

УДК 524.7+524.1–52

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ
ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ:
ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ,
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР,
РАСПРОСТРАНЕНИЕ

А. В. Урысон

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

| | |
|--|-----|
| ВВЕДЕНИЕ. СВЕДЕНИЯ ИЗ ФИЗИКИ КЛ И АСТРОФИЗИКИ | 652 |
| ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ КЛ УВЭ | 659 |
| ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ КЛ В ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ | 669 |
| РАСПРОСТРАНЕНИЕ КЛ ОТ ИСТОЧНИКОВ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КЛ УВЭ | 680 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ | 689 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 691 |

УДК 524.7+524.1–52

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ
ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ:
ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ,
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР,
РАСПРОСТРАНЕНИЕ

А. В. Урысон

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

Обзор посвящен проблеме происхождения космических лучей (КЛ) с энергией $E > 4 \times 10^{19}$ эВ. Его основная часть отведена гипотезе об ускорении КЛ в ядрах активных галактик (активных ядрах). Обзор состоит из пяти разделов. В разд. 1 рассматриваются установки, регистрирующие КЛ предельно (ультра) высоких энергий, $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, проблема чернотельного обрезания спектра КЛ (ГЗК-эффект) и гипотезы о происхождении КЛ таких высоких энергий. В связи с тем, что КЛ имеют взвездное происхождение, в отдельном подразделе приведены астрофизические данные, которые используются в физике КЛ. Разд. 2 посвящен результатам отождествления источников КЛ с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ. В разд. 3 рассматривается ускорение КЛ в источниках и выход частиц из области ускорения. В разд. 4 обсуждается процесс распространения частиц от источников: взаимодействие КЛ с фоновыми излучениями и потери энергии (чернотельное, или ГЗК-обрезание), проанализировано распространение космических протонов и приведены результаты численных расчетов спектра протонов ультравысоких энергий, падающих на установку. В разд. 5 сформулированы выводы и перечислены данные ядерной физики, необходимые для дальнейшего исследования модели: численного анализа процесса распространения ядер КЛ в межгалактическом пространстве и анализа массового состава КЛ, дошедших до установки.

In this review the origin of cosmic rays (CR) at ultra high energies (UHE) $E > 4 \cdot 10^{19}$ eV is discussed. The hypothesis of CR acceleration in active galactic nuclei (AGN) is mostly eliminated. The review contains five sections. In Sec. 1 the following points are considered: arrays for detecting UHECRs, the problem of GZK cut-off, and ideas for UHECR origin. Some astrophysical data that are used in CR physics are given in the special subsection as CR are of extraterrestrial origin. In Sec. 2, results of identification of UHECR sources are considered. CR acceleration in the identified sources and CR escaping from sources are treated in Sec. 3. In Sec. 4, CR propagation in extragalactic space, namely energy losses due to interactions with cosmic background radiation and due to Universe expansion, are considered, and the spectrum of CR protons at the Earth is calculated. In Sec. 5 results are formulated. Further analysis of the hypothesis includes calculation of propagation of CR nuclei and investigation of UHECR composition at the Earth. Because of this nuclear physics data which are required for solving this problem are listed in the conclusion.

1. ВВЕДЕНИЕ. СВЕДЕНИЯ ИЗ ФИЗИКИ КЛ И АСТРОФИЗИКИ

Обзор посвящен проблеме происхождения космических лучей с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ. В физике КЛ такие энергии называются предельно, или ультравысокими. Источники КЛ ультравысоких энергий (УВЭ) пока не выяснены. Здесь обсуждаются различные гипотезы их происхождения, однако основная часть обзора отведена гипотезе о рождении КЛ в ядрах активных галактик. Эта гипотеза не нова, впервые она высказывалась в конце 1960-х гг., однако подробно не исследовалась — ограничивались оценками энергии источников и плотности их распределения (см., например, [1, 2] и ссылки, приведенные там). Мы разрабатываем эту гипотезу с 1995 г. Наше исследование включает отождествление источников, процессы, в которых КЛ приобретают ультравысокие энергии, и процессы распространения частиц от источников до установки. При рассмотрении этих проблем используются данные из физики КЛ и из астрофизики. Поэтому, прежде чем перейти к теме обзора, мы приводим некоторые сведения из этих областей. Астрофизические данные будут рассматриваться также на протяжении всего обзора.

1.1. Сведения из физики КЛ. Предположение о существовании внеземного излучения (впоследствии названного КЛ) впервые высказал в 1900 г. Вильсон на основе наблюдений ионизации газа в закрытом сосуде. Однако в то время подобные опыты были, по-видимому, недостаточно убедительны для того, чтобы эта гипотеза была принята. Считается, что КЛ были открыты австрийским физиком Гессом в серии экспериментов с ионизационными камерами, проводившихся на воздушном шаре в 1911–1912 гг. Результаты Гесса были подтверждены в 1913–1914 гг. немецким физиком Кольхерстером. В 1927 г. Д. В. Скобельцын установил, что космическое излучение представляет собой заряженные частицы (по современным данным, в нем присутствует очень небольшая часть γ -квантов, а также нейтрино).

Энергетический спектр КЛ, по данным разных измерений, — степенной в широком интервале энергий 10^{11} – 10^{20} эВ: $J(E) \propto E^{-\chi}$, с показателем $\chi \approx 3$. Показатель спектра незначительно меняется в области энергий $3 \cdot 10^{15}$, $6 \cdot 10^{17}$ и 10^{19} эВ — спектр испытывает «изломы».

До 1940-х гг. в физике КЛ интенсивно развивалось ядерно-физическое направление — изучали взаимодействие КЛ с веществом, образование вторичных частиц и их поглощение в атмосфере. Эти исследования проводились при помощи телескопов из счетчиков Гейгера–Мюллера (счетчиковых телескопов), камер Вильсона и ядерных фотоэмульсий, которые поднимали на шарах-зондах в атмосферу. В результате были открыты элементарные частицы e^+ (1932 г.), μ (1937 г.), π (1947 г.). Применение ядерных фотоэмульсий позволило установить химический (массовый) состав КЛ. В фотоэмульсиях были обнаружены следы ядер: оказалось, что в КЛ содержатся элементы от водорода до железа (1948 г.). В 1961 г. в ходе стратосферных

измерений были зарегистрированы первичные позитроны, их доля в излучении составляет $\sim 1\%$. При энергиях выше $\sim 10^{14}$ эВ интенсивность КЛ настолько низка, что регистрировать частицы описанными способами становится невозможно. Например, поток частиц с $E \geq 10^{15}$ эВ составляет $J \approx 3 \cdot 10^{-6}$ ($\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$), и в типичную эмульсионную стопку площадью $0,01 \text{ м}^2$ с телесным углом π попадает 1 частица в 120 суток. Поэтому при детектировании частиц используется ядерно-каскадный процесс, порождаемый частицей КЛ в атмосфере.

Широкие атмосферные ливни. Попадая в атмосферу, частицы КЛ взаимодействуют с ядрами элементов атмосферы, главным образом наиболее распространенных азота и кислорода, порождая вторичные пионы. Вторичные пионы, в свою очередь, участвуют во взаимодействиях с ядрами, если их энергия достаточно высока и они не успевают распасться. Так образуется ядерный каскад. Пионы небольших энергий распадаются, порождая электронно-фотонную и мюонную компоненты: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+ + e^-)$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$. Образующийся ливень когерентных частиц (т.е. попадающих в детектор практически одновременно) называется широким атмосферным ливнем (ШАЛ).

В каждый момент времени ШАЛ представляет собой сравнительно тонкий диск из частиц, движущихся через атмосферу в направлении движения первичной частицы со скоростью, близкой к скорости света. Диск расширяется с глубиной в атмосфере и имеет центр симметрии. Линия, соединяющая центры симметрии ливня на разных уровнях в атмосфере, называется осью ливня, которая совпадает с направлением движения частицы, инициировавшей ШАЛ.

При энергии первичной частицы 10^{14} эВ полное число частиц в ливне настолько велико, что частицы могут разлетаться до расстояний в несколько сотен метров, поэтому для регистрации частиц можно использовать небольшие детекторы, размещенные на большой площади. Например, установка площадью 1 км^2 в течение года регистрирует около 100 ливней с энергией $E \approx 10^{18}$ эВ. Если ливень падает под углом к вертикали, то детекторы частиц, расположенные в горизонтальной плоскости, срабатывают с задержкой относительно друг друга, зависящей от угла падения ливня. Измеряя задержку, определяют угол падения ШАЛ, т.е. направление прихода первичной частицы.

Регистрация частиц ультравысоких энергий. Интенсивность частиц УВЭ очень низка — поток КЛ с $E \approx 10^{20}$ эВ составляет всего 1 част./($100 \text{ км}^2 \cdot \text{год}$). Поэтому для регистрации КЛ УВЭ создают установки гигантских размеров: площади, на которых размещают детекторы, составляют десятки и сотни квадратных километров. Установки, на которых были зарегистрированы частицы УВЭ, имеют следующие размеры [2, 3]:

Volcano Ranch (США, действовала в период 1959–1963 гг.) — 8 км^2 ;

Haverah Park (Англия, действовала с 1967 г., в настоящее время не работает) — 12 км²;

SUGAR (Sydney University Giant Array, Австралия, действовала в период 1974–1982 гг.) — 60 км²;

Якутская установка (работает с 1974 г.) — 18 км², с 1996 г. — 10 км²;

Akeno (Япония, работает с 1979 г.) — 1 км²; AGASA (Akeno Giant Shower Array, Япония) — 100 км²;

Fly's Eye (США, действовала в период 1981–1992 гг.) — две станции на расстоянии 3,4 км друг от друга.

Проводятся измерения на установках HiRes (High Resolution, США), располагающих двумя станциями на расстоянии 12,5 км друг от друга, и в обсерватории Auger, имеющей две установки в Северном и Южном полушариях площадью 3000 км² каждая.

Кроме исследований на гигантских наземных установках начинается регистрация КЛ УВЭ на спутниках, когда регистрируется радиосигнал, создаваемый при развитии ливня [4]. Область обзора в спутниковых измерениях — большие участки земной атмосферы.

Точность в определении направления прихода частиц УВЭ составляет 3–10° (на установке AGASA — 1,5–3°), характерное энергетическое разрешение $\Delta E/E \approx 0,3$. В обсерватории Auger угловое разрешение — $\sim 1^\circ$, энергетическое разрешение — $\sim 10\%$.

1.2. Астрофизическое введение. В этом разделе приводится краткое описание некоторых астрофизических понятий, которые будут использоваться в дальнейшем, а также описание космических объектов и процессов, в которых, как предполагают, ускоряются или могли бы ускоряться КЛ УВЭ.

Небесные координаты и единицы длины. Единица длины, применяющаяся в астрономии, — парсек; 1 пк = 3,26 световых лет = $3,08 \cdot 10^{16}$ м. (Световой год равен пути, проходимому светом за один год.) Размер Метагалактики составляет несколько тысяч мегапарсек (Мпк).

Для определения видимых положений объектов на небе в астрономии используют различные системы координат. Здесь мы будем пользоваться экваториальной системой, в которой координатами объекта являются прямое восхождение α и склонение δ , а также галактической системой, в которой координатами объекта являются галактическая широта b и галактическая долгота l . Описание этих координат и формулы сферической тригонометрии, с помощью которых координаты пересчитываются из одной системы в другую, можно найти в [5], а также в справочниках и учебниках.

Метагалактика. Закон Хаббла. Доступная наблюдениям часть Вселенной называется Метагалактикой, она содержит звезды, объединенные в гигантские системы разнообразной формы, размера и светимости — галактики разных типов. (Светимость — это полная энергия, излучаемая в единицу времени.) Кроме звезд в Метагалактике есть нейтральный и ионизованный водород,

пыль, КЛ, слабые магнитные поля, а также фотоны различных частот — космическое излучение. По современным представлениям, значительная доля вещества в галактиках невидима и образует т. н. скрытую массу (или темную материю). Природа темной материи пока не установлена.

Большинство галактик объединяются в пары или группы (кластеры), которые, в свою очередь, входят в большие группы — скопления и в скопления скоплений — сверхскопления. Группы насчитывают несколько ярких членов, скопления — до сотен и тысяч галактик. Яркие одиночные галактики составляют не более 10 % от общего числа галактик. Расстояния между галактиками в группе составляют от ~ 100 кпк до ~ 1 Мпк, размеры пустот между одиночными галактиками, парами и группами галактик — от 1 до 100 Мпк, расстояния между скоплениями составляют от ~ 10 до ~ 250 Мпк [6].

В спектрах излучения далеких галактик линии смещены к красному концу спектра по сравнению с положением тех же линий в лабораторных условиях на Земле. Это смещение интерпретируется как проявление эффекта Доплера, когда источник излучения движется в направлении от наблюдателя. Относительное изменение $\Delta\lambda$ длины волны λ называется красным смещением: $z = \Delta\lambda/\lambda$. По наблюдениям далеких галактик установлено, что Метагалактика расширяется — галактики удаляются друг от друга. Расстояние до галактики r и величина z связаны пропорциональной зависимостью, называемой законом Хаббла:

$$r = \frac{cz}{H}, \text{ Мпк}, \quad (1)$$

где c — скорость света, коэффициент H называется постоянной Хаббла. Значение H не зависит от расстояния до галактики и от направления на небесной сфере. По оценкам, величина H лежит в диапазоне $H \approx 50\text{--}100$ км/(с·Мпк). Для галактик с $z \geq 0,5$ зависимость (1) принимает более сложный вид и неодинакова для различных космологических моделей Вселенной [7].

Классификация галактик. Галактики с активными ядрами. Галактики классифицируют по строению (морфологически) и по характеру излучения центральной области. По внешнему виду галактики в основном разделяются на три морфологических типа (классификация Хаббла):

1) эллиптические (E) — круглой или эллиптической формы, их доля составляет $\sim 25\%$ от общего числа галактик;

2) спиральные (S) — системы со спиральными рукавами, образующими плоский диск, и со сфероидальным балджем (вздутием) в центре; в рукавах сосредоточены почти все молодые звезды и, по-видимому, большая часть межзвездного газа; доля спиральных галактик — $\sim 50\%$;

3) линзообразные галактики (S0), которые представляют собой переходный тип от эллиптических к спиральным, их около 20 %;

Галактики, которые не удается отнести ни к одному из перечисленных классов, составляют группу неправильных (Ir), их $\sim 5\%$. К неправильным

галактикам относятся также пекулярные галактики (р), каждая из которых имеет уникальную форму.

Спиральные галактики подразделяются на нормальные, у них рукава начинаются сразу от ядра, и на пересеченные спиральные галактики (SB), у которых через ядро проходит яркая перемычка (бар), идущая далеко за пределы ядра. Кроме того, спиральные галактики подразделяются на подтипы по относительным размерам ядра и диска.

Кроме звезд в галактиках содержится значительное количество темной материи, газа и пыли, они пронизаны магнитными полями и заполнены КЛ.

В некоторых галактиках имеется очень яркое компактное ядро, в спектре которого присутствуют широкие эмиссионные линии водорода, кислорода, азота и других элементов. Скорости движения газа в ядре, определенные по ширине эмиссионных линий, необычно велики для галактик — тысячи и десятки тысяч км/с. Такие ядра называются активными. По результатам наблюдений активные ядра относят к одной из следующих групп [8]:

1) квазары — активные ядра с широкими эмиссионными линиями и мощным радиоизлучением; окружающая ядро галактика обычно плохо видна из-за высокой яркости ядра и удаленности объекта;

2) сейфертовские ядра — активные ядра с широкими эмиссионными линиями; окружающая ядро галактика видна;

3) лацертиды — активные ядра с очень слабыми эмиссионными линиями; окружающая галактика обычно наблюдается;

4) радиогалактики — галактики, которые имеют мощный радиоисточник, но не могут быть отнесены к предыдущим типам (обычно из-за относительно малой яркости окружающего ядра); имеют радиокомпоненты, выброшенные из ядра галактики со скоростью, близкой к скорости света (эти выбросы называют также струями, или джетами); общая протяженность источника — десятки и сотни кпк;

5) ядра со слабой активностью.

Активность галактических ядер, по-видимому, обусловлена существованием в центре галактики сверхмассивной черной дыры массой $M \approx 10^9 M_{\odot}$ с дисковой аккрецией. Аккрецирующее, т. е. падающее из окружающего пространства, вещество — это газ от звездного ветра и вспышек сверхновых, пролетающих мимо дыры, остатки звезд, разрушенных приливными силами вблизи черной дыры, и звезд, захваченных ею целиком. Механика падения вещества такова, что аккрецирующий газ собирается в диск вокруг черной дыры. Списки галактик с активными ядрами публикуются в каталогах активных ядер, списки радиогалактик — в каталогах радиоисточников. Каталоги компилируются по данным разных наблюдений, объекты в них пересматриваются, дополняются и реклассифицируются. Ссылки на каталоги, которыми мы пользовались при отождествлении источников КЛ, приведены в

тексте. Некоторые вопросы, связанные с физикой активных ядер, обсуждаются в п. 3.2.

Наша Галактика. Наша Галактика (Млечный путь) относится к типу спиральных и, по-видимому, имеет ядро со слабой активностью. Она входит в Местную группу размером около 2 Мпк, которая, в свою очередь, входит в Местное Сверхскопление размером приблизительно 30 Мпк.

Размер Галактики около 20 кпк. Солнечная система находится на расстоянии примерно 10 кпк от галактического центра. Толщина галактического диска — несколько сотен пк. Диск окружен гало, его размер составляет 3–10 кпк [2]. Межзвездный газ находится в основном в спиральных рукавах, большая его часть сосредоточена в облаках молекулярного водорода. Газ присутствует не только в диске, но и в галактическом гало. Средняя концентрация газа в диске $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$, в гало $n \sim 0,01 \text{ см}^{-3}$. Межзвездная пыль сосредоточена в основном в диске [2].

Магнитное поле в Галактике имеет упорядоченную и хаотическую компоненты. Силовые линии регулярного поля лежат в плоскости диска и идут приблизительно вдоль спиральных рукавов. Среднее значение упорядоченного поля составляет $B \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Гс. Случайное магнитное поле имеет величину $\sim 10^{-6}$ Гс и основной масштаб 30–300 пк. Спектр неоднородностей магнитного поля в меньших масштабах пока не выяснен [2, 9].

Магнитное поле, сравнимое с полем в диске Галактики, существует и в гало. В нем также, по-видимому, имеется регулярная компонента, но ее ориентация не выяснена [9]. Рассматриваются модели, в которых она перпендикулярна диску [10] и ориентирована так же, как в диске [11].

Магнитное поле регулирует распространение в Галактике КЛ с $E < 10^{18}$ эВ. Частицы попадают на Землю не непосредственно от источников, а после сложного движения и рассеяния в межзвездных магнитных полях. В процессе такой «диффузии» частицы «забывают» первоначальное направление движения. КЛ больших энергий не удерживаются галактическим магнитным полем, т. к. их гирорадиус (радиус ларморовской орбиты) превосходит характерные размеры Галактики (~ 5 –20 кпк).

Реликтовое излучение. Чернотельное обрезание спектра КЛ (ГЗК-эффект). Метагалактика заполнена микроволновым фоновым излучением, которое интерпретируется как сохранившееся от ранней плотной и горячей стадии развития Метагалактики. По этой причине оно называется реликтовым. Важнейшие особенности реликтового излучения — высокая угловая изотропия, т. е. в высокой степени одинаковая интенсивность от всех участков неба, и планковская (равновесная) форма спектра. Его температура равна $T \approx 2,7$ К, плотность излучения $n \approx 400$ фотон/см³. Здесь мы не касаемся угловой анизотропии микроволнового излучения, т. к. ее учет не влияет на проблемы нашего обзора. (Исследование угловой анизотропии позволяет уточнить параметры модели Вселенной.)

В Метагалактике протоны и ядра КЛ УВЭ сталкиваются с фотонами микроволнового фона:

$$p + \gamma_{\text{rel}} \longrightarrow p + \pi^0 \longrightarrow 2\gamma,$$

$$p + \gamma_{\text{rel}} \longrightarrow n + \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu,$$

$$A + \gamma_{\text{rel}} \longrightarrow A' + kN \text{ (фоторасщепление ядер, или ядерный фотоэффект),}$$

$$A + \gamma_{\text{rel}} \longrightarrow A' + kN + m\pi \text{ (фоторождение мезонов).}$$

Эти реакции имеют пороги. Они составляют (в системе протона или ядра, соответственно) у реакций с рождением пионов ≈ 145 МэВ, у ядерного фотоэффекта ≈ 10 МэВ [2]. В результате, если КЛ приходят из Метагалактики, их энергетический спектр будет «обрезан» — в нем будут отсутствовать частицы с энергией $E \approx 10^{20}$ эВ, а начиная с $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ спектр будет круче, чем ожидается из его степенной экстраполяции (по оценкам [2], при $E = 6 \cdot 10^{19}$ эВ поток КЛ становится вдвое меньше по сравнению со степенной экстраполяцией при $E \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ). Такое изменение формы называется чернотельным обрезанием. Оно было предсказано в 1966 г. Грейзеном [12], Зацепиным и Кузьминым [13], и его также называют ГЗК-обрезанием. Расстояния, которые КЛ преодолевают в Метагалактике без заметных потерь, не превышают нескольких десятков Мпк [2, 14].

В настоящее время общепринята точка зрения, что КЛ УВЭ имеют внегалактическое происхождение [2, 3]. Вопреки гипотезе о чернотельном обрезании спектра частицы с энергией $E \geq 10^{20}$ эВ были зарегистрированы на разных установках. Для объяснения этого факта высказывались различные предположения.

Во-первых, спектр не имеет ГЗК-обрезания, т.к. КЛ УВЭ рождаются близко: например, непосредственно в атмосфере Земли при распадах гипотетических дибарионов [15], или в галактическом гало при распадах сверхмассивных реликтовых частиц, которые накапливаются там [16, 17]; или же КЛ генерируются топологическими дефектами структуры вакуума (петлями, струнами и пр.) в разных местах Вселенной, в том числе вблизи Земли [18].

Во-вторых, возможно, что при скоростях, близких к скорости света, выражение для лоренц-фактора отличается от обычного и определяется сложной функцией скорости частицы. Поэтому взаимодействие КЛ с реликтовым излучением подавлено, или запрещено [19, 20], и КЛ могут приходиться с космологических расстояний без обрезания.

Как уже отмечалось выше, в нашей модели источники КЛ УВЭ — это ядра активных галактик. На основе данных о КЛ предельно высоких энергий мы провели отождествление источников КЛ УВЭ на небесной сфере, объяснили наблюдаемый спектр КЛ УВЭ, а также привели возможный механизм ускорения КЛ в активных ядрах с выходом частиц из области ускорения без значительных энергетических потерь. Перейдем к описанию модели.

2. ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ КЛ УВЭ

Как отмечалось во введении, частицы, инициирующие широкие атмосферные ливни с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, по-видимому, имеют внегалактическое происхождение [2, 3]. Спектр внегалактических КЛ может иметь характерную особенность: резкое увеличение абсолютной величины показателя спектра при энергии $E \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ (чернотельное, или ГЗК-обрезание), вследствие взаимодействий частиц с реликтовым излучением [12, 13]. Однако, если источниками КЛ являются в основном объекты, расположенные сравнительно близко от нас, ГЗК-обрезание будет отсутствовать: средний свободный пробег частиц с энергией $E < 10^{20}$ эВ в поле реликтовых фотонов составляет $\sim 40\text{--}50$ Мпк, а расстояния порядка 10–15 Мпк преодолевают практически свободно частицы любых энергий, вплоть до $E \geq 10^{20}$ эВ [14].

В настоящее время зарегистрировано более 10 ливней с энергией $E \geq 10^{20}$ эВ. Существование частиц таких энергий опровергает ГЗК-обрезание спектра вплоть до $E \approx 10^{21}$ эВ. Однако в области $10^{17}\text{--}10^{20}$ эВ спектр имеет сложную форму и может быть интерпретирован как имеющий обрезание [21].

Источники КЛ, которые рассматриваются в литературе, можно разделить на три класса: во-первых, различные астрофизические объекты: пульсары, ядра активных галактик [2], горячие пятна и коконы (компоненты головной части джета) мощных радиогалактик и квазаров [22], взаимодействующие галактики [23]; во-вторых, топологические особенности пространства [24, 25]; в-третьих, распады мегастабильных сверхтяжелых частиц холодной темной материи, которые накапливаются в гало галактик [16, 17]. Рассматриваются также модели генерации КЛ УВЭ в γ -всплесках (см. [3] и ссылки там). Непосредственно отождествить какие-либо астрофизические объекты можно только в первом случае. Во втором случае любые объекты, попадающие в область около направлений прихода частиц, будут случайными. В третьем случае основной поток частиц будет поступать из гало Галактики, возможен и слабый поток из скопления галактик в Деве [25].

Мы приняли первую модель (источники — астрофизические объекты) и в качестве возможных источников рассматривали рентгеновские пульсары (как наиболее мощные), сейфертовские галактики, лацертиды и радиогалактики. Кроме того, мы предположили, что в межгалактическом пространстве частицы распространяются практически прямолинейно, а их отклонением в магнитных полях Галактики можно пренебречь.

2.1. Статистика ливней и каталоги возможных источников. При отождествлении источников мы сравнили распределение направлений прихода частиц УВЭ с распределениями по небесной сфере предполагаемых источников КЛ. Брались ливни УВЭ, для которых были опубликованы небесные координаты осей и ошибки в определении координат. В нашей первой работе [26] рассматривались 17 ливней с $E > 3,2 \cdot 10^{19}$ эВ, зарегистрированных

на установках Акепо и AGASA [27,28]. У этих ливней ошибка в определении направления прихода в экваториальных координатах не превышает $(\Delta\alpha, \Delta\delta) \leq 3^\circ$.

В дальнейшем [29] мы включали в анализ ливни с энергией $E > 4 \times 10^{19}$ эВ, зарегистрированные на других установках с такой же величиной ошибки. В статистику нашей работы 2004 г. [30] вошло 63 ливня: 58 ливней, зарегистрированных на установке AGASA [31], 1 ливень с установки Navegar Park [32] (его ошибка вычислена в [33]) и 4 якутских ливня [34] (ошибки вычислены в [35]). Ливень самой высокой энергии $E \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ, зарегистрированный на установке Fly's Eye [36], не был включен в статистику из-за худшей точности определения координат оси. Возможные источники КЛ мы искали по каталогам активных ядер [37–41], каталогам радиогалактик [42, 43] и по каталогу пульсаров [44].

2.2. Метод отождествления. Поиск возможных источников проводился вокруг оси каждого ливня. Размеры области поиска мы выбирали из следующих соображений. Во-первых, точность в определении оптических координат галактик и пульсаров составляет секунды, поэтому область поиска возможных источников определялась только ошибкой в определении координат ливней. Во-вторых, мы исходили из следующих оценок, полученных согласно статистике и теории вероятности [45,46]: вероятность того, что координаты частицы, инициировавшей ливень, находятся в пределах одной среднеквадратичной ошибки, равна 68%; вероятность того, что они находятся в пределах двойной среднеквадратичной ошибки, составляет 95%; вероятность того, что они находятся в пределах тройной среднеквадратичной ошибки, равна 99,8%. Это значит, что при поиске объектов в области однократной ошибки более 30% объектов априори исключаются из анализа; 5% объектов исключены при поиске в поле двойной ошибки; рассматриваются практически все объекты, если поиск производится в пределах тройной среднеквадратичной ошибки вокруг оси ливня. Поэтому анализ с использованием поля двойной ошибки менее строгий, чем при использовании поля тройной ошибки, но более жесткий, чем при поиске в поле однократной ошибки. Предполагается, с другой стороны, что число случайных объектов, попавших в область поиска, минимально при поиске в области однократной ошибки. В нашей первой работе по отождествлению источников [26] мы искали объекты в поле тройной ошибки вокруг оси ШАЛ. В более поздних работах других авторов [32, 47] поиск проводился в поле однократной или двойной ошибки. Здесь представлены результаты отождествления из нашей работы [30], когда поиск проводился в поле 1-, 2- и 3-кратной ошибки.

Различные объекты попадают в область поиска около направления прихода частицы, инициировавшей ливень. Объекты могли оказаться в ней случайно. Если это не так, то вероятность случайного попадания в область поиска будет низка: по теории вероятности она составит $P \sim 10^{-3}$.

Мы определяли вероятности случайного попадания объектов в область поиска по следующей схеме. Пусть в эксперименте имеется K ливней, из которых у N ливней в область поиска попал хотя бы один объект выбранного типа (например, активное ядро). Как определить, случайны ли эти попадания? Будем случайным образом K раз «бросать» на небесную сферу космическую частицу. Ее небесные координаты (α, δ) имеют ошибку $(\Delta\alpha, \Delta\delta) \approx 3^\circ$. Определим, в скольких случаях из K в область поиска попало хотя бы одно активное ядро. Пусть число таких случаев N_{sim} . Величина N_{sim} может принимать значения в интервале $0 \leq N_{\text{sim}} \leq K$. Проведем M серий по K бросаний, и в каждой серии определим число случаев, в которых $N_{\text{sim}} = N$. Пусть число таких случаев в каждой серии равно I_{sim} . Величина I_{sim} принимает два значения: 1 (если $N_{\text{sim}} = N$) и 0 (в остальных случаях). Среднее по всем сериям число заданных случаев

$$P = \sum_{i=1}^M (I_{\text{sim}})_i / M \quad (2)$$

равно вероятности случайного попадания хотя бы одного активного ядра в поле поиска N ливней из K . Если все попадания случайны, то $P \sim 1$. Если же $P \ll 1$, то гипотеза о случайном попадании активных ядер в поле поиска ливней отвергается на уровне достоверности $1 - P$.

Вероятностный анализ ливней УВЭ проводился следующим образом. Сначала ливни были разбиты на группы в зависимости от галактической широты b направления прихода частицы. Это делалось для того, чтобы исключить из анализа ливни, заведомо попавшие в «зоны избегания» галактик. Что это за зоны? Как упоминалось во введении, в плоскости галактического диска содержится большое количество газа и пыли, которые затрудняют наблюдения внегалактических объектов, если они расположены на сравнительно низких галактических широтах (галактическая широта $b = 0$ соответствует плоскости диска). По этой причине каталоги содержат мало объектов с низкими галактическими широтами по сравнению с их числом на широтах $b \geq 20 - 30^\circ$. Поэтому при поиске возможных источников оказывается, что у ливней, пришедших с низких галактических широт, в область направлений прихода не попадают никакие объекты. В связи с этим мы анализировали не только все ливни без отбора по широте, но и группы ливней, пришедших с выбранных галактических широт. Каждая группа содержала K ливней. (Число ливней в группе эквивалентно числу бросаний в приведенной схеме.) Далее в каждой группе из K ливней мы подсчитывали число N ливней, у которых в область поиска попал хотя бы один объект выбранного типа. Затем методом Монте-Карло генерировались такие же группы ливней, но со случайными направлениями приходов из областей с заданными галактическими широтами: каждая искусственная группа содержала то же число ливней K ,

что и группа зарегистрированных ливней. При генерации искусственных ливней без отбора по галактической широте прихода координаты осей генерировались в области $\alpha = 0-24$ ч, $\delta = -10-90^\circ$. (Эта область соответствует полосе обзора установок, на которых зарегистрированы рассматривавшиеся ливни.) В каждой искусственной группе подсчитывалось число N_{sim} ливней, у которых вблизи оси оказался хотя бы один объект выбранного типа. Для каждой группы проводилось M испытаний (число испытаний эквивалентно числу серий в приведенной выше схеме). Затем подсчитывалось число групп I_{sim} с заданным N_{sim} и по формуле (2) определялась вероятность того, что в группе из K ливней у N_{sim} ливней в поле поиска случайно оказался хотя бы один объект заданного типа. При моделировании число испытаний составляло $M = 10^5$.

2.3. Поиск сейфертовских галактик. В область вокруг оси ливня попадает тем больше галактик, чем дальше они расположены. Поэтому сначала мы искали активные галактики с красными смещениями, которые удовлетворяли оценкам расстояний до возможных источников. Эти оценки таковы: из анализа состава и спектра КЛ, полученных разными группами, найдена оценка расстояний ~ 50 Мпк [48]; около 30 % зарегистрированных частиц пришли из плоскости Местного сверхскопления, т.е. с расстояний $\sim 15-30$ Мпк [49]; если в источнике ускоряются ядра Fe, то их фрагменты в виде ядер He с энергией $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ могут приходить к установке с расстояний ~ 100 Мпк [50]. Исходя из этих оценок, мы искали источники среди активных ядер, у которых красные смещения не превышали $z \leq 0,022$.

В нашей первой работе [26] поиск сейфертовских ядер проводился по каталогам [36-38]. В поле ошибок ливня попадало, как правило, более одной галактики, но в каждом поле была хотя бы одна галактика с красным смещением $z \leq 0,0092$, т.е. удаленная от нас не более, чем на 40 Мпк, если постоянная Хаббла $H = 75$ км/(с · Мпк). Вероятность того, что сейфертовские ядра с $z \leq 0,0092$ случайно оказались в поле поиска ливней, составляла от $P < 10^{-5}$ до $P = 3,2 \cdot 10^{-3}$, в зависимости от галактической широты прихода частиц. Вероятности увеличиваются с ростом z , и для больших z достигают нескольких процентов. Зависимости $P(z)$ для ливней, пришедших из участков неба с любыми b , приведены в [26].

Исходя из этих результатов, мы и в дальнейшем проводили поиск возможных источников среди сейфертовских ядер с красными смещениями $z < 0,01$. В каталоге [40] приведены галактики, принадлежность которых к сейфертовским надежно установлена, а также ядра, чья принадлежность к сейфертовским не установлена из-за недостатка наблюдательных данных, но которые, возможно, являются сейфертовскими.

Мы нашли вероятности случайного нахождения около оси ливня любых сейфертовских ядер и ядер с надежно установленной принадлежностью к сейфертовским. В обоих случаях рассматривались галактики с $z < 0,01$.

При поиске среди всех сейфертовских ядер вероятности $P_1(N)$, $P_2(N)$, $P_3(N)$ того, что данные объекты случайно оказались в поле 1-, 2- и 3-кратной ошибки соответственно, равны (напомним, что N — это число ливней, у которых в поле поиска оказался хотя бы один объект рассматриваемого класса) [47]:

— в группе из 63 ливней без отбора по галактической широте приходов $P_1(16) = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $P_2(27) = 3,6 \cdot 10^{-4}$, $P_3(29) = 2,4 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 54 ливней с $|b| > 11,2^\circ$ $P_1(16) = 1,2 \cdot 10^{-3}$, $P_2(26) = 6,5 \cdot 10^{-4}$, $P_3(29) = 1,8 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 37 ливней с $|b| > 21,9^\circ$ $P_1(13) = 3,2 \cdot 10^{-3}$, $P_2(23) = 1,8 \cdot 10^{-4}$, $P_3(23) = 2,5 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 27 ливней с $|b| > 31,7^\circ$ $P_1(14) = 5,1 \cdot 10^{-4}$, $P_2(23) = 2,0 \cdot 10^{-5}$, $P_3(23) = 9,5 \cdot 10^{-3}$.

При поиске в поле 1- и 2-кратной ошибки для всех групп ливней, за исключением ливней, пришедших с широт $|b| > 21,9^\circ$, предположение о случайных совпадениях координат частиц УВЭ и близких сейфертовских ядер отвергается на уровне достоверности, не меньшем 0,99730. Для ливней, пришедших с широт $|b| > 21,9^\circ$, гипотеза о случайных попаданиях отвергается на уровне достоверности около 0,9968.

При поиске среди ядер с надежно установленной принадлежностью к сейфертовским вероятности случайного попадания в область около оси ливня составляют:

— в группе из 63 ливней без отбора по галактической широте приходов $P_1(12) = 1,1 \cdot 10^{-2}$, $P_2(23) = 3,2 \cdot 10^{-3}$, $P_3(27) = 3,2 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 54 ливней с $|b| > 11,2^\circ$ $P_1(12) = 1,5 \cdot 10^{-2}$, $P_2(22) = 5,2 \cdot 10^{-3}$, $P_3(27) = 2,3 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 37 ливней с $|b| > 21,9^\circ$ $P_1(9) = 3,0 \cdot 10^{-2}$, $P_2(19) = 3,0 \cdot 10^{-3}$, $P_3(21) = 3,7 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 27 ливней с $|b| > 31,7^\circ$ $P_1(10) = 1,0 \cdot 10^{-2}$, $P_2(19) = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $P_3(21) = 2,2 \cdot 10^{-2}$.

При поиске в поле 2-кратной ошибки для всех групп ливней, за исключением ливней, пришедших с широт $|b| > 11,2^\circ$, предположение о случайных совпадениях координат частиц УВЭ и близких сейфертовских ядер отвергается на уровне достоверности, не меньшем 0,9973. Для ливней с $|b| > 11,2^\circ$ гипотеза о случайном попадании отвергается на уровне достоверности около 0,9949.

По теории вероятности близкие ($z < 0,01$) активные ядра попадают в поле поиска не случайно и, по-видимому, являются возможными источниками КЛ УВЭ.

2.4. Поиск лацертид. Лацертиды были предложены в качестве источников КЛ в [51]. Поиск лацертид мы проводили по каталогу [40]. В нем приведены лацертиды, а также активные ядра, которые, возможно, являются

лацертидами. Вероятности случайного попадания всех этих объектов в поле поиска равны:

— в группе из 63 ливней без отбора по галактической широте прихода $P_1(45) < 4 \cdot 10^{-5}$, $P_2(56) = 6 \cdot 10^{-5}$, $P_3(57) = 2,3 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 54 ливней с $|b| > 11,2^\circ$ $P_1(42) < 3 \cdot 10^{-5}$, $P_2(51) = 3,4 \cdot 10^{-4}$, $P_3(51) = 1,0 \cdot 10^{-1}$;

— в группе из 37 ливней с $|b| > 21,9^\circ$ $P_1(36) < 4 \cdot 10^{-5}$, $P_2(36) = 2,5 \cdot 10^{-3}$, $P_3(36) = 8,7 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 27 ливней с $|b| > 31,7^\circ$ $P_1(27) < 4 \cdot 10^{-5}$, $P_2(27) = 5,2 \cdot 10^{-2}$, $P_3(27) = 4,5 \cdot 10^{-1}$.

При поиске источников среди надежно установленных лацертид вероятности случайного попадания равны:

— в группе из 63 ливней без отбора по галактической широте прихода $P_1(38) < 1 \cdot 10^{-5}$, $P_2(48) = 4,7 \cdot 10^{-4}$, $P_3(53) = 1,0 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 54 ливней с $|b| > 11,2^\circ$ $P_1(42) < 3 \cdot 10^{-5}$, $P_2(43) = 6,9 \cdot 10^{-3}$, $P_3(47) = 7,5 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 37 ливней с $|b| > 21,9^\circ$ $P_1(28) < 3 \cdot 10^{-5}$, $P_2(33) = 1,8 \cdot 10^{-3}$, $P_3(35) = 4,0 \cdot 10^{-2}$;

— в группе из 27 ливней с $|b| > 31,7^\circ$ $P_1(24) < 1 \cdot 10^{-5}$, $P_2(26) = 1,2 \cdot 10^{-2}$, $P_3(27) = 2,0 \cdot 10^{-1}$.

Гипотеза о случайных попаданиях отвергается на уровне достоверности, большем 0,99730, при поиске в области однократной ошибки и в некоторых случаях — в поле двойной ошибки. Наряду с сейфертовскими галактиками лацертиды, по-видимому, являются возможными источниками КЛ. Лацертиды были идентифицированы в качестве возможных источников КЛ также в работах [52, 53].

В [35] мы получили другую оценку вероятности для лацертид — гипотеза о случайном попадании отвергалась на уровне достоверности, меньшем 0,99730. Различие объясняется тем, что в работе [35] мы использовали каталог [38], в котором статистика лацертид была мала. В каталоге [39] статистика лацертид для склонений $\delta > -10^\circ$ увеличилась в 3 раза по сравнению с [38]: 159 вместо 55.

2.5. Поиск радиогалактик и рентгеновских пульсаров. Мощные радиогалактики обсуждаются в литературе в качестве возможных источников КЛ из-за их энергетики — предложены модели [22], следуя которым частицы могут ускоряться в них до энергий ($5 \cdot 10^{19} - 10^{20}$) эВ. Однако радиогалактики рассматриваются как наиболее вероятные источники и для частиц с энергией $2 \cdot 10^{20}$ и $3 \cdot 10^{20}$ эВ. Попытки их отождествления при различных предположениях о величине межгалактического магнитного поля, атомном номере частиц и расстояниях, которые они проходят до установки, приведены в работах [50, 55]. Химический состав и спектр зарегистрированных частиц анализировались и в работе [50] в предположении, что их источники — радиогалактики.

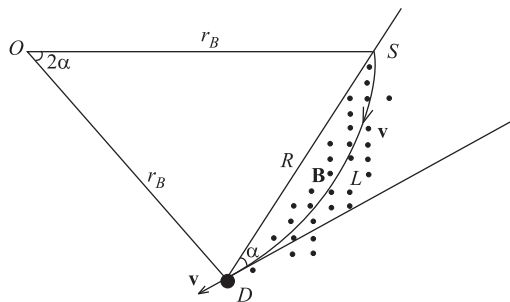
Поиск радиогалактик проводился по каталогам [41, 42]. Рассматривались все галактики из [41] и галактики из [42] с $z \leq 0,1$, не попавшие в каталог [41]. Вероятности случайного попадания радиогалактик в поле поиска ливней, пришедших из участков неба с разными b , составляет $P \approx 0,01-0,1$, поэтому попадание может быть случайным.

Поиск рентгеновских пульсаров проводился по каталогу [43]. Вероятность случайного попадания пульсаров в поле поиска ливней $\sim 0,01-0,1$, поэтому по теории вероятности такое совпадение также может быть случайным.

2.6. Распространение частиц в магнитных полях. В этом разделе приведены оценки межгалактического поля, которые мы получили, рассматривая отклонение КЛ от сейфертовских ядер на пути $R \approx 40$ Мпк. Мы отождествляли источники КЛ, предполагая, что частицы распространяются в межгалактическом пространстве практически прямолинейно; поиск источников проводился в области вокруг оси ливня, не превосходящей $(3\alpha, 3\delta) = 9^\circ$. Это соответствует тому, что максимальный угол отклонения в межгалактическом магнитном поле $\alpha_0 = 9^\circ$. В настоящее время не известны ни величина, ни характер неоднородностей магнитных полей в межгалактическом пространстве. Были получены только теоретические ограничения на величину поля [56]: $B < 10^{-9}$ Гс на основе измерений меры вращения квазаров с $z = 2,5$; $B \ll 10^{-9}$ Гс, если протоны УВЭ распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно; упорядоченное магнитное поле, если оно существует, имеет величину $B < 10^{-11}$ Гс. Внутри галактических кластеров поле может быть гораздо сильнее: по литературным данным, $B \sim 10^{-6}-10^{-7}$ Гс на расстояниях до $\sim 0,5$ Мпк от центра кластера.

Мы оценивали величину межгалактических магнитных полей вне галактических кластеров исходя из того, что $\alpha = 9^\circ$, рассматривая простейший случай, когда частица двигалась в плоскости, перпендикулярной магнитному полю \mathbf{B} , и неоднородностями поля можно было пренебречь на всей длине распространения. Отклонением в магнитном поле Галактики пренебрегались.

Рис. 1. Движение частицы в плоскости, перпендикулярной магнитному полю \mathbf{B} . S — источник; D — установка; O — центр ларморовской орбиты частицы; L — дуга, по которой двигалась частица; α — угол между направлением на источник и осью ливня (направление движения частицы в момент регистрации)



Мы искали источники, попадающие в заданный конус вокруг оси ливня (рис. 1). Полураствор конуса α связан с угловой мерой дуги L^* , по которой

двигалась частица от источника до установки: $\alpha = L^*/2$. Длина дуги $L = 2\alpha r_B$, где радиус ларморовской окружности равен [2]

$$r_B = E/(300ZB). \quad (3)$$

Здесь r_B измеряется в см, B — в Гс, Z — заряд частицы. Поскольку требовалось, чтобы $\alpha = \alpha_0$, то $L/(2r_B) = \alpha_0$ и $B = (2\alpha_0 E)/(300ZL)$. Для углов $\alpha \leq 10^\circ$ выполняется условие $L \approx R$, где R — расстояние между источником и установкой. Отсюда $B = (2\alpha_0 E)/(300ZL)$, $\alpha_0 = 9^\circ$. Выше было найдено, что основные источники КЛ удалены от нас на расстояния $R < 40$ Мпк, поэтому для протонов ($Z = 1$) с $E \approx 10^{20}$ эВ поле $B \leq 8,7 \cdot 10^{-10}$ Гс. Если тяжелые ядра таких энергий проходят расстояния (до установки) 70 Мпк [50], то при $Z = 26$ поле $B \leq 2,7 \cdot 10^{-11}$ Гс.

Полученные ограничения на величину B не противоречат приведенным выше оценкам [56].

Рассмотрим случай, когда источник космических лучей входит в кластер. По литературным данным, размеры галактических кластеров составляют от $D \approx 1$ Мпк до $D \approx 5-7$ Мпк. Если расстояние до кластера 40 Мпк, то его угловой размер $\alpha_{cl} \approx 1,4^\circ$ для $D \approx 1$ Мпк и $\alpha_{cl} \approx 10^\circ$ для $D \approx 7$ Мпк. В обоих случаях кластер, содержащий источник, попадает в область поиска, т. к. эта область больше углового размера кластера, $2\alpha_0 \approx 18^\circ > \alpha_{cl}$.

Таким образом, предложенный метод поиска источников и полученные результаты справедливы, если вне галактических кластеров межгалактические магнитные поля $B \ll 10^{-9}$ Гс. Если эта оценка поля верна, то поиск источников следует проводить в области $(3\alpha, 3\delta) \approx 9^\circ$ и у ливней, имеющих ошибки в направлении прихода, $(\alpha, \delta) < 3^\circ$.

Лацертиды удалены от нас на сотни Мпк. Отклонения КЛ в межгалактическом пространстве при прохождении таких расстояний рассматривались в [57]. Отклонения могут быть малыми, если межгалактическое магнитное поле неоднородно и сосредоточено в основном в сравнительно тонких нитях-филаментах.

В Галактике частицы попадают в поля $B \sim 10^{-6}$ Гс. В диске магнитное поле регулярно в спиральных рукавах и направлено вдоль них, в гало ориентация упорядоченной компоненты поля неясна; нерегулярная компонента поля имеет флуктуации с основным масштабом $\delta L \sim 100$ пк, $\delta B \sim 10^{-6}$ Гс [9, 56].

При исследовании траекторий частиц в магнитном поле Галактики для описания крупномасштабной структуры галактического поля в гало используются различными моделями, в которых регулярная компонента перпендикулярна диску [10] или ориентирована так же, как в диске [11]. Отклонение заряженной частицы в поле с регулярной составляющей зависит от первоначального направления частицы и может быть пренебрежимо мало, если вектор скорости частицы параллелен регулярной компоненте поля.

В хаотическом магнитном поле отклонение не зависит от первоначального направления. Средний квадратичный угол отклонения частицы на отрезке d в хаотическом поле оцениваем из выражения [10]:

$$\psi \approx 1,7^\circ (d/30 \text{ Мпк})^{1/2} (\delta L/1 \text{ Мпк})^{1/2} (\delta B/10^{-9} \text{ Гс}) (E/10^{20} \text{ эВ})^{-1} Z. \quad (4)$$

В гало на отрезке, равном основному масштабу магнитного поля гало $d \approx 2$ кпк, этот угол равен

$$\psi \approx 0,014^\circ (E/10^{20} \text{ эВ})^{-1} Z. \quad (4')$$

Из (4') следует, что частицы с энергией $E \approx 10^{21}$ эВ и зарядами $Z \leq 26$ отклоняются на углы $\psi < 0,4^\circ$, частицы с $E \approx 10^{20}$ эВ и $Z \leq 10$ отклоняются на углы $\psi < 1^\circ$. Такими отклонениями можно пренебречь.

Таким образом, полученные результаты отождествления источников КЛ справедливы, если, во-первых, межгалактические магнитные поля вне кластеров не превосходят $B < 10^{-9}$ Гс, во-вторых, частицы пришли по таким направлениям, где отклонения в регулярном галактическом магнитном поле малы, в-третьих, частицы с энергией $E \leq 10^{20}$ эВ имели заряды $Z < 10$. (Однако и при больших отклонениях частиц в галактическом магнитном поле отождествление возможных внегалактических источников КЛ не является бессмысленным: если источники — действительно астрофизические объекты, то частицы с $E > 10^{20}$ эВ приходят от них с малыми отклонениями, а частицы с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ образуют гало в области направлений их приходов. Поэтому при большой статистике ливней предлагается исследовать крупномасштабную структуру галактического магнитного поля, анализируя направления приходов ливней и углы между ними [58].)

2.7. Обсуждение. Мы проанализировали данные о направлении прихода ШАЛ с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ и провели поиск возможных источников КЛ, исходя из того, что КЛ УВЭ имеют внегалактическое происхождение. В качестве возможных источников мы рассматривали рентгеновские пульсары (как наиболее мощные), сейфертовские галактики, лацертиды и радиогалактики, предполагая при анализе, что в межгалактическом пространстве частицы распространяются практически прямолинейно, а их отклонением в магнитных полях Галактики можно пренебречь. Межгалактическое магнитное поле, по видимому, достаточно слабое, и это предположение обосновано. Структура поля в гало окончательно не выяснена, возможно, что в нем частицы также отклоняются незначительно.

Вероятности случайного попадания объектов в область направлений прихода ливней оказались малыми: $P \simeq 10^{-3}$, $P < 10^{-3}$ и $P \ll 10^{-3}$ — для сейфертовских ядер с красными смещениями $z \leq 0,0092$, т. е. удаленных от нас менее чем на 40 Мпк, и для лацертид. Отождествленные сейфертовские ядра имеют умеренную светимость и излучают сравнительно слабые потоки

в радио- и рентгеновском диапазонах. Лацертиды были идентифицированы в качестве источников КЛ также в [52, 53].

Насколько надежен проведенный статистический анализ? Влияет ли на его результаты количество рассмотренных объектов? В какой-то степени, несомненно, влияет. Мы уже упоминали в п. 2.4, что при числе лацертид 55 вероятность их случайного попадания в область поиска была велика, и в нашей работе [35] они не были идентифицированы в качестве возможных источников КЛ. В [29] мы включили в анализ 159 лацертид и получили другую оценку вероятности.

Результаты, приведенные здесь, получены со следующей статистикой: 438 лацертид, из них 292 с надежно установленной принадлежностью; 103 сейфертовских ядра с $z < 0,01$, 93 из них с надежно установленным типом; 306 радиогалактик, 15 рентгеновских пульсаров.

Число радиогалактик практически совпадает с числом надежно установленных лацертид, в область поиска практически всех ливней попадают и радиогалактики, и лацертиды. Однако оценки вероятности для них значительно различаются. Близких сейфертовских ядер в 5 раз меньше, чем лацертид, и они попадают в область поиска у меньшего числа ливней, однако в обоих случаях оценки вероятности оказались низкими. Исходя из этого мы полагаем, что рассмотренные активные ядра являются возможными источниками КЛ УВЭ, а радиогалактики не являются. Можно ли сделать аналогичный вывод о рентгеновских пульсарах? По-видимому, пока нет, т. к. их статистика ниже статистики других рассматриваемых объектов в $\sim 10-30$ раз.

Исходя из статистики объектов, ни в одной из наших работ мы не рассматривали в качестве возможных источников КЛ взаимодействующие галактики, в которых, по результатам [23], могут существовать условия для эффективного ускорения частиц. Вероятность случайного попадания взаимодействующих галактик в область поиска ливня будет много больше вероятности попадания активного ядра, потому что взаимодействующими галактиками является большинство нормальных галактик [59], и их число в десятки раз больше числа активных ядер. Для статистического анализа нужно отбирать из нормальных галактик такие, в которых существуют условия для достаточно эффективного ускорения частиц. В настоящее время трудно отбирать по наблюдательным данным такие галактики.

По нашему мнению, на основании статистического анализа можно выявить основные источники КЛ, но затруднительно исключить другие гипотезы. Например, существуют ливни, в область поиска которых не попадают никакие объекты. Это можно объяснить тем, что каталоги объектов — неполные, в них содержатся не все объекты данного типа, и вследствие этого у некоторых ливней область поиска оказывается пустой. (Поэтому отождествлять источники можно только статистически.) Но возможно иное объяснение: статистический анализ указал на основные источники КЛ, однако

существуют и другие, менее эффективные или более редкие источники. От этих «неосновных» источников и приходят частицы, в поле поиска которых не оказывается ни одного объекта «основного» типа.

Для того чтобы надежно установить источники КЛ, нужно выяснить, существуют ли в отобранных объектах — активных ядрах — условия для ускорения КЛ УВЭ, и сравнить предсказания различных моделей с экспериментальными данными. Мы попытаемся ответить в какой-то степени на эти вопросы ниже.

Сформулируем вопросы, связанные непосредственно с отождествленными источниками. Если отождествленные объекты — лацертиды и сейфертовские ядра с умеренной светимостью — действительно являются источниками КЛ УВЭ, то возникают две проблемы. Одна из них связана с ускорением КЛ в сейфертовских ядрах. Сейфертовские ядра, идентифицированные в качестве источников КЛ, находятся сравнительно близко: на расстояниях, не превышающих 40 Мпк, и такие расстояния КЛ УВЭ проходят без значительных потерь энергии [14]. Однако неясно, каким образом в этих объектах частицы могут ускоряться до энергий $\sim 10^{20}$ эВ. Вторая проблема связана с лацертидами. Модель ускорения КЛ в ядрах, имеющих сравнительно мощные джеты (в лацертидах), была предложена в работах [51, 60]. Но лацертиды удалены от нас на сотни Мпк, и ускоренные в них частицы неизбежно потеряют энергию во взаимодействиях с фоновыми излучениями в межгалактическом пространстве. Поэтому неясно, каким образом частицы, излученные лацертидами, достигают установки, по-прежнему имея ультравысокие энергии. Эти проблемы рассматриваются в следующих разделах.

3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ КЛ В ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ

Модели ускорения частиц в активных ядрах были предложены в работах [51] и [61], причем в [51] представлена модель ускорения КЛ в ядрах, имеющих сравнительно мощные джеты, — лацертидах. Мы предложили еще одну модель ускорения КЛ, предполагая, что в источниках могут существовать разные условия, вследствие чего реализуются разные механизмы ускорения. Наша модель описывает ускорение частиц в сейфертовских ядрах с умеренной светимостью. Показано, что в них КЛ ускоряются до ультравысоких энергий, $E \approx 10^{21}$ эВ, и затем выходят из области ускорения без значительных энергетических потерь. Кроме того, на основе наблюдаемого у Земли спектра КЛ УВЭ приведены оценки энергии галактик-источников. Обсуждаются также другие модели происхождения КЛ и предсказываемые в этих моделях характеристики КЛ.

3.1. Предложенные ранее модели ускорения КЛ. Рассмотрим коротко предложенные ранее модели ускорения КЛ. В модели [61] ускорение частиц происходит следующим образом. Магнитное поле в аккреционном диске вокруг сверхмассивной черной дыры эволюционирует вследствие дифференциального вращения плазмы с вмороженным магнитным полем. В результате на некоторых участках диска происходит взрывной (более быстрый, чем экспоненциальный) рост электрического поля. В областях низкой плотности плазмы на поверхности диска частицы могут выходить из потока плазмы и ускоряться взрывным электрическим полем. Ускорение происходит до тех пор, пока частица не покинет область взрывного роста поля либо пока рост поля не начнет замедляться. Численные расчеты траекторий отдельных частиц показали, что в диске вокруг черной дыры с массой $\sim 10^7 M_\odot$, имеющем плотность частиц $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, частицы могут ускориться до энергии $\sim 10^{21}$ эВ. Ускоренные частицы потеряют часть энергии на синхротронное излучение и на образование пар в реакциях с фотонами. Синхротронные потери будут незначительны, если скорости частиц сонаправлены с магнитным полем. (Для других направлений скорости частиц в модели отмечен механизм ускорения в гармонических полях: если частица захвачена между горбами волны и магнитное поле имеет компоненту, перпендикулярную скорости частицы, то она будет ускоряться [62, 63].) Потери на образование пар зависят от плотности распределения фотонов. Кроме того, при столкновениях частицы с фотоном они зависят от угла между направлениями движения частицы и фотона. Поэтому возможно, что некоторые из ускоренных частиц покидают галактику-источник практически без потерь энергии.

В модели [51, 60] ускорение частиц происходит в электрическом поле, индуцируемом вблизи сверхмассивной черной дыры с массой $\sim 10^9 M_\odot$, в периоды низкой активности черной дыры, когда аккреция ослабевает. В модели два основных предположения. Во-первых, магнитное поле черной дыры может иметь величину $\sim 2 \cdot 10^{10}$ Гс (см. также [64]), в отличие от значения $\sim 10^4$ Гс, полученного в [65], и ограничения из работы [66]: $B^2 \sim 8\pi\rho$, где ρ — плотность вещества в аккреционном диске, из которого также следует, что $B \sim 10^4$ Гс. Во-вторых, предполагается, что в спокойных стадиях черной дыры в аккреционном диске существуют области с плазмой очень низкой плотности и в них индуцированное сверхсильное электрическое поле не компенсируется объемным зарядом плазмы. Области, в которых существует сверхсильное электрическое поле, могут располагаться вблизи магнитных полюсов и оси вращения черной дыры. Частицы ускорятся в этом поле до энергии $10^{27} Z$ эВ. Ускоренные частицы теряют энергию во взаимодействиях с фотонами в диске и в процессе изгибного излучения. В спокойной фазе параметры диска таковы, что потери на прямое рождение пар и в фотопионных реакциях незначительны. Вследствие изгибного излучения энергия

частиц может уменьшиться до величины $10^{21} Z$ эВ, и максимальная энергия протонов составит 10^{21} эВ.

Ускорение частиц в обеих моделях происходит в сверхсильных электрических полях. Максимальная энергия частиц $\sim 10^{21}$ эВ совпадает с максимальной энергией, зарегистрированной в КЛ [35].

В модели [61] предсказываются спорадические всплески излучения, связанные с выбросами ускоренных частиц. Кроме того, в обеих моделях [51, 61] предсказываются потоки ускоренных частиц из ядра Сейфертовских галактики умеренной светимости, с которыми были отождествлены возможные источники КЛ, излучают низкие потоки в радио- и рентгеновском диапазонах, и для них не характерны особенности, предсказываемые этими моделями. Кроме того, неизвестно, существуют ли в них условия, необходимые для ускорения по предложенным сценариям. Мы предложили еще одну модель ускорения КЛ в сейфертовских ядрах с умеренной светимостью. В нашей модели не предсказываются какие-либо особенности в излучении, кроме ускорения частиц до энергий $E \approx 10^{21}$ эВ.

3.2. Ускорение КЛ в сейфертовских ядрах с умеренной светимостью.

Условия в активных ядрах. Во введении упоминалось, что активность галактических ядер, возможно, обусловлена существованием в центре галактики сверхмассивной черной дыры массой $M \approx 10^9 M_{\odot}$ с дисковой аккрецией. Толщина аккреционных дисков может составлять ~ 1 пк [67]. В литературе рассматривались также модели, в которых толщина диска принималась $\sim 10^{16}$ см [68]. Аккреционные диски в ядрах могут быть, по видимому, и оптически тонкими, и оптически толстыми [67, 69]. У аккреционного диска существуют два выделенных направления вдоль оси вращения, по которым из внутренних областей диска вытекает вещество. В литературе рассматривались потоки вещества (джеты), состоящие из обычной плазмы, электрон-позитронной плазмы, и потоки электромагнитного излучения; вещество может выбрасываться в виде отдельных сгустков плазмы либо истекать непрерывно [69]. Вещество, выбрасываемое из внутренних частей диска, протекает сквозь него по двум воронкообразным каналам вдоль оси вращения.

Выбрасываемые частицы взаимодействуют с веществом стенок воронки и с их излучением. В результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий рождаются электрон-позитронные пары либо пионы, в распадах которых образуются позитроны и фотоны, и внутри тора развивается электромагнитный каскад, вследствие чего образуются коллимированные пучки γ -излучения [68–71]. Таким образом можно объяснить γ -излучение активных ядер.

В работе [72] рассматривались условия, при которых плазма из диска и стенок воронки не попадает в ствол воронки: этому препятствует магнитное поле $\sim 10^4$ Гс, параллельное оси вращения черной дыры. (В результате электрическое поле внутри воронки не «закорачивается» объемным плазмен-

ным зарядом, аналогично условиям в модели [51], и частицы ускоряются этим полем внутри воронки.)

Центральная область галактик окружена геометрически и оптически толстым пылевым тором, излучающим инфракрасные фотоны; толщина тора достигает ~ 100 пк [73]. В литературе обсуждаются модели, в которых внутренние стенки тора постоянно бомбардируются излучением, в результате чего вещество из тора попадает в джет (см. [74] и ссылки в этой работе).

Как видно из этого краткого перечисления моделей, вещество из диска изначально содержится в джете либо может попадать в него. Мы будем предполагать, что в джете содержится плазма из аккреционного диска.

Активные ядра различаются по разным признакам, в том числе мощностью излучения в различных диапазонах, отношением радиосветимости к светимости аккреционного диска (радиогромкость–радиотихость) и величинной джетов. (Если радиосветимость больше светимости аккреционного диска, то активное ядро считается радиогромким, в противоположном случае ядро считается радиотихим.) Радионаблюдения показывают, что радиогалактики имеют джеты протяженностью десятки и сотни кпк [75, 76]. Радиогалактики подразделяются на классы FRI и FRII в зависимости от мощности радиоизлучения и структуры радиоизлучающих областей — у объектов FRI излучаемая мощность ниже, чем у объектов FRII [75]. В сейфертовских ядрах длина джетов составляет ~ 1 – 10 пк [77–81]. Сейфертовские галактики обычно предполагаются радиотихими (хотя, возможно, это справедливо не для всех типов сейфертовских ядер [82]).

Как можно объяснить небольшие джеты и радиотихость сейфертовских галактик? В литературе обсуждаются единые модели активных ядер, в которых наблюдаемые различия объясняются, например, условиями аккреции (массой аккрецирующего газа и скоростью аккреции) [83], ориентацией активных ядер относительно земного наблюдателя [67], массой центральной черной дыры [84]. Кроме того, разные авторы по-разному объясняют причины радиогромкости–радиотихости объектов. Возможно, что радиогромкость ядра коррелирует с угловым моментом (или спином) центральной черной дыры: у радиогромких объектов значение спина близко к максимальному, у радиотихих — спин низкий [85]. В работе [74] предложена единая модель активных галактик, в которой различие свойств у радиотихих и радиогромких объектов, а также у радиогалактик FRI–FRII объясняется различной геометрией тора, окружающего центральную черную дыру: в радиотихих объектах и сейфертовских ядрах раствор воронки значительно шире, чем в радиогромких объектах. Вследствие этого в радиотихих объектах и сейфертовских галактиках джеты хуже коллимированы и более слабые, они меньше взаимодействуют с тором (поэтому концентрация электрон-позитронных пар в воронке незначительна, эти ядра слабо излучают и в γ -диапазоне). В работах [86, 87] предполагается, что в радиотихих объектах звездные ядра в окрест-

ности центральной черной дыры (т. е. в области скопления звезд) имеют достаточно большую массу, в них скапливается горячий газ, и джеты, проходя через этот горячий газ, разрушаются (на $\sim 90\%$) на расстояниях $\sim 1-3$ пк от ядра.

В вещество джета вморожено магнитное поле. По измерениям [88], оно может быть направлено и поперек, и вдоль джета. Теоретические исследования магнитных полей в джетах проводились в работе [89].

В нашей модели мы предполагаем, что сейфертовские ядра с умеренной светимостью имеют релятивистские джеты протяженностью $\sim 1-3$ пк, магнитное поле в них направлено вдоль джета.

При распространении джета вокруг него образуется кокон из возмущенного вещества джета [90]. В джете и в коконе возбуждаются ударные волны вследствие нелинейного развития неустойчивостей на поверхности джета, столкновений с плотными облаками и колебаний скорости [69, 91, 92]. На фронте ударной волны с регулярным магнитным полем может происходить ускорение релятивистских частиц до ультравысоких энергий (см. обзоры [93, 94] и ссылки в них).

Мы предполагаем, что КЛ ускоряются в умеренных сейфертовских ядрах на фронте ударной волны в головной части джета. Величина магнитного поля в джетах в настоящее время неизвестна, имеются лишь некоторые оценки: поле в магнитосфере черной дыры составляет $\sim 10^4$ Гс [65, 66, 84], а по оценкам [93], оно может быть $\sim 10^{11}$ Гс; на расстояниях $R \ll 1$ пк от черной дыры поле может быть $\sim 10^3$ Гс [95]; в работе [96] рассматривались поля в джетах $\sim 0,01$ и ~ 100 Гс; в воронке, по которой распространяется джет, величина поля $B \ll 700$ Гс [68].

В нашей модели значение поля в джете является неизвестной величиной. Мы получим оценки поля, исходя из условий максимального ускорения КЛ на фронте ударной волны в джете.

Каков возможный химический состав ускоряемых КЛ? Поскольку мы полагаем, что джет содержит вещество аккреционного диска, то состав КЛ отражает химический состав диска. Химический состав активных ядер исследовался в работе [97] (см. также ссылки в ней). Мы будем считать, что в джетах присутствуют и протоны, и ядра.

3.3. Модель ускорения КЛ в сейфертовских ядрах. Основные предположения нашей модели следующие. В большинстве сейфертовских галактик вблизи массивной черной дыры образуются релятивистские джеты, но они разрушаются (значительно — на 90% — поглощаются) на расстоянии $1-3$ пк внутри массивного звездного ядра. Параметры джета таковы: поперечное сечение в ядре $S = 3 \cdot 10^{31}$ см², релятивистский фактор $\gamma = 10$ [86]. В джете присутствуют и протоны, и ядра. Значение магнитного поля в джете является неизвестной величиной. Ускорение частиц происходит на фронте ударной волны в области высокого радиоизлучения головной части джета

(в т. н. горячем пятне джета). Мы получим оценки поля исходя из условий максимального ускорения КЛ на фронте ударной волны. Поле в джете направлено параллельно оси, ударная волна является параллельной, и частицы ускоряются, рассеиваясь на неоднородностях магнитного поля, вызванных турбулентностью, до энергии

$$E_j \approx Ze\beta_j BR_j, \text{ эрг}, \quad (5)$$

где Ze — заряд частицы; β_j — отношение скорости джета к скорости света; B — магнитное поле в горячем пятне; R_j — его поперечный размер [22]. При значениях параметров джета, приведенных выше, скорость и поперечный размер джета равны $\beta_j \approx 0,99$, $R_j \approx 3 \cdot 10^{15}$ см, максимальная энергия частицы составляет

$$E_j \approx 1,9 \cdot 10^{18} ZB \text{ эВ}. \quad (6)$$

В магнитном поле горячего пятна одновременно с ускорением частица теряет энергию на синхротронное излучение. Для оценок будем предполагать, что в этих условиях частица сможет набрать максимально возможную энергию, если за время ускорения T_a она потеряет менее половины энергии на синхротронное излучение. Другими словами, мы полагаем, что время ускорения T_a не превышает времени T_s , в течение которого энергия частицы уменьшается вдвое: $T_a \leq T_s$. Время ускорения равно [22, 94]

$$T_a \approx l/(\beta_j^2 c), \quad (7)$$

где l — средняя длина диффузионного пробега, в окрестности ударной волны она равна ларморовскому радиусу частицы (3), $l \approx r_B$. Время T_s равно [98]:

$$T_s \approx 3,2 \cdot 10^{18} / B_{\perp}^2 (A/Z)^3 1/Z (Mc^2/E), \quad (8)$$

где B_{\perp} — компонента поля, перпендикулярная скорости частицы; A — атомный номер частицы; $M = Am_p$ — масса частицы; m_p — масса протона. Из (6)–(8), полагая, что $T_a \approx T_s$ и $E = E_{\max} \approx 1/2 E_j$, находим величину поля B_{CR} , в котором частица ускорится до максимальной энергии:

$$B_{CR} = (3,5 \cdot 10^2)^{2/3} Z^{-1/3}, \quad (9)$$

и значение этой энергии: максимальная энергия ядер (у них $A/Z \approx 2$) равна

$$E_{\max A} \approx 6,6 \cdot 10^{20} (Z/B)^{1/2} \text{ эВ}, \quad (10)$$

максимальная энергия протонов составляет

$$E_{\max p} \approx 1,65 \cdot 10^{20} B^{-1/2} \text{ эВ}. \quad (11)$$

(Эти же формулы получены несколько иным образом в нашей работе [99].) Если поле принимает значения $B \sim 5 - 40$ Гс, то ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ, более легкие ядра ускоряются лишь до $E \leq 10^{20}$ эВ: для протонов $B_p \approx 19,6$ Гс и $E_{\max p} \approx 3,7 \cdot 10^{19}$ эВ, для ядер He поле $B_{\text{He}} \approx 39,5$ Гс и $E_{\max \text{He}} \approx 1,5 \cdot 10^{20}$ эВ, для ядер Fe поле $B_{\text{Fe}} \approx 16$ Гс и $E_{\max \text{Fe}} \approx 8 \cdot 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 100$ Гс частицы с $Z > 2$ ускоряются до энергий $E \geq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 1000$ Гс только тяжелые частицы с $Z \geq 23$ приобретают энергию $E \geq 10^{20}$ эВ.

Частицы набирают такую энергию на расстоянии от основания джета $R \approx T_{ac}$. Взяв найденные значения поля B , получаем, что для ядер He это расстояние равно $R_{\text{He}} \approx 6 \cdot 10^{15}$ см $\approx 20R_g$, для ядер Fe — $R_{\text{Fe}} \approx 3 \cdot 10^{15}$ см $\approx 10R_g$, где R_g — гравитационный радиус черной дыры массы $M = 10^9 M_\odot$. (Гравитационный радиус тела массой M определяется по формуле $R_g = 2GM/c^2$, где G — гравитационная постоянная.) В поле $B \approx 1000$ Гс частицы с $Z = 23$ ускоряются до $E = 10^{20}$ эВ на длине $R \approx 0,1R_g$.

Формулы (9)–(11) и численные оценки получены для заданного радиуса джета $R_j \approx 3 \cdot 10^{15}$ см. В джете с радиусом kR_j максимальная энергия частиц изменится только в $k^{1/3}$ раз. Поэтому приведенные оценки справедливы для джетов с сечениями в диапазоне $\sim 5 \cdot 10^{29} - 10^{33}$ см².

Таким образом, протоны ускоряются до $E \leq 4 \cdot 10^{19}$ эВ и не попадают в интересующую нас область энергий при любых значениях B . Поэтому если данная модель верна, то, во-первых, протоны с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, регистрируемые в КЛ, не были ускорены в сейфертовских ядрах. Они являются фрагментами ядер либо были ускорены в других источниках (возможно, в лацертидах). Во-вторых, магнитные поля в джетах можно оценивать не только на основе астрономических наблюдений, но и используя энергетический спектр и химический состав КЛ.

3.4. Выход частиц из источников. Ускоренные частицы, покинувшие горячее пятно, не взаимодействуют с головной волной, возбуждаемой джетом в потоке горячего газа, если волна распространяется медленнее джета вследствие того, что плотность газа меньше плотности джета [92]. Частицы теряют энергию в фотопионных реакциях с инфракрасными фотонами и в процессах синхротронного и изгибного излучения. Рассмотрим сначала фотопотери.

Энергетические потери частиц во взаимодействиях с фотонами. При взаимодействии частиц с фотонами основные потери энергии происходят в фотопионных реакциях $p + \gamma \rightarrow p(n) + \pi$ и в реакциях прямого рождения пар: $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e$. У ядер с массой A фотопионные реакции протекают с образованием m нуклонов и n пионов: $A + \gamma \rightarrow A' + mN + n\pi$, кроме того, происходит фоторасщепление ядер: $A + \gamma \rightarrow A' + mN$. Пороговая энергия (в с.ц.м.) фотопионного рождения — 145 МэВ, прямого рождения пар — 1 МэВ, поэтому при энергиях частиц $E \geq 3 \cdot 10^{19}$ эВ доминирует первая реакция, а при энергиях $E \leq 2,1 \cdot 10^{18}$ эВ — вторая [2]. Рожденные в

фотореакциях пионы распадаются: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \nu$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, и образующиеся в этих распадах электроны и фотоны могут инициировать электромагнитные каскады, что приводит к увеличению плотности излучения и к дополнительным потерям энергии ускоренных частиц.

Фотопотери наиболее велики в областях с большой плотностью фотонов. Это, во-первых, воронка аккреционного диска. Энергетические потери в воронке исследовались в работах [72, 100]. В них показано, что частицы теряют незначительную часть энергии в реакциях прямого рождения пар, если излучение имеет жесткий спектр (таким является спектр активных ядер). Потери могут быть существенными в фотопионных реакциях, и тогда в результате развития каскадов образуются коллимированные пучки γ -излучения. В аккреционных дисках с оптической толщиной $\tau \leq 1$ фотопотери пренебрежимо малы [51, 22]. (Следовательно, в таких дисках не образуются коллимированные пучки γ -излучения.)

Во-вторых, в галактиках центральная область окружена геометрически и оптически толстым пылевым тором (толщина тора достигает ~ 100 пк), излучающим инфракрасные фотоны [73]. Инфракрасное излучение поглощается и перерассеивается облаками в зоне внутри тора. Прохождение частиц через газопылевую тор рассматривалось в работе [22]. Оказалось, что частицы теряют незначительную часть энергии во взаимодействиях с излучением, перерассеянным в торе, если светимость галактики $L < 10^{46}$ эрг/с.

Кроме этого, частица может терять энергию во взаимодействиях с излучением, образующимся в джете. Генерация излучения рассматривалась в работе [74]. В джетах могут развиваться каскады из-за их взаимодействия со стенками газопылевого тора. В результате в джете увеличивается плотность излучения, что приводит к дополнительным энергетическим потерям ускоренной частицы. Но в сейфертовских ядрах взаимодействие джета со стенками тора незначительно, и каскад не развивается. По этой причине эти ядра слабо излучают в γ -диапазоне [74].

Ускоренная частица не попадает в пылевую тор, если она летит под таким углом i к нормали к галактической плоскости, что $\text{tg}(i) < r/h$, где r — внутренний радиус тора, h — его толщина, т. е. галактическая плоскость развернута к нам под сравнительно малым углом. Угол i характеризуется отношением галактических полуосей: $\cos(i) = e_2/e_1$ (при $e_2/e_1 = 0,6$ $i = 55^\circ$) [101]. Поэтому у галактик-источников отношение e_2/e_1 сравнительно велико.

В результате взаимодействий частиц с инфракрасными фотонами развиваются электромагнитные каскады, вследствие чего в газопылевом торе генерируются коллимированные пучки γ -излучения, а также рентгеновское излучение [102], дающее дополнительный вклад в рентгеновское излучение ядра.

По этим причинам, если энергетические потери ускоренных частиц внутри воронки и пылевого тора были малы, то ядра — возможные источники

КЛ — излучают небольшие потоки в рентгеновском и γ -диапазонах и не излучают коллимированных пучков γ -излучения. Именно с такими ядрами были отождествлены источники КЛ в наших работах [26, 29, 30, 35, 54].

Энергетические потери в магнитных полях. Синхротронные потери в потоке газа незначительны, т. к. поле в нем направлено (как и в джете) преимущественно по направлению движения. Частицы неизбежно теряют энергию в процессе изгибного излучения, возникающего при движении заряженных частиц вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Выясним величину энергетических потерь в этом процессе. Изгибные потери частицы с зарядом Z равны [103]:

$$dE/dt = 2/3(Ze)^2 c(E/Mc^2)^4 (\rho_c)^{-2}, \quad (12)$$

где ρ_c — радиус кривизны силовой линии. Отсюда энергия частицы уменьшается вдвое за время

$$T_{\text{curv}} = 7/2(Mc^2)^8 E^{-3} (Ze)^{-2} \rho_c^2 c^{-1}. \quad (13)$$

Частица перемещается вдоль силовой линии на расстояние R_{line} . Частицы с энергией E_{max} проходят это расстояние за время

$$t \approx R_{\text{line}}/c \approx 4,6 \cdot 10^9 \text{ с}. \quad (14)$$

Изгибные потери будут малы, если, двигаясь вдоль силовых линий, частица потеряет не больше половины своей энергии E_{max} , т. е.

$$T_{\text{curv}} > t. \quad (15)$$

Расстояние R_{line} находим так. Ускоренная частица свободно покинет галактику, достигнув областей, где поле уменьшится настолько, что лармовский радиус частицы составит примерно $r_B \geq 5$ кпк [104]. (Здесь принято, что характерные размеры спиральных галактик, к которым принадлежит большинство сейфертовских, такие же, как у нашей Галактики.) Для частиц с разными Z и энергией $E = E_{\text{max}}$ условие $r_B \geq 5$ кпк выполняется в поле $B \leq 10^{-5}$ Гс. Приняв, следуя литературным данным, что магнитное поле уменьшается с расстоянием как $B \sim R^{-3}$, а на расстоянии $R \sim 1$ пк поле $B \sim 1$ Гс [95], получаем $R_{\text{line}} \approx 46$ пк. В магнитном поле диполя радиус кривизны силовых линий равен $\rho_c = 4R^2/3a$, где R, a — расстояния от центра и от оси диполя [51]. Отсюда и на основе (12)–(15) оцениваем максимальное отклонение от оси джета частиц с $E = E_{\text{max}}$, прошедших расстояние $R \approx 46$ пк с малыми изгибными потерями: у протонов $a_p \approx 0,01$ пк, у ядер He $a_{\text{He}} \approx 0,03$ пк, у ядер Fe $a_{\text{Fe}} \approx 0,04$ пк.

Выясним, какая доля ускоренных частиц покидает источник без изгибных потерь. У таких частиц угол отклонения от оси джета составляет

$$\theta \leq a/R_{\text{line}} = 6,5 \cdot 10^{-4}. \quad (16)$$

В системе волны частицы рассеиваются изотропно. Поэтому интересующую нас долю частиц находим так. Угол θ^* между вектором скорости и осью джета в системе волны связан с углом θ следующим соотношением [105]:

$$\operatorname{tg} \theta = (1 - \beta^2)^{1/2} (\beta + \cos \theta^*)^{-1} \sin \theta^* = 0,14 \sin \theta^* (0,99 + \cos \theta^*)^{-1} \quad (17)$$

при $\beta \approx 0,99$. Для углов $\theta < 0,02$ имеем $\sin \theta^* \approx \theta^*$, $\cos \theta^* \approx 1$ и $\theta \approx 0,07\theta^*$. Отсюда $\theta^* \approx 0,01$, и доля частиц, отклонившихся от оси на углы (16), составляет $\eta = 0,01/\pi \approx 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. примерно 1 из 300 ускоренных частиц покидает источник без изгибных потерь.

Распространение частиц в магнитных полях межгалактического пространства и нашей Галактики рассматривалось в разделе 2.

3.5. Оценки энергии галактик-источников. Исходя из полученных оценок и на основе измеренного у Земли потока КЛ можно оценить наблюдаемую светимость в КЛ УВЭ (т. е. энергию, которая излучается источником в виде КЛ УВЭ за единицу времени) галактики-источника. Светимость в КЛ $(L_{\text{CR}})_S$ равна

$$(L_{\text{CR}})_S = \int_E^{\infty} F_g(E) E dE, \quad (18)$$

где $F_g(E) = KE^{-\chi}$ — дифференциальный спектр генерации частиц в сейфертовской галактике. Если спектр высокоэнергичных КЛ слабо искажается взаимодействиями в межгалактическом пространстве (это возможно при условии, что источники расположены в радиусе $L \sim 50$ Мпк вокруг Земли), то спектр генерации частиц в источнике $F_g(E)$ и наблюдаемый спектр КЛ $J(E)$ при $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ имеют одинаковую форму, и $F_g(E) = KE^{-\chi}$, $\chi \geq 3$. Интенсивность КЛ с энергией E во Вселенной равна [2]

$$J(E) = (c/4\pi) F_g(E) n_S T_{\text{CR}}, \quad (19)$$

где $n_S = 2 \cdot 10^{-77} \text{ см}^{-3}$ — плотность сейфертовских галактик; T_{CR} — возраст КЛ УВЭ. Поскольку расстояния R , которые они пролетают, не взаимодействуя с фоновыми излучениями, порядка $R \sim 50$ Мпк, то возраст $T_{\text{CR}} = R/c \approx 1,7 \cdot 10^8$ лет. Спектр $J(E)$ при $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ составляет, по измерениям на разных установках [106], $J(E) \approx 10^{-39} - 10^{-40} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ})^{-1}$. Из (17), (18) получаем наблюдаемую светимость галактики-источника в КЛ с $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ: $(L_{\text{CR}})_S \approx 10^{39} - 10^{40}$ эрг/с, если $\chi \approx 3,0$, и $(L_{\text{CR}})_S \approx 10^{41} - 10^{42}$ эрг/с при $\chi \approx 3,1$. Реальная светимость больше наблюдаемой в $1/\eta$ раз и составляет $(L_{\text{CR,eff}})_S \approx 3 \cdot 10^{41} - 3 \cdot 10^{42}$ и $3 \cdot 10^{43} - 3 \cdot 10^{44}$ эрг/с соответственно. (Заметим, что если масса черной дыры $M \approx 10^9 M_{\odot}$ и вся ее энергия Mc^2 расходуется на ускорение КЛ УВЭ при мощности, найденной выше, то энергия черной дыры исчерпается за $10^{13} - 10^{14}$ лет, где для оценки взято $\chi \approx 3,1$. Это время намного превышает возраст Вселенной $T_{M_g} \approx 1,3 \cdot 10^{10}$ лет.)

3.6. Обсуждение. Итак, в сейфертовских ядрах с умеренной светимостью частицы могут ускоряться до ультравысоких энергий $E \approx 10^{21}$ эВ. В нашей модели ускорение происходит на фронтах параллельных ударных волн в релятивистских джетах на расстоянии 1–3 пк от центра. Джеты в сейфертовских ядрах исследовались в ходе наблюдений, перечисленных в п. 3.2. Для оценок мы приняли характеристики джетов, приведенные в работе [86]. Мы полагали, что джет содержит вещество аккреционного диска, поэтому в джетах присутствуют и протоны, и ядра. Максимальная энергия и химический состав ускоренных частиц зависят от величины магнитного поля в джете. В настоящее время оно не определено и является неизвестным параметром модели. Мы рассматривали поле в диапазоне $\sim 5\text{--}1000$ Гс. Самую большую энергию приобретают ядра Fe: $E \approx 8 \cdot 10^{20}$ эВ, если величина поля в джете $B \approx 16$ Гс. При величине поля $B \sim 5\text{--}40$ Гс ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ, более легкие ядра ускоряются до $E \leq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 1000$ Гс только частицы с $Z \geq 23$ набирают энергию $E \geq 10^{20}$ эВ. Протоны ускоряются до $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ и не попадают в интересующую нас область энергий при любых значениях B . Полученные оценки справедливы для релятивистских джетов с сечениями в диапазоне $\sim 5 \cdot 10^{29}\text{--}10^{33}$ см². Ускорение частиц происходит на длинах $\sim (0,1\text{--}10)R_g$.

Магнитное поле в джете не обязательно параллельно направлению джета, оно может быть направлено под углом или перпендикулярно джету [88]. В этих случаях максимальная энергия ускоряемой частицы будет значительно выше, чем при параллельном поле [22], но и синхротронные потери в потоке газа могут быть больше.

Ускоренные частицы покидают галактику-источник без энергетических потерь при следующих условиях. Во-первых, они не теряют энергию в фотопионных реакциях в аккреционном диске, если его оптическая толщина меньше единицы, $\tau \leq 1$ [22, 51]. Во-вторых, в толстом газопылевом торе потери незначительны, если светимость галактики $L < 10^{46}$ эрг/с [22] и если угол между нормалью к галактической плоскости и лучом зрения достаточно мал, т.е. отношение полуосей галактического диска сравнительно велико. В-третьих, частицы не теряют энергию на изгибное излучение, если их отклонение от оси джета не превышает $a \leq 0,03\text{--}0,04$ пк на расстоянии $R \sim 40\text{--}50$ пк. Синхротронные потери малы, если магнитное поле, вмороженное в галактический ветер при $R \leq 40\text{--}50$ пк, направлено (как и в джете) преимущественно по направлению движения.

Галактики — возможные источники КЛ излучают небольшие потоки в рентгеновском диапазоне и не излучают коллимированных пучков γ -излучения. С такими ядрами были отождествлены источники КЛ в наших работах [26, 29, 30, 35, 54]. Мощность, расходуемая ядром на ускорение КЛ УВЭ, составляет $3 \cdot 10^{43}\text{--}3 \cdot 10^{44}$ эрг/с. (Для этой оценки мы принимали, что измеренный спектр КЛ при $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ равен [68] $J(E) \approx 10^{-39}\text{--}10^{-40}$ (см² · с · ср · эВ)⁻¹,

спектр генерации КЛ в источнике — степенной с показателем $\chi \approx 3,1$.) Если вся энергия черной дыры с массой $M \approx 10^9 M_\odot$ расходуется на ускорение КЛ УВЭ, то при такой мощности энергия исчерпается за $10^{13} - 10^{14}$ лет. Это время намного превышает возраст Вселенной, $T_{M_g} \approx 1,3 \cdot 10^{10}$ лет.

Общие требования к источникам КЛ, вытекающие из классической электродинамики, исследовались в работах [93, 107]. Отметим, что этим требованиям удовлетворяют ядра активных галактик.

В настоящее время в литературе обсуждаются и другие возможности рождения КЛ УВЭ: при эволюции топологических дефектов [18], в распадах реликтовых сверхтяжелых частиц холодной темной материи [16, 17], в γ -всплесках [108]. Каковы предсказания этих моделей? Если верна первая из них, то основную часть КЛ при энергии $E \approx 10^{21}$ эВ составляют γ -кванты. Во второй модели ожидается заметный ($\sim 20\%$) избыток КЛ УВЭ из галактического центра. В γ -всплесках (третья модель) рождаются только протоны УВЭ.

Предсказания нашей модели следующие: КЛ УВЭ — это ядра (ядерные фрагменты), отсутствует избыток КЛ из области галактического центра.

Если представленная модель верна, то регистрируемые протоны с энергией $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ являются фрагментами ядер либо были ускорены в других источниках (возможно, в лацертидах). Кроме того, магнитные поля в джетах можно оценивать не только на основе астрономических наблюдений, но и используя энергетический спектр и химический состав КЛ.

Представленную модель можно проверить по измерениям спектра и состава КЛ УВЭ. Эти измерения проводились в ходе исследований на установке AGASA, на гигантских установках Pierre Auger, HiRes [3] и будут проводиться на спутниках [4].

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ КЛ ОТ ИСТОЧНИКОВ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КЛ УВЭ

В этом разделе мы ответим на вопрос, могут ли частицы, ускоренные в лацертидах, которые удалены от Земли на расстояния до ~ 1000 Мпк [41], достичь установки, имея энергию $3 \cdot 10^{20}$ эВ (такова, по данным [36], максимальная энергия, зарегистрированная в КЛ). С этой целью здесь вычислены значения энергии частиц, дошедших до установки от лацертид, а также энергетические спектры падающих на установку космических частиц, покинувших активные ядра со степенным и с моноэнергетическим спектрами. Проведено сравнение вычисленных спектров с данными измерений. Распределения активных ядер были построены в соответствии с данными каталога [41].

4.1. Описание модели. В лацертидах по модели [51] ускорение частиц происходит в электрическом поле, индуцированном вблизи сверхмассивной черной дыры с массой $M \sim 10^9 M_\odot$. Частицы ускоряются в этом поле до энергии $10^{27} Z$ эВ, вследствие изгибного излучения энергия частиц может уменьшиться до величины $10^{21} Z$ эВ. Исходя из такого механизма ускорения, мы принимаем в вычислениях, что исходный спектр протонов, ускоренных в лацертидах, — моноэнергетический с начальной энергией 10^{27} и 10^{21} эВ. В сейфертовских ядрах частицы, возможно, ускоряются на фронтах ударных волн [109], поэтому мы принимаем, что исходный спектр частиц от них — степенной ($\sim E^{-\chi}$) с показателем $\chi = 2,6$ и $3,0$. Частицы в сейфертовских ядрах могут ускоряться до энергии $8 \cdot 10^{20}$ эВ.

Состав КЛ с энергией $E \approx 4 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20}$ эВ в настоящее время полностью не выяснен. Мы принимаем, что космическими лучами с энергиями вплоть до 10^{21} эВ являются частицы, а не γ -кванты, в соответствии с данными [110].

Распространение КЛ в межгалактическом пространстве рассматривалось в следующих предположениях. В результате взаимодействий с фоновыми излучениями ядра разваливаются на нуклоны, пройдя не более 100 Мпк от источника [50, 111]. Поэтому если источники КЛ расположены значительно дальше, чем 100 Мпк, то для простоты можно считать, что ядра полностью фрагментируют вблизи источника, и рассматривать только прохождение протонов в межгалактическом пространстве. Подавляющее число лацертид удалено от нас на расстояния $R > 400$ Мпк [41], поэтому такое допущение оправдано для КЛ, излученных лацертидами. Для простоты в этой работе мы примем, что и от сейфертовских ядер приходят только протоны.

Энергетические потери КЛ в межгалактическом пространстве вычислялись в следующих предположениях. Протоны взаимодействуют с реликтовыми и инфракрасными фотонами. У протонов с энергиями $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ основные потери — фотопионные в реакциях $p + \gamma \rightarrow N + \pi$, потери на рождение электрон-позитронных пар малы [2, 113]. Спектр плотности реликтовых фотонов с энергией ε описывается планковским распределением:

$$n(\varepsilon)d\varepsilon = \varepsilon^2 d\varepsilon / (\pi^2 \hbar^3 c^3 \exp(\varepsilon/kT - 1)), \quad (20)$$

с температурой $T = 2,7$ К, средняя энергия фотонов равна $\bar{\varepsilon} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ эВ, их средняя плотность $\bar{n}_0 \approx 400 \text{ см}^{-3}$. У фотонов высокоэнергетического «хвоста» планковского распределения средняя энергия $\bar{\varepsilon}_t \approx 1 \cdot 10^{-3}$ эВ, средняя плотность $\bar{n}_t \approx 42 \text{ см}^{-3}$. Диапазон инфракрасного излучения $2 \cdot 10^{-3} - 0,8$ эВ, детальные измерения спектра в настоящее время отсутствуют. Мы приняли, что спектр инфракрасного излучения описывается численным выражением [50, 112]:

$$n(\varepsilon) = 7 \cdot 10^{-5} \varepsilon^{-2,5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}, \quad (21)$$

средняя энергия инфракрасных фотонов $\bar{\varepsilon}_{\text{IR}} \approx 5,4 \cdot 10^{-3}$ эВ, средняя плотность $\bar{n}_{\text{IR}} \approx 2,28 \text{ см}^{-3}$.

Фотопионные реакции — пороговые. Пороговая энергия фотона в системе протона равна $\varepsilon_{\text{th}}^* \approx 145$ МэВ, где ε^* — энергия фотона в системе протона, пороговый коэффициент неупругости $K_{\text{th}} \approx 0,126$ [14]. Сечение σ и коэффициент неупругости K фотопроецессов зависят от энергии фотона в системе протона ε^* . Зависимости $K(\varepsilon^*)$ и $\sigma(\varepsilon^*)$ были взяты из [14, 113]. (Таблица значений σ и K приведена в нашей работе [114].)

Протоны теряют энергию не только в фотопионных реакциях, но и вследствие расширения Вселенной. Адиабатические потери протона, прошедшего с начальной энергией E от точки с красным смещением z до точки с $z = 0$, составляют

$$-dE/dt = H(1+z)^{3/2}E. \quad (22)$$

При распространении КЛ мы учитывали космологическую эволюцию Вселенной. Была принята модель Эйнштейна–де Ситтера с параметром $\Omega = 1$, в которой время и красное смещение связаны соотношением

$$t = 2/3H^{-1}(1+z)^{-3/2}, \quad (23)$$

расстояние до объекта с красным смещением z равно

$$r = 2/3cH^{-1}(1 - (1+z)^{-3/2}) \text{ Мпк}. \quad (24)$$

В эпоху с красным смещением z плотность и энергия реликтовых фотонов была соответственно [2] в $(1+z)^3$ и $(1+z)$ раз больше, чем при $z = 0$.

Мы полагали, что частицы распространяются в межгалактических магнитных полях практически прямолинейно.

Мы принимали, что источники КЛ УВЭ — лацертиды и сейфертовские ядра с $z \leq 0,0092$ — распределены по красным смещениям в соответствии с данными каталога [41]. Распределения по z этих объектов со склонениями $\delta > -15^\circ$ представлены на рис. 2, 3.

4.2. Вычисления. Вычисления проводились следующим образом. Вначале методом Монте-Карло генерировалось красное смещение z_0 источника в соответствии с распределениями, показанными на рис. 2, 3. Затем вычислялось расстояние до источника. Энергетические потери КЛ зависят от расстояний, которые они проходят в межгалактическом пространстве, поэтому для того чтобы сделать надежные выводы, мы определяли расстояния двумя способами. Первый метод — по формуле (24). Во втором предполагалось, что при $z < 0,4$ $r = czH^{-1}$ (Мпк) [7], для больших z использовалась зависимость (24). Вычисления проводились с $H = 75$ и 100 км/(Мпк · с). После того, как было вычислено расстояние до источника, разыгрывались случайным образом

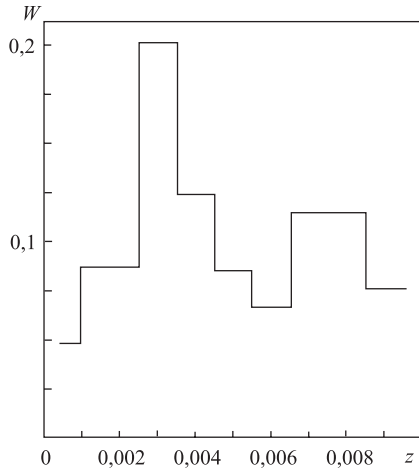


Рис. 2. Распределение по красным смещениям близких ($z < 0,0092$) сейфертовских ядер, нормированное на полное число объектов

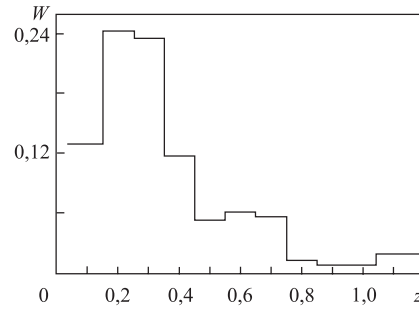


Рис. 3. Распределение по красным смещениям квазаров, нормированное на полное число объектов

энергия протона E и угол θ между векторами скорости протона и фотона в лабораторной системе и определялась энергия фотона в системе протона:

$$\varepsilon^* = \gamma\varepsilon(1 - \beta \cos \theta), \quad (25)$$

где γ — лоренц-фактор протона, $\beta = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$. Если оказывалось, что $\varepsilon^* < \varepsilon_{\text{th}}^*$, то протон взаимодействовал с фотонами высокоэнергетического «хвоста» планковского распределения. Если же и в этом случае энергия фотона ε^* оказывалась ниже пороговой, то протон взаимодействовал с фотонами инфракрасного излучения. По значению ε^* определялись сечение σ и коэффициент неупругости K этого взаимодействия. (Детали см. в нашей работе [114].) Затем вычислялся средний свободный пробег протона $\bar{\lambda} = 1/(\bar{n}\sigma)$, где $\bar{n} = \bar{n}_0, \bar{n}_t, \bar{n}_{\text{IR}}$, в зависимости от того, с каким фотоном взаимодействовал протон. Далее разыгрывался методом Монте-Карло пробег протона L и вычислялось красное смещение z_1 протона после прохождения расстояния L . В точке с z_1 энергия протона уменьшалась в результате взаимодействия с фотоном на величину $(\Delta E)_{\text{ph}} = EK$. Уменьшение энергии вследствие адиабатических потерь равно

$$(\Delta E)_{\text{ad}} = E(z_0 - z_1)/(1 + z_0). \quad (26)$$

Затем процедура повторялась. При вычислениях адиабатических потерь в точке с красным смещением z_2 в формуле (26) вместо точки с z_0 бралась

точка предыдущего взаимодействия с красным смещением z_1 , вместо точки с красным смещением z_1 — точка с z_2 и т. д. Процедура заканчивалась, если протон достигал Земли (точки с $z_i = 0$) или если его энергия уменьшалась до $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ.

4.3. Результаты. *Максимальная энергия частиц в источнике.* Теоретическая оценка максимальной энергии КЛ в источниках была получена в работах [107, 115]: $\sim 10^{21}$ эВ. Начальная энергия протонов в лацертидах без учета изгибных потерь в источнике составляет 10^{27} эВ, при наличии изгибных потерь — 10^{21} эВ [51]. Эти оценки легко сравнить с данными по КЛ, вычислив средние энергии падающих на установку протонов с начальной энергией 10^{27} и 10^{21} эВ. Мы вычислили методом Монте-Карло энергии падающих на установку протонов. Протоны с указанной начальной энергией излучались лацертидами, распределенными в соответствии с рис. 3. В каждом случае число искусственных протонов составляло 10^4 . Средние энергии протонов на Земле оказались равными 10^{24} , $6 \cdot 10^{19}$ эВ соответственно. Первое значение противоречит экспериментальным данным (напомним, что мы полагали исходный спектр в лацертидах моноэнергетическим, исходя из возможного механизма ускорения КЛ [51]), расчет с начальной энергией 10^{21} эВ не противоречит данным измерений, что согласуется и с теоретической оценкой, полученной в [107, 115]. Эта величина близка к максимальной энергии $8 \cdot 10^{20}$ эВ частиц, излученных сейфертовскими ядрами [99, 109]. Для дальнейшего анализа рассмотрим спектры протонов на Земле.

Спектры протонов, падающих на установку. Измеренный спектр КЛ при $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ имеет пологую компоненту и горб, которые, по-видимому, обусловлены энергетическими потерями КЛ в межгалактическом пространстве — потери приводят к «перекачиванию» частиц в область более низких энергий при условии, что энергетические потери падают с уменьшением энергии [116, 117]. Вычисления спектра КЛ и анализ его формы проводились в работах [118–120]. Энергия, при которой в спектре появляется горб, тем выше, чем ближе к Земле источник. Форма измеренного спектра в области 10^{18} – 10^{20} эВ анализировалась в нашей работе [121].

Вследствие применения различных способов измерения энергии частиц, инициирующих ливень в атмосфере, спектры КЛ, измеренные на различных установках, различаются по интенсивности. В литературе приводятся объединенные спектры, нормированные по данным измерений какой-либо установки. Здесь мы сравним вычисленные спектры с данными измерений, которые приводились в литературе.

Для удобства анализа изучают дифференциальные спектры, умноженные в каждой точке на величину E^χ , т. е. спектры $J(E)E^\chi$. На таком графике, при фиксированном значении χ , хорошо видно, где и на какую величину меняется наклон спектра (т. е. на сколько показатель спектра отличается от выбранного значения χ). Именно такие дифференциальные спектры показаны ниже.

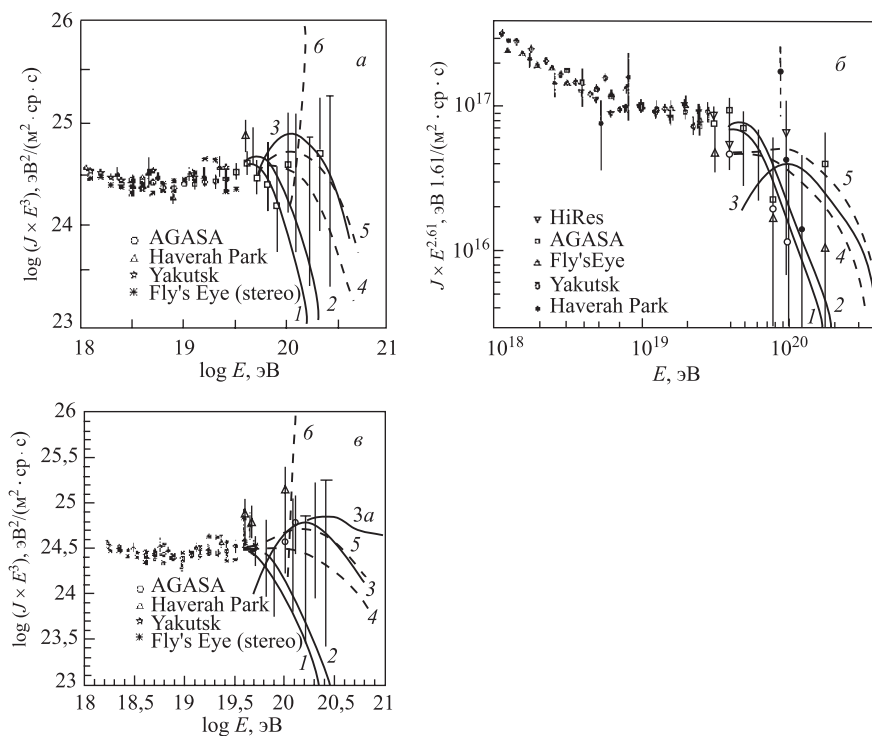


Рис. 4. а) Дифференциальные энергетические спектры КЛ, измеренные на разных установках, из работы [3]. Кривые — спектры, вычисленные при $H = 75$ (км/Мпк · с), когда расстояния определялись первым методом (см. п. 4.2); сплошные линии — спектры КЛ, дошедших от лацертид: 1 — исходный спектр в источниках степенной, показатель $\chi = 3,0$; 2 — исходный спектр степенной, $\chi = 2,6$; 3 — исходный спектр моноэнергетический; пунктирные линии — спектры КЛ, дошедших от сейфертовских ядер: 4 — исходный спектр степенной, показатель $\chi = 3,0$; 5 — исходный спектр степенной, $\chi = 2,6$; б — исходный спектр моноэнергетический. б) Спектр КЛ, измеренный на разных установках, из статьи [21]. Расчетные спектры вычислены так же, как на рис. а. Сплошные линии — спектры КЛ, дошедших от лацертид: 1 — исходный спектр в источниках степенной, $\chi = 2,6$; 2 — исходный спектр степенной, $\chi = 2,0$; 3 — исходный спектр моноэнергетический; пунктирные линии — спектры КЛ, дошедших от сейфертовских ядер: 4 — исходный спектр степенной, $\chi = 3,0$; 5 — исходный спектр степенной, $\chi = 2,6$. в) То же, что на рис. а, но спектры вычислены при $H = 100$ (км/Мпк · с), когда расстояния определялись вторым методом (см. п. 4.2). Через 3а обозначен спектр КЛ, дошедших от лацертид, если $z_{\min} = 0,01$, в остальных случаях спектры от лацертид вычислены при $z_{\min} = 0,02$

Дифференциальные спектры КЛ УВЭ, измеренные на разных установках и по-разному нормированные, приведены на рис. 4. Спектры из работы [3], нормированные по данным AGASA, показаны на рис. 4, *a, в*. Спектры, полученные на этих же установках и на установке HiRes и нормированные по данным установки Fly's Eye, приведены на рис. 4, *б*, взятом из работы [21]. Вычисленные спектры, нормированные по данным измерений, приведены на этих же рисунках. Число искусственных протонов составляет 10^5 для каждой кривой. Рассмотрим сначала спектры, приведенные на рис. 4, *a*. Большие ошибки измерений затрудняют сравнение расчетных кривых с экспериментальными данными, однако две модели явно противоречат измерениям: модель с исходным моноэнергетическим спектром КЛ в сейфертовских ядрах и модель со степенным спектром в лацертидах. Для описания данных подходят модели с начальным моноэнергетическим спектром КЛ в лацертидах и со степенным спектром КЛ в сейфертовских ядрах, но вследствие больших ошибок трудно определить показатель исходного спектра: 3,0 или 2,6. Это согласуется с возможными условиями ускорения частиц в этих источниках.

Измеренный спектр на рис. 4, *б* согласуется с этими же кривыми, за исключением точек HiRes при $E < 10^{20}$ эВ. Данные HiRes лучше всего описываются моделью со степенным спектром КЛ в лацертидах при $\chi = 2,0$ и моделью со степенным спектром КЛ в сейфертовских ядрах при $\chi = 3$.

На рис. 4, *в* приведены расчетные кривые, вычисленные при $H = 100$ (км/Мпк · с), когда расстояния определялись вторым методом (см. п. 4.2). В этом случае данные измерений также описываются моделями с исходным моноэнергетическим спектром КЛ в лацертидах и со степенным спектром КЛ в сейфертовских ядрах.

Таким образом, данные разных установок описываются моделью, в которой источники КЛ — близкие сейфертовские ядра со степенным начальным спектром. Модель, в которой источники КЛ — лацертиды с начальным моноэнергетическим спектром, также пригодна для описания данных, кроме данных установки HiRes.

При $E \geq 10^{20}$ эВ спектры, полученные в моделях с моноэнергетическим спектром КЛ в лацертидах и со степенным спектром КЛ в близких сейфертовских ядрах, описывают данные измерений и очень близки. Расчетные спектры КЛ в этих моделях будут существенно различаться, если предположить, что два процента лацертид, имеющих красные смещения $z < 0,1$, находятся на расстоянии с $z = 0,01$. (По каталогу [41] у лацертид минимальное $z = 0,02$.) Спектры, полученные в таком предположении, приведены на рис. 4, *в*.

Из представленного анализа следует, что модели и «дальних», и «ближних» источников объясняют измеренный спектр КЛ при энергиях $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ. Вследствие этого в настоящее время, анализируя спектр в этой области, мы не можем определить, имеет ли он ГЗК-обрезание. Кроме того, данные, полученные на установках AGASA, HiRes, Fly's Eye, Haverah Park и

на установке в Якутске, косвенно подтверждают принятую нами модель ускорения в «ближних» источниках. Данные с установок, за исключением HiRes, подтверждают и модель ускорения в лацертидах.

При энергиях ниже 10^{19} эВ спектр может формироваться частицами от удаленных источников [2, 120]. По современным данным [41], полное число сейфертовских ядер — несколько тысяч, лацертид — несколько сотен.

4.4. Оценки светимости источников в КЛ. Оценки светимости в КЛ сейфертовских ядер приведены в п. 3.5: $(L_{CR})_S \approx 10^{40}$ эрг/с, если в исходном степенном спектре КЛ показатель $\chi = 3$, $(L_{CR})_S \approx 10^{42}$ эрг/с при $\chi = 3,1$. Реальная мощность, расходуемая на ускорение КЛ в источнике, выше в ~ 300 раз вследствие изгибного излучения частиц в источнике.

Оценим наблюдаемую светимость в КЛ лацертид $(L_{CR})_{BL\ LAC}$. Величина $(L_{CR})_{BL\ LAC}$ равна

$$(L_{CR})_{BL\ LAC} = \frac{U_{CR}}{NT}, \quad (27)$$

где U_{CR} — полная энергия КЛ, излученных лацертидами; N — число лацертид; T — время жизни КЛ. Величину U_{CR} найдем из уравнения энергетического баланса:

$$U_{CR} = (U_{CR})_{meas} + (U_{CR})_{lost}, \quad (28)$$

где $(U_{CR})_{meas}$ — энергия КЛ, дошедших до установки; $(U_{CR})_{lost}$ — энергия КЛ, потерянная при распространении КЛ от источника до установки. Начальная энергия КЛ в источнике равна $E_0 = 10^{21}$ эВ, на установке основная часть КЛ имеет энергию $E = 5 \cdot 10^{19}$ эВ. Полагая, что

$$\frac{(U_{CR})_{meas}}{U_{CR}} \approx \frac{E}{E_0} \approx 0,05, \quad (29)$$

получаем

$$U_{CR} \approx 20(U_{CR})_{meas}. \quad (30)$$

Величину $(U_{CR})_{meas}$ определим следующим образом:

$$(U_{CR})_{meas} = \int_E I(E) dE 4\pi/cV, \quad (31)$$

где $J(E)$ — вычисленная интенсивность КЛ от лацертид; V — объем, который заполняют КЛ. Интеграл в (31) составляет примерно $4 \text{ эВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$. Большая часть лацертид имеет красное смещение $z \leq 0,35$ (см. рис. 3), т.е. они удалены на расстояния $r \leq 1000$ Мпк. КЛ, излученные этими источниками, достигают установки за время $T \leq 2 \cdot 10^{17}$ с. Полагая, что КЛ заполняют сферу радиусом $r \approx 1000$ Мпк и достигают установки за время $T \approx 2 \cdot 10^{17}$ с, получаем, что суммарная мощность источников равна

$U_{CR}/T \approx 2 \cdot 10^{44}$ эрг/с. Число источников с красными смещениями $z \leq 0,35$ составляет $N \approx 100$ [41]. Поэтому наблюдаемая в КЛ светимость одного источника равна $(L_{CR})_{BLLAC} \approx 2 \cdot 10^{42}$ эрг/с. (Возможно, что число лацертид значительно больше, тогда светимость $(L_{CR})_{BLLAC}$ будет ниже полученной.)

Мощность, расходуемая на ускорение КЛ в источнике, выше наблюдаемой и составляет $2 \cdot 10^{48}$ эрг/с, т. к. в оценках мы принимали, что начальная энергия частиц составляет 10^{21} эВ, в то время как в источнике они ускоряются до 10^{27} эВ. Согласно модели [51] КЛ выходят из источника с энергией 10^{21} эВ вследствие изгибных потерь, и основная доля расходуемой энергии тратится на γ -излучение.

4.5. Обсуждение. Максимальная энергия КЛ составляет 10^{21} эВ, независимо от того, где они были ускорены: в сейфертовских ядрах или в лацертидах. Эта величина близка к значениям максимальной энергии, полученным в моделях [25, 61, 108]: $\sim 3 \cdot 10^{21}$ эВ, если частицы образуются в распадах метастабильных сверхмассивных частиц холодной темной материи; $\sim 10^{21}$ эВ для КЛ, ускоренных в аккреционном диске вблизи черной дыры с массой $M \sim 10^7 M_{\odot}$; 10^{21} эВ, если КЛ ускоряются в γ -всплесках. Предельное значение энергии ускоренных частиц 10^{21} эВ получено также в работах [107, 115]. (Модель [122] с максимальной энергией $\sim 10^{20}$ эВ, вероятно, не реализуется. В этой модели КЛ ускоряются в галактических магнитных полях серфотронным механизмом, но при энергиях 10^{19} эВ частицы не удерживаются магнитными полями в Галактике и их захват подходящими для дальнейшего серфотронного ускорения ударными волнами становится, по-видимому, маловероятным.)

Наблюдаемая светимость в КЛ сейфертовских ядер $(L_{CR})_S \approx 10^{40}$ эрг/с, если в исходном степенном спектре КЛ показатель $\chi = 3$, и $(L_{CR})_S \approx 10^{42}$ эрг/с при $\chi = 3,1$. У лацертид наблюдаемая светимость в КЛ $(L_{CR})_{BLLAC} \approx 2 \cdot 10^{42}$ эрг/с. Мощность, расходуемая на ускорение КЛ в источниках, значительно выше: $3 \cdot 10^{42}$ эрг/с у сейфертовских ядер и $2 \cdot 10^{48}$ эрг/с у лацертид. Основная доля расходуемой в источнике энергии тратится на γ -излучение.

Модель, в которой КЛ ускоряются со степенным исходным спектром в близких сейфертовских ядрах, описывает данные измерений на установках AGASA, HiRes, Fly's Eye, Haverah Park и на установке в Якутске. Данные установок, за исключением HiRes, подтверждают и модель, в которой КЛ ускоряются с начальным моноэнергетическим спектром в лацертидах.

Модели и «дальних», и «ближних» источников описывают измеренный спектр КЛ. Следовательно, нет никакого парадокса в том, что «дальние» лацертиды оказались идентифицированы в качестве возможных источников КЛ. Кроме того, в представленной модели в области $E > 5 \cdot 10^{19}$ эВ спектр частиц, пришедших от «ближних» сейфертовских ядер, близок к спектру частиц

от «далеких» лацертид, поэтому, анализируя спектр в этой области энергий, мы не можем определить, имеет ли он чернотельное обрезание.

Из приведенных результатов следует, что спектр КЛ УВЭ может быть дополнительным тестом для проверки принятых здесь моделей источников: действительно ли условия ускорения в них таковы, что исходный спектр КЛ в лацертидах — моноэнергетический, в сейфертовских ядрах — степенной.

Энергетический спектр КЛ УВЭ определяется с лучшим разрешением по энергии и с большей статистикой в измерениях на установках HiRes, Auger, Telescope Array, будет также измерен на спутниках [3, 4].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

В этой статье представлена модель происхождения КЛ УВЭ, которую мы исследовали в 1995–2004 гг. Перечислим основные результаты, полученные в рамках этой модели.

1. Источниками КЛ УВЭ являются активные галактические ядра: сейфертовские с красными смещениями $z \leq 0,0092$, т. е. расположенные в радиусе 40 Мпк вокруг Земли, и лацертиды. Этот результат получен в предположении, что межгалактические магнитные поля вне галактических кластеров достаточно слабые: $B < 10^{-9}$ Гс, и поэтому КЛ, распространяясь от источников, испытывают незначительные отклонения. Лацертиды были идентифицированы в качестве возможных источников КЛ УВЭ также в работах [52, 53].

2. В сейфертовских ядрах КЛ ускоряются на фронтах ударных волн в релятивистских джетех на расстоянии 1–3 пк от центра. (Модель ускорения КЛ в лацертидах была предложена в [51].) Максимальная энергия и химический состав частиц, ускоренных в сейфертовских ядрах, зависят от величины магнитного поля в джете. В настоящее время оно не определено, и в модели рассматривается поле в диапазоне ~ 5 –1000 Гс. Самую большую энергию приобретают ядра Fe: $E \approx 10^{21}$ эВ, если величина поля в джете $B \approx 16$ Гс. При величине поля $B \sim 5$ –40 Гс ядра с $Z < 10$ ускоряются до $E \leq 10^{20}$ эВ, ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 1000$ Гс только частицы с $Z \geq 23$ набирают энергию $E \geq 10^{20}$ эВ. Протоны ускоряются до $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ и не попадают в интересующую нас область энергий при любой величине поля B .

Частицы в источниках не только ускоряются до ультравысоких энергий, но и выходят из области ускорения без значительных энергетических потерь. Условие выхода без потерь реализуется, если светимость галактики-источника $L < 10^{46}$ эрг/с [22] и плоскость галактики ориентирована так, что угол между лучом зрения и нормалью к плоскости достаточно мал (величина угла зависит от соотношения между толщиной и радиусом газопылевого тора, окружающего активное ядро).

По нашим оценкам, мощность, излучаемая в КЛ УВЭ сейфертовским ядром, составляет $(L_{CR})_S \approx 10^{40}$ эрг/с, если спектр генерации КЛ в источнике — степенной с показателем $\chi = 3$, и $(L_{CR})_S \approx 10^{42}$ эрг/с при $\chi = 3,1$. Мощность, излучаемая в КЛ УВЭ лацертидой, $(L_{CR})_{BLAC} \approx 2 \cdot 10^{42}$ эрг/с.

3. Максимальная энергия падающих на установку КЛ составляет 10^{21} эВ, независимо от того, в каких ядрах — сейфертовских или лацертидах — они были ускорены. Спектр протонов, дошедших до установки от близких сейфертовских ядер, очень близок к спектру частиц от лацертид. Лацертиды удалены в среднем на сотни Мпк. Поэтому, анализируя форму измеренного спектра в области $E \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ, трудно сделать вывод о существовании или об отсутствии чернотельного обрезания.

Таковы основные выводы, полученные в нашей модели.

Однако исследование источников КЛ УВЭ в рамках предложенной модели еще не завершено. Как было показано, в источниках ускоряются не только протоны, но и ядра. Пока же мы рассмотрели только прохождение протонов от источников к установке.

В нашей модели массовый состав КЛ УВЭ отражает их происхождение: протоны с энергией $E \geq 10^{20}$ эВ ускоряются только в лацертидах, а ядра и фрагменты ядер — в источниках обоих видов. Спектры падающих на установку ядер, излученных этими источниками, могут быть разными. Причина этого в том, что ядра КЛ, ускоренные в «дальних» источниках (лацертидах), теряют на пути к установке, по-видимому, больше энергии, чем частицы, ускоренные в «ближних» источниках (сейфертовских ядрах). Поэтому для исследования источников КЛ интересно вычислить спектры ядер от «ближних» и «дальних» источников и сравнить их с измеренными спектрами.

Какие данные требуются для анализа прохождения ядер от источников к установке? В межгалактическом пространстве ядра УВЭ взаимодействуют с фоновыми излучениями и теряют энергию, в основном, в двух процессах [2, 50, 111]: образования электрон-позитронных пар в реакции



и фоторасщепления ядер в реакции



Пороговая энергия процесса (33) в системе центра масс равна $E \approx 10$ МэВ. Для вычисления энергетических потерь ядер УВЭ в межгалактическом пространстве нужны данные о сечениях взаимодействия A и каналах расщепления процесса (33). В предыдущих работах [2, 111], где проводились такие расчеты, эти величины были получены из модельных предположений на основе экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер Н и He. Можно надеяться, что нужные сечения и каналы реакций могут быть получены из данных

по взаимодействиям ядро-ядро ($A_1 + A_2$) с применением метода эквивалентных фотонов (метода Вейцзеккера–Вильямса) [123]. Этот метод позволяет выразить сечение $\sigma_{A_1 A_2}$ процесса $A_1 + A_2$ через сечение $\sigma_{A\gamma}$ процесса $A + \gamma$, если сталкивающиеся частицы A_1 и A_2 — очень быстрые (со скоростями $v \approx c$). Вероятно, что таким способом можно решить обратную задачу — получить значения $\sigma_{A\gamma}$, используя измеренные сечения $\sigma_{A_1 A_2}$. Если это действительно так, то данные по ядерным взаимодействиям помогут вычислить энергетические потери ядер УВЭ на пути от источника к установке, получить спектры ядер на Земле и в итоге провести дальнейший анализ возможных источников КЛ УВЭ.

Я признательна В. Л. Гинзбургу, Н. С. Кардашеву, А. А. Старобинскому, а также В. С. Березинскому, Ю. Н. Ветухновской, Э. Я. Вильковскому, В. А. Догелю, А. В. Засову, Я. Н. Истоминому, Б. В. Комбергу, И. Г. Митрофанову, А. И. Никишову, И. Л. Розенталю, О. К. Сильченко и В. А. Цареву, с которыми эта работа обсуждалась на разных этапах. Я благодарна В. А. Беднякову, сделавшему замечания по рукописи статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hayakawa S.* Cosmic Ray Physics. N.Y.: John Wiley & Sons, 1969. Part 1; пер.: *Хаякава С.* М.: Мир, 1973. 703 с. Ч. 1.
2. *Березинский В. С. и др.* Астрофизика космических лучей / Под ред. В. Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1990. 528 с.
3. *Nagano M., Watson A.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 689.
4. *Chechin V. A. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2003. V. 113. P. 111.
5. Физика космоса: Мал. энцикл. М.: Сов. энцикл., 1986. 783 с.
6. *Einasto J. et al.* // MNRAS. 1997. V. 289. P. 801.
7. *Псковский Ю. П.* // Физика космоса. М., 1986. С. 569.
8. *Вильковский Э. Я.* Квазары. М.: Наука, 1985. 176 с.
9. *Beck R. et al.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1996. V. 34. P. 155.
10. *Cronin J. W.* // Proc. Intern. Symp. Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observatories / Ed. M. Nagano. Tokyo, 1996. P. 2.
11. *Зиракашвили В. Н. и др.* // Письма в астрофиз. журн. 1998. Т. 24. С. 172.
12. *Greisen K.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 748.
13. *Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 114.
14. *Stecker F. W.* // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1016.
15. *Кошелев Н. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 483.
16. *Berezinsky V., Vilenkin A.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 5202.
17. *Кузьмин В. А., Рубаков В. А.* // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 1122.
18. *Bhattacharjee P., Sigl G.* // Phys. Rep. 2000. V. 327. P. 109.

19. Kirgnitz D. A. Ideen der exakten Wissen. 1971. Bd. 2.
20. Coleman S., Glashow S. L. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 116008.
21. Bahcall J. N., Waxman E. // Phys. Lett. B. 2003. V. 556. P. 1.
22. Norman C. A., Melrose D. B., Achterberg A. // Astrophys. J. 1995. V. 454. P. 60.
23. Cesarsky C., Ptuskin V. // 23rd ICRC, Calgary, 1993. V. 2. P. 341.
24. Hill C. T., Schramm D. N., Walker T. P. // Phys. Rev. D. 1987. V. 36. P. 1007.
25. Berezhinsky V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79 P. 5202.
26. Урысон А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. С. 71.
27. Hayashida N. et al. // Proc. of the 22nd ICRC, Dublin, 1991. V. 2. P. 117.
28. Hayashida N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 3491.
29. Uryson A. V. // Astron. Astrophys. Trans. 2001. V. 20. P. 347.
30. Uryson A. V. // Astron. Astrophys. Trans. 2004. V. 23. P. 43.
31. Takeda M. et al. // Astrophys. J. 1999. V. 522. P. 225.
32. Watson A. Particle and Nuclear Astrophysics and Cosmology in the Next Millenium / Ed. E. W. Kolb, R. D. Peccei. Singapore, 1995. P. 126.
33. Farrar G. R., Biermann P. L. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3579.
34. Afanasiev B. N. et al. // Intern. Symp. on Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observatories / Ed. M. Nagano. Tokyo, 1996. P. 32.
35. Урысон А. В. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 385.
36. Bird D. et al. // Astrophys. J. 1995. V. 441. P. 144.
37. Липовецкий В. А., Неизвестный С. М., Неизвестная О. М. // Сообщ. CAO. CAO АН СССР, 1987. Вып. 55.
38. Veron-Cetty M. P., Veron P. ESO Scientific Report. No. 10. 1991.
39. Veron-Cetty M. P., Veron P. ESO Scientific Report. No. 13. 1993.
40. Veron-Cetty M. P., Veron P. <http://dbsrv.gsfc.nasa.gov/heasarcveron98>. 1998.
41. Veron-Cetty M. P., Veron P. // Astron. Astrophys. 2001. V. 374. P. 92.
42. Spinrad H. et al. // PASP. 1985. V. 97. P. 932.
43. Kuhr H., Witzel A., Pauliny-Toth I. I. K. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1981. V. 45. P. 367.
44. Понов С. Б. <http://xrai.sai.msu.su/polar/>. 2000.
45. Hudson D. J. Statistics. Lectures on Elementary Statistics and Probability. Geneva, 1964; пер.: Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.
46. Squires G. L. Practical physics. London: McGraw-Hill, 1968; пер.: Сквайрс Дж. Практическая физика. М.: Мир, 1971. 248 с.
47. Sigl G. et al. // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 081302(R).
48. Rachen J., Stanev T., Biermann P. // Astron. Astrophys. 1993. V. 273. P. 377.
49. Hayashida N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1000.
50. Stecker F. W. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 1816.
51. Kardashev N. S. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1995. V. 522. P. 205.
52. Тиняков П. Г., Ткачев И. И. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 499.

53. *Gorbunov D. S. et al.* // *Astrophys. J.* 2002. V. 577. P. L93.
54. *Урысон А. В.* // *Астрон. журн.* 2001. Т. 78. С. 686.
55. *Stanev T. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 3056.
56. *Kronberg P. P.* // *Rep. Progr. Phys.* 1994. V. 57. P. 325.
57. *Tinyakov P., Tkachev I.* // *Proc. of the 28 ICRC, Tsukuba, Japan, 2003.* P. 671.
58. *Stanev T.* // *Astrophys. J.* 1997. V. 479. P. 290.
59. *Wright G. S. et al.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1988. V. 233. P. 1.
60. *Шацкий А. А., Кардашев Н. С.* // *Астрон. журн.* 2002. Т. 79. С. 708.
61. *Haswell C. A., Tajima T., Sakai J.-I.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 401. P. 495.
62. *Сагдеев Р. З., Шануро В. Д.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1973. Т. 17. С. 389.
63. *Katsouleas T., Dawson J. M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 392.
64. *Zakharov A. F. et al.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 342. P. 1325.
65. *Field G. B., Rogers R. D.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 403. P. 94.
66. *Krolik J. H.* // *Astrophys. J.* 1999. V. 515. P. L73.
67. *Antonucci R.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. V. 31. P. 473.
68. *Bednarek W.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 402. P. L29.
69. *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* // *Rev. Mod. Phys.* 1984. V. 56. P. 255.
70. *Mannheim K., Biermann P. L.* // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 253. P. L21.
71. *Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J.* // *Astrophys. J.* 1994. V. 421. P. 153.
72. *Bednarek W., Kirk J. G.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 294. P. 366.
73. *Pier E. A., Krolik J. H.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 418. P. 673.
74. *Falcke H., Gopal-Krishna, Biermann P. L.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 298. P. 395.
75. *Fanaroff B. L., Riley J. M.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1974. V. 167. P. 31p.
76. *Bridle A. H., Perley R. A.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. V. 22. P. 319.
77. *Xu C., Livio M., Baum S.* // *Astron. J.* 1999. V. 118. P. 1169.
78. *Nagar N. M., Wilson A. S., Falcke H.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 559. P. L87.
79. *Thean A. et al.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2000. V. 314. P. 573.
80. *Falcke H. et al.* // *Astrophys. J.* 2000. V. 542. P. 197.
81. *Ulvestad J. S., Ho L. C.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 562. P. L133.
82. *Ho L. S., Peng C. Y.* // *Ibid.* V. 555. P. 650.
83. *Rees M. J.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. V. 22. P. 471.
84. *Ghisellini G., Celotti A.* // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 379. P. L1.
85. *Moderski R., Sikora M., Lasota J.-P.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1998. V. 301. P. 142.
86. *Вильковиский Э. Я., Карпова О. Г.* // *Письма в астрон. журн.* 1996. Т. 22. С. 168.
87. *Vilkoviskij E. Y., Cherny B.* // *Astron. Astrophys.* 2002. V. 387. P. 804; astro-ph/0203226.
88. *Gabuzda D. C., Cawthorne T. V.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 338. P. 312.
89. *Istomin Ya. N., Pariev V. I.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 267. P. 629.
90. *Begelman M. C., Cioffi D. F.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 345. P. L21.

91. *Blandford R., Eichler D.* // Phys. Rep. 1987. V. 154. P. 1.
92. *Chakrabarti S. K.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1988. V. 235. P. 33.
93. *Hillas A. M.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1984. V. 22. P. 425.
94. *Cesarsky C. J.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1992. V. 28B. P. 51.
95. *Rees M. J.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1987. V. 228. P. 47p.
96. *Sikora M. et al.* // Astrophys. J. 1997. V. 484. P. 108.
97. *Alloin D., Barvainis R., Guilloteau S.* // Astrophys. J. 2000. V. 528. P. L81.
98. *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* The Origin of Cosmic Rays. N. Y.: MacMillan, 1964.
99. *Урысон А. В.* // Письма в астроном. журн. 2001. Т. 27. С. 901.
100. *Sikora M. et al.* // Astrophys. J. 1987. V. 320. P. L81.
101. *Simcoe R. et al.* // Astrophys. J. 1997. V. 489. P. 615.
102. *Stecker F. W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2697.
103. *Железняков В. В.* Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997.
104. *Pochepkin D. N. et al.* // Proc. of the 24th ICRC. Rome, 1995. V. 3. P. 136.
105. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Физматлит, 2001. 460 с. Теор. физика. Т. II.
106. *Watson A.* // Proc. of the Intern. Symp. Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observatories / Ed. M. Nagano. Tokyo, 1996. P. 362.
107. *Aharonian F. et al.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 023005.
108. *Totani T.* // Astrophys. J. 1998. V. 502. P. L13.
109. *Урысон А. В.* // Астроном. журн. 2004. Т. 81. С. 99.
110. *Shinozaki K. et al.* // Proc. of the 29th ICRC, Puna, India, 2005. He 1.4.
111. *Puget J. L., Stecker F. W., Bredekamp J. H.* // Astrophys. J. 1976. V. 205. P. 638.
112. *Blumenthal G. R.* // Phys. Rev. D. 1970. V. 1. P. 1596.
113. *Particle Data Group* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 269.
114. *Урысон А. В.* // Письма в астроном. журн. 2004. Т. 30. С. 897.
115. *Medvedev M. V.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 045401.
116. *Hillas A. M.* // Can. J. Phys. 1968. V. 46. P. 5623.
117. *Hill G. T., Shramm D. N.* // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 564.
118. *Березинский В. С., Григорьева С. И.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 93. С. 812.
119. *Березинский В. С., Григорьева С. И., Догель В. А.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 798.
120. *Yoshida S., Teshima M.* // Prog. Theor. Phys. 1992. V. 89. P. 833.
121. *Урысон А. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. С. 729.
122. *Кичигин Н. Г.* // Докл. РАН. 2003. Т. 392. С. 470.
123. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 2001. 719 с. Теор. физика. Т. IV.