

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ускорение частиц в космосе: универсальный механизм?

М.И. Панасюк, Л.И. Мирошниченко

С современных позиций анализируются экспериментальные доказательства в пользу или против существования универсального механизма ускорения заряженных частиц во Вселенной. Реализован чисто феноменологический подход к этой очень сложной проблеме. Рассмотрение проводится для различных масштабов космоса, начиная от магнитосфер Земли и других планет Солнечной системы до атмосферы Солнца, гелиосферы, вспышек сверхновых звёзд и внегалактических объектов, ответственных за генерацию космических лучей предельно высоких энергий. Показано, что во Вселенной существует большое многообразие механизмов ускорения. Однако данные по ядерному составу ускоренных частиц, полученные в ходе многочисленных экспериментов, могут свидетельствовать в пользу глобального характера стохастического механизма ускорения типа Ферми, свойственного различным астрофизическим объектам. Нельзя исключить, что данный механизм может быть доминирующим над другими. Тем не менее ряд экспериментальных наблюдений не укладывается в рамки такого вывода. Возможно, в некоторых космических объектах существует иерархия ускорительных механизмов, когда после предварительного ускорения одним механизмом включаются другие — последовательно или на альтернативной основе. В связи с этим рассматриваются все доступные современные данные *pro et contra* глобального "присутствия" механизма типа Ферми.

Ключевые слова: космические лучи, источники и механизмы ускорения, ударные волны в космосе, физика плазмы, состав, спектр, анизотропия, новая физика ядерных взаимодействий

PACS numbers: 26.40.+r, 96.50.Vg, 98.70.Sa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.07.039022>

Содержание

1. Введение (413).
2. Космические лучи у Земли (415).
 - 2.1. Элементный состав космических лучей.
 - 2.2. Энергетический спектр.
 - 2.3. Анизотропия.
 - 2.4. Методы наблюдений.
3. Ускорение в магнитосфере Земли (417).
 - 3.1. Лаборатория ускорения.
 - 3.2. Теория радиальной диффузии.
 - 3.3. Ионосферный инжектор.
 - 3.4. Вклад ионов из планетных атмосфер.
 - 3.5. Кольцевой ток и ускорение частиц.
 - 3.6. Сложности ускорения в магнитосфере.
4. Аномальная компонента космических лучей (422).
 - 4.1. Открытие и происхождение аномальных космических лучей.
 - 4.2. Первоначальная концепция ускорения.
 - 4.3. Современные модели.
 - 4.4. Учёт геометрии гелиосферы.
 - 4.5. Ускорение в межпланетной среде.

5. Солнечные космические лучи (424).
 - 5.1. Данные наблюдений.
 - 5.2. Особенности ускорения.
 - 5.3. Проблема инъекции.
 - 5.4. Ускорение на ударных волнах.
 - 5.5. Элементный состав и зарядовое состояние.
 6. Галактические космические лучи (430).
 - 6.1. Основные источники: измерения спектра и массового состава.
 - 6.2. Где находится граница спектра галактических космических лучей?
 - 6.3. Утяжеление состава с возрастанием энергии?
 7. Внегалактические космические лучи (432).
 - 7.1. Внегалактические частицы в межзвёздных магнитных полях.
 - 7.2. Современная классификация особенностей спектра.
 - 7.3. Экзотические источники.
 8. Механизм Ферми: универсальный или доминирующий? (435).
 - 8.1. Основные постулаты.
 - 8.2. Развитие модели Ферми.
 - 8.3. Физическое обоснование.
 - 8.4. Особенности ускорения на ударных волнах.
 9. Подводя итоги... (436).
 - 9.1. Два уровня в проблеме ускорения.
 - 9.2. Некоторые перспективы изучения космических лучей.
 - 9.3. Проблема инъекции на современном уровне.
 10. Заключение (439).
- Список литературы (439).

М.И. Панасюк⁽¹⁾, Л.И. Мирошниченко^(1,2,*)

⁽¹⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Ленинские горы 1, стр. 2, 119234 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калужское шоссе 4, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(*) leonty@izmiran.ru

Статья поступила 5 ноября 2020 г.,
после доработки 14 июля 2021 г.

1. Введение

Проблема происхождения космических лучей (КЛ) возникла практически одновременно с их открытием в 1912 г. (см., например, [1–3]). Вскоре после того как физики осознали внеземное происхождение КЛ, встал

вопрос о механизме (механизмах?) их ускорения. По общему признанию, американский физик У.Ф.Г. Суонн (W.F.G. Swann) [4] был первым, кто ещё в 1933 г. указал на возможность ускорения заряженных частиц (электронов) до значительных (релятивистских) энергий в космических условиях (в атмосферах звёзд). Суонн предложил механизм ускорения, в котором релятивистские энергии КЛ (электронов) могут быть достигнуты под действием электромагнитной индукции, связанной с переменными магнитными полями звёзд. Этот механизм впоследствии стал известен под названием *бетатронного*.

Спустя всего девять лет (1942 г.) по данным наземных наблюдений КЛ впервые были уверенно зарегистрированы релятивистские протоны от Солнца — солнечные космические лучи (СКЛ) (в англоязычной литературе — Solar Energetic Particles (SEP) — солнечные энергичные частицы) [5]. Это произошло после мощной солнечной вспышки 28 февраля 1942 г. Правда, осознание того факта, что частицы были генерированы именно Солнцем, пришло не сразу. Понадобилось ещё несколько подобных событий, прежде чем сам первооткрыватель [6], а затем и другие исследователи [7–9] убедились в том, что релятивистские частицы действительно пришли от Солнца. После регистрации четвёртого возрастания потока СКЛ на поверхности Земли (19 ноября 1949 г.) связь наблюдаемых релятивистских частиц со вспышками на Солнце стала неоспоримым фактом, положившим начало новой уважаемой научной концепции (подробнее см., например, [10]). Тем самым было получено прямое подтверждение предположения [4] о возможности ускорения заряженных частиц в атмосферах звёзд. Спустя более 25 лет тот же автор [11] развил свою идею и расширил круг возможностей первоначально предложенной модели. Что касается галактических космических лучей (ГКЛ), то их природа вплоть до конца 1940-х годов фактически оставалась неясной.

Между тем ещё в 1934 г. авторы [12] высказали идею о том, что источниками ГКЛ могут быть так называемые новые и сверхновые звёзды. Насколько плодотворным оказалось это предположение, можно судить по продолжающемуся до сих пор обильному потоку публикаций, связанных либо с теорией ускорения частиц при взрывах сверхновых, либо с экспериментами, нацеленными на поиски подтверждений данной гипотезы.

Существенный шаг в проблеме происхождения ГКЛ сделал в 1949 г. Ферми [13] (впоследствии детализировавший свою модель (см. [14])). Ферми предложил радикально другой механизм (по сравнению с бетатронным), а именно *стохастический* механизм ускорения. Согласно [13, 14] ГКЛ возникают и ускоряются в основном в межзвёздной среде. Основной процесс ускорения обусловлен прямым взаимодействием частиц с блуждающими магнитными полями (магнитными облаками), которые заполняют межзвёздное пространство. С тех пор модели ускорения типа Ферми в различных астрофизических источниках остаются предметом многочисленных тщательных исследований, а также многих дискуссий и споров.

Однако спустя несколько десятилетий стало ясно, что ни бетатронного эффекта, ни механизма Ферми недостаточно для того, чтобы описать данные, накопленные при наблюдениях ускоренных частиц от различных небесных объектов. Вследствие неизбежного и очень существенного разнообразия условий в различных областях Все-

ленной процессы ускорения также оказались весьма многочисленными и разнообразными. Об этом свидетельствуют данные, приведённые, в частности, в монографиях [15–19] и обзорах [20, 21]. Уместно отметить несколько важных теоретических обзоров проблемы, например: [22] (магнитное пересоединение в астрофизике), [23] (ускорительные механизмы в космосе), [24] (критические вопросы ускорения СКЛ). Некоторые специальные вопросы изучения СКЛ рассматриваются в публикациях [25–27]. Актуальным проблемам астрофизики и космических лучей посвящены книги [28, 29], а также опубликованные в журнале *Успехи физических наук (УФН)* статьи [30–37]. Вопрос об ускорении КЛ давно вышел за рамки проблемы происхождения частиц высоких энергий, наблюдаемых у Земли, и представляет собой часть более общей проблемы ускорения заряженных частиц в космосе (см., например, [17–19, 22, 23]). По-видимому, ускорение идёт всюду, где имеются электрические поля (любой природы).

Ввиду явного физического многообразия ускорительных механизмов представляется уместным и своевременным поставить несколько актуальных вопросов: 1) возможен ли в космосе *универсальный* механизм ускорения, 2) существует ли в космосе основной (т.е. *доминирующий*) механизм, 3) присутствует ли в астрофизических объектах (и в астрофизике в целом) *иерархия* различных механизмов? Рассмотрим эти вопросы на том уровне, который сегодня нами осознан.

В настоящем обзоре сделана попытка получить ответ по крайней мере на два первых вопроса. С этой целью мы рассмотрим прежде всего *наблюдательные* аргументы *за и/или против* с позиций возможного существования универсального (или хотя бы *доминирующего*) механизма ускорения заряженных частиц во Вселенной. При этом мы будем методично перемещаться от магнитосферы Земли до атмосферы Солнца, далее через межпланетное пространство — до границ гелиосферы, затем — к другим звёздам, особенно вспыхивающим сверхновым, и далее — вплоть до внегалактических источников КЛ сверхвысокой энергии (КЛСВЭ) $E > 3 \times 10^{18}$ эВ (в англоязычной литературе — Ultra High Energy Cosmic Ray, UHECR).

Здесь уместно сделать несколько важных методологических замечаний. Приступая к анализу (интерпретации) какого-либо процесса (явления), любой исследователь обычно заранее (*apriori*) либо задаёт себе мысленную (феноменологическую) картину явления, либо даже подразумевает его определённую теоретическую модель. Опираясь прежде всего на данные наблюдений, мы, разумеется, постараемся максимально избегать каких-либо априорных представлений. Наше основное внимание будет сосредоточено на данных наблюдений, полученных для различных областей космоса, по возможности независимо от моделей того или иного источника КЛ. При этом авторы отдают себе отчёт в том, что экспериментальные результаты всегда отличаются неопределённостью, обусловленной как систематическими (модельными) погрешностями, так и недостаточно высокой статистической точностью измерений. Понятно, что по мере повышения энергии частиц (при уменьшении статистики измерений) качество информации ухудшается. Проблема модельной зависимости результатов всё ещё существует, особенно в области энергий КЛСВЭ (см. раздел 9). Авторы также понимают, что им не удастся сколько-

нибудь полно отразить текущее положение в этой быстро развивающейся области космофизики. Ускорение частиц в космических условиях — очень сложная и многогранная проблема, и мы осознаём недостатки феноменологического подхода. Эти недостатки мы постараемся хотя бы частично восполнить подбором иллюстраций и системой ссылок на оригинальные и/или обзорные статьи и монографии.

2. Космические лучи у Земли

Прежде чем начать изложение вопросов, связанных с ускорением частиц в космосе, приведём несколько важных фактов общего астрофизического характера, имеющих непосредственное отношение к КЛ. Прежде всего отметим, что для верификации моделей ускорения наиболее важны массовый состав, энергетический спектр и анизотропия КЛ с учётом неизбежной статистической неопределённости этих параметров.

2.1. Элементный состав космических лучей

На рисунке 1 показана средняя распространённость элементов (атомных ядер) в галактических и солнечных космических лучах. Как видно из рисунка, в ГКЛ, в целом, содержится очень мало тяжёлых заряженных частиц (ТЗЧ) высокой энергии; например, отношение Fe/H составляет всего $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ [29]. Состав СКЛ не идентичен составу ГКЛ. В СКЛ содержание ТЗЧ имеет свои особенности. Различие определяется прежде всего отсутствием в СКЛ ядер лёгких элементов Li, Be и B. В составе ГКЛ эти ядра имеют заведомо вторичное происхождение — они рождаются в процессе фрагментации более тяжёлых ядер КЛ при их распространении в межзвёздной среде. Данный факт используется, в частности, для получения ограничений на модели распространения ГКЛ (см., например, [38, 39]). При прохождении частиц от Солнца к Земле указанные элементы просто не успевают рождаться в ядерных реакциях.

По содержанию ядер Li, Be и B, которые образуются в результате взаимодействий КЛ с атомами межзвёздной среды, можно определить ещё одну важную характеристику — время блуждания космических лучей t в межзвёздной среде (время их "жизни", или "возраст", до прихода к Земле). Количество вещества X , через которое прошли КЛ, блуждая в межзвёздной среде, равно примерно $5 - 10 \text{ г см}^{-2}$. Возраст t и величина X связаны соотношением $X \approx \rho v t$, где ρ — средняя плотность межзвёздной среды ($\sim 10^{-24} \text{ г см}^{-3}$), v — скорость частиц. Обычно полагают, что величина v для ультрарелятивистских КЛ практически равна скорости света c , так что t составляет около 3×10^8 лет. Время жизни определяется либо выходом КЛ из Галактики и её гало, либо их поглощением в результате неупругих взаимодействий с веществом межзвёздной среды.

В англоязычной литературе ТЗЧ принято обозначать HZE. Ионы HZE — это ядра ГКЛ высокой энергии с зарядом более +2, а аббревиатура HZE составлена из слова high (H) и обозначений атомного номера (Z) и энергии частицы (E). К ионам HZE относятся ядра всех элементов, более тяжёлых, чем водород и гелий. Несмотря на незначительное обилие частиц HZE, их ускорение в различных областях космического пространства, как известно, представляет большой интерес, в том числе для проблемы происхождения КЛСВЭ (см. разделы 6 и 7).

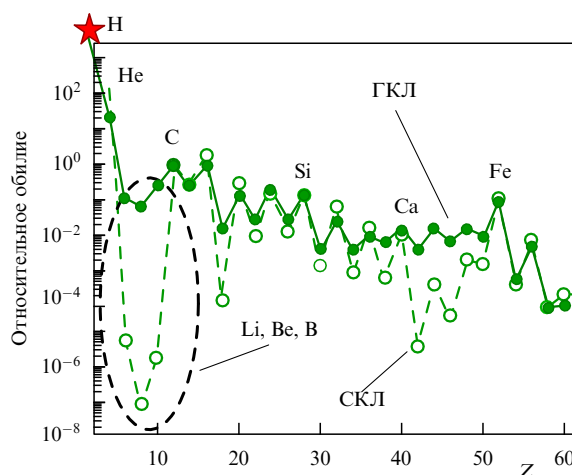


Рис. 1. Средняя распространённость элементов (атомных ядер) в ГКЛ и СКЛ [29]. Содержание углерода C в ГКЛ принято равным 1,0.

Особый интерес представляют данные о ТЗЧ в приложениях к задачам защиты космонавтов и электроники космических аппаратов (КА) от радиации, для радиобиологии, теории происхождения жизни и эволюции биосферы Земли, а также для поиска жизни на других планетах и т.д. (см., например, [28, 29, 40–43]).

Во время вспышек на Солнце генерируется некоторое количество дейтерия (D, или ^2H) — стабильного изотопа водорода, а также радиоактивного трития ^3H и ряда других радиоактивных изотопов различных элементов. Принято считать, что космическое обилие таких элементов, как ^2H , ^3He , ^4He и Li, является следствием ядерных реакций в первые три минуты жизни Вселенной. На этой основе делаются важные выводы о параметрах Вселенной и её истории.

2.2. Энергетический спектр

На рисунке 2 приведён дифференциальный энергетический спектр "всех частиц" КЛ, без разделения их на отдельные компоненты. При энергиях более $10^{10} - 10^{11}$ эВ спектр имеет наклон, соответствующий степенному закону $\sim E^{-2.7}$. При превышении энергией этого предела спектр испытывает изменения — показатель степени возрастает по абсолютной величине до 3,2 в области так называемого колена ($\geq 10^{15}$ эВ). При энергиях $\geq 10^{10} - 10^{11}$ эВ потоки частиц очень стабильны, а в области энергий ниже этой границы испытывают значительные вариации под действием солнечной активности (СА). Предельная зарегистрированная энергия в области "ступни" пока составляет 3×10^{20} эВ.

Стрелками на рис. 2 показаны основные "структурные" особенности спектра: область солнечной модуляции (влияние солнечной активности); аномальная компонента КЛ; "колено" в спектре при $E \geq 10^{15}$ эВ; "ступня" (или "лодыжка") в области сверхвысоких энергий ($E \geq 10^{17}$ эВ). В диапазоне энергий $\sim 10^5 - 10^9$ эВ наблюдается так называемая аномальная компонента космических лучей (аномальные космические лучи — АКЛ).

Для дальнейшего изложения большой интерес представляет диаграмма Хилласа [44]. Эта диаграмма (рис. 3) демонстрирует возможности различных астрофизических объектов как ускорителей частиц, правда, в рамках уже заданной модели ударной волны, которая движется

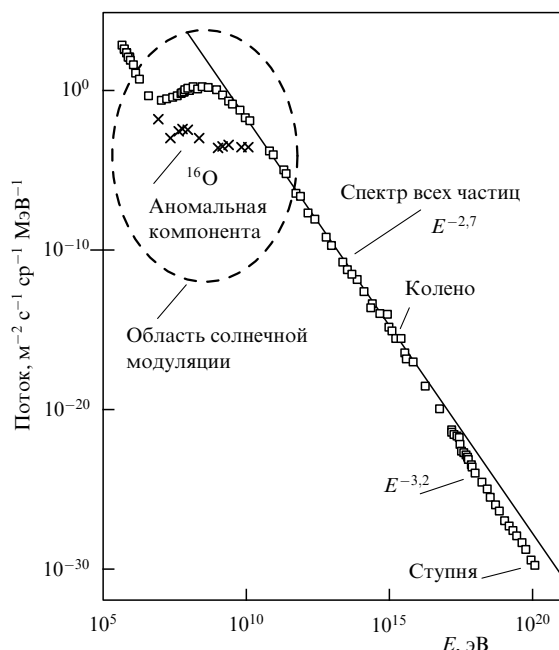


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр "всех частиц" КЛ, без разделения их на отдельные компоненты [29].

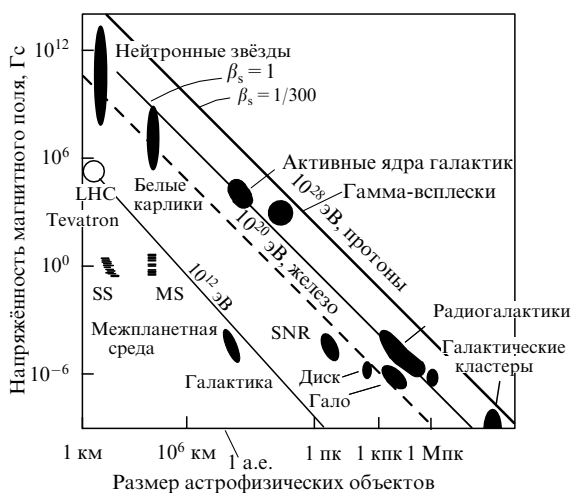


Рис. 3. Диаграмма Хилласа [44], демонстрирующая возможности различных астрофизических объектов как ускорителей частиц. SNR (SuperNova Remnant) — остатки сверхновых.

со скоростью V_{sh} и ускоряет частицы посредством механизма типа Ферми. Максимальная энергия в модели [44] определяется выражением $E_{max} = \beta ZeBL$, где $\beta = V_{sh}/c$, c — скорость света, Ze — заряд частицы, B — характерная напряжённость магнитного поля данного объекта, L — его характерный размер.

Сплошные линии на рис. 3 — это оценки размеров L (в парсеках) и величины магнитного поля B (в гауссах) объектов, способных разогнать протоны до энергий в 10^{20} и 10^{21} эВ при скорости ударной волны, в 300 раз меньшей скорости света. Штриховая линия — то же для ядер железа. Символы SS и MS на рис. 3 обозначают соответственно Sunspots (ускорение частиц на Солнце) и Magnetic Stars (ускорение на других звёздах). Отдельно отмечена возможность ускорения в межпланетной среде.

Для сравнения на рисунке приведены характеристики двух работающих на Земле крупнейших ускорителей: Тэватрона (Tevatron) и Большого адронного коллайдера (БАК) (Large Hadron Collider, LHC). Основной вывод, следующий из диаграммы Хилласа, состоит в том, что во Вселенной не видно яркого кандидата на роль ускорителя частиц до энергий $10^{20} - 10^{21}$ эВ.

Уместно упомянуть так называемое правило Хилласа: ларморовский радиус частицы не должен превышать размера области ускорения, иначе ускоряемые частицы просто уходят из неё. Это же естественное условие определяет, в частности, и E_{max} для ГКЛ (до 10^{17} эВ), ускоряемых в остатках сверхновых. Тёмными пятнами на рис. 3 отмечены наблюдаемые астрофизические объекты с указанием их размеров (в парсеках) и магнитных полей в них (в гауссах). Заметим, что максимальная энергия частиц (протонов), полученных в большинстве современных наземных ускорителей, в основном не превышает 10^{12} эВ. Лишь 3 июня 2015 г. в ЦЕРНе на БАК впервые удалось ускорить протоны до энергий $1,3 \times 10^{13}$ эВ при проектной максимальной энергии $1,4 \times 10^{13}$ эВ.

На оригинальной диаграмме Хилласа [44] не учтены возможные потери на синхротронное излучение (хотя это относится в основном к электронам и позитронам). Этот эффект учли авторы [45], которые представили график Хилласа, дополненный ограничениями за счёт радиационных потерь и последними данными астрофизических наблюдений. В отличие от авторов предыдущих исследований, авторы [45] подчеркнули, что активные галактики охватывают большую площадь на графике и только самые мощные из них (радиогалактики, квазары, блазары и объекты типа BL Lac) способны ускорять протоны до сверхвысоких энергий. Однако ускорение более тяжёлых ядер возможно в гораздо более многочисленных сейфертовских галактиках меньшей мощности. О более специфических источниках ускоренных частиц ультравысокой энергии речь пойдёт в разделе 7.

2.3. Анизотропия

Что касается данных об анизотропии КЛ, то её степень зависит от рассматриваемого интервала энергий. Большая часть КЛ, наблюдаемых в окрестности орбиты Земли, отличается высокой степенью изотропии, но интенсивность при энергиях $\leq 10^{10}$ эВ подвергается солнечной модуляции. В области энергий UHECR космические лучи могут быть ускорены в довольно экзотических объектах типа нейтронных звёзд, квазаров и релятивистских джетов, которые генерируются активными ядрами галактик (АЯГ) (Active Galactic Nuclei, AGN). Понятно, что при этом КЛ будут распределены в высшей степени анизотропно. Тяжёлые ядра должны сильно отклоняться от их первоначального направления после выхода из источника, поэтому они не могут использоваться как инструмент для исследования дальней Вселенной. Но на более скромных пространственных масштабах тяжёлые ядра очень важны для верификации моделей ускорения [29].

Малое число случаев, относительно плохое угловое разрешение и отклонение заряженных частиц космическими магнитными полями делают невозможным в настоящее время идентифицировать источники КЛСВЭ объект за объектом, как принято в классической астрономии. Вместо этого приходится пользоваться статисти-

ческими методами и искать проявления той или иной модели популяции источников в анизотропном распределении прихода КЛ для выборки событий в целом. Здесь можно выделить поиски глобальной и мелкомасштабной анизотропии (см. подробнее [46]).

Глобальной анизотропии можно ожидать в тех случаях, когда наблюдаемый поток КЛ обусловлен ограниченным числом более или менее близко расположенных источников. Последнее возможно в двух случаях: 1) имеется значительное повышение плотности источников, близких к наблюдателю; 2) частицы от удалённых источников по каким-то причинам не доходят до Земли. Первый случай соответствует источникам, находящимся в нашей Галактике (истинно *галактические* КЛ (см. раздел 6)). Второй случай относится к астрофизическим источникам протонов с энергиями, близкими к пределу Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК); доминирующий вклад в поток КЛ при таких энергиях должен определяться источниками, находящимися внутри так называемой ГЗК-сферы радиусом порядка 100 Мпк.

Что касается анизотропии солнечных космических лучей, то она определяется спецификой самого источника (корональный выброс массы (КВМ) (Coronal Mass Ejection, CME) или вспышка (см. раздел 5)) и зависит прежде всего от энергии частиц СКЛ, их заряда и кривизны межпланетного магнитного поля (ММП), особенно для релятивистских энергий.

2.4. Методы наблюдений

Наконец, необходимо хотя бы схематически представить как средства, так и методы изучения КЛ [47] в окрестностях Земли. Как видно из рис. 4, истинно первичные частицы КЛ можно зарегистрировать только на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) и других космических аппаратах за пределами земной атмосферы и магнитосферы. Поскольку частицы КЛ различаются по энергиям в $\sim 10^{15}$ раз, для их изучения приходится применять весьма разнообразные методы и регистрирующие приборы (рис. 4а). Так, вторичные частицы (продукты ядерных взаимодействий первичных частиц с атмосферой) можно наблюдать на различных высотах над уровнем моря, на поверхности земли и в горах, а сильно проникающую компоненту (мюоны) — на подземных детекторах. Например, широкие атмосферные ливни (ШАЛ) — обильный каскад вторичных частиц (рис. 4б) — регистрируются наземными установками большой, достигающей иногда нескольких сотен квадратных километров, площади, некоторые из таких установок расположены высоко в горах. Из отечественных установок такого рода упомянем Якутский и Баксанский комплексы для изучения ШАЛ. Широко известны такие международные проекты, как Обсерватория им. П. Оже (Pierre Auger Observatory, PAO) и ТА (Telescope Array).

В атмосфере Земли измерения проводятся с помощью малых шаров-зондов и больших высотных аэростатов. Подземные телескопы находятся либо глубоко под землёй, либо на больших глубинах в озёрах (например, на Байкале) и океанах, куда проникают только вторичные частицы высоких энергий, например мюоны (рис. 4а).

Непрерывную регистрацию космических лучей на поверхности Земли с середины XX в. (в течение уже более 70 лет) осуществляет мировая сеть станций для изучения вариаций КЛ с использованием в основном стандартных

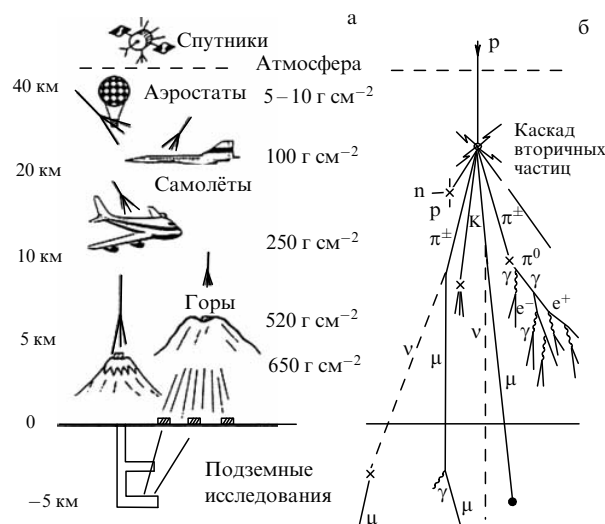


Рис. 4. (а) Методы наблюдений КЛ [47] на различных высотах над уровнем моря, на уровне гор и под землёй. (б) Схема ядерного каскада (ШАЛ) в атмосфере.

нейтронных мониторов (НМ) и стандартных и нестандартных мюонных телескопов (МТ). Именно благодаря наземным наблюдениям вариаций КЛ впервые были открыты ударные волны в межпланетной плазме (см., например, [10, 25, 27] и приведённые там ссылки). Воздействие ударных волн проявляется в виде понижения потока ГКЛ (так называемого эффекта Форбуша, открытого в 1937 г.). Ценную информацию о ГКЛ и СКЛ дают наблюдения на больших нестандартных установках, например Баксанского комплекса для изучения ШАЛ.

В последние годы для решения некоторых астрофизических задач (например, для поиска астрофизических нейтрино и изучения ГЗК-эффекта) используются огромные установки например IceCube в Антарктиде. Уместно отметить, что установки типа Баксанского комплекса и IceCube оказались чувствительными не только к галактическим, но и к солнечным космическим лучам. Например, уникальный Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) зарегистрировал ряд мюонных всплесков пока невыясненной природы [10, 27], сопряжённых, однако, с приходом к Земле солнечных космических лучей. В свою очередь по крайней мере один из случаев прихода к Земле релятивистских протонов от Солнца, а именно событие типа GLE (Ground Level Enhancements) 13 декабря 2006 г. [10], было зафиксировано одновременно не только наземной сетью станций КЛ, но и антарктической наземной установкой IceCube, а также орбитальным детектором-спектрометром PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics).

3. Ускорение в магнитосфере Земли

Околосферное космическое пространство (ОКП) ещё задолго до начала "космической эры" (1957 г.) вызывало повышенный интерес исследователей. Так, начиная со времени открытия КЛ широко применялись высотные аэростаты (шары-зонды), позднее стали использовать высотные ракеты и т.п. Интерес многократно возрос, когда для изучения ОКП начали использовать космиче-

ские аппараты: ИСЗ, космические станции, межпланетные зонды и т.п. С открытием радиационных поясов Земли (РПЗ) оказалось, что ОКП может служить эффективной лабораторией для проверки моделей ускорения заряженных частиц. Как известно, в ОКП одновременно присутствуют компоненты ионизирующей радиации, своим происхождением связанные с действием разных источников, механизмов ускорения и переноса.

3.1. Лаборатория ускорения

Немного забегаая вперёд, заметим, что в ОКП реализуется сразу несколько механизмов ускорения: бетатронный эффект, ускорение электрическим полем при магнитном пересоединении, ускорение типа Ферми на головной ударной волне и т.п. Кроме того, в магнитосфере, которая сама по себе является очень сложной системой, действуют электрические поля нейтрального слоя, конвективные электрические поля, порождаемые флуктуирующими электрическими и магнитными полями, параллельные электрические поля в авроральных зонах и протекают различные локальные процессы типа волна – частица (см., например, [48, 49]). Более того, выяснилось, что магнитосферы других планет обнаруживают явные свидетельства ускорения частиц в авроральных областях, магнитных хвостах и экваториальных областях за счёт электрических полей, взаимодействий типа волна – частица и магнитной накачки (см., например, [50]).

Головная ударная волна Земли — наиболее изученный пример бесстолкновительной ударной волны (УВ) в Солнечной системе (см., в частности, [51]). Этот пример также широко используется для моделирования или прогнозирования поведения УВ в других астрофизических условиях. Наблюдения с КА, теоретическое и численное моделирование привели к детальному пониманию структуры головной УВ, пространственной организации компонентов, составляющих систему взаимодействия ударных волн, а также фундаментальных процессов, связанных с УВ (таких как нагрев и ускорение частиц). Работа [51] содержит обзор наблюдений ионов, ускоренных на земной УВ и перед ней. Обсуждаются модели и теории, используемые для объяснения УВ. Описывается глобальная морфология квазиперпендикулярных и квазипараллельных областей скачка уплотнения и форшока. Процессы ускорения для ориентированных по полю пучков и типов диффузного распределения ионов обсуждаются в связи с морфологией форшока и структурой скачка. Описаны также возможные механизмы вовлечения ионов солнечного ветра в процессы ускорения. Отмечается, что, несмотря на исследования в течение нескольких десятилетий, всё ещё не решены некоторые проблемы, касающиеся ускорения ионов на головной УВ (см. книгу [52]).

Несмотря на длительный период исследования этой области, в ОКП остаётся ряд "белых пятен", подлежащих дальнейшему изучению. Радиационные пояса не являются с этой точки зрения исключением (см., например, [53]). Эта высокодинамичная область ОКП представляет собой важную естественную лабораторию для изучения физики ускорения частиц. Несмотря на близость радиационных поясов к Земле, остаётся много вопросов о механизмах, ответственных за быстрое ускорение там частиц до релятивистских энергий. Важность понимания радиационных поясов продолжает расти, поскольку обещество становится всё более зависимым от КА для навигации, прогнозирования погоды и многого другого.

В обзоре [53] рассматриваются историческая и наблюдательная основы нашего нынешнего понимания ускорения частиц в радиационных поясах. Быстрое локальное ускорение релятивистских электронов РПЗ магнитосферным *очень низкочастотным* (ОНЧ) излучением типа хоров рассматривается в работе [54].

Геофизики из Полярного геофизического института совместно с чешскими коллегами недавно изучили низкочастотные хоровые излучения в магнитосфере Земли. Хоровые излучения играют важную роль в динамике радиационных поясов Земли, которые вредят КА. Учёные заметили следующую закономерность: волны, распространяющиеся в сторону геомагнитного экватора, имеют более высокую частоту и меньшую амплитуду, чем волны, уходящие от него. Эту закономерность удалось объяснить на основе построенной ранее в России теории генерации хоровых излучений [55]. Таким образом, геофизики подтвердили свои предположения о том, как такие сигналы формируются в космической плазме. Глобальный статистический отклик внешнего РПЗ во время геомагнитных бурь исследован в [56]. В работе [57] проведено моделирование быстрого ускорения электронов РПЗ во время конкретной геомагнитной бури 16 июля 2017 г.

Недавно авторы [58] сравнили эмпирические оценки времён жизни электронов РПЗ с теоретическими оценками. При этом вычислялись квазилинейные скорости диффузии из-за питч-углового рассеяния различными механизмами в электронных радиационных поясах Земли. Теоретически рассчитанные времена жизни оказались в хорошем качественном согласии с эмпирическими оценками. Общая структура наблюдаемых профилей времени жизни электронов оказалась функцией их энергии и высоты L -оболочки (L — геоцентрическое расстояние в единицах земных радиусов R_E до точки пересечения силовой линии дипольного геомагнитного поля с плоскостью экватора). Кроме того, выяснилось, что указанная структура профилей в значительной степени обусловлена плазмосферным шипением (plasmaospheric hiss) (радиопомехой, вызванным естественными атмосферными процессами, в первую очередь грозвыми разрядами) и кулоновским рассеянием.

Характерно, что результаты сравнения показывают локальный минимум времени жизни во внутренней зоне при более низкой энергии (~ 50 кэВ), который обычно считается обусловленным усиленным рассеянием из-за наземных передатчиков, работающих на очень низких частотах. При этом уменьшение времени жизни при более высоких значениях L и энергии (> 1 МэВ) приписываются усилению рассеяния электромагнитных циклотронных волн ионов. Кроме того, авторами [58] обнаружено значительное количественное расхождение при $L < 3,5$, где теоретические времена жизни обычно в ~ 10 раз больше наблюдаемых, что указывает на дополнительный процесс потерь, отсутствующий в современных моделях. В работе [58] обсуждаются возможные факторы, которые могут способствовать возникновению указанного разногласия.

Известно, что источник большинства частиц РПЗ находится вблизи их внешней границы, в области орбит геостационарных КА, на расстояниях 6–7 радиусов Земли. Но в целом картина пространственного распределения захваченных частиц, а также картина ускорения частиц в магнитосфере и вариации захваченной радиации

оказались настолько сложными, что в контексте настоящего обзора мы вынуждены ограничиться лишь описанием наиболее характерных фактов и общепринятых моделей. Особый интерес вызывает быстрое локальное ускорение электронов до релятивистских энергий [54].

Главная проблема, а именно ускорение частиц во время магнитосферной суббури, решена в работах группы исследователей [59–62], которые, прежде всего, развили трёхмерную численную модель поведения геомагнитного хвоста в магнитогидродинамическом (МГД) приближении при наличии чисто омического сопротивления. Из модели видно, как хвост становится неустойчивым и образует тонкий слой с последующим пересоединением магнитных силовых линий на расстоянии около $20 R_E$ вниз по потоку плазмы солнечного ветра вдоль хвоста. Именно этот тонкий токовый слой создаёт аномальное сопротивление за счёт генерированных током неустойчивостей и тем самым условия для последующего пересоединения. Затем формируется плазмод, выбрасываемый вдоль хвоста (см., например, [63], магнитная суббуря 18 апреля 1974 г.). Одновременно образуется токовый клин суббури внутри хвоста и наступает её ключевой момент, называемый *диполяризацией*, когда пересоединяющиеся силовые линии, имевшие вытянутую форму на фазе роста, быстро устремляются к Земле, подобно пружине, и возвращаются к конфигурации, более близкой к дипольной. Подобный процесс наблюдается также в солнечных вспышках — тогда его называют схлопыванием петель (подробности и ссылки на литературу по этому поводу можно найти, например, в книге [64] и статье [65]).

Проблема поиска ускорительного механизма, трансформирующего небольшую тепловую энергию солнечной плазмы (порядка 1–10 кэВ) в энергию частиц, которая в РПЗ достигает примерно 1000 МэВ для протонов и 10 МэВ для электронов, возникла к началу 1960-х годов. И этот механизм был найден всего через несколько лет после открытия самих радиационных поясов.

Теоретическая модель, позволяющая объяснить практически всю пространственно-энергетическую структуру РПЗ, была создана к середине 1960-х годов. В её основу положен диффузионный механизм переноса частиц попе-

рёк магнитного поля (т.е. в радиальном направлении) под действием флуктуаций электрических и магнитных полей в ОКП. Насколько продуктивен этот подход, можно судить по тому, что именно механизм радиальной диффузии и в настоящее время рассматривается в качестве основного для объяснения экспериментально наблюдаемого временного и пространственно-энергетического распределения захваченных частиц внутри земной магнитной ловушки.

3.2. Теория радиальной диффузии

Радиальный перенос частиц вызывается флуктуациями электрических и магнитных полей в магнитосфере, а сами флуктуации вызываются изменениями давления солнечного ветра. Индуцированное электрическое поле приводит к дрейфу частиц в скрещенных магнитном и электрическом полях. Следствием этого является диффузионный перенос частиц поперёк магнитных силовых линий (рис. 5). Перемещаясь внутрь ловушки, частицы увеличивают свою энергию посредством бетатронного механизма при сохранении магнитного момента (первого адиабатического инварианта) $\mu = p_{\perp}^2/B = \text{const}$, где p_{\perp}^2 — квадрат поперечного импульса частицы, $B = 0,312/R_E^3$ — индукция локального магнитного поля (в гауссах) в плоскости геомагнитного экватора. Отсюда видно, что, дрейфуя по направлению к Земле, частица будет увеличивать свою энергию обратно пропорционально кубу расстояния дрейфовой оболочки частицы до Земли, т.е. $E \sim R_E^{-3}$. Таким образом, частицы из хвоста магнитосферы, который является своеобразным резервуаром плазмы солнечного ветра и ионосферы (об этом источнике см. ниже), попадают в магнитную ловушку, где в процессе переноса внутрь её ускоряются.

Впервые идею о диффузии частиц внутри магнитной ловушки при возмущениях магнитного поля типа внезапных импульсов высказал в 1960 г. Паркер [66]. В дальнейшем идея диффузионного переноса была развита во многих работах (см., например, [67–74]). Этот процесс является именно диффузионным, т.е. частицы преимущественно перемещаются внутрь РПЗ. Такой перенос описывается уравнением Фоккера–Планка, решение которого даёт картину пространственно-энергетической струк-

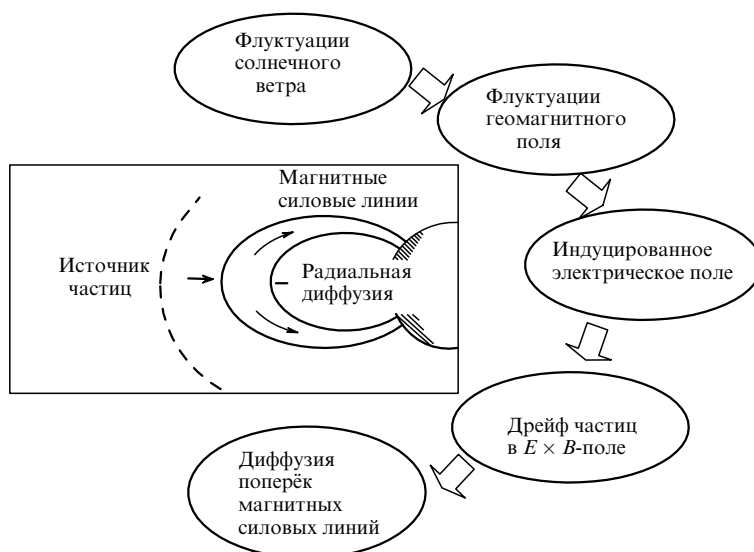


Рис. 5. Физический процесс во внутренней магнитосфере, приводящий к радиальной диффузии частиц внутри магнитосферы [29].

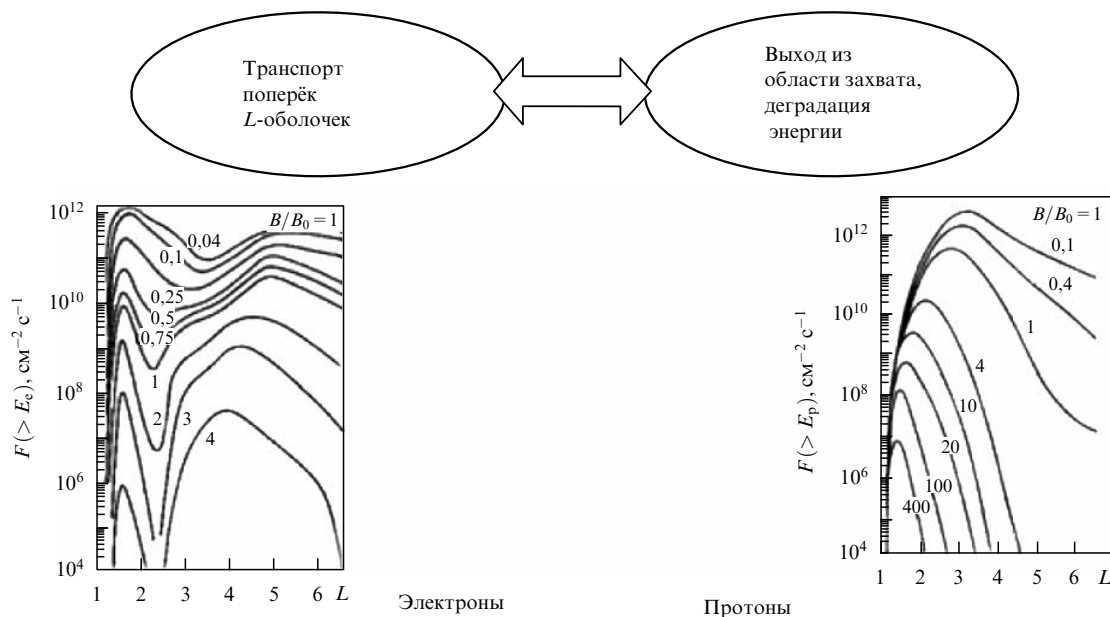


Рис. 6. Схема формирования пространственно-энергетической структуры радиационных поясов электронов и протонов как следствия баланса между скоростью их переноса поперёк магнитных дрейфовых оболочек (L) и потерями частиц [29], F — ток частиц. Числами около кривых указаны энергии E_e и E_p соответственно для электронов и протонов в отн. ед., B — индукция дипольного магнитного поля в заданной точке, B_0 — индукция дипольного магнитного поля в вершине силовой линии.

туры захваченной радиации в виде функции распределения частиц.

Принципиальную роль в уравнении диффузии играет коэффициент диффузии, определяющий скорость перемещения частиц поперёк магнитных силовых линий. Частицы по мере приближения их к Земле всё в большей степени начинают испытывать воздействие различных механизмов потерь. С точки зрения концепции радиальной диффузии это приводит к появлению максимумов интенсивности тех или иных частиц РПЗ при их фиксированных энергиях (рис. 6).

Как показали многочисленные исследования, модель "магнитной диффузии" (т.е. перенос частиц под действием флуктуаций магнитного поля) с коэффициентом диффузии, предложенным Тверским [67, 69–72], действительно описывает большую часть временной и пространственно-энергетической структуры РПЗ. Иными словами, магнитная диффузия играет доминирующую роль в радиальном переносе частиц. В результате на внутренних магнитных оболочках (на расстояниях в плоскости экватора менее $2R_E$) происходит формирование очень энергичного ионного пояса, состоящего из тех частиц, которые присутствуют в солнечном ветре и ионосфере. Энергия захваченных протонов в этой области может достигать 1 ГэВ, т.е. сопоставима с энергией ГКЛ.

3.3. Ионосферный инжектор

Особо следует сказать об ионосферном источнике захваченной радиации. Этот источник ("ионосферный фонтан" частиц типа ядер кислорода) впервые был обнаружен в начале 1970-х годов при наблюдениях на одном из американских спутников с полярной орбитой [75–79]. После этих наблюдений стало ясно, что источниками частиц РПЗ является не только солнечная, но и ионосферная плазма. Впоследствии было показано (см., например, [80]), что ионы атмосферного происхождения можно разделить на две группы. В первой группе

наиболее широко представлен кислород O^+ , который связан с суббуревой активностью, а его интенсивность изменяется с солнечным циклом, в частности повышается при усилении солнечного излучения в крайнем ультрафиолетовом (УФ) диапазоне (длина волны $\lambda = 25–135$ нм). Этот диапазон часто называют "крайним УФ-излучением" Солнца. Вторая группа состоит в основном из ионов H^+ и $^2He^+$, которые являются особенно многочисленными в геомагнитно-спокойные периоды и не обнаруживают значимой зависимости от уровня крайнего УФ-излучения Солнца. Что касается ускорительных процессов, связанных с ионосферными ионами, то эффективными механизмами ускорения в них выступают электростатическое ускорение в двойных слоях и турбулентность. При этом теория зарядового обмена [81] приводит к заключению об утяжелении состава частиц при увеличении их энергии, а распределение по зарядам при $L < 5$ не должно зависеть от источника ионов.

Распад нейтронов альbedo, возникающих при взаимодействии ГКЛ с атмосферой, является дополнительным механизмом, который обеспечивает заполнение протонами высоких энергий внутренней зоны захваченной радиации. Более тяжёлые частицы здесь возникают как продукты ядерных реакций в результате взаимодействия первичных протонов ГКЛ и протонов внутренней зоны РПЗ с атмосферой Земли.

Наиболее самосогласованная теория ускорения частиц в переменных магнитных полях развита авторами [73, 74]. Именно в работах [73, 74] рассеяние частиц гидромагнитной турбулентностью было предложено в качестве рассеивающего механизма, а проблема ускорения частиц была сформулирована на основе уравнений квазилинейной кинетики. Это позволило определять как спектр ускоренных частиц, так и спектр турбулентных пульсаций, вызывающих рассеяние частиц. В частности, в [74] обсуждается механизм так называемой магнитной

накачки Альвена [82], согласно которому в турбулентной плазме возможно экспоненциальное возрастание во времени среднего импульса частицы за счёт бетатронного ускорения и неадиабатического рассеяния на гидромагнитной турбулентности. Такая возможность реализуется при медленном периодическом изменении магнитного поля в турбулентной плазме.

В рамках рассматриваемой проблемы ускорения особый интерес представляют обладающие достаточно большими потерями энергии тяжёлые заряженные частицы, способные вызвать сбои и нарушения как в биоструктурах, так и в электронике КА. Область локализации таких частиц — внутренняя зона РПЗ.

3.4. Вклад ионов из планетных атмосфер

Существует ещё один источник ТЗЧ в ОКП — аномальные космические лучи, захваченные в магнитосфере (см., в частности, [28, 29, 83–85] и приведённые там ссылки). Благодаря использованию данных, полученных ИСЗ серии "Космос", оказалось возможным построить модель пространственного распределения пояса захваченных АКЛ — по сути, нового пояса радиации вблизи Земли [86–88]. Эти наблюдения показали, что внутри магнитосферы Земли фактически присутствует межзвёздное вещество (в виде захваченных АКЛ).

Что касается ускорения заряженных частиц внутри магнитосферы и в областях её взаимодействия с солнечным ветром, то многие исследователи отмечают подобие ускорительных процессов в солнечных вспышках и магнитосфере. При этом, как указывает, например, международная группа исследователей [89], ускорительные механизмы, действующие в авроральных зонах Земли, пока до конца не поняты, хотя несколько теорий и моделей (иногда конкурирующих друг с другом) получили экспериментальное подтверждение в последние десятилетия. Авторы [89] подчёркивают, в частности, роль параллельных электрических полей, которые генерируются квазистационарными или альвеновскими процессами.

3.5. Кольцевой ток и ускорение частиц

Особый интерес для проблемы ускорения частиц в ОКП представляет кольцевой ток (КТ) [90] в магнитосфере,

который является причиной геомагнитных бурь (см., например, [91, 92]). Эксперименты на спутниках Explorer-45, "Молния-1", "Молния-2" и других КА ещё в 1970-х годах действительно подтвердили, что протоны в диапазоне энергий от нескольких десятков кэВ до 200–300 кэВ — это важнейшая компонента КТ, определяющая его энергетические характеристики. Оказалось, что вариации плотности частиц именно этой компоненты околоземной радиации соответствуют формуле Десслера–Паркера–Скопке (см., например, [93–95]), которая связывает изменения геомагнитного поля и запасённую энергию частиц КТ.

В отличие от частиц радиационных поясов, частицы КТ в большей степени подвержены воздействию магнитосферного электрического поля (см. [96–98] и приведённые там ссылки). Поэтому обнаружение долготной асимметрии КТ на первоначальной фазе магнитной бури являлось вполне естественным с точки зрения модели дрейфа частиц в скрещенных электрических и магнитных полях (см. рис. 5).

Роль вариаций магнитосферного электрического поля в динамике частиц внутри зоны захвата была детально рассмотрена Тверским в 1969 г. (см. [71], а также [72, 99]), и характерные особенности динамики КТ во время магнитных бурь стали дополнительным аргументом в пользу этой модели.

3.6. Сложности ускорения в магнитосфере

В качестве наглядного примера "сложностей", возникающих при изучении ускорения частиц в магнитосфере, приведём результаты наблюдений на борту КА AMPTE–CCE (Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers–Charge Composition Explorer). По данным работы [100] на рис. 7 представлены отношения потоков ионов вблизи границы РПЗ (кольцевой ток) после суббури к соответствующим потокам до начала суббури для ионов кольцевого тока H^+ , He^{2+} , He^+ , O^+ и $CNO^{\geq 3+}$. Отношения представлены как функции от жёсткости R , отношения энергии к массе E/A и энергии к заряду E/Q .

Оказалось, в частности, что спектры ионов, входящих в состав частиц КТ, проявляют тенденцию выстраиваться в соответствии с отношением E/Q , а не по жёсткости R

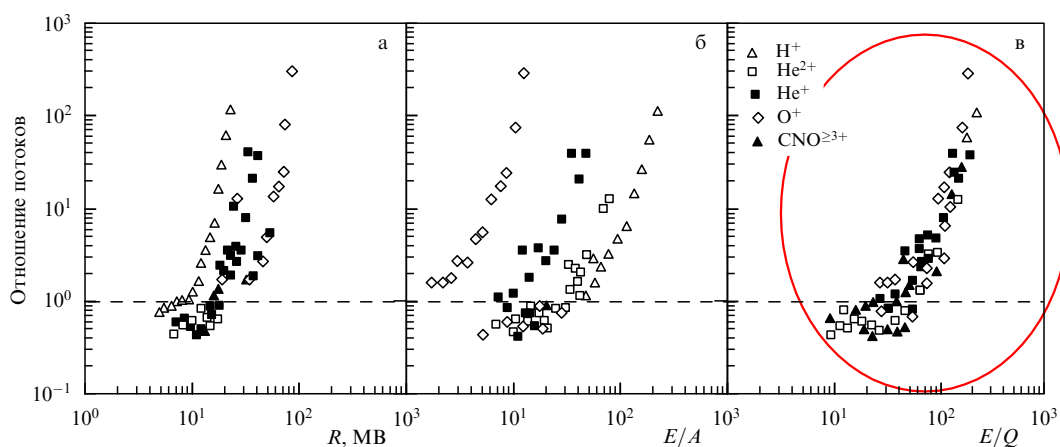


Рис. 7. Данные наблюдений, выполненных на борту КА AMPTE–CCE детектором CEM (Charge Energy Mass Spectrometer) [100]. Показаны отношения потоков ионов после суббури к потокам до начала суббури для ионов кольцевого тока H^+ , He^{2+} , He^+ , O^+ и $CNO^{\geq 3+}$ как функции от жёсткости R (а), отношения энергии к массе E/A (б) и энергии к заряду E/Q (в). Овалом на рис. в выделено группирование частиц по величине E/Q .

частиц или по отношению E/A . Такая тенденция может указывать на наличие процессов, зависящих от отношения E/Q , например на ускорение электрическим полем.

4. Аномальная компонента космических лучей

Аномальная компонента космических лучей в гелиосфере (см. рис. 2) была обнаружена в начале 1970-х годов по измерениям на КА. В состав АКЛ входят лёгкие ионы водорода H, а также более тяжёлые ионы He, C, N, O, Ne, Ar и, возможно, S, Si и Fe с энергиями вплоть до ~ 50 МэВ на нуклон, которые обнаруживаются в межпланетном пространстве и в магнитосфере Земли. Химический состав этой компоненты КЛ отличается от солнечного и галактического содержания элементов, например, иногда обнаруживается некоторый избыток содержания углерода по отношению к кислороду.

4.1. Открытие и происхождение аномальных космических лучей

На рисунке 8 показаны типичные энергетические спектры ядер кислорода по измерениям различных детекторов на борту КА ACE (Advanced Composition Explorer) (см. обзор [101], а также статью [102]). Другие ионы проявляют тенденцию иметь похожие спектры. На рисунке 8 указаны кривые для потоков частиц солнечного ветра, включая экстраполяцию потоков для "стабильного" состояния межпланетной среды (постулированный "спокойный" фон сверхтепловых солнечных частиц); для высокоскоростного потока солнечного ветра; потока

частиц, обусловленного процессами коротации солнечного ветра; потока энергичных штормовых частиц (Energetic Storm Particle — ESP), потоков солнечных КЛ, а также аномальной компоненты ГКЛ и собственно ГКЛ. Энергетические диапазоны различных инструментов на борту ACE приведены в работе [103]. В нижней части рис. 8 показано, на какие измерения нацелены приборы ACE.

Благодаря вращению Солнца вокруг галактического центра межзвёздное окружение на границе гелиосферы изменяется. Это приводит к изменениям в структуре и расширению гелиосферы, а также интенсивности потоков КЛ и нейтрального газа. С другой стороны, в локальной межзвёздной среде (Local InterStellar Medium, LISM) втекание нейтральной компоненты межзвёздного газа внутрь гелиосферы происходит почти беспрепятственно и в случае достаточно больших потоков может изменять химию планетарных атмосфер.

Как известно, особую роль в изучении АКЛ сыграли межпланетные космические зонды Voyager-1 (далее V1) и Voyager-2 (далее V2), запущенные в 1977 г. Оба зонда уже давно вышли за пределы Солнечной системы. Так, V1 пересёк границу гелиосферы в декабре 2004 г., а V2 — в августе 2007 г. Это произошло соответственно на расстояниях 94 и 84 а.е. от Солнца. С тех пор оба аппарата, по-видимому, движутся в облаке межзвёздной пыли (LISM), в которое погружена Солнечная система (так называемый Местный Пузырь (Local Bubble)).

4.2. Первоначальная концепция ускорения

Согласно [104], АКЛ начали проявляться (обнаруживаться) в наблюдениях около 40 лет тому назад. В течение нескольких лет была развита концепция для объяснения их происхождения. Предполагалось, что АКЛ начинают свою жизнь как межзвёздные нейтральные атомы, дрейфующие внутрь гелиосферы. Затем эти атомы становятся однократно ионизованными [105] в результате либо зарядового обмена с ионами солнечного ветра, либо фотоионизации. Далее образовавшиеся ионы "подхватываются" расширяющимся солнечным ветром и ускоряются до наблюдаемых энергий механизмом диффузионного ускорения частиц ударной волной (Diffusive Shock Acceleration, DSA) (см. раздел 5.3) на терминальной ударной волне солнечного ветра (её называют также пограничной УВ); далее мы для краткости будем обозначать её ТВ.

Эта первая концепция ускорения частиц АКЛ получила широкое признание и выдержала испытания во время дальнейших наблюдений вплоть до 16 декабря 2004 г., когда V1 пересёк терминальную волну и не обнаружил источника АКЛ. В августе 2007 г. V2 пересёк ТВ в другом месте, но также не обнаружил местоположения источника АКЛ. Стало ясно, что местоположение источника АКЛ никак не было связано с ТВ, которую пересекли оба КА. Были предложены альтернативные модели, в которых предполагались ускорение в других местах ТВ и/или другие ускорительные процессы в гелиосфере.

4.3. Современные модели

Согласно [104], потоки АКЛ в области средних и более высоких энергий на борту V2 по состоянию на 2013 г. превышали потоки, измеренные на борту V1, но спектры V2 были модулированы сильнее. Этот факт свидетель-

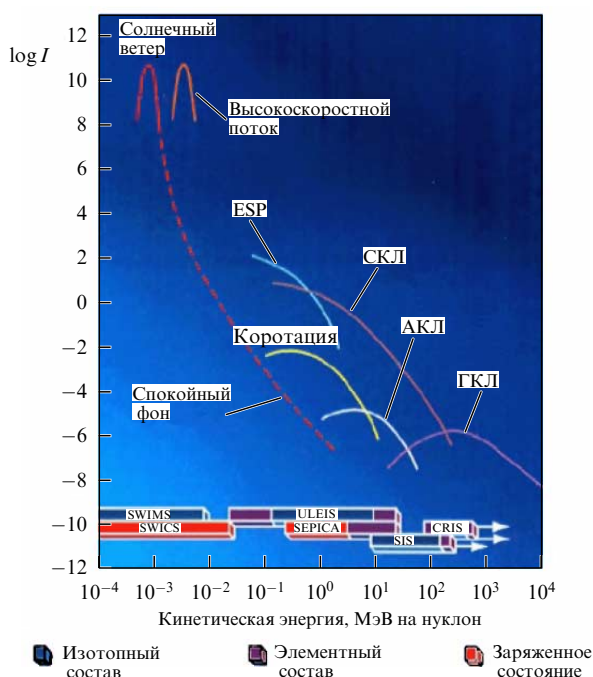


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Типичные энергетические спектры ионов кислорода, представляющие различные популяции частиц в гелиосфере. В нижней части рисунка указано, на какие измерения нацелены приборы КА ACE: SWIMS (Solar Wind Ion Mass Spectrometer), SWICS (Solar Wind Ion Composition Spectrometer), SEPICA (Solar Energetic Particle Ionic Charge Analyser), ULEIS (Ultra-Low-Energy Isotope Spectrometer), CRIS (Cosmic Ray Isotope Spectrometer), SIS (Solar Isotope Spectrometer). (Адаптированный рисунок из обзора [101].)

стствует в пользу теоретических моделей, в которых источник АКЛ располагается вдоль фланга или хвоста ТВ [106, 107], поскольку V2 находится дальше от "носа" гелиосферы, чем V1 (рис. 9). По мнению авторов [104], тот факт, что энергетические спектры АКЛ на V2 представляются более модулированными, чем на V1, может быть обусловлен разницей в жёсткостной зависимости между коэффициентами диффузии в случае V2 (источник на юге) и в случае V1 (источник на севере). Хотя наблюдения качественно согласуются с источником АКЛ вдоль фланга или хвоста ТВ [106, 107], сейчас рассматриваются и другие модели, включая ускорение в "горячих пятнах" турбулентной ТВ [107, 108], ускорение на гелиопаузе благодаря магнитному пересоединению [109, 110], а также ускорение механизмом магнитной накачки, которое имеет место в основном вблизи гелиопаузы [111]. Очевидно, нужны новые наблюдения, чтобы прояснить природу и положение источников АКЛ.

4.4. Учёт геометрии гелиосферы

Разница в расстояниях, на которых произошло пересечение границы гелиосферы космическими аппаратами V1 и V2, свидетельствует об асимметрии в её структуре (см. рис. 9). Асимметрия в свою очередь обусловлена движением Солнца в межзвёздном пространстве. Действительно, Солнце (вместе со всей Солнечной системой) движется в межзвёздном газе относительно ближайших звёзд со скоростью $\sim 20 \text{ км с}^{-1}$. При этом нейтральные межзвёздные атомы (межзвёздный ветер) проникают внутрь Солнечной системы и служат в конечном счёте источником АКЛ (см., например, [83] и приведённые там ссылки). По современным представлениям генерация АКЛ происходит в результате процессов перезарядки проникающих атомов с частицами солнечного ветра и ускорения на терминальной ударной волне на границе гелиосферы. Помимо того, обнаружено, что ионы АКЛ, проникая внутрь магнитосферы Земли, создают пояс захваченных частиц, механизм образования которого отличен от традиционного.

Теория ускорения АКЛ, предложенная в одной из ранних работ [112], утверждает, что ионизованные (нейтральные в прошлом) частицы действительно могут быть ускорены от энергии $\sim 4 \text{ кэВ}$ на нуклон до энергии более 10 МэВ на нуклон как раз на гелиопаузе (на терминальной ударной волне), если они "подхватываются" солнечным ветром. Другой подход (альтернативный или комплементарный) сводится к предположению о том, что источником АКЛ является ионосферная плазма "магнитных" планет, обогащённая ионами O^+ . Кроме того, уместно напомнить (см. раздел 3), что внутри магнитосферы Земли фактически присутствует межзвёздное вещество (в виде захваченных АКЛ). При этом РПЗ, состоящий из частиц АКЛ [29], находится на расстоянии немного более $2R_E$ в плоскости экватора. Частицы ГКЛ с энергией $E > 70 \text{ МэВ}$ (протоны) показали, что терминальная волна уже пройдена и оба космических аппарата (V1 и V2) несколько лет назад внедрились в LISM [29].

Следует отметить, что в настоящее время в космосе находятся также два долгоживущих космических зонда: Pioneer-10 и Pioneer-11, запущенные ещё в 1970-е годы, но с другими целями и в "противоположном" направлении (по отношению к V1 и V2).

Последний контакт с Pioneer-10 состоялся 22–23 января 2003 г. В то время КА находился на расстоянии

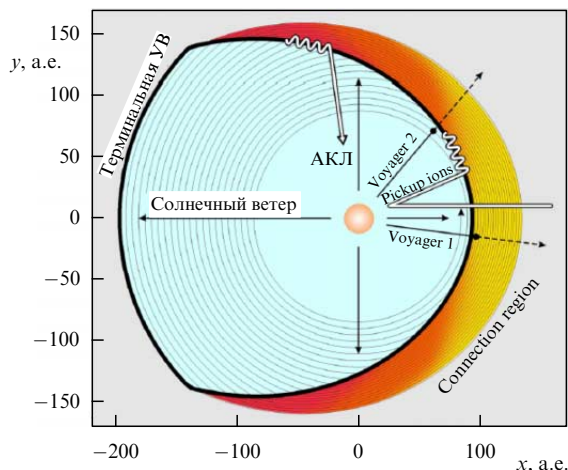


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Асимметрия гелиомагнитосферы и генерация АКЛ [106]. Connection region — область соединения (связи), pickup ions — подхваченные солнечным ветром ионы.

82,19 а.е. от Солнца и удалялся от него с относительной скоростью $12,224 \text{ км с}^{-1}$. Дальнейшая судьба Pioneer-10 неизвестна, но предполагается, что он продолжает полёт и со временем покинет Солнечную систему, направляясь в сторону звезды Альдебаран.

Последний сигнал от Pioneer-11 был получен 30 сентября 1995 г. После этого направление его антенны на Землю было утеряно и аппарат не может маневрировать, чтобы вернуть его. Продолжает ли Pioneer-11 передачу сигналов — неизвестно, его дальнейшее отслеживание не планируется. Предполагается, что Pioneer-11 направляется к созвездию Орла и пройдёт вблизи одной из составляющих его звёзд спустя примерно 4 млн лет.

4.5. Ускорение в межпланетной среде

В связи с анализом возможных источников АКЛ представляется уместным рассмотреть возможности ускорения заряженных частиц в самой межпланетной среде. Особенно это интересно во время прохождения структур типа коротирующих областей взаимодействия (Co-rotating Interaction Region — CIR) двух разноскоростных потоков солнечного ветра. Такие структуры регулярно присутствуют в межпланетном пространстве.

Данные, приведённые на рис. 10, относятся к SEP-событию 22 марта 2000 г. В этот день на орбите КА ACE в межпланетном пространстве (на расстоянии около 1,5 млн км от Земли) наблюдалась коротирующая область, обогащённая солнечными частицами ^4He , C, O и Fe [113, 114]. Отчётливо видна тенденция к обогащению потока ускоренных частиц тяжёлыми ионами (рис. 10б) при рассмотрении спектров по полной энергии. Представляется интересным проверить по этим данным модель ускорения, предложенную [115] как раз для условий межпланетного пространства, когда в нём присутствуют CIR.

Заметим, что в межпланетной среде, по аналогии с солнечными вспышками, имеет место магнитное пересоединение противоположно направленных магнитных полей. При этом может работать комбинация двух механизмов: DSA (см. раздел 8) и прямого ускорения частиц электрическими полями, возникающими в процессе магнитного пересоединения (см., например, [116, 117]).

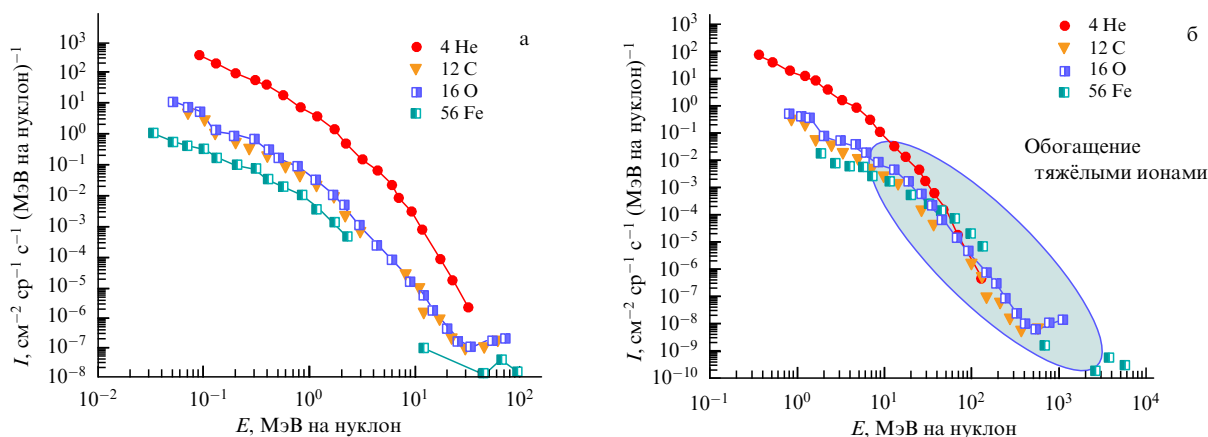


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Спектры ионов ${}^4\text{He}$, C, O и Fe, полученные детекторами ULEIS и SIS на борту ACE во время наблюдений коротирующей области 22 марта 2000 г. (Адаптированный рисунок по данным [113, 114] (см. также обзор [101]).)

5. Солнечные космические лучи

Из ближайших источников космического излучения, по-видимому, лучше других изучены (но далеко не полностью поняты) солнечные космические лучи (СКЛ, или SEPs). Действительно, Солнце испускает заряженные частицы в широком диапазоне энергий — от тепловых частиц солнечного ветра (так называемое испарение короны) до релятивистских электронов, протонов и более тяжёлых ядер (ионов), которые ускоряются во вспышках и/или на фронтах ударных волн от корональных выбросов массы (КВМ) (в англоязычной литературе — Coronal Mass Ejections — CME). В недрах Солнца генерируются также нейтрино. Эти факты позволяют проверять многие астрофизические теории, начиная от моделей ядерных процессов в недрах Солнца до моделей солнечного динамо и ускорения.

5.1. Данные наблюдений

Общая картина (схема) распределения частиц солнечного ветра, ГКЛ и СКЛ, наблюдаемых вблизи орбиты Земли, показана на рис. 11 в относительных единицах потока. Из

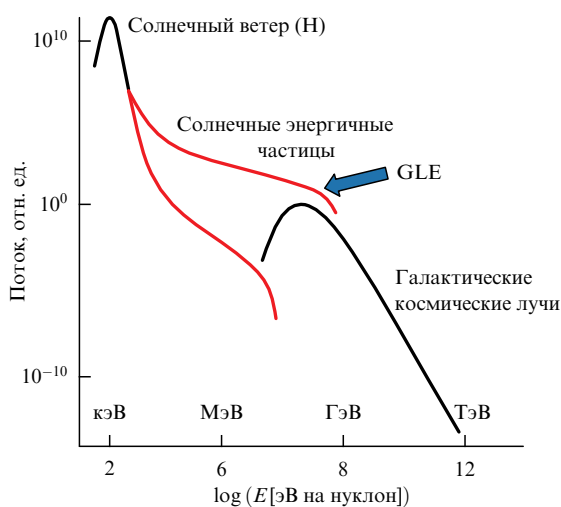


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Общая картина распределения частиц солнечного ветра, ГКЛ и СКЛ [29], наблюдаемых вблизи орбиты Земли (в относительных единицах потока).

рисунка 11, прежде всего, видно, что эти популяции частиц (особенно ГКЛ и СКЛ) сильно различаются по характеристикам. Кроме того, сами потоки СКЛ меняются в очень широких пределах. Особый интерес представляют события с релятивистскими частицами (в основном протонами, а также более тяжёлыми ядрами) — так называемые Ground Level Enhancements (GLEs). Такое международное название к началу 1990-х годов закрепилось за наземными возрастаниями потока СКЛ [10, 27], которые с 1942 г. регистрировались ионизационными камерами (ИК), а начиная с 1950-х годов — в основном нейтронными мониторами (НМ) и мюонными телескопами (МТ). К настоящему времени созданы две широко используемые базы данных по GLEs: европейская NMDB (Neutron Monitor Data Base) (<http://www.nmdb.eu>) и международная (<https://gle.oulu.fi>).

Дискуссия об источниках частиц СКЛ, появляющихся в ММП после взрывного выделения энергии на Солнце, длится уже несколько десятилетий (см., например, [10, 25, 27, 118–121]). Как известно, главными кандидатами на роль источников СКЛ являются солнечные вспышки и корональные выбросы массы. Дискуссия не даёт вполне убедительных данных (перевеса) в пользу той или иной из указанных возможностей, но приносит всё новые факты, затрудняющие понимание истины. Так, в статье [120] основное внимание уделено недавно открытым новым проявлениям внезапного энерговыделения на Солнце. К таковым относятся длительное (так называемое пионное) гамма-излучение высокой энергии (> 90 МэВ), а также новые данные о солнечных нейтронах и радиоизлучении терагерцевого диапазона. Фактически описание ускорения частиц на Солнце оказывается даже более сложным [120], чем считалось ранее.

До последнего времени наблюдалась тенденция изучать СКЛ отдельно от КЛ другого происхождения (см., например, монографию [17], а также публикации [10, 25, 26, 122]). Так, например, авторы [17], анализируя механизмы ускорения в космических условиях, сосредоточили внимание в основном на ГКЛ и практически не касаются СКЛ, а также эффектов модуляции ГКЛ, не говоря уже о наблюдательных аспектах. В свете отмеченных выше особенностей СКЛ такой подход вполне оправдан. С другой стороны, многие исследователи (см., например, [121] и приведённые там ссылки) применяют к энергичным частицам солнечного происхождения свою терми-

нологию и уделяют основное внимание так называемым солнечным энергичным частицам (SEPs). Следует подчеркнуть, что термин SEPs включает в себя все СКЛ (см., например, [42]) — от ионов HZE нерелятивистских энергий до релятивистских электронов и релятивистских протонов с энергией $\approx 20 - 30$ ГэВ (возможно, до ≥ 100 ГэВ) (см. [26]).

Что касается механизмов ускорения, то проблема в целом носит *общезначимый* характер. Тем не менее нам представляется более удобным отдельно изложить соответствующую аргументацию, касающуюся особенностей ускорения СКЛ.

Прежде всего отметим, что изучение СКЛ оказалось весьма плодотворным для развития теории ускорения в целом. Так, некоторые SEP-события в области релятивистских энергий СКЛ (протонов) имеют спектрально-временные признаки, позволяющие связать их с возможным ускорением Ферми *первого порядка* (см. раздел 8) между сходящимися ударными волнами в межпланетном пространстве. В частности, согласно исследованию [123], такие события имели место 17 июля 1959 г., 12 ноября 1960 г. и 4 августа 1972 г. Не исключено, что похожие события наблюдались также 19 октября 1989 г. и 14 июля 2000 г. (событие BDE — Bastille Day Event) (подробнее см., например, [10, 123]).

5.2. Особенности ускорения

Отметим наиболее характерные особенности ускорения СКЛ. К таковым, на наш взгляд, относятся:

1. Плохо известные и динамически (быстро) меняющиеся начальные и "граничные" условия в атмосфере Солнца. Динамическая модель формирования спектра СКЛ, предложенная много лет назад [124, 125] (см. также [126]), возможно, отчасти снимает эту трудность. По крайней мере, модель [124, 125] с учётом конкретных свойств источника позволяет оценить относительный вклад бетатронного эффекта по сравнению с вкладом ускорения электрическим полем в области магнитного пересоединения.

2. Переменная (в принципе) форма наблюдаемого спектра СКЛ, включая наличие таких особенностей, как "экспоненциальный загиб степенного спектра" (an exponential turnover of the power-law spectrum), или в других, но близких по смыслу терминах: обрыв, излом, обрезание, перегиб, загиб, колено (break-off, cutoff, bend, knee) и т.п. Подробнее указанные особенности обсуждаются в работах [10, 126–128]. Ввиду важности этого вопроса мы специально к нему вернёмся в разделе 5 с учётом результатов работ [127, 128].

3. Особый интерес представляют обнаруженные в наблюдениях "горбы" (bumps) в спектрах СКЛ (см., например, [129]) в нерелятивистской области энергий (собственно SEPs). Существующие модели ускорения на ударных волнах пока не могут объяснить данный эффект. Некоторые возможности для этого открывает, по-видимому, комбинация прямого ускорения электрическим полем и бетатронного ускорения [124, 125] (см. также [126]).

4. По энергетическим соображениям в интегральном спектре СКЛ непременно должен иметься "завал" [27]. В связи с этим заметим, что часто используемая специфическая аппроксимация в виде двойной степенной функции [130] в применении к СКЛ не имеет достаточного физического обоснования [122, 131]. Тем не менее следует

признать, что во многих случаях она неплохо описывает эмпирические (экспериментальные) результаты в различных областях космических исследований, включая спектры СКЛ в ограниченных интервалах их энергий.

5. Особую роль в генерации СКЛ играет так называемое магнитное пересоединение, т.е. пересоединение противоположно направленных магнитных полей (см., например, [22, 64, 65, 132, 133]), когда в солнечной атмосфере возникают условия для прямого ускорения частиц электрическими полями. Как отмечалось, нельзя исключить, что магнитное пересоединение происходит не только в атмосфере Солнца, но и в межпланетной среде. При этом действует комбинация двух механизмов: DSA (см. раздел 5.4) и прямого ускорения частиц электрическими полями, возникающими при магнитном пересоединении [116, 117]. Некоторые из отмеченных особенностей ускорения СКЛ иллюстрируются ниже конкретными данными наблюдений.

5.3. Проблема инжекции

В последние годы признано, что элементный состав СКЛ и зарядовое состояние тяжёлых заряженных частиц являются ключевыми для понимания процессов ускорения частиц на Солнце. Самый проблемный случай — ускорение ТЗЧ. Но и в этом случае изучение СКЛ внесло определённую ясность, если принимать во внимание особенности их распространения (см., например, [134, §14], а также [135]). Как известно, пробег для рассеяния частиц на неоднородностях ММП зависит от их магнитной жёсткости. Это приводит к различию в скоростях протонов и более тяжёлых ядер примерно вдвое в области нерелятивистских энергий. Таким образом, спектр солнечных частиц по наблюдениям вблизи орбиты Земли должен со временем обогащаться тяжёлыми ядрами. С другой стороны, для ГКЛ остаётся нерешённой проблема инжекции ядер, впервые отмеченная ещё Ферми [13].

Как отметил позднее автор [18], энергия инжекции $E_i \propto Z^2$. Это означает, что для тяжёлых ядер энергия инжекции значительно выше, чем для протонов. Отсюда также следовало ожидать, что вклад ТЗЧ в общий поток ускоренных частиц будет пренебрежимо малым. Однако, как показали многочисленные наблюдения (см. рис. 1), в действительности ситуация противоположная: в составе ГКЛ содержание тяжёлых ядер по отношению к их составу в источниках значительно больше, чем для протонов (см., например, монографии [15, 17, 18, 134]).

Чтобы разрешить эту проблему, авторы [136] ещё в 1959 г. приняли во внимание, что если температура фоновой плазмы не слишком высока, то тяжёлые ионы оказываются только однажды или дважды ионизованными. Так что реально ускорение начинается от эффективного заряда $Z^* = 1$ или 2, и тогда энергия инжекции ТЗЧ будет близка к энергии инжекции протонов. С увеличением энергии эффективный заряд также будет возрастать, но при любом ускорительном процессе приращение энергии будет превышать ионизационные потери. Более того, согласно этим авторам, если ускорение начинается со скорости $v < v_e$, где v_e — скорость электронов фоновой плазмы, то величина энергии инжекции не имеет значения и практически все частицы с такими скоростями будут вовлечены в ускорительный процесс. Современный подход к проблеме инжекции изложен в разделе 9.3.

Для СКЛ проблема усложняется ещё и тем фактом, что наблюдаемый состав и зарядовое состояние ускоренных ядер (ионов ТЗЧ) существенно меняется от одного SEP-события к другому и, по-видимому, сильно зависят от того, на какой высоте в атмосфере Солнца находится источник ускорения (рис. 12). В ряде работ уже давно было обращено внимание [137, 138] (см. также [139]) на то, что при ускорении ТЗЧ с течением времени происходит изменение их зарядового состояния, а именно имеет место "обдирка" тяжёлых ионов тепловыми протонами, входящими в состав окружающей среды. Этот эффект ранее ошибочно практически полностью игнорировался, хотя в действительности именно он и является определяющим.

Для того чтобы преодолеть трудности, связанные с изменениями состава СКЛ (включая ТЗЧ), некоторые исследователи (см., например, [140]) предлагают учитывать высоту в короне Солнца, на которой происходит ускорение частиц в том или ином SEP-событии. При этом следует учитывать также геометрию ударных волн в солнечной короне, вводя в рассмотрение возможность генерации квазиперпендикулярной и квазипараллельной ударных волн.

Приведённая на рис. 12 схема объединяет основные процессы, связанные со вспышкой в солнечной короне: магнитное пересоединение, ускорение частиц, генерацию КВМ, формирование квазиперпендикулярной и квазипараллельной ударных волн и др. При этом состав и зарядовое состояние ускоряемых ТЗЧ определяются условиями в источнике (высота, состав, температура). Так, квазиперпендикулярная волна ускоряет частицы с корональным составом, тогда как квазипараллельная ускоряет частицы солнечного ветра. Такую схему для объяснения состава ТЗЧ от солнечных вспышек использовали, в частности, авторы [140], по крайней мере для так называемых постепенных SEP-событий.

В стандартной модели CSHKP (Carmichael–Sturrock–Higayama–Kopp–Pneuman) вспышки (подробнее см. работу [142]) магнитное пересоединение в "следе" КВМ даёт начало двухленточной вспышке. Если вспышечные частицы не будут захвачены в КВМ, то они могут

стать "затравочными" для ускорения квазиперпендикулярной волной (см. рис. 12).

Представляется уместным отметить здесь случаи регистрации частиц СКЛ от так называемых узких КВМ. Так, авторы [143] сообщают о двух SEP-событиях, которые наблюдались прибором ERNE (Energetic and Relativistic Nuclei and Electrons) на борту космической солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory). Оба события являлись импульсными с интенсивностью выше 10^{-3} протонов/(см² с ср МэВ) в диапазоне энергий в несколько десятков МэВ и были связаны с КВМ с угловой шириной менее 60° и линейной скоростью более 800 км с⁻¹. Одно из событий не было связано с солнечной вспышкой. Это означает, что первые инжектированные протоны были полностью вызваны ассоциированным КВМ. Во втором случае наблюдалась импульсная солнечная вспышка класса M1.1. Расчётное время первой инжекции для протонов с энергией ~ 36 МэВ, распространяющихся на расстояние 1,2 а.е., было близко ко времени начала КВМ. Эти наблюдения не согласуются с представлением, содержащимся в некоторых исследованиях, о том, что узкие быстрые КВМ не связаны с SEP-событиями.

5.4. Ускорение на ударных волнах

С другой стороны, если обратиться к известному механизму DSA (подробнее см. раздел 8), то максимальная энергия частиц, ускоряемых межпланетной ударной волной, будет определяться скоростью замедления УВ, её "возрастом" и ослаблением ММП с увеличением расстояния от Солнца. Согласно некоторым оценкам (см., например, [144]), механизм DSA обеспечивает максимальную энергию ускоренных частиц на орбите Земли лишь порядка 1 ГэВ, если волна является "молодой". Эта величина уменьшается до ~ 100 МэВ (для протонов) на расстоянии 2 а.е.

Первым приложением механизма DSA к проблеме СКЛ стала работа [145], где был рассмотрен линейный вариант ускорения Ферми первого порядка. Линейность означает независимость от воздействия потока ускоряемых частиц на саму ударную волну. При некоторых упрощающих допущениях авторы [145] получили выражение для описания дифференциального спектра СКЛ, которое представляет собой произведение степенной функции на экспоненту:

$$\frac{dF}{dE} = D_0 E^{-\gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right). \quad (1)$$

Авторы выражения (1) считают его пригодным для описания как спектра солнечных электронов с энергией начиная от 100 кэВ, так и протонов GLE с энергией до 10 ГэВ. Заметим, однако, что применительно к генерации СКЛ (т.е. к ускорению в солнечной короне и межпланетной среде) такой механизм имеет серьёзные ограничения [146]. Для его реализации нужна, в частности, так называемая энергия инжекции (т.е. предварительное ускорение).

Интересная информация была получена на орбите КА ACE во время события GLE66, которое наблюдалось мировой сетью станций КЛ 29 октября 2003 г. (рис. 13), а также протонными детекторами КА GOES-11 (Geostationary Operational Environmental Satellite 11) [147–149]. Использовались данные инструментов SIS, ULEIS и EPAM (Electron, Proton, and Alpha Monitor) на борту

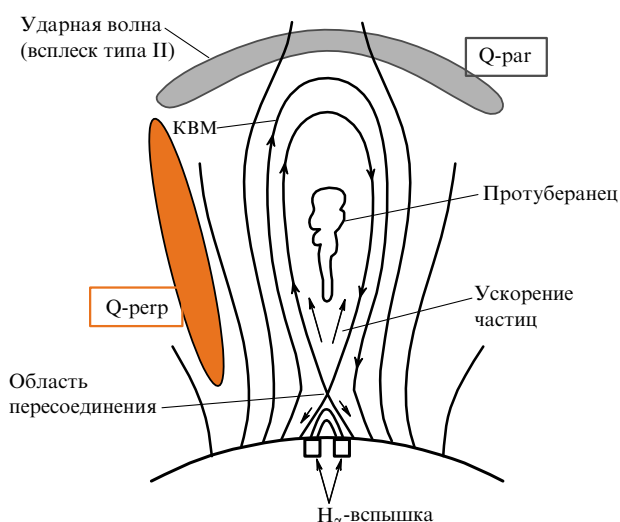


Рис. 12. Возможная схема формирования квазипараллельной (Q-par) и квазиперпендикулярной (Q-perp) ударных волн в атмосфере Солнца во время солнечной вспышки [141].

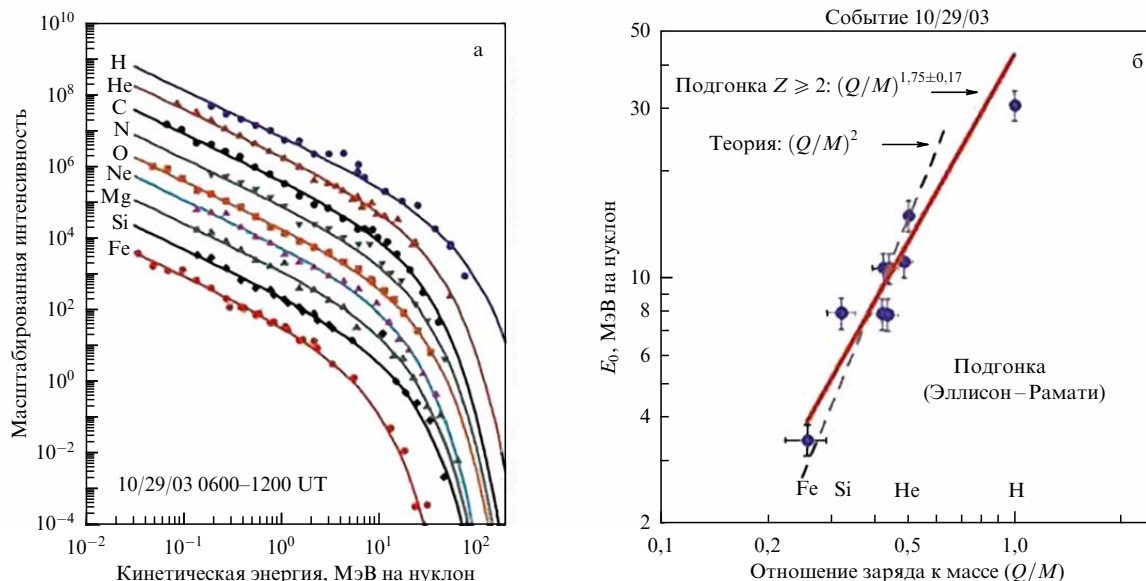


Рис. 13. (В цвете онлайн.) (а) Спектры, построенные по данным КА ACE для 6-часовых интервалов после прохождения УВ, наблюдавшейся 29 октября 2003 г. [147–149], представленные в степенной аппроксимации [145] с фиксированным показателем степени $-1,3$. (б) Значения E_0 из формулы (1), полученные по данным, представленным на рис. а, в зависимости от величины Q/M .

КА ACE, а также данные детектора EPS (Energetic Particles Spectrometer) на борту GOES-11 (подробнее см. [148, 149]). Поток ионов для каждого элемента был умножен на масштабный фактор для разделения спектров. Авторы сопоставили данные своих измерений ядерного состава СКЛ на борту КА ACE с измерениями потоков протонов вблизи Земли (GOES-11). Интерпретация данных проводилась ими на основе модели ускорения [145].

В соответствии с моделью [145] в энергетическом спектре протонов и более тяжёлых ионов должен отчётливо наблюдаться экспоненциальный "завал", что мы и видим на рис. 13. Такой результат, однако, противоречит данным рис. 10. С другой стороны, это не означает, что процессы ускорения в межпланетной среде должны быть идентичны аналогичным процессам в условиях солнечной вспышки. Значения E_0 на рис. 13б, полученные по данным, представленным на рис. 13а, показаны в зависимости от величины Q/M . Для элементов с $Z \geq 2$ получаем зависимость $(Q/M)^{1,75}$, которая подобна ожидаемой из теории, но несколько слабее её [150].

Недавно в цикле работ [151–155] по данным наземных измерений был исследован вопрос об источниках ускоренных частиц в так называемых малых наземных возрастаниях СКЛ (их называют также sub-GLEs, или "слабыми GLEs") в 24-м цикле солнечной активности. Целью исследования являлась проверка гипотезы о том, что ускорение происходит на ударных волнах. Было рассмотрено четыре модели такого рода [115, 155–157]). Первая из моделей [115] относится к ускорению в межпланетном пространстве, показанному на рис. 10. При сравнении с данными для sub-GLEs оказалось, что ни одна из этих моделей не пригодна для того, чтобы однозначно объяснить наблюдаемые особенности спектров СКЛ. Выяснилось также, что нужны новые данные о потоках частиц в различных диапазонах энергий СКЛ, особенно измерения слабых потоков релятивистских протонов (см., например, [155] и приведённые там ссылки).

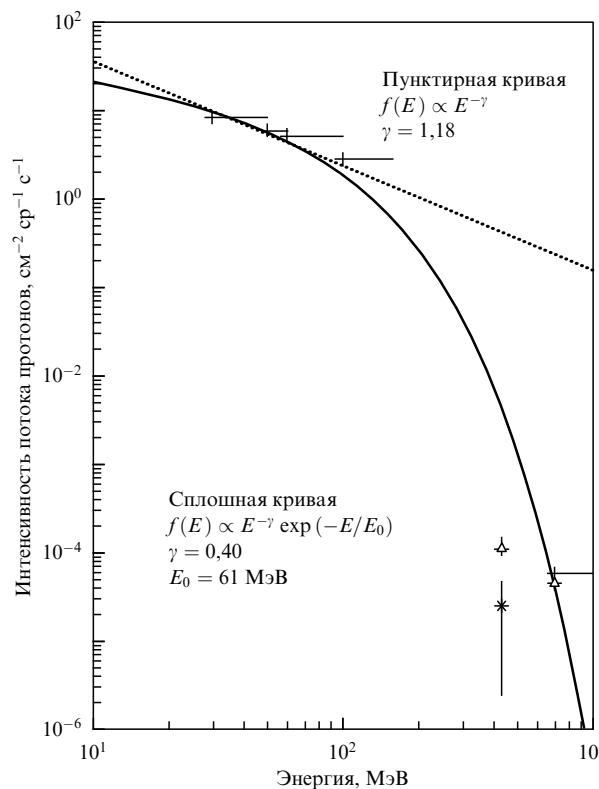


Рис. 14. Интегральный спектр максимальных интенсивностей, полученный по данным наблюдений нескольких детекторов на борту КА GOES-13 вместе с оценками спектра по данным нейтронных мониторов [153] для sub-GLE 6 января 2014 г. Сплошная кривая соответствует аппроксимации спектра по модели [145].

Для примера на рис. 14 приведены результаты анализа максимальных интегральных интенсивностей $I_{\max>(> E)$ применительно к sub-GLE 6 января 2014 г. [153]. Это SEP-событие наблюдалось как наземной сетью нейтронных мониторов, так и спутниковыми детекторами. На рисунке 14 представлены интегральные спектры протонов по измерениям на GOES-13 (до

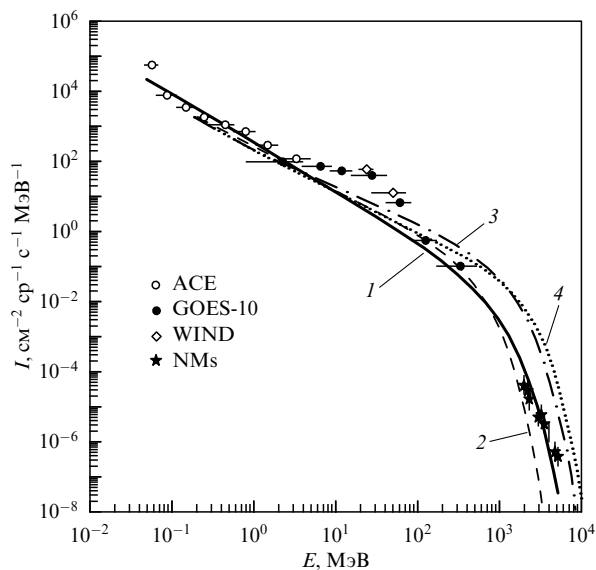


Рис. 15. Энергетический спектр СКЛ в 14:00 UT 28 октября 2003 г. (изотропная стадия GLE) в максимально широкой области энергий [129] по измерениям на КА ACE (светлые кружки), GOES-10 (тёмные кружки) и WIND (ромбы), а также сети нейтронных мониторов (NMJs) (звёздочки).

100 МэВ), а также оценки абсолютной интенсивности релятивистских частиц по данным НМ [153]. Видно, что аппроксимацию (1), предложенную авторами [145], надо существенно уточнять данными из "промежуточной" области энергий 200–300 МэВ, используя, в частности, новые аппаратные возможности для наблюдений СКЛ на антарктической станции Конкордия [158, 159].

Последний пример, иллюстрирующий трудности модели ускорения на ударных волнах применительно к СКЛ в рамках DSA, показан на рис. 15 [129]. Среди особенностей энергетического спектра события 28 октября 2003 г. (GLE65) хорошо виден уже упоминавшийся выше горб в интервале энергий 4–80 МэВ. Горизонтальными отрезками на рис. 15 показана ширина соответствующих дифференциальных энергетических каналов, вертикальными — неопределённости измерений потоков СКЛ. Кривая 1 — аппроксимация спектра функцией $J(E) = 350E^{-1.4} \exp(-E/450)$ [частиц/(см² с ср МэВ)]. Кривые 2–4 — результаты различных вариантов расчётов по модели [157] (подробнее см. [129]).

Несмотря на упомянутые критические замечания, в целом следует отметить, что якутскими исследователями, на наш взгляд, был реализован наиболее детальный и последовательный подход в рамках DSA к проблеме источников СКЛ. Они рассмотрели два варианта теории — линейный [156] и нелинейный [157] (см. также [129]). Были учтены современные полуэмпирические данные о высотном профиле плотности плазмы, а также об уровне и спектре альвеновской турбулентности в солнечной короне (по радионаблюдениям солнечных вспышек). При этом теоретические расчёты были доведены до конечной формулы, описывающей форму результирующего спектра СКЛ:

$$N(E) = N_0 E^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{E}{E_{\max}} \right)^\alpha \right]. \quad (2)$$

Здесь N_0 — нормировочный множитель, E_{\max} — характеристическая энергия спектра. Выражение (2) содержит

степенную часть с показателем $\gamma \approx 2$ (это сравнимо с оценкой [145]) и экспоненциальный "хвост" с параметром $\alpha \approx 2,3 - \beta$, где β — показатель степени в спектре альвеновских волн в короне.

Согласно [156, 157] E_{\max} может изменяться в широком диапазоне, 1–300 МэВ, в зависимости от скорости УВ. На примере нескольких SEP-событий авторами было показано, что приведённая формула хорошо описывает спектр СКЛ в нерелятивистской области, но, по-видимому, не пригодна для описания релятивистской части спектра. Как отмечалось ранее [146], при описании спектра в случае GLE42 (29 сентября 1989 г.) для энергий выше 1 ГэВ даже на поздней, изотропной, стадии события, т.е., по существу, только для спектра задержанной компоненты (медленной компоненты (МК)), якутская модель даёт довольно неопределённые результаты, сильно зависящие от показателя спектра альвеновской турбулентности $\beta = 0,5 - 1,5$. Быстрая анизотропная компонента (БК), которая была чётко выявлена в событии GLE42 (см., например, [160]), авторами [156, 157] вообще не рассматривалась.

Одна из последних работ этого направления [129], посвящённая анализу большого GLE65 (28 октября 2003 г.), также не может дать удовлетворительного ответа на все вопросы формирования спектра СКЛ. Авторы [129] снова анализируют только медленную компоненту СКЛ, зарегистрированную в 14:00 UT (см. рис. 15), уже в период изотропии события. С приемлемой точностью полученный спектр СКЛ может быть аппроксимирован функцией $D(E) = 350 \times E^{-1.4} \exp(-E/450)$ [см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ МэВ⁻¹]. Важно отметить, что в области энергий 4–80 МэВ в наблюдаемом спектре отчётливо виден горб (bump). Природа таких особенностей, которые часто наблюдаются при ускорении на фронтах УВ в различных астрофизических условиях, неоднократно обсуждалась ранее [129, 154, 156, 157, 161]. Однако полной ясности в этом вопросе до сих пор нет.

Среди привлекательных результатов работ [129, 156, 157] наиболее важным нам представляется то, что авторы дают самосогласованный сценарий ускорения — от генерации ударных волн в короне до формирования спектра СКЛ. Процесс ускорения завершается на расстоянии нескольких радиусов Солнца R_S . Например, в упомянутом мощном событии GLE65 ускорение закончилось на высоте до $4R_S$ [129], т.е. ниже области истечения солнечного ветра с поверхности Солнца. Это не противоречит оценкам высоты зарождения УВ и формирования КВМ в работах [156, 157]. С другой стороны, следует отметить, что сильная анизотропия в самом начале GLE указывает на испускание релятивистских частиц скорее из точечного источника, каковым является собственно вспышка, а не из распределённого по долготе, каковым является ударная волна.

Как эти теоретические результаты соотносятся с наблюдениями? Для примера рассмотрим данные по одному из SEP-событий (GLE71 17 мая 2012 г.), наблюдавшихся в 24-м цикле солнечной активности на КА STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory) [162]. Авторы [162] исходят из предположения, что начало метрового солнечного радиоизлучения II типа соответствует моменту генерации ударной волны и КВМ на высоте $1,38R_S$ от центра Солнца. Высота КВМ в момент испускания частиц GLE в этом событии, по прямым данным STEREO, составила $2,32R_S$. Эта высота согласуется со

значениями, полученными для GLE-событий предыдущего, 23-го, цикла методом обратной экстраполяции.

5.5. Элементный состав и зарядовое состояние

Существует ли в спектре СКЛ "хвост", обогащённый тяжёлыми ядрами? Данный вопрос является одним из ключевых в проблеме ускорения (происхождения) СКЛ. Этой теме посвящено множество работ и физического, и статистического характера (подробнее см., например, книги [27, 121]). Выше мы уже видели (см. рис. 12), какого рода трудности возникают при изучении поставленного вопроса. Ниже приведены самые характерные данные об элементном составе и зарядовом состоянии СКЛ.

За более чем 25 лет почти непрерывных наблюдений с помощью прибора CRT (University Chicago's Cosmic Ray Telescope) была накоплена уникальная база данных о солнечных ТЗЧ высокой энергии (см., например, [140, 163]). В очень больших SEP-событиях телескоп IMP-8 (Interplanetary Monitoring Platform 8)/CRT зарегистрировал даже солнечные ионы Fe на фоне ГКЛ с энергией до ~ 800 МэВ/нуклон. Эта база данных позволила [163], в частности, сравнить спектры протонов по данным НМ (с энергией выше 500 МэВ) во время GLE 29 сентября 1989 г. [164] с данными одновременных измерений солнечных ионов Fe в области энергий ~ 50 –1000 МэВ/нуклон в эксперименте CRNC (Chicago's Cosmic Ray Nuclear Composition experiment) на борту IMP-8 (рис. 16).

Спектры протонов и ионов Fe, полученные по наблюдениям с помощью прибора CRT, приведены на рис. 16а в зависимости от полной энергии на частицу. Сплошные кривые — оценки для верхней и нижней границ потока протонов в интервале 13:00–14:00 UT, полученные, согласно [164], по данным наземных нейтронных мониторов. Штриховые кривые соответствуют ионам Fe с учётом неопределённости выбранного спектрального индекса.

Измерения [163] позволили обнаружить самый жёсткий спектр солнечных ионов Fe из когда-либо наблюдавшихся. Если рассматривать спектры как функцию жёст-

кости, то поток ядер Fe, по-видимому, будет недостаточен, чтобы усложнить интерпретацию результатов наблюдений на нейтронных мониторах, даже с учётом частичного зарядового состояния ионов железа ($\sim 14,0$). Однако при очень высоких полных энергиях спектр ядер железа будет гораздо жёстче, чем спектр протонов; при этом и протоны, и ионы Fe, по-видимому, вносят сравнимый вклад в так называемый спектр всех частиц. Отметим, что вклад ТЗЧ во время событий GLE в скорость счёта НМ на фоне частиц от ГКЛ остаётся нерешённой проблемой и по-прежнему привлекает внимание исследователей (см., например, [165]).

После запуска КА ACE (1997 г.) открылась возможность подробного исследования энергетических спектров частиц СКЛ в широком диапазоне энергии. Как отмечалось, на борту ACE были установлены, в частности, два прибора для измерения потоков тяжёлых ионов СКЛ: ULEIS (E от $\sim 0,01$ до ~ 5 МэВ/нуклон) и SIS (E от ~ 5 до ~ 200 МэВ/нуклон). Однако после анализа данных SIS для 56 событий было установлено [127], что спектры ионов от гелия до железа являются строго степенными и в среднем имеют одинаковые спектральные индексы, что противоречит выводам работы [147], в которой анализировались данные всех энергий для конкретного события 29 октября 2003 г. (см. рис. 13). Более того, согласно работе [128], в спектрах СКЛ имеют место так называемые перегибы, или изломы (рис. 17), когда показатель степенного спектра существенно меняет величину, причём $\gamma_1 < \gamma_2$. Энергия середины перегиба как для усреднённых спектров, так и для отдельных событий зависит от сорта частиц и возрастает с уменьшением отношения A/Q , где A — атомное число, Q — заряд иона СКЛ, в среднем $E_0 = 14,5(Q/A)$ [МэВ/нуклон]. Как разность, так и отношения спектральных индексов γ_1/γ_2 в среднем от сорта частиц не зависят. О перегибах (коленах) в целом мы уже высказали свою точку зрения выше: причина перегибов может оказаться чисто методической (см. пункт 2 в разделе 5.2).

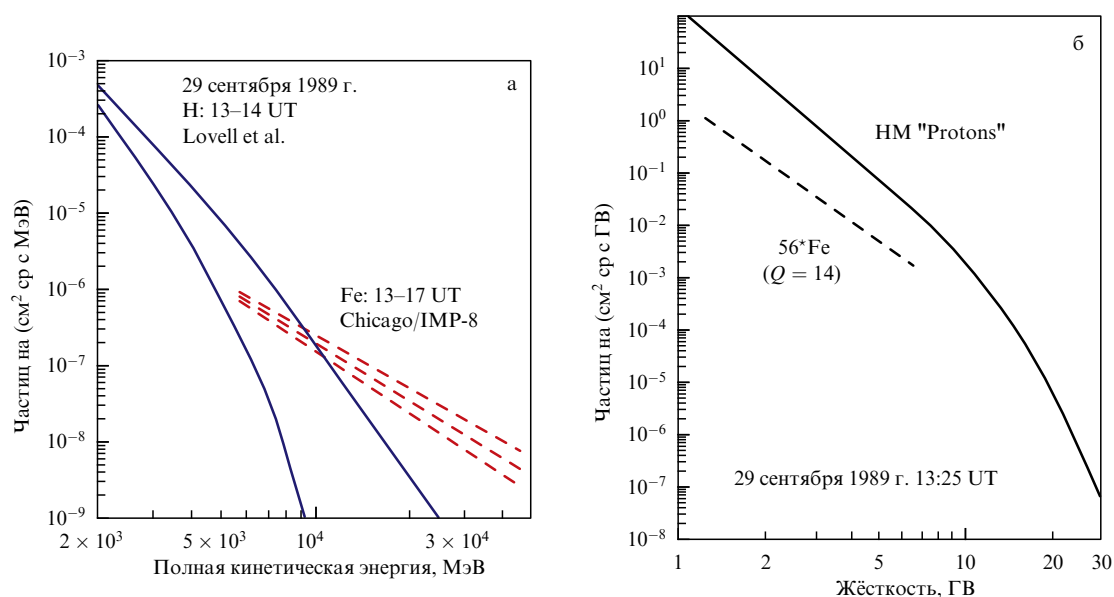


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Спектры релятивистских солнечных протонов и ионов Fe с энергией более 100 МэВ/нуклон, построенные по энергиям (а) и по жёсткостям (б) на основе данных измерений во время GLE 29 сентября 1989 г. [163]. Сплошные синие кривые на рис. а соответствуют оценкам [164] (J.L. Lovell, M.L. Duldig, J.E. Humble, 1998).

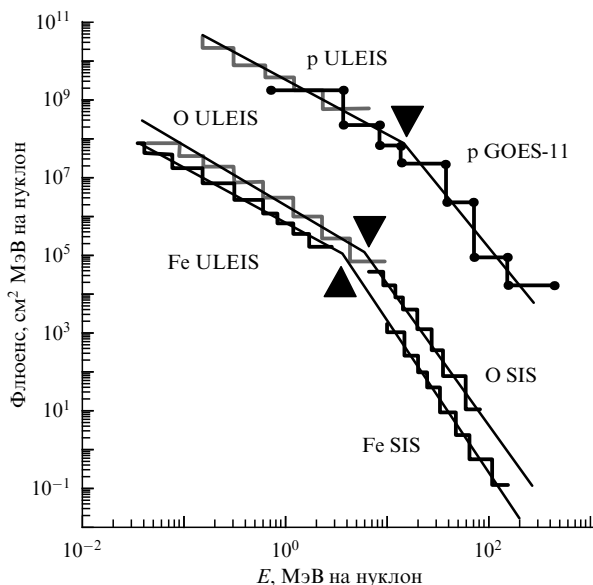


Рис. 17. Логарифмически усреднённые флюенсы для 28 событий СКЛ и аппроксимирующие их спектры для протонов, кислорода и железа. Тёмными треугольниками отмечены точки перегиба [127, 128].

Теперь кратко рассмотрим самые новые результаты по этому вопросу. Как известно, в настоящее время трудно отделить зависимость параметров ускорения от жёсткости частиц R от жёсткостных эффектов переноса SEP. Разделить эти две группы зависимостей может быть очень непросто. Ранее (см., например, [121] и приведённые там ссылки) было предложено разделять все SEP-события на "постепенные" и "импульсные". Они действительно различаются по ряду характеристик (подробнее см., например, монографию [27]). Исходя из этого автор [166] недавно предложил новый инструмент для разделения солнечных ТЗЧ, а также для изучения возможных эффектов обогащения элементного содержания СКЛ тяжёлыми ионами. Таким инструментом может служить отношение их массы к заряду A/Q , точнее — показатель степени δ их отношения $A/Q \sim R^\delta$. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках-джетах (т.е. в импульсных событиях) даёт положительные значения δ от 2 до 7, а ускорение на ударной волне (постепенные события) — в основном отрицательные значения, от -2 до $+1$, в малых и умеренных SEP-событиях, в которых транспортные эффекты минимальны.

При этом эффекты ускорения доминируют в тех случаях, когда SEP-события являются слабыми или когда ионы распространяются без рассеяния. Напротив, эффекты переноса могут доминировать в больших событиях в процессе эволюции SEP-поток в со временем при интенсивностях, близких к пределу "насыщения потока" (см., например, [167]). Согласно [166], в самых слабых и умеренных SEP-событиях жёсткостная зависимость спектра (т.е. показатель δ) почти полностью определяется ускорением, а эффекты переноса почти не дают никакого вклада. В импульсных SEP-событиях показатель степени δ изменяется в пределах от 2 до 7 и, возможно, от 2 до 5 для больших событий с соответствующим КВМ — достаточно быстрым, чтобы обеспечить повторное ускорение на ударной волне.

В работе [168] тот же автор исследовал связь между энергетическими спектрами и элементным составом

СКЛ. Исследование проводилось в предположении, что физические процессы как при ускорении на ударных волнах, так и при рассеянии во время переноса могут привести к корреляции спектральных индексов с увеличением или уменьшением содержания элементов в зависимости от отношения массы к заряду A/Q . Отмечены корреляции для тех постепенных SEP-событий, в которых ударные волны ускоряют ионы из окружающей корональной плазмы. Однако в "импульсных" событиях, вызванных магнитным пересоединением, таких корреляций нет, причём увеличение содержания варьируется от $(A/Q)^2$ до $(A/Q)^8$. Подобных корреляций нет также в случаях, когда ударные волны доускоряют (повторно ускоряют) эти остаточные "импульсные" ионы. В одном из событий спектр ядер кислорода изменялся от $\sim E^{-1}$ до $\sim E^{-5}$, тогда как соответствующие содержания варьировались от $(A/Q)^{+1}$ до $(A/Q)^{-2}$ в течение события. Эти факты могут служить стимулом для нового анализа "проблемы инъекции" [169].

6. Галактические космические лучи

Исходя из правила Хилласа можно оценить максимальную энергию E_{\max} для ГКЛ, ускоряемых в остатках сверхновых. Эта величина составляет около $\leq 10^{17}$ эВ (до начала ступни). Из рисунка 2 видно, что если исключить из рассмотрения область модуляции (энергии ниже 10^{10} эВ), то ГКЛ по энергии занимают по меньшей мере пять-шесть порядков величины. Между тем максимальная энергия частиц (протонов), полученных в большинстве современных наземных ускорителей, в основном не превышает 10^{12} эВ. Напомним, что лишь 3 июня 2015 г. в ЦЕРНе на БАК впервые удалось ускорить протоны до энергий $1,3 \times 10^{13}$ эВ (при проектной максимальной энергии $1,4 \times 10^{13}$ эВ).

Вышесказанное не отрицает большой ценности информации, которую можно извлечь, изучая взаимодействия при сверхвысоких энергиях, пока ещё недоступных ускорителям, косвенными методами, например регистрацией широких атмосферных ливней. Подчеркнём также, что астрофизические исследования в области сверхвысоких энергий требуют определённых предположений о том, как происходят адронные взаимодействия (см. раздел 9). В разделах 6.1–6.3 обсуждаются наиболее важные данные о спектре и составе КЛ, полученные за последние два-три десятилетия.

6.1. Основные источники: измерения спектра и массового состава

Верхняя граница энергетического диапазона, в котором возможно применение прямых методов, составляет примерно 10^{15} эВ. Эта граница определяется исходя из естественного требования достижения приемлемой статистической точности за разумное время проведения эксперимента.

Основными источниками ГКЛ традиционно считаются сверхновые звёзды (см., в частности, книги [15, 17, 170]). Кроме этих фундаментальных монографий за последнее десятилетие опубликован ряд обстоятельных обзоров по физике ускорения и распространения КЛ, особенно в области UHECR [39, 46, 171–173] (см. также специальный сайт [174]).

Говоря точнее, ГКЛ — это частицы, которые подверглись ускорению на ударных волнах в остатках после

вспышек (взрывов) сверхновых. В статье [171] для взаимного сравнения приводятся плотности энергии различных составляющих нашей Галактики: космические лучи, магнитное поле, свет звёзд, движения газа, микроволновый фон (с температурой 2,7 К). Оказалось, что все компоненты имеют сравнимые плотности энергии — около $0,5 \text{ эВ см}^{-3}$. Разумеется, такой фактор, как микроволновый фон, нельзя отнести только к нашей Галактике, так как он присутствует всюду во Вселенной. Как отмечают авторы [171], наличие "структуры" в спектре КЛ, т.е. отсутствие в нём гладкости, представляется очевидным (см., например, рис. 2). По их мнению, это подкрепляет предположение о том, что большинство КЛ приходят к Земле из дискретных источников, наиболее вероятными из которых являются остатки сверхновых. Решающее слово остаётся за наблюдениями, поэтому в разделах 6.1–6.3 мы приводим наиболее интересные экспериментальные результаты, полученные в последние годы.

Особенно значительный прогресс в изучении энергетического спектра и массового состава первичных КЛ был достигнут в баллонном эксперименте АТИС (Advanced Thin Ionization Calorimeter) (описание детектора см., например, в работе [175]). Эксперимент, проведённый в Научно-исследовательском институте ядерной физики им. Д.В. Скобельцына (НИИЯФ) Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) в сотрудничестве с учёными США, Южной Кореи и Германии, был предназначен для измерения состава и энергетических спектров в диапазоне энергий от 5×10^{10} до $\sim 10^{14}$ эВ на частицу с поэлементным разрешением по заряду от протона до ядер Fe. Вклад сотрудников НИИЯФ МГУ состоял в разработке и построении детектора заряда, который позволял получать неискажённую информацию о заряде каждой частицы в условиях большого потока рассеянных назад вторичных частиц из calorimetра.

Прибор АТИС совершил три стратосферных полёта вокруг Южного полюса в период 2000–2008 гг. Общая продолжительность полётов составила около 50 сут. Основные научные результаты [176] получены по данным полёта АТИС-2 (2000–2003 гг.). Был сделан вывод о различном среднем наклоне спектров протонов и гелия: спектр гелия оказался более пологим. Было также отмечено, что спектр протонов не описывается единым степенным законом, а именно: начиная с энергий более 10^{12} эВ спектр становится более пологим, чем при низких энергиях, а затем в области энергий более 10^{13} эВ становится заметно круче. Измерены энергетические спектры ядер С, О, Ne, Mg, Si и Fe. Спектры всех частиц измерены в диапазоне энергий от $\sim 2 \times 10^{11}$ до $\sim 1,5 \times 10^{14}$ эВ. Обнаружен также избыток в потоке электронов ГКЛ в области энергий более 200 ГэВ [177, 178].

Понятно, что тяжёлые ядра должны сильно отклоняться от своего первоначального направления после выхода из источника. Поэтому они не могут использоваться как инструмент для исследования дальней Вселенной [29]. Но на более скромных пространственных масштабах они очень важны для верификации моделей ускорения.

6.2. Где находится граница спектра галактических космических лучей?

На рисунке 18 представлены спектры, измеренные для среднего массового состава первичных КЛ. По данным

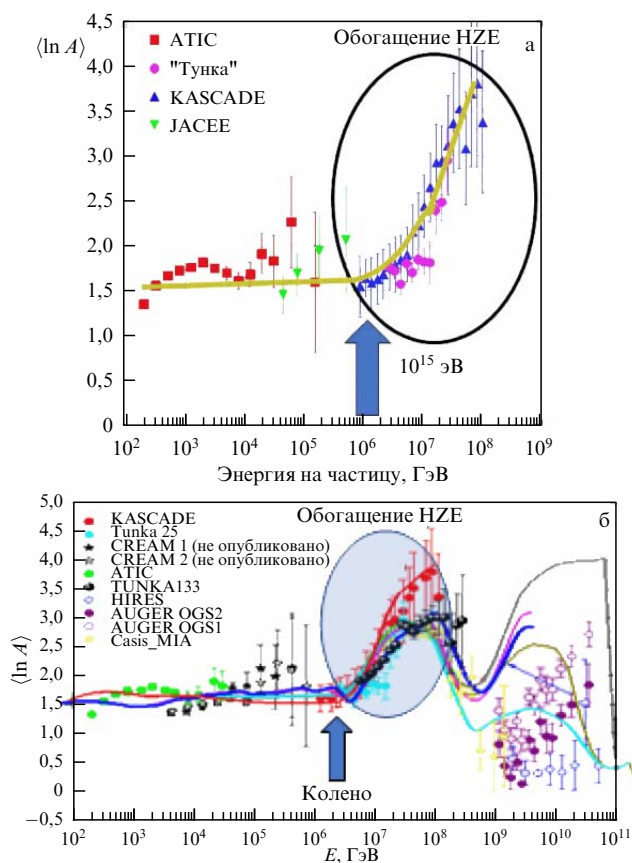


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Предполагаемое обогащение состава КЛ тяжёлыми элементами по данным четырёх (а) и десяти (б) различных экспериментов в области энергий за "коленом" [29]. Интенсивность I дана в относительных единицах.

нескольких экспериментов (АТИС, "Тунка", KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array DEtector), JACEE (Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment)), измеренный средний массовый состав КЛ (рис. 18а) указывает на возможное обогащение тяжёлыми ионами. Эта тенденция подкрепляется данными других экспериментов (рис. 18б).

Данные о массовом составе КЛ, полученные в эксперименте АТИС, в частности, указывают на сложную структуру этого состава в зависимости от энергии частиц. Во всяком случае на рис. 18а и б мы можем выделить области энергий, в которых можно ожидать обогащения состава КЛ тяжёлыми заряженными частицами.

6.3. Утяжеление состава с возрастанием энергии?

Как известно, массовый состав первичных КЛ можно определить по результатам измерений величины $(\ln A)$, которая характеризует глубину максимума развития ШАЛ. При заданной энергии первичной частицы эта величина логарифмически зависит от массы ядра, породившего ливень. Точность её определения около 30 г см^{-2} [29]. Согласно данным о глубине максимума ливня в области энергий $10^{15} - 10^{16}$ эВ, средний логарифм массового числа $(\ln A)$ при таких энергиях равен примерно 1,75. При дальнейшем возрастании энергии наблюдается быстрое утяжеление состава. Такой эффект при энергиях более 10^{16} эВ наблюдается практически во всех экспериментах (см. рис. 18), однако разброс данных очень велик.

Таблица. Химический состав космических лучей в сопоставлении с составом Солнца и звёзд. Содержание кислорода принято равным 1,0 [29]

Элемент	КЛ	Солнце	Звёзды
H	685	1445	925
He	48	91	150
Li	0,3	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
Be-B	0,8	$< 10^{-5}$	$< 10^{-5}$
C	1,8	0,6	0,3
N	$< 0,8$	0,1	0,2
O	1,0	1,0	1,0
Mg	0,32	0,05	0,04
Si	0,12	0,06	0,04
Fe	0,14	0,05	0,06

С другой стороны, в статьях [179, 180] показано, что точность определения величины $\langle \ln A \rangle$ может достигать 16 г см^{-2} . Однако рассматривались только ливни, вызванные первичными КЛ с энергией $10^{17} - 10^{17.5} \text{ эВ}$. Исходя из этих данных авторами [179, 180] был сделан вывод о существенно лёгкой (возможно, протонной или смешанной до 80 %?) компоненте первичных КЛ.

Естественно задаться вопросом: как химический состав КЛ соотносится с составом звёзд во Вселенной, в частности ближайшей к нам звезды — Солнца? Ответ дан в таблице, где приводится относительное содержание различных элементов в составе КЛ, на Солнце и в звёздах (см. также рис. 1 и его описание).

Из таблицы видно, что состав КЛ приблизительно соответствует обилию элементов во Вселенной, за исключением двух случаев: во-первых, в КЛ наблюдается гораздо больше лёгких ядер (Li, Be и B), во-вторых, в области более тяжёлых ядер (близких по атомной массе к Fe), по-видимому, происходит утяжеление состава КЛ (по сравнению с составом Солнца и других звёзд).

7. Внегалактические космические лучи

Представляется очевидным, что начиная с какой-то определённой энергии КЛ уже нельзя называть "галактическими". Принято считать, что эта энергия $E > 3 \times 10^{18} \text{ эВ}$ [29]. По-видимому, тут и начинается переход к внегалактическим КЛ сверхвысокой энергии. Насколько велика энергия самой энергичной частицы космоса, которую удалось зарегистрировать в наземных экспериментах? Пока её величина достигает $3 \times 10^{20} \text{ эВ}$.

В настоящее время в мире проводятся всего три эксперимента, которые способны изучать ШАЛ, вызванные первичными частицами с энергиями $E > 10^{19} \text{ эВ}$ [46]. Эти эксперименты очень различны, и у каждого из них есть свои сильные и слабые стороны. Речь идёт о Якутской комплексной установке ШАЛ (Россия), Telescope Array (ТА) в штате Юта (США) и Pierre Auger cosmic ray Observatory (РАО) в Аргентине. Как и завершившие работу эксперименты прошлых лет, эти установки дают не вполне согласующиеся между собой результаты. В 2012 году для обсуждения этих результатов и устранения противоречий были созданы международные рабочие группы, включающие в себя представителей всех трёх работающих экспериментов. Первые итоги работы этих групп обсуждались в ЦЕРНе весной 2012 г. Наше дальнейшее изложение учитывает, насколько возможно, эти итоги.

Отметим, что при $E > 10^{20} \text{ эВ}$ эксперименты РАО и ТА зарегистрировали пока всего шесть событий, направления прихода двух из них совпадают в пределах углового разрешения [181].

7.1. Внегалактические частицы в межзвёздных магнитных полях

Заряженные частицы любой энергии искривляют свои траектории в межзвёздных магнитных полях. Даже для частиц с энергиями из ультрарелятивистской области (10^{18} эВ и выше) на галактических расстояниях заметно отклонение от прямой линии. В магнитном поле $\sim 3 \text{ мкГс}$ ларморовские радиусы для частиц с энергией $> 10^{20} \text{ эВ}$ составляют $\sim 1000 \text{ пк}$. На рисунке 19 кроме спектра "всех частиц" приведена шкала гирорадиусов (ларморовских радиусов) протонов в магнитном поле напряжённостью 3 мкГс . При ультравысоких энергиях, $E > 10^{19} \text{ эВ}$, радиусы траекторий протонов должны превышать размеры нашей Галактики. Поэтому почти с уверенностью можно сказать, что частицы ультравысоких энергий рождаются за пределами Галактики.

Из рисунка 19 хорошо видно колено при энергии $E \sim 3 \times 10^{15} \text{ эВ}$, а также ступня. Потоки частиц резко уменьшаются с увеличением энергии: при $E \sim 10^{19} \text{ эВ}$ наблюдается лишь одна частица, падающая на площадку в 1 км^2 за один год. Из того же рисунка видно, почему правило Хилласа работает против существования так называемых Зэватронов — ускорителей частиц до энергий $1 \text{ ЗэВ} = 10^{21} \text{ эВ}$ [29]. Таким образом, основной вывод, следующий из диаграммы Хилласа, состоит в том, что во Вселенной не видно яркого кандидата на роль ускорителя частиц до энергий $10^{20} - 10^{21} \text{ эВ}$.

Как отмечает автор [46], интерес к природе космических лучей сверхвысоких энергий (более 10^{19} эВ) со стороны исследователей, работающих как в физике элементарных частиц, так и в астрофизике, не ослабевает на протяжении нескольких десятилетий. Вопросы, возникшие в этих областях, были связаны как с происхожде-

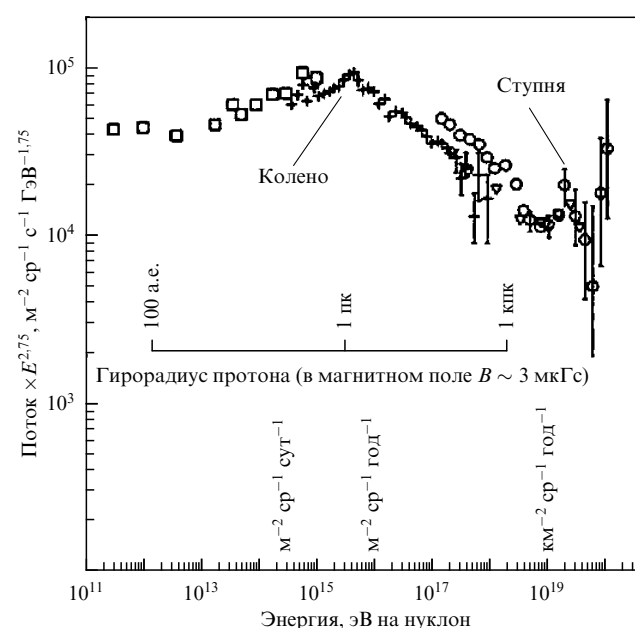


Рис. 19. Дифференциальный энергетический спектр "всех частиц" и шкала гирорадиусов протонов в межзвёздном поле $\sim 3 \text{ мкГс}$ [29].

нием частиц столь высоких энергий, не зарегистрированных в природе ни при каких других условиях, так и с поиском новой физики (см., например, [182]), которая может проявляться в указанном диапазоне энергий и определять отклонения экспериментальных результатов от теоретических ожиданий. Как мы увидим ниже, эти две группы вопросов сохраняют актуальность и во многом и в наши дни определяют развитие исследований на стыке физики элементарных частиц и астрофизики.

7.2. Современная классификация особенностей спектра

Сегодня наши представления о частицах с энергией $\geq 10^{19}$ эВ сводятся к следующему. В двойном логарифмическом масштабе спектр "всех частиц" космических лучей может быть описан суперпозицией нескольких спектров: каждый последовательный участок отличается от предыдущего изменением показателя наклона спектра и, как установлено к настоящему времени, характерным изменением их массового состава. На рисунке 20 приведён энергетический спектр КЛ по данным 14 современных экспериментальных установок. По вполне понятным причинам точность наблюдений

частиц ультравысоких энергий невысока, но всё же позволяет, по мнению авторов данного обзора, выделить в спектре КЛ несколько характерных участков.

Астрофизическое "колено Христиансена" [183] на рис. 20 обозначено как $E1$. В настоящее время благодаря измерениям на наземных установках ШАЛ установлено, что при энергиях $> E1$ начинается обогащение ядерного состава КЛ тяжёлыми ядрами. В области энергий $> E1$ спектр представлен по данным отечественных наземных установок "Тунка-133" и TAIGA-HiSCORE в сравнении с данными других экспериментов.

Более сложный, чем предполагалось ранее, характер спектра КЛ в этой области энергий является одним из главных результатов, полученных в последние годы на различных современных установках: "Тунка-133", KASCADE-Grande, IceCube, а также Якутской установке. В спектре КЛ наблюдаются две статистически обеспеченные особенности: при $E2 \approx 2 \times 10^{16}$ эВ показатель наклона энергетического спектра уменьшается, т.е. спектр становится более жёстким, а при энергии $E3 \approx 3 \times 10^{17}$ эВ показатель наклона опять увеличивается примерно на 0,3, т.е. спектр смягчается.

Однако при энергиях $E4 > 3 \times 10^{18}$ эВ наклон кривой спектра всех частиц вновь становится более жёстким — появляется так называемая ступня. Примечательно, что по данным уже многих наземных установок установлено, что именно в этой области наблюдается появление более лёгкой фракции КЛ при энергиях $E > 10^{18}$ эВ (рис. 21). А при энергиях больше $E5 \approx 5 \times 10^{19}$ эВ наблюдается резкое уменьшение потока КЛ. Означает ли это "конец" энергетического спектра космических лучей? Следует отметить, что энергия конкретной первичной частицы сейчас оценивается со статистической ошибкой $\approx (15-20)\%$ и систематической неопределённостью $\approx 25\%$ [46].

В области за "коленом", по-видимому, следует ожидать некоторого дефицита протонов по сравнению с ТЗЧ. Во всяком случае, некоторые данные в пользу такого утверждения имеются [29].

Представляют интерес некоторые последние публикации о происхождении особенностей спектра в ультра-релятивистской области. Так, авторы [39] приводят ряд аргументов, указывающих на то, что переход к внегалактическим КЛ происходит при энергиях 5×10^{17} эВ.

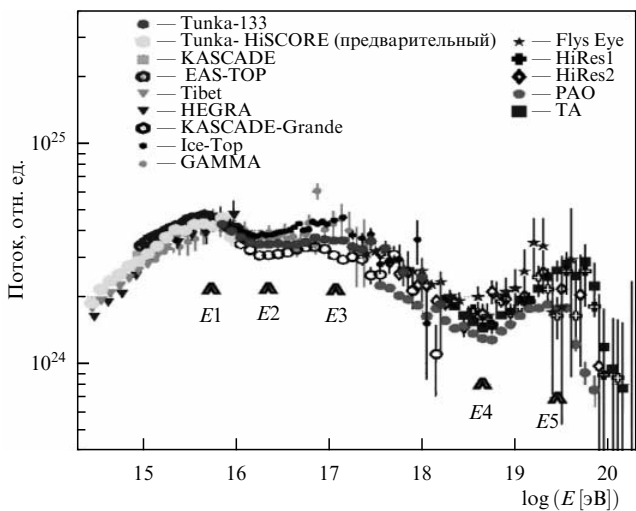


Рис. 20. Дифференциальный энергетический спектр КЛ в области высоких и сверхвысоких энергий по данным 14 современных экспериментальных установок [29].

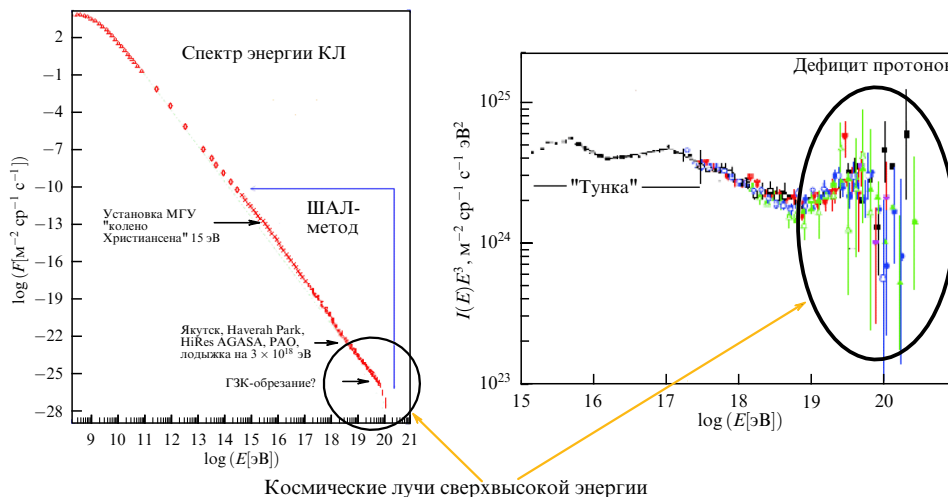


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Дефицит протонов в области за "коленом" [29].

Кроме того, авторы [39] обсуждают ещё одну интересную гипотезу: ступня (или лодыжка) является пересечением потоков двух независимых внегалактических популяций частиц UHECR. Тогда ступню следует объяснить либо как следствие распространения внегалактических КЛ, либо как результат их взаимодействий в своих источниках. Первая возможность исключается данными о составе. Жизнеспособная альтернатива — это фотораспад ядер КЛ на фоновых фотонах внутри самих источников, которыми могут быть либо АЯГ, либо гамма-всплески (Gamma-Ray Bursts, GRBs).

7.3. Экзотические источники

Рассмотрим теперь некоторые примеры экзотических источников КЛСВЭ. В работе [174] обсуждаются особенности модели ускорения КЛ в ассоциациях звёзд O- и B-типов на стадии множественных взрывов сверхновых. Принимая, что наиболее вероятным источником энергии КЛ в Галактике являются сверхновые, авторы [174] полагают, что для объяснения генерации КЛ высоких энергий ($E > 10^{14}$ эВ) в Галактике необходимо учитывать неоднородное распределение сверхновых в диске и корреляцию во времени моментов их взрывов. При этом звёздные ветры массивных горячих звёзд и вспыхивающие в OB-ассоциации сверхновые выдувают в межзвёздной среде каверны, заполненные горячей плазмой. Размеры каверн достигают нескольких сотен парсек, причём они окружены массивными медленно расширяющимися оболочками. Максимальная энергия ускоренных частиц определится из условия $E_{\max} \approx ZeB_0l$, где Ze — заряд частицы, B_0 — величина магнитного поля в каверне на масштабе l .

Важно подчеркнуть, что максимальная энергия пропорциональна величине Z . При энергиях, не превышающих E_{\max} , ускорение происходит на отдельных ударных волнах, а при энергиях, превышающих E_{\max} , осуществляется ансамблем ударных волн и магнитных полей, присутствующим в каверне. Увеличение показателя спектра с возрастанием энергии приводит к обогащению КЛ тяжёлыми элементами (ядрами). Модель ускорения в ассоциациях сверхновых позволяет качественно объяснить спектр ГКЛ в диапазоне энергий $10^{15} - 10^{18}$ эВ. В данном подходе излом в энергетическом спектре интерпретируется как смена режима ускорения.

В свою очередь группа исследователей [185] подвергла подробному теоретическому рассмотрению ускорение типа Ферми в астрофизических джетах. К таким процессам авторы [185] относят DSA, ускорение Ферми второго порядка и постепенное сдвиговое ускорение. При этом особое внимание уделяется недавнему прогрессу в области вязкого сдвигового ускорения. Авторы анализируют соответствующие характерные времена ускорения и результирующие распределения частиц. Они также обсуждают связь (отношение) этих процессов с ускорением заряженных частиц в джетах, связанных с АЯГ, гамма-всплесками и микрокварами. Показано, что при этом, вероятно, происходит формирование многокомпонентных распределений частиц со спектральной степенной формой.

Хотя соотношения, полученные авторами [185], опираются на простую модель пробных частиц, в которой игнорируются любые эффекты обратного воздействия ускоренных частиц (например, сильная модификация УВ, кинетическая энергия вязкой диссипации или суще-

ственное торможение УВ), авторы [185] считают, что такой подход всё ещё допускает разумный порядок в оценках амплитуды для многих интересных случаев. Хотя в релятивистских джетах от АЯГ, микрокваров и гамма-всплесков существуют различные физические условия, анализ, проведённый авторами [185], показывает, что процессы ускорения типа Ферми представляют собой мощную и довольно привлекательную основу для объяснения происхождения нетепловых распределений частиц. В частности, благодаря обратному масштабированию, $t_{\text{acc}} \propto 1/\lambda$, где t_{acc} — характерное время ускорения, λ — транспортный диффузионный пробег, сдвиговое ускорение, вероятно, становится важным при высоких энергиях и поэтому может, естественно, привести к появлению по крайней мере двухкомпонентного распределения частиц по энергиям.

Таким образом, с релятивистскими джетами, которые генерируются АЯГ и гамма-всплесками, могут быть связаны весьма существенные источники ускорения частиц сверхвысоких энергий. Выше мы уже упоминали важную обзорную статью Быкова и др. [172]; дополнительно можно предложить детальную статью [186], а также работу [187].

В работах [188, 189] обсуждается ещё одна возможность ускорения частиц до сверхвысоких энергий, а именно ускорение в релятивистских волнах, возбуждаемых взрывами в межзвёздной среде. В качестве генератора высокоэнергичных космических лучей предлагается серфотронный механизм ускорения заряженных частиц (серфинг), захваченных фронтами релятивистских волн. Обсуждаются условия, при которых возможно серфотронное ускорение (подробнее см. монографию [19]). Показано, что в плоских и сферических релятивистских волнах за счёт серфинга возможно ускорение КЛ до сверхвысоких энергий (вплоть до 10^{20} эВ). Обсуждается серфинг в нелинейных ленгмюровских волнах, возбуждаемых сильным электромагнитным излучением или мощными релятивистскими пучками, а также в сильных ударных волнах, генерируемых релятивистскими джетами или быстро расширяющимися сферическими образованиями (огненными шарами — fireballs).

Среди других механизмов ускорения обсуждается, в частности, ускорение на стоячей ударной волне при вращении нейтронной звезды с мощным магнитным полем ($\sim 10^{12}$ Гс). Максимальная энергия частиц при этом может достигать $(10^{17} - 10^{18})Z$ эВ, а время эффективного ускорения — 10 лет. Ускорение частиц возможно также в ударных волнах, образующихся при столкновении галактик. Такое событие может происходить с частотой примерно один раз в 5×10^8 лет; максимально достижимая при этом энергия оценивается как $(3 \times 10^{19})Z$ эВ. Аналогичная оценка получается и для процесса ускорения ударными волнами в релятивистских джетах, генерируемых активными ядрами галактик. Примерно такие же оценки дают модели, связанные с рассмотрением ускорения ударными волнами, вызванными аккрецией вещества в скоплениях галактик (см., например, [190]). Наибольшие оценки (до энергий $\sim 10^{21}$ эВ) можно получить в рамках модели космологического происхождения гамма-всплесков. Обсуждаются также ещё более экзотические сценарии, в которых обычного ускорения частиц не требуется вовсе. В подобных сценариях КЛ возникают в результате распадов или аннигиляции так называемых топологических дефектов типа космических струн, моно-

полей, аксионов и т.п., которые возникли в первые мгновения расширения Вселенной (см., например, [191, 192]).

8. Механизм Ферми: универсальный или доминирующий?

Как отмечалось во введении, предтечей идеи стохастического ускорения на межзвёздных неоднородностях магнитного поля был Ферми [13, 14]. С другой стороны, по наземным наблюдениям вариаций интенсивности КЛ уже к середине XX в. были открыты ударные волны в околосолнечной плазме (см., в частности, раздел 2.4) с возможностью ускорения солнечных частиц до релятивистских энергий (см. раздел 5.1). Мы выбрали механизм типа Ферми как наиболее естественный и достаточно общий для намагниченной плазмы. Действительно, как теперь установлено, ударные волны и ускорение частиц существуют во всех плазменных структурах — от магнитосферы Земли до атмосферы Солнца, от межпланетной среды до межзвёздного пространства, от сверхновых до квазаров, активных ядер галактик и т.д. Во всяком случае процессы ускорения типа Ферми предлагают мощную и привлекательную основу (или, по крайней мере, пояснительную схему, framework) для происхождения нетепловых распределений частиц в этих источниках. Здесь уместно сформулировать два основных постулата авторов настоящего обзора: во-первых, что именно подразумевается под стохастическим ускорением и, во-вторых, что означает: "этот механизм может быть доминирующим"?

8.1. Основные постулаты

1. Под "стохастическим механизмом ускорения типа Ферми" мы подразумеваем ускорение на ударных волнах, которое, очевидно, происходит всюду — от земной магнитосферы до Солнца (вспышки) и от солнечного ветра (включая корональные выбросы массы) до сверхновых и квазаров и т.д.

2. На фоне возможного одновременного действия в одном и том же объекте двух и более механизмов ускорения (например, в солнечной вспышке) параметры функции распределения ускоренных частиц определяются в основном действием механизма Ферми. В контексте данного обзора это сводится к формированию степенных спектров и обогащению тяжёлыми частицами.

Рассмотрим ниже указанные возможности подробнее.

8.2. Развитие модели Ферми

Как известно, гипотеза Ферми развивалась в основном в двух направлениях (обстоятельные обзоры и ссылки см., например, в книгах [18, 64]). В процессе, который называют ускорением Ферми *первого порядка*, два магнитных зеркала (облака) непрерывно сближаются, двигаясь навстречу друг другу, так что частицы совершают многократные колебательные движения вперёд и назад, регулярно наращивая свою энергию при каждом отражении. Энергия возрастает пропорционально отношению U/v , где U — скорость облака, v — скорость частицы. Такой процесс иногда называют просто ускорением на ударной волне (см., например, [144]). При этом важную роль играет степень сжатия плазмы σ в ударной волне (в [144] величина σ принималась в пределах $\sim 1,6-3,0$).

В случае ускорения Ферми *второго порядка* (собственно *стохастического* ускорения) облака движутся в случайных направлениях. При "встречных" столкнове-

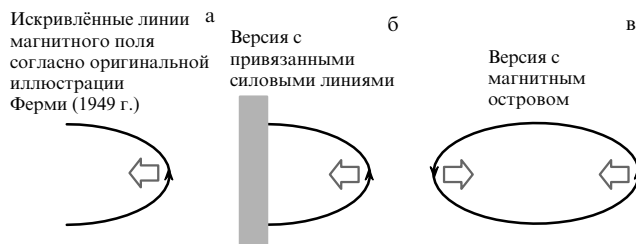


Рис. 22. Кинематика отражения частиц и геометрия действия механизма Ферми в современном представлении (из презентации М.И. Панасюка 22 мая 2019 г.).

ниях частицы приобретают энергию, а при "догоняющих" теряют. Однако из-за разницы относительных скоростей U и v и в первом, и во втором случае вероятность встречных столкновений оказывается выше, чем вероятность догоняющих, так что в итоге всё-таки происходит чистое приращение энергии, но уже пропорциональное U^2/v^2 , точнее — $\propto (u_A/v)^2$, где u_A — альвеновская скорость в плазме.

Кинематика отражения частиц при ускорении типа Ферми [13, 14] в современном представлении и геометрия соответствующих магнитных конфигураций (магнитных облаков) показаны на рис. 22. Первоначальный "толчок" для начала энергизации частицы может иметь место на криволинейном участке силовой линии и/или в точках отражения.

Первоначальная идея Ферми об ускорении КЛ межзвёздными облаками со временем претерпела большие изменения, но оба механизма — первого и второго порядка — получили большое развитие и продолжают занимать важное место в астрофизике. Механизм первого порядка может действовать, в частности, между противоположно направленными МГД-импульсами [193] или аккрецирующими астрофизическими течениями (см., например, [190, 194]). Однако наиболее эффективной конфигурацией, в которой он работает, по-видимому, является *ударная волна*.

8.3. Физическое обоснование

Современное физическое обоснование механизма Ферми [13, 14] получил только спустя почти 30 лет — в работах [195–201] было показано, что наиболее эффективной конфигурацией, в которой механизм действительно работает, является *ударная волна*. В русскоязычных работах развитый механизм ускорения на ударных волнах называют "регулярным" [195, 200, 201], а в англоязычной литературе этот процесс чаще именуется диффузионным ускорением частиц ударной волной (Diffusive Shock Acceleration, DSA). Его смысл состоит в том, что ускорение происходит вблизи фронта ударной волны (рис. 23), с рассеянием частиц на магнитных неоднородностях (волновой турбулентности) плазмы и временным удержанием ускоряемых частиц вблизи фронта УВ.

Рассеяние и ускорение частиц происходит при прохождении ударного фронта (см. рис. 23). Разность скоростей плазмы на фронте $\Delta V = V_s - V$ является источником МГД-энергии для ускорения. Иными словами, энергия ускоряемых частиц черпается из энергии ударной волны, а турбулентность перед фронтом и позади него обеспечивает удержание частиц вблизи фронта до момента их убегания.

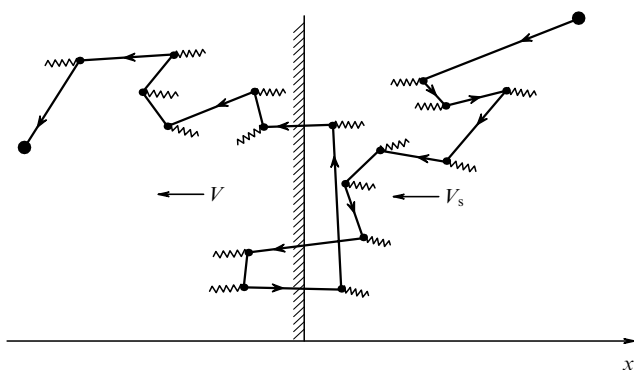


Рис. 23. Схема удержания частиц вблизи фронта ударной волны при стохастическом ускорении Ферми — модель DSA [202].

8.4. Особенности ускорения на ударных волнах

Наиболее характерные черты ускорения на ударных волнах сводятся к следующему. В идеальном случае бесконечной плоской волны при стационарных условиях дифференциальную интенсивность частиц dJ/dE можно описать степенной функцией $dJ/dE \sim E^{-\gamma}$, где γ определяется степенью сжатия ударной волны σ : $\gamma = (\sigma + 2)/(\sigma - 1)$ (см., например, [191]). Это означает, что спектр ускоренных частиц при действии регулярного механизма оказывается не зависящим от параметров среды, в которой распространяется УВ. Простая зависимость формы спектра от параметров ударной волны является несомненным преимуществом модели DSA. Такая "универсальность" предложенного механизма ещё в 1977 г. была отмечена Крымским [195]. Для сильных ударных волн степень сжатия лежит в диапазоне $\sigma = 3-4$ [201], так что показатель спектра ускоренных частиц как раз соответствует тому, что наблюдается у большей части ГКЛ и релятивистских электронов в остатках сверхновых. В целом, спектры ускоряемых частиц и параметры ударных волн, по-видимому, хорошо согласуются друг с другом.

Необходимо, однако, отметить, что DSA является довольно медленным процессом (см., например, [202]). Чтобы приращение энергии частицы составило $pv = 2E_k$, необходимо N^2 рассеяний с изменением энергии при пересечении фронта, где $N = v/\Delta V$, E_k — кинетическая энергия частицы, p и v — её импульс и скорость. Кроме того, для эффективного ускорения необходимо выполнение условия $v \gg V$ (проблема инжекции), иначе частицы будут просто перетекать из области вверх по потоку через фронт в область вниз по потоку.

Далее в рамках настоящего обзора, даже с учётом принятого нами феноменологического подхода к процессам ускорения Ферми, было бы уместно привести простые оценки других характерных параметров ускорения типа Ферми, например скорости набора энергии α и полного времени ускорения T . Однако сделать такие оценки довольно трудно из-за большого разнообразия плазменных сред в астрофизике и вытекающего отсюда чрезвычайного разнообразия "начальных" и "граничных" условий для ускорения. Для примера приведём параметры таких сред, как солнечный ветер и межзвёздный газ в Галактике. В первом случае плотность частиц среды $\sim 1 \text{ см}^{-3}$, величина магнитного поля $\sim 1 \text{ нТл}$, число Маха ~ 5 , тогда как во втором — соответственно $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $\sim 10^{-2} \text{ нТл}$ и ~ 100 [29]. По существу, для

заданной плазменной среды надо решать отдельную задачу, и каждая астрофизическая ситуация представляется уникальной с точки зрения ускорения частиц.

Автор [203] провёл тщательный сравнительный анализ процессов ускорения на УВ (модель DSA) и стохастического ускорения с теоретической точки зрения. Показано, что ускорение на ударных волнах и стохастическое ускорение имеют много общего между собой. Частота пересечений фронта УВ при механизме DSA эквивалентна частоте рассеяний частицы при стохастическом ускорении. Как писал автор [203], "магия" теории ускорения на УВ состоит в следующем: параметры α (темп ускорения) и T (время ускорения) связаны таким образом, что их произведение αT зависит только от степени сжатия плазмы σ в УВ. При этом астрофизические ударные волны, как правило, являются сильными, т.е. имеют такие степени сжатия, чтобы обеспечить формирование наблюдаемых степенных спектров ускоренных частиц.

Заметим, что в ОКП, по-видимому, имеют место два варианта реализации механизма Ферми, представленные на рис. 22а, б. Важно также, что при этом энергия ускоряемой частицы возрастает пропорционально её заряду, $E \sim Z$. Любой физический механизм, ответственный за действие инжектора частиц, должен продемонстрировать соотношение потоков частиц $\text{Fe}/\text{H} > \text{O}/\text{H} > \text{C}/\text{H} > \text{He}/\text{H}$ на внутренних магнитных оболочках (на расстояниях в плоскости экватора менее $2R_E$) при $E > 1 \text{ МэВ}$ [29]. Вариант, представленный на рис. 22в, по-видимому, реализуется в межпланетной плазме.

9. Подводя итоги...

Утверждение о *доминирующей* роли рассматриваемого механизма Ферми означает, что на фоне возможного одновременного действия двух и более механизмов ускорения (например, в солнечной вспышке) параметры функции распределения ускоренных частиц определяются в основном действием стохастического механизма Ферми. В контексте данного обзора это соответствует формированию степенных спектров и обогащению тяжёлыми частицами, хотя последний эффект далеко не очевиден.

Прежде чем подводить общие итоги нашего рассмотрения вопроса, вынесенного в название настоящего обзора, отметим следующее. Многие исследователи сходятся во мнении, что в проблеме ускорения заряженных частиц в космосе существуют два важных аспекта (или уровня рассмотрения): глобальный (МГД, или макропроцессы) и локальный (микропроцессы).

9.1. Два уровня в проблеме ускорения

Первый аспект включает в себя взаимодействие ускоряемых частиц с крупномасштабными МГД-структурами, например с магнитными облаками в Галактике. Во втором случае речь идёт о микропроцессах, которые развиваются на сравнительно малых пространственно-временных масштабах, в частности, в условиях солнечной вспышки (см., например, [24, 204]). Оба аспекта находятся в тесной связи друг с другом и уже широко освещались в литературе (см., например, [25, 27, 201]). Так, авторы [201] отметили, что все варианты статистических механизмов имеют единое физическое содержание. Быстрые частицы и рассеивающие центры подобны двум

различным газам. Рассеивающие центры представляют собой макроскопические объёмы плазмы, вследствие чего им соответствует бесконечно большая температура. Их тепловой контакт с быстрыми частицами, осуществляемый посредством рассеяний, приводит к передаче энергии от рассеивающих центров частицам, т.е. к ускорению последних. Иначе говоря, процесс ускорения выступает здесь аналогом обычного нагрева в условиях столкновительной плазмы. Такая аналогия имеет довольно общий физический характер: нагреву в плазме со столкновениями в условиях бесстолкновительной плазмы соответствует ускорение частиц. В обзоре Быкова и Топтыгина [205] содержатся вывод и подробное обсуждение основных уравнений, описывающих макроскопическую динамику космической плазмы с учётом нетепловых частиц, флуктуирующих электромагнитных полей и нейтральных атомов.

Близкий к [201] подход в последние годы развивает Дорман [18, 206]. В частности, в статье [206] он предлагает делить КЛ на внешние и внутренние по отношению к рассматриваемому объекту и изучать их отдельно (межпланетные КЛ, магнитосферные КЛ и т.п.). В [206] предлагается также отдельно рассматривать различные виды звёздных КЛ. Это близко к более раннему предположению [207] о возможной большей роли карликовых звёзд в объяснении некоторых аномалий в спектрах протонов и ядер гелия, обнаруженных в международном эксперименте PAMELA (см., например, [208]). В частности, найдено, что спектры частиц указанных двух сортов имеют разные формы и не могут быть надёжно описаны единым степенным законом. Эти данные бросают вызов современной концепции ускорения КЛ в остатках сверхновых и их последующей диффузии в Галактике. Для того чтобы объяснить спектральные особенности, полученные в наблюдениях с помощью орбитального спектрометра PAMELA, надо допустить наличие более сложных процессов ускорения и переноса КЛ.

9.2. Некоторые перспективы изучения космических лучей

Говоря о перспективах дальнейшего исследования космических лучей, следует в первую очередь отметить, что ускорение частиц в космической плазме, по всеобщему признанию, является универсальным явлением во Вселенной (см., в частности, монографию [18]). Далее, из всего нашего рассмотрения следует, что наиболее важные исследовательские проблемы находятся на противоположных "концах" спектра КЛ. Напомним, например, что в начале ускорения от теплового распределения частиц существует проблема инжекции, далее частице надо преодолеть поле Дрейсера [209] и т.д. Особенно это касается ускорения в солнечных вспышках (см. [204]). В области предельно высоких энергий идут поиски самих источников таких частиц, поскольку правило Хилласа запрещает, например, существование Зэватронов, т.е. частиц с энергией $E > 3 \times 10^{20}$ эВ.

Идея о возможном вкладе близких источников прямо перекликается с результатами эксперимента АТИС (см. раздел 6) и с результатами анализа данных, полученных на борту КА Kepler (см., например, [210, 211] при наблюдениях супервспышек на других звёздах, подобных Солнцу. В таких событиях выделяется энергия до $10^{35} - 10^{36}$ эрг.

Один из аргументов против "универсальности" ускорения Ферми и обилия ТЗЧ в составе КЛ сводится к учёту металличности звёзд. Наличие большого количества ТЗЧ в составе КЛ с точки зрения металличности звёзд, по мнению автора [46], представляется маловероятным. При обсуждении химического состава КЛ автор, в частности, обращает внимание на то, что с астрофизической точки зрения наличие большого количества первичных тяжёлых ядер представляется менее вероятным, чем наличие протонного (в основном) состава. Такой вывод обосновывается тем, что наличие большого количества ТЗЧ требует механизмов повышения металличности инжектированного вещества в источниках на несколько порядков величины по сравнению с максимальной известной звёздной металличностью. Аргументация, связанная с более эффективным ускорением ТЗЧ, приводит к требованию резкого и экспериментально не наблюдаемого скачка [46] как в составе, так и в полном потоке КЛ при энергиях, соответствующих максимальным энергиям ускоренных протонов. В настоящее время, по мнению Троицкого [46], вопрос о химическом составе КЛСВЭ является открытым.

К сожалению, данные наблюдений по всем рассмотренным источникам КЛ (от СКЛ до квазаров, АЯГ, релятивистских джетов и др.) либо недостаточно точны, либо противоречивы. При этом недостатком любой попытки интерпретации, очевидно, является то, что при этом всегда трудно "уйти" от модели явления (события).

Применительно к ГКЛ (в области энергий выше излома, или колена), и особенно для области КЛСВЭ, особую важность приобретают модели ядерного взаимодействия (элементарного акта) при столь высоких энергиях ($E > 3 \times 10^{18}$ эВ). Астрофизические исследования в области сверхвысоких энергий требуют определённых предположений о том, как происходят адронные взаимодействия. Такие предположения реализуются в виде феноменологических моделей, параметры которых определяются по ускорительным данным. Как отметили авторы [212], это вносит неопределённость в интерпретацию экспериментальных результатов, полученных при изучении КЛСВЭ, так как модельные представления приходится экстраполировать за пределы той области, в которой проведено их надёжное тестирование.

Между тем, по оценкам [213], надёжных данных наблюдений по составу КЛ с энергией выше 10^{19} эВ быть не может. Такая ситуация будет существовать до тех пор, пока не удастся устранить "нестыковки" между моделями адронных взаимодействий и данными наблюдений по развитию ШАЛ, поскольку разные модели приводят к различным химическим составам. Нельзя сбрасывать со счетов и возможность анизотропии химического состава при самых высоких энергиях, когда отклонения частиц уже невелики, а источников мало и отдельные близкие источники могут формировать разные картины при наблюдениях КЛ от северных участков неба (ГА) и от южных источников (РАО). Возможно, мы это наблюдаем и в спектрах [213].

На протяжении нескольких десятилетий физика КЛСВЭ остаётся одной из самых интересных областей на стыке астрофизики и физики элементарных частиц [46]. Несмотря на серьёзный прогресс в эксперименте, сегодня мы мало что можем сказать о происхождении частиц с энергиями $E > 10^{19}$ эВ. При этом лишь немногие

модели ускорения частиц в астрофизических источниках могут одновременно удовлетворять требованиям, которые налагаются на физические условия в этих космических ускорителях. Кроме того, модели ускорения должны подчиняться строгому ограничению снизу на плотность источников. Такое ограничение было получено недавно исходя из отсутствия кластеров направлений прихода [46]. В результатах исследования химического состава первичных частиц с такими энергиями, по мнению автора [46], систематические ошибки, по-видимому, доминируют над вкладами, обусловленными физическими эффектами. По-прежнему не выяснена физическая причина систематической разницы в определении энергии первичной частицы разными методами.

Пристального внимания заслуживают некоторые указания на возможные проявления "новой физики" в космических лучах (см., например, [182, 214]). Так, согласно работе [182], фотоны могут превращаться в аксионы и обратно в магнитных полях различных астрофизических объектов, включая активные галактики, скопления галактик, межгалактическое пространство и Млечный Путь. Это может послужить возможным объяснением для кандидата в нейтральные частицы сверхвысокой энергии ($E > 10^{18}$ эВ) от удалённых объектов типа BL Lac, которые, вероятно, наблюдались в эксперименте High Resolution Fly's Eye (HiRes collaboration [215]). Распадом гипотетических аксионов с теми же массами и связностью могут быть объяснены также фотоны с энергией порядка 1 ТэВ (10^{12} эВ), зарегистрированные от удалённых блазаров.

Что касается солнечных космических лучей, то их элементный состав и зарядовое состояние останутся и в обозримом будущем, по-видимому, предметом серьёзных теоретических (модельных) и экспериментальных исследований. В частности, систематическая корреляция спектров и элементного содержания обеспечивает новую перспективу как в "проблеме инжекции" [169] при селекции ионов ударными волнами, так и в физике ускорения и переноса SEPs.

Для понимания особенностей ускорения SEPs, особенно на начальной стадии солнечной вспышки, большой интерес представляют так называемые режимы с обострением (см., например, [216] и цитируемую там литературу). Режимы с обострением были обнаружены в 1970-е годы в связи с исследованиями проблемы управляемого термоядерного синтеза при решении уравнения теплопроводности, которое описывает процесс горения [217]. В режиме с обострением физическая величина (энергия, температура и др.) неограниченно возрастает в некоторой области пространства.

Автор [216] исследовал природу наблюдаемой локализации горячей вспышечной плазмы в виде мелкомасштабных структур и связал энергизацию плазмы с перетяжками магнитной трубки. Перетяжки в свою очередь вызываются неустойчивостью плазмы при протекании электрического тока или прохождении ударного фронта. При этом формируются динамические магнитные ловушки, в которых на ранней фазе вспышки происходит ускорение заряженных частиц под действием механизма Ферми. В случае сходящихся перетяжек, являющихся магнитными зеркалами (пробками) для заряженных частиц, становится эффективным регулярный механизм ускорения Ферми первого порядка. В коллапсирующей ловушке происходят увеличение продольной составляю-

щей импульса частицы p_{\parallel} [15, 218] и нагрев захваченной плазмы по гиперболическому закону [219]. Таким образом, в результате магнитного сжатия имеют место ускорение заряженных частиц и нагрев плазмы. Наблюдаемый быстрый нагрев отражает нелинейный характер усиления магнитного поля в перетяжке. Нагрев первичного источника в режиме с обострением сопровождается одновременной филаментацией трубки, уменьшением фактора заполнения. Результатом является двухступенчатый характер газодинамического отклика солнечной хромосферы.

Кроме того, понимание особенностей ускорения СКЛ, АКЛ и ГКЛ важно и для решения некоторых смежных проблем, например защиты от радиационной опасности (см., например, [220]) и ряда задач солнечно-земной физики и солнечно-земных связей (см., например, [221]).

9.3. Проблема инжекции на современном уровне

Как неоднократно отмечалось выше, одной из трудностей теории ускорения является проблема инжекции, которая непосредственно связана с проблемой ядерного состава первичных КЛ. Естественно, для её решения исследователи ищут новые методологические подходы. Одним из самых плодотворных для этой цели и мощных методов оказался так называемый метод частиц в ячейках (Particle-In-Cell — PIC). PIC-метод известен относительно давно (с середины XX в.). В начале 1990-х годов на стыке лазерной физики и физики плазмы появилось новое активно развивающееся направление — физика взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Хорошо известный и развитый к тому времени PIC-метод, однако, практически не использовался работавшими в новом направлении исследователями. Господствовало убеждение, что метод недостаточно хорош для их задач, поскольку обладает невысокой точностью. Отношение к PIC-методу резко изменилось после публикации в 2004 г. статьи [222].

Применительно к плазменным и ускорительным задачам PIC-метод сводится к моделированию плазмы частицами в ячейках. В ряде работ, выполненных за последнее десятилетие [223–226], показано, что наиболее последовательное решение сложной проблемы инжекции можно получить на основе прямого плазменного моделирования именно PIC-методом. Так, в статье [223] представлены результаты гибридного PIC-моделирования ударных волн в космической плазме с примесью тяжёлых слабо заряженных ионов. Для моделирования использован предложенный авторами ранее [225] трёхмерный гибридный код второго порядка точности по времени с точным сохранением нулевой дивергенции магнитного поля.

В свою очередь авторы [224] представили первые расчёты ускорения ионов механизмом DSA на нерелятивистских УВ. Применяя гибридное (kinetic ions-fluid electrons) моделирование, они изучали термализацию, инжекцию и ускорение ионов с различными отношениями массы к заряду A/Z в нерелятивистских бесстолкновительных УВ. Ими было показано, что частицы с большими значениями A/Z отличаются усиленными нетепловыми хвостами по отношению к протонам, в количественном согласии с наблюдаемым химическим составом ГКЛ, причём нетепловые хвосты имеют максимальную протяжённость $\propto E/Z$.

В статье [226] изложены результаты гибридного моделирования диффузионного ускорения частиц в бесстолкновительных ударных волнах с примесью элементов тяжелее водорода. Рассматриваются инжекция различных ионов в процесс ускорения, эффективность ускорения, процессы переноса энергичных частиц и их результирующие энергетические спектры. Результаты приведены для ударных волн с параметрами, характерными для таких плазменных сред, как солнечный ветер, остатки сверхновых, скопления галактик. Моделирование показало, что для всех сортов ионов можно выделить три смежные пространственные области с различными режимами диффузии. Показано, в частности, что для наиболее энергичных протонов квазилинейная теория выполнялась во всей области моделирования, в то время как для тяжёлых слабо заряженных ионов почти отсутствовала область бомовской диффузии. Границы областей связаны с падением уровня резонансных флуктуаций ниже порогового значения. Результаты гибридного моделирования ускорения частиц на бесстолкновительных ударных волнах недавно были обобщены автором [227]. Одним из самых интересных результатов работы [227] является установление механизма преимущественного ускорения тяжёлых ионов в обратных ударных волнах от остатков сверхновых. Исследовано влияние тяжёлых ионов на инжекцию протонов в процесс ускорения Ферми первого порядка.

Недавно авторы [228] провели моделирование обогащения ионами ${}^3\text{He}$, часто наблюдаемого в импульсных SEP-событиях. Для моделирования использовался вариант PIC-метода с 1,5 измерениями. Моделировалось взаимодействие пучка электронов с плазмой, которое генерирует электронные и ионные циклотронные волны, а именно циклотронные волны для протонов и ионов ${}^4\text{He}$. Дисперсия этих волн зависит от параметра магнетизации частиц $\alpha = \omega_{pe}/\Omega_{ce}$ (где ω_{pe} — плазменная, или ленгмюровская, частота электронов, Ω_{ce} — циклотронная частота электронов), а также от отношения температур электронов и протонов $\tau = T_e/T_p$. Фоновые частицы, например, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, резонируют с возбуждёнными циклотронными волнами и испытывают селективный нагрев или ускорение. Специфически резонансные моды ионов ${}^3\text{He}$ приводят к более эффективному темпу ускорения по сравнению с темпом ускорения ионов ${}^4\text{He}$. В [228] отмечается, что результаты данного моделирования открывают возможность для понимания обогащения солнечного ветра тяжёлыми ионами.

10. Заключение

Разнообразие теорий и моделей ускорения частиц в космосе указывает на нерешённость данной проблемы в целом. Данные по ядерному составу ускоренных частиц, полученные в ходе многочисленных экспериментов, могут свидетельствовать в пользу глобального характера стохастического механизма ускорения типа Ферми, свойственного различным астрофизическим объектам. Нельзя также исключить, что этот механизм может быть доминирующим среди других. Тем не менее представляется очевидным, что ряд экспериментальных наблюдений не укладывается в рамки данного вывода. Возможно, в некоторых космических объектах существует иерархия ускорительных механизмов, когда после предварительного ускорения одним механизмом

включаются другие — последовательно или на альтернативной основе. Такой подход является вполне естественным ввиду большого разнообразия "начальных" и "граничных" условий при ускорении заряженных частиц в космосе. Необходимы новые эксперименты, новые модельные и теоретические исследования. Но главное — это данные наблюдений.

Важно отметить, однако, что энергичные частицы — не побочный продукт, а важнейший компонент Вселенной [229]. Энергичные частицы являются ключом к пониманию преобразования энергии и переноса энергии во взрывоопасных ситуациях в астрофизической плазме, а также в более постепенных и долгоживущих процессах в тех структурах, которые демонстрируют, например, сильные градиенты и турбулентность.

Прошло уже более 100 лет после открытия ГКЛ и около 80 лет после первой надёжной регистрации СКЛ, послужившей доказательством принципиальной возможности ускорения частиц в атмосферах или вблизи звёзд. Однако большая часть вопросов, связанных с механизмами ускорения, всё ещё оказывается нерешённой. Вместе с тем космические лучи по-прежнему остаются на переднем крае астрофизических исследований. При этом, как сказал в далёком 1959 г. Коккони: "В конечном счёте, если мы хотим оставаться на твёрдой почве, мы можем быть уверены только в двух генераторах космических лучей — Солнце и Вселенной" [230].

Настоящий обзор подготовлен на основе проблемного пленарного доклада, совместно представленного двумя авторами на очередной 36-й Всероссийской конференции по космическим лучам_2020 (ВККЛ_2020) (<http://rgcr2020.sinp.msu.ru>). Этот доклад, состоявшийся 28 сентября 2020 г., оказался последним публичным выступлением М.И. Панасюка, ушедшего из жизни 3 ноября 2020 г. [231].

Л.И.М. выражает большую признательность С.В. Троицкому (Институт ядерных исследований РАН) за ряд важных ссылок, многие советы и замечания, а также В.Г. Янке (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН) за помощь в оформлении рукописи. Целый ряд замечаний и предложений независимого рецензента оказались очень ценными и значительно повлияли на содержание обзора.

Список литературы

1. Hess V F *Phys. Z.* **13** 1084 (1912)
2. Дорман И В *Космические лучи* (М.: Наука, 1981)
3. Dorman I V, Dorman L I *Adv. Space Res.* **53** 1388 (2014)
4. Swann W F G *Phys. Rev.* **43** 217 (1933)
5. Lange I, Forbush S E *Terr. Magn. Atmos. Electr.* **47** 331 (1942)
6. Forbush S E *Phys. Rev.* **70** 771 (1946)
7. Adams N *Philos. Mag.* **7** 41 503 (1950)
8. Forbush S E, Stinchcomb, T B, Schein M *Phys. Rev.* **79** 501 (1950)
9. Красильников Д Д, Кузьмин А И, Шафер Ю Г "Вариации интенсивности космических лучей" *Тр. Якутского филиала АН СССР Сер. физ.* (1) 41 (1955)
10. Мирошниченко Л И *УФН* **188** 345 (2018); Miroshnichenko L I *Phys. Usp.* **61** 323 (2018)
11. Swann W F G, in *Proc. of the 6th Intern. Cosmic Ray Conf., July 1959, Moscow, USSR* Vol. 3 (Ed. S I Syrovatsky) (Moscow, 1960) p. 167
12. Baade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **20** 259 (1934)
13. Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
14. Fermi E *Astrophys. J.* **119** 1 (1954)
15. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963); Пер. на англ. яз. Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (Oxford: Pergamon Press, 1964)

16. Топтыгин И Н *Космические лучи в межпланетных магнитных полях* (М.: Наука, 1983); Пер. на англ. яз.: Topotygin I N *Cosmic Rays in Interplanetary Magnetic Fields* (Dordrecht: D. Reidel, 1985)
17. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990); Пер. на англ. яз.: Berezhinski V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)
18. Dorman L I *Cosmic Ray Interactions, Propagation, and Acceleration in Space Plasmas* (Dordrecht: Springer, 2006)
19. Кичигин Г Н, Строкин Н А *Процессы энерговыделения в космической плазме* (Иркутск: Изд-во Иркутского гос. технического ун-та, 2007)
20. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **71** 411 (1960); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **3** 504 (1961); Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **88** 485 (1966); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **9** 223 (1966)
21. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
22. Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 163 (1981)
23. Антонова Е Е и др. *Ускорительные механизмы в космосе* (М.: Изд-во МГУ, 1988) Учебное пособие
24. Miller J A et al. *J. Geophys. Res.* **102** (A7) 14631 (1997)
25. Miroschnichenko L I *Solar Cosmic Rays* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
26. Мирошниченко Л И *Изв. РАН. Сер. физ.* **67** 400 (2003)
27. Miroschnichenko L *Solar Cosmic Rays: Fundamentals and Applications* 2nd ed. (Cham: Springer Intern. Publ., 2015)
28. Панасюк М И *Странички Вселенной или эхо Большого взрыва* (Фрязино: Век 2, 2005)
29. Панасюк М И *Радиоактивная Вселенная* (Фрязино: Век 2, 2019)
30. Зелёный Л М и др. *УФН* **180** 973 (2010); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **53** 933 (2010)
31. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010); Frank A G *Phys. Usp.* **53** 941 (2010)
32. Кузнецов В Д *УФН* **180** 988 (2010); Kuznetsov V D *Phys. Usp.* **53** 947 (2010)
33. Сомов Б В *УФН* **180** 997 (2010); Somov B V *Phys. Usp.* **53** 954 (2010)
34. Птушкин В С *УФН* **180** 1000 (2010); Ptuskin V S *Phys. Usp.* **53** 958 (2010)
35. Дорман Л И *УФН* **180** 519 (2010); Dorman L I *Phys. Usp.* **53** 496 (2010)
36. Зелёный Л М и др. *УФН* **183** 365 (2013); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **56** 347 (2013)
37. Зелёный Л М и др. *УФН* **186** 1153 (2016); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **59** 1057 (2016)
38. de Nolfo G A et al. *Adv. Space Res.* **38** 1558 (2006)
39. Kachelrieß M, Semikoz D V *Prog. Part. Nucl. Phys.* **109** 103710 (2019); arXiv:1904.08160
40. Мирошниченко Л И, Петров В М *Динамика радиационных условий в космосе* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
41. Miroschnichenko L I, в сб. *Международная конф. Влияние космической погоды на человека в космосе и на Земле, 4–8 июня 2012, ИКИ РАН, Москва, Россия. Труды. Space Weather Effects on Humans: in Space and on Earth. Proc. of the Intern. Conf. Space Research Institute, Moscow, Russia, June 4–8, 2012* Т. 1 (Под ред. А И Григорьева, Л М Зелёного) (М.: ИКИ, 2013) р. 110–136; Григорьев А И, Зелёный Л М (Ред.) *Международная конф. Влияние космической погоды на человека в космосе и на Земле, 4–8 июня 2012, ИКИ РАН, Москва, Россия. Труды. Space Weather Effects on Humans: in Space and on Earth. Proc. of the Intern. Conf. Space Research Institute, Moscow, Russia, June 4–8, 2012* Т. 1 (М.: ИКИ, 2013) <http://www.iki.rssi.ru/books/2013breus1.pdf>; Григорьев А И, Зелёный Л М (Ред.) *Международная конф. Влияние космической погоды на человека в космосе и на Земле, 4–8 июня 2012, ИКИ РАН, Москва, Россия. Труды. Space Weather Effects on Humans: in Space and on Earth. Proc. of the Intern. Conf. Space Research Institute, Moscow, Russia, June 4–8, 2012* Т. 2 (М.: ИКИ, 2013) <http://www.iki.rssi.ru/books/2013breus2.pdf>
42. Panasyuk M et al., in *Extreme Events in Geospace: Origins, Predictability, and Consequences* (Ed. N Buzulukova) (Amsterdam: Elsevier ST Books, 2018) p. 349, <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812700-1.00013-3>
43. Гарипов Г К и др. *Космические исследования* **58** 276 (2020); Garipov G K et al. *Cosmic Res.* **58** 242 (2020)
44. Hillas A M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 425 (1984)
45. Птицына К В, Троицкий С В *УФН* **180** 723 (2010); Ptitsyna K V, Troitsky S V *Phys. Usp.* **53** 691 (2010)
46. Троицкий С В *УФН* **183** 323 (2013); Troitsky S V *Phys. Usp.* **56** 304 (2013)
47. Shea M A, Smart D F *Space Sci. Rev.* **93** 187 (2000)
48. Cornwall J M, in *Ion Acceleration in the Magnetosphere and Ionosphere* (Geophysical Monograph, Vol. 38, Eds T Chang et al.) (Washington, DC: Amer. Geophys. Union, 1986) p. 3
49. Bryant D A *Electron Acceleration in the Aurora and Beyond* (Bristol: Inst. of Physics Publ., 1999)
50. Möbius E *Astrophys. J. Suppl.* **90** 521 (1994)
51. Burgess D, Möbius E, Scholer M *Space Sci. Rev.* **173** 5 (2012)
52. Balogh A, Treumann R A *Physics of Collisionless Shocks. Space Plasma Shock Waves* (ISSI Scientific Report Ser., Vol. 12) (New York: Springer, 2013) <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2>
53. Millan R M, Baker D N *Space Sci. Rev.* **173** 103 (2012)
54. Thorne R M et al. *Nature* **504** 411 (2013)
55. Demekhov A G et al. *Geophys. Res. Lett.* **47** (6) e2020GL086958 (2020)
56. Murphy K R et al. *Geophys. Res. Lett.* **45** 3783 (2018)
57. Patel M et al. *Geophys. Res. Lett.* **46** 7222 (2019)
58. Claudepierre S G et al. *Geophys. Res. Lett.* **47** e2019GL086056 (2020)
59. Birn J, Hesse M, Schindler K J. *Geophys. Res.* **101** 12939 (1996)
60. Birn J et al. *J. Geophys. Res.* **102** 2325 (1997)
61. Birn J et al. *J. Geophys. Res.* **103** 9235 (1998)
62. Birn J et al. *Space Sci. Rev.* **173** 49 (2012)
63. Hones E W (Jr.) *J. Geophys. Res.* **82** 5633 (1977)
64. Priest E, Forbes T *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000); Пер. на русс. яз.: Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения* (М.: Физматлит, 2005)
65. Priest E R *Solar Phys.* **289** 3579 (2014)
66. Parker E N J. *Geophys. Res.* **65** 3117 (1960)
67. Тверской Б А *Геомагнетизм и аэронавигация* **4** 351 (1964)
68. Fälthammar C-G J. *Geophys. Res.* **70** 2503 (1965)
69. Тверской Б А *Геомагнетизм и аэронавигация* **5** 617 (1965)
70. Тверской Б А *Динамика радиационных поясов Земли* (М.: Наука, 1968)
71. Tverskoy B A *Rev. Geophys.* **7** 219 (1969)
72. Tverskoy B A *Rev. Geophys.* **7** 219 (1969); Пер. на русск. яз.: Тверской Б А, в кн. *Физика магнитосферы* (Под ред. Д Вильямса, Дж Мида) (М.: Мир, 1972) р. 278
73. Бахарева М Ф, Ломоносов В Н, Тверской Б А *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **34** 2313 (1970)
74. Бахарева М Ф, Ломоносов В Н, Тверской Б А *ЖЭТФ* **59** 2003 (1970); Bakhareva M F, Lomonosov V N, Tverskoi B A *Sov. Phys. JETP* **32** 1086 (1971)
75. Walt M, in *Particles and Fields in the Magnetosphere. Proc. of a Symp., Univ. of California, Santa Barbara, CA, USA, August 4–15, 1969* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 17, Ed. B M McCormack) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1970) p. 410
76. Walt M *Space Sci. Rev.* **12** 446 (1971)
77. Shelley E G, Johnson R G, Sharp R D *J. Geophys. Res.* **77** 6104 (1972)
78. Shelley E G, Johnson R G, Sharp R D, in *Magnetospheric Physics. Proc. of the Advanced Summer Institute, Sheffield, UK, August 1973* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 44, Ed. B M McCormack) (Dordrecht: D. Reidel, 1974) p. 135
79. Shelley E G *Space Sci. Rev.* **23** 465 (1979)
80. Lennartsson W *Phys. Scr.* **36** 367 (1987)
81. Spjeldvik W N, Fritz T A *J. Geophys. Res.* **83** 1583 (1978)
82. Alfvén H *Tellus* **11** 106 (1959)
83. Panasyuk M I, in *Proc. of the 23rd Intern. Cosmic Ray Conf., Calgary, Alberta, Canada, 19–30 July, 1993. Invited, Rapporteur and Highlight Papers* (Eds D A Leahy, R B Hicks, D Venkatesan) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 455
84. Panasyuk M I, in *Matter, Antimatter, and Dark Matter. Proc. of the 2nd Intern. Workshop, Trento, Italy, 29–30 October 2001* (Eds R Battiston, B Bertucci) (River Edge, NJ: World Scientific, 2002) p. 117
85. Панасюк М И, в кн. *Модель космоса* Т. 1, 8-е изд. (Под ред. М И Панасюка) (М.: КДУ, 2007) с. 96
86. Grigorov N L et al. *Geophys. Res. Lett.* **18** 1959 (1991)
87. Bobrovskaya V V et al., in *Proc. of the 23rd Intern. Cosmic Ray Conf., Calgary, Alberta, Canada, 19–30 July, 1993. Contributed Papers* Vol. 3 (Calgary: Univ. of Calgary, 1993) p. 432
88. Бобровская В В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **57** (7) 62 (1993)
89. Birn J et al. *Space Sci. Rev.* **173** 49 (2012)

90. Ковтюх А С *Космические исследования* **39** 563 (2001); Kovtyukh A S *Cosmic Res.* **39** 527 (2001)
91. Daglis I A *Space Sci. Rev.* **124** 183 (2006)
92. Ковтюх А С, в кн. *Модель космоса* Т. 1, 8-е изд. (Под ред. М И Панасюка) (М.: КДУ, 2007) с. 482
93. Dessler A J, Parker E N *J. Geophys. Res.* **64** 2239 (1959)
94. Scokopke N *J. Geophys. Res.* **71** 3125 (1966)
95. Scokopke N *Cosmic Electrodyn.* **3** 330 (1972)
96. Liemohn M W *J. Geophys. Res.* **108** 1251 (2003)
97. Kozyra J U, Liemohn M W *Space Sci. Rev.* **109** 105 (2003)
98. Vasyliūnas V M *Ann. Geophys.* **24** 1085 (2006)
99. Тверской Б А *Основы теоретической космофизики. Избранные труды* (Сост. М Ф Бахарева и др.) (М.: Едиториал УРСС, 2004)
100. Gloeckler G, Hamilton D C *Phys. Scr.* **1987** (T18) 73 (1987)
101. Klecker B, in *21st European Cosmic Ray Symp., 9–12 September 2008 Košice, Slovakia* (Košice: Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, 2009) p. 27
102. Garrard T L et al., in *Proc. of the 25th Intern. Cosmic Ray Conf., 30 July–6 August, 1997, Durban, South Africa* Vol. 1 (Eds M S Potgieter, C Raubenheimer, D J van der Walt) (Transvaal: Potchefstroom Univ., 1997) p. 105
103. Stone E C et al. *Space Sci. Rev.* **86** 1 (1998)
104. Cummings A C, Stone E C *AIP Conf. Proc.* **1516** 97 (2013)
105. Cummings A C, Stone E C, Webber W R *Astrophys. J. Lett.* **287** L99 (1984)
106. McComas D J, Schwadron N A *Geophys. Res. Lett.* **33** L04102 (2006)
107. Kóta J, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., July 3–11, 2007, Merida, Yucatan, Mexico* Vol. 1 (Eds R Caballero et al.) (Mexico: Univ. Nacional Autónoma de México, 2008) p. 853
108. Jokipii J R, Kóta J *AIP Conf. Proc.* **1039** 390 (2008)
109. Drake J F et al. *Astrophys. J.* **709** 963 (2010)
110. Lazarian A, Opher M *Astrophys. J.* **703** 8 (2009)
111. Fisk L A, Gloeckler G *Adv. Space Res.* **43** 1471 (2009)
112. Fisk L A, Kozlovsky B, Ramaty R *Astrophys. J. Lett.* **190** L35 (1974)
113. Mason G M et al. *AIP Conf. Proc.* **1039** 101 (2008)
114. Mason G M et al. *Astrophys. J.* **678** 1458 (2008)
115. Fisk L A, Lee M A *Astrophys. J.* **237** 620 (1980)
116. Zank G P et al. *Astrophys. J.* **814** 137 (2015)
117. Adhikari L et al. *Astrophys. J.* **873** 72 (2019)
118. Мирошниченко Л И, в сб. *Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: ИЗМИРАН, 2015) с. 285
119. Базилевская Г А "О происхождении солнечных космических лучей: Экспериментальные данные", в сб. *34-я Всеросс. конф. по космическим лучам, Дубна, 15–19 августа 2016 г.*, обзорный приглашённый доклад
120. Bazilevskaya G A *J. Phys. Conf. Ser.* **798** 012034 (2017)
121. Reames D V (Ed.) *Solar Energetic Particles: A Modern Primer on Understanding Sources, Acceleration and Propagation* (New York: Springer, 2017)
122. Miroshnichenko L I *J. Space Weather Space Clim.* **8** A52 (2018)
123. Filipov A T, Chirkov N P, in *Proc. of the 15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria* Vol. 5 (Budapest: Dept. of Cosmic Rays, Central Research Inst. for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, 1977) p. 208
124. Miroshnichenko L I, in *Proc. of the 15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria* Vol. 5 (Budapest: Dept. of Cosmic Rays, Central Research Inst. for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, 1977) p. 214
125. Мирошниченко Л И, в кн. *Проблемы физики солнечных вспышек. Материалы ежегодного семинара секции "Солнце", 15–18 декабря 1981 г.* (Отв. ред. А А Корчак) (М.: ИЗМИРАН, 1983) с. 120
126. Miroshnichenko L I, Nymmik R A *Radiation Measurements* **61** 6 (2014)
127. Ныммик Р А *Космические исследования* **49** 249 (2011); Nymmik R A *Cosmic Res.* **49** 240 (2011)
128. Ныммик Р А *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 810 (2011); Nymmik R A *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 761 (2011)
129. Крымский Г Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 372 (2015); Krymskii G F et al. *JETP Lett.* **102** 335 (2015)
130. Band D et al. *Astrophys. J.* **413** 281 (1993)
131. Raukunen O et al. *J. Space Weather Space Clim.* **8** A04 (2018)
132. Богачев С А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **31** 601 (2005); Bogachev S A, Somov B V *Astron. Lett.* **31** 537 (2005)
133. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. 1 Fundamental and Practice* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 391) 2nd ed. (New York: Springer, 2013); Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. 2 Reconnection and Flares* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 392) 2nd ed. (New York: Springer, 2013)
134. Дорман Л И, Мирошниченко Л И *Солнечные космические лучи* (М.: Наука, 1968); Пер. на англ. яз.: Dorman L I, Miroshnichenko L I *Solar Cosmic Rays* (Washington, DC: NASA, 1976)
135. Schlickeiser R *Cosmic Ray Astrophysics* (Berlin: Springer, 2002)
136. Korchak A A, Syrovatsky S I, in *Proc. 6th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR, July 6–11, 1959* Vol. 3 (Ed. S I Syrovatsky) (Moscow, 1960) p. 211
137. Остряков В М, Картавых Ю Ю, Ковальцов Г А *Письма в Астрон. журн.* **26** 153 (2000); Ostryakov V M, Kartavykh Yu Yu, Koval'tsov G A *Astron. Lett.* **26** 122 (2000)
138. Ostryakov V M, Stovpyuk M F *Solar Phys.* **217** 281 (2003)
139. Kartavykh Y Y et al. *Astrophys. J.* **888** 48 (2020)
140. Tylka A J et al. *Astrophys. J.* **625** 474 (2005)
141. Cliver E W, in *Universal Heliophysical Processes. Proc. of the 257th Symp. of the Intern. Astronomical Union, Ioannina, Greece, September 15–19, 2008* (IAU Symp., Vol. 257, Eds N Gopalswamy, D F Webb) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009) p. 401
142. Hudson H S, Cliver E W *J. Geophys. Res.* **106** 25199 (2001)
143. Al-Sawad A et al. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **8** 1 (2012)
144. Zank G P, Rice W K M, Wu C C J. *Geophys. Res.* **105** 25079 (2000)
145. Ellison D C, Ramaty R *Astrophys. J.* **298** 400 (1985)
146. Miroshnichenko L I, Perez-Peraza J A *Int. J. Mod. Phys. A* **23** 1 (2008)
147. Mewaldt R A et al., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., July 3–11, 2007, Merida, Yucatan, Mexico* Vol. 1 (Eds R Caballero et al.) (Mexico: Universidad Nacional Autónoma de México, 2008) p. 107
148. Mewaldt R A et al. *J. Geophys. Res.* **110** A09S18 (2005)
149. Mewaldt R A et al. *AIP Conf. Proc.* **781** 227 (2005)
150. Li G, Zank G P, Rice W K M *J. Geophys. Res.* **110** A06104 (2005)
151. Li C et al. *Astrophys. J.* **770** 34 (2013)
152. Li C, Miroshnichenko L I, Fang C *Res. Astron. Astrophys.* **15** 1036 (2015)
153. Li C, Miroshnichenko L I, Sdobnov V E *Solar Phys.* **291** 975 (2016)
154. Мирошниченко Л И, Ли Ч, Янке В Г *Космические исследования* **58** 191 (2020); Miroshnichenko L I, Li C, Yanke V G *Cosmic Res.* **58** 150 (2020)
155. Miroshnichenko L I, Li C, Yanke V G *Solar Phys.* **295** 102 (2020)
156. Бережко Е Г, Танеев С Н *Письма в Астрон. журн.* **29** 601 (2003); Berezhko E G, Taneev S N *Astron. Lett.* **29** 530 (2003)
157. Бережко Е Г, Танеев С Н *Письма в Астрон. журн.* **39** 443 (2013); Berezhko E G, Taneev S N *Astron. Lett.* **39** 393 (2013)
158. Mishev A, Poluianov S, Usoskin I *J. Space Weather Space Clim.* **7** A28 (2017)
159. Poluianov S V et al. *Solar Phys.* **292** 176 (2017)
160. Miroshnichenko L I, De Koning C A, Perez-Enriquez R *Space Sci. Rev.* **91** 615 (2000)
161. Бережко Е Г, Крымский Г Ф *УФН* **154** 49 (1988); Berezhko E G, Krymskii G F *Sov. Phys. Usp.* **31** 27 (1988)
162. Gopalswamy N et al. *Astrophys. J. Lett.* **765** L30 (2013)
163. Tylka A J, in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., August 17–25, 1999, Salt Lake City, Utah, USA* Vol. 6 (Eds D Kieda, M Salamon, B Dingu) (Salt Lake City, UT, 1999) p. 67
164. Lovell J L, Duldig M L, Humble J E *J. Geophys. Res.* **103** 23733 (1998)
165. Маурчев Е А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **85** 388 (2021); Mauricev E A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 277 (2021)
166. Reames D V *Solar Phys.* **295** 113 (2020)
167. Reames D V, Ng C K *Astrophys. J.* **504** 1002 (1998)
168. Reames D V *Solar Phys.* **296** 24 (2021)
169. Zank G P et al. *Phys. Plasmas* **8** 4560 (2001)
170. Gaisser T K, Engel R, Resconi E *Cosmic Rays and Particle Physics* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2016) <https://doi.org/10.1017/CBO9781139192194>
171. Wolfendale A, Erlykin A *Astropart. Phys.* **53** 115 (2014)
172. Vukov A M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 41 (2018)
173. Anchordoqui L A *Phys. Rep.* **801** 1 (2019)
174. INSPIRE HEP. Literature, <https://inspirehep.net/literature/1730269>; Kachelrieß M, Semikoz D V *Prog. Part. Nucl. Phys.* **109** 103710 (2019)
175. Зацепин В И и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **68** 1593 (2004)
176. Панов А Д и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **73** 602 (2009); Panov A D et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** 564 (2009)
177. Зацепин В И, Панов А Д, Сокольская Н В, в сб. *31-я Всероссийская конф. по космическим лучам, Москва, МГУ, 5–9 июля 2010* (М.: МГУ, 2010) PCR-40

178. Chang J et al. *Nature* **456** 362 (2008)
179. Buitink S et al. (LOFAR Collab.) *Nature* **531** 70 (2016)
180. Buitink S et al. (LOFAR Collab.), arXiv:1603.01594
181. Troitsky S V *Письма в ЖЭТФ* **96** 14 (2012); *JETP Lett.* **96** 13 (2012)
182. Fairbairn M, Rashba T, Troitsky S *Phys. Rev. D* **84** 125019 (2011)
183. Куликов Г В, Христиансен Г Б *ЖЭТФ* **35** 635 (1958); Kulikov G V, Christiansen G B *Sov. Phys. JETP* **8** 441 (1959)
184. Быков А М, Топтыгин И Н *Изв. РАН. Сер. физ.* **59** 162 (1995)
185. Rieger F M, Bosch-Ramon V, Duffy P *Astrophys. Space Sci.* **309** 119 (2007)
186. Lemoine M, Waxman E *J. Cosmol. Astropart. Phys.* (11) 009 (2009)
187. Lemoine M *J. Phys. Conf. Ser.* **409** 012007 (2013)
188. Kichigin G N *Adv. Space Res.* **51** 309 (2013)
189. Кичигин Г Н *Солнечно-земная физика* **1** (1) 109 (2015)
190. Vilenkin A, Shellard E P S *Cosmic Strings and other Topological Defects* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
191. Березинский В С, Курс видеолекций: "Космические лучи высоких и сверхвысоких энергий" (2013), <https://old.mephi.ru/students/vl/cosmicrays/index.php>; <https://youtu.be/F1WRPslUQ4>
192. Parker E N *Astrophys. J.* **128** 664 (1958)
193. Cowsik R, Lee M A *Proc. R. Soc. Lond. A* **383** 409 (1982)
194. Schneider P, Bogdan T J *Astrophys. J.* **347** 496 (1989)
195. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977); Krymskii G F *Sov. Phys. Dokl.* **22** 327 (1977)
196. Axford W I, Leer E, Skadron G, in *Proc. of the 15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria* Vol. 11 (Budapest: Dept. of Cosmic Rays, Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, 1977) p. 132
197. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
198. Blandford R D, Ostriker J P *Astrophys. J. Lett.* **221** L29 (1978)
199. Бережко Е Г *Письма в ЖЭТФ* **33** 416 (1981); Berezhko E G *JETP Lett.* **33** 399 (1981)
200. Бережко Е Г, Крымский Г Ф *Письма в Астрон. журн.* **7** 636 (1981); Berezhko E G, Krymskii G F *Sov. Astron. Lett.* **7** 352 (1981)
201. Бережко Е Г, Крымский Г Ф *УФН* **154** 49 (1988); Berezhko E G, Krymskii G F *Sov. Phys. Usp.* **31** 27 (1988)
202. Фёльк Г *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **45** 1122 (1981)
203. Jones F C *Astrophys. J. Suppl.* **90** 561 (1994)
204. Miroshnichenko L I *Solar Phys.* **156** 119 (1995)
205. Быков А М, Топтыгин И Н *УФН* **177** 149 (2007); Bykov A M, Topotygin I N *Phys. Usp.* **50** 141 (2007)
206. Dorman L *Adv. Space Res.* **64** 2418 (2019)
207. Стожков Ю И *Изв. РАН Сер. физ.* **75** 352 (2011); Stozhkov Yu I *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 323 (2011)
208. Adriani O et al. (PAMELA Collab.) *Science* **332** 69 (2011)
209. Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
210. Shibata K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** (3) 49 (2013)
211. Shibayama T et al. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **209** 5 (2013)
212. Калмыков Н Н, Куликов Г В, в сб. *Академик Сергей Николаевич Вернов. К 100-летию со дня рождения* (М.: Изд-во Московского ун-та, 2010) с. 72
213. Troitsky S V et al., in *Searching for the Origins of Cosmic Rays, June 15–18, 2009, Symp., Trondheim, Norway, 2009*; <http://web.phys.ntnu.no/~mika/programme.html>
214. Троицкий С В *УФН* **182** 77 (2012); Troitsky S V *Phys. Usp.* **55** 72 (2012)
215. Abbasi R U et al. (HiRes Collab.) *Astrophys. J.* **636** 680 (2006)
216. Ковалев В А *Сложные системы* **3** (16) 50 (2015)
217. Самарский А А и др. *Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений* (М.: Наука, 1987); Пер. на англ. яз.: Samarskii A A et al. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations* (De Gruyter Expositions in Mathematics, Vol. 19) (Berlin: De Gruyter, 1995)
218. Somov V V, Kosugi T *Astrophys. J.* **485** 859 (1997)
219. Ковалев В А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **29** 465 (2003); Kovalev V A, Somov B V *Astron. Lett.* **29** 409 (2003)
220. Miroshnichenko L I *Radiation Hazard in Space* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003)
221. Мирошниченко Л И *Физика Солнца и солнечно-земных связей* (М.: Университетская книга, 2011)
222. Katsouleas T *Nature* **431** 515 (2004)
223. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **86** (4) 40 (2016); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **61** 517 (2016)
224. Caprioli D, Yi D T, Spitkovsky A *Phys. Rev. Lett.* **119** 171101 (2017)
225. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **85** (2) 73 (2015); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **60** 231 (2015)
226. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **90** (1) 18 (2020); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **65** 14 (2020)
227. Кропотина Ю А "Гибридное моделирование бесстолкновительных ударных волн в многокомпонентной плазме остатков сверхновых, скоплений галактик и солнечного ветра", Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук (СПб.: Физико-технический ин-т им. А.Ф. Иоффе РАН, 2021)
228. Li T M et al. *Astrophys. J.* **922** 50 (2021)
229. Matthews S A et al. *Exp. Astron.* **33** 237 (2012)
230. Cocconi D, in *Proc. of the 6th Intern. Cosmic Ray Conf., July 6–11, 1959, Moscow, USSR* Vol. 3 (Ed. S I Syrovatsky) (Moscow, 1960) p. 256
231. Балегга Ю Ю и др. *УФН* **191** 331 (2021); Balega Yu Yu et al. *Phys. Usp.* **64** 317 (2021)

Particle acceleration in space: a universal mechanism?

M.I. Panasyuk⁽¹⁾, L.I. Miroshnichenko^(1,2,*)

⁽¹⁾ Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, str. 2, 119234 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 4, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(*) leonty@izmiran.ru

Experimental evidence in favor of or against the existence of a universal mechanism for the acceleration of charged particles in the Universe is analyzed from the modern standpoint. We adopt a purely phenomenological approach to this very intricate problem, discussing spatial scales that range from the magnetospheres of Earth and other planets of the Solar System to the Sun's atmosphere, the heliosphere, supernovae, and extragalactic objects responsible for the generation of ultra-high-energy cosmic rays. We demonstrate a great variety of acceleration mechanisms operating in the Universe. However, data on the nuclear composition of accelerated particles obtained in numerous experiments may be indicative of a global nature of the Fermi-type stochastic acceleration mechanism inherent in various astrophysical objects. This mechanism may well be dominant over others, but a number of experimental observations are nevertheless inconsistent with that idea. It is possible that a hierarchy of accelerating mechanisms operates in some space objects, with preliminary acceleration by one mechanism followed by other mechanisms, acting sequentially or alternatively. We therefore discuss all currently available data for and against the global 'presence' of a Fermi-type acceleration mechanism.

Keywords: cosmic rays, acceleration sources and mechanisms, shock waves in space, plasma physics, composition, spectrum, anisotropy, new physics of nuclear interactions

PACS numbers: **26.40.+r**, 96.50.Vg, 98.70.Sa

Bibliography — 231 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (4) 413–442 (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039022>

Received 5 November 2020, revised 14 July 2021

Physics – Uspekhi **65** (4) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039022>