналогичная картина наблюдается и для остальных ядер.

Рис. 10 окончательно проясняет ситуацию. В каждом событии определяется максимальное и минимальное значение Z фрагментов без учета протонов и нейтронов и затем строится двумерное $(Z_{\text{max}}, Z_{\text{min}})$ распределение данных величин. Очень четко видны две линии — вертикальная (вдоль $Z_{\text{min}} = 2$) и диагональная (вдоль $Z_{\text{max}} = Z_{\text{min}}$). Первая линия определяется тем, что в событиях гелий выделяется

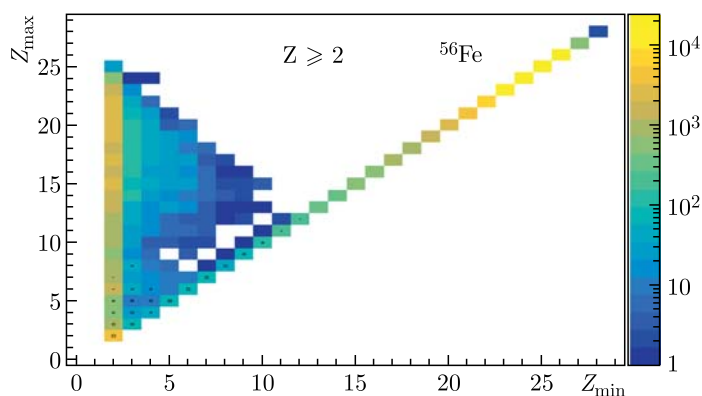


Рис. 10. Распределение минимального и максимального Z фрагментов в событиях для средних и тяжелых фрагментов для ^{56}Fe

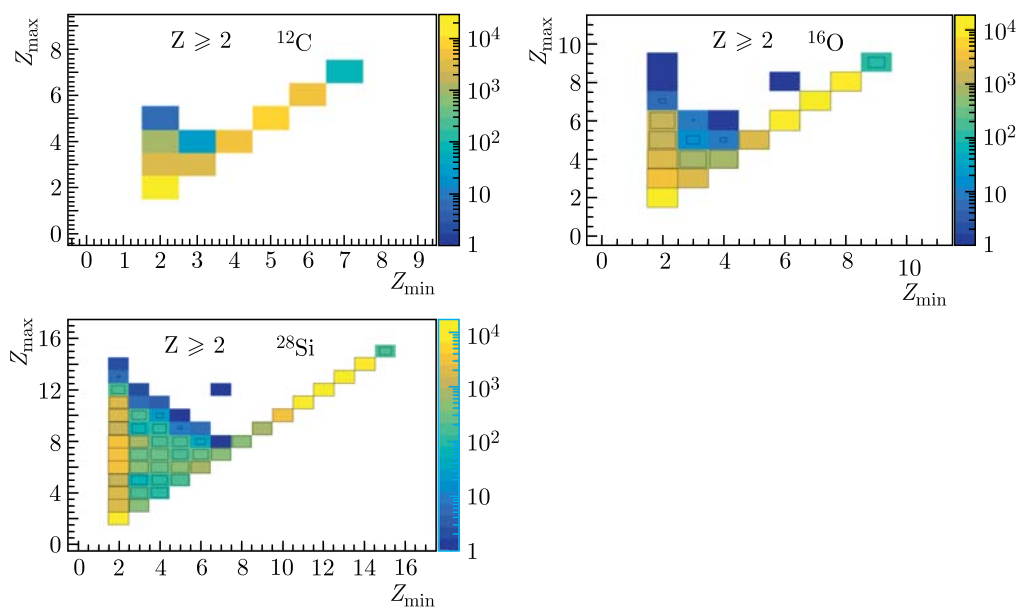


Рис. 11. Двумерное распределение Z фрагментов для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si

довольно часто, что видно из рис. 9. Вторая — тем, что наиболее вероятен не развал ядра на два-три фрагмента, а откол одного тяжелого фрагмента, остальная часть ядра разваливается на протоны и нейтроны. Тем самым в большинстве случаев интересующий нас фрагмент лишь один, остальные фрагменты — легкие протоны и нейтроны — существенного интереса не представляют. Аналогичная картина наблюдается и для остальных ядер (рис. 11).

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ АППАРАТУРЫ

Распределение угла θ фрагментов показано на рис. 12. Протоны и нейтроны ($Z = 0$, $Z = 1$) могут лететь с углами вплоть до 90° от изначальной оси. Ясно, что при этом наблюдаются большие потери энергии (при изначальной энергии 1 ГэВ/нуклон энергии протонов, летящих под углом больше 70° , не превышают 100 МэВ/нуклон). Более тяжелые фрагменты летят под углами, не превышающими 15° , и чем выше Z , тем более узкий конус, в котором они летят (гистограммы нарисованы для Z фрагментов до 4, для более тяжелых фрагментов углы лишь уменьшаются). Ни качественно, ни количественно данный вывод не меняется и в отношении более легких изначальных ядер.

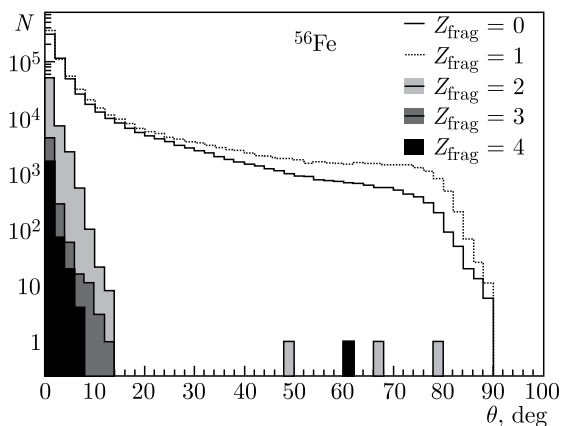


Рис. 12. Распределение угла θ фрагментов для различных зарядов фрагментов Z_{frag} для пучка ^{56}Fe для всех энергий и толщин мишеней

Зависимость углового распределения фрагментов от энергии и толщины мишени показана на рис. 13. На нем видны основные свойства углового распределения фрагментов — средний по событиям средний угол разлета фрагментов (с учетом протонов и нейтронов) и средний по событиям максимальный угол разлета фрагментов (максимальное значение θ в событии). Также видно, что толщина мишени не влияет на угловые свойства никак, что ожидаемо. С ростом энергии угол несколько падает, поэтому важно иметь возможность разрешать в событиях больше чем с одним тяжелым фрагментом как фрагменты, разлетающиеся на сравнительно большие углы (до 15° при низких энергиях), так и фрагменты, разлетающиеся на малые углы (до 5° при высоких энергиях).

В идеале аппаратура должна решать две задачи: регистрацию протонов на больших углах разлета (для того чтобы четко сказать, что произошло ядерное взаимодействие), и регистрацию тяжелых фрагментов с углами разлета до 15° .

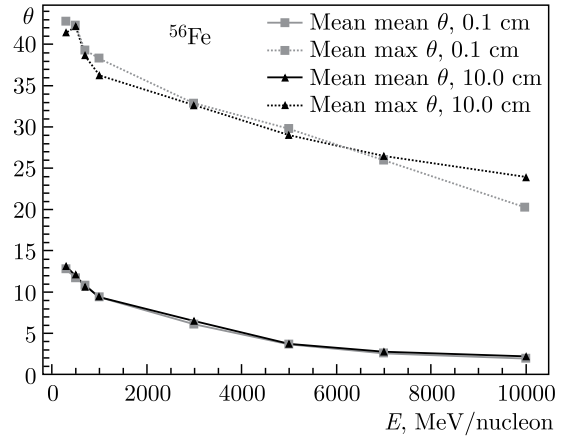


Рис. 13. Зависимость углового распределения фрагментов от энергии для различных толщин мишени

Для решения первой задачи достаточно пары ХУ-плоскостей с низким координатным разрешением, установленных вплотную к мишени. Далее, для решения второй задачи следует установить на некотором расстоянии две пары плоскостей с высоким координатным разрешением. Положение первой пары определяется максимальным углом разлета частиц, с небольшим запасом (а также с учетом рассеяния фрагментов в первой паре) его можно считать равным 20 см от мишени. Положение второй пары плоскостей определяется минимальным углом, требующим разрешения, его можно видеть на рис. 14.

На рис. 14 представлено распределение максимального угла разлета тяжелых фрагментов ($Z > 1$) в событиях, в которых требуется разрешение фрагментов, т.е. в событиях, в которых больше одного тяжелого фрагмента. Виден четкий пик около угла $0,4^\circ$, ниже его количество событий резко падает (там в основном наблюдаются события с одним тяжелым фрагментом, где угловое разрешение не требуется). Ниже $0,1^\circ$ событий уже практически нет, а распределение тянется до 10° . Можно сказать, что положение последней плоскости определяется углом разлета $0,1^\circ$ и шагом стрипов плоскости.

С учетом габаритов детекторов ДЧС шаг стрипов ДП-ВКР — 0,1 мм, шаг стрипов ДП-НКР — 1 мм, размер активной области — около 30×30 мм, положение плос-

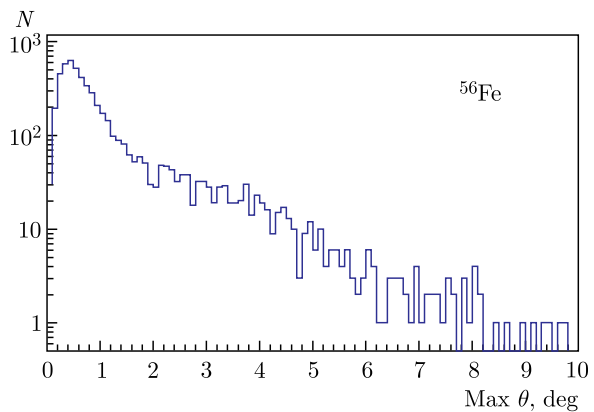


Рис. 14. Распределение максимального угла разлета тяжелых фрагментов ($Z > 1$) для событий, в которых больше одного тяжелого фрагмента

костей выходит следующее: пара ДП-НКР устанавливается вплотную к мишени, первая пара ДП-ВКР — на расстоянии, равном $(30 \text{ мм}/2)/\text{tg}(20^\circ) = 41 \text{ мм}$, вторая пара ДП-ВКР — на расстоянии, равном $0,1 \text{ мм}/\text{tg}(0,1^\circ) = 57 \text{ мм}$. Следует отметить, что при такой конфигурации угол, покрываемый второй парой ДП-ВКР (равный $a \text{ tg}(15 \text{ мм}/57 \text{ мм})$), будет равен $14,7^\circ$, и тем самым он покрывает значительную часть возможных углов разлета.

ДП-БКЧ в данной задаче не дадут существенного улучшения результата: плоскости без координатного разрешения не способны разделять фрагменты. Можно было бы установить плоскость ДП-БКЧ до мишени (по пути полета частиц) для формирования триггера, но в таком случае вероятно взаимодействие в детекторе, а не в мишени. Различить эти два возможных класса событий проблематично.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Знание сечений ядерных реакций имеет большое значение как для научных, так и для прикладных задач. Современные возможности расчетов этих сечений крайне ограничены, во многих случаях используются данные, полученные еще в 1950–1970-х гг., ошибки измерения которых часто достигают более 50%. Требуется радикальное повышение точности экспериментальных данных. Для решения данной задачи предлагается использовать ресурсы проекта ДЧС-НИСА.

В работе показано, что измерение сечений взаимодействия ядер с водородом с высокой точностью возможно в таких рамках, и приведена оптимальная доработанная конструкция с использованием детекторов ДЧС-НИСА. Однако стоит отметить, что путем доработки ДЧС-НИСА возможно и дальнейшее повышение статистики и точности измерений. Так, увеличение размеров детекторов позволило бы использовать мишень большего размера (и, соответственно, повысить статистику), а использование большего количества плоскостей с высокой координатной чувствительностью — собрать полноценную трекерную систему, что понизило бы вероятность неверного разрешения фрагментов и повысило бы точность измерения их энерговыделения и, соответственно, заряда.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Seo E. S., Ptuskin V. S. Stochastic Reacceleration of Cosmic Rays in the Interstellar Medium // *Astrophys. J.* 1994. V. 431. P. 705.
2. Tomassetti N. Fragmentation Cross-Sections and Model Uncertainties in Cosmic Ray Propagation Physics. arXiv:1510.09212.
3. Boschini M. J., Della Torre S., Gervasi M., Grandi D., Johannesson G., La Vacca G., Masi N., Moskalenko I. V., Pensotti S., Porter T. A., Quadrani L., Rancoita P. G., Rozza D., Taccioni M. Inference of the Local Interstellar Spectra of Cosmic-Ray Nuclei $Z \leq 28$ with the GALPROP–HELMOD Framework // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. V. 250. P. 27.
4. Boncioli D., Fedynitch A., Winter W. Nuclear Physics Meets the Sources of the Ultra-High Energy Cosmic Rays // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 4882.

5. *Sciama D. W.* On the Interaction between Cosmic Rays and Dark Matter Molecular Clouds in the Milky Way // *MNRAS*. 2000. V. 312, No. 1. P. 33.
6. *Безродных И. П., Тютнев А. П., Семенов В. Т.* Радиационные эффекты в космосе. Ч. 3. Влияние ионизирующего излучения на изделия электронной техники. М.: ВНИИЭМ, 2017. 64 с.
7. *Zeitlin C., La Tessa C.* The Role of Nuclear Fragmentation in Particle Therapy and Space Radiation Protection // *Front. Oncol.* 2016. V. 6. PMC4810318.
8. *Podorozhny D., Grebenyuk V., Karmanov D., Kovalev I., Kudryashov I., Kurganov A., Merkin M., Panov A., Tkachev L., Turundaevskiy A., Vasiliev O., Voronin A.* Review of the Results from the Nucleon Space Mission // *Adv. Space Res.* 2022. V. 70, No. 5. P. 1529–1538.
9. *Aguilar M., Ali Cavazonza L., Ambrosi G. et al.* The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station. Part II. Results from the First Seven Years // *Phys. Rep.* 2021. V. 894. P. 1–116.
10. *Diehl R.* Cosmic Gamma-Ray Spectroscopy. arXiv:1307.4198v1 [astro-ph.HE].
11. *Aguilar D. A., Pulliam Ch.* Astronomers Find Giant, Previously Unseen Structure in Our Galaxy. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics. 2010. Release No. 2010-22.
12. *Armand C., Calore F.* Gamma-Ray Image Reconstruction of the Andromeda Galaxy // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2156. P. 012096.
13. *De Rujula A.* Deciphering the AMS Cosmic-Ray Positron Flux. arXiv:1909.01277.
14. *Donnini F.* Cosmic Ray Nuclei: Results from AMS-02 // *Phys. At. Nucl.* 2021. V. 84. P. 956–965.
15. *Koll D., Korschinek G., Faestermann T., Gómez-Guzmán J. M., Kipfstuhl S., Merchel S., Welch J. M.* Interstellar Fe-60 in Antarctica // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123, No. 7. 072701.
16. *Vasiliev O., Karmanov D., Kovalev I., Kudryashov I., Kurganov A., Panov A., Podorozhny D., Tkachev P., Turundaevskiy A.* Current Status of the NUCLEON-2 Mission // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2021. V. 18. P. 36–51.
17. *Bulatov V., Fillippov S., Karmanov D., Kovalev I., Kurganov A., Panasyuk M., Panov A., Podorozhny D., Polkov D., Tkatchev L., Tkatchev P., Turundaevskiy A., Vasiliev O.* NUCLEON-2 Mission for the Investigation of Isotope and Charge Composition of Cosmic Ray Ions // *Adv. Space Res.* 2019. V. 64, No. 12. P. 2610–2618.
18. *Васильев О. А., Воронин А. Г., Карманов Д. Е., Ковалев И. М., Курганов А. А., Меркин М. М., Панов А. Д., Подорожний Д. М., Сливин А. А., Сыресин Е. М., Турундаевский А. Н., Филатов Г. А.* Детекторная часть станции для исследований и облучений перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники пучками ионов высокой энергии // *Письма в ЭЧАЯ*. 2021. Т. 12, № 2(234). С. 213–219.
19. *Васильев О., Карманов Д., Ковалев И., Кудряшов И., Курганов А., Панов А., Подорожний Д., Сливин А., Сыресин Е., Турундаевский А., Филатов Г.* Результаты предварительного моделирования проекта ДЧС-NICA // *Письма в ЭЧАЯ*. 2020. Т. 17, № 6. С. 833–843.
20. <https://geant4.web.cern.ch/>
21. https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/html/reference_PL/QGSP_BERT.html
22. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/Appendix/materialNames.html>