

ТЕКУЩИЙ СТАТУС МИССИИ «НУКЛОН-2»

*О. Васильев*¹, *Д. Карманов*², *И. Ковалев*³, *И. Кудряшов*⁴,
*А. Курганов*⁵, *А. Панов*⁶, *Д. Подорожный*⁷,
*П. Ткачев*⁸, *А. Турундаевский*⁹

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

Представлен текущий статус миссии «Нуклон-2» по прямому изучению зарядового и изотопного состава космических лучей, а также модельно-независимая методика и результаты анализа данных пучкового эксперимента. Рассмотрены дальнейшие планы по развитию миссии в рамках проекта «Детекторная часть станции для исследований и облучения перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники пучками ионов высокой энергии в рамках мегапроекта NICA» (ДЧС-NICA).

The authors present the current status of the NUCLEON-2 mission aimed at direct measurement of chemical and isotope composition of galactic cosmic rays. A model-independent analysis method and the results of beam test experiment analysis using it are presented. Future plans within the framework of the project “Detector part of the system for investigation and irradiation of perspective semiconductor micro- and nanoelectronic products with high-energy ion beams within the framework of the megaproject NICA” (abbreviated DPS-NICA) are presented.

PACS: 96.50.S-; 98.70.Sa

ВВЕДЕНИЕ

Один из основных источников данных в современной физике космоса, космических лучей и астрофизике в целом — изотопный (массовый) и зарядовый состав космических лучей (КЛ). Сегодня особый интерес представляет состав сверхтяжелых ($Z \geq 26$) и тяжелых ядер КЛ. Эти данные занимают важное место в широком наборе задач.

Во-первых, в области сверхтяжелых ядер существует несколько изотопов — радиоизотопных часов, при изучении интенсивности потоков которых можно определить

¹E-mail: oav@rsx.sinp.msu.ru

²E-mail: karmanov68@mail.ru

³E-mail: im.kovalev@physics.msu.ru

⁴E-mail: ilya.kudryashov.85@gmail.com

⁵E-mail: aa.kurganov@rsx.sinp.msu.ru

⁶E-mail: panov@dec1.sinp.msu.ru

⁷E-mail: dmpo@bk.ru

⁸E-mail: ptkatchev@yandex.ru

⁹E-mail: ant@eas.sinp.msu.ru

Таблица 1. Длина ядерного взаимодействия (λ), период полураспада ($T_{1/2}$) и расстояния (R), с которых КЛ могут достичь Земли (R), для различных нестабильных сверхтяжелых ядер КЛ — радиоизотопных часов

Изотоп	Z	λ , г/см ²	R , кпк	$T_{1/2}$, лет
⁹³ Zr	40	2,2	1,21	$1,53 \cdot 10^6$
⁹³ Mo	42	2,2	0,06	$0,004 \cdot 10^6$
⁹⁸ Tc	43	2,1	1,18	$4,2 \cdot 10^6$
⁹⁹ Tc	43	2,1	0,43	$0,21 \cdot 10^6$
¹²⁹ I	53	1,77	1,09	$15,7 \cdot 10^6$
¹³⁵ Cs	55	1,72	1,07	$2,3 \cdot 10^6$
¹⁵⁰ Gd	66	1,60	1,03	$1,8 \cdot 10^6$

большое количество параметров. В табл. 1 представлены некоторые из них, включая их длины ядерного взаимодействия λ и периоды полураспада $T_{1/2}$. Используя эти радиоизотопные часы, можно определить возраст КЛ. При изучении изотопов, распадающихся по каналу e^- -захвата (например, ⁹³Mo), определяется время, которое они просуществовали до ускорения (TODO). Некоторые из ядер (с зарядами от 32 до 66) преимущественно вторичные, и измерение их потоков позволяет определить средний пробег ядер до регистрации и коэффициент диффузии КЛ.

Длина ядерного взаимодействия сверхтяжелых ядер меньше, чем у тяжелых КЛ. В табл. 1 представлены расстояния, с которых КЛ достигают Земли, для различных сверхтяжелых изотопов. Эти расстояния были вычислены с использованием формулы $R^2 = 3Dt$, где R — расстояние, D — коэффициент диффузии КЛ (при расчетах использовалось значение $D = 3 \cdot 10^{28}$ см²/с), а t — средний промежуток времени до ядерного взаимодействия¹ для ядра с энергией 1 ГэВ/нуклон и концентрации межзвездной среды 0,5 частиц/см³. Как видно из табл. 1, расстояния R для сверхтяжелых ядер редко сильно превышают 1 кпк. Из этого факта следует, что распространенность этих ядер в КЛ крайне чувствительна к локальному окружению Солнца, поэтому определяемый из потоков вторичных изотопов коэффициент диффузии будет также иметь локальный характер, отражающий ситуацию в локальном окружении Солнца, а не во всей Галактике в целом. То же может быть сказано и об остальных измеряемых величинах, таких как возраст КЛ. Исследование локального окружения Солнца нужно для корректного описания потоков e^- и e^+ в космическом излучении, важных при изучении нестандартных и экзотичных источников КЛ, таких как нейтронные звезды и темная материя.

В некоторых современных моделях взрывы сверхновых чаще всего происходят не в одиночных звездах, а в тесных ОВ-ассоциациях, в существовании которых выделяется особая эпоха, когда сверхновые взрываются массовым образом, а среда значительно обогащена потоками тяжелых элементов от звезд Вольфа–Райе [1] и элементами, выброшенными в результате прошлых взрывов соседних сверхновых. Помимо

¹Среднее время жизни ядер до распада для ⁹³Mo и ⁹⁹Tc меньше, чем средний промежуток времени до ядерного взаимодействия, поэтому в их случае именно оно определяло расстояние R . Для остальных ядер ситуация обратная (табл. 1), поэтому для них t равно среднему времени до ядерного взаимодействия.

этого здесь возникают и особые условия для взаимодействия многочисленных ударных волн от взрывов сверхновых и интенсивных звездных ветров звезд Вольфа–Райе с большим количеством центров отражения и рассеяния ударных волн в виде молекулярных облаков с концентрацией 10^3 – 10^6 частиц/см³. Существенное влияние в этом случае имеют нестандартные механизмы ускорения, а молекулярные облака играют существенную роль в инжекции ядер в процессы ускорения КЛ. Данные факторы в первую очередь будут приводить к возникновению аномалий в изотопном и зарядовом составе тяжелых КЛ. Изучение этих аномалий не только позволит детально изучить данные процессы, но и получить ряд ответов на те из них, которые связаны с возрастом КЛ, продолжительностью процесса ускорения и средой, в которой происходило ускорение.

Особенно важно изучение изотопного состава космических лучей с зарядами $Z \in [40, 65]$, поскольку в центре данного диапазона располагается двойной пик r - и s -процессов нуклеосинтеза [2]. Исследование изотопного состава в данной области прояснит относительный вклад r - и s -процессов.

Сегодня активно обсуждается модель ускорения на обратной ударной волне [3]. Подобная ударная волна распространяется в направлении, обратном прямой, и проходит через среду, уже обогащенную тяжелыми элементами, образовавшимися в процессах нуклеосинтеза в поздних стадиях эволюции звезды или же во время взрыва. Сравнивая изотопный состав сверхтяжелых элементов в областях, в которых подобный процесс имеет существенный вклад, с локальным окружением Солнца, можно более подробно изучить и описать данный нестандартный процесс ускорения.

В наши дни наблюдается сильный недостаток экспериментальных данных по изотопному (для $Z > 32$) и зарядовому (для $Z > 40$) составу КЛ. С учетом того, что данная область важна для большого количества задач, перечисленных выше, а экспериментов для изучения данной области в настоящее время не планируется, новый эксперимент в ней крайне актуален [4].

ЭКСПЕРИМЕНТ «НУКЛОН-2»

«Нуклон-2» — это планируемый спутниковый эксперимент по прямому изучению космических лучей для измерения их изотопного и зарядового состава при сравнительно низких энергиях (от 0,1 до 1–3 ГэВ в зависимости от конкретного ядра и критериев выбора событий). Зарядовый диапазон эксперимента — от углерода до границы стабильных ядер, а для задачи изотопного разрешения — от 6 до 66. Планируемое время экспозиции составляет не менее пяти лет при геометрическом факторе $0,8 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$.

Научная аппаратура эксперимента планируется к установке в качестве дополнительной нагрузки на российский коммерческий спутник. Планируемая орбита — солнечно-синхронного типа с высотой 400–600 км и наклоном 97° .

Возможная конструкция научной аппаратуры показана на рис. 1. Она состоит из 48 идентичных модулей спектрометров тяжелых изотопов КЛ (СТИКЛ). Конструкция отдельного модуля показана на рис. 2. Каждый СТИКЛ является шестиугольной стопкой из 40 кремниевых детекторов, включая 32 калориметрические пары детекторов толщиной 1 мм и 8 стриповых детекторов толщиной 300 мкм с шагом стрипов 0,9 мм.

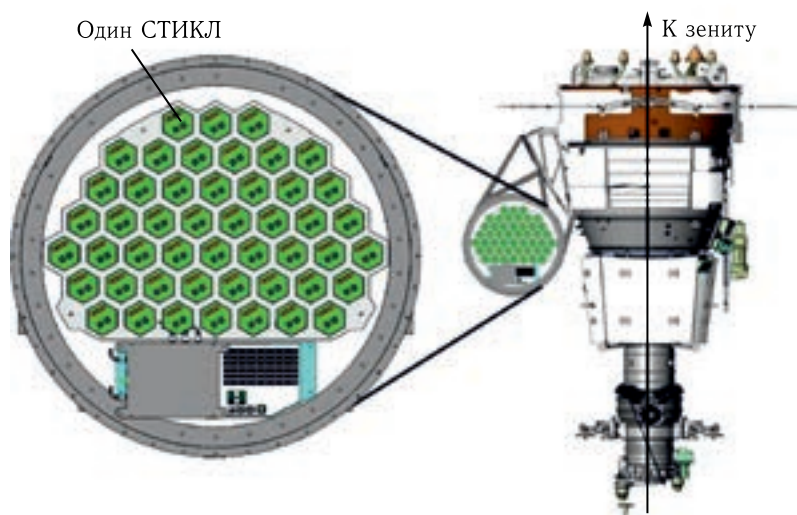


Рис. 1. Возможная конструкция научной аппаратуры эксперимента «Нуклон-2»

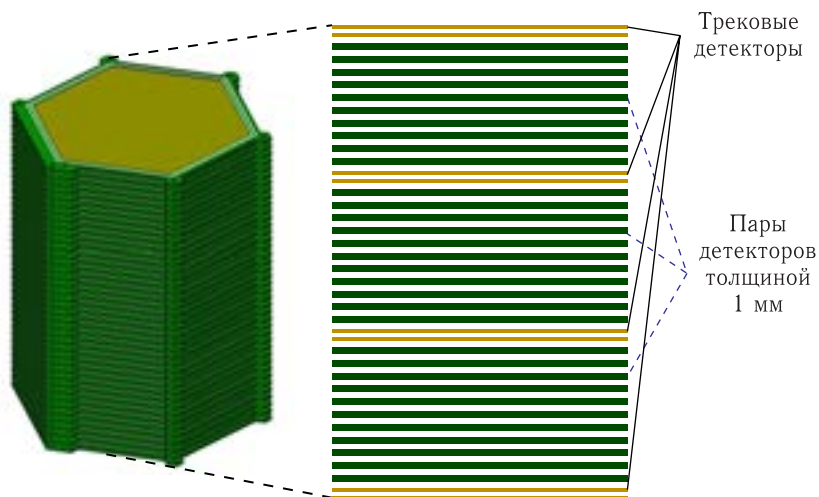


Рис. 2. Конструкция СТИКЛ

Измерение массы и заряда частицы базируется на измерении ее энерговыделения в каждом из детекторов вплоть до пика Брэгга (остановки частицы). Работа в режиме полного поглощения частицы детекторами позволяет измерять и энергию частицы при прохождении ею каждого детектора через сумму энерговыделения во всех последующих плоскостях после данной. Таким образом, путем измерения определяется полная кривая ионизационных потерь частицы ($dE/dx(E)$) вплоть до ее остановки, что должно существенно увеличить точность по сравнению с классической методикой $E - dE$, заключающейся в измерении энерговыделения частицы лишь в одной точке и ее полной энергии.

Таблица 2. Приблизительная ожидаемая статистика эксперимента при экспозиции 5 лет

Z	N	Z	N	Z	N	Z	N
24	364500	42	53	60	13	78	18
25	207600	43	5	61	3	79	13
26	4059000	44	19	62	11	80	12
27	18150	45	23	63	4	81	7
28	157900	46	29	64	18	82	13
29	3454	47	25	65	4	83	5
30	2514	48	32	66	15	84	6
31	363	49	8	67	2	85	1
32	468	50	32	68	8	86	2
33	114	51	9	69	2	87	0
34	214	52	36	70	9	88	1
35	136	53	5	71	4	89	0
36	118	54	22	72	7	90	1
37	62	55	10	73	4	91	0
38	176	56	43	74	8	92	4
39	63	57	4	75	6	—	—
40	64	58	17	76	12	—	—
41	37	59	3	77	12	—	—

В табл. 2 представлен приблизительный расчет ожидаемой статистики эксперимента. Научной аппаратурой в данном расчете считался кремниевый цилиндр диаметром 119 см и высотой 30 см, и были выбраны лишь частицы, останавливающиеся в аппаратуре. В предположении, что орбита — круговая с наклоном 97° и высотой 475 км, ожидаемая статистика была вычислена с использованием параметризации потоков КЛ [5] с учетом солнечной модуляции согласно работе [6] при средней солнечной активности. Геомагнитное обрезание рассчитывалось согласно теории Штермера для данной орбиты.

ПРОТОТИП «НУКЛОН-2»

В настоящее время разработано несколько прототипов СТИКЛ, различающихся лишь толщинами детекторов. Результаты экспериментов, обсуждаемые в этой работе, были получены на прототипе с 31 кремниевым детектором, 18 из которых — толщиной 675 мкм и 13 — толщиной 1 мм (рис. 3). Последний слой толщиной 675 мкм (после слоев толщиной 1 мм) не участвует в анализе и нужен только для формирования триггерных условий.

Детекторы подключены через плату предусиления к 32-канальному 16-битному АЦП. Четыре детектора также подключены к плате на базе ПЛИС (показаны красным цветом (1) на схеме), отвечающей за формирование триггера. К плате ПЛИС также подключены два дополнительных детектора перед установкой и за ней. Триггер может быть настроен на регистрацию как останавливающихся низкоэнергетических ядер, так и высокоэнергетических релятивистских ядер, пролетающих установку

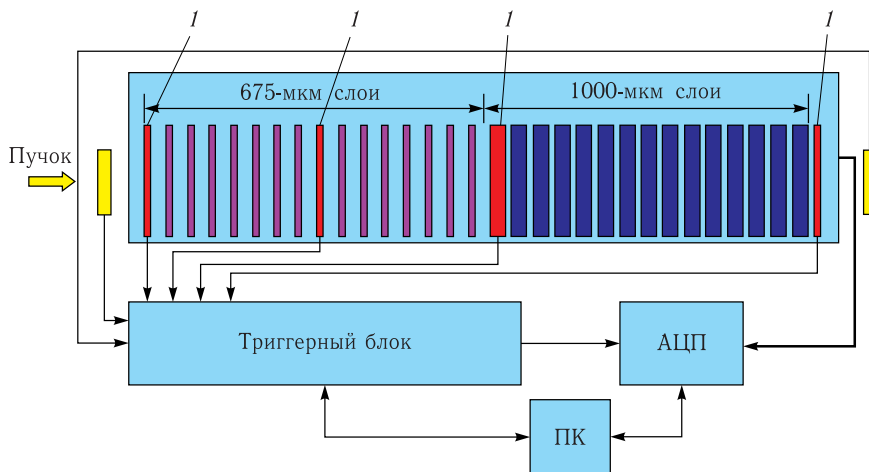


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Схематический вид конструкции прототипа СТИКЛ

насквозь. Второй режим используется для калибровки установки с использованием соотношения $dE/dx \propto Z^2$. Оставшийся 32-й канал АЦП используется только при калибровке электроники от генератора импульсов и регистрирует амплитуду подаваемого сигнала.

На выходе предусилительных плат присутствует постоянный сдвиг базовой линии сигнала (пьедестал), различающийся для каждого детектора и зависящий от многих непредсказуемых внешних факторов, таких как температура. Для компенсации этого АЦП измеряет уровни напряжения на выходе каждой из предусилительных плат между сбросами ускорителя в отсутствие сигнала. Несмотря на то, что конкретное напряжение слабо предсказуемо, существенных вариаций в течение одного эксперимента не наблюдалось.

С данным прототипом было проведено два пучковых эксперимента. Первый из них проводился на ускорителе нуклотрон (ОИЯИ) на ядрах $^{40}_{18}\text{Ar}$ с энергией 3,5 ГэВ/нуклон. Для снижения энергии ядер до нескольких сотен мегаэлектронвольт на нуклон перед прототипом был установлен свинцовый деградер толщиной 214 мм, в котором также образовывались различные изотопы изначального ядра. Второй пучковый эксперимент проводился на ускорителе SPS (ЦЕРН) на ядрах $^{159}_{54}\text{Xe}$ при энергии 13 ГэВ/нуклон. Измерения в этом пучковом эксперименте без деградера использовались для калибровки. При измерении же останавливающихся ядер также использовался свинцовый деградер толщиной 329 мм.

МОДЕЛЬНО-ЗАВИСИМАЯ МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДАННЫХ ПРОТОТИПА

В предварительную обработку данных данного прототипа входят вычитание пьедестальных уровней, измеряемых между сбросами, электронная калибровка (перевод из кодов АЦП в фемтокулоны заряда, образованного в детекторах) и калибровка установки в размерности энергвыделения в электронвольтах. Данная процедура описана в работе [4] и здесь рассматриваться подробно не будет.

Модельно-зависимый анализ заключается в прямом сравнении кривых торможения $(dE/dx)(E)$, полученных при моделировании (проведенном в Geant 4.10.3 [7]) и в эксперименте. При разных значениях начальной энергии частиц в установке наблюдаются различные участки этих кривых, само положение кривой в пространстве параметров dE/dx и E зависит в основном только от заряда и массы частицы. Сравнивая экспериментальные кривые с моделированными семействами кривых для различных (Z, A) , можно определить заряд и массу в каждом событии. Эта методика подробно описана в работе [4].

Данные пучкового эксперимента на ядрах $^{40}_{18}\text{Ar}$ были обработаны с помощью модельно-зависимой методики. Результаты проведенного анализа представлены на рис. 4, а (изотопный состав) и 4, б (зарядовый состав). Полученное массовое разрешение составляет 0,28 масс. ед.

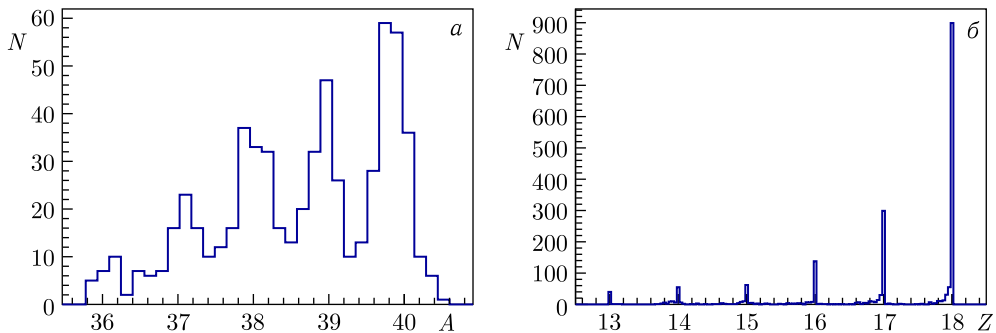


Рис. 4. Результаты обработки данных пучкового эксперимента на ядрах $^{40}_{18}\text{Ar}$ с помощью модельно-зависимой методики: а) изотопный состав; б) зарядовый состав

Поскольку эта методика основывается на непосредственном сравнении данных моделирования и эксперимента, важно их хорошее соответствие. При их обработке было обнаружено, что вне зависимости от выбранной физической модели (physics list) в Geant4.10.3 и установленных энергетических порогов хорошего соответствия не наблюдается. Данная ситуация была разрешена с помощью введения коэффициента домножения энерговыделения в экспериментальных данных (коэффициент один и тот же для всех детекторов, поскольку относительная погрешность между ними устраняется еще при предварительной обработке с помощью калибровки).

На рис. 5, а показано сравнение данных моделирования и эксперимента для аргона до введения корректирующего коэффициента в осях $dE/dx, E$. На нем черными точками, соединенными зеленой линией (1), обозначены результаты моделирования, а гистограммой на фоне — экспериментальные данные, на которых четко видны отдельные линии, соответствующие различным изотопам аргона. На рис. 5, б показано то же после введения коррекции. Видно, что модельная кривая хорошо повторяет экспериментальные данные. Определение коэффициента домножения не составляет труда, поскольку относительная разница между моделированием и экспериментом сравнительно невелика (около 6%).

При обработке данных с более тяжелым ядром — ксеноном — подобное допущение (постоянная относительная разница между моделью и экспериментом в терминах

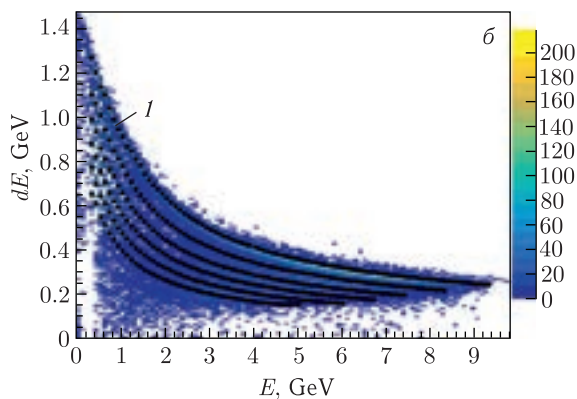
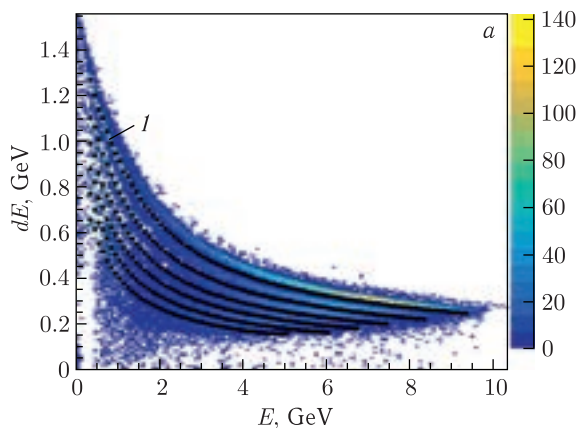


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Сравнение данных моделирования и эксперимента для изотопов Ag: а) до введения коррекции; б) после введения коррекции. По оси X — энергия частицы, по оси Y — энерговыделение в детекторах

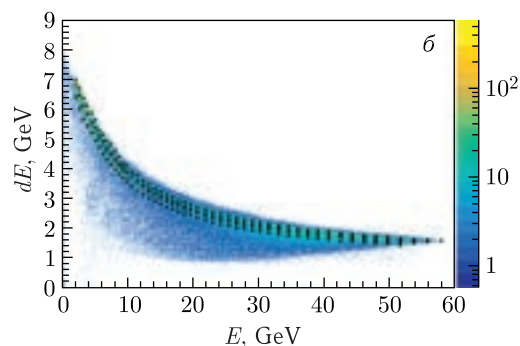
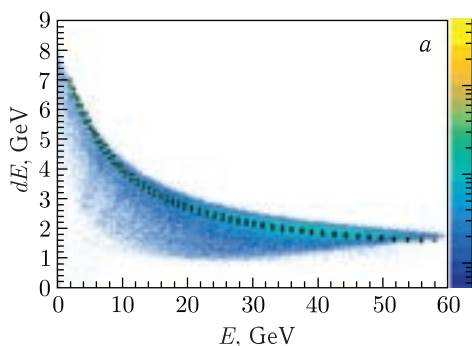


Рис. 6. Сравнение модели и эксперимента для изотопов Хе: а) до введения коррекции; б) после введения коррекции. По оси X — энергия частицы, по оси Y — энерговыделение в детекторах

энерговыделения) оказывается недопустимым. На рис. 6, а и б показано аналогичное сравнение для ксенона до и после коррекции соответственно. Несмотря на то, что визуально различие между данными моделирования и эксперимента мало (рис. 6, б), его оказывается достаточно для полной неработоспособности метода из-за малой разницы в положении кривых между изотопами ксенона. Ситуацию усугубляет также

то, что проблематичной становится привязка шкалы энерговыделения в детекторах в размерности энергии к непосредственно измеряемым кодам АЦП, поскольку необходимая для этого пучковая калибровка на релятивистских ядрах не достигает энерговыделений ксенона около пика Брэгга и поэтому требует экстраполяции. Кроме того, с ростом заряда все существеннее начинают влиять побочные процессы (такие как перезарядка ядра) и уменьшается разница в энерговыделении между соседними изотопами, что ведет к высоким требованиям к точности моделирования.

МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМАЯ МЕТОДИКА

Для разрешения перечисленных проблем была разработана модельно-независимая методика анализа изотопного состава ядер. Идея ее заключается в следующем.

Независимо от использования каких-либо моделей и вообще от любых теоретических соображений, очевидно, что детектор «Нуклон-2», на вход которого подаются различные ядерные изотопы, будет фиксировать в точности двухпараметрическое семейство тормозных кривых, зависящее только от A и Z , так как ни от чего другого эти кривые зависеть не могут. Предположим, что из каких угодно соображений (в том числе — чисто феноменологических) нам удалось подобрать некоторое двухпараметрическое семейство кривых, которое разумным образом описывает упомянутое семейство в пространстве $(dE/dx), E$. Назовем параметры этих кривых p_1 и p_2 . Так как p_1 и p_2 однозначно соответствуют семейству кривых и параметры Z, A тоже однозначно ему соответствуют, то, очевидно, существует однозначное соответствие и между парами (p_1, p_2) и (Z, A) . Подчеркнем, что природа параметров p_1 и p_2 не имеет физического смысла, в частности, они могут иметь нетривиальную физическую размерность в отличие от безразмерных чисел Z, A . Тогда, аппроксимируя экспериментальные кривые семейством кривых (p_1, p_2) , мы должны ожидать, что на плоскости (p_1, p_2) полученные в результате аппроксимации точки соберутся в систему «пятен» так, что каждое «пятно» будет соответствовать определенной комбинации (Z, A) . Размытие «пятен» будет определяться статистическими флуктуациями кривых торможения и качеством аппроксимации данных двухпараметрическим семейством (p_1, p_2) . Дальше нужно из некоторых априорных соображений догадаться, какое «пятно» (p_1, p_2) какому набору (Z, A) соответствует, и задача разделения входного потока ядер по зарядам и атомным весам будет решена.

Вопрос заключается в конкретном выборе феноменологического семейства кривых $(dE/dx)(E) = f(E, p_1, p_2)$. Простейшая мысль состоит в том, чтобы отталкиваться от обычной кривой Бете–Блоха, несмотря на то, что данная модель заведомо не дает точного описания семейства кривых торможения (в том числе из-за сторонних от ионизации физических процессов, таких как перезарядка ядра) и менее точна, чем моделирование методом Монте-Карло. Однако возможно введение в нее эмпирических поправок с тем, чтобы сделать это соответствие лучше и уже исправленные кривые использовать для обработки. Таким образом, возможно введение более точных поправок, чем предложенные ранее (прямая зависимость dE/dx , полученного экспериментально, от смоделированного dE/dx). Решение этой задачи ниже показано на примере обработки пучкового эксперимента с ядрами Хе.

К сожалению, полная статистика, доступная для анализа, невелика. Всего в данном пучковом эксперименте было зарегистрировано 14 929 событий, однако не все они

годятся для анализа. Так как энергия пучка снижалась с помощью деградера (см. раздел «Прототип “Нуклон-2”»), то помимо одиночных ядер (как первичных из пучка, так и вторичных, образованных в деградере) в детектор попадает и большое количество смесей различных осколков ядер. Кроме того, даже одиночное ядро может быть фрагментировано при прохождении детектора. Анализ таких событий не представляется возможным, так как зарегистрированная кривая торможения либо является на деле суммой двух (и более) других (в случае попадания нескольких ядер) и потому перестает описываться феноменологической моделью, либо регистрируется лишь частично — вплоть до момента фрагментации в детекторе. Все такие посторонние события должны быть отфильтрованы. Фильтрация легко осуществляется на основе детектирования разнообразных резких отклонений от регулярной формы кривой торможения. Мы не описываем здесь соответствующие подробности. Из исходных 14 929 событий фильтрацию на отсутствие явных аномалий прошли 5615 событий, которые и составили всю статистику для анализа зарядового и изотопного состава пучка.

На рис. 7 показаны кривые энерговыделения, соответствующие первым двум событиям из числа отфильтрованных событий, вместе с оптимальной аппроксимацией соответствующих им кривых $(dE/dx)(E)$ функциями Бете–Блоха. Видно, что, хотя кривые Бете–Блоха качественно разумно описывают форму экспериментальных кривых, систематические отклонения имеются. На левом и правом краях кривых экспериментальные точки систематически лежат ниже аппроксимации, а ближе к центру кривых, наоборот, имеются точки, лежащие выше кривой.

На рис. 8 на одном графике показаны все экспериментальные кривые $(dE/dx)(E)$. Хорошо видны семейства точек, соответствующие разным зарядам ядер. Несмотря на то, что пучок ускорителя должен был номинально состоять из одного стабильного изотопа ксенона, в эксперименте показано наличие на входе в детектор ядер с самыми разными зарядами. Ядра с разными зарядами появляются как в результате фрагментации исходного ядра ксенона в деградере, так и из-за наличия ядер с меньшими зарядами в самом пучке на выходе из транспортировочного канала. Самая верхняя и самая обильная группа точек на рис. 8 соответствует заряду ксенона, а следующие под ней группы — осколкам с меньшими зарядами.

Для аппроксимации кривых торможения $(dE/dx)(E)$ функция Бете–Блоха записывалась в форме

$$\frac{dE}{dx}(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}, E) = \frac{Z_{\text{Fit}}^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \right] - \ln [1 - \beta^2] - \beta^2 \right\}, \quad (1)$$

где

$$Z_{\text{Fit}}^2 = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e c^2}, \quad \beta^2(E, A_{\text{Fit}}) = \frac{(1 + E/A_{\text{Fit}})^2 - 1}{(1 + E/A_{\text{Fit}})^2} = \frac{v^2}{c^2}, \quad (2)$$

m_e — масса электрона, I — эффективный ионизационный потенциал вещества мишени (кремния в данном случае), e — заряд электрона, n_e — концентрация электронов вещества мишени, v и c — скорость ядра и скорость света.

Параметры $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$ описывают двухпараметрическое семейство функций энергии E . Индекс Fit обусловлен тем, что параметры $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$ будут получаться в результате фитирования функции (2) к кривым потери энергии в калориметре, при этом

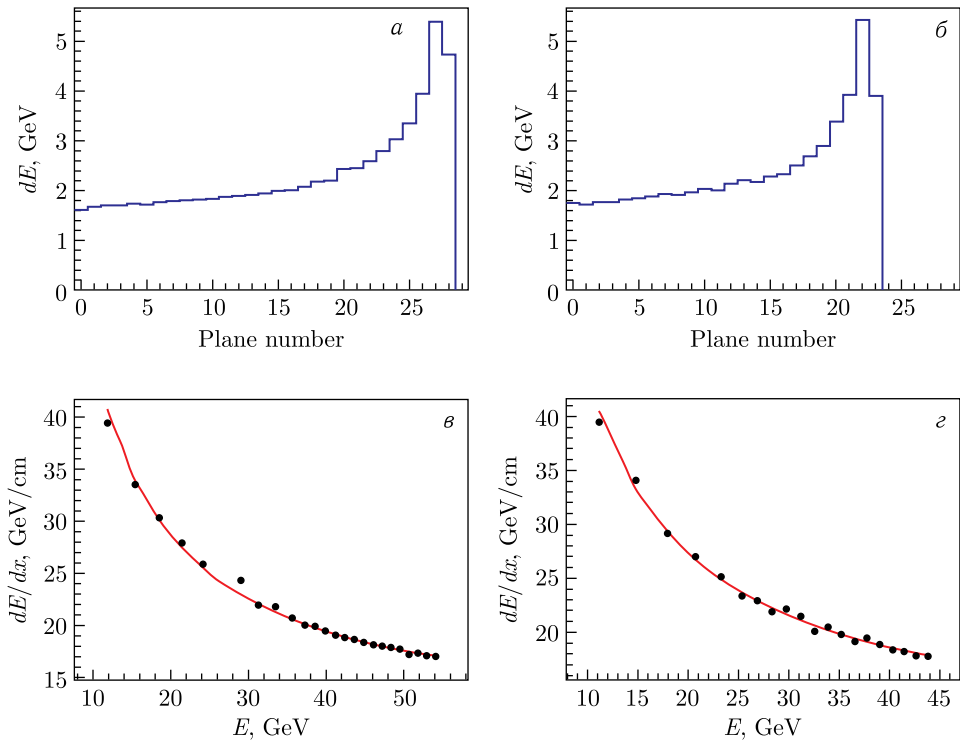


Рис. 7. Примеры данных для двух исходных событий пучкового теста Хе: *а, б*) исходные гистограммы энерговыведения в плоскостях прототипа «Нуклон-2» (энерговыведения в падовых плоскостях детектора показаны по оси ординат); *в, г*) соответствующие им кривые dE/dx , вычисленные по исходным диаграммам, также показана аппроксимация этих кривых функциями Бете–Блоха

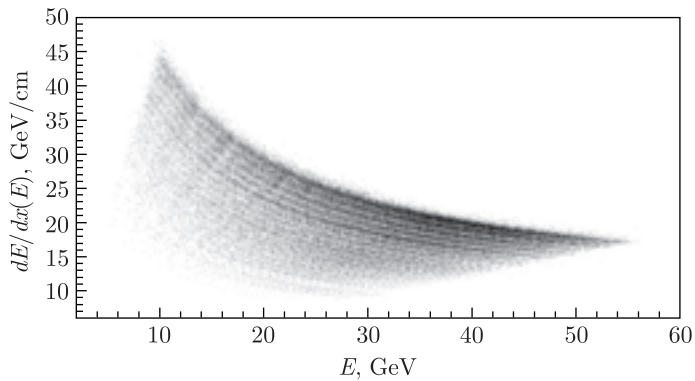


Рис. 8. Все кривые $(dE/dx)(E)$ на одном графике. Каждая кривая задана своими точками (точки не соединяются линией, чтобы не загромождать рисунок). Видны семейства точек, соответствующие разным зарядам ядра

параметр Z_{Fit} косвенно связан с зарядом ядра Z , а параметр A_{Fit} косвенно связан с массовым числом A . Связь эта, однако, далеко не прямая, и в контексте данной задачи Z_{Fit} , A_{Fit} должны пониматься как чисто формальные параметры, не имеющие прямого физического смысла. Подчеркнем, что это так и в отношении параметра Z_{Eff} , несмотря на то, что формально Z_{Eff} просто пропорционален Z . Непрямая связь обусловлена тем, что функции (1) для тяжелых ядер плохо аппроксимируют реальные кривые потерь энергии, поэтому Z , получаемое в результате аппроксимации, будет сильно отличаться от реального заряда. Таким образом, результатом оптимальной аппроксимации каждой экспериментальной кривой является пара значений $(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}})$.

Для того чтобы понять смысл приведенных ниже рисунков, относящихся к пучковому тесту с ксеноном, полезно предварительно на основе более простых и прозрачных примеров уяснить, что в принципе можно ожидать увидеть. На рис. 9 показаны результаты моделирования с использованием системы FLUKA для более легких ядер. В моделировании на вход прототипа «Нуклон-2» посылались ядра $Z = 18$, $A = 38-42$; $Z = 17$, $A = 33-37$; $Z = 16$, $A = 30-34$ с энергиями от 5 до 10 ГэВ на ядро. Иначе говоря, для каждого из ядер с зарядом от 16 до 18 использовалось по пять различных изотопов. Кривые энерговыделения в калориметре аппроксимировались функциями Бете–Блоха, как это было описано выше, так что каждая аппроксимация дает на выходе одну точку $(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}})$. Все полученные точки $(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}})$ показаны на рис. 9, на котором видны три большие группы точек, каждая из которых распадается на пять малых групп. Большие группы соответствуют разным зарядам ядер, малые группы внутри больших групп соответствуют отдельным массовым числам. Эти малые группы и отвечают упомянутым в обсуждении выше «пятнам», соответствующим определенным сочетаниям Z, A . Как видно, эти «пятна» имеют достаточно сложную форму, однако рисунок с очевидностью показывает, что для каждого заряда имеется хорошее изотопное разрешение. Получаемые в результате аппроксимации величины Z_{Fit} и A_{Fit} оказываются нетривиальным образом скореллированными между собой, так что каждое «пятно» почти имеет вид зависимости Z_{Fit} от A_{Fit} . Но это не должно вводить

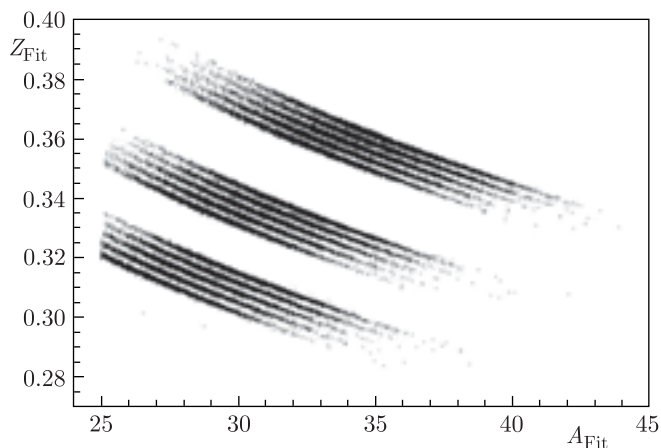


Рис. 9. Результат аппроксимации моделированных кривых потерь для ядер $Z = 18$, $A = 38-42$; $Z = 17$, $A = 33-37$; $Z = 16$, $A = 30-34$ с энергиями от 5 до 10 ГэВ на ядро кривыми Бете–Блоха в виде пар параметров $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$

в заблуждение: здесь нет никакой зависимости, это всего лишь статистическая корреляция внутри одного «пятна», определяемого ошибками фитирования параметров Z_{Fit} и A_{Fit} . Каждое «пятно» представляет собой двухмерное распределение в плоскости $(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}})$ конечной ширины в любом из направлений, но при этом довольно нетривиальной формы. В случае, если бы Z_{Fit} и A_{Fit} определялись по кривой потерь энергии с абсолютной точностью, каждое такое «пятно» в виде кривой выродилось бы в точку. Несмотря на то, что моделирование довольно приблизительно описывает реальный эксперимент, из приведенной картины ясно, что в принципе можно ожидать увидеть в реальном эксперименте для ядер ксенона: систему распределений по зарядам и для каждого заряда тонкую структуру распределения, связанную с разными массовыми числами.

На рис. 10, *a* показан результат аппроксимации всех экспериментальных кривых потерь (см. рис. 8) чистыми функциями Бете–Блоха (1). На этом рисунке видно отчетливое разделение событий на группы, которые соответствуют различным зарядам ядер, при этом самая верхняя группа соответствует заряду ксенона $Z = 54$. Однако группы, соответствующие разным массовым числам внутри отдельных зарядовых «пятен», визуально не определяются. Это и неудивительно, так как изотопное разрешение для ксенона ожидается хуже, чем для более легких ядер, использованных в рассмотренном выше примере, и качество аппроксимации реальных кривых потерь функциями Бете–Блоха для тяжелых ядер значительно более низкое, чем для легких. Для разрешения массовых групп ядер группы ксенона качество функций двухпараметрического семейства должно быть улучшено: в функцию Бете–Блоха нужно внести эмпирические поправки.

Эта задача решалась отдельно для каждой зарядовой группы (фактически она была решена для зарядов $Z = 54, 53, 52$ — трех верхних зарядовых групп на рис. 10)¹. При этом были использованы только события, в которых пик Брэгга локализовался в падовых плоскостях прототипа 22–27 (см. рис. 7), так как для событий с более

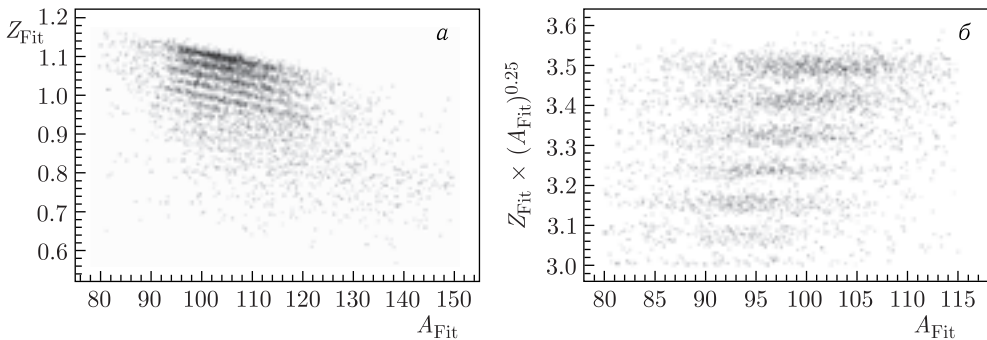


Рис. 10. *a*) Распределение параметров $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$ при аппроксимации всех экспериментальных кривых потерь энергии dE/dx чистыми функциями Бете–Блоха (детали см. в тексте). *б*) То же распределение, но для значения Z_{Fit} , перенормированного умножением на $A_{\text{Fit}}^{0,25}$. Полностью показаны верхние 6 групп точек (6 зарядов) рис. *a*

¹Этим трем группам соответствуют три верхних семейства кривых на рис. 8.

ранним пиком Брэгга остается слишком мало точек для аппроксимации, из-за чего она получается слишком неточной, а для событий с более поздним пиком Брэгга сам пик определяется ненадежно, что может привести к большой ошибке.

Первым шагом является выделение нужной зарядовой группы. Для этого в плоскости $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$ удобно провести такое преобразование координат, которое делает наклонные зарядовые слои (см. рис. 10, *a*) горизонтальными. Так как форма зарядовых слоев близка к степенным функциям, это легко достигается преобразованием

$$Z_{\text{Fit}} \rightarrow Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,25}, \quad (3)$$

как это видно на рис. 10, *б*. Тогда зарядовая группа выделяется по величине параметра $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,25}$.

Следующим шагом выполняется коррекция функции Бете–Блоха, которая проводится отдельно для каждой зарядовой группы и при этом еще отдельно для событий с пиком Брэгга в каждой из падовых плоскостей 22–27. Для каждой экспериментальной кривой проводится аппроксимация чистой функцией Бете–Блоха, и для каждого значения энергии E кривой $(dE/dx)(E)$ находится отклонение оптимальной чистой функции Бете–Блоха от экспериментальной кривой $(dE/dx)(E)$. Отклонение Δ ищется в виде мультипликативного фактора:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{exp}}(E) = [1 + \Delta(E)] \frac{dE}{dx}(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}, E). \quad (4)$$

После этого для каждого значения E найденные отклонения усредняются по всем использованным событиям, что дает среднее отклонение $1 + \Delta(E)$ оптимальной бете-бловской аппроксимации от экспериментальных кривых. Теперь очевидно, что если чистую бете-бловскую функцию поделить на $1 + \Delta(E)$, то получим новую функцию, от которой можно ожидать гораздо более высокого качества аппроксимации экспериментальных кривых.

Это предположение подтверждается рис. 11. На рис. 11, *a* показана функция $\Delta(E)$ для событий с пиком Брэгга в плоскости номер 27. Видно, что систематические отклонения экспериментальных кривых от оптимальной аппроксимации функцией Бете–Блоха велики и достигают по модулю 6%. На рис. 11, *б* показано систематическое отклонение экспериментальных кривых от оптимальной аппроксимации функцией, полученной из функции Бете–Блоха коррекцией множителем $1/[1 + \Delta(E)]$. Будем такие функции называть модифицированными функциями Бете–Блоха. Видно, что систематические отклонения для модифицированных функций Бете–Блоха действительно в несколько раз ниже, чем для чистых функций Бете–Блоха. Важно отметить, что введенная поправка имела чисто апостериорный эмпирический характер, т. е. методика остается полностью модельно-независимой.

С использованием модифицированных функций Бете–Блоха проводится аппроксимация всех экспериментальных кривых торможения и снова строится распределение точек $Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}}$, подобное распределению на рис. 10, *б*. В предположении, что разным массовым числам A одного и того же Z соответствуют отдельные тонкие слои в Z -группе, строится одномерное распределение по параметру $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,25}$ для одного и того же Z . Полученное распределение для ядер ксенона ($Z = 54$) показано на рис. 12. В распределении видны два довольно четких пика, что указывает на то,

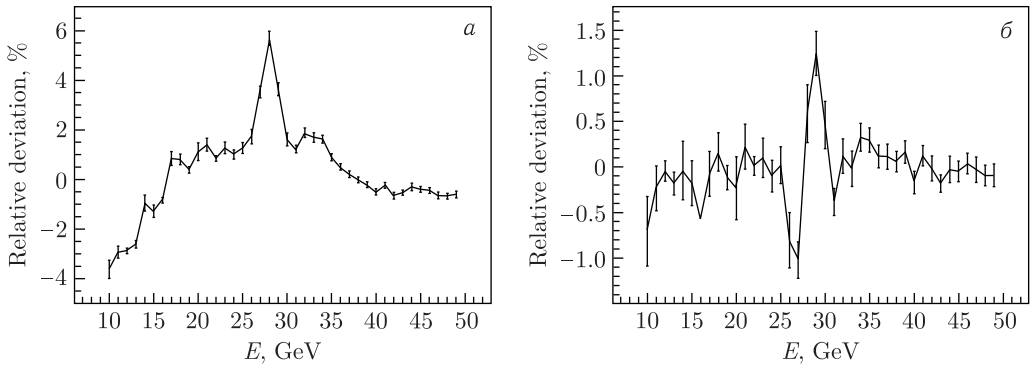


Рис. 11. а) Систематическое отклонение экспериментальных кривых энергопотерь от оптимальной аппроксимации функцией Бете–Блоха (функция $\Delta(E)$, см. текст и формулу (4)) для событий с пиком Брэгга в плоскости детектора номер 27. б) То же, но после коррекции функции Бете–Блоха поправкой $1 + \Delta(E)$

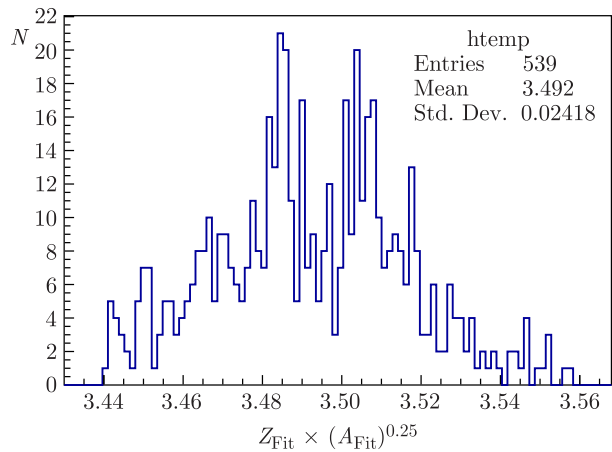


Рис. 12. Предварительные результаты обработки ксенонного пучка модельно-независимой методикой. Изотопное разделение

что некоторое изотопное разрешение имеется, хотя имеющаяся статистика не дает возможности утверждать это с полной уверенностью. Для того, чтобы понять, какой пик соответствует какому массовому числу ядра ксенона, формальный параметр $Z_{Fit} \times (A_{Fit})^{0.25}$ должен быть интерпретирован в терминах массовых чисел. Задача осложняется тем, что на выходе деградера из-за неупругих ядерных взаимодействий могут появиться не только стабильные изотопы ксенона, но и любые нестабильные изотопы, поэтому массовый состав пучка неизвестен и пики невозможно априорно связать с какими-то фиксированными массовыми числами¹.

Несмотря на то, что моделирование не дает точных количественных результатов, результаты моделирования можно использовать качественно для интерпретации

¹Отметим, что в реальном космическом эксперименте задача проще, так как в космических лучах присутствуют заведомо только стабильные или очень долгоживущие изотопы.

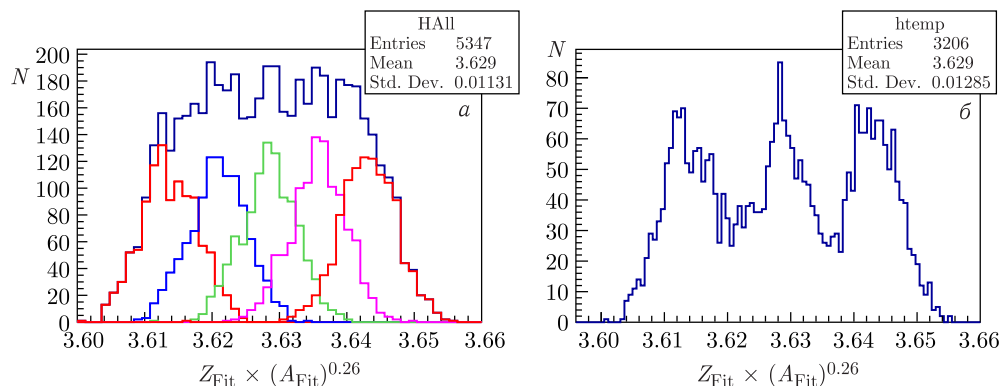


Рис. 13. Результаты моделирования изотопного разрешения для изотопов ксенона 129–133 в эксперименте с прототипом «Нуклон-2»: а) распределение по параметру $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,26}$ для пучка, в котором все изотопы 129–133 представлены одинаково; б) то же распределение для пучка, в котором одинаково представлены изотопы через один — 129, 131, 133

результата эксперимента. Описанная выше модельно-независимая методика была полностью воспроизведена при моделировании эксперимента для прототипа «Нуклон-2» с изотопами ксенона 129, 130, 131, 132, 133 в системе FLUKA [8, 9]. На рис. 13, а показано распределение по параметру $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,26}$ как для пучка, в котором все изотопы 129–133 представлены одинаково, так и для каждого изотопа отдельно. Заметим, что при моделировании для выравнивания распределения на плоскости $(Z_{\text{Fit}}, A_{\text{Fit}})$ по горизонтали пришлось вместо степени 0,25, как в эксперименте, использовать степень 0,26, что показывает масштаб неточности моделирования. Из рис. 13 видно, что моделирование не предсказывает изотопного разрешения для соседних массовых чисел. Однако, как видно из рис. 13, б, если в пучке присутствуют только изотопы через один (129, 131, 133), то изотопное разрешение имеется, хотя и не совсем полное. Рис. 13, б качественно напоминает экспериментальное распределение рис. 12, поэтому можно предположить, что два пика на рис. 12 соответствуют не соседним изотопам, а изотопам с массовыми числами, отличающимися на 2. Действительно, расстояние между пиками по параметру $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,25}$ на рис. 12 и по параметру $Z_{\text{Fit}} \times (A_{\text{Fit}})^{0,26}$ на рис. 13, где расстояние между соседними пиками соответствует $\Delta A = 2$, в обоих случаях лежит где-то между 0,15 и 0,20 (точнее сказать трудно), т. е. эти величины близки, следовательно, и пики на рис. 12, скорее всего, соответствуют $\Delta A = 2$. Можно предположить, что левый пик соответствует стабильному изотопу ксенона 129, а правый пик является неразрешенной комбинацией стабильных изотопов 131 и 132, но это предположение пока трудно подтвердить.

Таким образом, результаты и моделирования, и эксперимента указывают на то, что в области ядер с зарядами $Z = 50$ и выше в эксперименте «Нуклон-2» не обеспечится разрешение изотопного состава по соседним массовым числам, но может обеспечиться разрешение для изотопов, отстоящих на расстоянии по массовому числу $\Delta A \geq 2$, либо разрешение групп изотопов при расстоянии между группами с массовым числом больше единицы.

Следует отметить предварительный характер проведенного выше анализа. Доступная статистика эксперимента не позволяет сделать окончательных выводов о рабо-

тоспособности предложенной модельно-независимой методики разделения изотопов ядер по массовым числам, поэтому необходимы дополнительные эксперименты. В то же время можно отметить, что при наличии большей статистики методику можно будет, с одной стороны, изучить в более тонких деталях и, с другой стороны, осуществить более точную ее настройку в отношении коррекции функции Бете–Блоха. Кроме того, более высокая статистика требуется и для обоснования более конкретных ожидаемых результатов эксперимента.

ПРОЕКТ ДЧС-НИСА

Как было отмечено выше, в настоящее время в проекте «Нуклон-2» существует явный недостаток экспериментальной статистики. Недостаток экспериментальных данных планируется решить в рамках проекта «ДЧС-НИСА».

Проект «Детекторная часть станции для исследований и облучения перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники пучками высокой энергии» (ДЧС-НИСА) [10] направлен на создание специализированного детектора для расширения экспериментального материала в области воздействия SEE (Single Event Effects) и создания точных моделей, разработки методики для точно локализованной проверки микросхем на радиационную стойкость. Пучок, на котором будет производиться тестирование микросхем, предоставляется ускорителем нуклотрон (ОИЯИ). Конкретный выбор ядер данного пучка от углерода до золота (C, Ar, Fe, Kr, Xe, Au) с энергиями до 350 МэВ/нуклон позволяет осуществлять моделирование большей части видов воздействия КЛ на микросхемы в наземных условиях, а плотность потока частиц от 10^2 до 10^4 $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ достаточна для решения задач проекта.

На рис. 14 показана конструкция детектора сбоку и в трехмерном виде. Регистрация частиц производится как падовыми, так и стриповыми кремниевыми детекторами.

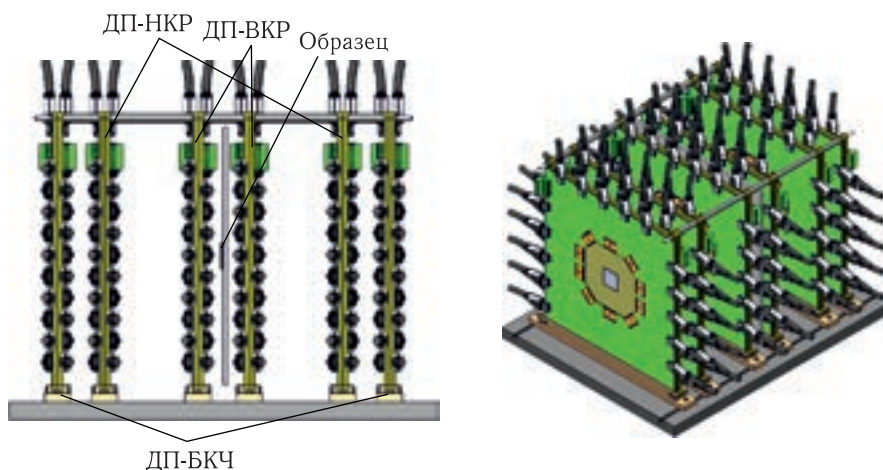


Рис. 14. Конструкция детектора проекта ДЧС-НИСА: ДП-БКЧ — пары детекторов без координатной чувствительности (падовые), ДП-ВКР и ДП-НКР — пары стриповых детекторов с высоким и низким координатным разрешением соответственно

Детекторы смонтированы на идентичных платах предусиления и оцифровки сигнала для упрощения конструкции и снижения цены. Посередине установки располагается изучаемый образец (микросхема). По обе стороны от нее располагается симметричный относительно образца набор детекторов, состоящий (в порядке от образца) из пары стриповых детекторов с шагом стрипов 0,1 мм (детекторная плоскость с высоким координатным разрешением — ДП-ВКР), пары стриповых детекторов с шагом стрипов 1 мм (детекторная плоскость с низким координатным разрешением — ДП-НКР) и падовые детекторные плоскости без координатной чувствительности (БП-БКЧ) для измерения энерговыделения проходящих частиц.

Основными двумя задачами данной установки являются:

1) прецизионная локализация трека частицы в образце и определение энерговыделения частицы в нем;

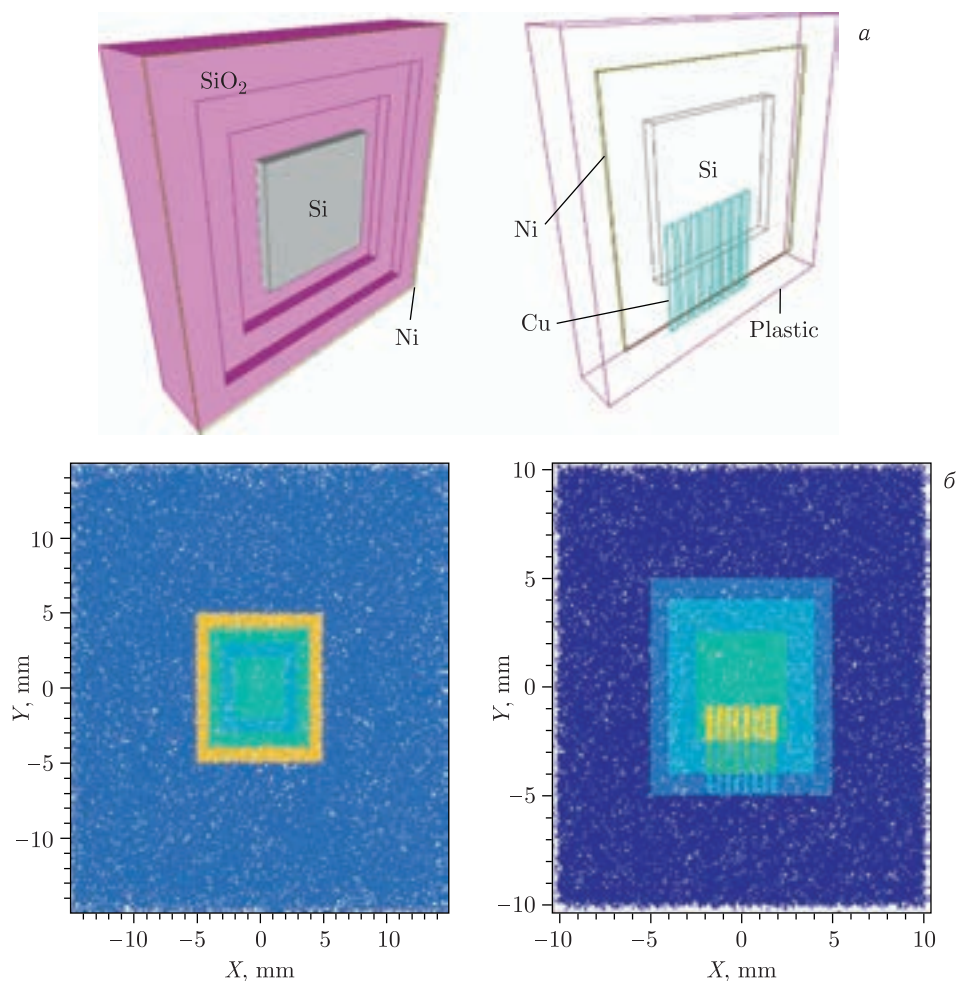


Рис. 15. Результаты тестирования, демонстрирующие работоспособность методики ядерной томографии: а) исследуемые образцы; б) зависимость энерговыделения частицы в падовом детекторе за образцом от координаты

2) точное позиционирование кристалла образца относительно осей системы путем исследования внутренней структуры микросхемы.

Для решения второй задачи была разработана специализированная методика — ядерная томография, подробно описанная в работе [10]. Суть ее заключается в определении энергии частицы после прохождения образца. Поскольку энергия ядра зависит от пройденного им количества вещества, а значит, и внутренней структуры образца, то зависимость энергии частиц от координаты прохождения образца позволяет восстановить его внутреннюю структуру, а при должной калибровке — узнать точное количество вещества в образце, знание которого критично для решения первой задачи.

Поскольку ожидаемый пучок имеет малый разброс энергии и хорошую чистоту, то зависимость энерговыделения от энергии частицы становится почти однозначной, а поскольку энергии достаточно низки при работе установки (до 500 МэВ/нуклон) — то и монотонной. На рис. 15 показаны результаты тестирования методики при моделировании. На рис. 15, *а* схематично показаны образцы, на которых проверялась методика (слева — микросхема с никелевой крышкой, справа — микросхема с монолитным корпусом, целиком залитая пластиком), а на рис. 15, *б* — зависимость энерговыделения частиц во второй падовой плоскости после образца от координаты прохождения ими образца, восстановленной по стриповым детекторам. Данные результаты были получены для пучка $^{197}_{79}\text{Au}$ с энергией 200 МэВ/нуклон для монолитного образца и 230 МэВ/нуклон для образца с крышкой.

На рис. 16 показано распределение энерговыделения частиц в первой (рис. *а*) и второй (рис. *б*) падовых плоскостях детекторов после монолитного образца вне зависимости от координаты. Разные пики на этих гистограммах соответствуют прохождению различных слоев образца.

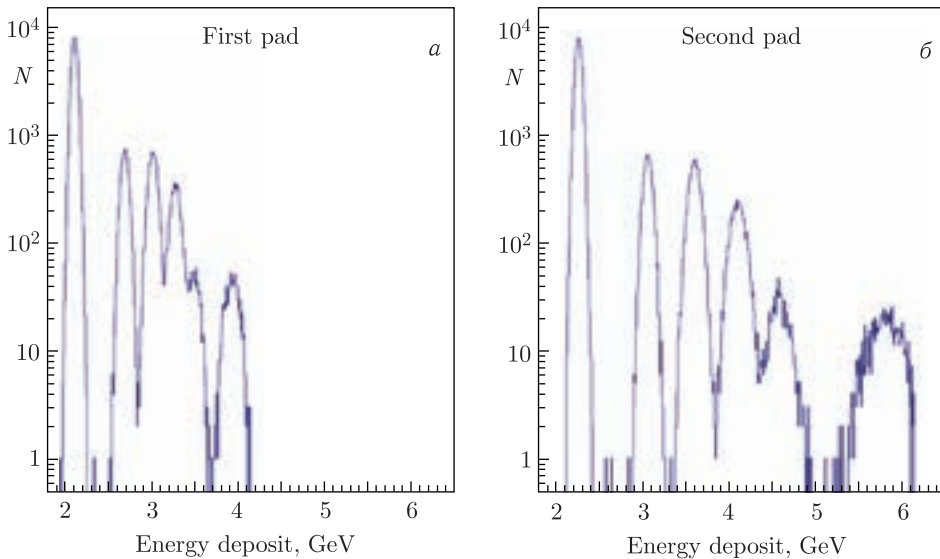


Рис. 16. Распределение энерговыделения частиц при ядерной томографии в первой (*а*) и второй (*б*) падовых плоскостях детекторов после образца

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕСУРСОВ ПРОЕКТА ДЧС-NICA В РАМКАХ МИССИИ «НУКЛОН-2»

Как уже отмечено выше, в проекте «Нуклон-2» в настоящее время наблюдается существенный недостаток экспериментальных данных. При этом пучок, планируемый в проекте ДЧС-NICA, представляет большой интерес для миссии «Нуклон-2», поскольку диапазон видов ядер (от углерода до золота) покрывает весь диапазон планируемой области изотопного разрешения в «Нуклоне-2», а энергии пучка (до 350 МэВ/нуклон) позволяют работать прототипу «Нуклон-2» на таком пучке либо с минимальной толщиной деградера, либо без деградера вообще, что существенно повышает потенциальную полезную статистику в сравнении со значительно более высокоэнергетическими пучками¹, на которых проводилось тестирование прототипа ранее. Однако задача обеспечения прототипа «Нуклон-2» в рамках проекта ДЧС-NICA является вторичной, поэтому важно обеспечить возможность параллельной, или даже взаимодополняющей, работы этих двух установок.

Одним из вариантов обеспечения такого режима работы является схема, представленная на рис. 17. Размер пучка (диаметром около 6 см) превышает размер рабочей области детектора ДЧС-NICA (3×3 см), поэтому возможно параллельное использование пучка при работе установки ДЧС-NICA в режиме ядерной томографии. Однако поскольку работоспособность ядерной томографии сильно зависит от энергии пучка, то необходима установка деградера перед установкой ДЧС-NICA для снижения установленной энергии пучка до необходимых (в случае монолитного образца — около 200 МэВ/нуклон, для остальных образцов энергия будет отличаться несущественно). В худшем случае (толщина деградера максимальна) установка «Нуклон-2» тестируется при максимальной энергии пучка 350 МэВ/нуклон, поэтому важно проверить, не будет ли влияние деградера перед установкой ДЧС-NICA в такой схеме существенно ухудшать ее работоспособность.

Результаты моделирований, проведенных при изучении этого вопроса, представлены на рис. 18 и 19. Сначала определялась необходимая толщина вольфрамового деградера перед ДЧС-NICA. Полученная зависимость толщины деградера от входной энергии в ДЧС-NICA показана на рис. 18 при разных энергиях пучка. Из нее видно, что максимальная толщина деградера составляет 1,22 мм и соответствует энергии

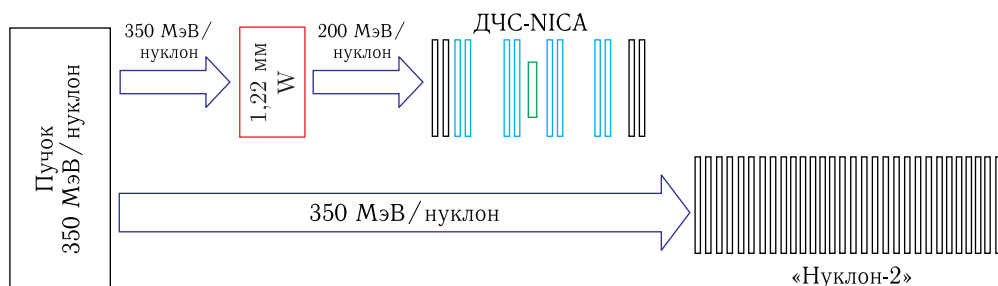


Рис. 17. Схема обеспечения параллельной работы установок «Нуклон-2» и ДЧС-NICA

¹Большая энергия пучка требует установки деградера большой толщины, что приводит к большому количеству событий с ядерным взаимодействием, не входящих в полезную статистику эксперимента.

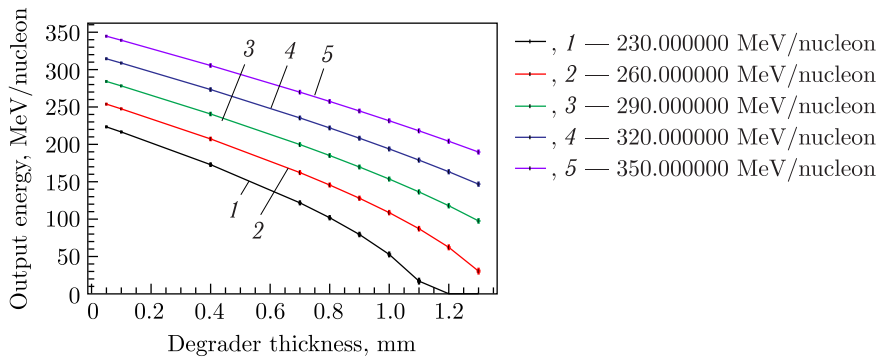


Рис. 18 (цветной в электронной версии). Зависимость энергии частиц на выходе из вольфрамового деградера от его толщины при разных энергиях пучка

Рис. 19. Зависимость флуктуации энергии частиц на выходе из вольфрамового деградера от энергии частиц в пучке при толщине деградера, подобранной так, чтобы на выходе из него энергия составляла 200 МэВ/нуклон

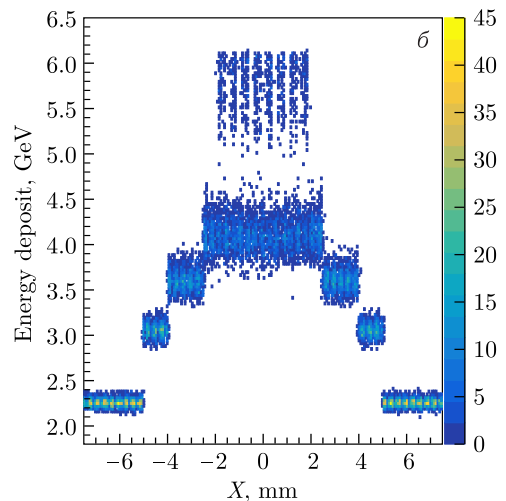
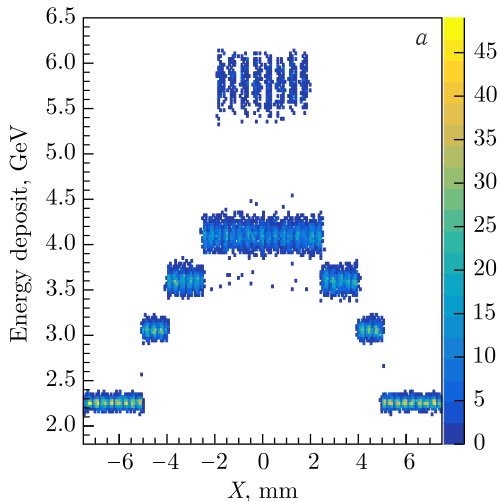
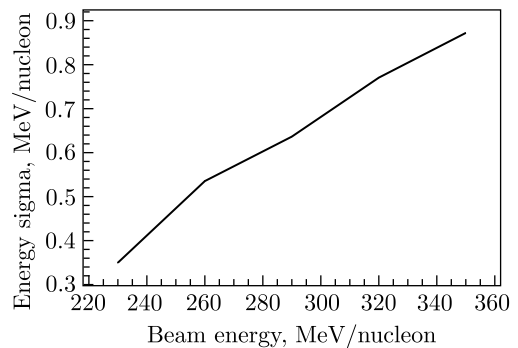


Рис. 20. Влияние ожидаемых флуктуаций энергии частиц на разрешение энергетической томографии: а) $\sigma = 0,0$ МэВ/нуклон; б) $\sigma = 0,9$ МэВ/нуклон. По оси X — координата частицы, по оси Y — энергывыделение. Выбраны только случаи с координатой Y прохождения частицы от $-2,5$ мм до $+2,5$ мм

200 МэВ/нуклон при максимальной энергии пучка. Далее определялось стандартное отклонение энергии частиц после деградера. На рис. 19 показана его зависимость от входной энергии пучка при необходимой (определенной из рис. 18) толщине деградера. При максимальной энергии пучка флуктуации энергии частиц на выходе из деградера не превышают 0,9 МэВ/нуклон.

На рис. 20 показано сравнение разрешения энергетической томографии при фиксированной входной энергии в установку ДЧС-НИСА 200 МэВ/нуклон (а) и при наличии флуктуаций в 0,9 МэВ/нуклон (б). На гистограммах четко видны различные уровни энерговыделения при прохождении частицей образца в разных точках, т. е. различные слои. Видно, что влияние однозначно есть, однако оно невелико и слои образца все еще хорошо разрешимы. Тем самым при работе установки ДЧС-НИСА по схеме, показанной на рис. 17, влияние на ее работоспособность невелико и возможна параллельная работа установок ДЧС-НИСА и «Нуклон-2».

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

«Нуклон-2» — это разрабатываемый эксперимент по прямому изучению изотопного и массового состава космических лучей. Разработанный прототип спектрометра был протестирован в пучковых экспериментах на ядрах $^{40}_{18}\text{Ar}$ и $^{159}_{54}\text{Xe}$. Протестированная модельно-зависимая методика анализа данных обладает большим количеством проблем и не дает необходимой точности. Для решения этих проблем была разработана модельно-независимая методика, предварительные результаты анализа которой представлены в данной работе. Для более точной калибровки методики и тестирования массового разрешения эксперимента требуется большая статистика, набирать которую планируется в рамках проекта ДЧС-НИСА, пучок которого хорошо подходит для решения и задач проекта «Нуклон-2». Для этого в данной работе представлена методика работы этих двух установок в параллельном режиме и показана ее теоретическая работоспособность.

Благодарности. Авторы выражают благодарность ЦЕРН и ОИЯИ за предоставленные пучки ускорителей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI60719X0326.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Higdon J. C., Lingenfelter R. E.* The Superbubble Origin of ^{22}Ne in Cosmic Rays // *Astrophys. J.* 2003. V. 590, No. 2. P. 822–832.
2. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A. et al.* Synthesis of the Elements in Stars // *Rev. Mod. Phys.* 1957. V. 29, No. 4. P. 547.
3. *Zirakashvili V.* Role of Reverse Shocks for the Production of Galactic Cosmic Rays in SNRs // *Intern. Cosmic Ray Conf.* 2011. V. 6. P. 167–170.
4. *Bulatov V., Fillippov S., Karmanov D. et al.* 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.

5. *Horandel J. R.* On the Knee in the Energy Spectrum of Cosmic Rays // *Astropart. Phys.* 2003. V. 19. P. 193–220.
6. *Bonino G., Castagnoli C., Cane G. et al.* Solar Modulation of the Galactic Cosmic Ray Spectra since the Maunder Minimum // *Intern. Cosmic Ray Conf.* 2001. V. 9. P. 3769–3772.
7. *Allison J., Amako K., Apostolakis J., Arce P., Asai M. et al.* Recent Developments in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 835. P. 186–225.
8. *Ferrari A., Sala P. R., Fassò A., Ranft J.* FLUKA: A Multi-Particle Transport Code. CERN-2005-10; INFN/TC_05/11; SLAC-R-773.
9. *Böhlen T. T., Cerutti F., Chin M. P. W. et al.* The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications // *Nucl. Data Sheets.* 2014. V. 120. P. 211–214.
10. *Васильев О. А., Карманов Д. Е., Ковалев И. М. и др.* Результаты предварительного моделирования проекта ДЧС-NICA // *Письма в ЭЧАЯ.* 2020. Т. 17, № 6. С. 833–843.

Получено 18 августа 2020 г.