

Прямые наблюдения космических лучей: современное состояние проблемы

А.Д. Панов, Д.М. Подорожный, А.Н. Турундаевский

Аннотация

Представлен подробный обзор состояния прямого изучения галактических космических лучей с использованием космических аппаратов и высотных аэростатов. Обсуждены наиболее актуальные фундаментальные задачи астрофизики высоких и сверхвысоких энергий, решаемые прямыми методами наблюдения космических лучей. Обозначены возможные перспективы продолжения исследований в этой области науки в ближайшее десятилетие.

Содержание

1	Введение	2
2	Современные инструменты прямых измерений космических лучей	6
3	«Универсальное малое колено» космических лучей	11
4	Тяжелые ядра: зависимость спектров от заряда ядра	15
4.1	Различие наклонов спектров	15
4.2	Аномалия в отношениях спектров ядер C, O, Ne, Mg, Si к спектру железа	17
5	Вторичные ядра	18
6	Проблема отношения субжелеза к железу и спектры малообильных ядер	20
7	Сверхтяжелые ядра и изотопный состав ядер космических лучей	23
8	Электроны, позитроны и антиматерия	27
8.1	Суммарный спектр электронов и позитронов	27
8.2	Антиматерия в космических лучах	30
9	Перспективы и будущие эксперименты	33
9.1	Эксперимент TIGERISS	33
9.2	Эксперимент НУКЛОИ-2	34
9.3	Эксперимент HERD	35
9.4	Эксперимент ОЛВЭ	35

1 Введение

Под галактическими космическими лучами (ГКЛ) понимаются потоки релятивистских и ультрарелятивистских заряженных частиц, заполняющие межзвездное пространство. Космические лучи представлены адронной и лептонной компонентами. Адронная (иначе – ядерная) компонента ГКЛ состоит из ядер химических элементов начиная с протонов (ядра водорода) до ядер, значительно более тяжелых, чем ядро железа. Лептонная компонента состоит из электронов и позитронов. Хотя адронная компонента сильно доминирует, наличие лептонной компоненты также очень важно для понимания природы космических лучей, так как в ней может содержаться важная информация о ближайших источниках космических лучей и о таких экзотических объектах, как темная материя или первичные черные дыры. В космических лучах присутствует также антиматерия в форме антипротонов и, возможно, более тяжелых антиядер. Среди релятивистских космических частиц могут существовать некоторые гипотетические экзотические объекты, такие, как, например, странглеты [1, 2].

Ядерная компонента галактических космических лучей является одной из важнейших компонент межзвездной среды, так как соответствующая ей пространственная плотность энергии (около 1.5 эВ/см^3 [3]) сопоставима с плотностью энергии межзвездного электромагнитного поля излучения (от микроволнового фона до ультрафиолетового излучения звезд – всего порядка 1 эВ/см^3 [4]), с плотностью энергии магнитного поля (полю 6 мкГс в районе Солнца [5] соответствует энергия около 1 эВ/см^3) и со средней плотностью кинетической энергии межзвездного газа ($\sim 1 \text{ эВ/см}^3$, см. [6, стр. 185], [7, стр. 208]). В этом смысле космические лучи являются одним из основных компонентов космического пространства, и физика космических лучей требует глубокого изучения для понимания мира, в котором мы живем — нашей Галактики. Этим обусловлен естественный общенаучный интерес к космическим лучам.

Наиболее вероятным источником основной массы космических лучей считаются взрывы сверхновых звезд нашей Галактики [6]. Астрофизика сверхновых звезд представляет большой интерес по многим причинам. Сверхновые являются источником тяжелых химических элементов, из которых состоят планеты земного типа и мы сами. Взрывы сверхновых представляют одну из существеннейших фаз эволюции крупных звезд, в результате которой могут образоваться релятивистские астрофизические объекты, такие как нейтронные звезды и черные дыры — эти объекты и пути их возникновения сами представляют огромный интерес, так как связаны с проблемами, выводящими к пределам существующих представлений о пространстве, времени и материи. Взрывы близких сверхновых могли в прошлом оказать существенное влияние на ход биологической эволюции на Земле и могут оказать такое влияние в будущем, что немаловажно. В этом смысле, с чисто практической точки зрения, надо хорошо понимать, какие бывают типы сверхновых звезд, какие последствия могут быть связаны с их взрывами, и что мы можем ждать от нашего ближайшего звездного окружения. С этой точки зрения особый интерес представляют близкие источники космических лучей. Поскольку взрывы сверхновых, видимо, являются основным источником галактических космических лучей, то именно космические лучи могут дать и дают большое количество информации о физике сверхновых. В последнее время интерес смещается к изучению тонкой структуры спектров кинетической энергии ядер космических космических лучей и химического состава космических лучей. Особенности спек-

тров кодируют тонкие детали физики взрывов сверхновых и процесса ускорения космических лучей, такие, как, например, наличие различных типов сверхновых с различной предельной энергией ускорения и различным составом источников.

Распространение космических лучей в Галактике существенным образом определяется свойствами межзвездной среды и структурой Галактики, поэтому ряд особенностей спектров космических лучей позволяет получить данные о величине и структуре межзвездных магнитных полей, плотности межзвездного вещества, наличии и протяженности магнитного гало Галактики, потоках вещества и др.

Несмотря на то, что лептоны (электроны и позитроны) представляют лишь малую долю в потоке космических лучей (масштаба процента и ниже, в зависимости от энергии), изучение лептонной компоненты представляет особый интерес, который связан с двумя основными обстоятельствами. Во-первых, электроны и позитроны космических лучей могут быть продуктами аннигиляции или распада частиц темной материи, что должно давать соответствующую сигнатуру в спектрах позитронов и электронов и может пролить свет на природу темной материи. Во-вторых, лептоны из-за своей малой массы и больших потерь энергии на синхротронное излучение и обратное комптоновское рассеяние, что связано с их малой массой, не могут распространяться на галактические расстояния — в отличие от ядер космических лучей. Поэтому лептоны космических лучей несут важную информацию о близких источниках электронов и позитронов, таких как остатки взрывов сверхновых или пульсары, что так же может приводить к определенной сигнатуре в энергетических спектрах лептонов космических лучей в виде их специфической тонкой структуры [8, 9]. Существенно, что признаки темной материи, в принципе, можно отличить от структур, связанных с близкими источниками. В настоящее время некоторые аномалии в поведении спектров электронов и позитронов космических лучей уже известны, но данных для однозначного определения их природы не хватает.

Уже в основополагающей монографии В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского [6] была высказана мысль, что энергетический спектр частиц, ускоренных в оболочках сверхновых, может иметь универсальный степенной характер с показателем, близким к -2.5 [6, стр. 323–326], и это является «фундаментальным свойством динамики турбулентной намагниченной плазмы в космических условиях» [6, стр. 321]. Этот вывод был получен на основе простых качественных соображений, основанных на предположении о равномерном распределении энергии между космическими лучами, магнитным полем и турбулентным движением газа в оболочке сверхновой. Позже в статьях Г. Ф. Крымского [10] и А. Р. Белла [11, 12] было прямо показано, что ускорение частиц по механизму Ферми первого рода на фронте ударной волны оболочки сверхновой действительно ведет к степенному спектру энергий с показателем, близким к универсальному значению $-(2 + 4/M^2)$, где $M \gg 1$ есть число Маха ударной волны (см. также [13, 14]). Показатель спектра ускоренных частиц оказывается немного больше двойки (на величину масштаба 0.1–0.2), а наблюдаемые спектры с показателем, близким к -2.7 , легко получаются в предположении, что длина диффузионной утечки частиц из Галактики является степенной функцией магнитной жесткости частицы с показателем около -0.5 . Так как практически все экспериментальные данные до 2000 года очень хорошо укладывались в такую модель, то она, практически, приобрела статус «стандартной модели» физики космических лучей. Главной особенностью этой модели являются одинаковые степенные спектры магнитной жесткости для всех ядер в источнике. Эта система представлений не имеет общепризнанного названия, например, в статье [15] она адресуется как «reference scenario», но она очень часто используется и всегда понятно, о

чем идет речь. Позже модель ускорения на ударной волне получила дальнейшее развитие, в частности, введением механизма нелинейного усиления магнитного поля [16], который позволил объяснить ускорение космических лучей в оболочках сверхновых по крайней мере до области колена космических лучей [17, 18]. Это, однако, не поменяло суть стандартной модели.

Уже с 1950-х годов известно, что одной из основных особенностей энергетического спектра космических лучей (точнее – спектра всех частиц в терминах энергия на частицу) является излом (колени) при энергии между 10^{15} и 10^{16} эВ [19] на фоне в целом приблизительно степенного поведения спектра. Эта особенность спектра известна как колено Куликова-Христиансена. Однако в 2000-х стало ясно, что и при более низких энергиях спектры космических лучей имеют множество особенностей, нарушающих простое универсальное степенное поведение «стандартной модели». Первой такой особенностью было различие наклонов спектров протонов и гелия при энергиях примерно от 100 ГэВ до 10 ТэВ, впервые подтвержденное с высокой статистической значимостью (около 10 сигма) в эксперименте ATIC [20]. Позже эффект был подтвержден в эксперименте CREAM [21, 22, 23], PAMELA [24], AMS-02 [25, 26] и других. В более поздней статье ATIC [27], путем решения обратной задачи распространения частиц, с статистической надежностью в 3.2 стандартных отклонения было обнаружено систематическое увеличение наклона спектра от гелия к железу в источнике с увеличением заряда ядра для диапазона магнитной жесткости от 50 до 1350 ГВ, что также нарушает простое универсальное степенное поведение спектров. В статье эксперимента ATIC [28] было впервые отмечено, что спектры протонов и гелия при энергиях от 50 ГэВ до примерно 10 ТэВ имеют форму, существенно отличную от степенной формы в виде выраженного уменьшения крутизны при энергиях между 100 ГэВ и 1 ТэВ. Аналогичный изгиб был обнаружен в эксперименте ATIC и в спектрах более тяжелых обильных ядер [28, 29]. Позже эти изгибы были подтверждены результатами CREAM [30], PAMELA, [24] и AMS-02 [25, 26]. Таким образом, при энергиях ниже колена Куликова-Христиансена спектры КЛ имеют целый ряд особенностей, нарушающих «стандартную модель» физики КЛ, которые должны быть тщательно исследованы, так как в них закодирована физика источников и распространения КЛ в Галактике.

Эксперименты в области физики космических лучей делятся на прямые эксперименты (стратосферные или космические), когда информация получается в результате прямого контакта измерительной аппаратуры с космической частицей, и наземные эксперименты, в которых высокоэнергетические космические лучи наблюдаются косвенным образом по каскадам вторичных частиц в атмосфере, которые называются широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Преимуществом методов ШАЛ перед прямыми методами является то, что методы ШАЛ дают возможность измерять спектры космических лучей вплоть до предельно высоких энергий (масштаба 10^{21} эВ), когда потоки частиц очень малы, поэтому для прямых измерений, с их существенно меньшими геометрическими факторами приборов, не хватает статистики. В области колена Куликова-Христиансена (~ 3 ПэВ на частицу) данные получаются пока исключительно в экспериментах ШАЛ (см. для обзора последних результатов [31]). Эти данные в настоящее время обеспечивают высокую статистическую значимость и надежность в измерении спектра энергий всех частиц, однако дают только весьма бедную усредненную информацию по химическому составу ядер, не давая поэлементного разрешения спектров по заряду. Несмотря на то, что в последнее время достигнута очень хорошая сшивка данных прямых измерений и измерений ШАЛ для спектра всех частиц [32], поэлементная структура колена 3 ПэВ остается до сих пор неизвестной, что сильно затрудняет интерпретацию этой важнейшей особенности спектра кос-

мических лучей. В отличие от методик ШАЛ, прямые измерения обычно дают поэлементное разрешение спектров по заряду (а иногда даже изотопный состав КЛ, см. раздел 7). Поэтому информация о многочисленных особенностях спектров КЛ при более низких энергиях (в настоящее время, ниже или порядка 100 ТэВ на частицу) оказывается гораздо более детальной, чем информация, которую могут получить эксперименты ШАЛ в своей области энергий.

В настоящем обзоре мы представляем современное состояние исследований космических лучей прямыми методами. Основное внимание уделяется не столько компиляции результатов современных прямых экспериментов физики космических лучей, сколько анализу основных нерешенных проблем и горячих точек этой области науки. В отборе основных фактов для такого обзора неизбежно сказывается субъективная точка зрения авторов, поэтому обзор не может претендовать на полноту. Подчеркнем также, что обзор написан с точки зрения экспериментаторов, работающих в этой области, и посвящен именно экспериментальной стороне дела. Имеется колоссальная литература, посвященная теоретическому анализу обсуждаемых явлений, в особенности в отношении спектров электронов, позитронов и антипротонов. Все эти работы почти не затрагиваются настоящим обзором, кроме случаев, когда без этого совершенно невозможно обойтись. В обзоре не рассматривается также проблематика гамма-астрономии высоких энергий с использованием инструментов космического базирования, хотя очень часто одни те же космические обсерватории используются одновременно и в физике космических лучей и в гамма-астрономии (Fermi, CALET, DAMPE, см. следующий раздел). Всю эту информацию в один обзор включить не представляется возможным.

В разделе 2 дан обзор основных современных инструментов прямых наблюдений космических лучей, которые будут упоминаться в последующих частях обзора. В разделе 3 рассмотрен экспериментальный статус недавно обнаруженного «универсального малого колена» космических лучей вблизи магнитной жесткости 10 ТВ. Раздел 4 посвящен различному поведению спектров ядер космических лучей с различными зарядами в различных аспектах этой проблематики. В разделе 5 обсуждаются еще нерешенные загадки в поведении легких вторичных ядер Li, Be, B. Раздел 6 также посвящен поведению спектров ядер, в которых велика доля вторичной компоненты, но здесь речь идет о более тяжелых ядрах из группы «субжелеза», заряды примерно от 18 до 24. В разделе 7 рассматриваются проблемы в области наблюдения сверхтяжелых ядер (тяжелее никеля) и проблематика изотопного состава ядер космических лучей, которая тесно связана со сверхтяжелыми ядрами по используемым инструментам. Раздел 8 посвящен проблемам спектров лептонной компоненты космических лучей (электроны и позитроны) и тесно связанной с ней тематике адронной антиматерии в космических лучах (антипротоны, антигелий).

В основной части обзора перечислено большое количество нерешенных проблем физики космических лучей и упоминаются требования к аппаратуре, необходимые для продвижения в направлении их решения. Поэтому все разделы обзора с 3 по 8 можно рассматривать как расширенную постановку вопроса для последнего раздела обзора 9, в котором представлены некоторые перспективные отечественные проекты, нацеленные на решение сформулированных задач.

2 Современные инструменты прямых измерений космических лучей

Под современными инструментами прямых наблюдений космических лучей мы, главным образом, будем понимать такие, которые либо функционируют в настоящее время, продолжая сбор данных, либо для которых продолжается обработка данных и публикация новых результатов. К современным инструментам в какой-то степени следует также отнести эксперименты ATIC и CREAM начала 2000-х годов, так как они первыми убедительно продемонстрировали наличие сложной структуры спектров космических лучей при энергиях ниже колена Куликова-Христиансена (см. Введение), что положило начало современному этапу в прямых измерениях КЛ. Для некоторых направлений прямых измерений КЛ новые инструменты давно уже не появлялись, и в этом случае мы под современными инструментами будем понимать такие, которые дали последние результаты в своей области. Такая ситуация имеет место в измерениях зарядового и изотопного состава сверхтяжелых ядер (тяжелее ядра никеля).

В конструкции разных инструментов (спектрометров) для наблюдения космических лучей высоких энергий есть много общего. Такие инструменты, как минимум, должны включать в себя систему для измерения заряда частиц и систему для измерения их энергии или магнитной жесткости. Кроме того, конструкции приборов предусматривают ряд вспомогательных систем, таких, как системы антисовпадений для защиты от фона, разнообразные трековые детекторы и т.д. и, в ряде случаев, обеспечивают избыточность получаемой информации для перекрестного контроля данных и для контроля за систематическими ошибками.

Типичным представителем семейства инструментов, предназначенных для прямых наблюдений космических лучей высоких энергий, является космическая обсерватория НУКЛОН [33]. Упрощенная схема инструмента и типичный «портрет» события показаны на Рис. 1. Частица попадает в инструмент через верхнюю часть прибора, где взаимодействует с детектором заряда, состоящим из четырех плоскостей, каждая размером $50 \times 50 \text{ см}^2$. Каждая плоскость представляет собой матрицу 32×32 кремниевых детекторов размером по $1.5 \times 1.5 \text{ см}^2$ каждый. Высокая сегментация детектора позволяет отличить энерговыделение первичной частицы от сигналов частиц, рассеянных из инструмента в обратном направлении (так называемые обратные токи). Триггер на запись события вырабатывается тремя двойными плоскостями стриповых сцинтилляционных детекторов. Обсерватория НУКЛОН поддерживает два независимых метода определения энергии частицы. Во-первых, это традиционный и давно уже известный метод, основанный на использовании ионизационного калориметра [34, 35]. Калориметр спектрометра НУКЛОН является тонким в том смысле, что в нем выделяется только часть энергии первичной частицы, поэтому для реконструкции энергии частицы требуется специальный пересчет энерговыделения в первичную энергию, что является нетривиальной задачей. Во-вторых, это новый кинематический метод KLEM (Kinematic Lightweight Energy Meter), основанный на измерении углов разлета вторичных частиц после первого ядерного взаимодействия [36, 37, 38, 39, 40]. Таким образом, спектрометр НУКЛОН обеспечивает избыточность информации по определению энергии частиц, при этом новой методике KLEM соответствует геометрический фактор в несколько раз больше, чем калориметрической методике, а традиционная калориметрическая методика позволяет проконтролировать работу новой методики KLEM. Фактически, основные результаты спектрометра НУКЛОН получаются по методике KLEM, а калориметр обеспечивает перекрестный контроль корректности работы аппаратуры. С методикой KLEM связаны

шесть плоскостей микростриповых кремниевых детекторов, которые одновременно играют роль трекера, и вместе с энерговыделениями калориметра позволяют реконструировать начальную траекторию первичной частицы. Геометрический фактор спектрометра НУКЛОН, соответствующий методике KLEM, составляет примерно $0.25 \text{ м}^2 \cdot \text{стер}$ (точное значение зависит от типа частиц), геометрический фактор для методики калориметра в 3–5 раз меньше (также зависит от типа частиц).

Стратосферные спектрометры ATIC [41, 42] и CREAM [43, 44], а также космические обсерватории Fermi [45], CALET [46, 47, 48] и DAMPE [49, 50, 51, 52] имеют схемы, в своих основных чертах напоминающие описанную выше обсерваторию НУКЛОН. Все перечисленные инструменты в своем составе имеют ионизационный калориметр для измерения энергии первичной частицы. Используемые калориметры являются тонкими для адронной компоненты космических лучей, но для лептонной компоненты тонким является только калориметр FERMI, калориметры всех других инструментов поглощают большую часть энергии первичного электрона или позитрона.

В спектрометрах ATIC и CREAM детекторами заряда, как и в спектрометре НУКЛОН, являются кремниевые матрицы. Кроме того, эти спектрометры имеют дополнительные системы для генерации триггера, системы, обеспечивающие избыточность по измерению заряда или энергии и т.д.

Обсерватория Fermi предназначена в основном для гамма-астрономии высоких энергий, но продемонстрировала способность измерять также спектр лептонной компоненты космических лучей. Детектором заряда, который играет также роль трекера, здесь являются плоскости кремниевых микрострипов. В отличие от других инструментов, обсерватория Fermi состоит из 16 идентичных блоков (башен), каждый из которых имеет свой собственный трекер и калориметр и является, по сути, независимым инструментом. Однако алгоритмы обработки данных позволяют обрабатывать и события, когда траектория частицы проходит более чем через одну башню.

В спектрометре CALET детектор заряда основан на использовании пластиковых стриповых сцинтилляторов. Помимо калориметра и детектора заряда спектрометр предусматривает также сцинтилляционно-вольфрамовый трекер, основанный на использовании сцинтилляционных волокон, помогающий реконструировать траекторию частицы и служащий также конвертером для рождения электромагнитно-адронного ливня в приборе. Основным назначением спектрометра изначально было измерение спектра электронов и позитронов космических лучей, но он продемонстрировал также способность измерять спектр ядер от протонов до никеля, дав при этом важную информацию (см. ниже). Он оказался также работоспособен и как гамма-обсерватория. Геометрический фактор прибора для регистрации электронов высокой энергии составляет $0.12 \text{ м}^2 \cdot \text{стер}$.

Обсерватория DAMPE является системой широкого назначения. Этот инструмент разрабатывался как для изучения адронной и электрон-позитронной компонент космических лучей, так и для гамма-астрономии высоких энергий. Его конструкция в основных своих чертах повторяет CALET с некоторыми отличиями, но обеспечивает геометрический фактор около $0.3 \text{ м}^2 \cdot \text{стер}$ благодаря большим размерам инструмента. В качестве детектора заряда, как и в спектрометре CALET, используется пластиковый стриповый сцинтилляционный детектор. Ниже следует кремнево-вольфрамовый конвертер-трекер, основанный на использовании кремниевых микрострипов. BGO-калориметр DAMPE является полностью активным, так как кристаллы BGO

совмещают функцию поглотителя и сцинтиллятора (так же был устроен калориметр спектрометра ATIC). В качестве дополнительной системы, по сравнению с CALET, спектрометр DAMPE имеет детектор нейтронов, располагающийся под калориметром, который облегчает разделение каскадов от первичных лептонов и протонов (в последнем случае нейтронов должно быть заметно больше).

В отличие от упомянутых выше инструментов (от ATIC до DAMPE), космические обсерватории PAMELA [53, 54, 55, 56] и AMS-02 [57, 58] основным своим элементом имеют магнитный спектрометр для прямого измерения магнитной жесткости частиц. Структурные схемы PAMELA и AMS-02 очень похожи, приборы отличаются, в основном габаритами и, следовательно, геометрическим фактором. Схема спектрометра PAMELA показана на Рис. 2. В обоих случаях магнитный спектрометр построен на основе постоянных магнитов, создающих приблизительно однородное горизонтальное магнитное поле. В магнитном поле помещаются трекары, которые в обоих случаях сделаны на основе кремниевых микростриповых плоскостей. Трекер измеряет траекторию частицы в магните, по кривизне пути вычисляется магнитная жесткость частицы. Помимо магнитного спектрометра, обе космические обсерватории имеют в своем составе также и тонкий калориметр, который используется в вспомогательных целях, в частности – для различения ультрарелятивистских электронов и антипротонов, а также позитронов и протонов по форме ливня калориметра. Трекер в обоих спектрометрах является также основной системой определения заряда частицы.

Особый класс инструментов представляют стратосферные и космические эксперименты, предназначенные для изучения тяжелых и сверхтяжелых ядер космических лучей. Из тяжело-ядерных экспериментов, продолжающих оказывать существенное влияние на понимание физики космических лучей, следует упомянуть эксперименты HEAO-3-C3 (HNE) [59, 60] и TRACER [61, 62, 63]. Эти эксперименты ориентированы на измерение энергетических спектров тяжелых ядер до возможно более высоких энергий, вплоть до 10 ТэВ/нуклон. Схема таких спектрометров существенно отличается от универсальных магнитных и калориметрических спектрометров, рассмотренных выше. В отличие от последних, аппаратура тяжело-ядерных экспериментов ориентирована на то, что бы ядро пролетело сквозь всю установку без ядерного взаимодействия, то есть такие спектрометры разрабатываются как очень тонкие для ядерного взаимодействия.

Основной целью эксперимента TRACER было прямое измерение энергетических спектров ядер тяжелее гелия до возможно более высоких энергий – порядка 10 ТэВ на нуклон. Так как TRACER является стратосферным баллонным спектрометром, а для решения поставленной задачи должна быть обеспечена экспозиция как минимум порядка десятка $\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{дней}$, то прибор должен быть очень светосильным. Задача была решена за счет использования методики измерения энергии частиц, основанной на комбинации черенковских и ионизационных детекторов вместе с детектором переходного излучения. При весе аппарата в 2.7 тонн его геометрический фактор составил примерно $5 \text{ м}^2 \cdot \text{стер}$.

Для измерения зарядов ядер используются две пары детекторов (черенковский счетчик + сцинтилляционный детектор) в верхней и нижней части прибора. Для каждой пары счетчиков каждому ядру соответствует траектория на плоскости (сигнал сцинтиллятора – сигнал черенковского счетчика), по которой и определяется заряд. Заряд определяется отдельно по верхней паре детекторов и по нижней паре детекторов. В случае соответствия сигналов в пределах статистических флуктуаций найденный заряд определяется как среднее. Достигнутое зарядовое разрешение меняется от 0.25e для бора до 0.5e для ядер железа.

Измерение энергии проводится в области энергий, перекрывающей более четырех порядков величины, и достигается путем комбинирования энергетических откликов нескольких детекторов: черенковского, газовых пропорциональных трубок dE/dx , и детектора переходного излучения (TRD). Пропорциональные счетчики, размещенные внутри массива TRD, дают чистый сигнал dE/dx для частиц с Лоренц-фактором $\gamma < 400$ и сумму сигнала dE/dx и TRD для более быстрых частиц. Пропорциональные счетчики, расположенные в верхней части прибора, всегда дают чистый сигнал dE/dx . При регистрации низкоэнергетических частиц возникает неоднозначность в показании dE/dx детекторов (очень низкоэнергетические частицы и высокоэнергетические частицы дают одно и то же значение dE/dx), которая разрешается с использованием сигнала черенковского детектора. Неоднозначность критерия dE/dx для определения энергии осталась проблемой, не решенной в эксперименте HEAO-3-C3, что сильно повлияло на интерпретацию результатов этого эксперимента (см. раздел 6). Энергетическое разрешение черенковского детектора (используемого для $\gamma < 10$) и детектора TRD в эксперименте TRACER (для $\gamma > 400$) довольно высокое: 6% и 15% соответственно. В диапазоне скоростей $10 < \gamma < 400$ для измерения энергии используется релятивистский рост потерь энергии заряженной частицей в газе. Хотя этот рост довольно медленный и статистические флуктуации ионизации сильно ухудшают разрешение, особенно для легких элементов, в эксперименте TRACER-LDB2 (второй полет TRACER) путем оптимизации состава газовой смеси пропорциональных счетчиков удалось добиться разрешения от приблизительно 65% для $Z = 5$ до 40% для $Z = 26$, что позволило включить в измерения все ядра от бора до железа. В эксперименте TRACER-LDB1 (первый полет) измерения начинались только с ядра кислорода из-за недостаточного энергетического разрешения для более легких ядер.

Космический спектрометр HEAO-3-C3 основан на использовании комбинации черенковских счетчиков, газовых пропорциональных детекторов и годоскопов, составленных из многопроволочных ионизационных камер. Черенковские счетчики использовались для определения заряда, энергия определялась по релятивистскому росту ионизации в пропорциональных камерах, проволочные годоскопы использовались для определения траектории частиц. Спектрометр обладал очень большим геометрическим фактором. Точное значение геометрического фактора зависело от решаемой задачи и используемого триггера, но составляло величину масштаба $5\text{ м}^2\text{стер}$. В эксперименте было идентифицировано 7.7×10^6 ядер железа с энергией выше порога черенковского счетчика, который составлял 1.5 ГэВ/нукл. Прибор HEAO-3-C3 использовался для решения в основном двух различных задач. Во-первых, это было детальное измерение отношений спектров ядер $Z = 18\text{--}28$ к спектру ядра железа до энергий в несколько сот ГэВ/нуклон. В спектрометре HEAO-3-C3 с помощью черенковских счетчиков, которые работают почти в режиме насыщения по энергии, определяется заряд частицы, а энергия ее определяется с помощью пропорциональных счетчиков по явлению релятивистского логарифмического роста ионизационных потерь с ростом энергии частицы. Эта методика определения энергии, хотя допускает измерение энергии в широком диапазоне (от нескольких ГэВ/нукл до нескольких сотен ГэВ/нукл) но не имеет независимой калибровки. Метод калибруется по полетным данным путем сравнения получаемого спектра энерговыделений в пропорциональных счетчиках для ядер железа со спектрами железа из более ранних независимых экспериментов. Поэтому измеряемый спектр железа не является независимым, но, как показано в статьях HEAO-3-C3, практически независимыми оказываются измеряемые отношения спектров различных ядер к спектру железа.

Второй задачей HEAO-3-C3 было определение распространенности (зарядовый состав) сверхтяжелых элементов $Z \geq 30$ в космических лучах с энергиями выше порога установки (0.45 ГэВ/нукл для пропорциональных счетчиков или 1.5 ГэВ/нукл для черенковских детекторов) или выше геомагнитного порога (8 ГВ). Определение энергетических спектров ядер здесь не было приоритетной задачей. Статистика, полученная по сверхтяжелым ядрам в эксперименте HEAO-3-C3, до сих пор остается рекордной, хотя эксперимент проводился в 1979–1981 гг.

Из относительно недавних специфически сверхтяжелоядерных экспериментов упомянем здесь эксперименты SuperTIGER [64, 65, 66], LDEF [67] и ACE-CRIS [68, 69].

Баллонный стратосферный эксперимент SuperTIGER нацелен, главным образом, на измерение зарядового состава ядер КЛ в области тяжелее группы железа до $Z \approx 60$. Спектры энергий ядер не измеряются, результаты относятся ко всей области энергий выше порога прибора, который составляет величину масштаба 1 ГэВ/нуклон. В спектрометре используются пластиковые сцинтилляторы для измерения заряда, черенковские счетчики для измерения заряда и скорости ядер, сцинтилляционные годоскопы на основе оптических волокон используются для реконструкции траектории первичного ядра. Эффективный геометрический фактор инструмента составляет $\sim 4 \text{ м}^2 \text{ стер}$ (зависит от ядра), то есть несколько меньше, чем в эксперименте HEAO-3-C3.

Эксперимент LDEF основан на использовании твердотельных трековых детекторов, использующих в качестве главного измерительного элемента пластины из поликарбоната «лексан» (органическое стекло) общей площадью 10.2 м^2 . Детектор был доставлен в космос на корабле Спейс шаттл 7 апреля 1984 г. и провел на орбите около 6 лет, набрав общую экспозицию около $170 \text{ м}^2 \text{ стер лет}$. Результаты измерений твердотельных трековых детекторов были обработаны после возвращения инструмента на Землю. В настоящее время эксперимент LDEF обеспечивает самую высокую экспозицию в области зарядов ядер $Z \geq 70$.

В 1997 г. начала экспозицию космическая станция ACE (The Advanced Composition Explorer mission), предназначенная для изучения элементного, изотопного и ионного (зарядовое состояние) составов ядер в межпланетном космическом пространстве. Среди шести приборов миссии ACE находился спектрометрический прибор CRIS, предназначенный для измерения зарядового состава ядер в области зарядов от $Z = 2$ до приблизительно $Z = 40$ с изотопным разрешением ядер до зарядов около $Z = 30$ (фактически было достигнуто изотопное разрешение для $Z = 32$ [70]). В эксперименте CRIS используется методика, основанная на регистрации брэгговского пика полного торможения ядер в стопке тонких кремниевых детекторов вместе с сцинтилляционными трекерами, используемыми для генерации триггера спектрометра и для реконструкции траектории частицы. Используемая методика ограничивает диапазон энергий ядер от приблизительно 50 МэВ/нуклон до 500 МэВ/нуклон (диапазоны различаются для разных ядер). Спектрометр работает до сих пор, и имеет время экспозиции уже около 25 лет. Небольшой геометрический фактор прибора ($0.025 \text{ м}^2 \text{ стер}$) отчасти компенсируется длительным временем экспозиции, что позволило с использованием спектрометра CRIS получить зарядовые распределения ядер до $Z = 40$. Зарядовые спектры CRIS имеют низкую статистику в сравнении с результатами эксперимента SuperTIGER и HEAO-3-C3, но данные по изотопному составу пока остаются уникальными.

3 «Универсальное малое колено» космических лучей

До начала нового тысячелетия обычно предполагалось, что при энергиях ниже колена Куликова-Христиансена спектры энергий ядер космических лучей не имеют существенных особенностей, кроме эффектов солнечной модуляции ниже примерно 20 ГэВ/нуклон, но имеют универсальный степенной характер. Действительно, ни один отдельно взятый эксперимент не давал определенных указаний на наличие таких особенностей и не противоречил «стандартной модели КЛ». Однако вся совокупность данных по спектрам КЛ разных экспериментов не могла не вызывать некоторой озабоченности. На Рис. 3 показана компиляция данных всех основных экспериментов по измерению спектра протонов на начало 2000-х годов, до эксперимента ATIC (который первым дал прямое указание на нарушение универсального степенного поведения спектров КЛ ниже колена, см. Введение): магнитные спектрометры Smith et al. [71], Goldent et al. [72], LEAP 1987 [73], MASS 1991 [74], IMAX 1992 [75], CAPRICE 1994 [76], BESS 1998 [77], AMS01 1998 [78], CAPRICE 1998 [79]; калориметры Proton-3 1966 [80], Proton-3 1966 (Akimov) [81], Ryan et al. 1970 [82], Sokol (1985) Grigorov [83], Sokol 1985 [84]; эмульсионные баллонные эксперименты MUBEE (1975-1987) [85], Sanriku (1987+1988) [86, 87], JACEE (1979-1994)-Takahashi [88], JACEE (1979-1994)-Asakimori [89], RUNJOB (1995-1999) [90]. Хотя статистические ошибки при энергиях выше 1 ГэВ велики во всех экспериментах, в целом создается впечатление, что вся совокупность данных плохо укладывается в один степенной спектр, и спектр при энергиях от примерно 10 ТэВ до 100 ТэВ выглядит более крутым, чем спектр между 20 ГэВ и 10 ТэВ. При этом область от примерно 100 ГэВ до нескольких ТэВ плохо обеспечена данными, так что про поведение спектра протонов в этом промежутке трудно сказать что-то определенное.

Новым поколением инструментов прямых измерений космических лучей были стратосферные спектрометры ATIC и CREAM. На Рис. 4 показаны спектры магнитной жесткости, измеренные в экспериментах ATIC [29], CREAM-I [22], CREAM-III [21] (предварительные результаты 2009 г.), CREAM-III [23] (окончательные результаты, 2017 г.) Спектры, измеренные в эксперименте ATIC, полностью перекрыли диапазон магнитной жесткости примерно от 30 ГВ до 30 ТВ, благодаря чему полностью был заполнен диапазон неопределенности от примерно 100 ГВ до нескольких ТВ, существовавший раньше, и, одновременно, была открыта особенность спектра протонов и гелия в виде существенного уположения спектров вблизи жесткости несколько сотен ГВ (см. Рис. 4), о которой говорилось в Введении. Другой особенностью спектров, на которую указывали результаты ATIC, был резкий излом спектров вблизи жесткости 10 ТВ, но здесь статистика ATIC была уже мала, и авторы эксперимента отказались от интерпретации этих данных как реального указания на существующий излом. В спектрах протонов и гелия эксперимента CREAM визуально также различается указание на изломы спектров вблизи магнитной жесткости 10 ТВ. Несмотря на это, в статьях [22] (CREAM-I) и [21] (CREAM-III, предварительные результаты) сообщается, что спектры протонов и гелия согласуются со степенным поведением в пределах ошибок измерения. Однако в статье CREAM-III [23], наконец, было отмечено, что указания на излом спектров вблизи 10 ТВ имеются, хотя оценок статистической надежности существования изломов нет и отмечается, что данные выше возможного излома плохо статистически обеспечены и требуются дополнительные измерения. Таким образом, эксперименты ATIC и CREAM вместе дали более прямое указание на существование колена вблизи жесткости 10 ТВ в спектрах протонов и гелия, чем совокупность всех более ранних экспериментов, но неясность по-прежнему сохранялась.

Как видно из Рис. 4, спектры протонов и гелия эксперимента ATIC не только имели неко-

торые признаки излома вблизи магнитной жесткости 10 ТВ, но они демонстрировали общую сложную структуру, включающую также прогиб спектров вблизи магнитной жесткости частиц в несколько сотен ГВ. Аналогичный прогиб наблюдался в спектрах АТЭС тяжелых элементов [28, 29]. Это навело соавторов эксперимента АТЭС В.И. Зацепина и Н.В. Сокольскую на мысль, что эти особенности спектров имеют универсальный характер в том смысле, что они связаны с наличием нескольких типов источников, для каждого из которых характерен свой спектральный индекс наклона степенного спектра и свой предел ускорения, выраженный предельной магнитной жесткостью, одинаковой для всех ядер. В рамках этой гипотезы они смогли подобрать три типа источников, с помощью которых аппроксимировали всю имеющуюся на 2006 год совокупность экспериментальных данных [91]. Полученные аппроксимации показаны на Рис. 5. Один из источников дает излом спектра протонов вблизи 10 ТВ и, в силу универсальности обрезания по магнитной жесткости для всех ядер, аналогичный излом наблюдается в спектрах всех ядерных групп, включая также и тяжелые ядра. Так как обрезание имеет место для всех ядер при одной и той же магнитной жесткости, то положение излома спектра, выраженное в терминах энергии на частицу, растет с ростом атомного номера ядра. Здесь важно отметить, что никаких экспериментальных указаний на излом спектров тяжелых ядер вблизи магнитной жесткости 10 ТВ на момент публикации статьи [91] в 2006 г. не было (что хорошо видно на правой панели Рис. 5), поэтому существование такого «универсального колена» в спектрах всех ядер, включая и тяжелые, было предсказанием трехкомпонентной модели Зацепина-Сокольской для проверки в будущих экспериментах.

Первой работой, где было прямо сказано об экспериментальном подтверждении существования универсального колена вблизи 10 ТВ, был доклад коллаборации НУКЛОН 2017 г. [92]. В 2018 г. была опубликована статья эксперимента НУКЛОН [93], где были получены первые оценки статистической надежности существования излома вблизи 10 ТВ отдельно в спектрах протонов, гелия, тяжелых ядер а также в спектре жесткости всех частиц. На Рис. 6 показаны спектры магнитной жесткости протонов, ядер гелия, тяжелых ядер с зарядами $Z = 6 \div 27$ и спектр жесткости всех частиц, измеренные калориметрическим методом и методом KLEM в эксперименте НУКЛОН. Метод ионизационного калориметра и метод KLEM представляют два независимых метода определения энергии частиц в эксперименте НУКЛОН, и можно убедиться, что оба метода дают согласованные данные в отношении существования излома во всех приведенных спектрах вблизи магнитной жесткости 10 ТВ. Статистика метода KLEM существенно выше, чем статистика калориметра, поэтому метод KLEM в эксперименте НУКЛОН считается основным методом, который дает физические результаты, а калориметр служит для перекрестного контроля и повышения надежности данных. Для метода KLEM статистическая значимость существования излома для всех четырех спектров, показанных на Рис. 6, была определена как больше, чем 99.99% (3.9 стандартных отклонения). Фактически, статистическая значимость определялась в ходе довольно сложных Монте-Карло вычислений, и удалось получить лишь нижние границы на статистические значимости, так как из-за сложности расчетов можно было использовать лишь ограниченное количество испытаний в Монте-Карло моделировании. Таким образом, эксперимент НУКЛОН подтвердил существование универсального колена вблизи магнитной жесткости 10 ТВ во всех группах космических лучей со статистической надежностью не менее 3.9 стандартных отклонения.

Недостаток статистики эксперимента НУКЛОН позволяет определить положение излома лишь с точностью до приблизительно фактора двух. В соответствии с результатами НУКЛОН

[93], с учетом как статистических, так и методических неопределенностей в обработке, излом находится между 7 ТВ и 20 ТВ для всех типов ядер. С такой точностью это «малое колено» космических лучей имеет универсальный характер, то есть для всех ядер излом имеет место при одной и той же магнитной жесткости, как и предсказывает трехкомпонентная модель Зацепина-Сокольской.

На момент написания настоящего обзора (зима-весна 2023 года) *полный* результат эксперимента НУКЛОН в отношении существования универсального колена по магнитной жесткости вблизи 10 ТВ во всех группах ядер остается изолированным, но новые эксперименты дают его частичное подтверждение. Проверка существования колена ожидалась, прежде всего, от экспериментов DAMPE и CALET.

Коллаборация DAMPE начала публиковать результаты измерений спектров протонов [94] и гелия [95] начиная с 2017 г., но первые предварительные спектры не доходили по жесткости до 10 ТВ, поэтому ничего не говорили о присутствии излома спектра вблизи этой жесткости. Последние данные эксперимента DAMPE по спектру протонов опубликованы в статье [96], по спектру ядер гелия – в статье [97]. Спектр протонов был доведен до магнитной жесткости около 80 ТВ, спектр ядер гелия до магнитной жесткости около 30 ТВ, при этом оба спектра ясно демонстрируют излом между 10 ТВ и 20 ТВ магнитной жесткости. Последние результаты DAMPE вместе со спектрами протонов и гелия эксперимента НУКЛОН показаны на Рис. 7. Видно, что результаты DAMPE хорошо согласуются с результатами НУКЛОН, при этом спектры DAMPE протонов и гелия четко указывают на наличие излома спектров между магнитной жесткостью 10 ТВ и 20 ТВ.

Коллаборация CALET в 2021 г. опубликовала предварительные результаты для спектра протонов в статье [98] и для спектра гелия в статье [99] (см. также обзор [100]). Спектр протонов доведен до магнитной жесткости 50 ТВ и ясно показывает излом вблизи 10 ТВ, подтверждая результаты эксперимента НУКЛОН. Спектр гелия промерен пока только до 20 ТВ, поэтому пока рано говорить о наличии либо отсутствии ясных признаков излома в области от 10 ТВ до 20 ТВ, но можно отметить хорошее согласие спектра гелия CALET со спектрами DAMPE и НУКЛОН в области пересечения данных. Спектры протонов и гелия CALET вместе со спектрами НУКЛОН и DAMPE также показаны на Рис. 7. Таким образом, оба новых эксперимента DAMPE и CALET подтверждают наличие излома в спектрах протонов и гелия вблизи магнитной жесткости 10 ТВ. Можно также отметить, что оба эксперимента подтверждают также и наличие прогиба спектров протонов и гелия вблизи магнитной жесткости несколько сот ТВ, наблюдаемого и раньше в экспериментах ATIC, PAMELA, AMS-02 (см. Введение).

Излом спектра вблизи магнитной жесткости 10 ТВ в спектрах ядер тяжелее гелия наблюдается пока только в эксперименте НУКЛОН, так как ни один из современных прямых экспериментов кроме НУКЛОН не дошел в измерениях спектров тяжелых ядер до достаточно высоких энергий. Для увеличения статистики в эксперименте НУКЛОН использовался спектр жесткости суммы всех тяжелых ядер, но ни один другой эксперимент не использовал такой подход, поэтому в новых экспериментах в настоящее время доступны только спектры отдельных ядер. На Рис. 8 показаны спектры ядер углерода, кислорода и железа по данным прямых экспериментов ATIC [29], CREAM [21, 101, 30], TRACER [63], AMS02 [102, 103], CALET [104, 105] и НУКЛОН [106]. Для построения спектров Рис. 8 оригинальные литературные данные, которые обычно приводятся либо в терминах энергии на частицу, либо в терминах энергии на нуклон, были пересчитаны в спектры магнитной жесткости. Видно, что ни один эксперимент кроме

НУКЛОН пока не дал статистически обеспеченных данных для магнитной жесткости выше 10 ТВ. Коллаборация DAMPE разрешает зарядовые пики углерода и кислорода в спектре космических лучей, сообщает о том, что измерения самих спектров ведутся [107], но результаты пока не опубликованы. Таким образом, проверка результата НУКЛОН в отношении излома в спектре тяжелых ядер остается делом будущего.

Хотя подтверждения результата эксперимента НУКЛОН в отношении излома в спектре тяжелых ядер нет, но имеется косвенное подтверждение со стороны спектра всех частиц в терминах энергия на частицу. Уже в статье о трехкомпонентной модели спектров космических лучей [91] была предсказана особенность в виде бампа между энергией 10 ТэВ и 100 ТэВ в спектре всех частиц, которая связана с изломами спектров отдельных ядер по жесткости вблизи 10 ТВ (см. Рис. 9, левая панель). Так как одна и та же магнитная жесткость, в зависимости от заряда ядра, означает разную энергию частицы, то в спектре всех частиц, построенном в терминах энергии на частицу, пики разных ядер оказываются в разных местах, поэтому соответствующий бамп спектра всех частиц оказывается менее выраженным, чем бамп в спектре каждого отдельного ядра или бамп в спектре всех частиц, если этот спектр выражен в терминах магнитной жесткости, как на Рис. 6(d). Наличие излома в спектре всех частиц между 10 ТэВ и 100 ТэВ энергии на частицу хорошо видно в данных эксперимента НУКЛОН [108, 109], и было подтверждено в независимых наземных экспериментах HAWC [110, 111] и Grapes-3 [112], где спектр всех частиц измерялся методом ШАЛ (см. Рис. 9, правая панель).

Несмотря на то, что излом вблизи 10 ТВ во всех ядерных компонентах наблюдается пока только в данных эксперимента НУКЛОН, уже появились первые интерпретации этого явления. Надо отметить, что не только излом вблизи жесткости 10 ТВ наблюдается как универсальная особенность спектров всех ядер по жесткости, но и прогиб спектров вблизи магнитной жесткости несколько сотен ТВ (примерно 0.5 ТВ), поэтому обе эти особенности в статьях интерпретируются вместе как проявление единого «бампа» спектра, который начинается вблизи примерно 0.5 ТВ, вблизи 10 ТВ он достигает вершины, после чего следует резкий спад. Будем говорить об этой особенности спектров в целом как о 10 ТВ-бампе.

В статьях [113, 114] показано, что такой универсальный бамп может объясняться вкладом в наблюдаемые спектры космических лучей единственного остатка близкой сверхновой. Для этого, в частности, достаточно сверхновой с вполне обычной энергией взрыва порядка 10^{51} эрг, на расстоянии 0.16 кпс от Земли, с возрастом три тысячи лет, в предположении, что около 10% энергии взрыва уходит на ускорение космических лучей. Подобрав подходящую предельную энергию ускорения космических лучей в остатке сверхновой, тогда удастся хорошо аппроксимировать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных по излому спектров вблизи 10 ТВ (см. Fig. 3 и 4 из статьи [114]). В препринтах [115, 116] 10 ТВ-бамп также связывается с вкладом одиночного источника в сочетании с разными специальными моделями распространения КЛ, но нигде анализ не доводится до оценки параметров остатка сверхновой, как в работах [113, 114]. В статье [117] бамп связывается с близким источником, но, дополнительно, предполагается существование зоны очень низкой диффузии в окрестностях Солнца (локальный пузырь).

Совершенно другая идея предлагается в работах [118, 119]. Здесь отмечается, что объяснение всего 10 ТВ-бампа, включая универсальный прогиб спектров обильных ядер вблизи 0.5 ТВ, с которого начинается этот бамп, одиночным близким источником, противоречит тому обстоятельству, что прогиб около 0.5 ТВ наблюдается также в спектрах ядер-осколков, имеющих

вторичное происхождение (см. раздел 5). Спектры вторичных ядер определяются в значительной степени усредненным по всей Галактике взаимодействием первичных ядер с межзвездным газом и характером вытекания первичных ядер в межгалактическую среду из Галактики, поэтому спектры вторичных ядер не должны содержать следы присутствия близкого локального источника. Следовательно прогиб 0.5 ТВ в спектрах вторичных ядер определяется не локальным источником, поэтому 0.5 ТВ-прогиб и в спектрах обильных первичных ядер тоже не связан с локальным источником, следовательно и весь 10 ТВ-бамп не связан с локальным источником. Вместо одиночного источника в статьях [118, 119] рассматривается возможность, что 10 ТВ-бамп является следствием доускорения космических лучей на ударной волне интенсивного звездного ветра очень близкой быстро летящей звезды, плюс предполагается механизм каналирования космических лучей от звезды к Земле вдоль силовой линии межзвездного магнитного поля. Предложен подходящий кандидат такого ускорителя: звезда Эпсилон Эридана на расстоянии 3.2 пс от Солнца. Процесс доускорения одинаково действует на обильные первичные ядра и на вторичные ядра, поэтому прогиб вблизи 0.5 ТВ будет наблюдаться в спектрах всех без исключения ядер. В это же время доускорение на ударной волне близкой звезды в модели [118, 119] может объяснить и весь 10 ТВ-бамп целиком.

4 Тяжелые ядра: зависимость спектров от заряда ядра

4.1 Различие наклонов спектров

Со спектрами обильных тяжелых ядер (углерод – группа железа) космических лучей связан ряд специфических вопросов, которые пока не имеют однозначных ответов. Один из них уже обсуждался выше в разделе 3: присутствует ли в спектрах тяжелых ядер универсальное колено по магнитной жесткости вблизи 10 ТВ? Другой вопрос состоит в том, имеют ли тяжелые ядра универсальный вид в терминах магнитной жесткости, как должно было бы следовать из «стандартной модели» физики космических лучей. Одна из частных постановок вопроса состоит в том, существует ли зависимость крутизны спектров от заряда ядра? То, что такая зависимость в принципе может ожидаться, следует из результатов АТИС [20] и последующих экспериментов о различной крутизне спектров протонов и гелия (см. раздел 1). Зависимость крутизны спектра от заряда ядра для тяжелых ядер является тогда обобщением результата для протонов и гелия на более тяжелые ядра.

Как уже отмечалось в Введении, первым ответ на этот вопрос попытался дать эксперимент АТИС в статье [27]. Здесь изучались не просто спектры тяжелых ядер, но, путем решения обратной задачи распространения частиц, по экспериментальным спектрам вычислялись спектры ядер в источнике и сравнивались наклоны таких спектров. Для решения обратной задачи использовалась простейшая модель распространения космических лучей leaky-box [120, 121, 122] (иначе известна как однородная модель). Модель распространения имеет некоторые неопределенности, но в статье [27] было показано, что, с учетом всех неопределенностей, начиная с ядра гелия и до ядра железа с надежностью не хуже 3.2 стандартных отклонения имеет место рост крутизны спектров. От гелия до железа эффективный спектральный индекс при аппроксимации спектров степенными функциями для диапазона жесткости от 50 ГВ до 1350 ГВ возрастает примерно на 0.25. Достигнутая статистическая значимость эффекта не слишком велика, поэтому возникает задача проверки результатов АТИС [27] в новых экспериментах.

Первым таким значимым результатом было измерение спектра ядра никеля ($Z = 28$) в эксперименте НУКЛОН [123, 108] (см. Рис. 10). Ядро никеля является следующим за железом четным ядром. Как уже упоминалось выше (раздел 2), в эксперименте НУКЛОН реализованы две независимые методики измерения энергии частиц – калориметрическая методика (IC на Рис. 10) и кинематическая методика KLEM. Методика IC имеет более низкий порог, но и более низкий геометрический фактор, методика KLEM имеет более высокий порог, но из-за более высокого геометрического фактора позволяет измерить интенсивность потока частиц до более высоких энергий, поэтому весь спектр никеля, измеренный в эксперименте НУКЛОН, представлен точками двух типов – IC и KLEM. В общей для обоих методик области энергий (или магнитной жесткости) результаты методик совпадают в пределах статистических ошибок. Для промеренных диапазонов магнитной жесткости железа (40–5000 ГВ) и никеля (30–1130 ГВ) оказалось, что спектральный индекс никеля на 0.19 ± 0.09 больше спектрального индекса железа [123, 108]. Хотя статистическая значимость различия спектральных индексов лишь немного больше двух стандартных отклонений, тем не менее получено указание, что тенденция на увеличение крутизны спектров с ростом заряда ядра, обнаруженная в эксперименте АТИС [27], продолжается в сторону ядер тяжелее железа до ядра никеля. В работах [123, 108] пересчет измеренных спектров к спектру источника путем решения обратной задачи распространения не проводился, но известно, что пересчет к источнику может только увеличить разницу спектральных индексов [27].

В статье [124] коллаборации НУКЛОН результат АТИС [27] был усилен за счет совместной обработки данных экспериментов АТИС и НУКЛОН, плюс в обработку был включен спектр никеля, измеренный в эксперименте НУКЛОН [123, 108]. В статье [124] задача обратного распространения ядер для поиска спектров в источнике решалась с использованием системы GALPROP¹ [125, 126], основанной на решении уравнений диффузии в Галактике, в отличие от упрощенного подхода leaky-box в статье [27]. Увеличение статистики, расширение энергетического диапазона и включение в анализ ядра никеля позволило увеличить статистическую значимость роста крутизны спектров ядер с ростом заряда до 9 стандартных отклонений для диапазона магнитной жесткости от 25 ГВ до 1500 ГВ.

Хотя спектры в источниках для ядер с разными зарядами кроме работ АТИС [27] и НУКЛОН [124] нигде больше не определялись, но результат о росте крутизны спектров с ростом заряда ядра в наблюдаемых спектрах согласуется с результатами эксперимента AMS-02. В статье AMS-02 [127] все ядра с зарядами от 2 до 14 были разделены на четыре группы: наиболее обильные первичные ядра (He, C, O), более тяжелые обильные ядра (Ne, Mg, Si), ядра с высокой долей вторичной компоненты (N, Na, Al) и практически чисто вторичные ядра (Li, Be, B). В соответствии с результатами AMS-02 [127], крутизна спектров в этих группах растет от первой к последней группе для диапазона магнитной жесткости от 30 ГВ до 3 ТВ. В том числе, спектры ядер группы (Ne, Mg, Si) круче спектров группы (He, C, O), что соответствует тенденции, обнаруженной в работах [27, 124]. Подчеркнем, что пересчет спектров ядер к спектрам в источнике только увеличил бы разницу наклонов групп ядер статьи AMS-02 [127].

В течение четырех лет после первой публикации результатов НУКЛОН по никелю в 2018 г. [123], эти данные представляли единственное измерение спектра никеля до магнитной жесткости существенно выше 75 ГВ, которая была достигнута для никеля в эксперименте HEAO-3-C2 еще в 1990 г. [128]. Новое измерение спектра никеля, в диапазоне магнитной жесткости при-

¹Адрес веб-сайта проекта GALPROP: <https://galprop.stanford.edu>

близительно от 30 ГВ до 600 ГВ, было выполнено экспериментом CALET и опубликовано в 2022 г. [129] (см. Рис. 10). CALET не обнаружил значимой разницы между наклонами спектров железа и никеля, тем самым не подтвердил результат НУКЛОН. Тем самым, ситуация в отношении различия крутизны спектров железа и никеля в настоящее время остается неясной; это вносит некоторую новую неопределенность и в результат статьи [124] в отношении общего роста крутизны спектров ядер с ростом заряда. Имеет смысл, однако, отметить, что данные CALET плохо соответствуют данным и HEAO-3-C2, и НУКЛОН при том, что HEAO-3-C2 и НУКЛОН практически совпадают в общей для них области магнитной жесткости (Рис. 10). Отметим также, что, хотя спектр никеля никогда до эксперимента НУКЛОН не измерялся в области высоких энергий, но отношение потоков Ni/Fe измерялось в эксперименте HEAO-3-C3 [130, 131] в диапазоне энергий от 10 ГэВ/нуклон до 500 ГэВ/нуклон, что по магнитной жесткости примерно соответствует значениям, достигнутым в эксперименте НУКЛОН. Отношение Ni/Fe оказалось падающим во всем диапазоне энергий, и по графикам в статьях [131] можно оценить, что это падение соответствует разнице в спектральных индексах примерно 0.05 (спектр никеля круче). Качественно это соответствует результату НУКЛОН, хотя разница наклонов меньше (не следует забывать о больших статистических ошибках в обоих экспериментах, в частности, в эксперименте НУКЛОН различие спектральных индексов железа и никеля лишь немного превышает два стандартных отклонения). В этой противоречивой ситуации нужны новые эксперименты с более высокой методической и статистической надежностью: необходимо одновременно хорошее зарядовое разрешение в группе железа и высокая экспозиция.

4.2 Аномалия в отношениях спектров ядер C, O, Ne, Mg, Si к спектру железа

Еще один интересный вопрос, касающийся спектров разных тяжелых ядер, касается того, насколько спектры разных ядер похожи друг на друга по форме, независимо от общей крутизны спектров. В статье ATIC [132] впервые было отмечено, что спектры обильных тяжелых ядер C, O, Ne, Mg, Si существенно отличаются по форме от спектра ядра железа при том, что спектры самих C, O, Ne, Mg, Si похожи друг на друга. В этой статье приведены отношения спектров C/Fe, O/Fe, (C+N+O+Ne+Mg+Si)/Fe в терминах энергии на нуклон и показано, что все эти отношения существенно отличаются от горизонтальной прямой, имея вид кривой с выраженным минимумом вблизи энергии 30 ГэВ/нуклон. Иными словами, спектр железа имеет форму, существенно отличную от спектров других тяжелых обильных ядер. В той же статье ATIC [132] прогиб отношений потоков обильных ядер к ядру железа связывался с предположением, что все основные источники космических лучей в Галактике локализуются внутри отдельных так называемых локальных пузырей, оставшихся на месте молодых звездных скоплений, где когда-то шел интенсивный процесс звездообразования и массовым образом взрывались сверхновые звезды, при этом Солнце в настоящее время находится внутри одного из таких пузырей. Модель предсказывает прогибы в отношениях спектров тяжелых ядер к железу, но несколько меньшие, чем были получены экспериментально в статье [132].

Вопрос об отличии спектров тяжелых ядер от спектра железа специально с тех пор специально не изучался, но отношения C/Fe и O/Fe для нескольких экспериментов могут быть получены по исходным данным этих экспериментов для абсолютных спектров. Такая процедура была выполнена уже в статье ATIC [132] для данных эксперимента TRACER [63], и данные

TRACER очень хорошо подтвердили результаты ATIC. На Рис. 11 показаны отношения C/Fe , O/Fe и C/O в терминах магнитной жесткости, рассчитанные по данным для абсолютных спектров, которые приведены на Рис. 8 (эксперименты ATIC [29]; TRACER C , O , Fe [63]; AMS-02 C , O [102], AMS-02, Fe [103]; CALET C , O [104]; CALET, Fe [105]; NUCLEON C , O , Fe [106]). На Рис. 11 не показаны данные для эксперимента CREAM, так как этот эксперимент имеет очень большие статистические ошибки для спектров тяжелых ядер, и вычисление отношений, еще более увеличивая ошибки, приводит к статистически не значимому результату. На Рис. 11 видно, что все эксперименты согласованно, но с разной степенью статистической надежности, указывают на прогиб в отношениях C/Fe и O/Fe , который имеет место в области примерно от нескольких десятков ГВ до 1 ТВ (точнее сказать пока трудно), качественно согласуясь с результатом ATIC [132]. При этом отношение C/O , показанное на том же Рис. 11, для всех экспериментов слабо отличается от единицы, говоря о том, что формы спектров углерода и кислорода почти одинаковы. Качественно можно сказать, что прогиб в отношениях спектров тяжелых обильных ядер к спектру железа возникает благодаря тому, что прогиб (уплощение) в абсолютном спектре вблизи нескольких сотен ГВ в спектре железа выражен много слабее, чем в спектрах других обильных ядер, если он в железе вообще имеет место. Надо, впрочем, отметить, что количественное согласие в характере прогиба отношений C/Fe и O/Fe между разными экспериментами не слишком хорошее, что говорит о необходимости новых экспериментов с высокой методической и статистической надежностью данных. Насколько нам известно, причина прогиба отношений C/Fe и O/Fe нигде кроме исходной статьи ATIC [132] не обсуждалась.

5 Вторичные ядра

Как известно, потоки вторичных ядер являются основой для определения параметров моделей распространения космических лучей [121, стр. 599], [7, стр. 219], [133, стр. 56–63]. Обычно предполагается, что ядра лития, бериллия и бора являются чисто вторичными [134, 135, 136, 137], то есть являются продуктами расщепления первичных ядер, ускоренных в источниках космических лучей, при взаимодействии с межзвездным газом (преимущественно водород и гелий) на пути через Галактику. Среди этих ядер наиболее широко используется ядро бора, так как спектры лития и бериллия измерять существенно сложнее. Существует возможность, что, хоть эти ядра и являются вторичными, но определенное количество таких ядер-осколков возникает уже в процессе ускорения космических лучей в остатках сверхновых, поэтому такие вторичные ядра сами участвуют в процессе ускорения [138]. Если вторичные ядра возникают только на пути первичных ядер через Галактику, то следует ожидать, что отношение потоков вторичного ядра к первичному ядру, осколком которого оно является (например, B/C), будет кривой, падающей с ростом энергии ядер (или магнитной жесткости), но если вторичные ядра в заметных количествах возникают уже в остатках сверхновых и сами могут участвовать в ускорении, то модели [138] предсказывают, что при энергиях выше 1000 ГэВ/нуклон (магнитная жесткость 2000 ГэВ/нуклон) отношение снова может пойти вверх.

На Рис. 12 показаны отношения B/C в терминах энергии на нуклон, измеренные в экспериментах AMS-02 [139], ATIC [140], CREAM [141], PAMELA [142], TRACER [143], НУКЛОН (методика KLEM) [92], DAMPE [144], CALET [145]. При энергиях существенно выше 1000 ГэВ/нуклон данные имеют только эксперименты НУКЛОН и TRACER. Оба эти эксперимента дают указание на уплощение отношения при энергиях выше 1000 ГэВ/нуклон или даже на смену умень-

шения на рост отношения с энергией, но статистические ошибки обоих экспериментов в этой области велики, поэтому уверенных выводов о характере отношения при больших энергиях сделать пока нельзя. Таким образом, модель с доускорением вторичных ядер в остатках сверхновых [138] не противоречит эксперименту, но и не имеет пока ясного подтверждения. Нужны новые данные для более высоких энергий с более высокой статистической обеспеченностью.

Эксперимент AMS-02 имеет в настоящее время более свежие данные по отношению В/С, чем в упомянутой выше статье [139]. Эти результаты приведены в обзоре 2021 г. [102] (см. Рис. 13, левая панель), но здесь отношение В/С приведено в терминах магнитной жесткости, делая их несопоставимыми напрямую с данными предыдущих экспериментов, которые приведены на Рис. 12. Однако и эти последние результаты AMS-02, отличаясь от предыдущих результатов в деталях, доходят по магнитной жесткости до 2 ТВ, что соответствует примерно энергии 1 ГэВ/нуклон, то есть не дают информации о поведении отношения в области существенно более высоких энергий, где ожидаются признаки доускорения вторичных ядер в остатках сверхновых в отношениях вторичных ядер к первичным.

Для не слишком высоких энергий ядер (меньше 1 ТэВ/нуклон или магнитной жесткости меньше 3 ТВ) эксперимент AMS-02 дает в настоящее время наиболее прецизионные данные по отношениям потоков вторичных ядер к первичным. Высокая статистическая надежность результатов позволила обнаружить новое явление: данные AMS-02 дают определенное указание на наличие прогибов спектров вблизи магнитной жесткости $\rho_{br} = 200$ ГВ не только в спектрах обильных первичных ядер (см. Введение), но и в спектрах вторичных ядер Li, Be, B [102, 127]. Более того, прогиб в спектрах вторичных ядер оказался сильнее, чем в спектрах первичных ядер. Это лучше всего видно в отношениях Li/C, Be/C, B/C, Li/O, Be/O, B/O (см. Рис. 13). Как видно из Рис. 13 сами отношения демонстрируют прогиб, что и говорит о том, что прогиб вторичных ядер сильнее, чем прогиб в спектрах углерода и кислорода. Значимость обнаруженного эффекта превышает 5σ .

Прогиб в спектрах ядер космических лучей вблизи ρ_{br} обсуждается во многих работах, в том числе в статьях [15, 146]. В статье [146] можно найти еще несколько ссылок по этой проблеме. В статье [15] на основе численного моделирования в системе GALPROP рассмотрено десять моделей распространения и происхождения космических лучей (разные режимы распространения, разные типы спектров источников, локальные и распределенные источники). Данные этого моделирования позволяют выдвинуть предварительные гипотезы для объяснения обсуждаемого эффекта. Более сильный прогиб спектра вторичных ядер вблизи ρ_{br} , чем в спектрах первичных ядер, может означать изменение хода коэффициента диффузии вблизи этой точки (уменьшение спектрального индекса степенной зависимости коэффициента диффузии от магнитной жесткости ядер). В то же время, если ρ_{br} -прогиб в спектрах первичных ядер объясняется соответствующим прогибом в первичном спектре распределенных источников, то прогиб в спектре первичных и вторичных ядер будет точно одинаковым (форма вторичных спектров отличается от формы первичных спектров только гладким степенным множителем магнитной жесткости [146]), следовательно в отношениях типа В/С никакого прогиба не будет. Если же прогиб в первичных ядрах объясняется только вкладом локального источника, а в спектре распределенного источника прогиба нет, то в спектре вторичных ядер вообще не будет никакого прогиба [118, 119]. В последнем случае в отношениях вторичных ядер к первичным можно ожидать не прогиба вблизи ρ_{br} , а, наоборот, излома, что явно не наблюдается. Более того, так как ближний источник поставляет углерод при высоких энергиях, но не вторичные

ядра бора, то при больших энергиях (выше ρ_{br}) можно ожидать дополнительного загиба отношения B/C вниз [146], что противоречит наблюдениям. Этот вывод должен быть справедлив не только для B/C , но для любых отношений вторичных ядер к первичным. Таким образом, прогиб в отношениях вторичных ядер к первичным, обнаруженный AMS-02 [102, 127], скорее, указывает на прогиб в зависимости коэффициента диффузии от магнитной жесткости вблизи ρ_{br} , но этот вопрос еще очень далек от ясности. Возможно, в частности, действие комбинации нескольких разных причин, включая и эффекты, связанные с коэффициентом диффузии, и эффекты доускорения ударной волной близкой звезды [118, 119] и, возможно, что-то еще. Для дальнейшего продвижения требуется, как минимум, подтверждение результатов AMS-02 в независимых экспериментах.

6 Проблема отношения субжелеза к железу и спектры малообильных ядер

Как уже отмечалось в разделе 2, одной из задач эксперимента HEAO-3-C3 (HNE), который проводил измерения еще в 1979–1981 гг., было детальное измерение отношений спектров ядер $Z = 18$ –28 к спектру ядра железа. Эти данные представлены в статьях [130, 131, 147, 148]. Здесь приводятся спектры по отношению к железу для ядер Ar, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr. Ожидается, что ядра K, Sc, Ti, V, Cr являются практически чисто вторичными, следовательно для них можно ожидать падающих отношений спектров к спектру железа. Спектры этих ядер были измерены в эксперименте HEAO-3-C3 в диапазоне энергий от приблизительно 10 ГэВ/нукл до 100–180 ГэВ/нукл (верхняя граница зависит от ядра), и дали ожидаемое падение интенсивностей. Для ядер Ar и Ca ожидается, что они являются частично первичными, частично вторичными, и для них следовало бы ожидать падающего отношения спектра к спектру железа с постепенным выходом на плато. Однако результаты HEAO-3-C3 оказались совсем не такими. Вместо ожидаемого выхода на плато, выше энергий 200 ГэВ/нукл наблюдается резкий рост отношений Ar/Fe и Ca/Fe, который промерен до энергий приблизительно 600 ГэВ/нукл. Этот результат приведен в хронологически первых трех статьях [130, 131, 147] на эту тему. В последней статье [148] результаты предыдущих трех работ были уточнены с использованием более современных сечений фрагментации ядер. Отмечено, что результаты почти не изменились, но в последней статье спектры Ar и Ca приводятся только до энергий 119 и 112 ГэВ/нукл соответственно, поэтому поведение отношений после 200 ГэВ/нукл не видно. В статье [147] имеется обсуждение этого странного эффекта, но авторы не смогли с уверенностью сказать, является ли он методическим, или реальным. Проблема состояла в том, что использованная методика определения энергии частиц, основанная на измерении плотности ионизационных потерь, сама по себе не позволяет отличить ядра с очень низкой и очень высокой энергией, поэтому высокоэнергетическая часть отношений потоков аргона и кальция к железу могла быть искажена неверно интерпретированными событиями низкоэнергетических ядер. Независимого метода селекции низкоэнергетических ядер методика эксперимента HEAO-3-C3 не имела. Отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe и Ti/Fe, измеренные в эксперименте HEAO-3-C3 (HNE) по данным работ 1988 г. [147] и 1989 г. [148] (данные этих двух статей идентичны) приведены на Рис. 14 (левая панель).

В эксперименте ATIC была поставлена задача проверки результатов эксперимента

НЕАО-3-СЗ. Зарядовое разрешение эксперимента АТИС в области S–Cr ($Z = 16 \div 24$) не слишком хорошее, поэтому первым объектом исследования стало отношение титана к железу, так как зарядовая линия титана лучше выделяется по сравнению с другими ядрами из этой группы. На Рис. 14 (правая панель) показаны отношения Ti/Fe, измеренные в экспериментах НЕАО-3-СЗ [147, 148] и АТИС [149]. Результаты НЕАО-3-СЗ и АТИС находятся в очень хорошем соответствии до энергии 100 ГэВ/нуклон, но две точки НЕАО-3-СЗ в области 100–200 ГэВ/нуклон продолжают падающую кривую, а две точки АТИС, вплоть до энергии 400 ГэВ/нуклон, резко уходят вверх, подобно отношениям Ca/F и Ar/Fe в эксперименте НЕАО-3-СЗ. Из-за ограниченной статистики данных эксперимента АТИС при энергиях выше 100 ГэВ/нуклон авторы [149] не смогли сделать определенного вывода о реальности наблюдаемого эффекта. Возникла острая нужда в улучшении статистики для определения отношений ядер субжелеза ($Z = 16 \div 24$) к железу для энергий выше 100 ГэВ/нуклон.

Для увеличения статистической значимости результата в статье коллаборации АТИС [132] определялось отношение потоков не отдельных ядер к ядру железа, а всего суммарного спектра для ядер от $Z = 16$ до $Z = 24$ в терминах энергии на нуклон. Полученное отношение снова демонстрирует рост при высоких энергиях, этот рост начинается примерно с энергии 50 ГэВ/нуклон (Рис. 15, левая панель). Статистическая значимость существования излома отношения была определена как 0.997 (около 3σ). Здесь же было показано, что излом в отношениях потоков ядер субжелеза к железу существует отдельно для группы зарядов от 16 до 20 и от 21 до 24 (см. Figure 4 в [132]). То есть имеется указание, что этот излом универсален для всех, по крайней мере четных, ядер группы субжелеза ($Z = 16 \div 24$).

Ни в одном эксперименте кроме АТИС отношения потоков групп ядер субжелеза к железу не сравнивались, поэтому результаты АТИС [132], строго говоря, сравнивать было не с чем. Но по данным эксперимента TRACER [62] можно сосчитать отношение $(S + Ar + Ca)/Fe$, которое должно отличаться от отношения $(15.5 < Z < 20.5)/Fe$ только вкладом нечетных ядер, который невелик. Поэтому эти два отношения можно сравнить, что и было сделано в статье [132] (см. Рис. 15, правая панель). Видно, что данные АТИС и TRACER хорошо соответствуют друг другу в области энергий от 30 до 300 ГэВ/нуклон (точки TRACER немного ниже, как и ожидается), демонстрируя прогиб вблизи 40–50 ГэВ/нуклон, хотя статистическая обеспеченность данных обоих экспериментов невысока.

Отношение суммарного потока ядер от $Z = 16$ до $Z = 24$ к ядру железа было измерено в эксперименте НУКЛОН [93] (Рис. 15, левая панель). Эти результаты можно сравнивать с результатом АТИС напрямую. Данные НУКЛОН, полученные в двух различных методиках определения энергии, реализованной в этом эксперименте, согласованно указывают на наличие прогиба вблизи 130 ГэВ/нуклон, что больше похоже на положение прогиба в данных НЕАО-3-СЗ, чем АТИС (около 50 ГэВ/нуклон). После прогиба данные разных методик НУКЛОН различаются, хотя и в пределах статистических ошибок. Данные калориметра показывают стремительный рост отношения (но статистические ошибки очень велики), данные методики КЛЕМ лучше статистически обеспечены, но крутого роста не дают, хотя и не дают никакого указания на падение отношения. Скорее, после небольшого роста, наблюдается выход на плато.

В статье [132] был предложен объяснение прогиба в отношениях ядер группы субжелеза к железу в рамках той же модели локальных пузырей, в рамках которой объяснялись и прогибы отношений обильных четных ядер к ядру железа (см. раздел 4.2). Модель локальных пузырей, в принципе, предсказывает оба эти явления. Однако модель несколько недооценивала степень

прогиба отношений субжелеза к железу в данных ATIC [132], хотя в данных НУКЛОН [93] прогиб слабее и лучше соответствует модели. Таким образом, степень соответствия модели локальных пузырей экспериментальным данным в настоящее время остается под вопросом в силу неопределенности самих экспериментальных данных.

Данные всех рассмотренных экспериментов: HEAO-3-C3, ATIC, TRACER, НУКЛОН согласованно говорят о том, что в отношениях потоков ядер субжелеза к железу нет ожидаемого падения отношения с ростом энергии, скорее имеется указание на рост этого отношения. Количественного согласия в данных разных экспериментов нет, но качественное согласие в характере поведения отношения при высоких энергиях имеется. Очевидно, требуется продолжение экспериментального исследования этого явления в более методически надежных и статистически обеспеченных экспериментах.

Ожидается, что все ядра области субжелеза содержат значительную примесь вторичных ядер (а некоторые являются преимущественно вторичными). Другой способ получить группу ядер, в которых может быть значительная доля вторичных, это целенаправленно рассмотреть малообильные нечетные ядра. В статье [124] по данным эксперимента НУКЛОН было определено отношение суммарного потока нечетных ядер 9, 11, 13, 15, 17, 19 к суммарному потоку четных ядер 10, 12, 14, 16, 18, 20. Все ядра берутся из одного и того же диапазона зарядов $Z = 9 \div 20$. Ожидаемое поведение отношения нечетных ядер к обильным четным того же диапазона зарядов – это падение отношения с ростом энергии, благодаря значительной доле вторичной компоненты в малообильных нечетных ядрах. Данные НУКЛОН демонстрируют противоположную тенденцию (Рис. 16, левая панель). Спектры ядер получались в результате процедуры деконволюции, из-за чего соседние точки в спектрах скореллированы, поэтому ошибки отражают не статистически независимые ошибки каждой точки кривой в отдельности, но, в значительной степени, неопределенности в поведении кривой в целом. В этой ситуации статистическая значимость наличия роста отношения может быть определена только полным Монте-Карло моделированием всего процесса обработки данных. Этим способом в работе [124] определялись неопределенности в среднем интегральном спектральном индексе нечетных и четных ядер для различных порогов магнитной жесткости. На Рис. 16 (правая панель) показаны полученные методом Монте-Карло статистические распределения на определяемые значения упомянутых спектральных индексов нечетных и четных ядер для порога 400 ГВ. Кривым на Рис. 16 соответствует различие в спектральных индексах на 3.4 стандартных отклонения, то есть получено сильное указание на то, что спектры нечетных ядер более пологие, чем спектры четных ядер для магнитной жесткости тех и других выше 400 ГВ. Очевидно, эффект требует дальнейшего изучения для получения более высокой статистической значимости результата.

Подводя итоги, можно сказать, что рост отношения потоков ядер субжелеза к железу при высоких энергиях и рост отношения малообильных нечетных ядер к обильным четным ядрам при магнитной жесткости выше 400 ГВ противоречат наивным ожиданиям, основанным на простых классических моделях распространения космических лучей. Они внешне выглядят родственными явлениями и вполне могут оказаться таковыми. Однако природа этих явлений остается загадочной, а экспериментальные результаты требуют проверки и повышения надежности.

7 Сверхтяжелые ядра и изотопный состав ядер космических лучей

Под сверхтяжелыми ядрами в космических лучах понимают ядра тяжелее железа, обычно начиная с цинка ($Z = 30$) [150]. Потоки таких ядер очень малы по сравнению с потоками ядер от протонов до железа, поэтому, как правило, в эксперименте для них из-за нехватки статистики не измеряются спектры энергий, но определяются только потоки выше определенного порога регистрации (впрочем имеются исключения из этого правила, например [151, 152]). Элементы между железом и цинком занимают в какой-то степени промежуточное положение между тяжелыми и сверхтяжелыми ядрами, имея сравнительно высокие интенсивности потоков. В частности, для ядра никеля, как уже упоминалось в разделе 4.1, в экспериментах HEAO-3-C3, НУКЛОН и CALET удалось измерить спектр до энергий выше нескольких сотен ГэВ на нуклон.

На Рис. 17 показаны основные данные по элементному составу сверхтяжелых ядер космических лучей с нормировкой на поток ядер железа (поток железа принят за единицу) по результатам экспериментов HEAO-3-C3 [150], SuperTiger [153], ACE-CRIS [154], LDEF [67]. Для сравнения с экспериментальными данными на графиках показан элементный состав Солнечной системы [155].

На левой верхней панели Рис. 17 синими кружками представлены результаты эксперимента HEAO-3-C3 по измерению зарядового состава сверхтяжелых ядер. Хотя эксперимент HEAO-3-C3 проводился с 1979 по 1981 гг. (всего 454 дня набора статистики, экспозиция $6 \text{ м}^2 \text{ стерлет}$), его результаты важны до сих пор, так как и по сей день этот эксперимент имеет рекордную статистику для ядер в диапазоне от $Z = 33$ до $Z = 69$. Результаты статьи HEAO-3-C3 [150] основаны на методике, которая реализует некоторый компромисс между качеством зарядового разрешения и объемом статистики. Приводятся результаты для зарядов от 33 до 82, причем в основной группе данных для зарядов от 33 до 60, заряды разрешаются по парам двух соседних ядер, одно из которых является нечетным, а другое – четным: $33+34$, $35+36$ и т. д. Для зарядов выше 60 эксперимент HEAO-3-C3 не дает разрешения на соседние пары зарядов, и результаты в статье [150] приводятся только для нескольких широких зарядовых групп. На Рис. 17 такие данные не показаны. В статье [150] имеется несколько ссылок на предыдущие работы коллаборации HEAO-3-C3, где в обработке приоритет отдавался высокому зарядовому разрешению в ущерб статистике. Вместе с данными HEAO-3-C3 на Рис. 17 приведены данные экспериментов SuperTIGER [153] и ACE-CRIS [154]. Эти два эксперимента приводят данные с позарядовым разрешением, поэтому для сравнения с результатами HEAO-3-C3 результаты были просуммированы по парам нечетных и четных ядер $33+34$, $35+36$, $37+38$, $39+40$. Хорошо видно, что статистическая обеспеченность данных у эксперимента HEAO-3-C3 лучше, чем у обоих более современных экспериментов SuperTIGER и ACE-CRIS. Действительно, из современных экспериментов в области зарядов ядер до 60 наибольшую статистику обеспечивает эксперимент SuperTIGER с экспозицией $0.6 \text{ м}^2 \text{ стерлет}$, то есть примерно на порядок меньше, чем у HEAO-3-C3, при меньшем диапазоне измеряемых зарядов для сверхтяжелых ядер (весь зарядовый диапазон SuperTIGER составлял $14 \leq Z \leq 40$). Таким образом, за прошедшие десятилетия с полета HEAO-3-C3 методика в области прямых наблюдений сверхтяжелых ядер продвинулась только в направлении улучшения зарядового разрешения (зарядовое разрешение SuperTIGER, определенное по пику железа, составило 0.18 зарядовых единиц), но никак не в направлении

увеличения статистики.

На верхней правой панели Рис. 17 показаны результаты спектрометров SuperTIGER и ACE-CRIS с поэлементным зарядовым разрешением, естественным для этих экспериментов, для диапазона зарядов ядер $30 \leq Z \leq 40$. Данные обоих экспериментов находятся в соответствии друг с другом в пределах статистических ошибок, за исключением содержания ядер иттрия ($Z = 39$).

Основной объем данных по химическому составу космических лучей для зарядов $Z \geq 70$ в настоящее время дает космический эксперимент LDEF, основанный на использовании твердотельных трековых детекторов (см. детали в разделе 2). Огромная экспозиция этого инструмента (170 м^2 стерлет, см. раздел 2), позволила получить статистику вплоть до трансуранов. Результаты этого эксперимента приведены на Рис. 17 на двух нижних панелях. В отличие от оригинальной статьи LDEF [67], где все данные, включая химический состав Солнечной системы, приведены как отношения содержания определенного ядра к полному интегралу по всей области зарядов $Z \geq 70$, при построении Рис. 17 для удобства восприятия и сравнения состав был пересчитан в нормировку на содержание железа, как и на верхних панелях Рис. 17.

Физика, изучаемая в экспериментах по химическому составу сверхтяжелых ядер космических лучей, связана с изучением доли s- и r-процессов в синтезе сверхтяжелых ядер; с сигнатурами ускорения ядер в стандартной межзвездной среде (ISM) либо в материале звездного ветра тяжелых звезд Вольфа-Райе в ОБ-ассоциациях (Massive Star Material, MSM), в различии эффективности и механизмов ускорения тугоплавких (refractory) и летучих (volatile) элементов [156]. Отмечается, что сверхтяжелые ядра являются чувствительным индикатором механизмов распространения космических лучей, так как велико их сечение неупругого рассеяния на атомах межзвездного газа, и что потоки сверхтяжелых ядер, благодаря их коротким пробегам до ядерного взаимодействия, чувствительны к ближайшему солнечному окружению в галактике в отличие от более легких ядер космических лучей. Все эти проблемы интенсивно обсуждаются в упомянутых статьях экспериментов по сверхтяжелым ядрам [150, 153, 154, 67].

На основе сопоставления наблюдаемых в космических лучах распространенностей сверхтяжелых элементов с таковыми, предсказываемыми для химсостава звездного ветра тяжелых звезд [157] и для обычной межзвездной среды, в качестве которой используется химсостав Солнечной системы [155], в эксперименте SuperTIGER делается вывод, что состав КЛ соответствует $19^{+11}_{-6}\%$ MSM и $\sim 81\%$ ISM [153], в эксперименте ACE-CRIS сообщаются цифры приблизительно 20% MSM и 80% ISM (ошибки не приводятся). То есть между экспериментами имеется разумное согласие. Эти величины означают, что взрывы сверхновых, приводящие к ускорению космических лучей, происходят преимущественно внутри ОБ-ассоциаций, содержащих много молодых сверхмассивных звезд. Эксперименты SuperTiger и ACE-CRIS сходятся также в оценке, согласно которой тугоплавкие элементы ускоряются в 4–4.5 раза лучше летучих, при этом содержание и тех и других по сравнению с концентрациями элементов в Солнечной системе линейно растут по одному и тому же закону с ростом массы ядра.

В анализе данных эксперимента LDEF [67] особое внимание уделено сигнатурам r- и s-процессов в синтезе сверхтяжелых элементов. Обычно считается, что за синтез элементов группы платины ($74 \leq Z \leq 80$) отвечают преимущественно r-процессы, а за группу свинца ($71 \leq Z \leq 73$) – s-процессы (вместе они составляют так называемый двойной r-s пик в распространенности элементов). При этом, согласно результатам LDEF [67], отношение Pb/Pt в космических лучах существенно меньше, чем в Солнечной системе. Это представляет собой

определенную загадку, так как для двух других двойных g - s пиков, при меньших зарядах, ничего подобного не наблюдается.

Обратим внимание, что состав ядер космических лучей для зарядов от $Z = 41$ до $Z = 69$ последний раз исследовался в эксперименте HEAO-3-C3, который работал с 1979 по 1981 г., причем изучался он с низким зарядовым разрешением. Для этого диапазона зарядов ощущается существенный недостаток экспериментальных данных.

Среди всех экспериментов особую роль играет миссия ACE-CRIS, которая работает до сих пор, так как все упомянутые выше космические и стратосферные эксперименты HEAO-3-C3, SuperTIGER, LDEF проводились внутри магнитосферы Земли, которая существенно модифицирует потоки ядер с магнитной жесткостью меньше нескольких ГВ, которые в основном и регистрировались в этих экспериментах, но ACE-CRIS работает в солнечно-земной точке Лагранжа L1, за пределами магнитосферы Земли, где на потоки ядер влияет только Солнечная модуляция. Поэтому, несмотря на относительно невысокую статистику эксперимента ACE-CRIS, его данные важны для физики сверхтяжелых ядер КЛ. Можно отметить, что между результатами разных современных тяжелоядерных экспериментов не наблюдается особых противоречий за исключением отмеченного выше случая ядра иттрия в экспериментах ACE-CRIS и SuperTIGER.

Эксперимент ACE-CRIS интересен еще и тем, что способен измерять не только зарядовый состав космических лучей, но также изотопный состав отдельных элементов. В этом эксперименте был промерен изотопный состав ядер от Li до Ge [158, 159, 160, 154, 70, 161, 162]. Эти измерения позволили получить несколько примечательных результатов.

ACE-CRIS с хорошей точностью смог измерить отношение изотопов $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ ($0.387 \pm 0.007(\text{стат}) \pm 0.022(\text{сист})$) [159]. Эта величина означает превышение отношения $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ в солнечном ветре в 5.3 ± 0.3 раз, что, в свою очередь, говорит о том, что примерно в 20% случаев взрывы сверхновых происходят в среду, обогащенную звездным ветром звезд Вольфа-Райе, а это означает, в свою очередь, что местом взрыва сверхновых в очень значительном числе случаев являются молодые ОВ-ассоциации. Результаты [159] уточнили и подтвердили предыдущие эксперименты, в которых был обнаружен избыток ^{22}Ne . Результаты ACE-CRIS в отношении доли взрывов сверхновых звезд в звездный ветер звезд Вольфа-Райе согласуются с результатами, полученными на основе анализа зарядового состава сверхтяжелых ядер космических лучей (см. выше). Эти результаты послужили основой дальнейшего обсуждения и построения теоретических моделей эволюции звездных скоплений [163].

В данных ACE-CRIS на фоне 3.55×10^5 ядер железа-56 было детектировано 15 ядер изотопа ^{60}Fe [162] (см. также первое сообщение [161]). Соотношение $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$ в источнике было определено как $(7.5 \pm 2.9) \times 10^{-5}$. Обнаружение в космических лучах ^{60}Fe , произведенного сверхновой, означает, что время, необходимое для ускорения и переноса ядер на Землю, не намного превышает период полураспада ^{60}Fe , составляющий 2.6 миллиона лет, и что расстояние от источника ^{60}Fe до Солнца не может сильно превышать один килопарсек. Это исследование дает очень удачный пример использования радиоизотопных часов в физике космических лучей.

Самым тяжелым ядром, для которого в эксперименте ACE-CRIS удалось измерить изотопный состав, является ядро Ge ($Z = 32$) [70] (не обнаружено значимых отличий от состава Солнечной системы). Ни один эксперимент пока не дал изотопного состава для любых более тяжелых ядер, и эта область данных остается полностью *terra incognita*. Надо отметить, что задача определения изотопного состава сверхтяжелых ядер тяжелее германия является весьма

актуальной, так как уже для пары зарядов 34 и 38 (Se и Sr) имеет место двойной г-с-пик в распределенности элементов, изучение которого дало бы важный вклад в изучение механизма синтеза сверхтяжелых элементов; в области сверхтяжелых ядер имеются удобные радиоизотопные часы: $^{93}_{40}\text{Zr}$ ($T_{1/2} = 1.52 \times 10^6$ лет), $^{93}_{42}\text{Mo}$ ($T_{1/2} = 0.06 \times 10^6$ лет) и другие [164], которые могли бы дать важную информацию об источниках и распространении космических лучей.

Некоторые из современных прямых экспериментов, ориентированных преимущественно на измерение спектров космических лучей при высоких и сверхвысоких энергиях, также дают некоторую информацию об изотопном составе ядер космических лучей. С использованием времяпролетной системы, ионизационных потерь и неуниверсальности траектории ядер в магнитном поле при не слишком высоких магнитных жесткостях, в эксперименте PAMELA измерялся изотопный состав ядер от протонов до углерода [165, 166, 167, 168]. Особенностью этого анализа является то, что абсолютные потоки изотопов или отношения потоков различных изотопов всегда даются как зависимости от энергии частиц или от магнитной жесткости в пределах от сотен МВ до 5–6 ГВ. Более редкие изотопы могут иметь либо вторичное происхождение, либо могут играть роль радиоизотопных часов (как, например, ^{10}Be , ^{14}C), поэтому эти данные дают обильный материал для сопоставления с моделями происхождения и распространения космических лучей (см. цитированные работы).

В работе коллаборации AMS-02 [169, 102] удалось промерить отношение потоков $^3\text{He}/^4\text{He}$ в диапазоне магнитной жесткости 2–21 ГВ. Изотоп ^3He имеет по преимуществу вторичное происхождение, поэтому информация, даваемая отношением $^3\text{He}/^4\text{He}$ аналогична информации отношения В/С с той разницей, что длина ядерного пробега ядер гелия существенно выше, чем для ядер углерода, поэтому отношение для изотопов гелия даст информацию о длине утечки ядер из Галактики в зависимости от магнитной жесткости более усредненную по всему объему Галактики, чем для ядер углерода. Для показателя Δ в зависимости для длины утечки от жесткости $C(R/4\text{GV})^\Delta$ в [169] по отношению изотопов гелия получено значение $\Delta = -0.294 \pm 0.004$, что в пределах двух стандартных отклонений совпадает со значением $\Delta = -0.333 \pm 0.014(\text{стат}) \pm 0.005(\text{сист})$ полученным по отношению В/С в том же эксперименте AMS-02 [139].

Уникальный результат был недавно получен при новой обработке данных эксперимента СОКОЛ-2. Космический спектрометр СОКОЛ-2 работал на борту советского спутника Космос-1713 в 1985–1986 гг. Основные данные спектрометра давно уже были обработаны и результаты опубликованы [170]. Однако развитие техники Монте-Карло симуляции взаимодействия заряженных частиц с веществом и появление новых моделей взаимодействия позволило вернуться к обработке данных эксперимента и получить новые результаты, относящиеся к отношению потоков дейтерия и протонов [171]. Ранее максимальная энергия, для которой было получено это отношение, составляла не более 20 ГэВ/нуклон (см. ссылки в статье [171]), но в новой обработке данных СОКОЛ-2 это отношение было получено для диапазона энергий 0.5–2 ТэВ/нуклон. Решающими для получения этого результата стали два обстоятельства. Во-первых, спектрометр СОКОЛ-2 основан на использовании ионизационного калориметра для измерения частиц, глубина которого составляет 5.5 неупругих длин пробега протона, то есть калориметр является толстым для ядерного взаимодействия, в отличие от всех калориметров современных экспериментов PAMELA, AMS-02, FERMI, НУКЛОН, CALET и DAMPE, упоминавшихся в настоящем обзоре, которые являются тонкими. Большая толщина калориметра СОКОЛ-2 позволяет, в принципе, различить продольную форму развития каскада дейтронов и протонов при

одной и той же энергии на частицу, которая непосредственно измеряется калориметром. Однако для различения протонов и дейтронов по форме каскада требуется надежная симуляция каскадных кривых Монте-Карло кодами, то есть результаты являются модельно-зависимыми. Вторым обстоятельством, позволившим выполнить эту работу, было появление большого количества надежно испытанных Монте-Карло-программ с различными генераторами взаимодействий протон-ядро и ядро-ядро, так что можно оценить систематические ошибки, используя различные коды и генераторы. В статье [171] путем сравнения трех различных методик было показано, что систематические ошибки, связанные с модельной зависимостью, относительно невелики. Результат этой работы оказался весьма неожиданным. Доля дейтерия в общем потоке дейтерия и протонов составляет около 10%, что существенно больше, чем было измерено при любых энергиях меньше 20 ГэВ/нуклон (не более 0.03 [171]). Фактически, имеет место ситуация, напоминающая резкий излом в отношении субжелеза к железу (Рис. 15): сначала идет ожидаемое падение отношения D/H с ростом энергии, но полученная в [171] точка, соответствующая диапазону 0.5–2 ТэВ/нуклон, говорит о том, что в этом отношении где-то между 20 ГэВ/нуклон и 500 ГэВ/нуклон должен быть резкий излом кривой вверх. Учитывая, что дейтерий космических лучей является преимущественно вторичным, возникает вопрос, нет ли общего механизма, приводящего к резкому выполаживанию отношения вторичных ядер к первичным при энергиях от сотни до нескольких сот ГэВ/нуклон.

8 Электроны, позитроны и антиматерия

8.1 Суммарный спектр электронов и позитронов

Лептонная компонента космических лучей представлена смесью электронов и позитронов, и наиболее простой задачей является измерение их суммарного потока, так как в этом случае не требуется разделение частиц по заряду. Для этой задачи адекватным инструментом является ионизационный калориметр, хотя, конечно, суммарный спектр может измеряться и магнитными спектрометрами, если отказаться от учета знака электрического заряда. В этом подразделе под спектром энергий электронов будем понимать суммарный спектр электронов и позитронов. Так как, в отличие от тяжелых ядер, легкие электроны интенсивно теряют энергию на синхротронное излучение в межзвездных магнитных полях и на обратное комптоновское рассеяние на микроволновом фоне и квантах оптического и ультрафиолетового излучения, то ясно, что спектр энергий электронов должен быть круче спектра протонов при одном и том же спектре в источнике. Разница в спектральных индексах будет составлять величину масштаба одной второй, причем точное значение зависит от деталей моделей распространения [172, 9]. В целом также уже давно понятно, что из-за того, что электроны быстро теряют энергию, спектр электронов несет информацию об окружении Солнца масштаба одного килопарсека, поэтому можно ожидать наличие в спектре каких-то особенностей, связанных с близкими источниками: усреднения спектра электронов по Галактике не происходит, в отличие от спектра протонов и не слишком тяжелых ядер. Этот вопрос в практическом ключе уже давно обсуждается в связи с результатами баллонного эксперимента Нишимуры и др. [173]. По этой причине главными вопросами, которые представляют интерес в измерениях спектра энергий электронов космических лучей, являются следующие два: насколько реально крут спектр электронов и какие в спектре обнаруживаются дополнительные структуры кроме простого степенного поведения.

Оба вопроса в настоящее время выглядят довольно запутанными.

На Рис. 18 показаны результаты недавних (опубликованы не раньше 2017 г.) измерений спектра энергий электронов в экспериментах Fermi [174], DAMPE [175], AMS-02 [102], CALET [176]. Заметим, что эксперимент AMS-02 впервые опубликовал спектр электронов в статье [177], но для обзора [102] спектр был переобработан (значения интенсивностей слегка изменились), и были добавлены две новые энергетические точки, так что предельная энергия увеличилась с 837 ГэВ до 1665 ГэВ. Следует, прежде всего, отметить, что спектры энергий электронов, полученные в прямых измерениях, по своей природе сильно отличаются от спектров ядер в тех же экспериментах. Все ионизационные калориметры современных прямых экспериментов являются тонкими для ядерного взаимодействия, из-за чего энергетическое разрешение спектров ядер является очень плохим и спектры требуют решения обратной задачи (деконволюции) для восстановления их исходного вида. Однако, те же калориметры являются глубокими для электромагнитного взаимодействия, поэтому энергетическое разрешение в спектрах электронов гораздо лучше, и они хорошо подходят для выявления в них тонких структур на масштабах в десятков процентов по энергии и даже меньше. Разрешение по энергии в экспериментах на Рис. 18 меняется от 20–30% при энергиях масштаба 1 ТэВ в экспериментах Fermi и AMS-02 до 2–3% в экспериментах CALET и DAMPE. Измерения спектра электронов в экспериментах FERMI, AMS-02, CALET и DAME (Рис. 18) отличаются от аналогичных измерений экспериментов предыдущего поколения ATIC [178, 179, 9] и PAMELA [180] существенно более высокой статистической обеспеченностью, хотя и эти более старые эксперименты не утратили своего значения: они подтверждают общий характер спектров электронов, а эксперимент ATIC оставил после себя загадку, которая до сих пор не решена (см. ниже).

Главной особенностью всех спектров, представленных на Рис. 18, является их существенно нестепенной характер. Все эксперименты согласованно указывают на прогиб спектра в области от нескольких десятков до примерно сотни ГэВ с последующим резким спадом (изломом) вблизи 1 ТэВ (этот спад в данных Fermi несколько менее выражен, чем в других экспериментах, но тоже присутствует). Можно сказать, что участок спектра между 100 ГэВ и 1 ТэВ имеет вид широкого бампа на фоне степенного спектра со спектральным индексом несколько большим тройки. О существовании такого бампа впервые сообщалось еще в эксперименте ATIC [178], хотя в эксперименте ATIC он имел еще более выраженный вид, чем на кривых Рис. 18. Существование излома вблизи 1 ТэВ было подтверждено наземными черенковскими телескопами H.E.S.S. [181], MAGIC [182] и VERITAS [183].

Точная причина появления глобальной особенности спектра электронов в виде бампа 100–1000 ГэВ в настоящее время не ясна. Обычно он связывается с одним или несколькими дискретными источниками (часто в теоретических статьях речь идет только об изломе вблизи 1000 ГэВ). В настоящее время опубликовано несколько сотен статей, рассматривающих этот круг вопросов, но анализ этих работ выходит за рамки настоящего обзора. Несколько различных гипотез этого типа вместе со ссылками на некоторые предшествующие работы можно найти в недавней статье [184].

Хотя эксперименты, данные которых приведены на Рис. 18, качественно приводят к похожей картине, различие в деталях этого поведения велико и выходит за рамки статистических и ожидаемых систематических ошибок. Эксперименты делятся на две группы, к одной из которых принадлежат Fermi и DAMPE, к другой – AMS-02 и CALET. Каждая из этих групп дает внутри себя близкое поведение спектров в диапазоне энергий 100–1000 ГэВ, но две эти группы

существенно различаются между собой. Причины этого различия пока непонятны. Возможно существование неучтенных систематических ошибок, но не исключены внешние физические причины. В частности, можно отметить, что эксперименты проводятся на разных высотах. Инструменты AMS-02 и CALET установлены на Международной комической станции, и проводят измерения в идентичных условиях при средней высоте орбиты около 420 км, а высота орбит обсерваторий Fermi и DAMPE составляет около 530 и 500 км соответственно.

Помимо общего характера поведения спектра электронов, как уже отмечалось, интерес представляет наличие мелких особенностей в виде узких пиков, бампов, или провалов, которые могли бы быть связаны с локальными источниками. В промежутке от 100 до 1000 ГэВ спектры Рис. 18 не демонстрируют статистически значимой структуры и не видно корреляции в мелкомасштабном поведении этих спектров (на шкале $\Delta E \sim 100$ эВ). В данных CALET можно заметить депрессию в области от примерно 400 до 700 эВ, но она не является статистически значимой. В области энергий выше 1000 ГэВ в точке спектра с энергией 1411.4 ГэВ имеется резкий выброс в данных DAMPE, который не подтверждается ни одним другим экспериментом. В оригинальной статье DAMPE [175] этот выброс никак специально не обсуждается, и, видимо, он может быть понят как статистическая флуктуация.

Эксперименты Fermi, DAMPE, AMS-02 и CALET не смогли решить загадку, которую оставил после себя эксперимент ATIC. В стратосферном эксперименте ATIC спектрометр, имеющий конструкцию, очень похожую на конструкцию калориметрических спектрометров DAMPE и CALET, совершил три полета вокруг Южного полюса, из которых два полета, ATIC-2 (29.12.2002–18.01.2003) и ATIC-4 (26.12.2007–15.01.2008), были успешными и дали множество новых научных результатов. Среди прочего, в каждом из этих полетов измерялся спектр электронов. В статьях [179, 185] были опубликованы спектры электронов, измеренные в обоих полетах ATIC-2 и ATIC-4, причем в приведенных спектрах использовался довольно тонкий энергетический биннинг с эквидистантным шагом 0.035 по логарифму энергии ($\Delta E/E = 8.4\%$). В диапазоне между 200 и 700 ГэВ в измеренных спектрах была выявлена тонкая структура спектра весьма большой амплитуды, представленная пиками вблизи 250, 350 и 500 ГэВ, причем эта структура была хорошо воспроизведена в обоих полетах спектрометра ATIC-2 и ATIC-4 (Рис. 19). Надо отметить, что спектрометры ATIC-2 и ATIC-4 не были идентичными инструментами. Они, в частности, имели калориметры разной глубины (18 и 22 каскадных единиц, соответственно [179, 185]). То есть выявленная тонкая структура не может быть следствием конструктивных особенностей спектрометра, поскольку спектрометры были разные.

Для определения статистической значимости тонкой структуры были использованы два разных метода. Во-первых, была определена статистическая значимость корреляции (сходства) структуры спектров, измеренных отдельно в полетах ATIC-2 и ATIC-4; во-вторых, была определена статистическая значимость наличия неслучайной структуры по обычному критерию χ^2 для суммарного спектра ATIC-2 + ATIC-4. В обоих случаях статистическая значимость оказалась близкой к трем стандартным отклонениям [179, 185]. То есть об открытии говорить не приходится, но имеется сильное указание на существование эффекта.

С целью исключения методических причин возникновения обнаруженной структуры был проведен ряд тестов [179, 185]. Изучались различные способы фильтрации событий электронов из протонного фона; исследовались спектры электронов для разных телесных углов и разных периодов времени эксперимента, и др. Тонкая структура воспроизводится во всех случаях. Исследовался различный энергетический биннинг спектров. Показано, что тонкая структура не

является артефактом бининга, но хорошо проявляется при любом бининге начиная с 0.035 по логарифму энергии и тоньше. Таким образом, признаков того, что обнаруженная тонкая структура может быть результатом методических эффектов, не обнаружено. При энергетическом бининге грубее 8.4% (0.035 по логарифму) тонкая структура быстро «тонет» в слишком широких энергетических бинах (как, например, в первой публикации спектра электронов ATIC-1 [178]), поэтому не следует ожидать, что тонкая структура, подобная выявленной в экспериментах ATIC-2 и ATIC-4 [179, 185], будет видна в современных экспериментах, приведенных на Рис. 18, поскольку ни в одном из этих экспериментов не использовался бининг тоньше 15% (0.06 по логарифму).

Для проверки результата ATIC нужно не только использовать адекватный, достаточно тонкий энергетический бининг, но, строго говоря, нужно еще провести измерения спектра электронов в южной околополярной области Земли, где работал эксперимент ATIC, так как в настоящее время невозможно исключить анизотропию электронного спектра: электронный спектр, измеренный для разных направлений пришедших электронов с энергиями в сотни ГэВ, в принципе, может оказаться разным. Ни одно из этих требований до сих пор не выполнено, поэтому загадка тонкой структуры спектра электронов эксперимента ATIC остается. Надо отметить, что задача проверки этих результатов еще и весьма актуальна, так как тонкая структура, подобная обнаруженной в эксперименте ATIC, может быть сигнатурой вклада пульсаров, но не темной материи в такие особенности спектров электронов и позитронов, как, например, эксцесс в потоке позитронов, обнаруженный в эксперименте PAMELA [8]. В теоретической статье [8] было показано, что тонкая структура спектра электронов, очень похожая на ту, что обнаружил эксперимент ATIC, может быть вызвана вкладами нескольких ближайших пульсаров (эта статья была опубликована еще до обнаружения тонкой структуры, то есть это было ее предсказание), а в статье [9] было показано, что с разумными предположениями о начальной энергетике и спектрах электронов и позитронов, ускоряемых в пульсарных туманностях, несколько ближайших пульсаров могли бы обеспечить конкретно обнаруженную тонкую структуру спектра электронов.

8.2 Антиматерия в космических лучах

До 2009 года обычно считалось, что античастицы в космических лучах имеют преимущественно вторичное происхождение, являясь результатом взаимодействия первичных космических лучей, состоящих из обычной материи, с межзвездным газом [172]. Ситуация резко изменилась после публикации результата эксперимента PAMELA [186], согласно которому при энергии выше примерно 5 ГэВ вместо ожидаемого падения доли позитронов в полном потоке позитронов и электронов с ростом энергии, если бы позитроны имели вторичное происхождение, имеется резкий рост отношения вплоть до энергий масштаба 100 ГэВ, выше которой эксперимент PAMELA продвинуться не мог в силу недостатка статистики. Стало понятно, что нужно искать источники позитронов помимо взаимодействия первичных космических лучей с межзвездной средой, и немедленно были опубликованы десятки теоретических статей, обсуждающих первичные источники антиматерии в космических лучах такие, как аннигиляция или распад темной материи, пульсары и другие, хотя попытки согласовать полученный результат с чисто вторичным происхождением античастиц в космических лучах некоторое время продолжались. Анализ некоторых ранних работ с обсуждением позитронной аномалии и связанных с ней вопросов можно найти в обзоре [9].

Уже в первой статье PAMELA [186] в качестве основной возможности объяснения позитронной аномалии обсуждалась аннигиляция или распад частиц темной матери, но также упоминались рождение и ускорение позитронов в таких близлежащих источниках, как магнитосферы пульсаров и микроквазары. В любом из механизмов должен иметься некоторый предел энергии позитронов, характерный для данного источника, поэтому для установления природы явления нужно было, прежде всего, увидеть этот предел в экспериментальных данных. Кроме того, требовалось подтверждение явления в независимых экспериментах. Первым подтверждение позитронной аномалии удалось получить космической обсерватории Fermi [187] (2011 г.), при этом по энергии удалось продвинуться до 200 ГэВ. Признаков окончания роста отношения $e^+/(e^+ + e^-)$ с ростом энергии обнаружено не было. Начиная с 2013 г. результаты стала выдавать коллаборация AMS-02, которая, по мере накопления статистики, трижды публиковала отношение $e^+/(e^+ + e^-)$ с постепенно увеличивающимся верхним пределом измеренной энергии [188], [189], [177, 102]. Во второй из статей энергия была доведена до 420 ГэВ и уже отмечено, что при энергиях выше 200 ГэВ роста отношения не наблюдается, а в публикациях [177, 102] предельная энергия составила уже 830 ГэВ и наблюдается достаточно выраженное падение отношения. На Рис. 20 показаны последние результаты для позитрон-электронного отношения экспериментов PAMELA [190], Fermi [187] и AMS-02 [177, 102]. Заметим, что результаты PAMELA [190] были обновлены по сравнению с первой публикацией [186] (в частности, предельная энергия доведена до 135 ГэВ). Для лучшего понимания данных Рис. 20 следует отметить, что магнитные спектрометры PAMELA и AMS-02 способны отличать позитроны от электронов по знаку кривизны траектории в магнитном поле, но обсерватория Fermi, основанная на ионизационном калориметре, сама по себе электроны от позитронов не отличает. Для разделения потока электронов и позитронов в статье [187] была использована анизотропия потока заряженных частиц в магнитном поле Земли. Эта методика имеет гораздо более сильные систематические неопределенности по сравнению с прямой методикой экспериментов PAMELA и AMS-02, поэтому нет ничего удивительного в том, что данные Fermi отличаются от данных PAMELA и AMS-02 за пределами статистических ошибок. Результаты PAMELA и AMS-02 совпадают в пределах статистики для энергий выше 10 ГэВ, а небольшие различия при энергиях ниже 10 ГэВ могут быть связаны с различием солнечной модуляции.

Согласно [177, 102] избыток позитронов может быть описан дополнительным источником, который имеет распределение с максимумом 284_{-91}^{+64} ГэВ для спектра источника, умноженного на E^3 . Это многое говорит об источнике позитронов, но все еще недостаточно для того, чтобы различить между аннигиляцией темной материи и пульсарами. Критической сигнатурой для того, чтобы провести такое различие, может быть обнаружение дополнительной тонкой структуры, которая может быть найдена и в спектрах электронов, и в спектрах позитронов, и в отношении $e^+/(e^+ + e^-)$ [8, 9]. Масштаб энергии, на которой ожидается такая тонкая структура, может быть меньше 100 ГэВ, она ожидается при энергиях выше 200 ГэВ, амплитуда модуляции в отношении $e^+/(e^+ + e^-)$, которая соответствовала бы тонкой структуре, обнаруженной в эксперименте ATIC ([179, 185], см. выше), должна была бы составлять величину масштаба 30% [9]. Наличие такой тонкой структуры говорит в пользу того, что источником позитронной аномалии являются несколько ближайших пульсарных туманностей и исключает распад или аннигиляцию темной материи. Обнаружение такой тонкой структуры в отношении $e^+/(e^+ + e^-)$ находится за пределами возможностей эксперимента AMS-02 одновременно в силу недостаточного энергетического разрешения и в силу недостатка статистики. Для выявления искомой

тонкой структуры необходимы эксперименты нового поколения, которые могли бы одновременно обеспечить разрешение по энергии в спектре электронов и позитронов не хуже 5% (что легко достигается с достаточно толстыми ионизационными калориметрами) и статистику, многократно превосходящую статистику эксперимента AMS-02.

Некоторый свет на природу позитронной аномалии могли бы пролить данные о потоке антипротонов в космических лучах, так как те позитроны и антипротоны космических лучей, которые не имеют чисто вторичное происхождение, могут иметь общие источники. Спектр антипротонов измерялся в экспериментах BESS-TeV [191], BESS-Polar [192], PAMELA [193], AMS-02 [194, 102] и во многих более ранних экспериментах. На Рис. 21 (левая панель) показаны результаты экспериментов BESS-Polar [192], PAMELA [193] и AMS-02 [102] для отношения потока антипротонов к протонам. Примечательной особенностью отношения $\bar{p}/p$ является очень медленный спад кривой при энергиях выше 20 ГэВ. Если бы антипротоны имели вторичное происхождение, преимущественно как продукты рассеяния протонов космических лучей на межзвездном газе, то отношение $\bar{p}/p$ должно было бы падать с энергией подобно отношению B/C (см. Рис. 12). Однако этого не происходит, следовательно имеется некоторый дополнительный источник антипротонов. В этом отношении ситуация с антипротонами вполне аналогична позитронной аномалии PAMELA. На Рис. 21 (правая панель) показано отношение спектра позитронов к антипротонам по последним данным AMS-02 [102]. Отношение для энергии выше 60 ГэВ оказывается близким к константе, которая была определена в [102] как $2.00 \pm 0.03(\text{стат.}) \pm 0.06(\text{сист.})$. Если бы антипротоны и позитроны имели один и тот же источник, и в этом источнике имели бы одинаковые начальные спектры по магнитной жесткости, как это должно было бы быть при ускорении на ударной волне остатка сверхновой или ударной волне другого происхождения, то измеряемый спектр позитронов должен был бы оказаться круче, чем измеряемый спектр антипротонов, так как позитроны с ростом энергии, в отличие от антипротонов, начинают быстро терять энергию на обратное комптоновское рассеяние и синхротронное излучение. Поэтому измеренное постоянное отношение скорее указывает на то, что исходные спектры антипротонов и позитронов различаются (спектр позитронов должен быть более жесткий). Для лучшего понимания надо увидеть в экспериментальных данных предел ускорения антипротонов, что лучше позволило бы понять природу источника, однако для этого пока ни у одного эксперимента не хватает статистики. Таким образом, хотя вопросы о происхождении избытка позитронов и избытка антипротонов оказываются связаны, оба они пока не имеют ответа.

Ищут в космических лучах и более тяжелые ядра. В статье коллаборации PAMELA [195] установлен верхний предел на отношение потоков $\overline{\text{He}}/\text{He}$: для магнитной жесткости ядер выше 14 ГВ $\overline{\text{He}}/\text{He} < 4.7 \times 10^{-7}$. В литературе со ссылками на устные источники (выступления на конференциях) имеются упоминания, что в эксперименте AMS-02 детектировано восемь кандидатов в ядра антигелия [196, 197], однако статей от имени коллаборации AMS-02 об этом нет, поэтому методические детали в отношении этого сообщения пока недоступны. В любом случае очевидно, что поток ядер антигелия (и, тем более, более тяжелых антиядер) очень низок, поэтому для дальнейшего продвижения в этой области нужны инструменты одновременно с очень большим геометрическим фактором и способностью различать знак зарядов частиц.

9 Перспективы и будущие эксперименты

Наиболее актуальными задачами физики космических лучей в настоящее время являются определение химического состава обильных КЛ с максимально возможным продвижением вверх по энергетической шкале и регистрация зарядового (изотопного) состава сверхтяжелых ядер КЛ за пиком железа. Обе эти компоненты КЛ рождены в наиболее катастрофических процессах Галактики и именно по ним строятся современные модели. КЛ также дают возможность для целенаправленного поиска экзотических явлений, которые могут дать экспериментальные доказательства параметров частиц темной материи и поиска фактов существования частиц странной материи.

По-прежнему центральной задачей в этих исследованиях остается задача астрофизической интерпретации феномена «колена» Христиансена-Куликова в области энергий $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Ключом к решению данной проблемы может послужить статистически обеспеченное определение химического состава КЛ в данной области.

Как показано выше, в последние годы исследование КЛ в энергетической области десятков и сотен ТэВ выявили ряд особенностей в химическом составе и энергетических спектрах, имеющих глубокий астрофизический смысл. При увеличении статистического объема и точности в энергетических измерениях можно прогнозировать как новые открытия, так и подтверждение уже полученных указаний.

Знания о Галактике будут неполными без изучения второй важнейшей компоненты КЛ – зарядового (изотопного) состава сверхтяжелых ядер КЛ за пиком железа. Эти данные несут в себе знания о галактическом нуклеосинтезе в современную космологическую эпоху и определяют параметры космического пространства в ближней области Галактики.

Большой интерес представляет также поиск антивещества. В настоящее время изучен только спектр антипротонов.

Изучение спектров электронов и позитронов крайне важно с точки зрения исследования близких источников и поиска темной материи.

Решение перечисленных задач имеет значение как само по себе, так и для создания новых астрофизических моделей, в комплексе с данными астрономических наблюдений в различных диапазонах. Сопоставление данных, полученных для разных компонент КЛ (адроны, электроны, позитроны, гамма) в различных диапазонах энергий представляет собой достаточно новый подход – multi-messenger astronomy. Сейчас нужен поиск новых сигнатур для темной материи с учетом ограничений на свойства слабовазаимодействующих массивных частиц, установленных по результатам экспериментов на ЛНС. Рассматриваются различные гипотезы о природе темной материи, в том числе и выходящие за рамки Стандартной модели.

Широта исследуемых фундаментальных проблем определяет изучение КЛ как одну из приоритетных задач по исследованию физики Космоса. Несмотря на чрезвычайно высокую стоимость таких работ, вызванную достаточно небольшим набором технологий исследования, а также требованием выноса за пределы атмосферы массивной аппаратуры, на ближайшее будущее запланировано несколько значимых экспериментов.

9.1 Эксперимент TIGERISS

В эксперименте TIGERISS (Trans-Iron Galactic Element Recorder for the ISS) планируется измерить потоки ядер от бора до свинца при энергиях выше 350 МэВ/нуклон. Это даль-

нейшее развитие баллонных экспериментов TIGER и SuperTIGER с улучшенным зарядовым разрешением и расширением динамического диапазона по энергии от 350 МэВ/нуклон до 10 ГэВ/нуклон. Предполагается длительная экспозиция при размещении научной аппаратуры на Международной космической станции.

В составе аппаратуры два скрещенных слоя кремниевых детекторов в верхней и нижней части прибора, которые определяют траектории частиц и величину ионизации (dE/dx). Заряд ядра (Z) и энергию E измеряют два черенковских детектора: с акриловым излучателем (оптический показатель преломления $n = 1.49$) и с излучателем из кварцевого аэрогеля ($n = 1.04$). На Рис. 22 приведена техническая модель блока детекторов TIGERICC [198]. Максимально возможный геометрический фактор аппаратуры оценен в $1.66 \text{ м}^2 \text{ ср.}$ [199], на Рис. 23 приведена ожидаемая статистика за 5 лет экспозиции при среднем значении солнечной модуляции.

9.2 Эксперимент НУКЛОН-2

Космический эксперимент «НУКЛОН-2» [164] предназначен для исследования зарядового и изотопного состава сверхтяжелых ядер космических лучей в диапазоне зарядов $Z=6-92$ при энергиях выше 100 МэВ. Регистрирующая аппаратура НУКЛОН-2 состоит из набора идентичных многослойных (40 слоев) ионизационных калориметров из кремниевых детекторов, Рис. 24а. Параметры налетающего ядра КЛ определяются по известной методике определения произведения MZ^2 (Z – заряд, M – массовое число). Метод базируется на одновременном измерении полной энергии ядра, выделившейся в толще спектрометра, и потерь энергии dE/dX при прохождении тонкого детектора толщиной dX . Произведение $E \cdot (dE/dX) \propto MZ^2[\ln E + \text{const}]$, что определяет Z и M . Предлагаемая методика вполне успешно была применена, в том числе, в ряде космических экспериментов при определении изотопного состава КЛ до $Z \sim 30$ (см., в частности, [70]). При переходе к более тяжелым ядрам эта методика работает плохо, так как полезный сигнал, по которому выделяются изотопы, становится сравним с уровнем физических флуктуаций. Для эксперимента НУКЛОН-2 методика была оптимизирована с применением многопараметрического анализа для многослойного ионизационного калориметра, что позволило расширить возможность разделения изотопов для элементов с зарядами вплоть до $Z \sim 60$.

Конструктивно научная аппаратура представляет собой рамную конструкцию (Рис. 24б). На рисунке показан пример сборки 48 модулей, масса аппаратуры в этом случае менее 400 кг, геометрический фактор $\sim 1.7 \text{ м}^2 \text{ ср.}$ Модульный состав позволяет увеличивать или уменьшать количество спектрометров в соответствии с габаритными и массовыми ограничениями космической платформы.

НУКЛОН-2 является наиболее значимым современным проектом в данной области исследования, где информация достаточно ограничена. Так, выше области $Z = 32$ информация об изотопном составе космических лучей является «белым пятном», НУКЛОН-2 превышает фактор экспозиции эксперимента ACE CRIS в 20 раз и продлит исследования изотопного состава до $Z \sim 60$. НУКЛОН-2 повысит имеющуюся статистику эксперимента SuperTIGER приблизительно на порядок. В таблице 1 приведена ожидаемая статистика по изотопному составу эксперимента НУКЛОН-2 за 5 лет экспозиции.

9.3 Эксперимент HERD

На 2027 г. намечен запуск на китайскую орбитальную станцию аппаратуры HERD (The High Energy cosmic-Radiation Detection facility) [200]. Это широкомасштабный многоцелевой астрофизический эксперимент высоких энергий. Планируется измерить потоки электронов и гамма-квантов от 100 МэВ до десятков ТэВ и ядер КЛ $Z = 1-26$ в области энергий от 30 ГэВ до нескольких ПэВ. В эксперименте планируется достаточно высокое энергетическое разрешение, для лептонной компоненты единицы процентов, для ядерной компоненты на уровне 20%.

В состав аппаратуры HERD входит мелкосекционный 3D калориметр (7500 кубиков сцинтиллятора LYSO, длина ребра 3 см), вокруг калориметра размещены сцинтилляционный трекер, пластиковый сцинтилляционный детектор и кремневая матрица детектора заряда. Схема аппаратуры HERD приведена на Рис. 25.

Оценка геометрического фактора прибора составляет $\sim 2 \text{ м}^2 \text{ ср}$ для протонов и $\sim 3 \text{ м}^2 \text{ ср}$ для электронов. Планируется за пять лет измерить суммарный спектр электронов и позитронов вплоть до десятков ТэВ, и проверить гипотезу о наличии изгиба, связанного со свойствами темной материи. Спектр протонов планируется измерить до нескольких ПэВ, спектры отдельных ядер – до нескольких сотен ТэВ/н, и таким образом получить детальную информацию о свойствах космических лучей в области «колена». Планируется также измерить потоки гамма-квантов вплоть до 100 ТэВ в очень широкой апертуре, включая поиск сопровождения гравитационных волн и нейтринных событий. Также планируется искать пики в гамма-спектре, связанные с возможной аннигиляцией частиц темной материи.

9.4 Эксперимент ОЛВЭ

Основной идеей эксперимента ОЛВЭ (Обсерватория Лучей Высокой Энергии) [201, 202] является обеспечение, наряду с прецизионными измерениями параметров спектров КЛ, максимально возможного фактора экспозиции, с целью продвижения вверх по энергетической шкале спектра космических лучей. Среди задач эксперимента измерение потоков ядер КЛ во всем зарядовом диапазоне $Z = 1-92$ с поэлементным разрешением в диапазоне энергий от 10^{12} до 10^{16} эВ/частицу, потоки электронов и гамма-квантов от 300 ГэВ до десятков ТэВ. Большой фактор экспозиции достигается значительными габаритами и массой научной аппаратуры: минимально допустимая масса ОЛВЭ - 16 тонн. При указанной массе аппаратуры эффективный геометрический фактор: для протонов $\sim 12 \text{ м}^2 \text{ ср}$, для ядер $\sim 16 \text{ м}^2 \text{ ср}$, для электронов и гамма-квантов $\sim 20 \text{ м}^2 \text{ ср}$. Точность измерений энергии: для протонов в области от 10^{15} до 10^{16} эВ кехит 30%, для протонов ниже 10^{15} эВ и ядер 10–20% (зависит от типа ядра и энергии). Точность измерений энергии для электронов и гамма-квантов $\sim 1\%$. Все используемые технологии для построения ОЛВЭ были успешно отработаны в космическом эксперименте НУКЛОН (см. раздел 2). Одним из основных требований астрофизического эксперимента ОЛВЭ является использование ракеты-носителя тяжелого или сверхтяжелого класса.

Орбитальная обсерватория ОЛВЭ стоит из двух основных регистрирующих систем: ионизационного калориметра и системы измерения (или фиксации отсутствия) заряда налетающей частицы. ИК содержит 62 шестиугольных детекторов, каждый из которых состоит из вольфрамового листа $\sim 2 \text{ мм}$, и трех слоев сцинтилляционных стрипов высотой 8 мм каждый. Светосбор осуществляется по оптоволокну, проложенным в пазах стрипов, сами стрипы размещены в трех направлениях при углах 0° , 60° , 120° , Рис. 26а. Вокруг калориметра размещена систе-

ма измерения заряда, Рис. 26б. Система измерения заряда представляет собой четырехслойную кремниевую падовую матрицу, размер пада 1 см^2 . Мелко гранулированная структура матрицы делает методику измерения заряда устойчивой к воздействию обратного тока и дает разрешение не хуже 0.2 зарядовых единиц в области пиков CNO. Конструктивно аппаратура ОЛВЭ размещена в гермоконтейнере, Рис. 26в, закрепленном на платформе базового КА с максимально возможным обеспечением обзора.

Основные цели эксперимента ОЛВЭ: определение химического состава КЛ с поэлементным разрешением заряда в области «колена» Христиансена-Куликова (энергия $\sim 3 \times 10^{15}$ эВ); исследование обильных КЛ в области за «коленом», вплоть до 10^{16} эВ; прецизионное определение состава КЛ в диапазоне энергий $10^{12} - 10^{15}$ эВ (высокая статистика и разрешение энергии), в том числе для редких вторичных ядер; изучение анизотропии КЛ с превышением статистики над имеющимися экспериментами более чем на два порядка; исследование электронного спектра в диапазоне энергий до десятков ТэВ; изучение ядер за пиком железа, включая сверхтяжелые экзотические ядра; измерение диффузного спектра гамма-излучения в широком диапазоне энергий с высоким разрешением энергии; поиск продуктов взаимодействия темной материи, поиск сильно взаимодействующей «странной» материи, либо поиск верхнего порога ее изобилия в Галактике.

По своим характеристикам ОЛВЭ — «прорывной» эксперимент, который на ближайшие десятилетия определит направления исследований в астрофизике частиц высоких энергий. Ожидается набор статистики на уровне от 5 млрд событий с индивидуальным разрешением по заряду частицы при нижнем пороге регистрации около 1 ТэВ на частицу. Указанный объем данных более чем на два порядка превысит общемировой банк данных, собранный за почти 60 лет исследований в данной области естествознания, с качественно улучшенными характеристиками. В таблице табл. 2 приведены сравнительные характеристика наиболее успешных и значимых запланированных экспериментов.

10 Заключение

Можно констатировать, что за последние примерно 15–20 лет облик физики КЛ качественно изменился. От очень упрощенных моделей вроде универсального степенного поведения спектров, благодаря развитию техники прямых наблюдений КЛ, она пришла к изучению тонких особенностей поведения энергетических спектров, которые рассматриваются как сигнатуры сложных и разнообразных явлений в космосе. Загадки все еще остаются, особенно следует вспомнить почти полное отсутствие информации о химическом составе КЛ в области колена Куликова-Христиансена и связанную с этим невозможность окончательно понять природу колена. Следует также упомянуть полное отсутствие информации об изотопном составе КЛ в области сверхтяжелых ядер. Однако уже следующее поколение инструментов для прямого наблюдения КЛ в открытом космосе дает надежду, что эти проблемы будут решены.

Список литературы

- [1] Witten E *Phys. Rev. D* **30** 2 (1984).
- [2] Шаулов С Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **116** 3 (2022).

- [3] Птускин В С *УФН*, 2010, **180** 1000 (2010).
- [4] Porter T A, Strong A W, arXiv:astro-ph/0507119.
- [5] Beck R, arXiv:0812.4925.
- [6] Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей*. (М.: Издательство Академии наук, 1963) [Ginzburg V L and Syrovatskii S I, *The Origin of Cosmic Rays* (Pergamon Press, 1964)].
- [7] Мурзин В С *Введение в физику космических лучей*. (М.: Атомиздат, 1979).
- [8] Malyshev D, Cholis I, Gelfand J *Phys. Rev. D* **80** 063005 (2013).
- [9] Panov A D *Journal of Physics: Conference Series* **409** 012004 (2013).
- [10] Крымский Г Ф *Доклады Академии наук СССР* **234(6)**, 1306 (1977).
- [11] Bell A R *MBRAS* **182** 147 (1978).
- [12] Bell A R *MBRAS* **182** 443 (1978).
- [13] Axford W I, in: *17th International Cosmic Ray Conference*, V. 12, 1981, p. 155.
- [14] Axford W I, in: *Origin of cosmic rays; Proceedings of the Symposium, Bologna, Italy, June 11-14, 1980* (Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1981), p. 339.
- [15] Vladimirov A E, et al., *ApJ*, **752** 68 (2012); arXiv:1108.1023.
- [16] Bell A R, Lucek S G *MNRAS* **321** 433 (2001).
- [17] Ptuskin V S, Zirakashvili V N *A&A*, **429** 755 (2005).
- [18] Berezhko E G *Adv. Sp. Res* **41**, 429 (2008).
- [19] Hristiansen G B, Kulikov G V *Nuovo Cim* **8** 742 (1958).
- [20] Зацепин В И и др. *Известия РАН; серия физическая* **68** 1593 (2004). [Zatsepin V I, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics* **68** 1780 (2004)].
- [21] Yoon Y S, et al. in *Proc. of 31st International Cosmic Ray Conference* url:icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0668.pdf (2009).
- [22] Yoon Y S, et al. *ApJ* **728** 122 (2011).
- [23] Yoon Y S, et al. *ApJ* **839** 5 (2017).
- [24] Adriani O, et al. *Science* **332** 69 (2011).
- [25] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 171103 (2015).
- [26] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 211101 (2015).

- [27] Panov A D, Sokolskaya N V, Zatsepin V I *ApJ* **837** 77 (2017).
- [28] Зацепин В И, и др. *Известия РАН; серия физическая* **71** 512 (2007). [Zatsepin V I, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics* **71** 494 (2004); arXiv:astro-ph/0612377].
- [29] Зацепин В И и др. *Известия РАН; серия физическая* **73** 602 (2009). [Zatsepin V I, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics* **73** 564 (2004); arXiv:1101.3246].
- [30] Ahn H S, et al. *ApJ Lett.* **714** L89 (2010); arXiv:1004.1123.
- [31] Prosin V V, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **83(8)** 1016 (2019).
- [32] Turundaevskiy A N, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **85** 353 (2021).
- [33] Atkin E, et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **770** 189 (2015).
- [34] Григоров Н Л, Мурзин В С, Рапопорт И Д *ЖЭТФ*, **34** 506 (1958).
- [35] Fabjan C W, Ludlam T, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32** 335 (1982).
- [36] Adams J, et al. in: *AIP Conference Proceedings* **504** 175 (2000).
- [37] Adams J, et al. *Advances in Space Research* **27** 829 (2001).
- [38] Korotkova N A, et al. *Physics of Atomic Nuclei* **65** 852 (2002).
- [39] Bashindzhagyan G L, Voronin A G, Golubkov A *Instruments and Experimental Techniques* **48** 32 (2005).
- [40] Podorozhnyi D M, et al. *Physics of Atomic Nuclei* **68** 50 (2005).
- [41] Guzik T G, et al. *Advances in Space Research* **33** 1763 (2004)].
- [42] Панов А Д и др. *Приборы и техника эксперимента* **51(4)** 1 (2004).
- [43] Ahn H S, et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **579** 1034 (2007).
- [44] Ahn H S, et al. *Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.)* **175-176** 155 (2008).
- [45] Atwood W B, et al. *ApJ* **679** 1071 (2009); arXiv:0902.1089.
- [46] Torii S, in: *33rd International Cosmic Ray Conference*, P. 631 (2013).
- [47] Yoshitaka U, et al., in: *33rd International Cosmic Ray Conference*, P. 2197 (2013).
- [48] Totii S *PoS, ICRC2015* 581 (2015).
- [49] Chang J, et al. *Astropart. Phys.* **95** 6 (2017); arXiv:1706.08453.
- [50] Yuhong Yu, et al. arXiv:1703.00098.
- [51] Qiao R, et al. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **886** 48 (2018).

- [52] Zhang Z, et al. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **836** 98 (2016); arXiv:1602.07015.
- [53] Circella M *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **518** 153 (2004).
- [54] Picozza P, et al. *Astroparticle Physics* **27** 296 (2007).
- [55] Adriani O, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **572** 471 (2007).
- [56] Orsi S *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **580** 880 (2007).
- [57] Kounine A *International Journal of Modern Physics E* **21(8)** 123005 (2012).
- [58] Aguilar M, et al. *International Journal of Modern Physics E* **110** 141102 (2013).
- [59] Binns W R, et al, in: *Origin of cosmic rays; Proceedings of the Symposium, Bologna, Italy, June 11-14, 1980* (Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1981), p. 91.
- [60] Binns W B, et al. *Nuclear Instruments and Methods*, **185** 415 (1981).
- [61] Müller D, et al. in: 30th International Cosmic Ray Conference. V. 2 (2008), p.83.
- [62] Ave M, et al. *ApJ*, 2008, **678** 262 (2008).
- [63] Obermeier A, et al. *ApJ*, **742** 14 (2011); arXiv:1108.4838.
- [64] Mitchell J W, et al., in: *32nd International Cosmic Ray Conference* (<https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2011/papers.html>, Beijing 2011) Id. 1234.
- [65] Binns W R, et al. *ApJ*, **788** 18 (2014).
- [66] Hams T, et al. *PoS*, **ICRC2015** 038 (2015).
- [67] Donnelly J, et al. *ApJ* **740** 40 (2012).
- [68] Stone E C, et al. *Space Science Reviews* **96** 285 (1998).
- [69] Wiedenbeck M E, et al. *PoS* **ICRC2015** 340 (2015).
- [70] Binns W R, et al., in: *30-th International Cosmic Ray Conference*, (2007), V.6, p. 29.
- [71] Smith L H, et al. *ApJ*, **180** 987 (1973).
- [72] Webber W R, Golden R L, Stephens S A, in: *20th International Cosmic Ray Conference*, (1987), V. 1, P. 325.
- [73] Streitmatter E R, et al. *21st International Cosmic Ray Conference* (1990), V. 3, p. 277.
- [74] Bellotti R, et al. *Phys. Rev. D* **60** 052002 (1999).
- [75] Menn W, et al. in: *25th International Cosmic Ray Conference* (1997), V. 3, p. 409.

- [76] Boezio M, et al. *ApJ* **518** 457 (1999).
- [77] Sanuki T, et al. *ApJ* **545** 1135 (2000); arXiv:astro-ph/0002481v1.
- [78] Alcaraz J, et al. *Phys. Lett. B* **490** 27 (2000).
- [79] Boezio M, et al. *Astropart.Phys.* **19** 583 (2003); arXiv:astro-ph/0212253.
- [80] Григоров Н Л и др. *ЯФ* **11** 1058 (1970).
- [81] Акимов В В, Изучение энергетического спектра протонов первичных космических лучей на ИСЗ «ПРОТОН-3», Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (Москва, 1973).
- [82] Ryan M J, Ormes J F, Balasubrahmanyam V K *Phys. Rev. Lett.* **28** 985 (1972).
- [83] Григоров Н Л. *ЯФ* **51** 157 (1990).
- [84] Иваненко И П и др. *Известия Академии Наук, Сер. Физ.* **57(7)** 76 (1993).
- [85] Зацепин В И и др. *ЯФ* **57(4)** 684 (1994) [Zatsepin V I, et al. *Phys. Atom. Nucl.* **57** 645 (1994)].
- [86] Kawamura Y, et al. *Phys. Rev. D* **40** 729 (1989).
- [87] Kawamura Y, et al., in: *21st International Cosmic Ray Conference* (1990), V. 3, p. 89.
- [88] Takahashi Y *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **60** 83 (1998).
- [89] Asakimori K, et al. *ApJ* **502** 278 (1998).
- [90] Hareyama M, et al. *ApJ* **628** L41 (2005).
- [91] V.I. Zatsepin V I, and N.V. Sokolskaya N V *Astronomy and Astrophysics* **458(1)** 1 (2006); arXiv:astro-ph/0601475.
- [92] Panov A, et al. *PoS ICRC2017* 1094 (2017).
- [93] Аткин Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **108(1)** 5 (2018); arXiv:1805.07119 [Atkin E, et al. *JETP Letters* **108(1)** 5 (2018)].
- [94] Yue C, et al. *PoS ICRC2017* 1076 (2017).
- [95] Gallo V, et al. *PoS ICRC2017* 169 (2017).
- [96] An Q, et al. *Science Advances* **5(9)** eaax3797 (2019); arXiv:1909.12860.
- [97] Alemanno F, et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 201102 (2021); arXiv:2105.09073.
- [98] Kobayashi K, Marrocchesi P S, et al. *PoS, ICRC2021* 098 (2021).
- [99] Brogi P, Kobayashi K *PoS, ICRC2021* 101 (2021).

- [100] Marrocchesi P S *PoS*, **ICRC2021** 010 (2021).
- [101] Ahn H S, et al. *ApJ* **707** 593 (2009); arXiv:0911.1889.
- [102] Aguilar M, et al. *Physics Reports* **894** 1 (2021).
- [103] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **126(4)** 041104 (2021).
- [104] Adriani O, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **125(25)** 251102 (2020); arXiv:2012.10319.
- [105] Adriani O, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **126(24)** 241101 (2021); arXiv:2106.08036.
- [106] Grebenyuk V, et al. *Advances in Space Research* **64(12)** 2546 (2019).
- [107] Wu L, et al. *PoS ICRC2021* 128 (2021).
- [108] Podorozhny D, et al. *Advances in Space Research* **70** 1529 (2022).
- [109] Turundaevskiy A N, et al. *Advances in Space Research* **70** 2696 (2022).
- [110] Alfaro R, et al. *Phys. Rev. D* **96** 12201 (2017).
- [111] Vargas L H *EPJ Web Conf* **208** 14001 (2019).
- [112] Varsi F, et al. *PoS ICRC2019* 449 (2019).
- [113] Kudryashov I, et al. *PoS ICRC2021* 166 (2021).
- [114] Kudryashov I, et al. *Universe* **7** 460 (2021).
- [115] Fornieri O, et al., arXiv:2007.15321.
- [116] Yuan Q, et al., arXiv:2007.01768.
- [117] Fang K, Bi X-J, Yin P-F, arXiv:2003.13635.
- [118] Malkov M A, Moskalenko I V *ApJ* **911** 151 (2021); arXiv:2010.02826.
- [119] Malkov M A, Moskalenko I V *ApJ* **933** 78 (2022); arXiv:2105.04630.
- [120] Cowsik R, et al. *Phys. Rev* **158** 1238 (1967).
- [121] Гинзбург В Л, Птушкин В С *УФН* **117(4)** 585 (1975) [Ginzburg V, Ptuskin V *Phys. Uspekhi* **18** 931 (1975)].
- [122] Gaisser T K. *Cosmic rays and particle physics*. (N. Y.: Cambridge University Press, 1990).
- [123] Grebenyuk V, et al., arXiv:1809.07285.
- [124] Kudryashov I A, et al. arXiv:2303.16539.
- [125] Strong A W, Moskalenko I V *ApJ* **509** 212 (1998).

- [126] Vladimirov A E, et al. *Comput. Phys. Commun.* **509** 1156 (2011).
- [127] Bedugo J *PoS ICRC2021* 016 (2021).
- [128] J.J. Engelmann J J, et al. *Astronomy and Astrophysics* **233** 96 (1990).
- [129] Adriani O, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **128(13)** 131103 (2022); arXiv:2204.00845.
- [130] Jones, M D, et al. in: *19th International Cosmic Ray Conference* (1985), V. 2, p. 28.
- [131] Israel M H, et al. in: *20th International Cosmic Ray Conference* (1987), V. 1, p. 330.
- [132] Panov A D, Sokolskaya N V, Zatsepin V I *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **256-257** 233 (2014).
- [133] Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей*. (М.: «Наука» Главная редакция физико-математической литературы, 1984).
- [134] Castellina A, Donato F *Astropart. Phys.*, **24** 146 (2005).
- [135] Strong A W, Moskalenko I V, Ptuskin V S *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **57** 285 (2007).
- [136] Blasi P *Astron. Astrophys. Rev.*, **21** 70 (2013).
- [137] Grenier I A, Black J H, Strong A W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **53** 199 (2015).
- [138] Berezhko E G, et al. *A&A*, **410** 189 (2003); arXiv:astro-ph/0308199.
- [139] Aguilar M et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 231102 (2016).
- [140] Panov A D, et al. *Advances in Space Research* **37** 1944 (2006)].
- [141] Ahn H S, et al. *Astropart. Phys.* **30** 133 (2008); arXiv:0808.1718.
- [142] Adriani O, et al. *ApJ* **791** 93 (2014); arXiv:1407.1657.
- [143] Obermeier A, et al. *ApJ*, **752** 69 (2012); arXiv:1204.6188.
- [144] Yue C, et al. *PoS ICRC2021* 126 (2021).
- [145] Akaikea Y, Maestro P *PoS, ICRC2021* 112 (2021).
- [146] Thoudam S, Hörandel J R *MNRAS*, **435** 2532 (2013); arXiv:1304.1400.
- [147] Binns W R, et al. *ApJ* **324** 1106 (1988).
- [148] Vylet M, et al. in: *21st International Cosmic Ray Conference* (1989), V. 3, p. 19.
- [149] Зацепин В И и др. *Письма в Астрономический журнал* **35(5)** 377 (2009) [Zatsepin V I, et al. *Astronomy Letters* **35(5)** 338 (2009)].
- [150] Binns W R, et al. *ApJ* **346** 997 (1989).

- [151] Israel M H, et al. *18th International Cosmic Ray Conference* (1983), V. 9, p. 123.
- [152] Lave K A, et al. *ApJ* **770** 117 (2013).
- [153] Murphy R P, et al. *ApJ*, **831** 148 (201); arXiv:1608.08183.
- [154] Binns W R, et al., in: *33-th International Cosmic Ray Conference*, (2013), id. 0646, URL: <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0646.pdf>.
- [155] Lodders K *ApJ* **591** 1220 (2003).
- [156] Ellison D C, Drury L O'C, Meyer J-P *ApJ* **487** 197 (1997); arXiv:astro-ph/9704293.
- [157] Woosley S E, Heger A *Physics Reports* **442** 269 (2007); arXiv:astro-ph/0702176.
- [158] Israel M H, et al. *Nuclear Physics A* **758** 201 (2005).
- [159] Binns W R, et al. *ApJ* **634** 351 (2005); arXiv:astro-ph/0508398.
- [160] de Nolfo G A, et al. *Adv.SpaceRes* **38** 1558 (2006); arXiv:astro-ph/0611301.
- [161] Israel M H, et al. *PoS ICRC2015* 275 (2015).
- [162] Binns W R, et al. *Science* **352** 677 (2016).
- [163] Каляшова М Е, Быков А М, Осипов С М *Известия РАН. Сер. Физ.* **85(4)** 482 (2021) [*Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **85(4)** 357 (2021)].
- [164] Васильев О и др. *Письма в ЭЧАЯ* **18(1)** 233 (2021).
- [165] Adriani O, et al. *ApJ* **770(1)** 2 (2013); arXiv:1304.5420.
- [166] Adriani O, et al. *ApJ* **818(1)** 68 (2016); arXiv:1512.06535.
- [167] Богомолов Э А, Васильев Г И *Известия РАН. Се. Физ.* **83(8)** 1066 (2019) [Bogomolov E A, Vasilyev G I *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **83(8)** 967 (2019)].
- [168] Богомолов Э А, Васильев Г И, Менн В *Известия РАН. Се. Физ.* **85(4)** 466 (2021) [Bogomolov E A, Vasilyev G I, Menn W *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **85(4)** 341 (2019)].
- [169] Aguilar M et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 18102 (2019).
- [170] Ivanenko I P, in: *23rd International Cosmic Ray Conference* (1993) V. 2, P. 17.
- [171] D. Podorozhnyi D, Turundaevskiy A *Advances in Space Research*, **59** 495 (2017).
- [172] Strong A W, Moskalenko I V *ApJ* **493** 694 (1998); arXiv:astro-ph/9710124.
- [173] Nishimura J, et al. in: *25th International Cosmic Ray Conference* (1997) V. 4, p. 233.
- [174] Abdollahi S, et al. *Phys. Rev. D* **95(8)** 082007 (2017); arXiv:1704.07195.

- [175] Ambrosi G, et al. *Nature* **552** 63 (2017); arXiv:1711.10981.
- [176] Adriani O, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **120(26)** 261102 (2018); arXiv:1806.09728.
- [177] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 101101 (2019).
- [178] Chang J, et al. *Nature* **456** 362 (2008).
- [179] Panov A D, et al. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7** 119 (2011); www.astrophys-space-sci-trans.net/7/119/2011/.
- [180] Borisov S V, et al. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **37(6)** 184 (2010).
- [181] Aharonian F, et al. *Astronomy and Astrophysics* **508** 561 (2009); (arXiv:0905.0105).
- [182] Tridon B D, et al., in: *32nd International Cosmic Ray Conference* (2011) V. 6, P. 47; arXiv:1110.4008.
- [183] Archer A, et al. *Phys. Rev. D*, **98(6)** 06004 (2012); arXiv:1808.10028.
- [184] Ding Y-C *Phys. Rev. D* **103** 115010 (2021); arXiv:2007.00703.
- [185] Панов А Д и др. *Известия РАН. Сер. Физическая* **75(3)** 348 (2011) [Panov A D, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences* **75(3)** 319 (2011)].
- [186] Adriani O, et al. *Nature* **458** 607 (2009); arXiv:0810.4995.
- [187] Ackermann M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 011103 (2012); arXiv:1109.0521.
- [188] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 141102 (2013).
- [189] Accardo L, et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 121101 (2014).
- [190] Adriani O, et al. *Phys. Rev. Lett* **111** 081102 (2013); arXiv:1308.0133.
- [191] Haino S, et al., in: *29th International Cosmic Ray Conference* 2005 V. 3 P. 13.
- [192] Abe K, et al. *Physics Letters B* **670(2)** 103 (2008); arXiv:0805.1754.
- [193] Адриани О и др. *Письма в ЖЭТФ* **96(10)** 693 (2012) [Adriani O, et al. *JETP Letters* **96(10)** 621 (2013)].
- [194] Aguilar M, et al. *Phys. Rev. Lett.* **117(9)** 091103 (2016).
- [195] Mayorov A G, et al. *JETP Letters* **93** 628 (2011).
- [196] Yu-Chen Ding, Nan Li, Yu-Feng Zhou. arXiv:2212.02539.
- [197] Poulin V, et al. *Phys. Rev. D* **99** 023016 (2019); arXiv:1808.08961.
- [198] Walsh W, Rauch B, Zober W. in: *43rd COSPAR Scientific Assembly* **E.1.16-0082-21** 1357 (2021).

- [199] Rauch B, Walsh N, Zober W. *PoS, ICRC2021* 087 (2021).
- [200] Perrina C. in: *EPJ Web Conf* **280** 01008 (2013).
- [201] Karmanov D, et al. *Advances in Space Research* **64** 2619 (2019).
- [202] Kurganov A, et al. arXiv:2306.13406.
- [203] Wefel J P, et al., in: *29th International Cosmic Ray Conference* (2005) V. 3, p. 105.
- [204] Haino S, et al., arXiv:astro-ph/0002481.
- [205] Adams J, et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **61** 1181 (1997).
- [206] Arqueros F, et al. *Astronomy and Astrophysics* **359** 682 (2000); (arXiv:astro-ph/9908202).
- [207] Roth M, et al., in: *28th International Cosmic Ray Conference* (2003) V. 1, p. 139.
- [208] Kieda D B, et al., in: *26th International Cosmic Ray Conference* (1999) V. 3, p. 191.
- [209] Fowler J W, et al., arXiv:astro-ph/0003190.

Таблица 1: Ожидаемая статистика эксперимента НУКЛОИ-2 за 5 лет экспозиции.

Ядро, Z	N	Ядро, Z	N
Fe 26	$3 \cdot 10^7$	Zr 40	500
Co 27	$1.4 \cdot 10^5$	Nb 41	150
Ni 28	$1.1 \cdot 10^6$	Mo 42	230
Cu 29	$1.6 \cdot 10^4$	Ru 44	100
Zn 30	$1.6 \cdot 10^4$	Ag 47	140
Ga 31	2000	Cd 48	120
Ge 32	2300	Sn 50	120
As 33	350	Te 52	140
Se 34	1400	Xe 54	80
Br 35	200	Ba 56	180
Kr 36	830	Ce 58	50
Rb 37	250	Nd 60	40
Sr 38	1000	Dy 66	180
Y 39	250		

Таблица 2: сравнительные характеристика наиболее успешных и значимых запланированных экспериментов.

Название	Годы	м ² ср.год	Диапазон	Изучаемые компоненты
CRIS	С 1997	0.38	$10^7 - 10^8$ эВ/н	Ядра
PAMELA	С 2006	0.02	$< 2 \cdot 10^{11}$ эВ/н	Ядра Электроны
AMS02	С 2011	5	$< 2 \cdot 10^{12}$ эВ/н	Ядра Протоны
CREAM	До 2012	0.5	$10^{11} - 10^{14}$ эВ/ч	Ядра Электроны
Fermi	С 2008	10	$2 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{12}$ эВ/ч	Гамма Электроны
CALET	С 2015	0.5	$10^9 - 2 \cdot 10^{13}$ эВ/ч	Ядра Электроны Гамма
НУКЛОИ	2015	2.4	$10^{11} - 5 \cdot 10^{14}$ эВ/ч	Ядра
DAMPE	С 2015	1	$10^{11} - 10^{15}$ эВ/ч	Ядра Электроны Гамма
ISS-CREAM	С 2017	~5	$10^{12} - 10^{15}$ эВ/ч	Ядра Электроны
TIGERISS	?	~1.6	$3 \cdot 10^8 - 10^{10}$ эВ/н	Ядра
HERD	С 2027	10	$10^{11} - 10^{15}$ эВ/ч	Ядра Электроны Гамма
ОЛВЭ	После 2030	>140	$10^{11} - 5 \cdot 10^{16}$ эВ/ч	Ядра Электроны Гамма

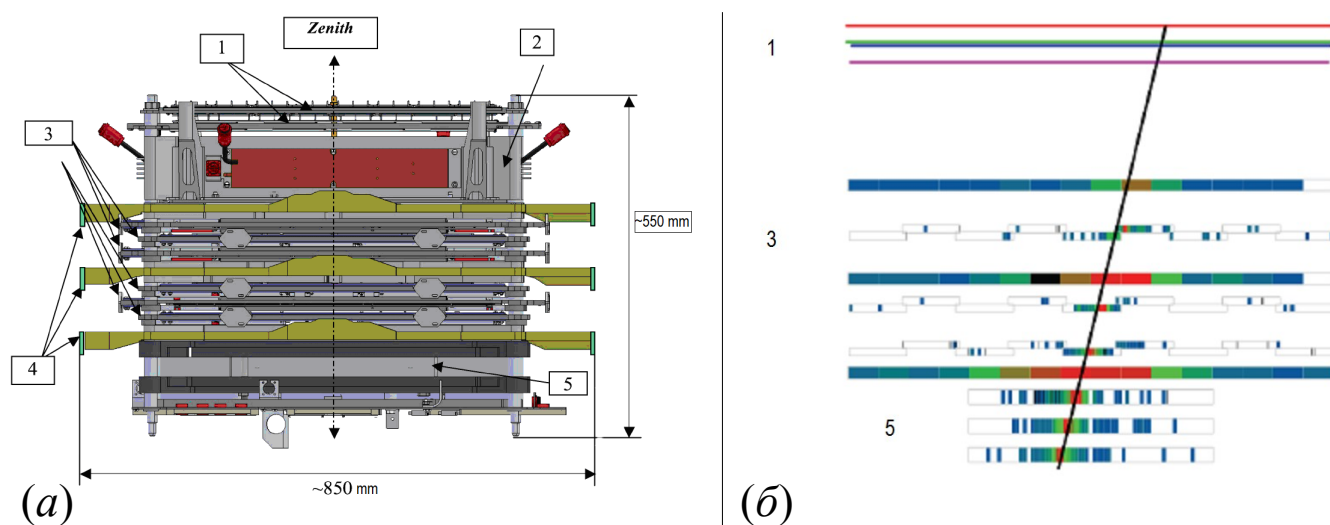


Рис. 1: (а): Упрощенная схема космического спектрометра НУКЛОН. (1) – две пары плоскостей системы измерения заряда; (2) – углеродная мишень; (3) шесть плоскостей системы измерения энергии, использующие метод KLEM (трекер KLEM); (4) – три двойные плоскости системы выработки триггера; (5) – калориметр. (б): «Портрет» события спектрометра НУКЛОН (точнее говоря, одна из проекций). Падающее ядро вызывает ядерно-электромагнитный каскад. Энерговыделения в различных детекторах спектрометра представлены в условных цветах. Наклонная линия – реконструкция траектории падающего ядра. Цифры 1, 3, 5 соответствуют обозначениям на панели (а).

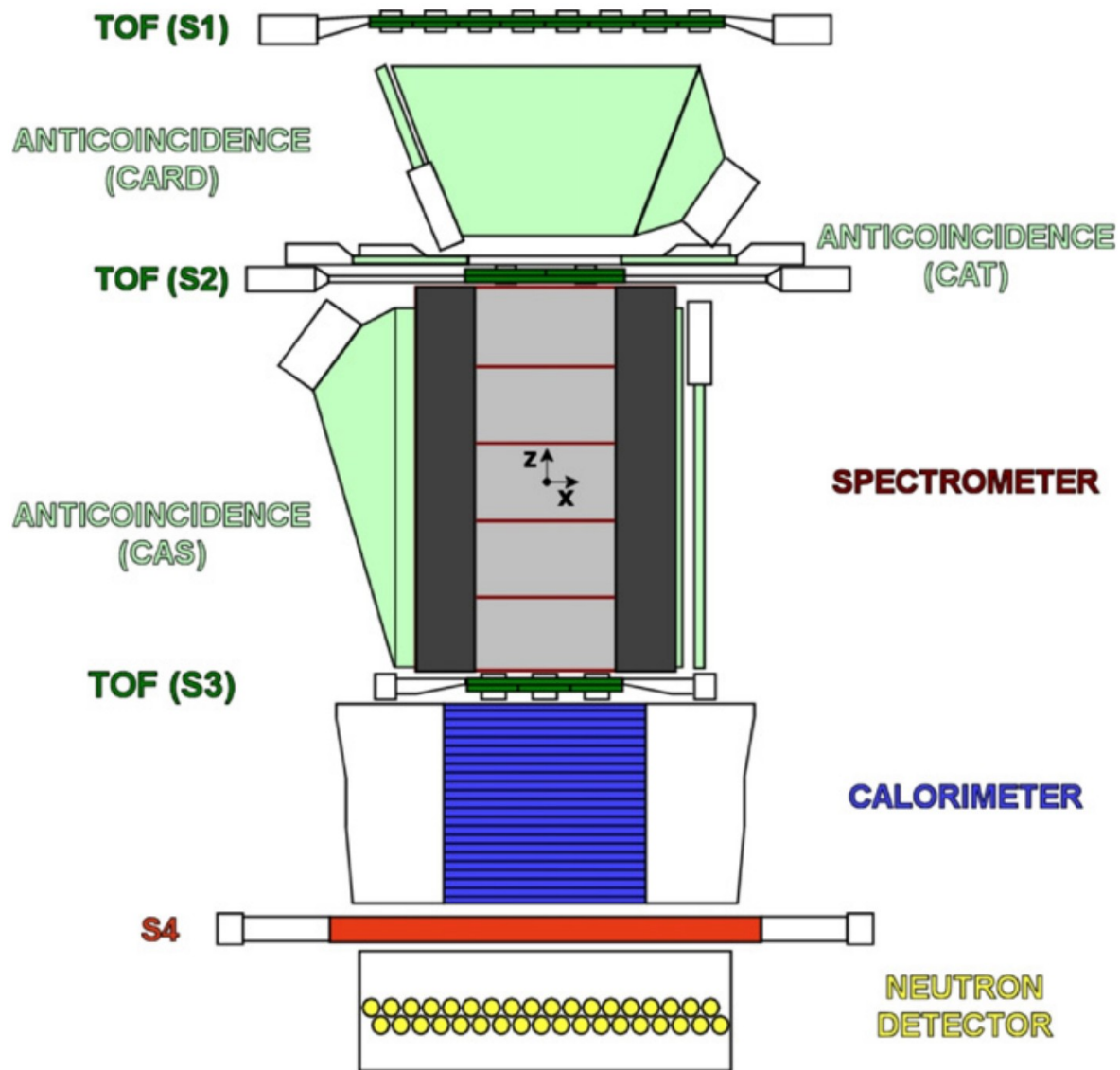


Рис. 2: Схема космического спектрометра PAMELA. Обозначения на рисунке: TOF(S1,S2,S3) – три плоскости времяпролетного детектора; ANTICOINCIDENCE – системы анτισовпадений на основе сцинтилляторов для защиты от частиц, не прошедших апертуру; SPECTROMETER – магнит с системой кремниевых трекеров внутри; S4 – сцинтилляционный «детектор хвоста каскада» (tail catcher); NEUTRON DETECTOR – детектор нейтронов.

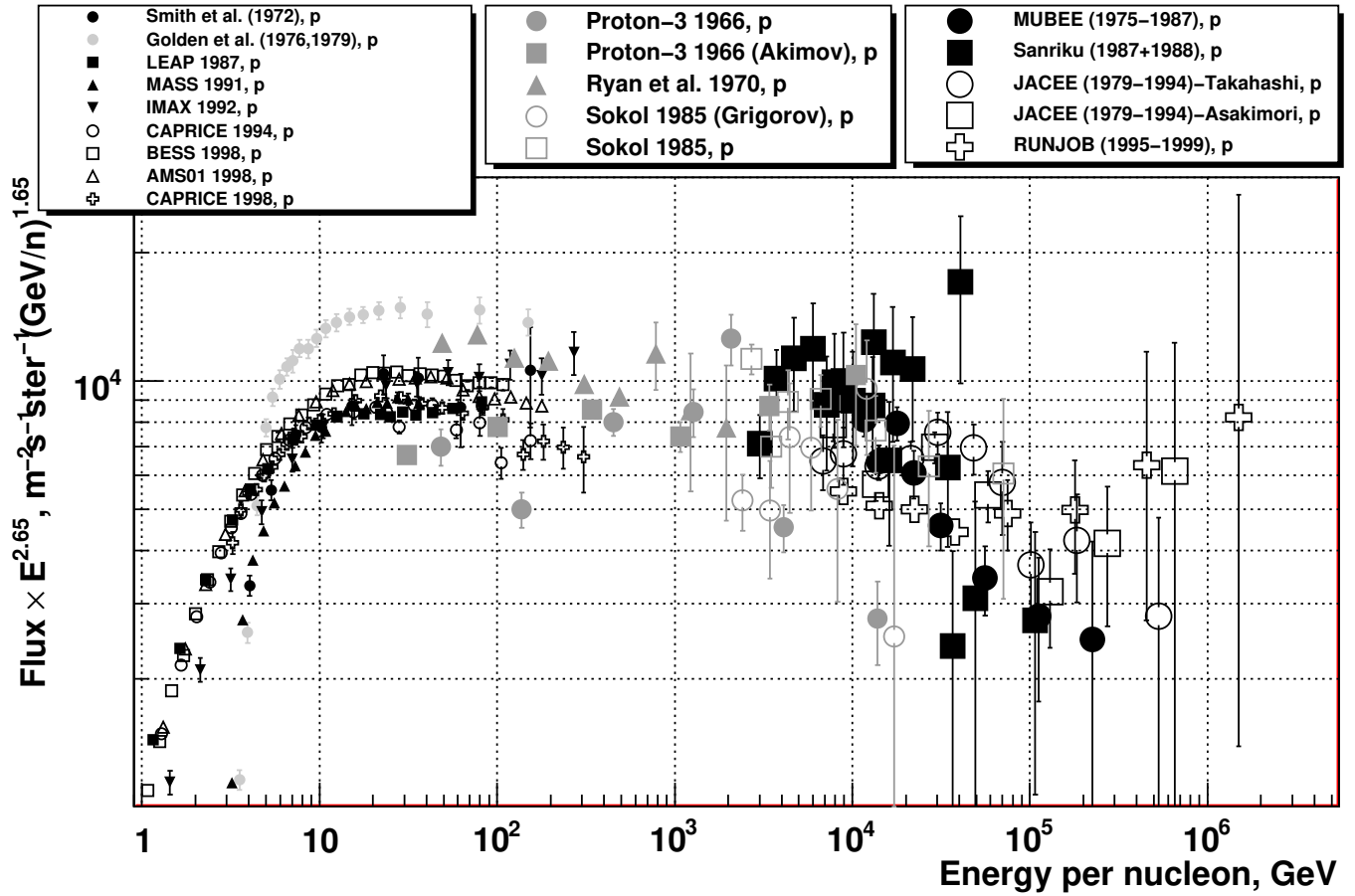


Рис. 3: Спектр протонов (энергия на нуклон) по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC (начало 2000-х годов). Магнитные спектрометры (мелкие значки): Smith et al. [71], Goldent et al. [72], LEAP 1987 [73], MASS 1991 [74], IMAX 1992 [75], CAPRICE 1994 [76], BESS 1998 [77], AMS01 1998 [78]; CAPRICE 1998 [79]. Калориметры (средние светлые значки): Proton-3 1966 [80]; Proton-3 1966 (Akimov) [81]; Ryan et al. 1970 [82]; Sokol (1985) Grigorov [83]; Sokol 1985 [84]. Эмульсионные баллонные эксперименты (Крупные значки): MUBEE (1975–1987) [85], Sanriku (1987+1988) [86, 87], JACEE (1979–1994)–Takahashi [88], JACEE (1979–1994)–Asakimori [89], RUNJOB (1995–1999) [90].

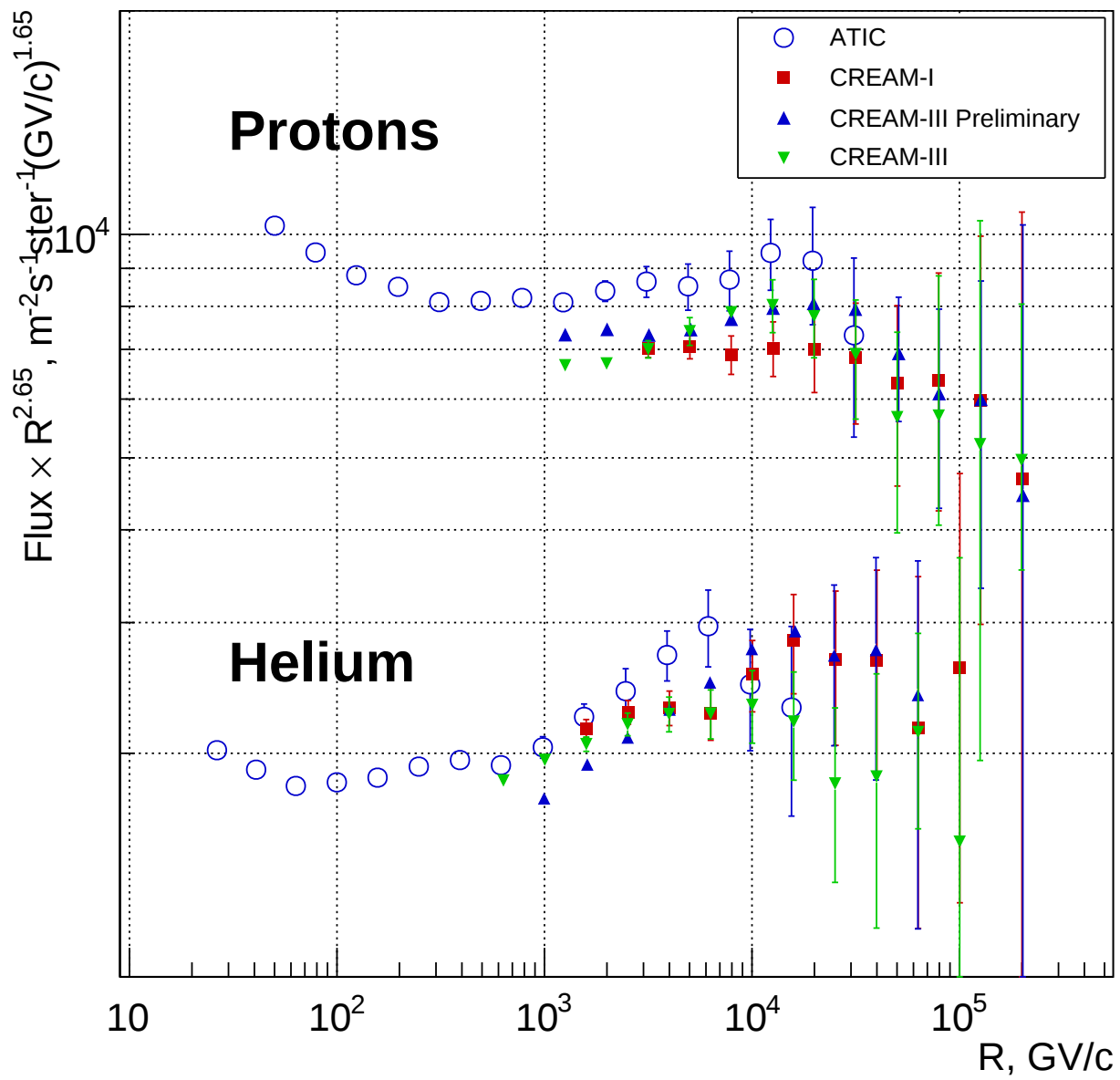


Рис. 4: Спектры магнитной жесткости протонов и гелия, измеренные в экспериментах ATIC [29], CREAM-I [22], CREAM-III Preliminary [21], CREAM-III [23].

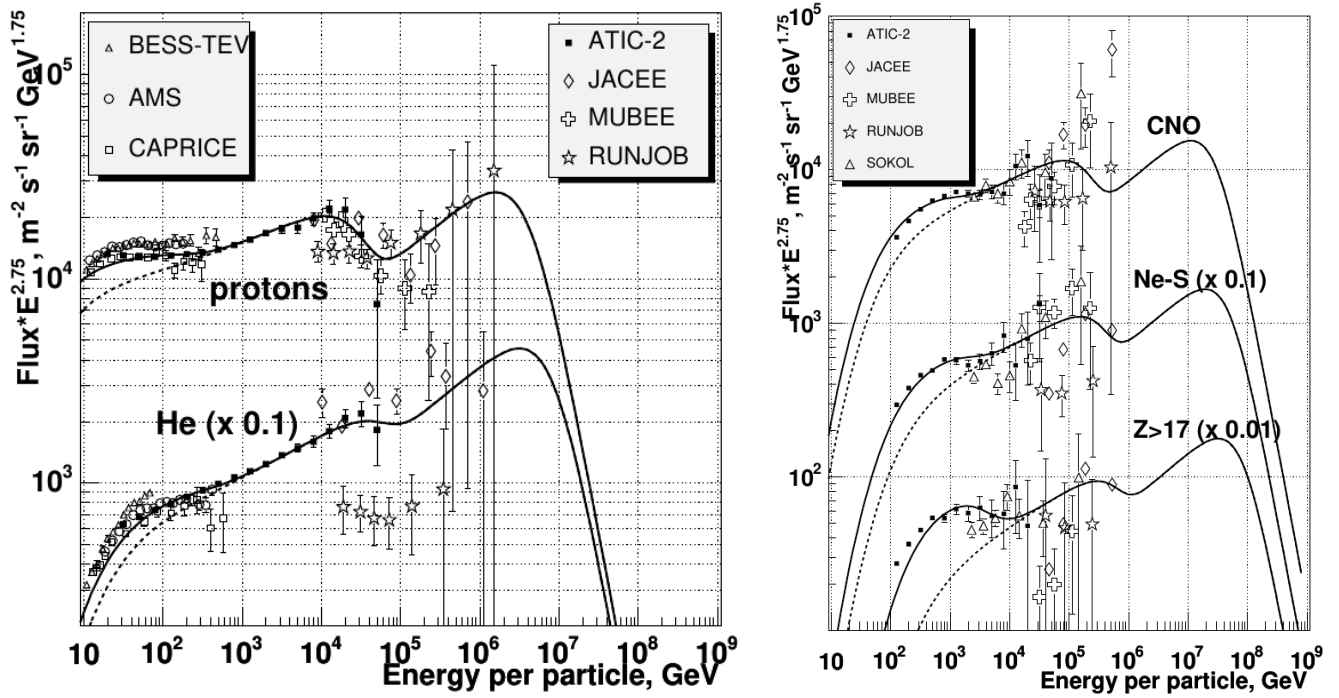


Рис. 5: Описание совокупности экспериментальных данных по спектрам ядер космических лучей на 2006 г. трехкомпонентной моделью Зацепина-Сокольской [91]. Воспроизведено по работе [91] с разрешения авторов. На рисунке приведены данные экспериментов ATIC [203, 140], BESS-TeV [204], AMS [78], CAPRICE [79], MUBEE [85], JACEE [89], RUNJOB [90], SOKOL [170].

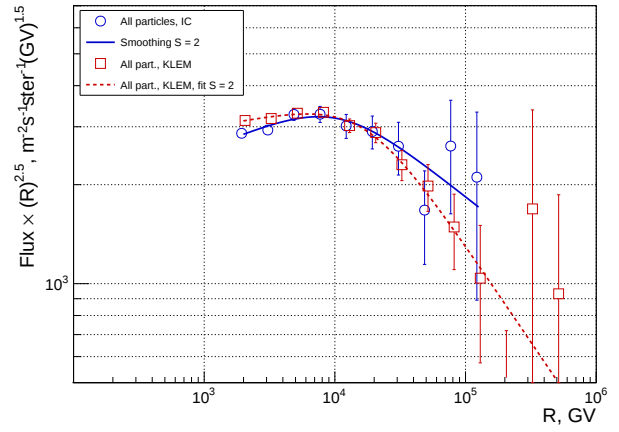
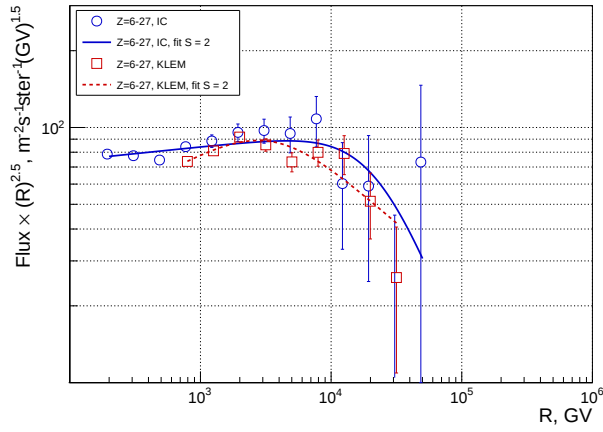
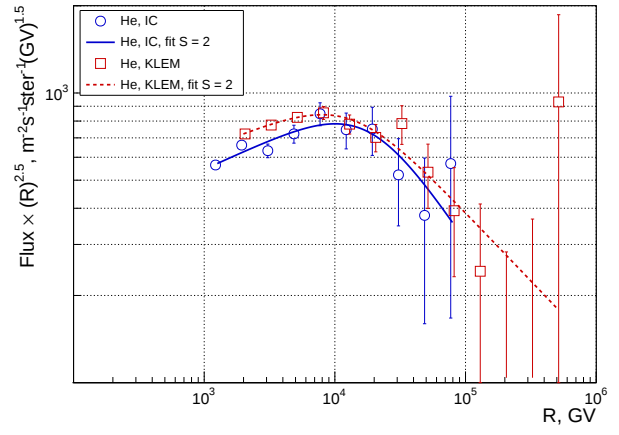
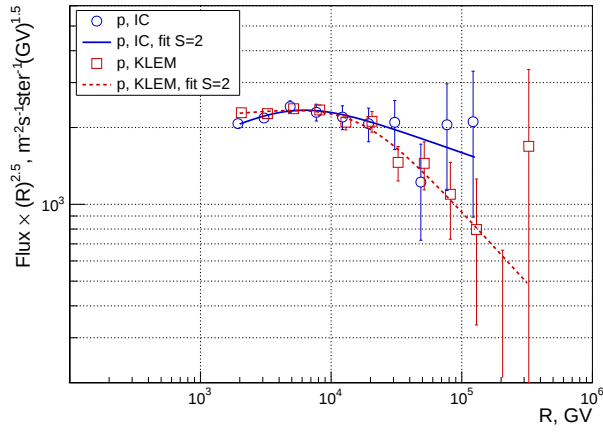


Рис. 6: Спектры магнитной жесткости протонов, ядер гелия, тяжелых ядер с зарядами $Z = 6 \div 27$ и спектр жесткости всех частиц, измеренные калориметрическим методом (IC) и методом KLEM в эксперименте НУКЛОН [93]. Показаны также аппроксимации спектров двойными степенными функциями.

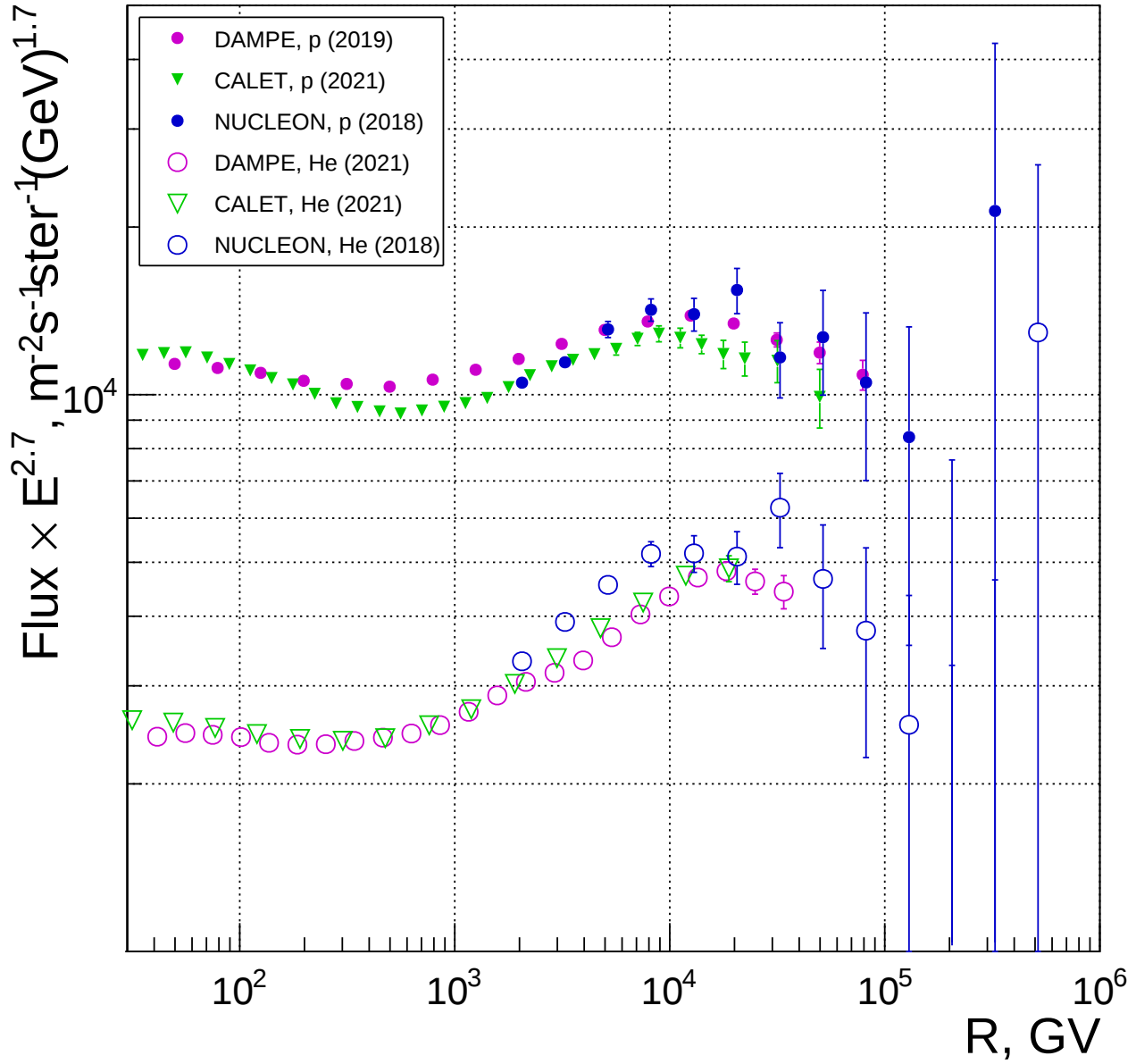


Рис. 7: Подтверждение результатов эксперимента НУКЛОН в отношении существования универсального колена в спектрах протонов и гелия экспериментами DAMPE и CALET. Экспериментальные точки на рисунке приведены по работам NUCLEON, p (2018) и NUCLEON, He (2018) [93]; DAMPE, p (2019) [96]; CALET, p (2021) [98]; DAMPE, He (2021) [97], CALET, He (2021) [99].

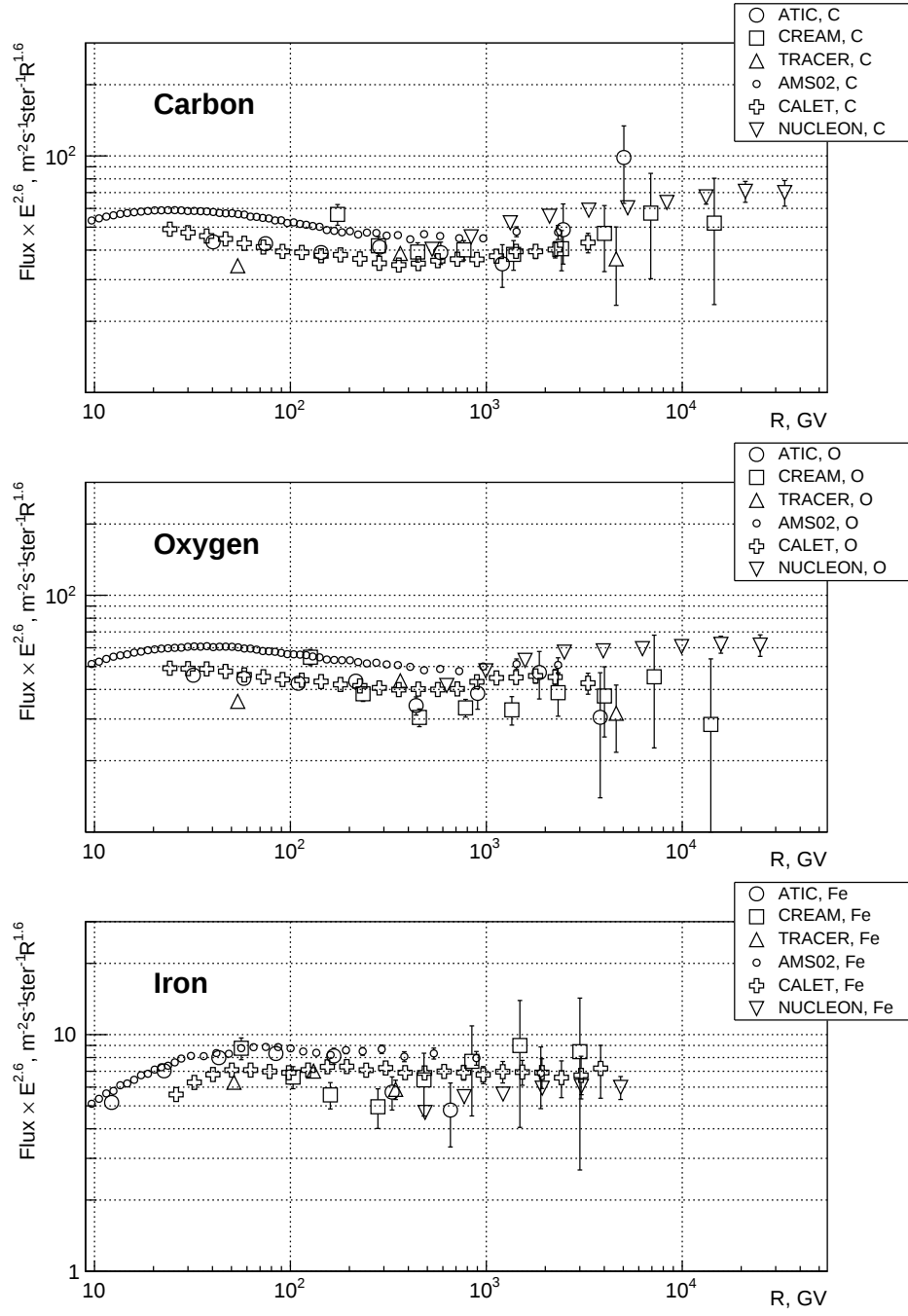


Рис. 8: Спектры магнитной жесткости углерода, кислорода и железа по данным современных прямых экспериментов: ATIC, C, O, Fe [29]; CREAM C, O, Fe [21, 101, 30]; TRACER C, O, Fe [63]; AMS02 C, O [102]; AMS-02, Fe [103]; CALET C, O [104]; CALET, Fe [105]; NUCLEON C, O, Fe [106].

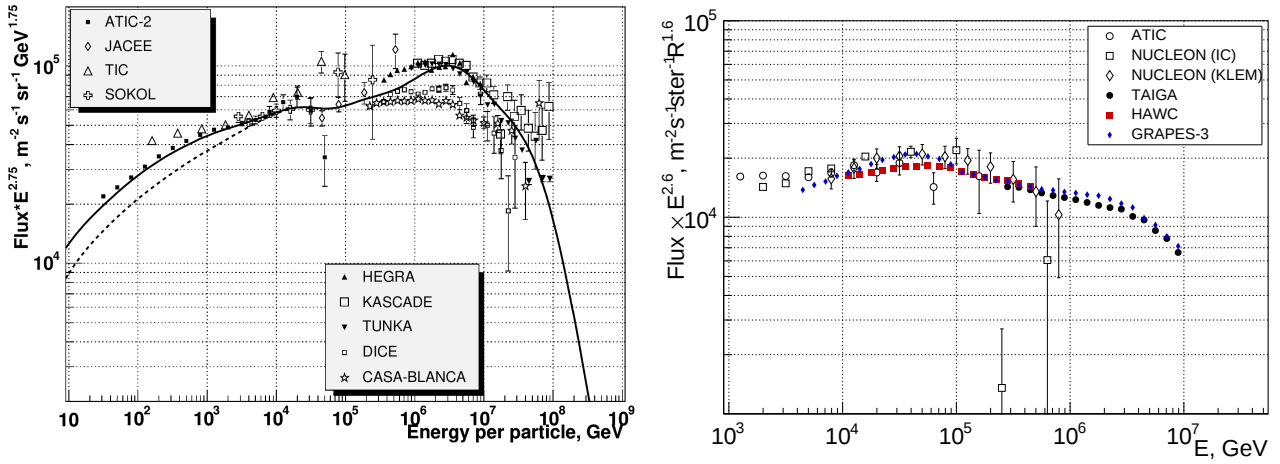


Рис. 9: «Малое колено» между энергией 10 ТэВ и 100 ТэВ в спектре всех частиц. Левая панель: предсказание малого колена трехкомпонентной моделью [91] (публикуется с разрешения авторов). Приведены данные экспериментов ATIC-2 [91], JACEE [88], TIC [205], SOKOL [170], HEGRA [206], KASCADE [207], DICE [208], CASA-BLANCA [209]. Правая панель: подтверждение существования малого колена в современных экспериментах. Приведены данные экспериментов ATIC [29], NUCLEON (IC), NUCLEON (KLEM) [108, 109], TAIGA [31], HAWC [110, 111], GRAPES-3 [112].

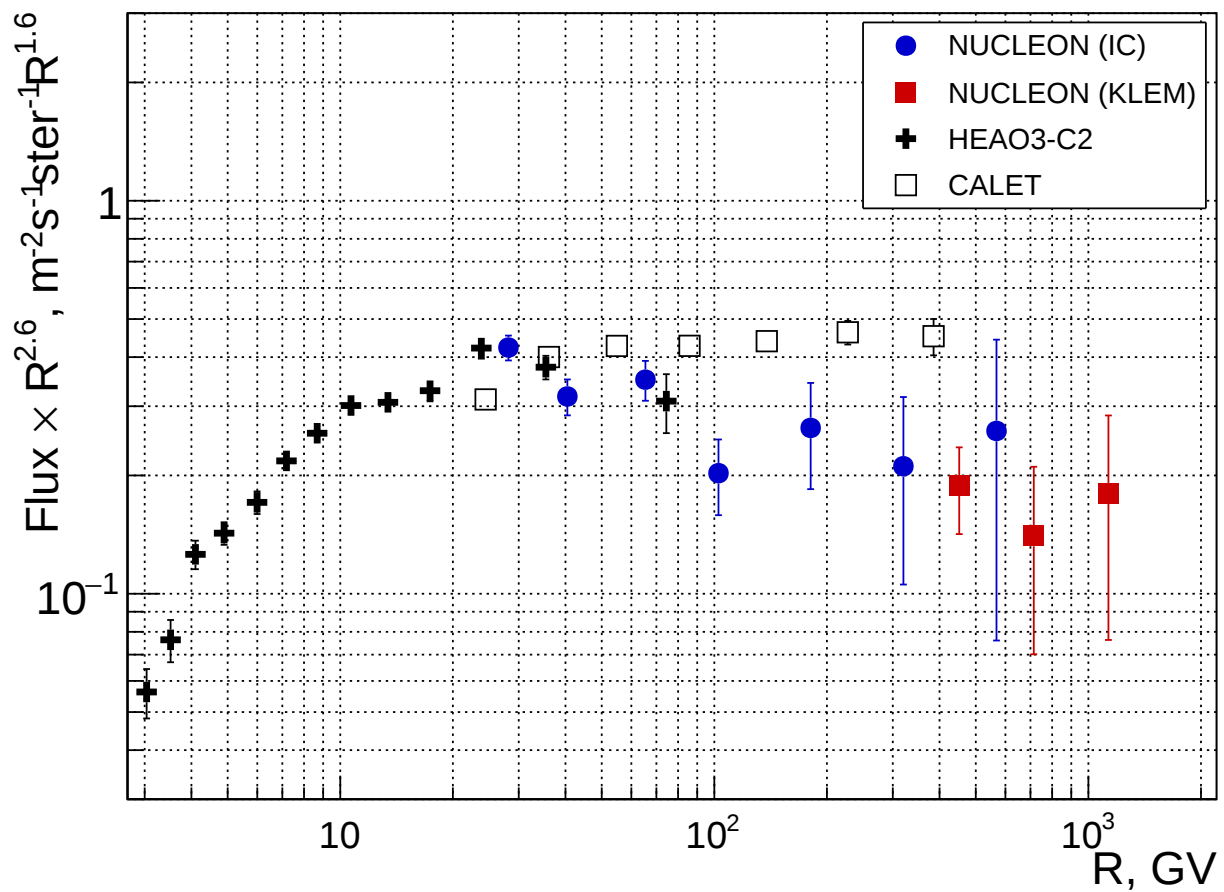


Рис. 10: Спектр магнитной жесткости никеля по данным разных экспериментов: NUCLEON (IC) и NUCLEON (KLEM) – точки методики ионизационного калориметра и метода KLEM эксперимента НУКЛОН [123, 108]; HEAO-3-C2 [128]; CALET [129].

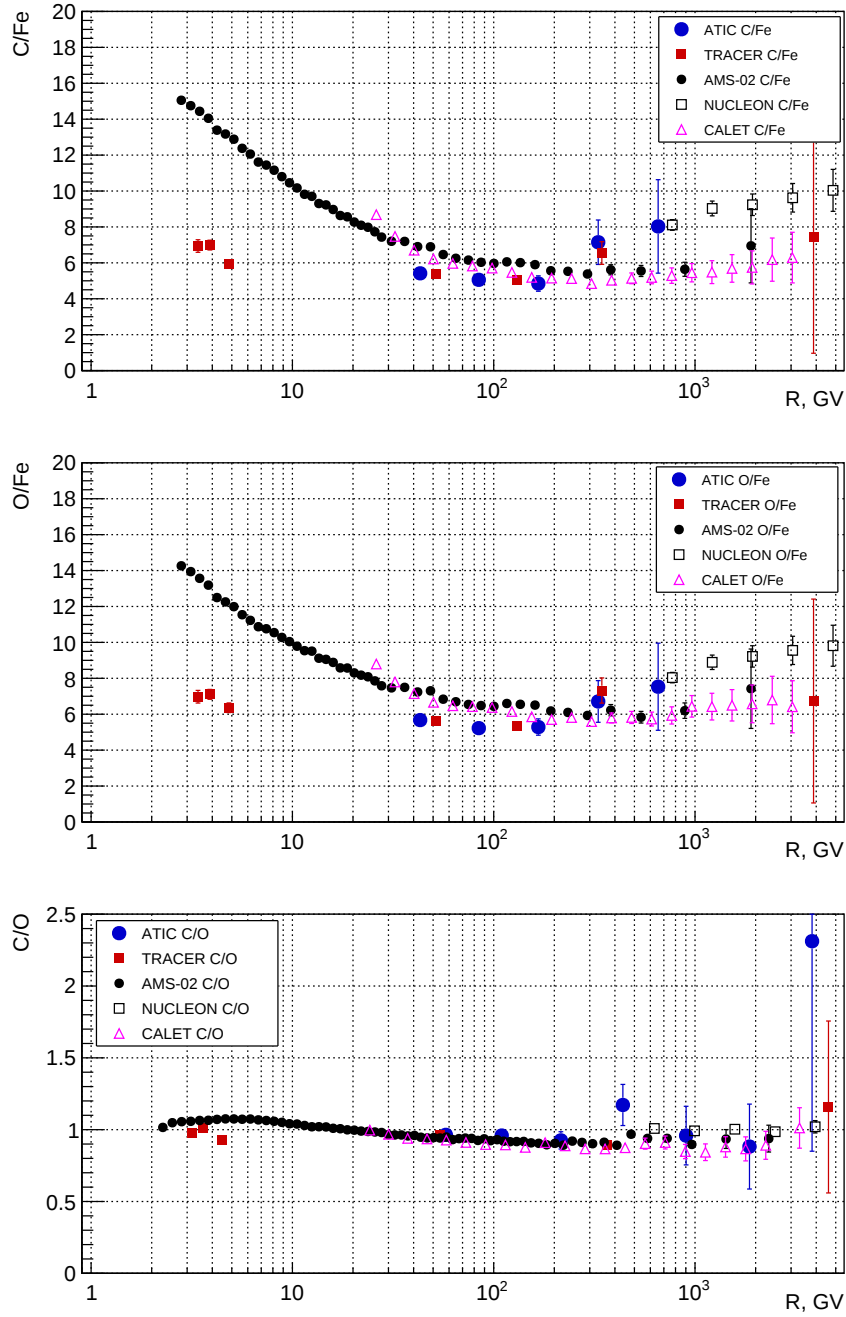


Рис. 11: Отношения потоков ядер C/Fe , O/Fe , C/O по данным экспериментов ATIC [29]; TRACER C, O, Fe [63]; AMS-02 C, O [102], AMS-02, Fe [103]; CALET C, O [104]; CALET, Fe [105]; NUCLEON C, O, Fe [106].

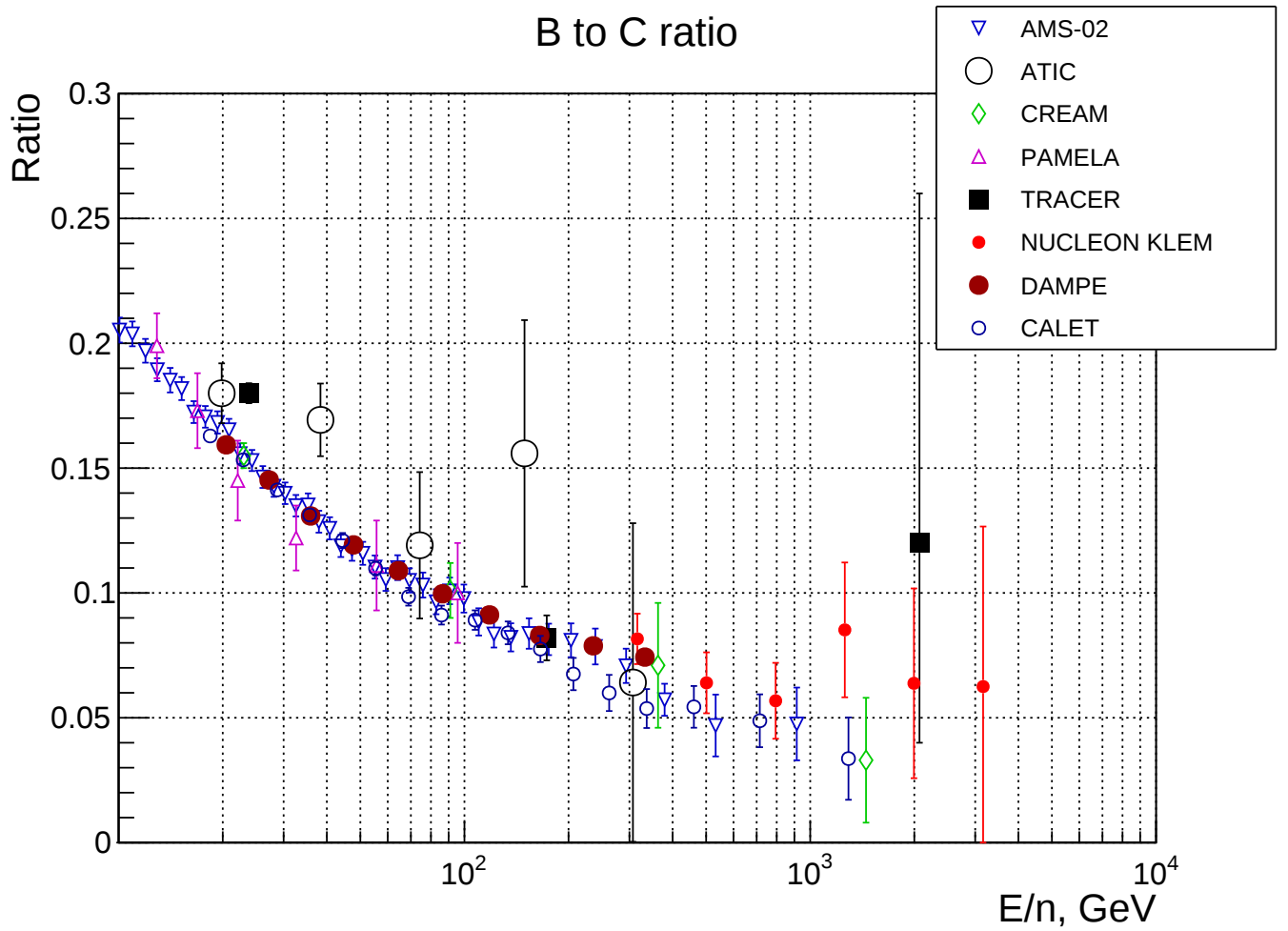


Рис. 12: Отношение потоков В/С в терминах энергии на нуклон. Показаны данные экспериментов AMS-02 [139], ATIC [140], CREAM [141], PAMELA [142], TRACER [143], NUCLEON [92], DAMPE [144], CALET [145].

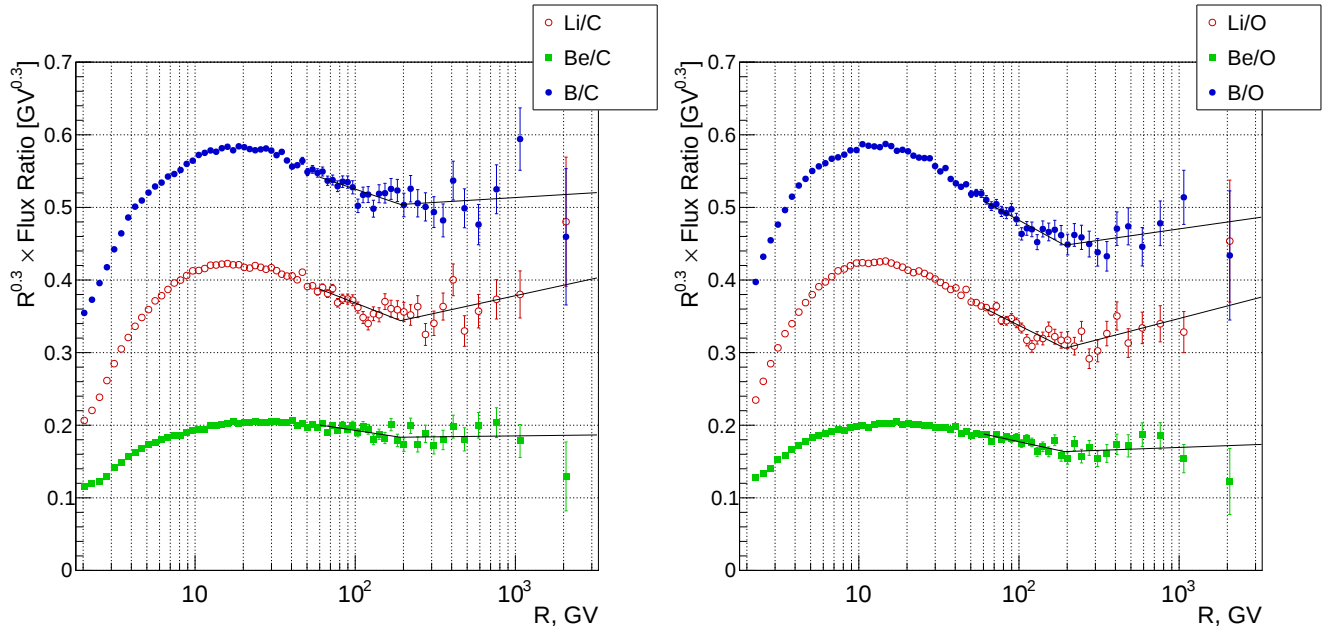


Рис. 13: Отношение потоков Li, Be, B к потоку углерода (левая панель) и к потоку кислорода (правая панель) по данным эксперимента AMS-02 [102, 127]. На рисунке показана также кусочно-экспоненциальная аппроксимация отношений по данным тех же статей [102, 127].

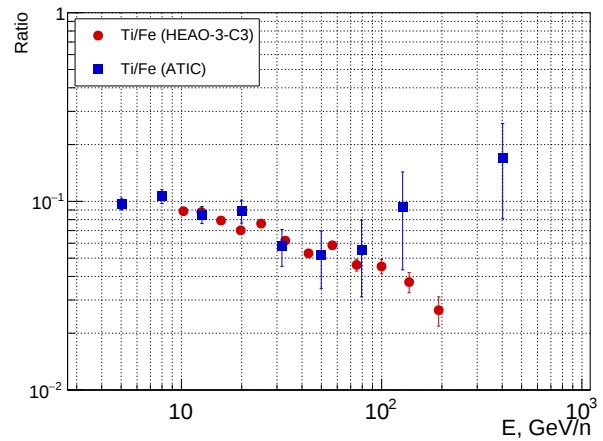
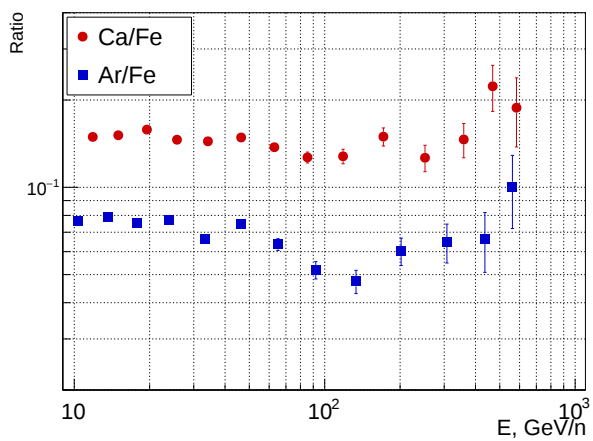


Рис. 14: Левая панель: отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe, по данным эксперимента HEAO-3-C3 [147, 148]. Правая панель: отношения Ti/Fe, измеренные в экспериментах HEAO-3-C3 [147, 148] и ATIC [149].

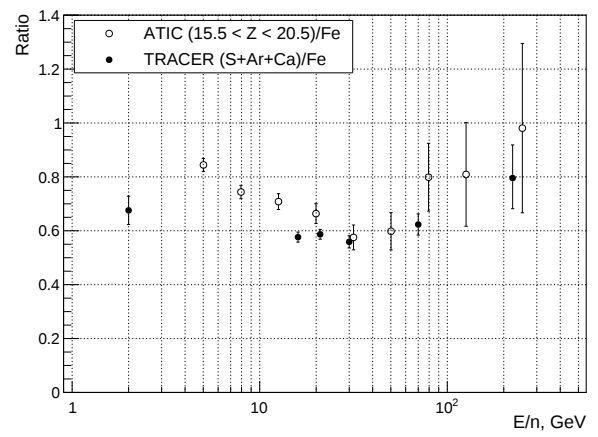
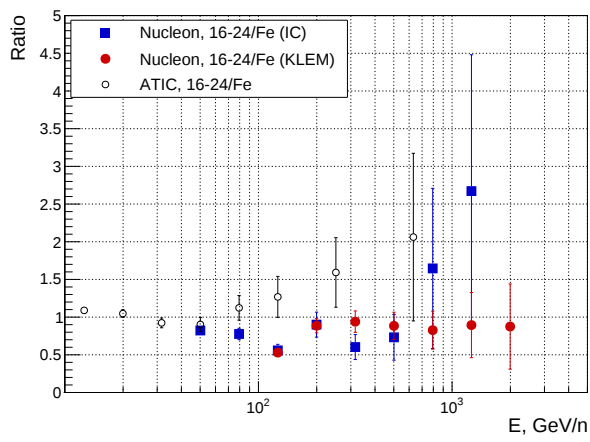


Рис. 15: Левая панель: Отношение суммарного потока ядер от $Z = 16$ до $Z = 24$ к потоку железа [132] в терминах энергия на нуклон и аналогичные данные эксперимента НУКЛОН [93] для двух методик определения энергии – калориметрической и KLEM. Правая панель: Отношение $(S + Ar + Ca)/Fe$ по данным эксперимента TRACER [62] и отношение $(15.5 < Z < 20.5)/Fe$ по данным эксперимента ATIC [132].

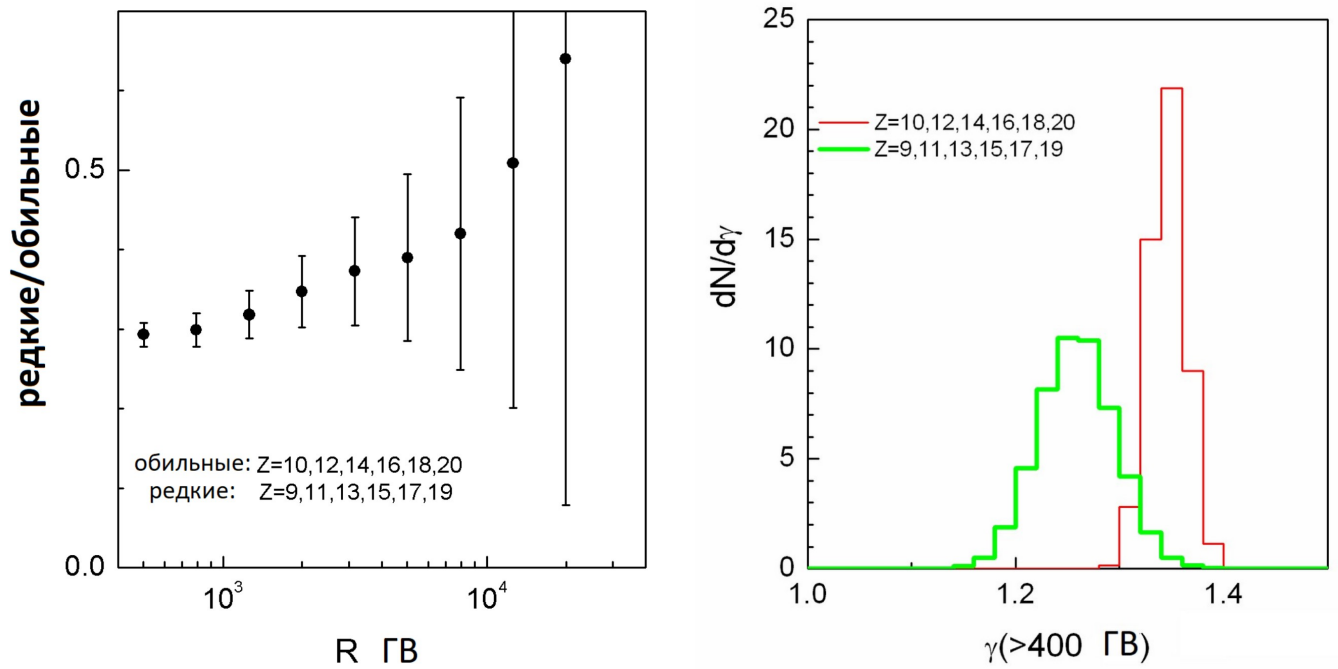


Рис. 16: Левая панель: Отношение суммарного потока нечетных ядер 9, 11, 13, 15, 17, 19 к суммарному потоку четных ядер 10, 12, 14, 16, 18, 20 по данным эксперимента НУКЛОН [124]. Правая панель: распределение спектральных индексов интегральных спектров нечетных и четных ядер выше порога магнитной жесткости 400 ГВ, полученное методом Монте-Карло для определения ошибок спектральных индексов и статистической надежности вывода, что спектры нечетных ядер более пологие, чем спектры четных ядер.

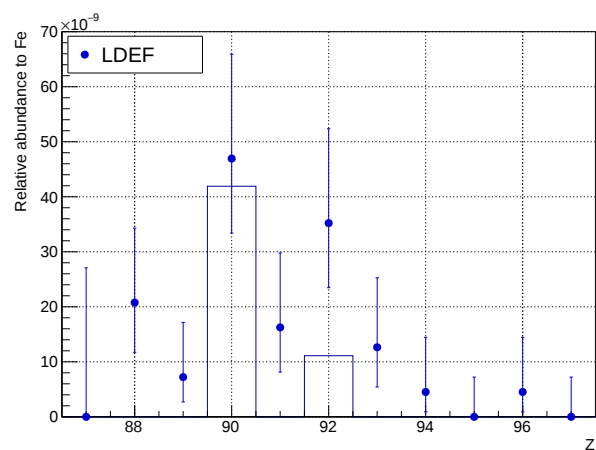
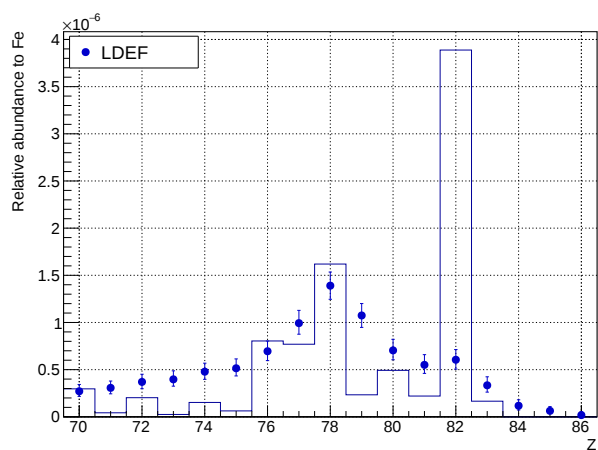
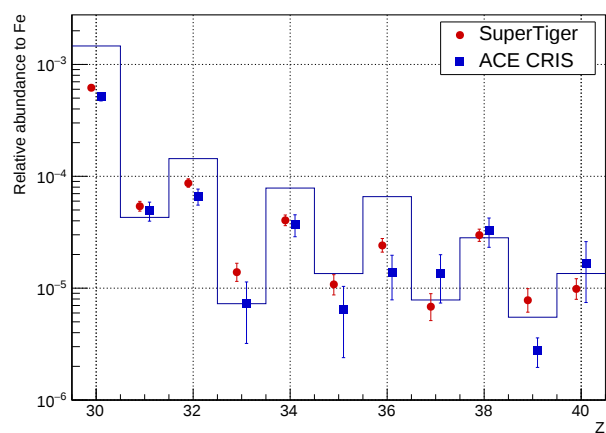
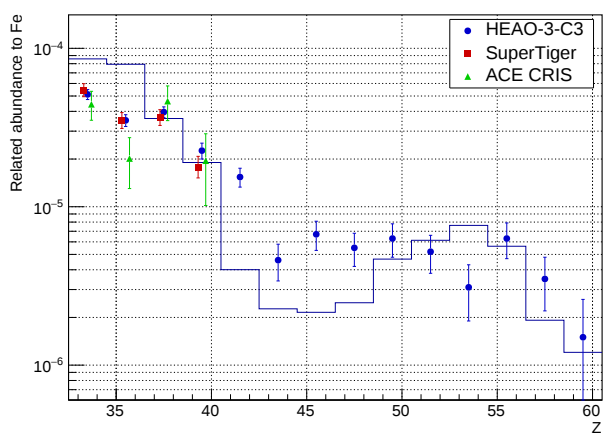


Рис. 17: Элементный состав сверхтяжелых ядер космических лучей с нормировкой на поток ядер железа по данным экспериментов HEAO-3-C3 [150], SuperTiger [153], ACE-CRIS [154], LDEF [67]. Гистограммами на графиках показан элементный состав Солнечной системы [155].

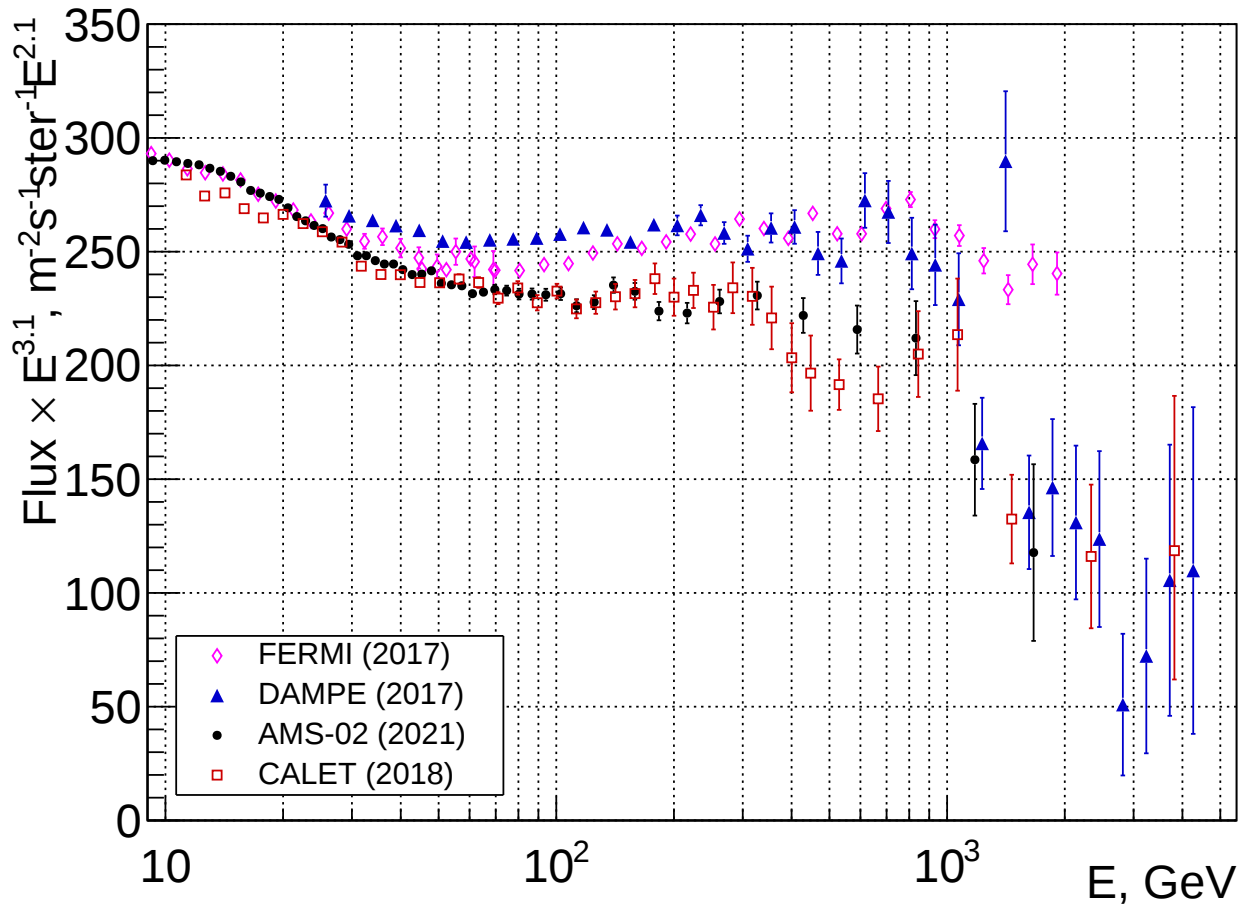


Рис. 18: Спектр электронов плюс позитронов по данным прямых космических экспериментов Fermi [174], DAMPE [175], AMS-02 [102], CALET [176].

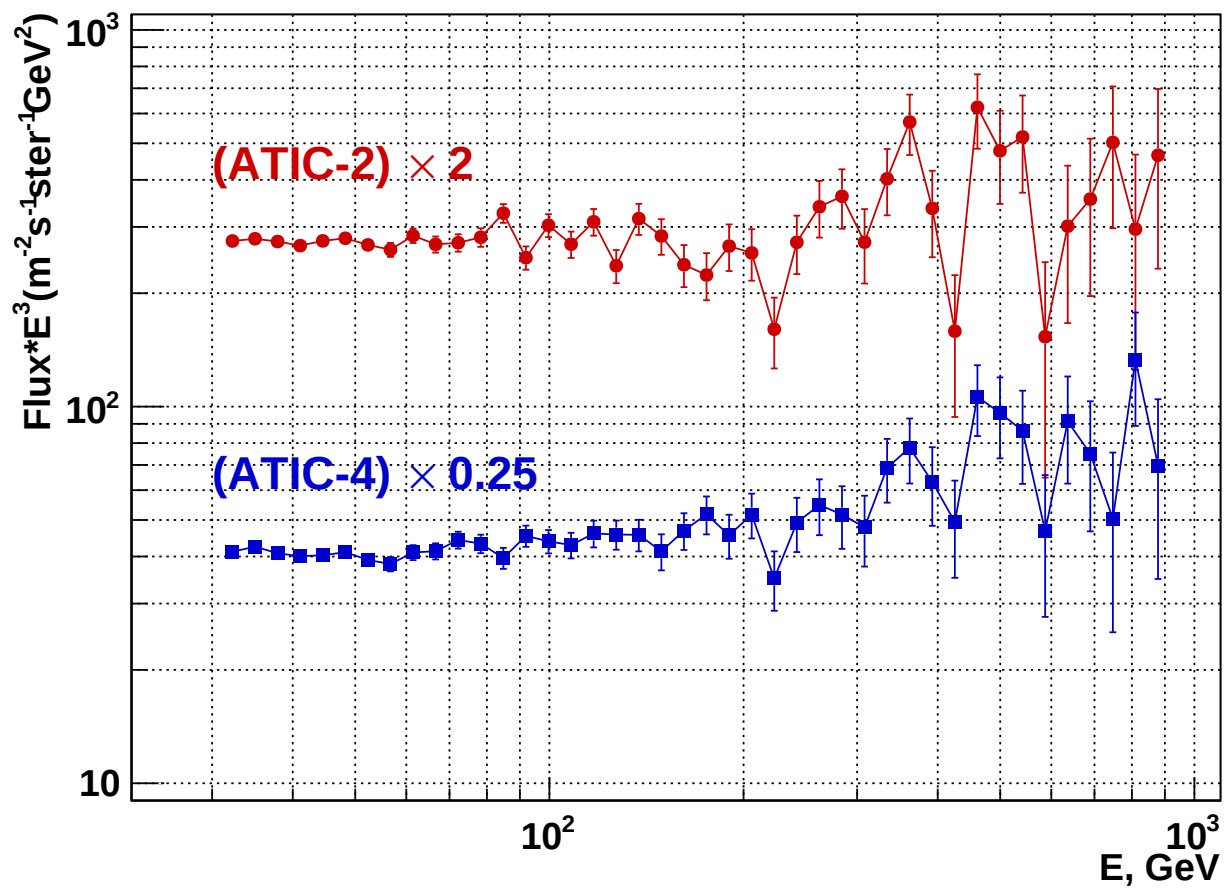


Рис. 19: Тонкая структура спектров электронов, измеренных в эксперименте ATIC (полеты спектрометра ATIC-2 и ATIC-4 отдельно) [179, 185].

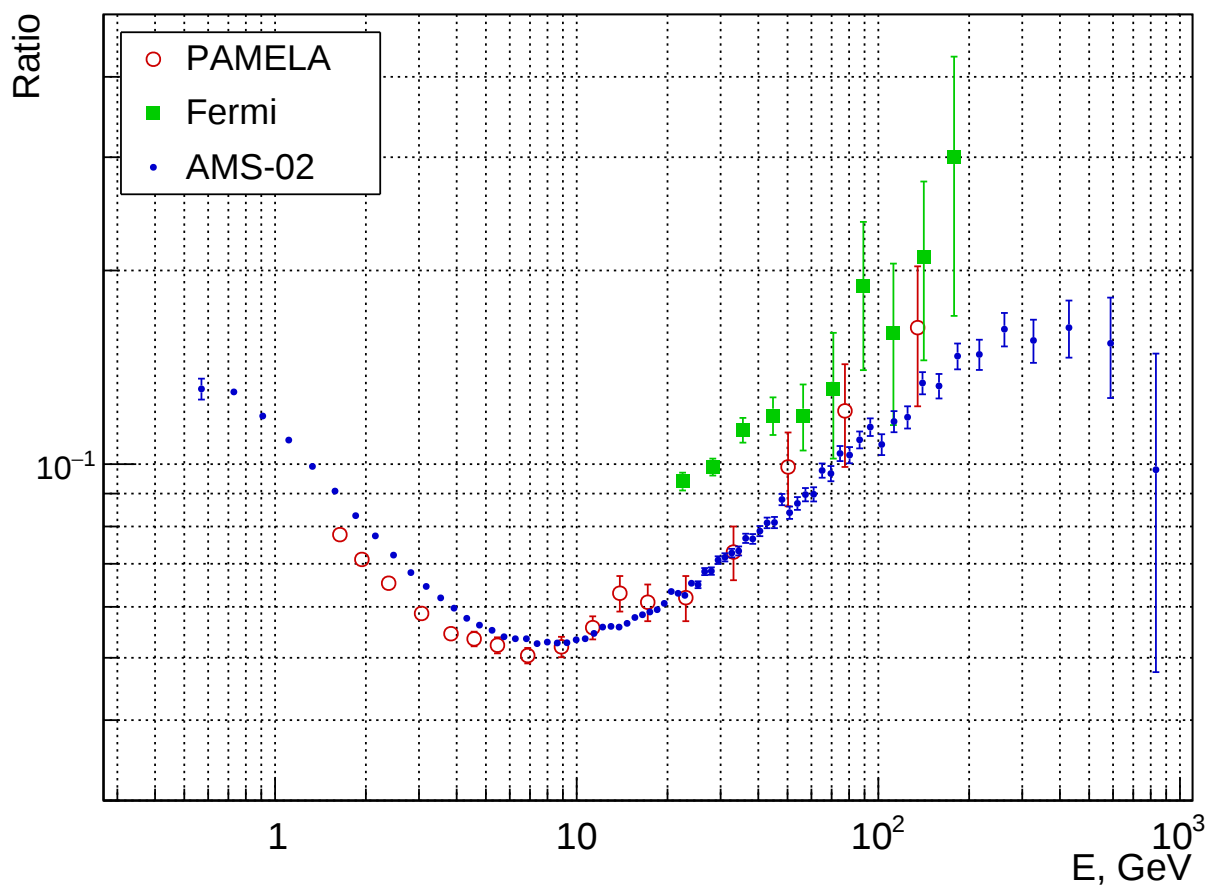


Рис. 20: Отношение $e^+/(e^+ + e^-)$ по данным экспериментов PAMELA [190], Fermi [187] и AMS-02 [177, 102].

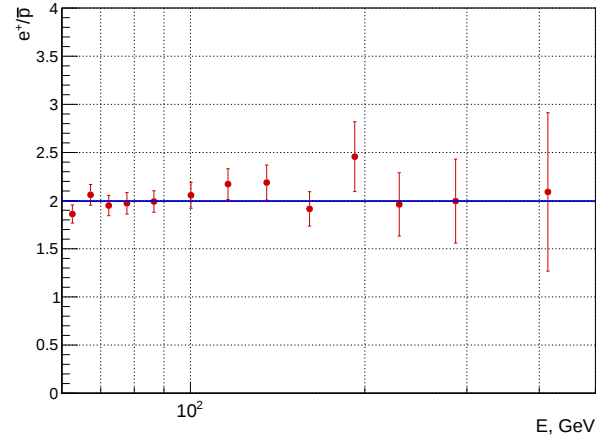
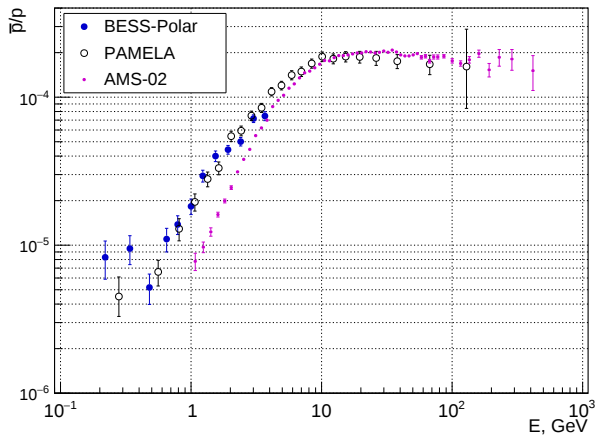


Рис. 21: Левая панель: отношение $\bar{p}/p$ по данным экспериментов BESS-Polar [192], PAMELA [193] и AMS-02 [102]. Правая панель: отношение $\bar{p}/e^+$ по данным AMS-02 [102].

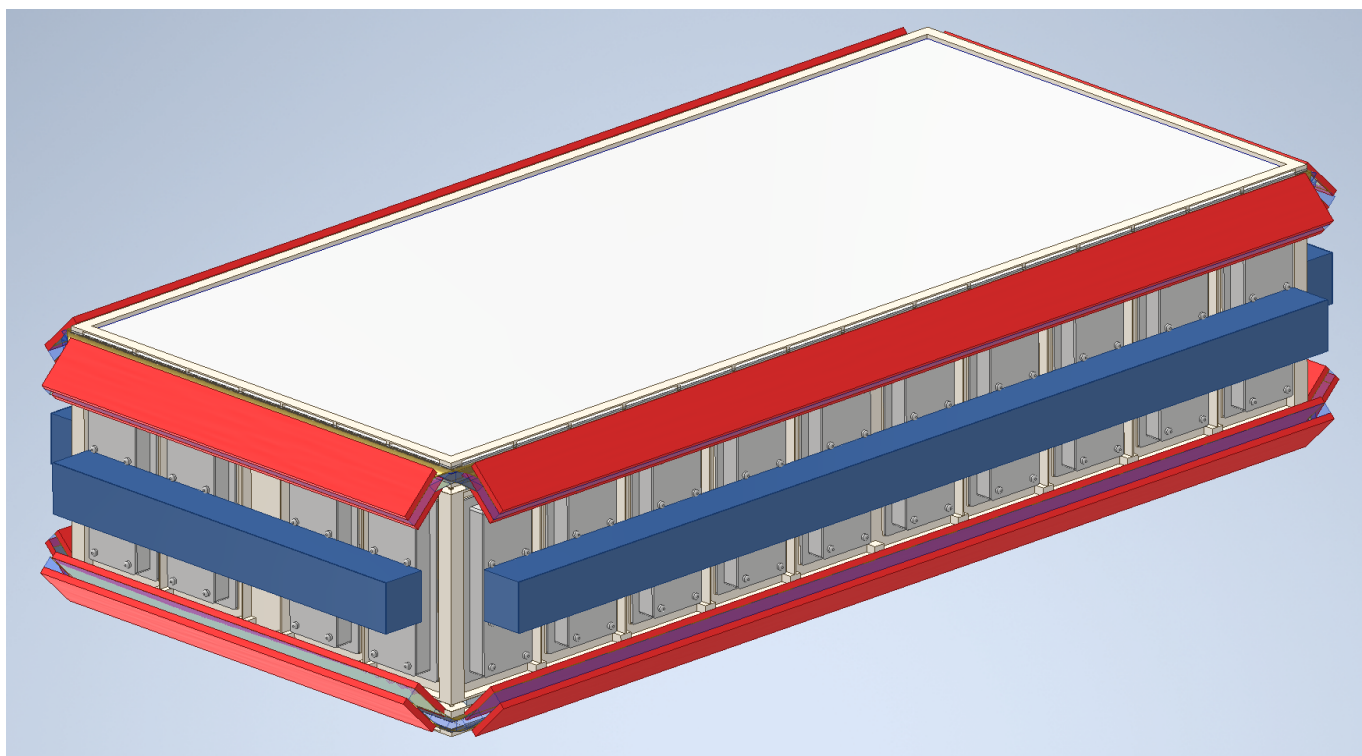


Рис. 22: Техническая модель блока детекторов TIGERISS.

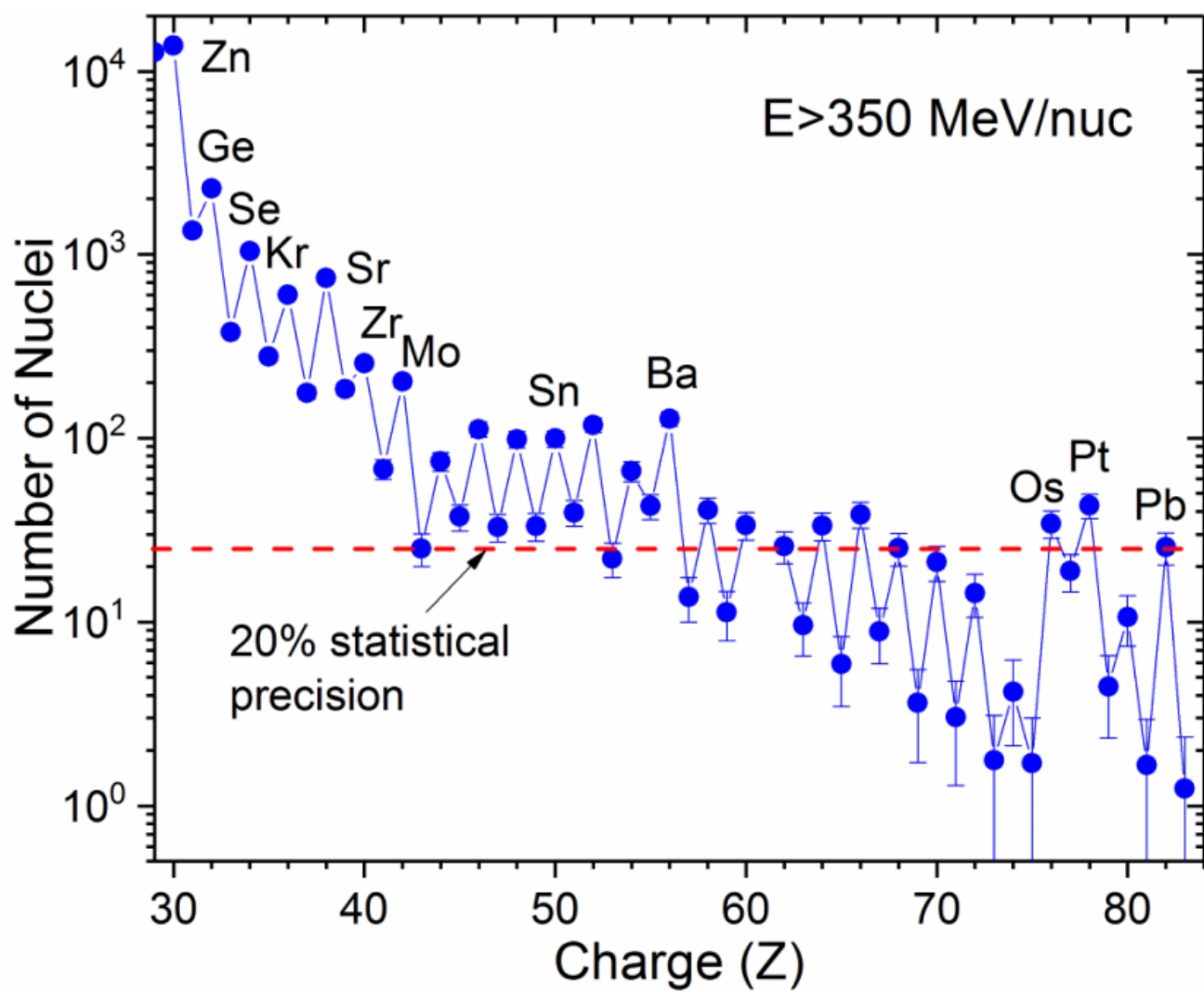
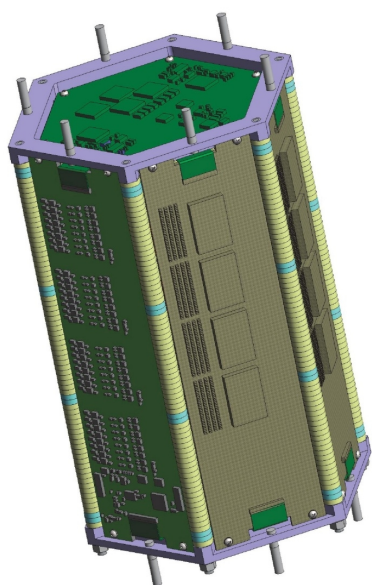
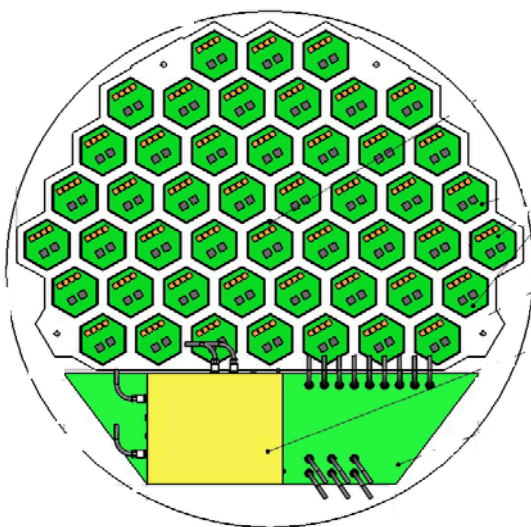


Рис. 23: Ожидаемая статистика за 5 лет экспозиции TIGERISS.



а)



б)

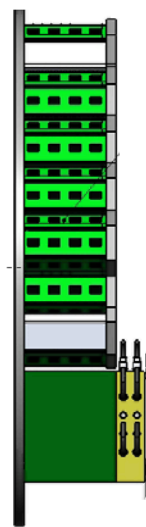


Рис. 24: Научная аппаратура НУК.ЛОН-2: а) проектный облик модуля; б) пример сборки из 48 шт. идентичных модулей.

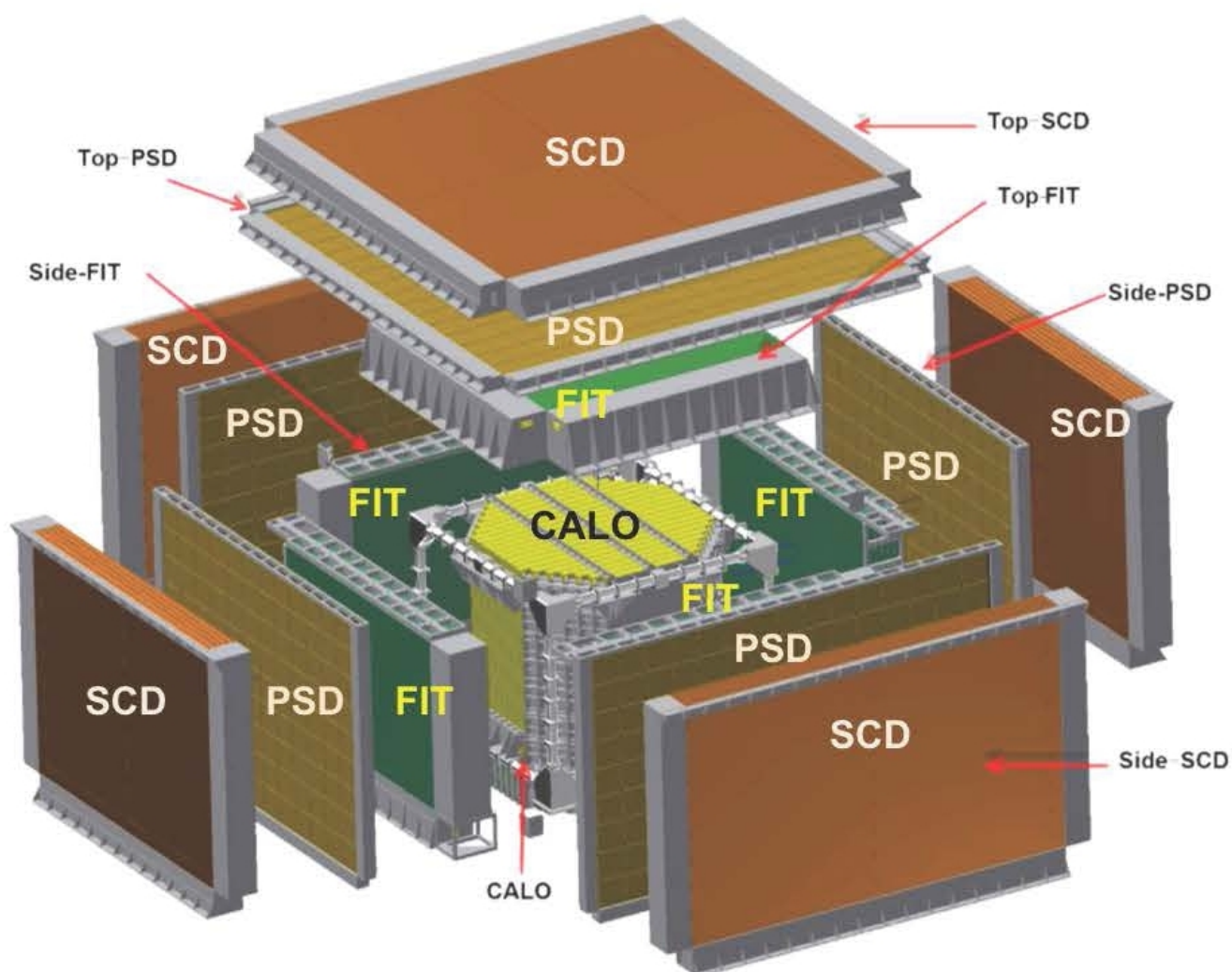


Рис. 25: Схема аппаратуры HERD. CALO – калориметр, FIT – фиберный сцинтиляционный трекер, PSD – пластиковый сцинтиляционный детектор, SCD – кремниевый детектор заряда, TRD – детектор переходного излучения.

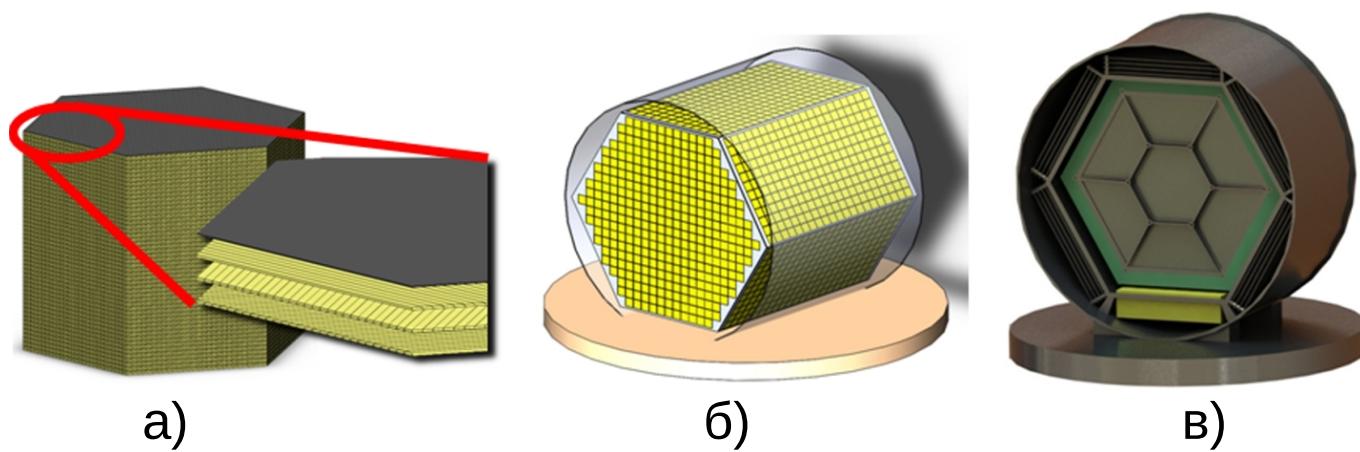


Рис. 26: Проектный облик аппаратуры ОЛВЖ: а) проектный облик ионизационного калориметра, б) проектный облик системы измерения энергии, в) общий вид ОЛВЖ в сборе.