

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Калашев Олег Евгеньевич

**Космические лучи ультравысоких и
сверхвысоких энергий. Сопутствующие
нейтринные и фотонные излучения.**

01.04.02 – теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2016

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Электромагнитный каскад	25
1.1. Краткий обзор	25
1.2. Физика электромагнитного каскада и аналитические вычисления	30
1.3. Численное моделирование распространения электромагнитных каскадов	48
1.4. Универсальность каскадного спектра в численных расчётах . .	56
1.5. Ограничение из данных Fermi LAT на плотность энергии кас- кадного излучения	58
1.6. Выводы к первой главе	66
Глава 2. Сопутствующие сигналы от распространения КЛУВЭ	68
2.1. Краткий обзор	68
2.2. Диффузное каскадное излучение и космогенные нейтрино . . .	71
2.3. Фотоны ультравысоких энергий	95
2.4. Выводы ко второй главе	104
Глава 3. ТэВ-ное γ-излучение далёких блазаров	109
3.1. Краткий обзор	109
3.2. Спектр гамма-излучения от далёких блазаров	111
3.3. Сопутствующий нейтринный сигнал	118
3.4. Возможности обнаружения гамма-излучения от блазаров в диа- пазоне энергий ТэВ в эксперименте СТА	120
3.5. Выводы к третьей главе	126
Глава 4. Сигналы от взаимодействий КЛУВЭ вблизи источника	129
4.1. Краткий обзор	129

4.2. Нейтрино от $p\gamma$ взаимодействий КЛ с излучением аккреционного диска в АЯГ	130
4.3. Лацертиды/ФР-I как источники КЛУВЭ и нейтрино	142
4.4. Выводы к четвёртой главе	152
Заключение	155
Приложение А. Феноменологическая модель источников КЛУВЭ	156
Список сокращений и условных обозначений	159
Список литературы	163

Введение

Мотивация. Проблема происхождения космических лучей ультравысоких энергий.

Проблема происхождения космических лучей ультравысоких энергий КЛУВЭ, то есть частиц с энергией свыше ЭэВ ($1 \text{ ЭэВ} = 10^{18} \text{ эВ}$) является одной из наиболее актуальных и сложных задач современной астрофизики частиц. Несмотря на то что первое событие с энергией порядка 100 ЭэВ [24] было зарегистрировано более полувека назад, источники КЛУВЭ до сих пор не идентифицированы, нет полного понимания механизмов ускорения КЛ и даже природы ускоряемых частиц.

Экспериментальные исследования в данной области сильно осложнены из-за малости потока частиц указанных энергий, порядка 1 частицы на квадратный километр на стерадиан в год при энергии 10 ЭэВ. Таким образом прямое детектирование частиц в орбитальных экспериментах представляется невозможным. Во всех существующих и планируемых экспериментах свойства частиц УВЭ определяются косвенным образом по характеристикам широких атмосферных ливней (ШАЛ), инициированных КЛУВЭ в атмосфере земли. В настоящее время используется две техники наблюдений. Это так называемые наземные решётки детекторов (НРД) и флуоресцентные телескопы (ФТ). НРД регистрируют частицы ШАЛ в момент, когда они достигают земли. Детекторы расположены в сетке с шагом порядка километра, что позволяет измерять поперечное распределение плотности частиц в ливнях и его временные характеристики. ФТ детектируют ультрафиолетовое излучение, производимое молекулами азота, возбуждёнными при развитии ШАЛ. В последнем случае наблюдается продольное развитие ливня. Работа флуоресцентных телескопов в отличие от наземных возможна лишь в тёмное время суток в безлунные ночи. Это приводит к тому, что экспозиция ФД примерно на порядок уступает

экспозиции НРД.

Крупнейшей установкой по регистрации КЛУВЭ на настоящий момент является Обсерватория Пьера Оже (РАО) в Аргентине. В эксперименте используются как НРД на площади свыше 3000 км^2 (с шагом примерно полтора километра), так и ФТ (4 группы, расположенные по краям установки). Полная экспозиция РАО за десять лет его функционирования составила свыше $50000 \text{ км}^2 \text{ ср год}$ [25].

Крупнейший в северном полушарии эксперимент Telescope Array (ТА) также использующий гибридную технику наблюдений, находится в США, штат Юта. НРД в ТА покрывает площадь примерно в 4 раза меньшую, чем детекторы РАО. ФТ объединены в три группы, расположенные по краям установки. Полная экспозиция эксперимента за 7 лет работы $8600 \text{ км}^2 \text{ ср год}$ [26].

В России с семидесятых годов измерения проводятся на Якутской комплексной установке ШАЛ им. Д. Д. Красильникова. Эффективная площадь установки 12 км^2 . В эксперименте производится одновременное измерение трех компонент ШАЛ: потоков электронов, мюонов и черенковского излучения [27, 28].

Анализ эксперимента включает моделирование взаимодействий КЛУВЭ в атмосфере. Это требует экстраполяции существующих экспериментальных данных по сечениям нуклон-нуклонных взаимодействий до энергий в сотни ТэВ в системе цента масс, что вносит неизбежную систематическую ошибку во все косвенные оценки. В частности, неопределённость восстановления первичной энергии частиц в современных экспериментах оценивается примерно в 20%. Современные оценки спектра КЛУВЭ в экспериментах РАО [29] и ТА [30] показаны на Рис. 1

Хуже дело обстоит с определением природы первичных частиц. В этом случае проблема усугубляется большими флуктуациями и сравнительной похожестью ливней, инициированных различными частицами. На практике оказывается невозможным достоверно установить природу первичной частицы для

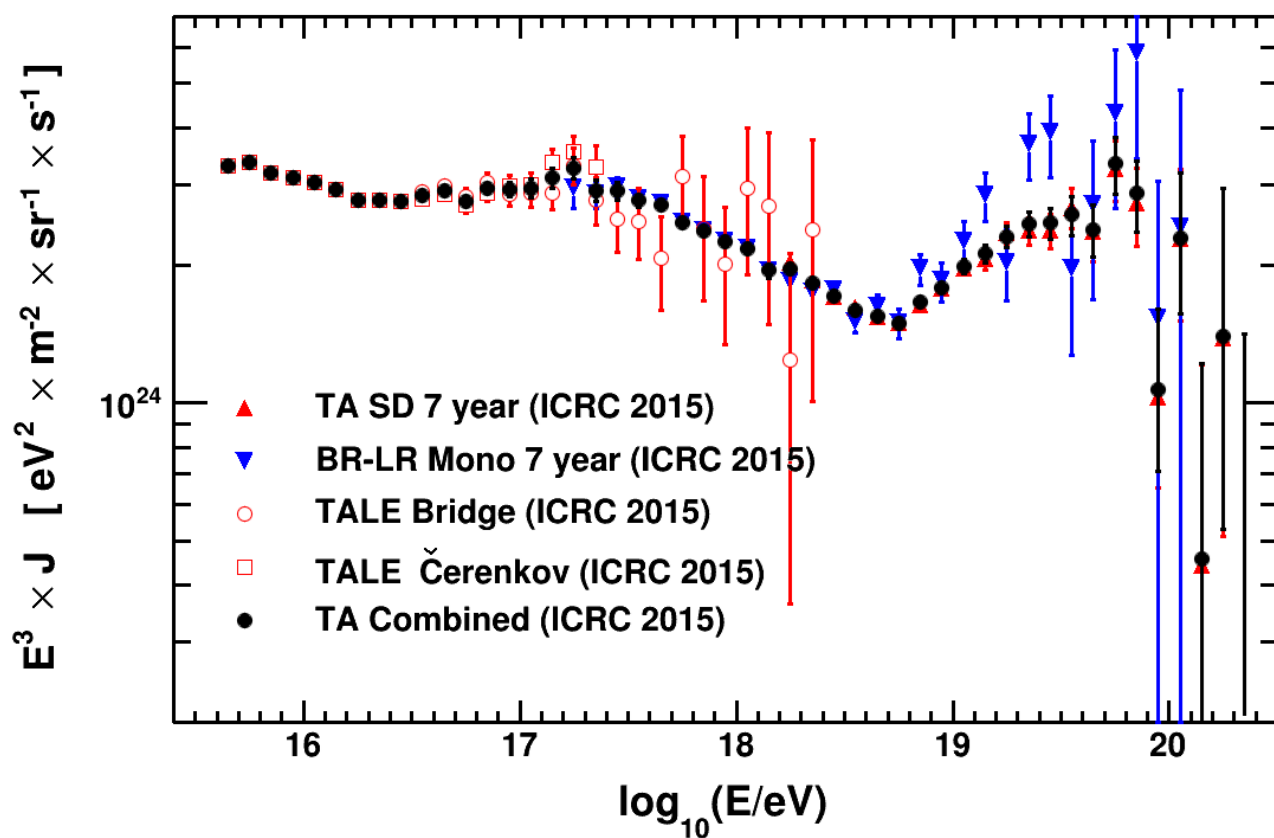
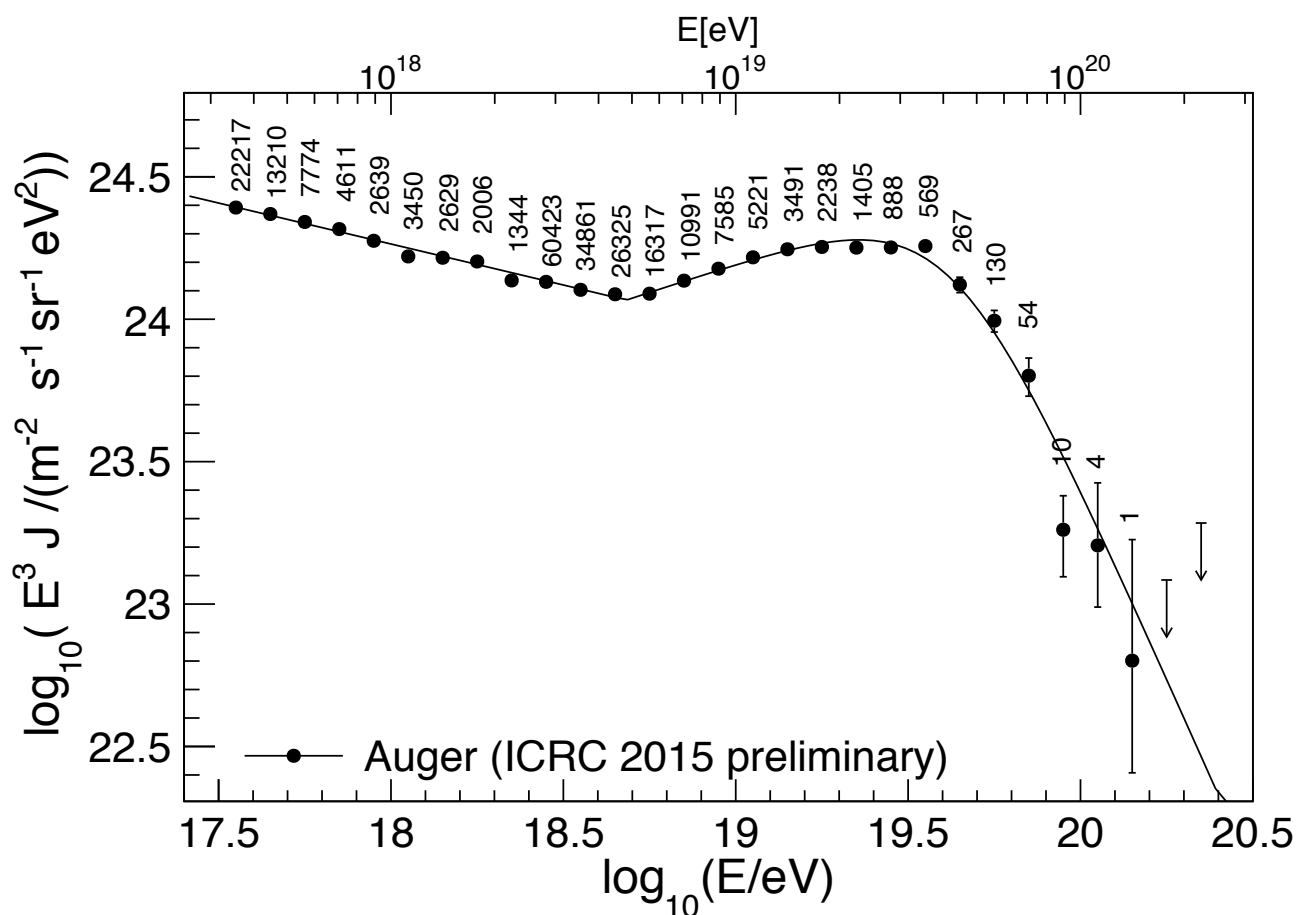


Рис. 1: Энергетический спектр КЛУВЭ по данным РАО [29] (верхний график) ТА [30] (нижний график).

отдельных ливней. Речь об измерении состава КЛУВЭ может идти только в применении к достаточно большому набору экспериментальных данных. Подходы к этой проблеме основаны на выделении наблюдаемых величин, чувствительных к составу, таких как глубина максимума развития ливня, кривизна фронта, а также интенсивность отдельных компонент (электронной и мюонной). Наблюдаемые экспериментально ШАЛ по своим характеристикам больше походят на ливни, инициированные протонами или составными ядрами. В ливнях, произведённых фотонами, должна наблюдаться пониженная мюонная компонента, а максимум развития таких ливней ожидается глубже в атмосфере. В результате удалось поставить ограничения сверху на поток фотонов УВЭ [31–36]. В отношении массового состава ядер в КЛУВЭ ситуация куда менее определённая. Рис. 2 иллюстрирует оценки массового состава КЛУВЭ при различных энергиях в экспериментах РАО [29], ТА [37] и в Якутской Установке [38]. Данные обсерватории РАО, имеющей наибольшую статистику, свидетельствуют об утяжелении массового состава при энергиях выше $10^{18.5}$ эВ, однако это не подтверждается измерениями независимых экспериментов.

Наименее подвержено влиянию систематики определение направлений прихода космических лучей. При одновременном наблюдении ШАЛ двумя ФТ направление может быть восстановлено геометрическим способом. Если же ливень наблюдается НРД или одним ФТ восстановление направления возможно по временным характеристикам сигнала. Для НРД точность определения направления падает с увеличением шага решётки. В то же время для увеличения экспозиции детекторы выгодно располагать дальше друг от друга. В современных экспериментах точность определения направлений прихода составляет примерно полтора градуса.

Поскольку галактическое магнитное поле не может удержать КЛУВЭ, считается что эти частицы имеют внегалактическое происхождение, что подтверждается анализом направлений прихода частиц [39]. В случае, если поток КЛУВЭ состоит в основном из протонов, то направления событий с энергией

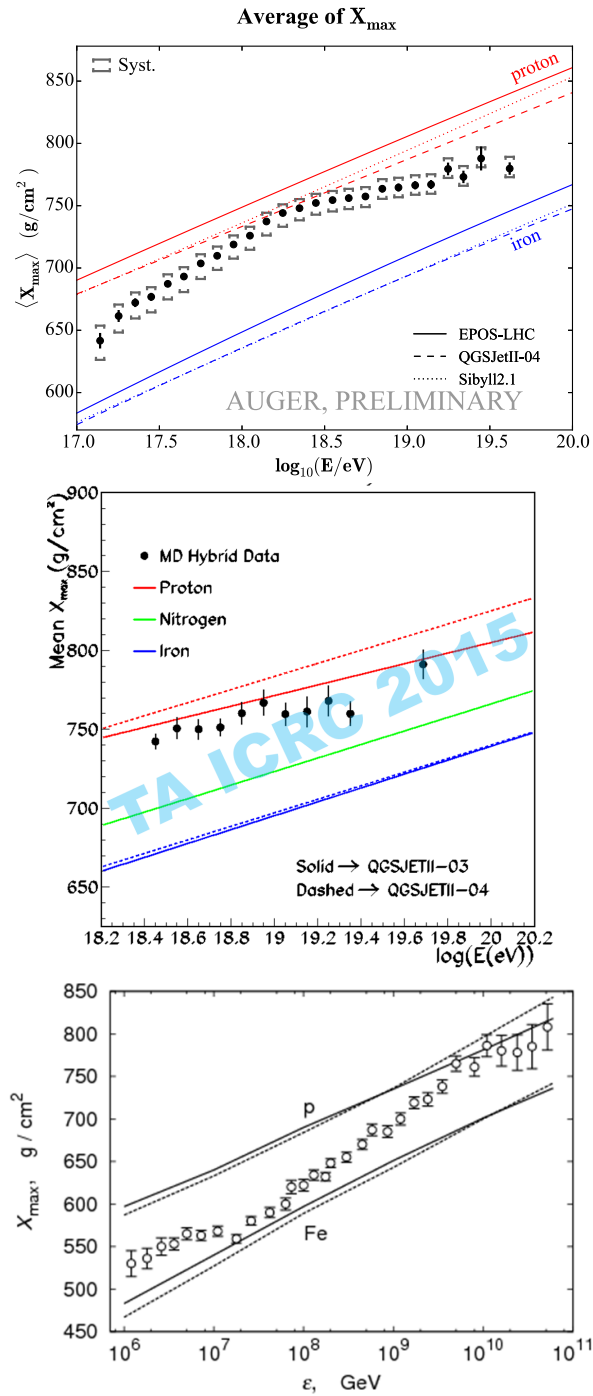


Рис. 2: Оценка массового состава КЛУВЭ в экспериментах РАО [29] (верхний график) ТА [37] (средний график) и в Якутской Установке [38] (нижний график). В качестве эффективной наблюдаемой на графиках используется средняя глубина максимума развития ливня $\langle X_{\max} \rangle$

порядка 100 ЭэВ должны указывать на источник. Это связано с тем, что протоны указанных энергий слабо отклоняются галактическим и межгалактическим магнитными полями и в то же время энергично взаимодействуют с реликтовым излучением, что приводит к их поглощению на расстояниях порядка нескольких десятков Мпк (эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина [40, 41]). В современных экспериментах действительно наблюдается анизотропия направлений прихода КЛУВЭ, но лишь на больших угловых масштабах [42, 43]. Отсутствие кластеризации направлений прихода КЛУВЭ и наличие ГЗК-горизонта приводит к ограничению снизу на плотность источников КЛУВЭ $n \gtrsim 10^{-4} \text{Мпк}^{-3}$ [44, 45] (поскольку каждый источник в среднем должен давать маленький вклад в суммарный поток) в предположении о том что КЛ с энергией $E \gtrsim 50$ ЭэВ отклоняются не более чем на 5° (что примерно соответствует отклонению протонов с указанными энергиями в галактическом магнитном поле). Это означает, что ближайший источник КЛУВЭ следует искать на расстоянии $d_{\min} \lesssim 5$ Мпк. Однако это может быть не так если в составе КЛУВЭ при $E \gtrsim 50$ ЭэВ преобладают тяжёлые ядра, поскольку направления прихода КЛ могут существенно искажаться галактическим магнитным полем. В предположении об отклонении на угол до 25° ограничение на концентрацию источников [45] оказывается на порядок слабее $n \gtrsim 10^{-5} \text{Мпк}^{-3}$. Таким образом выводы о вероятных источниках КЛУВЭ зависят от предположений о массовом составе космических лучей.

В условиях когда массовый состав не удаётся достоверно измерить, используя экспериментальные методы, особую значимость приобретает альтернативный подход, основанный на изучении сопутствующих сигналов от взаимодействия КЛУВЭ со средой вокруг источника и межгалактической средой на их пути к наблюдателю. Этой теме посвящена данная диссертация.

Астрофизические нейтрино

Детектирование астрофизических нейтрино коллаборацией IceCube [46] открыло новую эру в астрофизике высоких энергий. Избыток нейтрино над фоном (из атмосферных ν) при энергии $E > 10$ ТэВ может быть примерно описан степенным законом $1/E^\alpha$ с $\alpha = 2.67_{-0.13}^{+0.12}$, и соответствовать потоку $6.9_{-1.8}^{+2.1} \cdot 10^{-18}$ ГэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ ср $^{-1}$ для суммы трёх сортов ν , возможно с обрезанием при 3 ПэВ [47]. Это наблюдение имеет высокую статистическую значимость и требует теоретического объяснения.

Существует три главных механизма производства нейтрино высоких энергий. Во-первых, КЛ в галактике могут производить нейтрино в неупругих столкновениях с межзвёздным газом в диске Млечного Пути, причём такие нейтрино могут иметь энергию вплоть до ПэВ [48], но ожидаются только с направлений близких к галактической плоскости. В самом деле, данные IceCube за 3 года содержат избыток событий в направлении галактической плоскости (шанс случайного совпадения в данном случае оценивается в 1% [49]). В работе [50] было показано, что взаимодействия КЛ с газом в диске Млечного Пути могут объяснить не более 10% наблюдаемого потока нейтрино в предположении, что плотность газа сравнима с наблюдаемой локально.

Однако, в ожидаемом потоке доминирует вклад от спиральных рукавов и/или галактической перемычки, где выше частота взрывов сверхновых, магнитное поле и плотность межзвёздного газа [51]. Более того, поток нейтрино, детектированный в IceCube совместен [51] со степенной экстраполяцией диффузного гамма-излучения при $E > 100$ ГэВ от хребта Галактики, по наблюдениям телескопа Ферми, что может указывать их на общее происхождение. В результате вклад Млечного Пути в наблюдаемый поток нейтрино может быть много больше чем 10 %.

Во-вторых, КЛУВЭ взаимодействуют с межгалактическим фотонным фоном могут производить нейтрино через распад пи-мезонов. Такие нейтрино, их

называют космогенными, хорошо изучены в теоретических работах начиная с 1969 года [52] (см. также [53, 54] и ссылки в указанных работах). Предсказываемый поток космогенных нейтрино сильно модельно зависим но типичная энергия частиц составляет $0.1 - 10$ ЭэВ, что далеко за пределами диапазона энергий нейтрино, обнаруженных экспериментально.

Наконец, нейтрино в диапазоне энергий от ТэВ до 10 ПэВ могут производиться во множестве астрофизических источников при распадах заряженных пи-мезонов, образующихся в $p - p$ и $p - \gamma$ столкновениях. Различные типы астрофизических источников нейтрино были предложены задолго до экспериментальных наблюдений, включая АЯГ [55–60], Гамма-вспышки [61, 62], галактики со вспышкой звездообразования [63].

После экспериментального обнаружения астрофизических нейтрино интерес к проблеме резко вырос. В ряде недавних работ [64–69] повторялись попытки объяснения событий IceCube в различных сценариях с астрофизическими источниками.

Распространение космических лучей ультравысоких энергий.

В этой секции мы кратко обсудим процесс распространения протонов и ядер в межгалактическом пространстве и неопределённости связанные с прямым характером измерения свойств среды распространения. Как отмечалось выше, на настоящий момент вопрос об экспериментальном определении состава КЛУВЭ остаётся открытым. Тем не менее, протоны и ядра являются самыми естественными кандидатами на роль частиц сверх-высоких энергий, так как, обладая электрическим зарядом, они могут эффективно ускоряться в электромагнитном поле и в то же время, в отличие от электронов, способны пролетать большие расстояния без существенных энергопотерь.

Отклонения КЛ в магнитных полях

Считается что космические лучи ультравысоких энергий имеют внегалактическое происхождение, поскольку галактические магнитные поля (порядка мкГс) не могут надолго удерживать протоны и ядра с энергией выше ЭэВ в галактике. Характер распространения КЛУВЭ вне галактики зависит от силы и конфигурации межгалактических магнитных полей (МГМП), которые на сегодняшний день слабо изучены. Современные теоретические и экспериментальные оценки на величину B и длину корреляции λ_B МГМП приведены в обзоре [70]:

$$10^{-17}\text{Гс} \lesssim B \lesssim 10^{-9}\text{Гс}, \quad (1)$$

$$\lambda_B \gtrsim \text{пк}; \quad (2)$$

где нижний предел следует из одновременного наблюдения гамма-излучения с энергиями ГэВ и ТэВ от блазаров с жёстким спектром RGB J0710+591, 1ES 0229+200, и 1ES 1218+304, по которому видно, что магнитное поле приводит к отклонению электромагнитного каскада. Верхний предел следует из наблюдения эффекта Фарадея на далёких источниках¹ [71].

Радиус кривизны траектории заряженной частицы R_c в магнитном поле с перпендикулярной к направлению движения компонентой B_\perp равен

$$R_c = \frac{E}{eB_\perp} \simeq 1.1 \frac{1}{Z} \left(\frac{E_e}{1\text{ЭэВ}} \right) \left(\frac{B_\perp}{10^{-12}\text{Гс}} \right)^{-1} \text{Гпс}. \quad (3)$$

После пролёта расстояния L отклонение частицы от начального направления составляет δ :

$$\delta \simeq \begin{cases} \frac{L}{R_c}, & L \ll \lambda_B \\ \frac{\sqrt{L\lambda_B}}{R_c}, & L \gg \lambda_B. \end{cases} \quad (4)$$

В последнем случае учитывается большое количество стохастических отклонений. Таким образом современные наблюдения не противоречат гипотезе о

¹ точнее из факта отсутствия зависимости эффекта от расстояния до источника

прямолинейном распространении КЛУВЭ в межгалактическом пространстве. Этот факт будет использоваться в гл. 3. Отметим, что даже если МГМП невелико, направления прихода КЛУВЭ с энергией не обязательно указывают на источники, из-за отклонения КЛ в галактическом магнитном поле. Усреднённый диффузный поток КЛУВЭ слабо зависит от характеристик МГМП (зависимость возникает вследствие удлинения траекторий частиц). Можно показать [72]) что влияние МГМП на усреднённый по направлениям спектр КЛ с энергией $E \gtrsim 10^{18}$ эВ пренебрежимо мало если $B \lesssim 10^{-10}$ Мпк (в предположении $\lambda_B \lesssim 1$ Мпк).

Взаимодействия КЛ с межгалактическим фотонным фоном

Ещё в 1966 году вскоре после открытия РИ [73] было высказано предположение [40, 41] о том, что спектр космических лучей должен обрываться при энергиях, на которых достигается порог рождения пионов нуклонами на микроволновых фотонах

$$N + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \pi^{\pm,0} + N'. \quad (5)$$

Указанный процесс хорошо изучен [74]. Сечение взаимодействия имеет вблизи порога резонансный вид, с локальным максимумом около 550 мкбн, а при более высокой энергии в системе центра масс \sqrt{s} в режиме множественного рождения пионов логарифмически растёт с s . Для фотонов изотропного фона с энергией ϵ порог рождения π -мезона достигается при энергии нуклона²³

$$E_{\text{th}} = \frac{m_\pi(m_N + m_\pi/2)}{2\epsilon} \quad (6)$$

Для реликтового фона пороговая энергия нуклонов составляет около 70 ЭэВ. Пионы, распадаясь, дают вклад в сопутствующий нейтринный сигнал, а также

² Если не оговорено иное, выражения для величин энергии и импульса приводятся в лабораторной системе отсчёта, связанной с наблюдателем, то есть такой, в которой микроволновое излучение примерно изотропно.

³ здесь и далее индекс "th" обозначает англ. threshold (порог)

в электромагнитный каскад, которые будут подробно обсуждаться ниже.

Составные ядра достаточно высоких энергий также способны рождать пионы на РИ, но поскольку по отношению к процессу (5) нуклоны в составных ядрах ведут себя примерно как свободные частицы, порог рождения пионов тяжёлыми ядрами оказывается существенно выше порога для протонов. Основным же процессом, определяющим поглощение ядер сверхвысоких энергий на расстояниях от нескольких до десятков и сотен мегапарсек является высокочастотные коллективные возбуждения ядер при соударениях с фотонами фона, в результате чего происходит их дезинтеграция. Гигантский дипольный резонанс (ГДП), впервые наблюдаемый ещё в 1947, году даёт главный вклад в указанный процесс. Детальное моделирование механизма фотодезинтеграции ядер УВЭ (от дейтерия до железа) с использованием эмпирически определённых сечений было проведено в работе [75] и позднее в [76]. Распад ядра на нуклоны начинается при энергии реликтового фотона в системе покоя ядра превышающей пороговую энергию \mathcal{E}_A , которая для большинства ядер составляет порядка 10 МэВ. Таким образом для ядра с массовым числом A и энергией E_A в лабораторной системе порог фото-дезинтеграции

$$E_{\text{th},A} \simeq \frac{Am_N \mathcal{E}_A}{\epsilon} \simeq 10 \text{ ЭэВ} \times A \left(\frac{\mathcal{E}_A}{10 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{-3} \text{ эВ}} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Как видно из выражения (7), тяжёлые ядра более устойчивы к фото-дезинтеграции. По этой причине естественно ожидать преобладание либо сравнительно тяжелых ядер либо протонов в составе КЛУВЭ выше 10 ЭэВ.

Ниже порога фото-дезинтеграции (7) для ядер или порога рождения пионов для свободных нуклонов (6) основным процессом, определяющим энергопотери КЛУВЭ является рождение электро-позитронных пар на фотонном фоне [77].

$$A + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow e^+ + e^- + A, \quad (8)$$

Хотя сечение этого процесса примерно на порядок выше сечения рождения фото-пионов, энергопотери оказываются примерно в 100 раз ниже, так как в

единичном акте взаимодействия в среднем теряется меньше одной тысячной части энергии ядра. Скорость потери энергии ядрами с массовым числом A и зарядом Z в процессе (8) связана простым соотношением с энергопотерями протонов при том же гамма-факторе $\Gamma = E/M$:

$$\left(\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt}\right)_A^{e^+e^-} = \frac{Z^2}{A} \left(\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt}\right)_p^{e^+e^-}. \quad (9)$$

На рис. 3 приведены результаты расчёта длины поглощения для ядер и нуклонов. Сплошными горизонтальными линиями показаны потери энергии из-за адиабатического расширения Вселенной. Мы будем называть частицы условно стерильными если длина потери энергии приближается к адиабатической. Как видно из рисунка протоны и лёгкие ядра становятся стерильными при энергией ниже нескольких ЭэВ, а тяжёлые ядра, такие как железо, ниже нескольких десятков ЭэВ.

Точное поведение длин поглощения в особенности для составных ядер зависит от предполагаемого спектра межгалактического фонового света (МФС⁴), изотропного однородного электромагнитного излучения в диапазоне длин волн от инфракрасных до ультрафиолетовых. Хотя плотность МФС в сотни раз меньше чем в РИ, МФС определяет поглощение ядер, а также развитие электромагнитного каскада при энергиях ниже порогов взаимодействия с микроволновым излучением. Энергетический спектр МФС имеет характерную форму с двумя горбами, первый из которых при энергии порядка 1 эВ составляют фотоны, излучённые непосредственно звёздами в галактиках, а второй на два порядка ниже по энергии производится в результате рассеяния звёздного света на пыли. Из-за неустраняемого вклада зодиакального света от Солнечной системы прямые наблюдения дают возможность получить только оценку сверху на МФС. Оценки снизу на плотность МФС получают подсчётом интегральной светимости далёких галактик с использованием данных наблюдений инфракрасными и оптическими телескопами. Современные ограничения на поток

⁴ англ. EBL - extragalactic background light

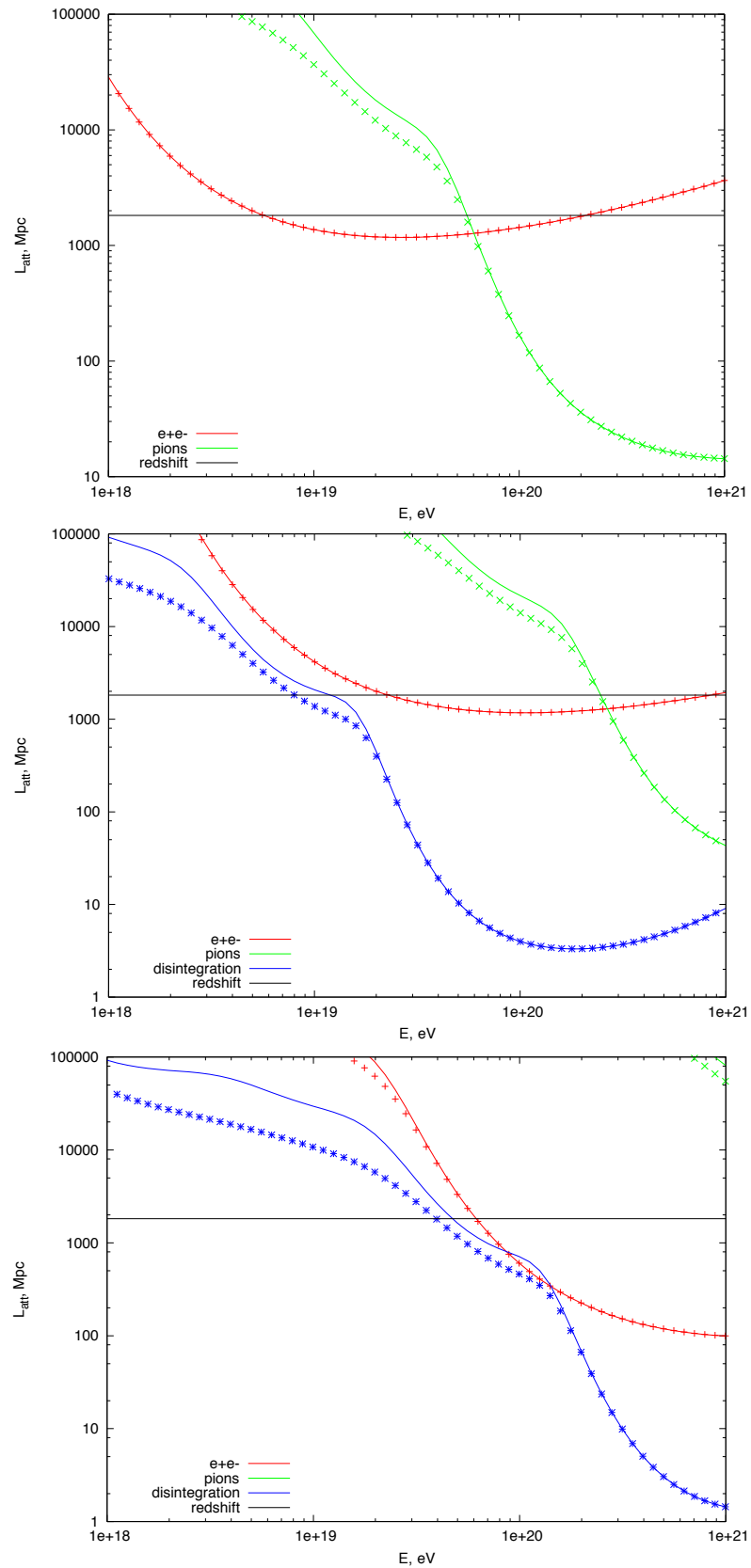


Рис. 3: Длины поглощения ядер водорода, гелия и железа (в порядке сверху вниз), полученные в предположении спектра МФС близкого к минимальному [78] (сплошная линия) и сравнительно высокого [79] (прерывистая линия) .

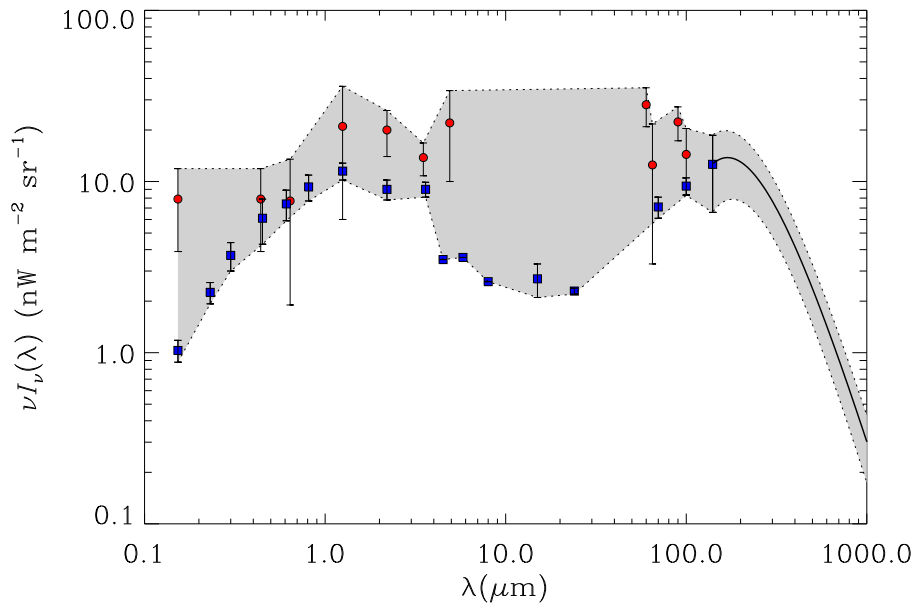


Рис. 4: Современные ограничения на интенсивность МФС [80]. Верхние ограничения (красные точки) получены с помощью прямых измерений, ограничения снизу (синие квадраты) основаны на подсчёте интегральной светимости галактик.

МФС при различных длинах волн приведены на Рис. 4. В литературе можно встретить также ограничения, основанные на наблюдениях далёких блазаров а также гамма-всплесков [81]. Первые, как будет показано в главе 3 являются модельно зависимыми, последние же ограничивают МФС лишь в ближней инфракрасной и оптической области.

Моделирование распространения КЛ

На настоящий момент независимыми группами разработано несколько программных пакетов для моделирования распространения КЛУВЭ [82–87]. При этом, как правило используется два подхода, метод основанный на решении одномерных кинетических уравнений [82, 84, 85], а также одномерные или трехмерные Монте Карло симуляции [83, 86, 87]. Несомненным преимуществом первого подхода можно назвать скорость расчётов, которая позволяет решать сложные многопараметрические задачи, сканируя пространство параметров, в

тех случаях, когда отклонениями КЛ в магнитном поле можно пренебречь. В то же время полноценные Монте Карло вычисления, такие как [83] позволяют аккуратно учитывать пространственную конфигурацию источников и возможные эффекты, связанные с отклонением КЛ в магнитных полях.

Разработанный автором диссертации программный код [84], использующий первый подход, опубликован и доступен для свободного использования [12]. Первая версия этого кода, позволяющая симулировать распространение протонов и электромагнитного каскада, была подробно описана в кандидатской диссертации автора. В работах [3, 5] в программу были включены симуляции фотоядерных взаимодействий, с использованием параметризации сечений [76]. В работах [22, 88] код был дополнен возможностью учёта неупругих столкновений протонов с газом. Результаты вычислений неоднократно сверялись с независимыми расчётами [82, 83, 85]. Значительная часть результатов, приведённых в последующих главах, получены с помощью данного программного кода. На Рис. 5 приведён пример расчёта [3] спектра КЛУВЭ в нескольких упрощённых моделях с источниками, испускающими либо протоны, либо тяжёлые ядра. В обоих случаях была продемонстрирована возможность удовлетворительного описания наблюдаемого в обсерватории Пьера Оже (РАО) энергетического спектра, причём в случае тяжёлого первичного состава выделялось две модели с относительно низкой ($E_{\max} = 26 \times 20$ ЭэВ) и высокой ($E_{\max} = 26 \times 640$ ЭэВ) максимальной энергией ускорения. Принципиальное отличие между двумя моделями продемонстрировано на Рис. 6. В первом случае в потоке КЛ при энергиях выше 10 ЭэВ доминируют ядра с промежуточными массами. Во втором же доля протонов остаётся высокой до конца спектра вследствие дезинтеграции ядер железа. На сегодняшний день вторая модель противоречит данным РАО по массовому составу КЛУВЭ [90]. Первый сценарий позже получил в литературе название "неутешительная модель"⁵ [91].

⁵ англ. "The disappointing model"

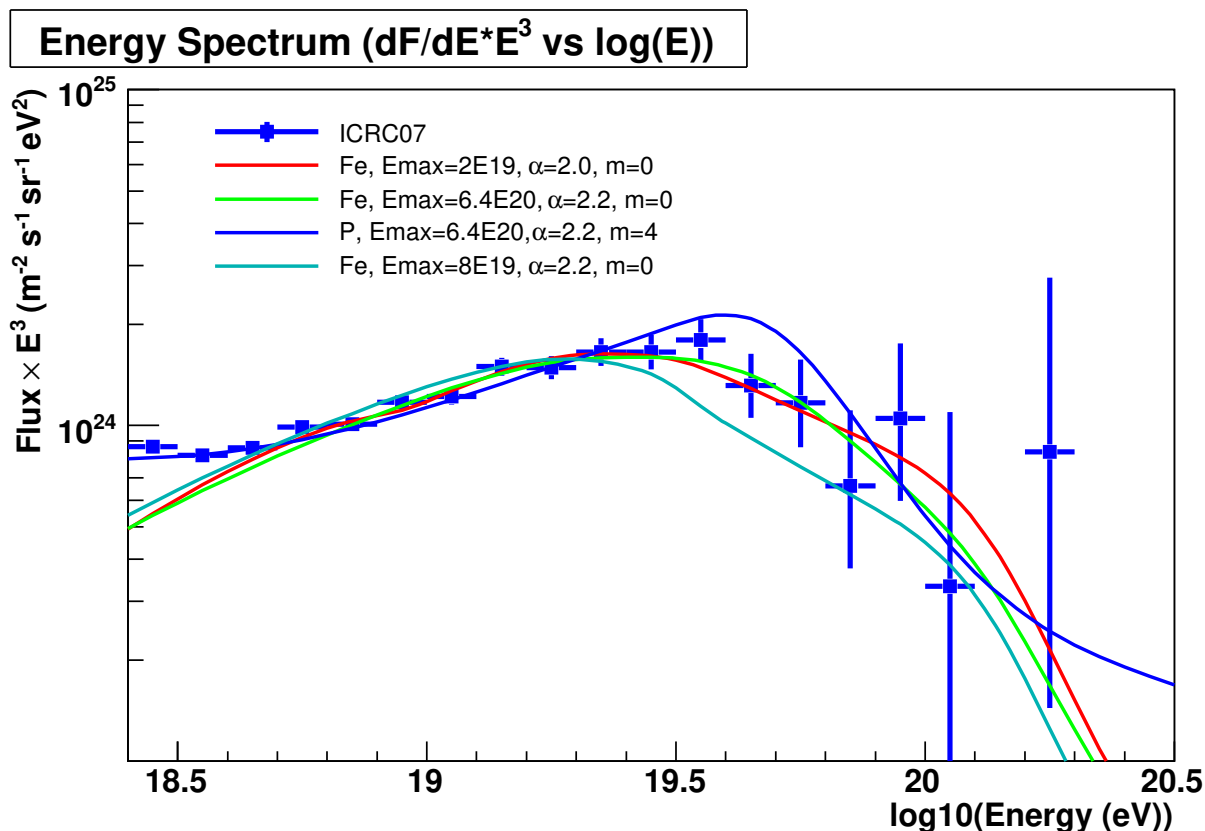


Рис. 5: Примеры предсказаний для спектра КЛУВЭ в феноменологической модели источника со степенным спектром инъекции $Q(E, z) \propto E^{-\alpha}(1+z)^m$ ($E < Z \times E_{\max}$, $z < 3$), удовлетворительно описывающие данные РАО [89], в предположении о преобладании протонов или ядер железа в первичном составе КЛ.

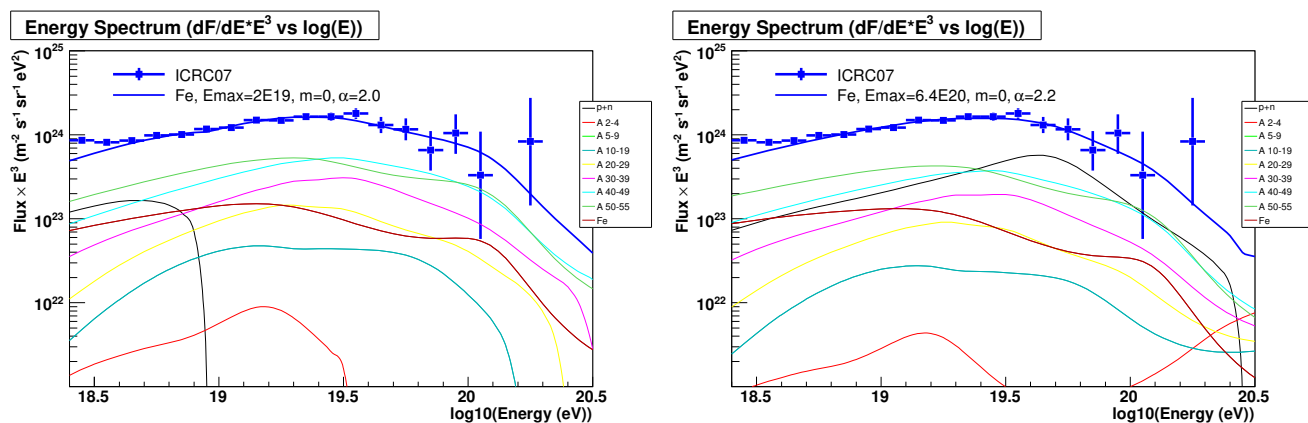


Рис. 6: Массовый состав КЛУВЭ в моделях с первичным составом из ядер железа и различной максимальной энергией $ZE_{\max} = 26 \times 2 \times 10^{19}$ эВ (слева) и $ZE_{\max} = 26 \times 6.4 \times 10^{20}$ эВ (справа).

Общий план диссертации

В главе 1 подробно рассматриваются свойства электромагнитных каскадов, порождаемых частицами сверхвысоких энергий, вычисляется предельная плотность энергии в электромагнитных каскадах, совместная с экспериментальными ограничениями. В главе 2 изучаются диффузные потоки вторичных частиц производимых КЛУВЭ при их распространении в межгалактическом пространстве, так называемые, космогенные фотоны и нейтрино, а также каскадное гамма-излучение. В главе 3 рассматривается возможность наблюдения сигналов той же природы от одиночных объектов, испускающих космические лучи. Наконец, в главе 4 на примере активных ядер галактик, рассматриваются возможные сигналы от взаимодействий космических лучей с излучением и веществом вблизи источника.

Цели и задачи диссертационной работы:

Настоящая работа посвящена проблеме происхождения космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) и в частности изучению массового состава первичных КЛУВЭ и эволюции источников. При этом систематически используется подход, основанный на подсчете сопутствующих потоков фотонов и нейтрино, произведенных при распространении космических лучей в межгалактическом пространстве, либо в непосредственной близости к источникам.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

- Изучены общие свойства электромагнитных каскадов, инициированных частицами сверхвысоких энергий. Получено ограничение на максимальную плотность энергии каскадного излучения.
- В различных сценариях рассчитан диапазон возможных потоков фотонов ультравысоких энергий и проведено сравнение с существующими экспериментальными ограничениями.
- В ускорительных сценариях с протонным первичным составом, вычис-

лен поток вторичного гамма-излучения и нейтрино. Проведено сравнение предсказаний с оценкой диффузного фона телескопом Ферми, и с ограничениями эксперимента IceCube на диффузный поток нейтрино выше 10 ПэВ. В результате поставлены ограничения на эволюцию и первичный спектр КЛУВЭ.

- Предложен механизм объяснения кажущейся аномальной прозрачности вселенной для гамма-излучения от далёких блазаров с энергией свыше сотен ГэВ, за счёт дополнительного вклада от КЛСВЭ.
- Рассмотрены две характерные модели взаимодействия КЛУВЭ со средой источника. Получены предсказания для вторичных сигналов от взаимодействия.

Положения, выносимые на защиту:

1. Изучены общие свойства электромагнитных каскадов, инициированных частицами сверхвысоких энергий. Отдельно рассмотрен аналитический подход к вычислению спектра каскадного излучения и обсуждены границы его применимости. С помощью данных орбитального эксперимента Ферми, получено универсальное модельно-независимое ограничение на максимальную плотность энергии каскадного излучения.
2. В ускорительных сценариях и в моделях "Top-Down" (распад частиц сверхтяжёлой тёмной материи и топологических дефектов) вычислен диапазон возможных потоков фотонов ультравысоких энергий. В случае сверхтяжёлой тёмной материи, как основного источника космических лучей выше порога Грейзена-Зацепина-Кузьмина, продемонстрировано, что предсказания теории входят в противоречие с ограничениями на долю фотонов в КЛУВЭ.
3. В ускорительных сценариях образования космических лучей ультравысоких энергий, предполагающих преимущественно протонный первич-

ный состав, вычислен поток вторичного гамма-излучения и нейтрино от взаимодействия КЛ с межгалактическим фотонным фоном. Проведено сравнение предсказаний с оценкой диффузного фона из наблюдений орбитального телескопа Ферми, а также с ограничениями эксперимента IceCube на диффузный поток нейтрино выше 10 ПэВ. В результате исключены сценарии с сильной эволюцией и жёстким первичным спектром.

4. Предложен механизм объяснения аномальной прозрачности вселенной для гамма-излучения от далёких блазаров с энергией свыше сотен ГэВ. В его основе лежит предположение о дополнительном вкладе вторичного каскадного излучения от взаимодействия космических лучей, испущенных блазарами, с межгалактическим фотонным фоном. В данном сценарии произведена оценка возможного вклада взаимодействий в поток астрофизических нейтрино, а также получены предсказания наблюдаемого числа блазаров в планируемых атмосферных черенковских гамма-телескопах следующего поколения, таких как СТА.
5. Предложена реалистичная модель, описывающая наблюдаемый в эксперименте IceCube, в диапазоне энергий $E \gtrsim 30$ ТэВ, поток нейтрино $p\gamma$, взаимодействиями космических лучей сверхвысоких энергий с анизотропным излучением аккреционного диска в АЯГ. Показано, что сопутствующие потоки протонов и гамма-излучения, в данной модели, существенно ниже наблюдаемых экспериментально.
6. Предложена самосогласованная модель, одновременно объясняющая наблюдаемый в орбитальном эксперименте Ферми экстрагалактический поток γ -излучения при энергиях свыше ГэВ, и обеспечивающая протонную часть потока КЛУВЭ (предсказанную в независимой работе из анализа данных экспериментов PAO, KASCADE и KASCADE-Grande). В рамках данной модели, вторичный сигнал фотонов и нейтрино обязан

своим происхождением взаимодействием КЛ с газом вблизи источников ФР-I/Лацертид. Предсказываемый в модели поток нейтрино может составлять до 60% от наблюдаемого в эксперименте IceCube.

Степень достоверности и апробация результатов. Все результаты диссертации являются обоснованными. Ограничения на модели с протонным первичным составом и сценарии "Top-Down" согласуются с результатами других авторов, полученными позже. Модель, объясняющая аномальную прозрачность Вселенной по отношению к гамма-излучению высоких энергий получила широкую известность и активно обсуждается в научном сообществе. Численный код, для моделирования взаимодействия КЛУВЭ, разработанный автором, опубликован в сети интернет, а результаты расчётов неоднократно сравнивались с независимыми вычислениями. Основные результаты, вошедшие в диссертационную работу, опубликованы в реферируемых журналах и докладывались автором на многочисленных российских и международных конференциях.

Список публикаций по теме диссертации По материалам диссертации опубликовано 23 работы, из них 16 статей в рецензируемых научных журналах [1–16], 7 статей в сборниках трудов конференций [17–23].

Личный вклад автора. Диссертация основана на работах, выполненных автором в ИЯИ РАН (Москва) в 2003-2016 гг. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав основного текста, заключения, библиографии, одного приложения и списка сокращений. Она содержит 42 рисунков и 8 таблиц. Общий объем диссертации 187 страниц. Библиография включает 234 наименований.

Благодарности. Я глубоко признателен своим учителям В.А. Кузьмину, Д.В Семикозу. Без их постоянного внимания и поддержки

работа не могла бы состояться.

Безгранично благодарен своей супруге Елизавете за вдохновение, поддержку и терпение.

Я обязан научной атмосфере МФТИ, где провел студенческие годы, и Отдела теоретической физики ИЯИ РАН, с которым связана вся моя научная работа. Хочется отметить гостеприимство Научного института и лаборатории Гран Сассо, Института Макса Планка в Мюнхене, Свободного Университета Брюсселя, Института исследований космических лучей Университета Токио, Университета Калифорнии в Лос-Анжелесе, Центра Физики в Аспене, Университета Юты, где родились и оттачивались многие идеи, отразившиеся в диссертации.

Я признателен своим соавторам В. С. Березинскому, А. Газизову, Г. Гелmini, С.В. Демидову, Д. Иванову, М. Кахелрису, М.Ю. Кузнецову, А. Кусенко, А. Неронову, К.В. Птицыной, Г.И. Рубцову, Д.В. Семикозу, И.И. Ткачеву, С.В. Троицкому за интересную и плодотворную совместную работу.

Благодарен коллегам М.В. Либанову, Дж.Н. Мэтьюзу, Э.Я. Нугаеву, М.С. Пширкову, В.А. Рубакову, Х. Сагаве, П.С. Сатунину, С.М. Сибирякову, Е.В. Соколовой, П. Сокольскому, Б.Т. Стоксу, П.Г. Тинякову, Ф. Урбану, М. Фукушима за интересные обсуждения.

Выражаю благодарность своему коллеге и другу Н.Ю. Буданцеву за техническую помощь при написании работы.

Выражаю благодарность всем членам коллаборации Telescope Array за увлекательную работу в международном коллективе, в котором научное знание имеет приоритет над остальными аргументами.

Работа автора была поддержана грантами РФФИ, Президента РФ для молодых кандидатов наук, Минобрнауки РФ и РНФ, программой Президиума РАН.

Глава 1

Электромагнитный каскад

1.1. Краткий обзор

Наряду с ядрами водорода и более тяжёлых элементов в составе КЛ галактического и экстрагалактического происхождения могут также присутствовать электроны (позитроны) и фотоны. Последние в стандартных моделях ускорения образуются лишь как продукты взаимодействия электрически заряженных частиц со средой распространения в процессе ускорения в источнике или на пути к наблюдателю. В ряде альтернативных моделей фотоны также могут образовываться в результате распада частиц тёмной материи, в том числе сверхтяжёлой (СТТМ). В настоящей главе мы подробно рассмотрим свойства электромагнитного каскада (ЭК), который создаётся электронами (позитронами) и фотонами достаточно высоких (см. ниже) энергий, благодаря цепочке реакций рождения пар (РП)

$$\gamma + \gamma_t \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.1)$$

и обратного Комптоновского рассеяния (ОКР)

$$e + \gamma_t \rightarrow \gamma' + e \quad (1.2)$$

на фотонах фонового излучения γ_t ¹. Для существования ЭК необходимо, чтобы энергия фотонов превышала порог рождения электрон-позитронных пар на фоновых фотонах с энергией ε

$$E_{th} = \frac{m_e^2}{\varepsilon}. \quad (1.3)$$

¹ здесь и далее в этой главе индекс "t" обозначает англ. target (мишень)

По мере развития ЭК, число частиц в нем экспоненциально растёт, при сохранении полной энергии². Так продолжается до тех пор, пока энергия фотонов не опускается ниже порога РП, после чего фотоны становятся 'стерильными', а электроны постепенно теряют энергию за счёт ОКР. Таким образом энергия ЭК в результате его развития аккумулируется в основном в форме подпороговых фотонов. Ниже будет показано, что форма спектра излучения оставшегося после развития ЭК слабо зависит от энергии частиц, инициировавших каскад.

ЭК в межгалактическом пространстве активно обсуждаются со времени открытия РИ. Одним из самых ранних применений физики ЭК стало строгое ограничение на поток космогенных нейтрино (частиц, рождённых в результате реакции ГЗК (5)) [52, 92], которое следует из того, что в этом же процессе в результате распада π -мезонов образуются фотоны и электроны. Таким образом в указанном процессе существует связь между энергией, выделяемой в форме нейтрино и ЭК³.

Когда в 1998 году спутниковый эксперимент EGRET [93] опубликовал результаты измерения диффузного гамма-излучения в диапазоне от 30 МэВ до 130 ГэВ, оказалось, что наблюдаемый наклон спектра $E^{-2.1}$ примерно совпадает с ожидаемым спектром E^{-2} подпороговых фотонов, образовавшихся в ходе развития ЭК. Это говорило в пользу гипотезы о доминирующем вкладе каскадных фотонов в поток диффузного гамма-излучения. Подобные сценарии рассматривались ещё в начале семидесятых, в частности в работе [94] обсуждались ЭК, порождённые в $p\gamma$ взаимодействиях. Однако предположение о доминирующем вкладе каскадных фотонов не подтвердилось дальнейшими измерениями орбитального гамма-телескопа Fermi LAT [95]. Тем не менее, измерения позволили поставить ограничение на среднюю плотность энергии⁴ ω_{cas}

² Следует отметить, что в присутствии магнитного поля часть энергии может уходить из каскада в виде низкоэнергетичного синхротронного излучения

³ Более подробно об этом пойдёт речь в главе 2

⁴ здесь и далее в этой главе мы будем обозначать символом ω_{cas} плотность энергии каскадного излу-

в ЭК [96]

$$\omega_{\text{cas}} \leq 5.8 \times 10^{-7} \text{ эВ/см}^3, \quad (1.4)$$

и через это ограничить сверху допустимый поток космогенных нейтрино, произведённых во взаимодействиях КЛУВЭ [9, 96, 97].

Развитие физики ЭК также сильно повлияло на гамма-астрономию дискретных источников. Одной из первых работ в этой области было вычисление поглощения гамма-лучей с энергией выше 100 ТэВ на микроволновом РИ [98]. В работе [99] было рассмотрено развитие каскада на микроволновом, оптическом и радиоизлучении. Следующим серьёзным шагом стала оценка влияния магнитных полей. В отсутствие поля ЭК распространяется прямолинейно от источника к наблюдателю. В работе [100] было показано, что отклонение каскадных электронов магнитным полем вблизи источника может приводить к размытию его образа в гамма лучах с энергией $E_\gamma < 1$ ТэВ или иными словами к образованию так называемого гало. Похожий эффект ожидается и в результате отклонения каскадных электронов слабыми межгалактическими магнитными полями на пути от источника к наблюдателю [101]. Спектр гамма-излучения от точечных источников, также может зависеть от наличия магнитных полей между источником и наблюдателем. При достаточно сильном магнитном поле отклонение электронов приводит к тому, что для наблюдателя они выбывают из каскада. В результате в спектре источника преобладают первичные непоглощенные фотоны. В случае, если источник имеет жёсткий спектр, указанное отличие легко определить, поскольку вклад каскадного излучения на подпороговых энергиях должен доминировать. Таким образом существование источников с жёстким спектром позволяет поставить ограничение снизу на среднюю величину межгалактического магнитного поля. Детальные вычисления [102, 103] (см. также обзор [70]) дают ограничение $B > 10^{-17} - 10^{-16}$ Гс для среднего по объёму внегалактического магнитного поля⁵.

чения в современную эпоху ($z = 0$). Для ЭК в расширяющейся вселенной $\omega_{\text{cas}}(z) \propto (1 + z)^4$.

⁵ Точная оценка зависит от предполагаемой длины когерентности поля, а также от предположения

Материал главы организован следующим образом. В разделе 1.2 подробно рассматривается физика ЭК и приводится аналитический расчёт каскадного спектра в упрощённой модели. В первом приближении мы рассматриваем статичную вселенную заполненной излучением с дихроматическим спектром фотонов с энергиями $\epsilon_{\text{cmb}} = 6.3 \times 10^{-4}$ эВ и $\epsilon_{\text{ebl}} \simeq 0.7$ эВ, примерно соответствующими характерным энергиям РИ и МФС. При этом подразумевается, что плотность РИ много выше плотности МФС, а единственным свободным параметром модели остаётся ϵ_{ebl} . Каскад инициируется фотоном или электроном с энергией E_s ⁶ выше порога рождения пар на РИ 1.3 и развивается, благодаря цепочке реакций 1.1 и 1.2 на фотонах мишени γ_t . Когда развитие каскада завершается спектр принимает универсальную форму [92, 104], не зависящую от энергии E_s (в предположении, что E_s достаточно велика). Универсальный спектр⁷

$$n_\gamma(E_\gamma) \propto \begin{cases} E_\gamma^{-3/2} & , E_\gamma \leq \mathcal{E}_X \\ E_\gamma^{-2} & , \mathcal{E}_X \leq E_\gamma \leq \mathcal{E}_\gamma^{\text{ebl}} \\ 0 & , E_\gamma > \mathcal{E}_\gamma^{\text{ebl}} \end{cases} \quad (1.5)$$

характеризуется двумя параметрами - энергией обрезания

$$\mathcal{E}_\gamma^{\text{ebl}} = \frac{m_e^2}{\epsilon_{\text{ebl}}} = 3.9 \times 10^{11} \text{ эВ},$$

и энергией укрупнения спектра

$$\mathcal{E}_X = \frac{1}{3} \mathcal{E}_\gamma^{\text{ebl}} \frac{\epsilon_{\text{cmb}}}{\epsilon_{\text{ebl}}} = 1.2 \times 10^8 \text{ эВ}$$

Расчёты примерно подтверждаются компьютерными вычислениями. В разделе 1.2.1 показывается, что спектр 1.5 обладает свойством "сильной универсаль-

о переменности источника гамма-лучей. Подробности см. в обзоре [70]

⁶ здесь и далее в этой главе индекс "s" обозначает англ. source (источник)

⁷ Здесь и далее в этой главе будем использовать обозначение $n(E)$ для числа частиц в каскаде на единичный интервал энергии. В случае, когда речь идёт о диффузном излучении, без ограничения общности мы будем подразумевать под $n(E)$ число частиц в единичном *сопутствующем* объёме, на единичный интервал энергий. Кроме того, в ряде картинок мы будем приводить величину потока частиц в единичный телесный угол $J(E) = \frac{c}{4\pi} n(E)$

ности”, то есть в известных пределах не зависит, ни от расстояния до источников, ни от начальной энергии E_s частиц, инициировавших каскад. Универсальность нарушается для близких источников, в случае когда наблюдается неполное развитие ЭК. В подразделе 1.2.2 проводится сравнение упрощённых аналитических расчётов каскадных спектров, с результатами численных расчётов в расширяющейся вселенной для ЭК, инициированных при различных красных смещениях z . Сравнение показывает хорошее согласие при небольших $z \lesssim 0.15$, а для более далёких источников достичь удовлетворительного согласия удаётся перемасштабированием параметра ϵ_{ebl} .

В подразделе 1.2.4 изучается интересный как с физической так и с технической точки зрения случай распространения каскадов в чистом РИ, без примеси оптических фотонов. Этот случай представляет практическую важность для рассмотрения каскадов на больших z , когда МФС мал или отсутствует. Технически случай чистого РИ интересен, так как эффект наблюдаемый для дихроматического спектра воспроизводится и в этом варианте, но роль МФС выполняют фотоны из хвоста распределения Планка.

В разделе 1.3 обсуждаются численное моделирование ЭК путём решения одномерного транспортного уравнения и методом Монте-Карло. Первый способ более быстрый и позволяет точно вычислить спектр, в случае когда отклонения в магнитном поле не важны, например для вычисления диффузного потока от популяции источников. Вторым методом позволяет аккуратно учитывать эффекты, связанные с отклонением электронов в магнитных полях, что важно для изучения каскадов от единичных точечных источников. Результаты вычислений с помощью двух указанных методов сравниваются между собой и с независимыми вычислениями.

В разделе 1.4 для спектра ЭК вводится понятие сильной и слабой универсальности, и подробно обсуждаются границы применимости полученных результатов.

В разделе 1.5 спектры каскадного излучения, вычисленные в различных

предположениях о распределении источников с использованием нескольких реалистичных моделей эволюции МФС, сравниваются с современными измерениями диффузного излучения орбитального гамма-телескопа Fermi LAT. Из требования о непревышении наблюдаемого потока выводится ограничение сверху на плотность каскадного излучения ω_{cas} . Важное отличие новой оценки ω_{cas} от более ранней (1.4) помимо использования самых современных измерений, состоит в том, что учтена слабая универсальность ЭК, а также некоторая неопределённость в спектре МФС и его эволюции. Таким образом ω_{cas} оказывается модельно зависимой величиной.

1.2. Физика электромагнитного каскада и аналитические вычисления

В этом разделе мы введём упрощённую модель ЭК, позволяющую получить примерный спектр стерильных (подпороговых) фотонов оставшихся после развития каскада. Для наглядности будем считать, что каскад стартует от излучения одного фотона или электрона с энергией E_s выше порога рождения пар на очень далёком расстоянии от наблюдателя. Для упрощения мы будем предполагать дихроматический спектр фонового излучения с энергиями $\epsilon_{\text{cmb}} = 6.3 \times 10^{-4}$ эВ и $\epsilon_{\text{ebl}} \sim 1$ эВ, соответствующими характерным энергиям РИ и МФС. Указанные параметры будут в дальнейшем варьироваться, но мы всегда будем предполагать, выполнение условия $\epsilon_{\text{ebl}} \gg \epsilon_{\text{cmb}}$ для характерных энергий и $n_{\text{cmb}} \gg n_{\text{ebl}}$ для концентраций. Мы также предположим, что магнитное поле достаточно мало, так что потерями энергии каскадных частиц на синхротронное излучение можно пренебречь. Здесь и далее, если не оговорено противное, мы будем интересоваться усреднённым диффузным потоком каскадного излучения, для которого эффекты отклонения электронов в магнитном поле можно не учитывать.

В качестве первого приближения мы получим спектр стерильных фотонов

оставшихся после развития каскада, пренебрегая расширением вселенной. Далее, предполагая, что развитие каскада происходит на временных масштабах много меньше темпа расширения вселенной, мы скорректируем наш формализм для более реалистичного случая расширяющейся вселенной и сравним результаты аналитических расчётов с численными.

1.2.1. Универсальный спектр в аналитических вычислениях

Итак рассмотрим случай статичной вселенной. Наша задача получить спектр 'стерильных' фотонов, оставшихся после полного развития ЭК. Введём критерий высокой и низкой энергии для частиц каскада с помощью безразмерного параметра x_t

$$x_t = E\varepsilon_t/m_e^2, \quad (1.6)$$

где ε_t - энергия фотона мишени ($t = cmb$ или abl). Значения параметра $x_t \gg 1$ и $x_t \ll 1$ характеризуют режимы высокой и низкой энергии соответственно. Схема развития каскада изображена на Рис. 1.1. В режиме высокой энергии (Рис. 1.1, *leading-particle regime*) как в случае процесса рождения пар, так и ОКР можно выделить лидирующую частицу, сохраняющую большую часть энергии первичной частицы после взаимодействия. При этом доля энергии, теряемая лидирующей частицей [99]:

$$f \approx 1/[\ln(2E\varepsilon/m_e^2)]. \quad (1.7)$$

Когда энергия лидирующей частицы опускается до уровня $x \gtrsim 1$ каскад переходит в режим умножения (*multiplication regime II* на Рис. 1.1), при котором энергия делится между продуктами взаимодействия примерно поровну.

Из-за неравенства $n_{cmb} \gg n_{abl}$ развитие каскада происходит в две стадии. Вначале, как для процесса РП, так и ОКР преобладают столкновения с фотонами РИ. На второй стадии, когда энергия каскадных частиц опускается ниже порога РП на РИ, развитие каскада замедляется, так как процесс РП проис-

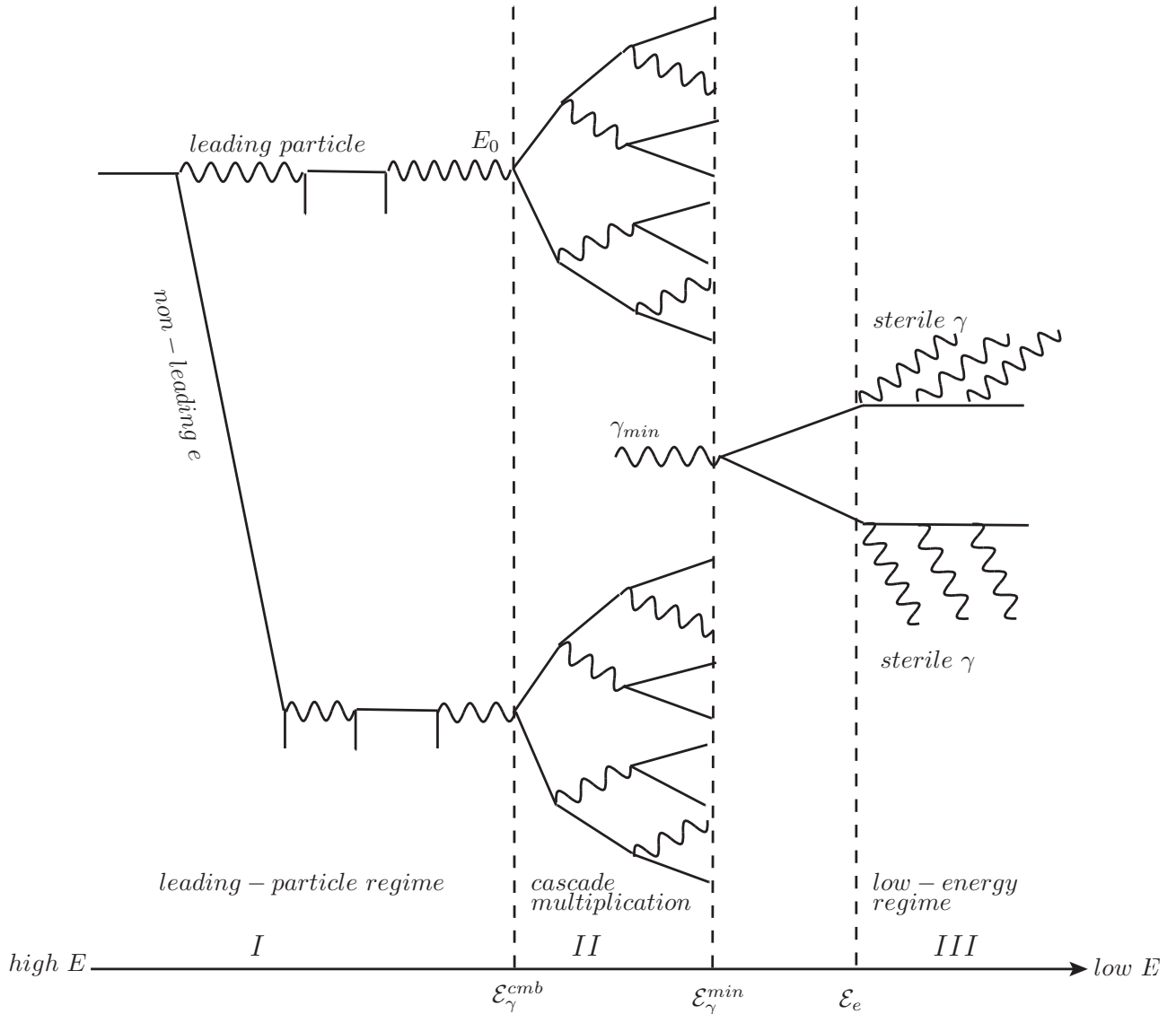


Рис. 1.1: Качественная картинка развития каскада в статичной вселенной на дихроматическом фоне с характерными энергиями ϵ_{cmb} и ϵ_{ebl} в предположении $\epsilon_{ebl} \gg \epsilon_{cmb}$ и $n_{cmb} \gg n_{ebl}$. Энергии каскадных частиц \mathcal{E}_γ^{cmb} , \mathcal{E}_γ^{min} и \mathcal{E}_e маркируют три режима распространения каскада: (I) - режим лидирующей частицы, (II) - режим быстрого умножения каскада и (III) - режим производства стерильных фотонов электронами с энергией $E \leq \mathcal{E}_e$ (см. детали в тексте).

ходит на сравнительно немногочисленных фотонах МФС, при этом рассеяние электронов по-прежнему в основном происходит на РИ.

Введём несколько полезных обозначений для характерных энергий, которые будут использованы ниже: $\mathcal{E}_\gamma^{\min}$ - минимальная энергия поглощения фотонов; \mathcal{E}_γ^{cmb} - минимальная энергия поглощения фотонов на РИ; $\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_\gamma^{\min}/2$ - минимальная энергия каскадного электрона/позитрона; \mathcal{E}_X - характерная энергия фотона после Комптоновского рассеяния на электроне с энергией \mathcal{E}_e . Ниже приведены выражения для указанных величин вместе с абсолютными значениями для дихроматической модели $\epsilon_{cmb} = 6.3 \times 10^{-4}$ эВ; $\epsilon_{ebl} = 0.68$ эВ.

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_\gamma^{\min} &= \mathcal{E}_\gamma^{ebl} = \frac{m_e^2}{\epsilon_{ebl}} = 3.9 \times 10^{11} \text{ эВ} \\ \mathcal{E}_\gamma^{cmb} &= \frac{m_e^2}{\epsilon_{cmb}} = 4.1 \times 10^{14} \text{ эВ} \\ \mathcal{E}_e &= \frac{1}{2} \mathcal{E}_\gamma^{\min} = 1.95 \times 10^{11} \text{ эВ} \\ \mathcal{E}_X &= \frac{1}{3} \mathcal{E}_\gamma^{\min} \frac{\epsilon_{cmb}}{\epsilon_{ebl}} = 1.2 \times 10^8 \text{ эВ}\end{aligned}\tag{1.8}$$

При $x \gg 1$ в режиме I (Рис. 1.1) лидирующая частица, постоянно меняясь $\gamma \rightarrow e \rightarrow \gamma \rightarrow e$, теряет лишь небольшую часть энергии (1.7) в каждом столкновении. Тем не менее энергия второй (не лидирующей) частицы (это всегда электрон или позитрон) достаточно велика $E_e^{nl} \epsilon / m_e^2 \gg 1^8$, чтобы инициировать каскад. Таким образом полная энергия частиц в режиме умножения II с хорошей точностью равна исходной энергии E_s .

Режим лидирующей частицы заканчивается при приближении к порогу рождения пар на РИ, сменяясь режимом умножения каскада. Ниже порога пары рождаются только на фотонах МФС, в то время как рассеяние электронов по-прежнему в основном идёт на РИ. Минимальная энергия рождения фотонами пар на МФС, $\mathcal{E}_\gamma^{\min} = 3.9 \times 10^{11}$ эВ, ограничивает режим умножения каскада. При меньших энергиях фотоны распространяются свободно, а электроны продолжают производить подпороговые фотоны, рассеиваясь в основном на РИ.

⁸ индекс *nl* означает non-leading

Спектр фотонов от рассеяния электронов в режиме III легко оценить, используя соотношение для числа фотонов, рождённых электроном по мере уменьшения его энергии

$$dn_\gamma = dE_e/E_\gamma$$

, а также примерное выражение для средней конечной энергии фотонов при ОКР [99]

$$E'_\gamma = \frac{4}{3}\gamma_e^2\epsilon_{\text{cmb}}, \quad (1.9)$$

где $\gamma_e = E_e/m_e$ - Лоренц-фактор электрона. В последнем выражении учитывается тот факт, что ОКР происходит в основном на фотонах РИ, вне зависимости от энергии электронов, а также предполагается что энергия реликтового фотона в системе покоя электрона много меньше массы электрона. Подставляя (1.9) в выражение для числа фотонов, получаем асимптотику каскадного спектра в области низких энергий

$$dn_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-3/2}. \quad (1.10)$$

Главную закономерность $E'_\gamma \sim \gamma_e^2\epsilon_{\text{cmb}}$, следующую из выражения (1.9), легко понять рассмотрев преобразование Лоренца. В самом деле, рассмотрим электрон с Лоренц-фактором γ_e , сталкивающийся с фотоном РИ ϵ_{cmb} . Энергия реликтового фотона в системе покоя электрона $\epsilon_r \sim \gamma_e\epsilon_{\text{cmb}}$ много меньше массы электрона. Поэтому после отражения энергия фотона в системе покоя электрона остаётся примерно той же $\epsilon'_r = \epsilon_r$. Переход обратно в лабораторную систему добавляет ещё один фактор порядка γ_e . Таким образом $\epsilon' \sim \gamma_e\epsilon'_r \sim \gamma_e^2\epsilon_{\text{cmb}}$. На Рис. 1.2 приведено сравнение оценки E'_γ заданной выражением (1.9) (чёрная пунктирная линия) с формально вычисленной средней энергией, полученной численным интегрированием путём усреднения по дифференциальному сечению рассеяния и углам столкновений. По горизонтальной оси отложена энергия электрона E_e . Мы видим, что приближение (1.9) неплохо работает вплоть до энергии электрона несколько десятков ТэВ. Ниже мы воспользуемся этим фактом для вывода формы спектра.

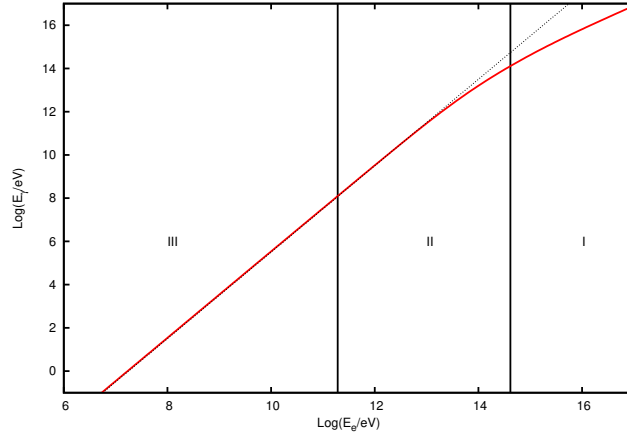


Рис. 1.2: Сравнение точного вычисления средней энергии реликтового фотона после рассеяния на каскадном электроме (сплошная линия) с выражением (1.9) (пунктирная линия).

Для оценки равновесного спектра вместо того, чтобы следовать временной эволюции ЭК, мы рассмотрим развитие каскада в терминах поколений частиц. Вообще говоря, электроны и фотоны достигают некоторого поколения ν в разное время. Полное число частиц в одном поколении $N_{\text{tot}} = 2^\nu$ а соотношение между числом электронов N_e и фотонов N_γ в одном и том же поколении ν при больших ν примерно равно⁹

$$N_e \approx 2N_\gamma. \quad (1.11)$$

Введём величину $q(E)$, число частиц, пересекающих за время развития каскада границу, заданную энергией E . Для электронов и фотонов по отдельности мы будем использовать величины $q_e(E)$ и $q_\gamma(E)$ соответственно. Если считать что все частицы каскада рано или поздно пересекли границу E , то учитывая сохранение энергии мы можем записать $E_s = q(E) * E$ или с учё-

⁹ более точно выражение для каскада, рождённого электроном, $N_e = 2N_\gamma + (-1)^\nu$, а фотоном $N_e = 2N_\gamma - 2(-1)^\nu$

том (1.11)

$$\begin{aligned} q_e(E) &= (2/3)E_s/E, \\ q_\gamma(E) &= (1/3)E_s/E \\ \text{при } E &> \mathcal{E}_\gamma^{\min} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Выражение 1.12 хорошо описывает режимы I и II. В режиме III оно не работает, так как нельзя сказать, что все частицы каскада пересекают границу E . В режиме III, так как производство электронов останавливается, можно записать выражение $q_e(E) = \text{const}$ при этом $q_\gamma(E)$ растёт с падением энергии согласно (1.10). Для числа фотонов $dn_\gamma(E_\gamma)$ с энергией E_γ , произведённых электронами с энергией E_e мы можем записать базовое выражение

$$dn_\gamma(E_\gamma) = q_e(E_e)dE_e/E_\gamma. \quad (1.13)$$

В режиме низких энергий III, используя дополнительно с (1.13) условие $q_e(E_e) = q_0$ при $E_e \leq \mathcal{E}_e$, и связь $E_\gamma \propto E_e^2$ (формула 1.9) мы воспроизведём результат (1.10). В режиме умножения каскада II в дополнение к базовому выражению (1.13) и связи (1.9) воспользуемся условием $q_e(E_e) \propto 1/E_e$ (формула 1.12). Таким образом мы получим выражение $dn_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-2}$ справедливое в интервале энергий $\mathcal{E}_X \leq E_\gamma \leq \mathcal{E}_\gamma^{\min}$. Принимая во внимание, что при энергии $E_\gamma \geq \mathcal{E}_\gamma^{\min}$ все фотоны поглощаются мы получаем окончательное выражение для спектра фотонов в широком диапазоне энергий:

$$n_\gamma(E_\gamma) = \begin{cases} (K/\mathcal{E}_X)(E_\gamma/\mathcal{E}_X)^{-3/2} & \text{при } E_\gamma \leq \mathcal{E}_X \\ (K/\mathcal{E}_X)(E_\gamma/\mathcal{E}_X)^{-2} & \text{при } \mathcal{E}_X \leq E_\gamma \leq \mathcal{E}_\gamma \\ 0 & \text{при } E_\gamma > \mathcal{E}_\gamma \end{cases} \quad (1.14)$$

где \mathcal{E}_γ - минимальная энергия поглощённого фотона, а \mathcal{E}_X энергия фотона рассеянного электроном с энергией $\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_\gamma^{\min}/2$. Выражения для величин \mathcal{E}_γ и \mathcal{E}_X даны в (1.8). Ниже мы будем использовать обозначения \mathcal{E}_γ и \mathcal{E}_X в смысле характерных энергий обрезания и излома спектра (1.14). Коэффициент нормировки K легко получить, нормируя общую энергию каскада на начальную

энергию E_s :

$$K = \frac{E_s}{\mathcal{E}_X(2 + \ln \mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_X)}. \quad (1.15)$$

В случае, если под $n_\gamma(E_\gamma)$ в (1.14) понимается плотность диффузного излучения, то в выражении (1.15) следует заменить E_s на плотность энергии каскада ω_{cas} . Спектр (1.14) с нормировочным коэффициентом (1.14) будем далее называть *универсальным*. Его форма, как мы видим не зависит от начальной энергии E_s , что позволяет описывать не только монохроматические источники, но и любые другие в спектре инжекции которых преобладают энергии выше $\mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}}$ из (1.8). Начальная энергия E_s (или плотность энергии каскада ω_{cas}) влияет только на полную нормировку K в выражении (1.15). Иными словами, информация о спектре инжекции теряется в результате развития каскада. Спектр также не зависит явным образом от времени, то есть остаётся замороженным после окончания развития каскада. Подобную универсальность ниже мы будем называть *сильной*.

Отметим, что полученная функциональная зависимость $n_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-2}$ в интервале энергий $\mathcal{E}_X \leq E_\gamma \leq \mathcal{E}_\gamma$ является менее точной, чем низкоэнергетичная асимптотика, поскольку в этом интервале энергий выражение для средней энергии фотона (1.9), а также условие (1.12) справедливы лишь приближённо. Резкий изгиб спектра при $E_\gamma = \mathcal{E}_X$ и обрушение при $E_\gamma = \mathcal{E}_\gamma$ - это следствие упрощённой дихроматической модели фона, используемой аналитических расчётах. В реальности следует ожидать плавного изменения наклона в первом случае и экспоненциального подавления во втором.

Универсальный спектр (1.14) с нормировкой (1.15) был получен в приближении статичной вселенной, но очевидно его можно применять также для расширяющейся вселенной если каскад успевает развиваться за время $\tau \ll H^{-1}(z)$ много меньшее хабловского масштаба. При этом конкретные значения характерных энергий \mathcal{E}_γ и \mathcal{E}_X могут отличаться от приведённых выше из-за красного смещения а также эволюции МФС.

Главный результат этого раздела состоит в том, что диффузный поток каскадного излучения параметризуется всего одной величиной, а именно плотностью энергии ω_{cas} , поступившей в ЭК в виде электронов и фотонов высоких энергий. В следующих секциях мы проверим наш результат численными расчётами и обсудим пределы его применимости.

1.2.2. Сравнение универсального спектра с численными расчётами

В этой секции мы займёмся сравнением универсального спектра (1.14), полученного выше с результатами реалистичных численных расчётов¹⁰.

Универсальная форма спектра (1.14) не применима для слишком малых и слишком больших расстояний. На малых расстояниях каскад не успевает полностью развиться. Действительно, поглощение фотонов на МФС на практике происходит на расстояниях десятки и сотни мегапарсек, так как плотность МФС невелика. Напомним, что вычисления в секции 1.2.1 никак не использовали абсолютную величину плотности фонового излучения, полагаясь однако на то, что каскад развивается полностью.

В случае когда источники находятся слишком близко, так что эффективного поглощения фотонов на МФС не происходит, каскад тем не менее может развиться на РИ. При этом расстояния до источника может оказаться недостаточно, чтобы электроны успели передать всю свою энергию стерильным фотонам через ОКР. Подробнее этот случай будет рассмотрен ниже.

Также развитие каскада может быть подавленным, если начальная энергия E_s слишком мала, так что количество фотонов фона для которых E_s выше порога рождения пар оказывается небольшим, а длина свободного пробега больше или сравнима с расстоянием до источника.

На больших расстояниях аналитические расчёты предыдущей секции оказываются неточными из-за эффектов, связанных с расширением вселенной. Мы попытаемся учесть эти эффекты в следующей секции и расширить приме-

¹⁰ Методы численного моделирования ЭК обсуждаются ниже в разделе 1.3

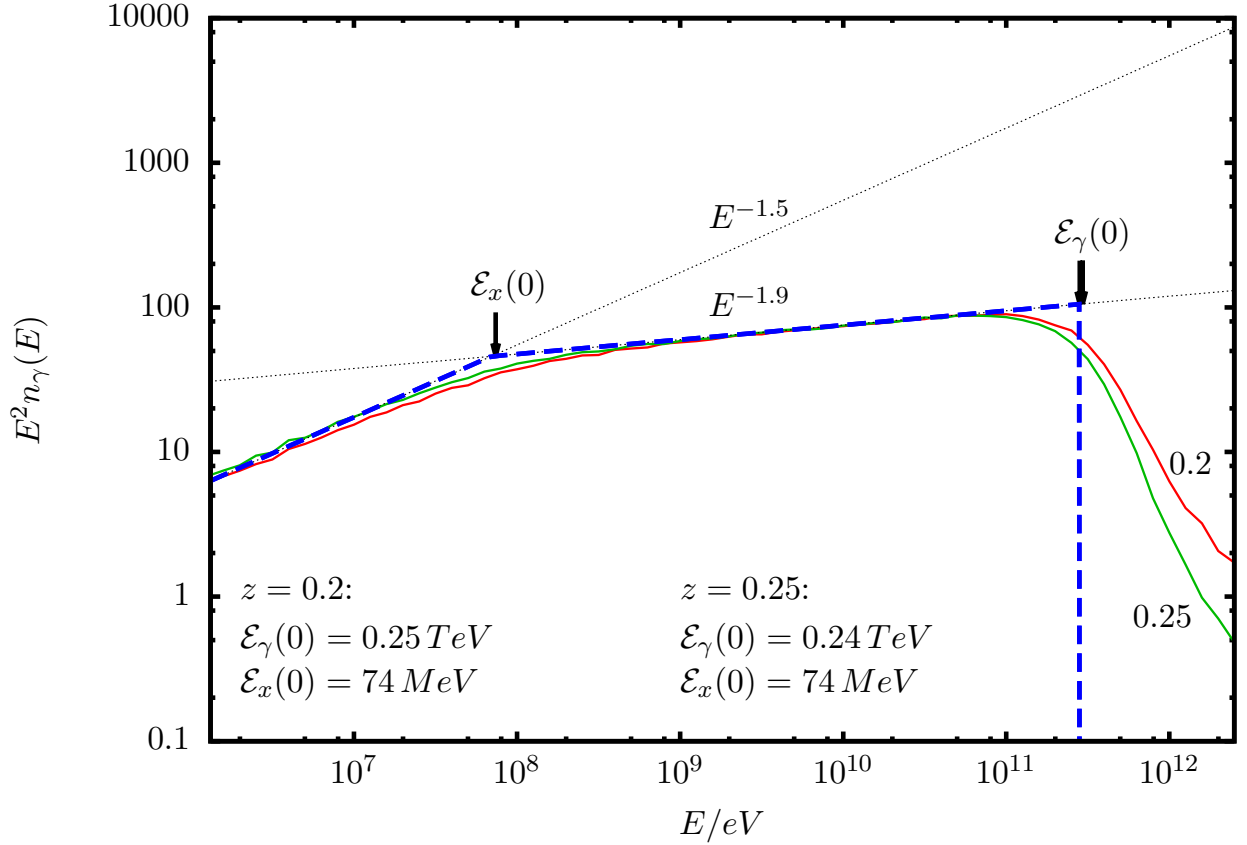


Рис. 1.3: Сравнение аналитических расчётов (синяя пунктирная ломаная линия) с численными (красная и зелёная сплошные кривые для $z = 0.2$ и $z = 0.25$ соответственно). Характерные энергии \mathcal{E}_X и \mathcal{E}_γ показаны стрелками (см. подробности в основном тексте).

нимость аналитического подхода. На Рис. 1.3 приведено сравнение аналитических расчётов с численными для источников расположенных при красном смещении $z = 0.2$ и $z = 0.25$. Мы видим неплохое согласие аналитических расчётов с численными с небольшой поправкой на степень спектра вторичных фотонов от режима умножения каскада $E^{-1.9}$ вместо предсказанной зависимости E^{-2} , а также с более плавными переходами. Теоретический спектр по построению не зависит от расстояния. На практике мы видим, что при увеличении расстояния точный спектр приближается к теоретическому. Это следствие того что каскад становится ближе к завершению. Отметим однако что при дальнейшем увеличении расстояния становится заметным эффект красного смещения.

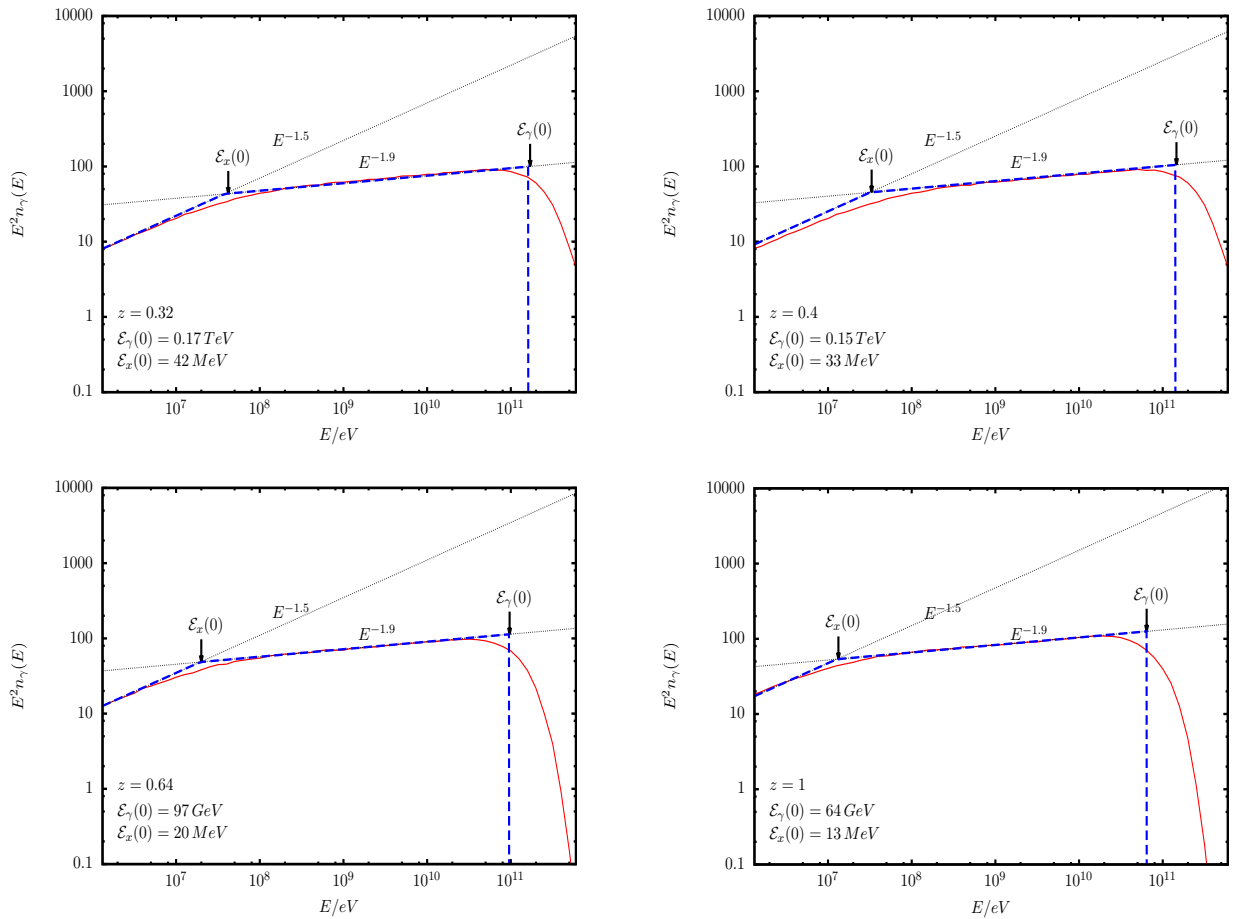


Рис. 1.4: Сравнение аналитического вычисления с численными при $z > 0.3$. На четырех панелях показаны спектры от источников, находящихся на красных смещениях 0.32, 0.4, 0.64, и 1.0. Обозначения совпадают с Рис. 1.3 (детали см. в основном тексте).

1.2.3. Каскады в расширяющейся вселенной. Сравнение при $z > 0.3$

Распространяя аналитический подход на случай расширяющейся вселенной, мы будем предполагать, что каскад успевает полностью развиться за время Хаббла $H^{-1}(z)$ до вида (1.14), после чего происходит его красное смещение. При этом учтём, что характерная энергия реликтовых фотонов в эпоху z равна $\varepsilon_{\text{cmb}}(z) = (1+z)\varepsilon_{\text{cmb}}$, а для фотонов МФС справедливо неравенство $\varepsilon_{\text{ebl}}^z > \varepsilon_{\text{ebl}}$. Следовательно, спектр фотонов после развития ЭК при красном смещении z описывается выражением (1.14) с $\mathcal{E}_\gamma \equiv \mathcal{E}_\gamma(z) = m_e^2/\varepsilon_{\text{ebl}}^z$ и $\mathcal{E}_X \equiv \mathcal{E}_X(z) = \frac{1}{3}(\mathcal{E}_\gamma(z)/m_e)^2\varepsilon_{\text{cmb}}(z)$.

После завершения развития каскада энергия фотонов продолжает уменьшаться в следствие расширения вселенной. Таким образом спектр фотонов при $z = 0$ по-прежнему задаётся выражением (1.14), но при этом характерные энергии получают дополнительный сдвиг на фактор $1+z$

$$\mathcal{E}_\gamma(0) = \frac{m_e^2}{\varepsilon_{\text{ebl}}^z} \frac{1}{1+z}, \quad \mathcal{E}_X(0) = \frac{m_e^2 \varepsilon_{\text{cmb}}}{3(\varepsilon_{\text{ebl}}^z)^2}, \quad (1.16)$$

а нормировочный коэффициент K определяется нормированием общей энергии в каскаде на начальную с учётом красного смещения $E_s/(1+z)$.

Из второго соотношения в (1.16) находим эффективную характерную энергию МФС $\varepsilon_{\text{ebl}}^z$ в эпоху z

$$\varepsilon_{\text{ebl}}^z = \left(\frac{m_e^2 \varepsilon_{\text{cmb}}}{3\mathcal{E}_X(0)} \right)^{1/2}. \quad (1.17)$$

Определим теперь процедуру сравнения аналитического решения с численным следующим образом (см. Рис. 1.4):

- (i) фиксируем нормировку аналитического решения сравнивая его с численным по асимптотике $E^{-1.5}$ в области низких энергий
- (ii) Находим $\mathcal{E}_X(0)$ продолжая степенной спектр $E^{-1.9}$ в область низких энергий до пересечения с низкоэнергетичной асимптотикой $E^{-1.5}$ (см. Рис. 1.4). Таким образом мы учитываем примерный характер степенного части E^{-2} универсального спектра, обсуждавшийся выше в разделе 1.2.2.

(iii) Вычисляем $\varepsilon_{\text{ebl}}^z$ используя выражение (1.17).

(iv) Вычисляем предельную энергию $\mathcal{E}_\gamma(0)$ по формуле (1.16).

Сравнение полуаналитического решения с численным указанным выше способом проиллюстрировано на Рис. 1.4 для красных смещений $z = 0.32, 0.4, 0.64, 1.0$. Мы видим примерное совпадение численных расчётов с аналитическими по форме спектра с поправкой на степенной закон $E^{-1.9}$ вместо E^{-2} , а также с плавным переходом между режимами $n \propto E^{-1.5}$ и $n \propto E^{-1.9}$ и экспоненциальным подавлением в области высоких энергий. Описанным выше методом фиксируется единственный свободный параметр модели, характерная энергия фотонов МФС $\varepsilon_{\text{ebl}}^z$. Этот параметр определяет две характерные энергии \mathcal{E}_X и \mathcal{E}_γ . Значение параметра при $z = 0$ было получено выше, $\varepsilon_{\text{ebl}} \approx 0.68$. Зависимость величины $\varepsilon_{\text{ebl}}^z/\varepsilon_{\text{ebl}}$ от z , полученная в дихроматической модели формальным способом, описанным выше, должна примерно соответствовать реальной эволюции средней энергии МФС $\bar{\varepsilon}_{\text{ebl}}(z)$.

1.2.4. Развитие электромагнитного каскада на РИ

В этой секции, имеющей более технический характер, пойдёт речь о развитии ЭК исключительно на фотонах РИ. С практической точки зрения описание каскада на РИ имеет отношения к следующим двум случаям:

(i) Источники расположены настолько близко, что взаимодействием с фотонами МФС можно пренебречь.

(ii) В расширяющейся вселенной при больших красных смещениях z , когда плотность числа фотонов МФС падает, а реликтовых фотонов напротив растёт, ЭК очень быстро развивается на РИ, образуя равновесный спектр подпороговых фотонов с обрезанием при энергии $\mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}} = m_e^2/\varepsilon_{\text{cmb}}^z$. И только после этого начинается медленная эволюция каскада за счёт рождения пар на фотонах МФС и обратного Комптоновского рассеяния электронов на РИ.

Рассмотрим вначале развитие каскада на монохроматическом фоне при

$z = 0$. Энергетический спектр будет задан выражением (1.14) с

$$\mathcal{E}_\gamma = \mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}} = m_e^2/\varepsilon_{\text{cmb}} \approx 4.1 \times 10^{14} \text{ эВ} \quad (1.18)$$

и

$$\mathcal{E}_X = (4/3)(\mathcal{E}_e/m_e)^2 \varepsilon_{\text{cmb}} = (1/3)\mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}}, \quad (1.19)$$

а нормировочный коэффициент - выражением (1.15), в котором $\mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_X = 3$, как следует из (1.19).

Отличительной чертой такого спектра является очень узкий диапазон со степенным законом E^{-2} , следующий из соотношения $\mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_X = 3$. Для сравнения, в случае дихроматического спектра, рассмотренном выше, это отношение было на 3 порядка выше.

При $z > 0$ каскад развивается на реликтовых фотонах с энергией $\varepsilon_{\text{cmb}}^z = \varepsilon_{\text{cmb}}(1+z)$, что приводит к равновесному спектру (1.14) с

$$\mathcal{E}_\gamma(z) = m_e^2/\varepsilon_{\text{cmb}}^z, \quad \mathcal{E}_X(z) = (1/3)\mathcal{E}_\gamma(z). \quad (1.20)$$

В отсутствие МФС этот спектр эволюционировал бы только в результате красного смещения, что к моменту $z = 0$ привело бы к сдвигу характерных энергий $\mathcal{E}_\gamma(0) = \mathcal{E}_\gamma(z)/(1+z)$ и $\mathcal{E}_X(0) = \mathcal{E}_X(z)/(1+z)$:

$$\mathcal{E}_\gamma(0) = \frac{m_e^2}{\varepsilon_{\text{cmb}}(1+z)^2} \quad (1.21)$$

и

$$\mathcal{E}_X(0) = (1/3)\mathcal{E}_\gamma(0) = (1/3)\frac{m_e^2}{\varepsilon_{\text{cmb}}(1+z)^2} \quad (1.22)$$

Однако, монохроматическая модель РИ, описанная выше оказывается нереалистичной. Дело в том, что в отличие от ОКР, которое происходит примерно одинаково на всех фотонах РИ, рождение пар идёт более эффективно на фотонах высокоэнергетического хвоста распределения Планка. В результате характерные энергии фотона РИ для процессов РП и ОКР не совпадают. Таким образом параметр \mathcal{E}_{min} определяется не типичной энергией фотона РИ, а

существенно большей величиной $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}} > \varepsilon_{\text{cmb}}$:

$$\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}} = \tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}^{\text{cmb}} = m_e^2 / \tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}. \quad (1.23)$$

Величина $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$ - примерно равна максимальной энергии для которой плотность реликтовых фотонов ещё достаточно велика, чтобы вероятность поглощения за время $H(z)^{-1}$ (или в случае близких источников $r < cH^{-1}$ за время распространения от источника к наблюдателю на расстоянии r) была порядка единицы.

Таким образом, мы возвращаемся к стандартному спектру (1.14), в котором ε_{ebl} заменено на $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$. Заметим, что теперь этот спектр явным образом зависит от расстояния до источников через параметр $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$.

1.2.5. Каскады от близких источников

В этой секции мы рассмотрим каскады от близких источников на РИ и сравним аналитические оценки с численными расчётами. Как было предположено выше, каскадный спектр в таком случае должен описываться дихроматической моделью (1.14) с $\varepsilon_{\text{cmb}} = 6.3 \times 10^{-4}$ эВ и $\varepsilon_{\text{ebl}} = \tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$, которая обеспечивает поглощение фотонов с энергией $\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}$ из (1.23) за время распространения от источника к наблюдателю. Оптическая толщина τ для процесса рождения пар фотоном с энергией E_γ на РИ при распространении на расстояние r равна

$$\tau(E_\gamma) = r \times \int d\varepsilon n_{\text{cmb}}(\varepsilon) \int_{-1}^1 d(\cos\Theta) \frac{1 - \cos\Theta}{2} \sigma_{\text{PP}}(s), \quad (1.24)$$

где интегрирование проведено по спектру РИ $n_{\text{cmb}}(\varepsilon)$, и углу столкновения Θ , а квадрат энергии в системе центра масс $s = 2E_\gamma\varepsilon(1 - \cos\Theta)$. $\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}$ определяется из условия $\tau(\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}) = 1$. Характерное значение $\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}} \simeq 10^{14}$ эВ. Используя (1.23) легко оценить $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}} \sim 2 \times 10^{-3}$ эВ. Энергия перехода $\mathcal{E}_X = (1/3)(\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}/m_e)^2\varepsilon_{\text{cmb}}$ примерно равна 7×10^{12} эВ. Отношение $\mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_X \approx 14$, что много меньше отношения характерных энергий $\mathcal{E}_\gamma/\mathcal{E}_X \approx 3 \times 10^3$ предсказываемого в случае двухкомпонентного фотонного фона МФС + РИ. По этой причине спектр $n(E_\gamma) \propto E^{-2}$

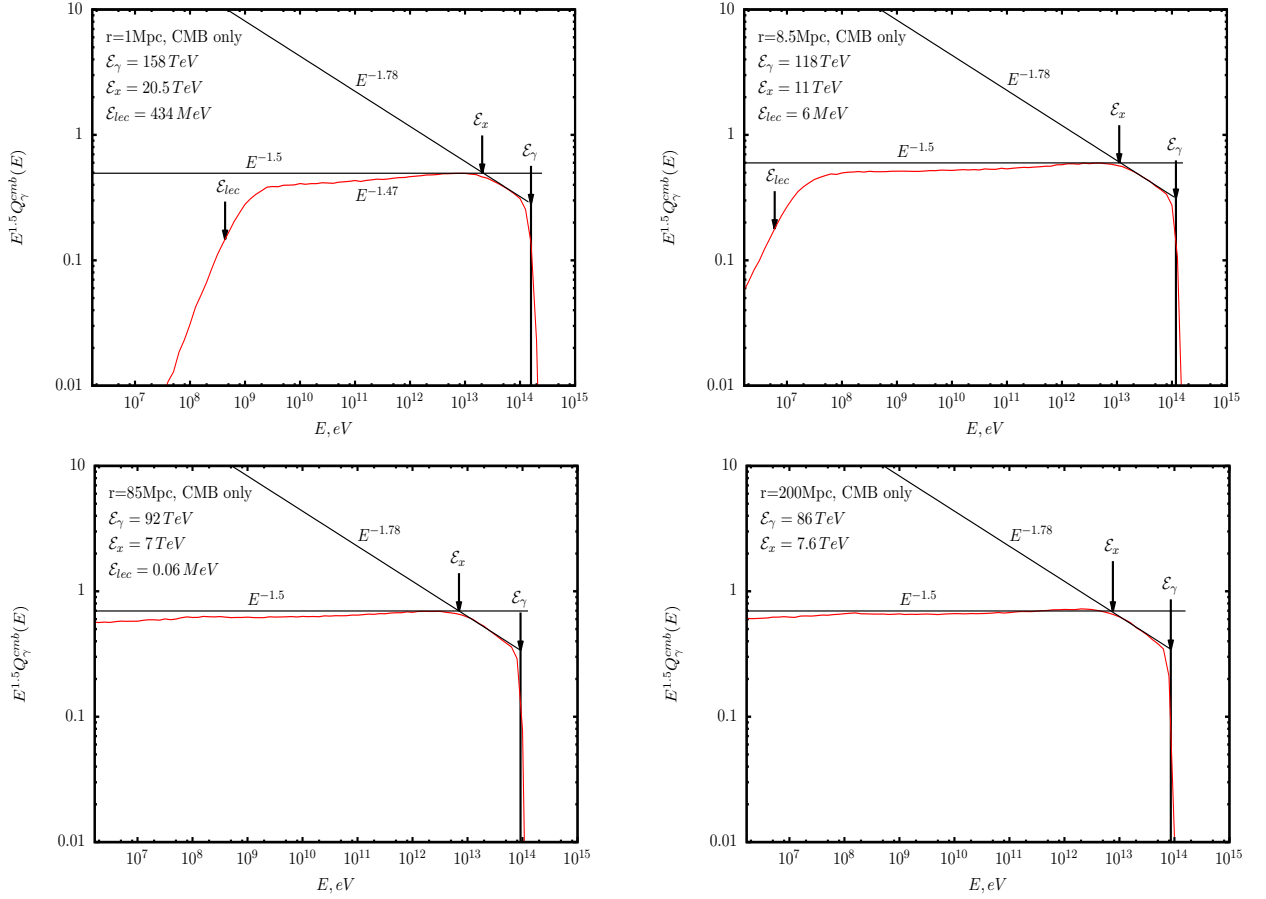


Рис. 1.5: Сравнение аналитических расчётов с численными для случая развития ЭК на РИ для источников, находящихся на расстоянии 1.0 Мпк, 8.5 Мпк, 85 Мпк и 200 Мпк.

фотонов от режима умножения каскада может быть искажён, сильнее обычного из-за плавных переходов между пограничными областями.

Асимптотика $E^{-1.5}$ в области низких энергий также может быть нарушена из-за неполного развития каскада, так как часть электронов не успевает отдать всю свою энергию подпороговым фотонам. Это должно приводить к подавлению спектра каскадных фотонов на низких энергиях. Положение обрезания спектра снизу оценим следующим образом. Пусть электроны с энергией ниже критической $E_e^{cr}(r)$ не успевают за время r/c передать энергию фотонам через ОКР. Тогда спектр каскадных фотонов будет подавлен ниже $\mathcal{E}_{lec}^{\gamma} = (4/3)(E_e^{cr}/m_e)^2 \varepsilon_{cmb}$. Критическая энергия электронов E_e^{cr} определяется

из условия

$$\tau_e(E_e^{\text{cr}}) = \frac{r}{c}, \quad (1.25)$$

где $\tau_e(E_e)$, время потери энергии электронами в ОКР:

$$\tau_e^{-1}(E_e) = \frac{1}{E_e} \frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e \frac{\rho_{\text{cmb}}}{m_e}, \quad (1.26)$$

где σ_T Томпсоновское сечение, $\gamma_e = E_e/m_e$ - Лоренц-фактор электрона и $\rho_{\text{cmb}} = \varepsilon_{\text{cmb}} n_{\text{cmb}}$ плотность энергии РИ. Выражение (1.26) можно переписать следующим образом

$$\tau_e^{-1}(E_e) = \frac{4}{3} \sigma_T c n_{\text{cmb}} \frac{E_e}{\mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}}} \quad (1.27)$$

где $\mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}} = m_e^2 / \varepsilon_{\text{cmb}}$. Используя (1.25) и (1.27), получаем

$$E_e^{\text{cr}} = \frac{3/4}{\sigma_T n_{\text{cmb}} r} \mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}}, \quad (1.28)$$

а для $\mathcal{E}_{\text{lec}}^\gamma$

$$\mathcal{E}_{\text{lec}}^\gamma = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\sigma_T n_{\text{cmb}} r} \right)^2 \mathcal{E}_\gamma^{\text{cmb}}. \quad (1.29)$$

Сравним теперь наши предварительные оценки с точными вычислениями (см. Рис. 1.5) при различных расстояниях r до источника и уточним параметры аналитической модели. Ниже мы переобозначим $\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}} \equiv \tilde{\mathcal{E}}_\gamma$, чтобы подчеркнуть, что это энергия обрезания в спектре каскадных фотонов.

На первом шаге мы находим $\tilde{\mathcal{E}}_\gamma$ из условия $\tau(\tilde{\mathcal{E}}_{\text{min}}) = 1$. Затем мы вычисляем $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$, используя связь (1.23). Значения $\tilde{\mathcal{E}}_\gamma$ и соответствующие им $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$ для различных расстояний r приведены во второй и третьей строках таблицы 1.1.

На следующем шаге мы оцениваем положение \mathcal{E}_X (четвёртая строка таблицы 1.1), как пересечение низкоэнергетичной асимптотики со степенным спектром фотонов от режима умножения каскада (в данном случае он примерно пропорционален $E^{-1.8}$, см. Рис. 1.5)

Затем мы вычисляем эффективную энергию фотонов РИ, на которых происходит ОКР ε_{cmb} (пятая строчка) из выражения $\mathcal{E}_X = (1/3)(\mathcal{E}_\gamma/m_e)^2 \varepsilon_{\text{cmb}}$.

Таблица 1.1: Параметры аналитической модели для близких источников (только РИ).

расстояние r	1 Мпк	8.5 Мпк	85 Мпк	200 Мпк
$\tilde{\mathcal{E}}_\gamma$ эВ	1.58×10^{14}	1.18×10^{14}	9.24×10^{13}	8.6×10^{13}
$\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}}$ эВ	1.65×10^{-3}	2.21×10^{-3}	2.83×10^{-3}	3.04×10^{-3}
\mathcal{E}_X эВ	2.05×10^{13}	1.11×10^{13}	7.0×10^{12}	7.6×10^{12}
ε_{cmb} эВ	6.42×10^{-4}	6.24×10^{-4}	6.43×10^{-4}	8.0×10^{-4}
$\mathcal{E}_{\text{lec}}^\gamma$ эВ	4.34×10^8	6.01×10^6	6.01×10^4	1.09×10^4

Наконец, мы оцениваем положение точки обрезания спектра со стороны низких энергий $\mathcal{E}_{\text{lec}}^\gamma$ (последняя строчка таблицы 1.1) используя выражение (1.29).

Из таблицы 1.1 видно, что для близких источников, находящихся на расстоянии 1 - 85 Мпк дихроматическая модель описывается практически одинаковыми энергиями $\varepsilon_{\text{cmb}} \approx 6 \times 10^{-4}$ эВ и близкими значениями $\tilde{\varepsilon}_{\text{cmb}} \approx (2 - 3) \times 10^{-3}$ эВ. Параметры модели с $r = 200$ Мпк отличаются более значительно. Низкоэнергетичное подавление на Рис. 1.5) видно только для самых близких источников, $\mathcal{E}_{\text{lec}}^\gamma \sim 400$ МэВ при $r = 1$ Мпк; при $r = 8.5$ Мпк оно начинается с 6 МэВ.

Подводя итоги, отметим, что каскадный спектр от взаимодействия с РИ может быть удовлетворительно описан дихроматической моделью с использованием параметров, приведённых в таблице 1.1. Низкоэнергетическая часть спектра $\propto E^{-1.5}$ имеет обрезание снизу, наиболее заметное для самых близких источников. Интервал энергий фотонов от режима умножения каскада оказывается более узким, чем в классической дихроматической модели, рассмотренной в секции 1.2.1, а спектр $\propto E^{-1.78}$ искажён сильнее по сравнению каноническим предсказанием E^{-2} .

1.3. Численное моделирование распространения электромагнитных каскадов

Результаты, представленные в этой главе получены и перепроверены с помощью двух программных кодов, использующих разные подходы к задаче. Численный код [84], основанный на решении кинетических уравнений подробно описан в кандидатской диссертации автора. Данный код позволяет симулировать распространение КЛУВЭ, ЭК и нейтрино в одномерных задачах, когда отклонения частиц в магнитных полях малы или неважны, например для расчёта усреднённого по времени диффузного потока. Код постоянно совершенствуется и на настоящий момент позволяет учитывать взаимодействия нуклонов, ядер, электронов(позитронов) и фотонов с РИ, а также с МФС и радиоизлучением с произвольным спектром. Бесспорным преимуществом данного метода является быстрота расчёта. Код [84] свободно доступен в сети интернет и неоднократно применялся в ряде для большом количестве задач [1–23, 53, 107, 108]. Для собственной перепроверки, а также для решения задач, требующих аккуратного рассмотрения эффектов связанных с отклонениями электрически заряженных частиц в магнитном поле автором был разработан отдельный численный код, использующий метод Монте Карло. Данный код не является уникальным продуктом. На момент его разработки существовало несколько независимо разработанных вычислительных программ [82, 97, 109, 110]. Однако в ряде задач результаты расчётов различных групп заметно расходились (см. Рис 2, 3 из [9]), что потребовало тщательной проверки результатов. Все упомянутые работы используют стандартные формулы электродинамики для сечений процесса рождения пар и комптоновского рассеяния (см. напр. [84]), отличаясь лишь в используемых моделях МФС и некоторых технических деталях.

Кинетические уравнения, описывающие развитие электромагнитного каскада, с учётом двух основных процессов РП и ОКР выглядят следующим об-

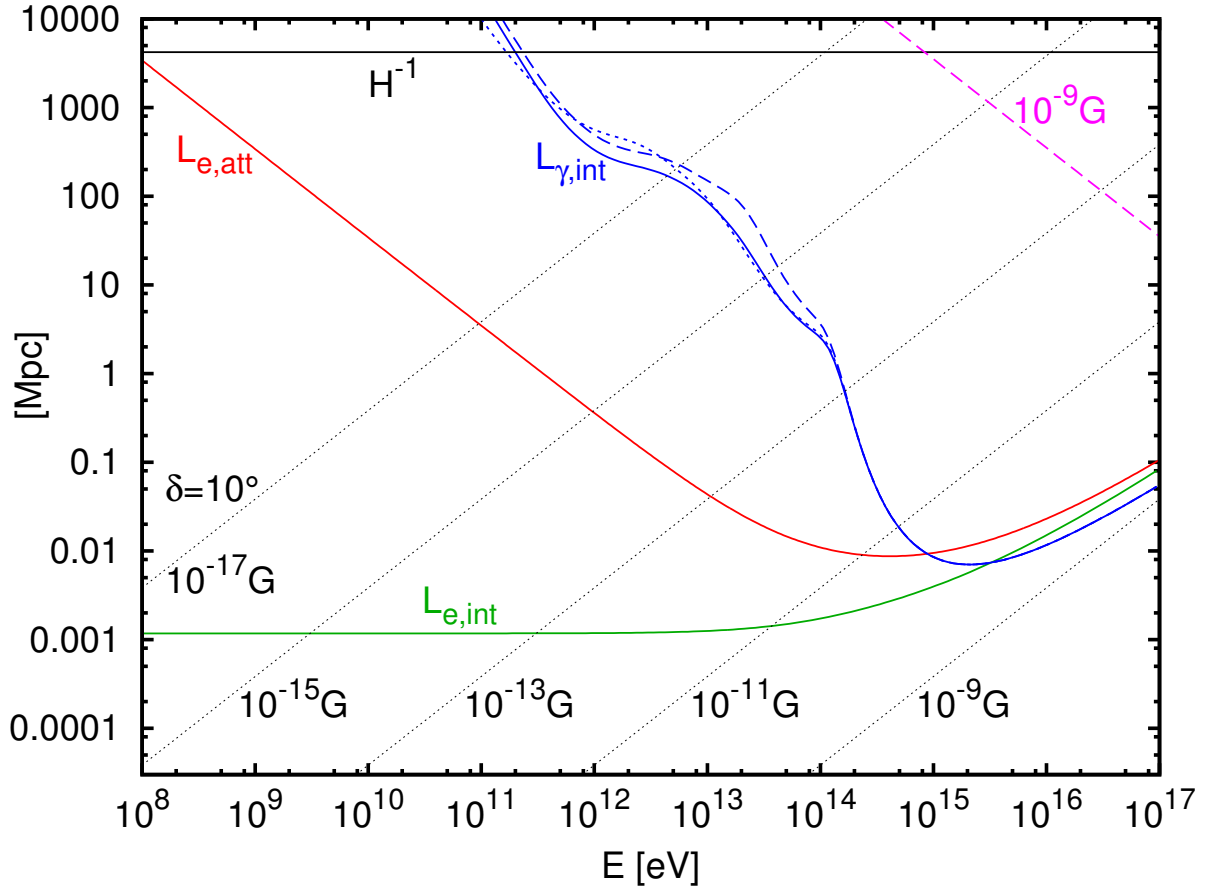


Рис. 1.6: Характерные длины процессов в ЭК при красном смещении $z = 0$. Синими кривыми показана длина свободного пробега (1.32) фотонов для процесса рождения пар, посчитанная в различных моделях МФС (сплошная линия для модели [105], крупный пунктир для модели [78], мелкий пунктир для модели [106]). Зелёной и красной кривыми показана длина свободного пробега и длина потери энергии (1.33) электрона в ОКР соответственно. Чёрными пунктирными прямыми показаны длины отклонения электронов на 10° в когерентном магнитном поле для различных значений B_\perp . Розовая пунктирная прямая иллюстрирует длину потери энергии за счёт синхротронного излучения в поле $B_\perp = 10^{-9}$ Гс. Чёрная сплошная горизонтальная прямая показывает длину потери энергии из-за расширения вселенной

разом [84]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}N_e(E_e, t) = & -N_e(E_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \beta_e \cos\Theta}{2} \sigma_{\text{ОКР}}(s) + \\ & \int dE'_e N_e(E'_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \beta'_e \cos\Theta}{2} \frac{d\sigma_{\text{ОКР}}}{dE_e}(E_e, E'_e, s) + \\ & \int dE_\gamma N_\gamma(E_\gamma, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \cos\Theta}{2} \frac{d\sigma_{\text{РП}}}{dE_e}(E_e, E_\gamma, s) + \\ & Q(E_e, t), \end{aligned} \quad (1.30)$$

для электронов и

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}N_\gamma(E_\gamma, t) = & -N_\gamma(E_\gamma, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \cos\Theta}{2} \sigma_{\text{РП}}(s) + \\ & \int dE'_e N_e(E'_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \beta'_e \cos\Theta}{2} \frac{d\sigma_{\text{ОКР}}}{dE_\gamma}(E_\gamma, E'_e, s) + \\ & Q(E_\gamma, t), \end{aligned} \quad (1.31)$$

для фотонов, где $N_e(E_e, t)$ и $N_\gamma(E_\gamma, t)$ плотности числа электронов и фотонов на единицу энергии в момент t , $n(\epsilon)$ плотность фотонного фона на единицу интервала энергии ϵ , $Q(E_e, t)$ и $Q(E_\gamma, t)$ члены, описывающие плотность источника, $\cos\Theta$ косинус угла столкновения между частицей каскада и фотоном фона ($\cos\Theta = -1$ для лобового столкновения), β_e скорость электрона (в единицах скорости света), s -квадрат энергии в системе центра масс. Первые члены в уравнениях (1.30), (1.31) описывают поглощение из за ОКР и РП соответственно, вторые члены описывают вклад в каскад вторичных частиц от ОКР, третий член в (1.30) описывает вклад электронов от рождения пар фотонами каскада.

На Рис. 1.6 показаны длины взаимодействия и потери энергии, определённые следующим образом:

$$L_{i,\text{int}}^{-1} = \int d\epsilon n(\epsilon) \int d(\cos\Theta) \frac{1 - \beta_i \cos\Theta}{2} \sigma_i \quad (1.32)$$

$$L_{e,\text{att}} = L_{e,\text{int}} E_e / \bar{E}_\gamma, \quad (1.33)$$

где $i = e, \gamma$, $\sigma_e = \sigma_{\text{IC}}$, $\beta_\gamma \equiv 1$, $\sigma_\gamma \equiv \sigma_{\text{РП}}$, $\sigma_e \equiv \sigma_{\text{ОКР}}$ и \bar{E}_γ средняя энергия вторичного фотона в ОКР.

В вычислениях методом Монте Карло стимулируется распространение отдельных частиц. Длины взаимодействий (1.33) используются для случайного выбора точки следующего взаимодействия, а дифференциальные сечения процессов для выбора импульсов вторичных частиц. Поскольку число частиц в ЭК экспоненциально растёт, требуется специальная процедура сохраняющая примерно постоянным общее число отслеживаемых частиц каскада за счёт перераспределения относительных весов частиц. В Монте Карло коде автора для этого используется метод, подробно описанный в работе [109].

В то время как ОКР происходит в основном на фотонах РИ рождение пар e^+e^- при энергиях ниже порога процесса на РИ продолжает происходить на МФС. Как отмечалось во введении, существует неопределённость в спектре МФС и его космологической эволюции. В литературе обсуждается около десятка различных моделей, описывающих спектр и эволюцию МФС [78, 79, 105, 106, 111–114]. Ниже при оценке диапазона ω_{cas} мы будем использовать модель МФС, описанную в работе [106], которая включает оценки эволюции МФС вплоть до значений красного смещения $z \leq 10$. Для сравнения мы также сделаем оценки, используя модели МФС [105] и [78], содержащие спектральные распределения МФС вплоть до красного смещения $z \leq 5$. Модель МФС [113] определённую для $z \leq 2$ мы будем использовать только для сравнения с независимыми расчётами [103].

Ещё один плохо изученный фактор влияющий на распространение ЭК - это межгалактическое магнитное поле (МГМП). Даже в присутствии относительно слабого поля угловой размер источников может увеличиться из-за отклонений электронов и позитронов в ЭК. Заряженные частицы движутся в магнитном поле по искривлённым траекториям с радиусом кривизны R_c

$$R_c = \frac{E_e}{eB} \simeq 1.1 \left(\frac{E_e}{1 \text{ ТэВ}} \right) \left(\frac{B_\perp}{10^{-15} \text{ Гс}} \right)^{-1} \text{ Мпк}. \quad (1.34)$$

После пролёта расстояния L отклонения электронов от начального направле-

ния задаётся углом δ :

$$\delta \simeq \begin{cases} \frac{L}{R_c}, & L \ll \lambda_B \\ \frac{\sqrt{L\lambda_B}}{R_c}, & L \gg \lambda_B. \end{cases} \quad (1.35)$$

где λ_B - корреляционная длина магнитного поля. Во втором случае в формуле (1.35) учитывается большое число стохастических отклонений. Отклонения каскадов необходимо учитывать при вычислении сигнала от точечных источников в том случае, если длина потери энергии электроном становится сравнимой с длиной дефокусировки, т.е. длиной на которой электроны успевают отклониться на максимальный угол δ , характерный для данной задачи. Точное определение δ зависит от конкретной задачи. Оно может определяться через угловое разрешение прибора либо среднее угловое расстояние между источниками. Длины дефокусировки для $\delta = 10^\circ$ и различных значений МГМП (в предположении $\lambda_B \gg L$) показаны на Рис. 1.6 (чёрные штриховые линии) вместе с длиной потери энергии (красная линия) для сравнения. Например, в случае магнитного поля $B = 10^{-15}$ Гс и $\delta = 10^\circ$ можно заключить, что отклонения в магнитном поле становятся важны для электронов с энергией $E_e \lesssim 1$ ТэВ, что соответствует средней энергии вторичного фотона 3 ГэВ. Ниже этой энергии поток гамма-лучей в основном изотропизован.

Современные ограничения на величину и корреляционную длину МГМП обсуждались во введении:

$$10^{-17} \text{Гс} \lesssim B \lesssim 10^{-9} \text{Гс}, \quad (1.36)$$

$$\lambda_B \gtrsim 1. \quad (1.37)$$

Для электронов с энергией $E \gtrsim 10^{19}$ эВ в случае, если магнитное поле близко к своему максимальному значению $B \simeq 10^{-9}$ Гс, оказываются важными потери энергии на синхротронное излучение. Розовая кривая на Рис. 1.6 показывает длину потери энергии электронов на синхротронное излучение [115]:

$$L_{syn}^{-1} = \frac{1}{E_e} \frac{dE_e}{dt} = -\frac{4}{3} \sigma_T \frac{B^2}{8\pi} \frac{E_e}{m_e^2}, \quad (1.38)$$

где σ_T - томпсоновское сечение, и m_e - масса электрона. В этой главе мы пренебрегаем потерями на синхротронное излучение.

Рис. 1.7 демонстрирует уровень согласия между нашими вычислениями и расчётами независимой группы [103] (в расчётах использовалась модель МФС [113]). Для сравнения также показан спектр, полученный аналитическим путём.

Длина поглощения электронов и фотонов растёт с увеличением энергии и при энергиях выше нескольких ЭэВ существенную роль на развитие ЭК начинает оказывать межгалактическое радиоизлучение, а также возможно магнитное поле. Это окажется важным для результатов следующей главы.

При достаточно высоких энергиях, в поглощении фотонов начинает доминировать процесс более высокого порядка с рождением двух пар

$$\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+e^-e^+. \quad (1.39)$$

а в для электронов процесс с рождением одной пары

$$\gamma_b \rightarrow ee^-e^+. \quad (1.40)$$

Процесс (1.40) оказывает заметное влияние на развитие каскада при УВЭ, лишь в случае, если межгалактическое магнитное поле слабее 10^{-12} Гс [82]. Процесс (1.39) был подробно изучен в работе [6], где были получены упрощённые аналитические выражения для дифференциального сечения. Отметим, что указанный процесс может играть существенную роль, лишь при энергиях фотонов выше 1000 ЭэВ, что может быть важно при рассмотрении сигнала в фотонах УВЭ от сверхтяжёлой тёмной материи, но по всей видимости имеет мало отношения к фотонам ГЗК и к каскадному гамма-излучению.

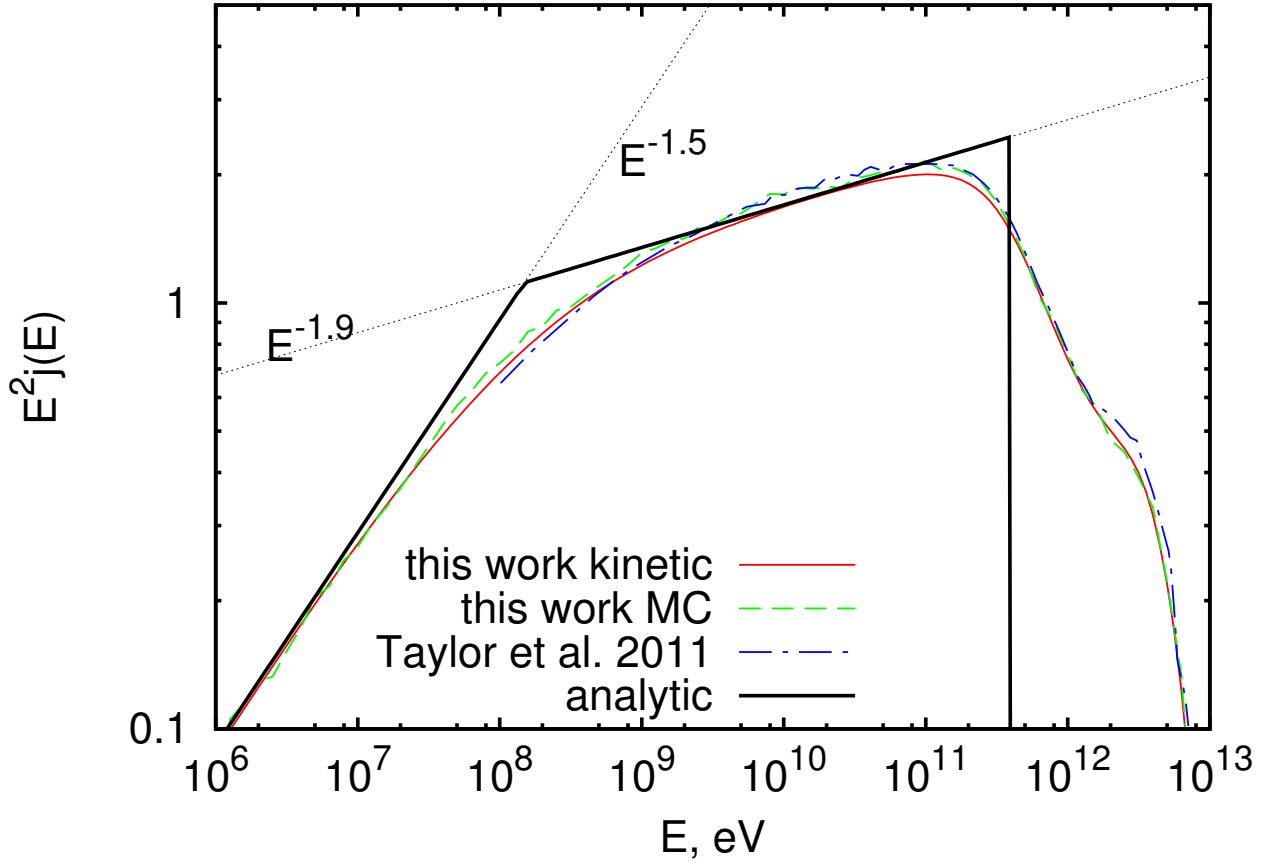


Рис. 1.7: Спектр каскадного излучения, полученный путём решения кинетического уравнения с использованием кода [84] (сплошная красная кривая), а также путём симуляции ЭК методом Монте Карло (зелёная пунктирная кривая) в сравнении с результатами независимого расчёта [103] (синяя штрих-пунктирная кривая) и аналитической моделью (чёрная ломаная линия) для источников на красном смещении $z = 0.13$, испускающих фотоны с энергией $E_s = 100$ ТэВ.

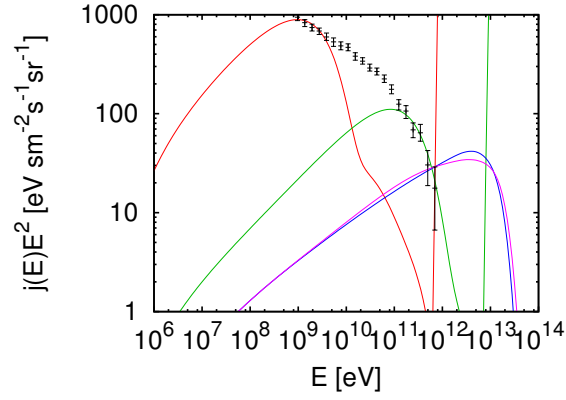
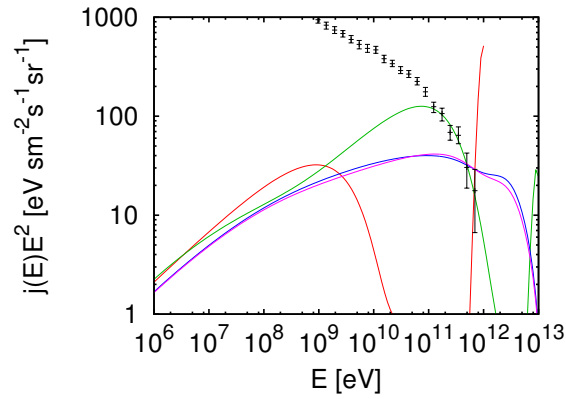
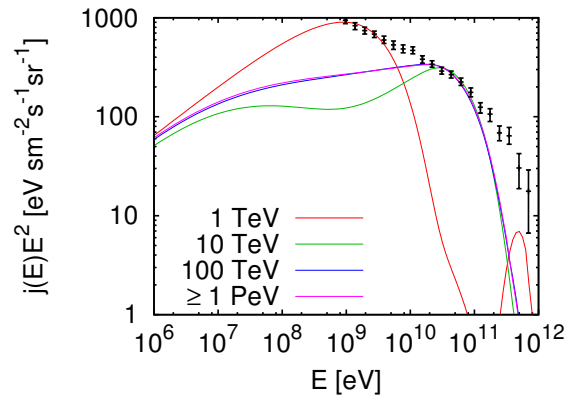
(a) $z_s = 0.01$ (b) $z_s = 0.1$ (c) $z_s = 1$

Рис. 1.8: Спектр диффузного каскадного излучения от источников испускающих фотоны с энергией $E_s = 1$ ТэВ (красные кривые), 10 ТэВ (зелёные кривые), 100 ТэВ (синие кривые) и $E_s \geq 1$ ПэВ (розовые кривые), находящихся на различных расстояниях. Также на графиках для сравнения приведён спектр экстрагалактических фотонов, измеренный в орбитальном эксперименте Fermi LAT [116]. Каскадные спектры были вычислены с использованием модели МФС [106].

1.4. Универсальность каскадного спектра в численных расчётах

Универсальность каскадного спектра явным образом следует из аналитической формы спектра (1.14), полученной выше в разделе 1.2.1. В этой секции мы уточним и скорректируем понятие универсальности, используя результаты численных расчётов. Перечислим вначале конкретные свойства, подразумеваемые нами под универсальностью:

(i) форма спектра никак не зависит от энергии E_s начальной частицы будь то фотон или электрон, при условии что эта энергия достаточно велика $E_s \gtrsim m_e^2/\varepsilon_{\text{cmb}} \sim 0.4$ ПэВ. Мы увидим, что в численных расчётах предельная энергия универсальности (обозначим ее E_0), как правило, оказывается ниже в несколько раз, за счёт того, что эффективное поглощение фотонов каскада обеспечивается хвостом температурного распределения. Свойство (i) можно также переформулировать следующим образом: спектр каскадного излучения один и тот же, вне зависимости от спектра инжекции $Q(E_s)$, если подавляющая часть энергии поступает в ЭК в форме частиц с энергией $E_s \gtrsim E_0$ или иными словами информация о начальном спектре полностью теряется в ходе развития каскада.

(ii) Спектр каскадного излучения не зависит от расстояния, на котором каскад был инициирован.

Из свойств (i) и (ii) следует свойство (iii): каскад параметризуется единственным параметром ω_{cas} , плотностью энергии каскадных фотонов

Мы будем называть описанные выше свойства аналитического решения *сильной универсальностью*.

Для реальных ЭК в расширяющейся вселенной свойство сильной универсальности, в том виде, как оно сформулировано выше неприменимо. Каскады, наблюдаемые в настоящее время $z = 0$, зависят от того, как далеко расположены источники z_s , в следствие зависимости от z величин \mathcal{E}_X и

\mathcal{E}_γ , а также из-за красного смещения спектра. Рассмотрим, к примеру, эволюционирующие источники фотонов высоких энергий со спектром генерации $Q(E_s, z_s) = \phi(E_s)R(z_s)$, $E_s > E_0$. Каскады рождённые источниками при одном и том же красном смещении z идентичны, однако каскады от источников, находящихся при различных z несколько отличаются. В результате суммарный спектр каскадного излучения от всей популяции источников, полученный интегрированием по z , зависит от эволюции светимости $R(z_s)$. Таким образом каскад уже не описывается единственным числовым параметром ω_{cas} . При этом спектр каскадных фотонов по-прежнему не зависит от деталей спектра инжекции $\phi(E_s)$. Такую универсальность мы будем называть *слабой*.

Рассмотрим более детально источники при некотором фиксированном красном смещении z . Мы будем интересоваться зависимостью спектра каскадного излучения от начальной энергии фотонов E_s . Начнём с $E_s \ll E_0$ и будем постепенно увеличивать энергию. Свойство универсальности, подразумевает, что начиная с некоторой энергии, спектр перестанет зависеть от E_s , что подтверждается численными расчётами (Рис. 1.8). На Рис. 1.8 построены спектры диффузного γ -излучения в настоящее время от источников, находящихся на фиксированном z ($z = 0.01, 0.1$ и 1), полученные для $E_s = 1\text{ТэВ}, 10\text{ТэВ}, 100\text{ТэВ}$ и 1ПэВ (спектры для $E_s > 1\text{ПэВ}$ практически неразличимы между собой на всех графиках). Мы видим, что для достаточно далёких источников, $z \gtrsim 0.1$, универсальность достигается при $E_0 \gtrsim 100\text{ТэВ}$. Отметим, что точный спектр каскадного излучения зависит от деталей спектра и эволюции МФС (Рис. 1.8 был построен с использованием модели [106]), но свойство универсальности верно для всех реалистичных моделей МФС.

Свойство универсальности делает невозможным определение исходного спектра в источниках по наблюдаемому, если значительная часть энергии вбрасывается в ЭК в форме фотонов и электронов с энергией $E_s \gtrsim E_0$. В то же время в астрофизике высоких энергий свойство универсальности ЭК позволяет относительно просто оценивать вклад различных явлений в диффузный

фон γ -излучения и делать выводы о непротиворечивости тех или иных моделей экспериментальным данным, на основе одной единственной величины, плотности энергии каскадного излучения ω_{cas} . В следующей секции, используя экспериментальные данные, мы получим ограничение сверху на ω_{cas} и посмотрим, как это ограничение зависит от предполагаемой эволюции источников и модели МФС.

1.5. Ограничение из данных Fermi LAT на плотность энергии каскадного излучения

На сегодняшний день спектр диффузного γ -излучения неплохо изучен. В 2014 году коллаборация Ферми представила спектр в беспрецедентно широком диапазоне энергий от 100 МэВ до 820 ГэВ, основанный на анализе 50 месяцев наблюдений орбитального телескопа Fermi LAT [116]. Это большой прогресс, по сравнению с предыдущим анализом Fermi LAT [95], основанным на первом годе наблюдений и более ранним анализом в эксперименте EGRET [93], в которых измерения ограничивались более узким диапазоном энергий. Сравнение спектра каскадного излучения с наблюдаемыми данными позволяет поставить ограничение сверху на плотность энергии в каскаде. В частности, в работе [96] на основе измерений [95] в приближении *сильной универсальности* спектра было получено ограничение на плотность энергии в ЭК 1.4. Ниже будут представлены оценки, основанные на современных измерениях [116] и учитывающие *слабую универсальность* каскадного спектра.

В публикации [116] приведен полный поток, далее называемый экстрагалактический гамма фон¹¹ (ЭГФ), на две примерно равные компоненты, поток от разрешённых внегалактических источников и изотропное гамма-излучение¹² (ИГФ). Подчеркнём, что указанное разделение не является абсолютным,

¹¹ аббревиатура, используемая в англоязычной литературе и ниже в формулах, EGB (extragalactic gamma background)

¹² аббревиатура, используемая в англоязычной литературе и ниже в формулах, IGRB (isotropic

а зависит от возможности идентифицировать точечные источники в конкретном эксперименте при текущем уровне статистики. Тем не менее, поток ИГФ может использоваться в качестве верхнего предела при рассмотрении процессов, приводящих к образованию диффузного гамма-излучения, таких как распространение КЛУВЭ. В то же время ЭГФ может использоваться в качестве консервативного верхнего предела в случае небольшого количества источников и малых магнитных полей, когда изотропизация ЭК не гарантирована. Ниже мы получим ограничения на ω_{cas} , используя как ЭГФ, так и ИГФ. Спектр ЭГФ примерно описывается степенным законом $E_\gamma^{-2.3}$ с резким укрупнением при $E_{\text{cut}} = \epsilon \approx 250$ ГэВ. Природа гамма излучения при $E > E_{\text{cut}}$ пока не ясна. Есть указания на то что значительная часть или даже весь наблюдаемый поток ИГФ выше 50 ГэВ может объясняться фотонами от неразрешённых точечных источников, таких как лацертиды (BLL) [117]. Но ниже мы будем консервативно предполагать, что весь поток ИГФ может состоять из диффузного гамма-излучения. Мы увидим, что укрупнение спектра выше 250 ГэВ приводит к усилению ограничений сверху на ω_{cas} по сравнению с более ранней оценкой 1.4.

1.5.1. Верхний предел на ω_{cas} в аналитических расчётах

Чтобы проиллюстрировать метод вычисления ω_{cas} рассмотрим сначала простой пример аналитической модели каскада, а затем перейдём к численным расчётам.

Рассмотрим энергию укрупнения спектра ИГФ $\epsilon = 2.5 \times 10^5$ МэВ, где измеренный поток равен $J_\gamma^{\text{igrb}} = 4.80 \times 10^{-16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$. Воспользуемся канонической дихроматической моделью с параметрами $\epsilon_{\text{cmb}} = 6.3 \times 10^{-4}$ эВ и $\epsilon_{\text{ebl}} \approx 1$ эВ, которая обеспечивает обрезание спектра на энергии $\mathcal{E}_\gamma = m_e^2 / \epsilon_{\text{ebl}} = 2.61 \times 10^5$ МэВ, практически совпадающей с наблюдаемой энергией укрупнения. С учётом обсуждавшихся выше поправок к аналитической модели $J_{\text{cas}}(E) \propto$

$E^{-1.9}$ при $\mathcal{E}_X \leq E \leq \mathcal{E}_\gamma$ и $E \propto E^{-1.5}$ при $E \leq \mathcal{E}_X$. Вычисляя плотность энергии каскада с использованием $J_{\text{cas}}(E)$, имеем

$$\omega_{\text{cas}} = \frac{4\pi}{c} \left(\int_0^{\mathcal{E}_X} dE E J_{\text{cas}}(E) + \int_{\mathcal{E}_X}^{\mathcal{E}_\gamma} dE E J_{\text{cas}}(E) \right) \quad (1.41)$$

Наиболее сильное ограничение на ω_{cas} , вычисляемое согласно формуле (1.41) следует из сравнения каскадного потока с экспериментальным спектром в диапазоне энергий $\mathcal{E}_X \leq E \leq \mathcal{E}_\gamma$

$$J_{\text{cas}}(E) = J_{\text{igrb}}(\epsilon)(E/\epsilon)^{-1.9}, \quad (1.42)$$

которое сводится к нормированию каскадного потока на поток ИГФ J_{igrb} при энергии $\epsilon = E_{\text{cut}}$.

В интервале $E \leq \mathcal{E}_X$ имеем

$$J_{\text{cas}}(E) = J_{\text{igrb}}(\epsilon)(\mathcal{E}_X/\epsilon)^{-1.9}(E/\mathcal{E}_X)^{-1.5} \quad (1.43)$$

В результате для плотности энергии каскадного излучения получаем приближённо условие

$$\omega_{\text{cas}} \leq 6.6 \frac{4\pi}{c} \epsilon^2 J_{\text{igrb}}(\epsilon) = 8.3 \times 10^{-8} \text{ эВ/см}^3, \quad (1.44)$$

что значительно ниже ранее используемого [96, 97] предела 1.4. Причина в том, что по сравнению с данными 2010 года современные измерения продвинулись в сторону высоких энергий. Так как экспериментальный спектр падает с энергией быстрее ($E^{-2.3}$), чем универсальный каскадный ($E^{-1.9}$), наиболее сильные ограничения следуют из сравнения на высоких энергиях. ω_{cas} в точных вычислениях, в ряде случаев оказывается ограниченным ещё больше, так как в реальном каскадном спектре на высоких энергиях присутствует хвост. В то же время учёт слабой универсальности позволяет ослабить ограничения на ω_{cas} в случае преобладания далёких источников.

1.5.2. Верхний предел на ω_{cas} в точных вычислениях

Перейдём к вычислению ограничений на ω_{cas} в численных расчётах. Мы будем использовать спектр ЭК, вычисленный методами, описанными выше в параграфе 1.3. Нормировку спектра, как и раньше будем фиксировать, добиваясь максимального потока, не противоречащего наблюдениям Fermi LAT. Мы вычислим максимальную полную плотность энергии $\omega_{\text{cas}}^{\text{tot}}$, нормируясь на спектр ЭГФ, а также максимальную плотность энергии изотропного каскадного излучения $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$, используя спектр ИГФ. Отметим, что систематическая ошибка измерения потоков ЭГФ и ИГФ, связанная неопределённостью в оценках вклада галактического фона, оказывается очень значительной. Для ИГФ она растёт с уровня примерно 10% при 200 МэВ до 60% при 5 ГэВ, а в последнем бине по энергии $580 < E_\gamma/\text{ГэВ} < 820$ достигает 600%. Чтобы получить консервативный верхний предел на $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$ и $\omega_{\text{cas}}^{\text{tot}}$ мы будем использовать максимальные значения потока ИГФ и ЭГФ соответственно, разрешённые с учётом систематической ошибки.

Как отмечалось выше, спектр ЭК зависит от распределения источников в пространстве и их эволюции. Рассмотрим два показательных случая:

(i) популяция источников фотонов или электронов, находящиеся при фиксированном красном смещении z . На Рис. 1.8a - 1.8c показаны спектры каскадных фотонов в модели (i) для 3 различных z_s и нескольких значений E_s . Спектры при $E_s \gtrsim 100\text{ТэВ}$ примерно совпадают.

(ii) источники распределены по красному смещению, причём средняя мощность, поступающая в ЭК в единице сопутствующего объёма пропорциональна $(1+z)^m$ при $z \leq z_{\text{max}}$ и равна нулю при $z > z_{\text{max}}$

В обоих случаях мы далее подразумеваем, что большая часть энергии поступает в каскад в форме надпороговых частиц $E_s \gtrsim E_0 \simeq 100\text{ТэВ}$. Учитывая свойство слабой универсальности спектра, при вычислении верхнего предела ω_{cas} без ограничения общности мы можем предположить монохроматический

спектр инжекции $Q(E, z)$, то есть для случая (i)

$$Q(E, z) \propto \delta(z - z_s)\delta(E - E_s), \quad (1.45)$$

а для случая (ii)

$$Q(E, z) = (1 + z)^{3+m}\delta(E - E_s), \text{ at } z < z_{\max}. \quad (1.46)$$

В дальнейших расчётах мы зафиксируем значение $E_s = 1\text{ПэВ}$. Таким образом в модели (i) помимо ω_{cas} мы имеем единственный свободный параметр z_s , а в модели (ii) два свободных параметра z_{\max} и m . Рассмотрим наиболее интересный с астрофизической точки зрения диапазон параметров

$$0 < z_s \leq 10; 1 \leq z_{\max} \leq 5; 0 \leq m \leq 5.$$

Рис. 1.9 иллюстрируют зависимость спектров каскадных фотонов, произведённых непрерывным распределением источников (1.46), от параметров модели m и z_{\max} . Отметим, что спектры фотонов от непрерывного распределения источников обладают знакомыми чертами универсального спектра, асимптотикой $E^{-1.5}$ на низких энергиях и продолжительным интервалом со степенным законом $\propto E^{-1.9}$.

Спектры нормированы так, чтобы не превышать поток ЭГФ [116]. Обратите внимание, что спектры в моделях со сравнительно небольшим $z_{\max} = 1$ обрезаются на более высокой энергии E_{\max} , и для того, чтобы избежать противоречия с данными Fermi LAT, приходится сдвигать спектр вниз, относительно других моделей, уменьшая таким образом ω_{cas} . Спектры моделей с $z_{\max} = 5$ характеризуются меньшей энергией E_{\max} из-за фактора красного смещения $(1 + z)$, и соответственно могут иметь большее значение ω_{cas} . Зависимость от параметра m работает примерно таким же образом. В моделях с большим параметром m выше удельный вес далёких источников, и соответственно ниже энергия излома спектра. Следовательно такие модели меньше ограничены в терминах ω_{cas} .

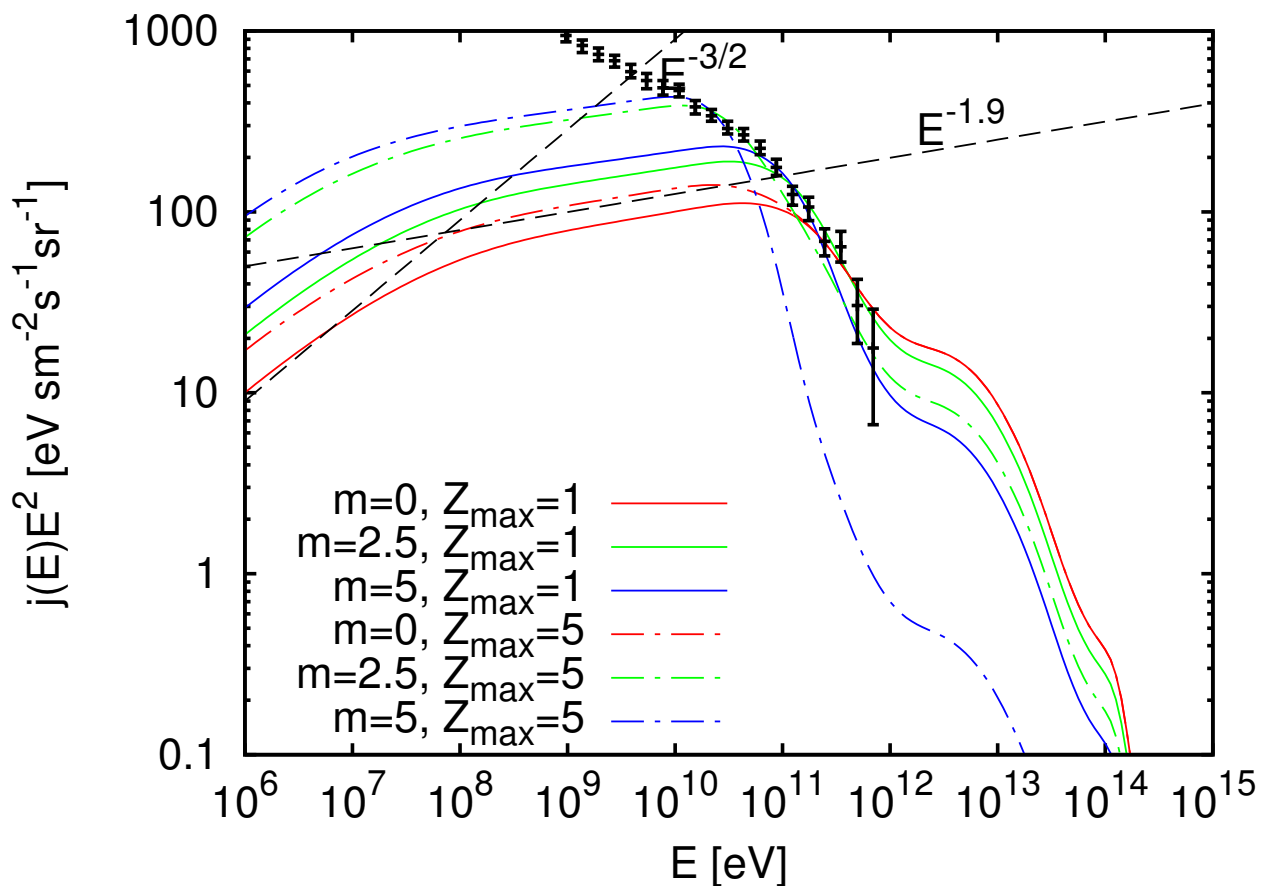


Рис. 1.9: Спектры каскадных фотонов от непрерывного распределения источников (1.46), с $E_s = 1$ ПэВ и различными значениями m и z_{\max} . Поток вычислен в предположении модели МФС [105]. Спектры нормированы так, чтобы не превышать поток ЭГФ [116] (показан чёрными точками с планками погрешностей)

Приведённые выше соображения полностью подтверждаются итоговыми графиками (Рис. 1.10). На них показаны ограничения на современную плотность каскадного излучения ω_{cas} , полученные для распределений (i) и (ii). Полная максимальная плотность энергии $\omega_{\text{cas}}^{\text{tot}}$ вычислялась нормированием спектров на ЭГФ, а изотропная $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$ нормированием на ИГФ. Для распределения (i) мы также проиллюстрировали умеренную зависимость полученных пределов на ω_{cas} от предполагаемой модели МФС на примере моделей [106] (красные кривые), [105] (синие кривые), и [78] (зелёные кривые). Ограничения на ω_{cas} для непрерывного распределения источников (ii) показаны на Рис. 1.10b только для модели МФС [106].

В случае непрерывного распределения источников (1.46) наименьшее значение $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}} \simeq 4 \times 10^{-8}$ эВ/см³ достигается при $z_{\text{max}} \lesssim 1$ и без эволюции $m = 0$. Эта величина примерно на порядок меньше предыдущего лимита 5.8×10^{-7} см³ полученного в работе [96] для частного случая каскадов инициированных взаимодействиями КЛУВЭ с РИ. Учитывая, что уже прежний предел позволял значительно ограничить параметры источников КЛУВЭ и связанные с этим предсказания, такие как поток космогенных нейтрино, новые ограничения на модели КЛУВЭ из $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$ окажутся крайне важными. Подробно речь об этом пойдёт в следующей главе.

Представленные выше ограничения $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$ основаны на спектре ИГФ, являющемся результатом анализа наблюдений Fermi LAT за 50 месяцев [116], опубликованного в начале 2015 года. Согласно более позднему теоретическому анализу [117], представленному коллаборацией, значительная часть измеренного потока ИГФ, может быть не истинно изотропной, а иметь своим происхождением слабые источники, то есть такие, от которых в среднем приходит меньше или порядка одного фотона. Учёт ожидаемого вклада АЯГ, и в частности Лацертид, в ЭГФ приводит к тому что интегральный поток ЭГФ выше 50 ГэВ может на $86_{-14}^{+16}\%$ объясняться точечными источниками гамма-излучения. В этом случае плотность энергии истинно изотропного каскадного излучения

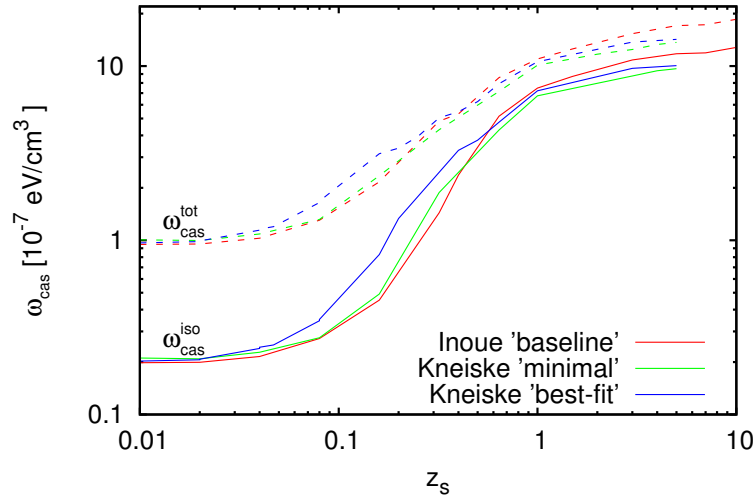
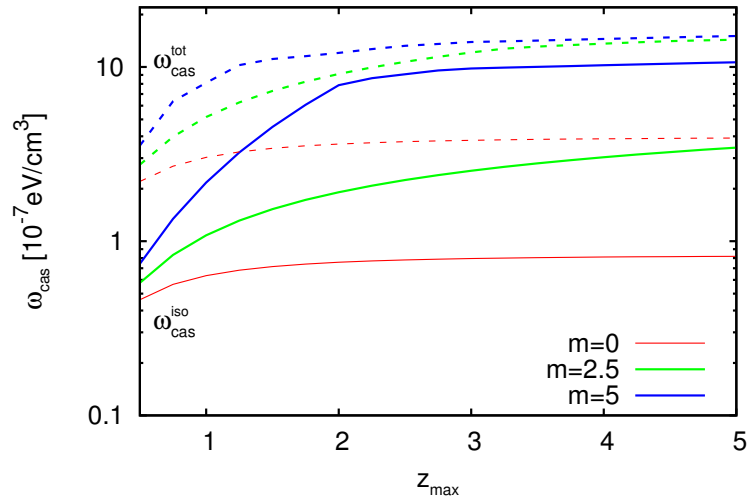
(a) источники при фиксированном $z = z_s$ (b) непрерывное распределение по z

Рис. 1.10: Верхние пределы на ω_{cas} , полученные в моделях с распределением источников (1.45) на Рис. (a), и (1.46) на Рис. (b). Ограничения на полную плотность энергии $\omega_{\text{cas}}^{\text{tot}}$ (пунктирные кривые) получены с использованием ЭГФ, а на изотропную компоненту $\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}}$ (сплошные линии), используя ИГФ. На Рис. (a) также проиллюстрирована зависимость от предполагаемой модели МФС на примере модели [106] (красные кривые), [105] (синие кривые), и модели [78] (зелёные кривые). График (b) построен в модели [106].

должна также примерно удовлетворять неравенству

$$\omega_{\text{cas}}^{\text{iso}} \lesssim 0.28\omega_{\text{cas}}^{\text{tot}}. \quad (1.47)$$

1.6. Выводы к первой главе

Электромагнитные каскады, это потоки ультрарелятивистских электронов (позитронов) и фотонов, переходящих друг в друга и умножающихся в числе вдвое с каждым новым поколением в результате цепочки реакций рождения электрон-позитронных пар и обратного Комптоновского рассеяния, происходящих в присутствии фонового излучения. Во вселенной ЭК широко распространены, благодаря присутствию РИ и МФС.

В этой главе мы подробно рассмотрели физику электромагнитного каскада и вычислили спектр фотонов, используя как аналитический, так и численные методы. Важнейшим свойством каскадов, инициированных частицами с энергией выше порога рождения электрон-позитронных на РИ можно назвать независимость формы спектра каскадных фотонов от начальной энергии частиц. Это свойство, которое мы назвали *слабой универсальностью*, делает невозможным определение исходного энергетического спектра частиц по наблюдаемому. В то же время в астрофизике высоких энергий свойство универсальности ЭК позволяет относительно просто оценивать вклад различных явлений в диффузный фон γ -излучения и делать выводы о непротиворечивости тех или иных моделей экспериментальным данным, на основе одной единственной величины, плотности энергии каскадного излучения ω_{cas} .

Основным прикладным результатом данной главы является вычисление ограничений сверху на величину ω_{cas} из современных наблюдений [116]. Эти ограничения получены нами в секции 1.5 в различных предположениях об эволюции источников и фотонном фоне.

В аналитических расчётах ЭК в статической вселенной (без учёта расширения) каскады от далёких источников обладают свойством *сильной универ-*

сальности, состоящем в том, что энергетический спектр также не зависит от расстояния до источника. Для ЭК в расширяющейся вселенной *сильная универсальность* не наблюдается. Это приводит к тому что верхний предел на ω_{cas} становится модельно зависимым.

Глава 2

Сопутствующие сигналы от распространения КЛУВЭ

2.1. Краткий обзор

Не смотря на значительный технический прогресс в современных экспериментах, регистрирующих КЛУВЭ, вопрос о природе самих частиц УВЭ пока остаётся открытым. Во всех существующих экспериментах свойства первичных частиц, вызвавших ШАЛ, определяются непрямыми методами по наблюдаемым характеристикам ливня, таким как глубина максимума ливня, кривизна его фронта, мюонная плотность и ряду других. Это приводит к неустрашимым систематическим ошибкам, связанным, в частности, с теоретическими неопределённостями моделирования взаимодействий на высоких энергиях. Поскольку ШАЛ, инициированные фотонами и нейтрино, довольно сильно отличаются от ливней, инициированных лёгкими и тяжёлыми ядрами, оказывается возможным оценить отдельно поток нейтрино, фотонов и ядер УВЭ. На сегодняшний день поток фотонов и нейтрино УВЭ ограничены только сверху поскольку ШАЛ, наблюдаемые экспериментально более всего походят на ливни от ядер. Достоверно отличить между собой ливни от ядер различной массы оказывается куда сложнее. Анализ различных экспериментов приводит к разным результатам. В то время как данные обсерватории Pierre Auger (РАО) [90] свидетельствуют об утяжелении состава КЛ выше нескольких ЭэВ, второй по величине эксперимент Telescope Array [118] (ТА) а также его предшественник HiRes [119] заявляли о совместимости своих наблюдений с чисто протонным составом.

В этой ситуации особую важность приобретают не прямые методы оценки массового состава КЛУВЭ, основанные на подсчёте потоков сопутствующих

частиц, образующихся в ходе распространения КЛ в межгалактическом пространстве.

В этой главе мы рассмотрим 3 вида вторичного сигнала. Это так называемые космогенные нейтрино и фотоны, частицы с энергией свыше 0.1 ЭэВ, а также диффузное гамма-излучение в диапазоне от МэВ до сотен ГэВ. Нейтрино и фотоны, а также электроны УВЭ появляются как продукты распада π -мезонов, образующихся при взаимодействии ядер и нуклонов УВЭ с реликтовым излучением (а также МФС), приводящем к обрезанию потока КЛУВЭ (эффект ГЗК).

$$N + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \pi^{\pm,0} + X, \quad (2.1)$$

При этом энергия вторичных частиц оказывается примерно на порядок меньше энергии нуклонов, участвующих во взаимодействии. Общее происхождение приводит к тому, что потоки фотонов и нейтрино УВЭ оказываются связанными между собой. Стоит однако отметить принципиальную разницу между ними. В отличие от нейтрино, беспрепятственно распространяющегося на космологические расстояния, фотоны и электроны УВЭ эффективно взаимодействуют с реликтовым микроволновым и радио излучением в межгалактическом пространстве, сравнительно быстро теряя энергию и иницируя ЭК. Таким образом, наблюдаемый поток фотонов УВЭ чувствителен только к процессам, происходящим в относительной близости к нашей галактике. И напротив, потоки нейтрино, аккумулируясь на космологических расстояниях несут информацию об усреднённой интенсивности рождения нейтрино УВЭ во Вселенной и чувствительны к эволюции источников. То же самое относится и к диффузному гамма-излучению.

Электромагнитные каскады постоянно подпитываются продуктами распада π -мезонов, и в значительно большей степени электронами и позитронами, образующимися в реакции рождения пар ядрами на РИ

$$A + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow e^+ + e^- + A, \quad (2.2)$$

имеющей менее высокий порог чем процесс (2.1). Отметим, что процесс (2.2) практически не даёт вклада в поток фотонов УВЭ, поскольку электроны и позитроны произведённые в этой реакции имеют характерную энергию на 3-4 порядка ниже энергии ядра. Таким образом, космогенные фотоны и нейтрино обязаны своим происхождением почти исключительно реакции 2.1. По этой причине в литературе их также часто называют фотонами(нейтрино) ГЗК. Ниже мы будем использовать оба названия.

Как было отмечено в главе 1 развитие ЭК приводит к образованию диффузного гамма-излучения в диапазоне энергий до нескольких сот ГэВ. Причём форма спектра каскадного излучения практически не зависит от спектра исходных фотонов и электронов, зато чувствительна к эволюции источников и МФС.

Процессы (2.1) и (2.2) более эффективно идут на лёгких ядрах, так как пороговые энергии примерно пропорциональна массе ядра. Поэтому интенсивность сопутствующих сигналов связана с массовым составом КЛУВЭ. Таким образом космогенные фотоны, нейтрино и диффузное гамма-излучение являются взаимодополняющими друг друга источниками косвенной информации об энергетическом спектре и массовом составе КЛУВЭ.

Мы начнём с рассмотрения ЭК и космогенных нейтрино, порождённых КЛУВЭ. Как будет показано ниже, сравнение предсказаний для потока каскадных фотонов с современной оценкой спектра диффузного гамма-излучения на основе данных орбитального телескопа Fermi LAT [116] позволяет получить наиболее сильные на настоящий момент ограничения на модели происхождения и массовый состав КЛУВЭ. Эти ограничения дополняются лимитами IceCube [120] и PAO [35] на поток космогенных нейтрино.

Общий метод, используемый в этой главе, состоит из трёх шагов:

(i) Для того, чтобы в максимально общем виде рассмотреть многообразие вариантов происхождения КЛУВЭ мы воспользуемся относительно простой феноменологической моделью, описывающую энергетический спектр, массо-

вый состав и эволюцию источников с помощью небольшого числа свободных параметров, предполагающей независимый от времени спектр генерации (A.1) и параметризацию распределения источников (A.2).

(ii) В рамках феноменологической модели мы находим подмножество параметров, позволяющее удовлетворительно фитировать наблюдаемый энергетический спектр КЛУВЭ.

(iii) В моделях, отобранных на втором шаге, мы вычисляем спектр сопутствующего излучения и проверяем его на непротиворечивость экспериментальным данным.

2.2. Диффузное каскадное излучение и космогенные нейтрино

Плотность диффузного каскадного излучения, как и поток нейтрино, произведённых во взаимодействиях КЛУВЭ чрезвычайно чувствительны к эволюции источников КЛ. В связи с этим ограничения, на сценарии происхождения КЛУВЭ, следующие из ненаблюдения космогенных нейтрино в современных экспериментах, как правило, имеют схожий характер с ограничениями, полученными путём оценки вклада КЛУВЭ в диффузный фон. Ниже мы покажем, что на настоящий момент последние обычно оказываются более сильными, но есть и исключения. Важное отличие сигнала в космогенных нейтрино состоит в том, что он обязан своим происхождением лишь процессу фоторождения пионов (2.1), в то время как ЭК подпитываются как процессом (2.1), так и за счёт рождения e^\pm пар. Это приводит к тому, что поток космогенных нейтрино более чувствителен к деталям спектра КЛ в области экстремально высоких энергий $E > 10$ ЭэВ и в частности к максимальной энергии ускорения.

Космогенные нейтрино, впервые рассмотренные в 1969 году [52], активно обсуждаются в литературе по сей день (см. напр. [53, 121–124]). Более того, интерес к проблеме в последнее время возрос в связи с появлением сильных

экспериментальных пределов на их поток в эксперименте IceCube [125] (при энергии выше 10 ПэВ) и в PAO [126] (выше 100 ПэВ). Как будет показано ниже, существующие верхние пределы начинают ограничивать модели с протонным первичным составом КЛУВЭ.

Диффузное гамма-излучение является предметом экспериментального изучения с конца 60-х годов прошлого века. Первые наблюдения в орбитальном эксперименте OSO-3 [127], а затем в SAS-2 [128] позволили измерить лишь галактическую компоненту. Позже на основе измерений детектора EGRET на борту орбитальной гамма-обсерватория Комптон была получена первая оценка внегалактического потока гамма лучей в диапазоне энергий 30 МэВ - 100 ГэВ [93]. Измерения EGRET использовались, чтобы получить ограничения на ряд экзотических моделей образования КЛУВЭ [129].

Среди ускорительных сценариев образования КЛУВЭ наибольший поток каскадного гамма-излучения и космогенных нейтрино ожидается в моделях с чисто протонным составом, так как протоны наиболее эффективно рожают электрон-позитронные пары и пионы. Именно протонные модели, как мы увидим ниже, удаётся ограничить, используя современные наблюдения диффузного гамма-излучения. Как уже отмечалось, чисто протонный состав КЛУВЭ не подтверждается наблюдениям обсерватории им. Пьера Оже и Якутской установки, но согласуется с данными экспериментов HiRes и Telescope Array. Поэтому ниже при рассмотрении протонов в качестве основных кандидатов на КЛУВЭ мы будем ориентироваться на спектр КЛУВЭ, измеряемый ранее HiRes, а в настоящее время в Telescope Array.

В работе [4] автором был рассмотрен класс феноменологических моделей происхождения КЛУВЭ, предполагающих чисто протонный состав КЛ, степенной спектр инжекции A.1 с максимальной энергией, не превышающей разумный предел 10^{21} эВ и эволюцией A.2, где $-2 \leq m \leq 4$, $z_{\min} \leq 0.1$, $z_{\max} = 3$. Для каждой модели, удовлетворительно фитирующей энергетический спектр HiRes, был вычислен спектр каскадного излучения от взаимодействий космиче-

ских лучей в межгалактическом пространстве. Диапазон полученных потоков представлен на Рис. 2.1.

Как видно из графика, на тот момент ожидаемый вклад в поток гамма-излучения с энергией ГэВ-ТэВ составлял примерно от 1 до 50%. На графике для сравнения также приведены оценки вкладов от других гарантированных источников гамма-излучения.

В 2008 году был выведен на орбиту космический гамма-телескоп Ферми (Fermi LAT) с чувствительностью (на энергии 100 МэВ) в 50 раз выше, чем у его предшественника EGRET. В 2010 году была опубликована оценка диффузного экстрагалактического гамма-излучения, полученная на основе данных за первый год наблюдений Fermi LAT [95]. Новые измерения указывали на более круто падающий энергетический спектр $E^{-2.3}$ в сравнении с наклоном $E^{-2.1}$, следующим из анализа EGRET.

В работе автора [9] спектр каскадных фотонов был вычислен для более широкого класса феноменологических моделей, объясняющих энергетический спектр КЛУВЭ по данным HiRes (с учётом возможного сдвига шкалы энергий до 30%), а также для специфичных случаев эволюции источников пропорциональной плотности светимости АЯГ в рентгене [137], скорости звездообразования (СЗО) [138] и эволюции гамма-всплесков [139]. Вычисленные спектры были сопоставлены с потоком диффузного гамма-излучения опубликованным на тот момент коллаборацией Fermi [95], а также со спектром диффузного излучения, из анализа открытых данных измерений Fermi LAT за два с половиной года [140]. В результате были получены ограничения на космологическую эволюцию в моделях с протонными источниками $m \lesssim 4$. В частности было показано, что модели с чисто протонным составом и эволюцией, выведенной для АЯГ в работе [137], перепроизводят диффузный гамма фон.

На Рис. 2.2 показан уровень фитирования спектра КЛУВЭ (Р-значение) для класса феноменологических моделей (A.1), (A.2) рассмотренного в [9]. Каждая точка графика соответствует одной модели, задающейся комбинаци-

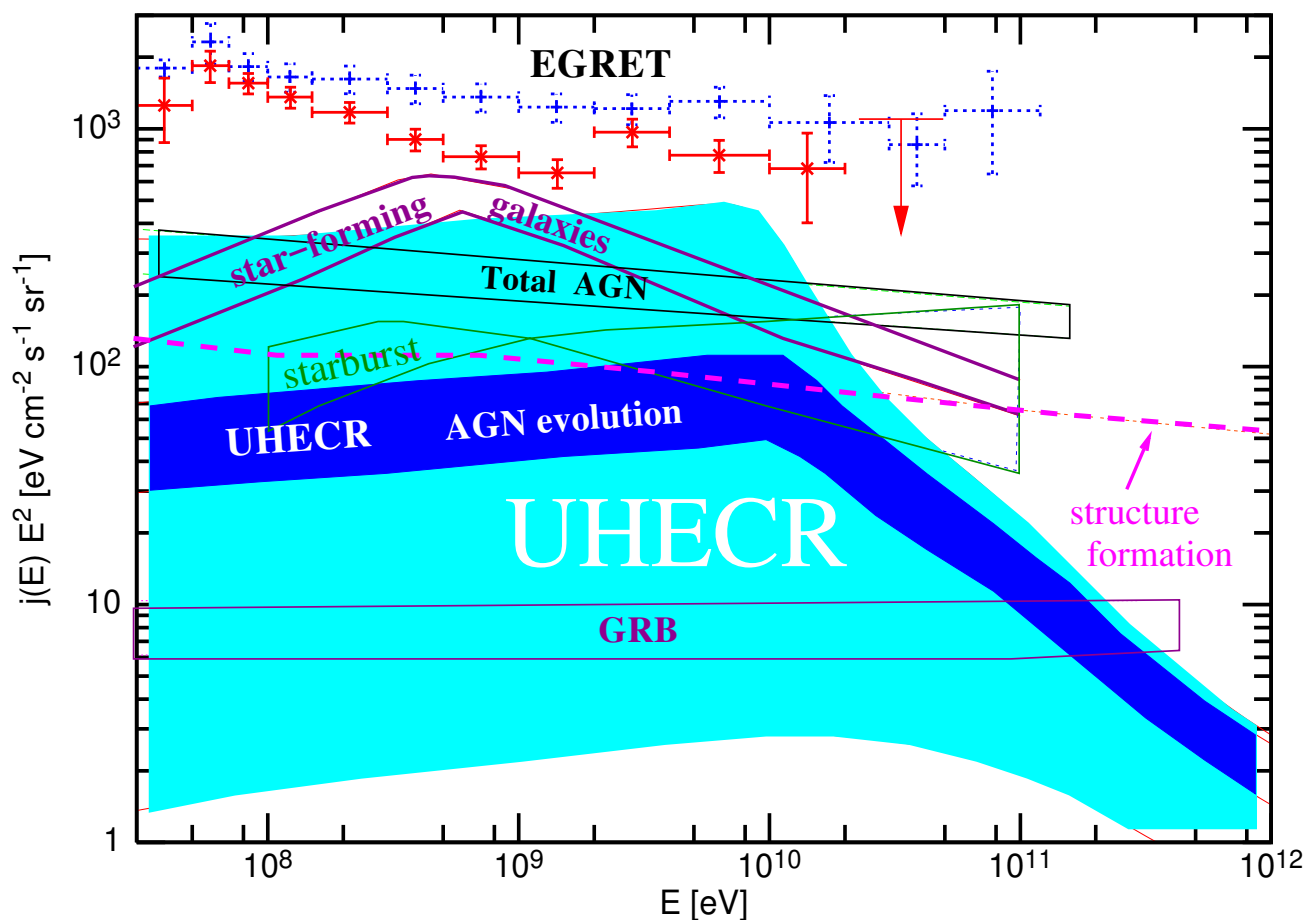


Рис. 2.1: Диапазон потоков каскадного гамма-излучения в предположении о протонном составе КЛУВЭ (светло-синяя полоса). Для сравнения приведены также оценки прямого потока гамма лучей от процесса звездообразования [130, 131], формирования крупномасштабной структуры [132], вклад АЯГ [133] и гамма всплесков [134]. Темно-синей полосой показан диапазон потоков каскадных фотонов в предположении, что источники эволюционируют как АЯГ [135]. Спектр диффузного гамма-излучения показан по первым измерениям EGRET [93] (синие точки) и более позднему анализу [136] (красные точки).

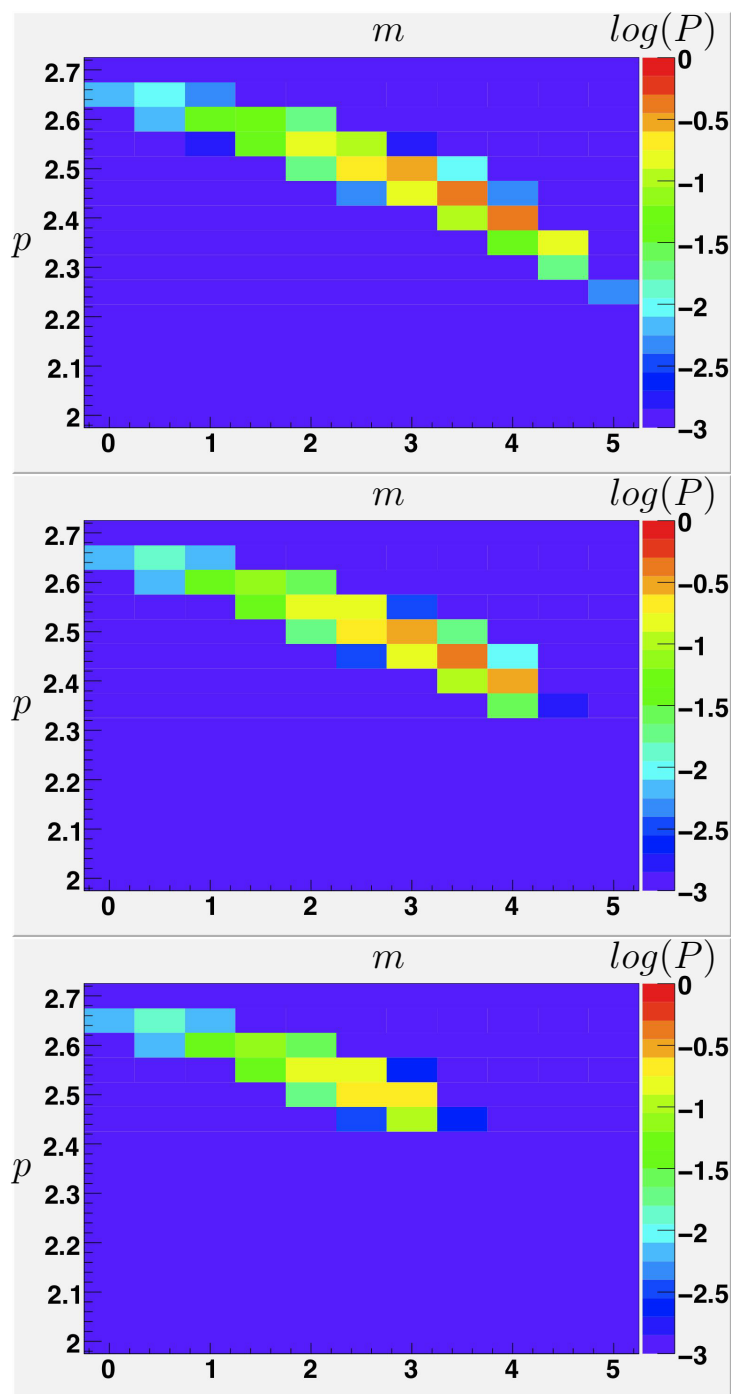


Рис. 2.2: Уровень фитирования экспериментальных данных HiRes по спектру КЛУВЭ ($\log_{10}(P)$ -значение) в модели с протонными источниками и спектром инъекции (A.1), (A.2). Верхняя панель: без учёта ограничений на диффузное гамма-излучение ; средняя панель: с учётом ограничений из 1 года наблюдений Fermi LAT [95]; нижняя панель: с учётом ограничений из 2.5 лет наблюдений Fermi LAT [140]. См. детали в тексте.

ей параметров m и p . Общая нормировка подбиралась фитированием спектра HiRes [141] путём минимизации χ^2 начиная с энергии $E_{\min} = 10^{18}$ эВ. Максимальная энергия спектра инжекции ,зафиксирована на значении $E_{\max} = 10^{21}$ эВ, а максимальное красное смещение источников КЛ ¹ $z_{\max} = 3$.

На верхней панели показано Р-значение фитирования без учёта ограничений на поток диффузного фона. Для формального учёта ограничений на диффузный фон в величину χ^2 добавлялись слагаемые, соответствующие бинам энергии, где каскадный поток превышал наблюдаемый. Р-значение посчитанное таким образом с использованием 1 года наблюдений Fermi LAT [95] показано на средней панели, а значение, полученное с использованием 2.5 лет наблюдений Fermi LAT [140] на нижней панели.

Из верхнего графика очевидна корреляция между оптимальными параметрами m и p . Лучший фит для спектра HiRes [141] достигается при $p \simeq 2.4 - 2.5$ и $m \simeq 3.5 - 4$, однако такие модели начинают перепроизводить диффузное гамма-излучение. Таким образом (см. две нижние панели Рис. 2.2) предпочтительнее оказываются модели с более мягким спектром инжекции и относительно слабой эволюцией. Для таких моделей, не противоречащих наблюдениям Fermi LAT в работе [9] был построен диапазон предсказываемых потоков космогенных нейтрино² (см. Рис. 2.3).

С накоплением статистики, модели со слабой эволюцией и сравнительно мягким спектром инжекции перестали удовлетворительно фитировать спектр КЛУВЭ [21] наблюдаемый в Telescope Array. В связи с этим в ряде работ делалось утверждение о полном исключении сценариев, предполагающих первичный протонный состав, или о необходимости повышенной локальной плотности источников на основании сравнения с наблюдениями сопутствующих потоков каскадного гамма-излучения [142, 143] или космогенных нейтрино [144]

¹ влияние E_{\max} и z_{\max} на конечный результат мы обсудим ниже

² часть этих моделей, как мы увидим ниже, на сегодняшний день исключены ограничениями IceCube и более поздними измерениями диффузного гамма-фона Fermi LAT

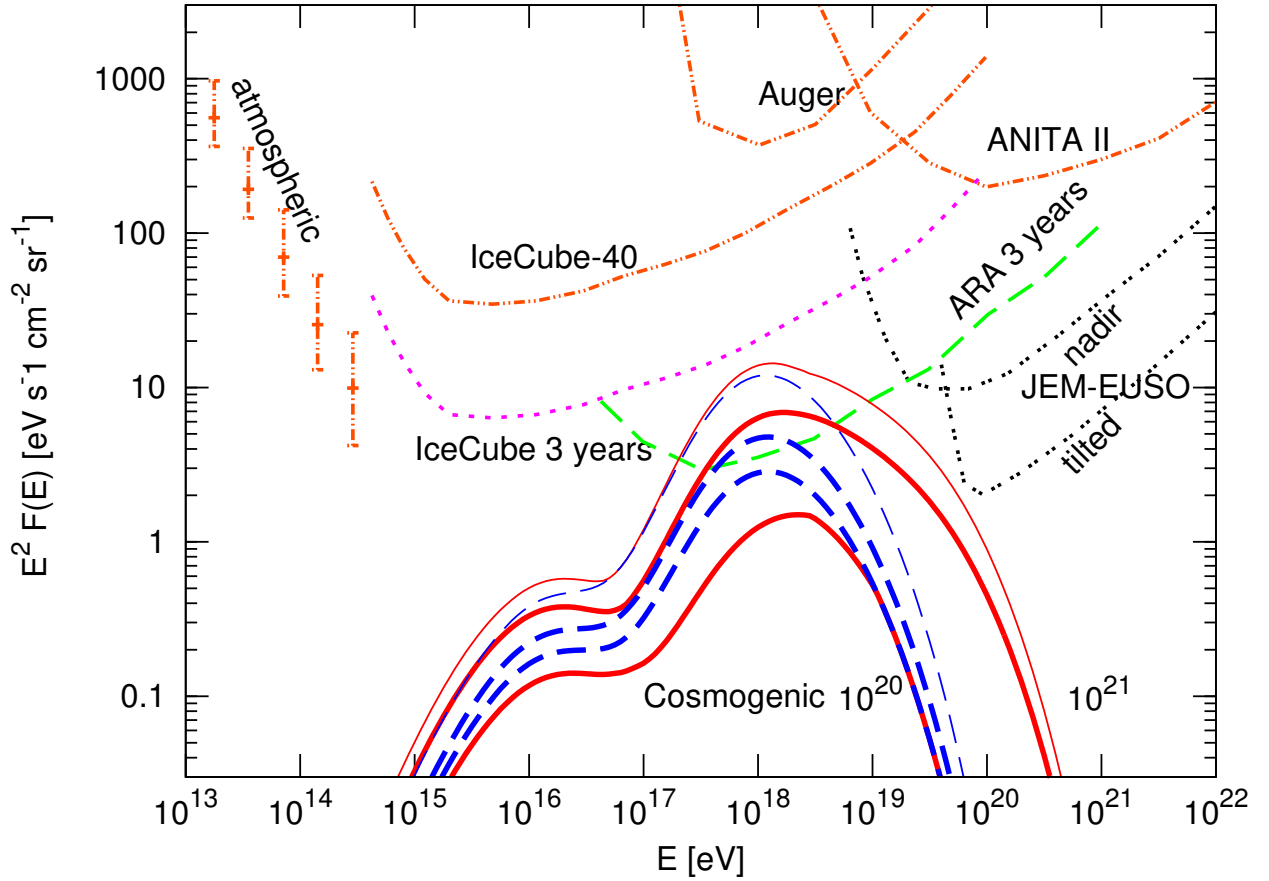


Рис. 2.3: Максимальные и минимальные потоки космогенных нейтрино (усредненные по сортам), предсказываемые в работе [9] в сценариях с протонным первичным составом КЛУВЭ и спектром инъекции A.3, объясняющих наблюдаемый спектр КЛУВЭ при $E = 1 \text{ ЭэВ}$ по данным HiRes, включая модели, фитирующие спектр со сдвижкой по энергии до 30%. Толстые и тонкие линии соответствуют ограничениям, полученным с использованием анализа данных Fermi LAT за 2.5 года [140] и предыдущего ограничения [95] соответственно. Синие кривые построены для моделей с $E_{\text{max}} = 100 \text{ ЭэВ}$, красные для всех значений $100 \text{ ЭэВ} \leq E_{\text{max}} \leq 1000 \text{ ЭэВ}$.

в моделях с сильной эволюцией и жёстким спектром инъекции. Стоит отметить что, во-первых, эти утверждения основаны на использовании упрощённой феноменологической модели источников, во-вторых, систематическая ошибка определения энергии первичных частиц, инициировавших ШАЛ, остаётся значительной, что приводит к неустранимой погрешности измерения спектра, превышающей статистическую, за исключением нескольких последних бинов по энергии, где статистики пока не хватает.

Мы поставим вопрос несколько иначе. Имея в виду неидеальность прямого экспериментального измерения массового состава и энергетического спектра КЛУВЭ, а также крайнюю простоту феноменологической модели (A.1), (A.2), попытаемся ответить на вопрос, не противоречит ли предположение о преимущественно протонном составе первичных КЛУВЭ современным наблюдениям.

Для этого мы откажемся от требования идеального фитирования спектра КЛУВЭ. Вместо этого рассмотрим множество феноменологических моделей вида (A.3), (A.2). Зафиксируем максимальную энергию ускорения на минимальном приемлемом уровне $E_{\max} = 10^{20.5}$ эВ, позволяющем фитировать экспериментальные данные³ и для каждой пары значений m, z_{\max} в физически мотивированном интервале параметров $-1 \leq m \leq 6$, $1 \lesssim z_{\max} \lesssim 5$ подберём p , так чтобы наиболее близко фитировать спектр Telescope Array [30]. Определённая таким образом функция $m(p, z_{\max})$ показана на Рис. 2.4. Она относительно слабо зависит от z_{\max} в рассматриваемом диапазоне параметров. Поток каскадных фотонов в определённых выше моделях будем сравнивать с современными данными по диффузному фону, которые были опубликованы коллаборацией Ферми в 2014 году [116] на основе 50 месяцев наблюдений. По сравнению с предыдущим анализом коллаборации [95], основанным на первом годе наблюдений, в современных данных верхняя граница измеренного диапазона энергий

³ Таким образом мы минимизируем поток продуктов взаимодействия КЛУВЭ. При $E_{\max} \gtrsim 10^{20}$ эВ дальнейшее увеличение параметра E_{\max} слабо влияет на поток каскадного излучения при условии достаточно мягкого спектра генерации протонов E^{-p} , $p > 2$, но может приводить к увеличению потока космогенных нейтрино и фотонов УВЭ

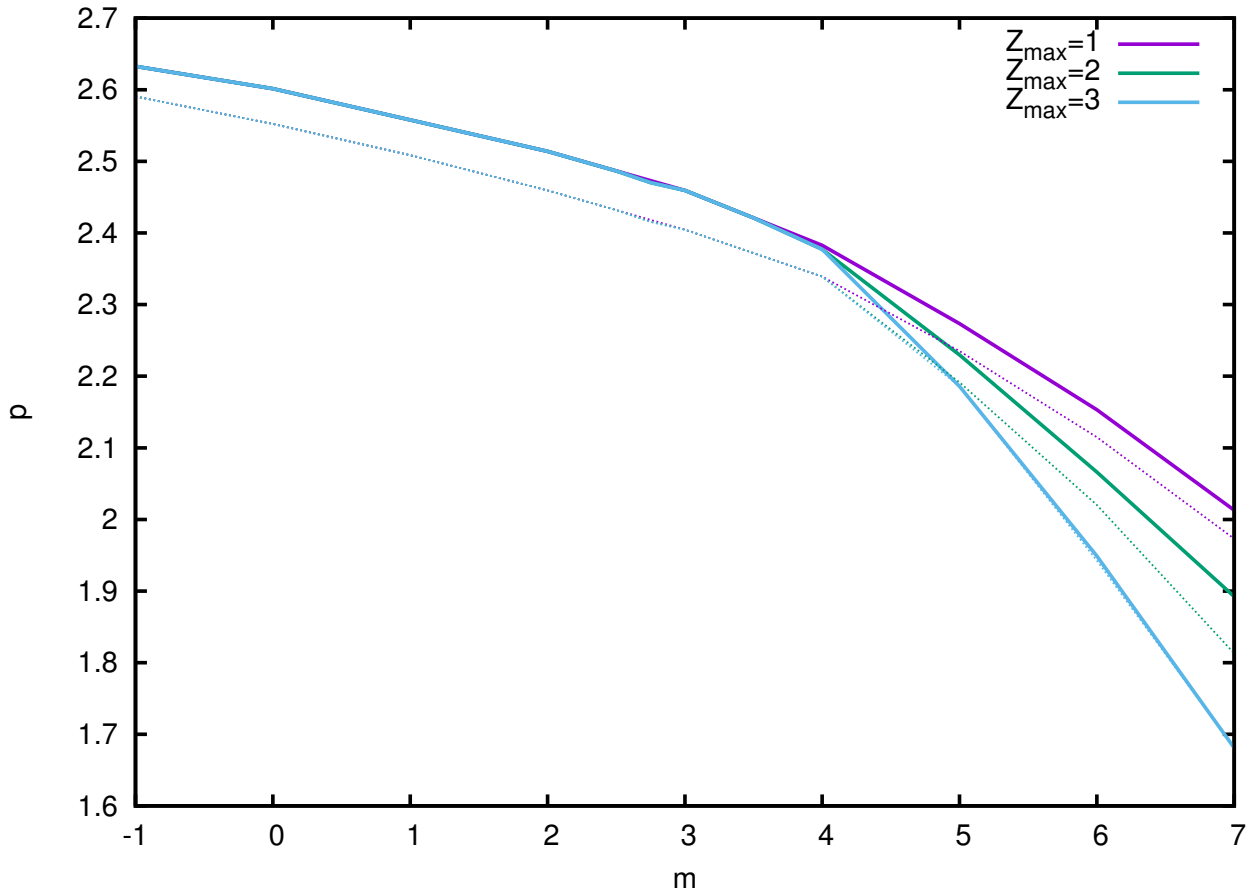


Рис. 2.4: Оптимальное значение степенного индекса спектра генерации p в зависимости от индекса эволюции m полученные для моделей, фитирующих опубликованный энергетический спектр ГА [30] (сплошные линии), а также спектр ГА со сдвигом энергетической шкалы на 20% вниз (пунктирные линии) для трёх значений параметра z_{\max}

стала на порядок выше, дойдя до 820 ГэВ⁴.

Помимо изотропного диффузного фона (ИГФ), коллаборация опубликовала и полный экстрагалактический поток (ЭГФ), который включает вклад от разрешённых внегалактических источников. В нашем анализе мы будем использовать измерения ИГФ, поскольку считаем, что КЛУВЭ дают вклад в основном именно в диффузный поток гамма-излучения. В конце этой секции мы обсудим этот вопрос подробнее.

Отметим, что оценка ИГФ является модельно зависимой, поскольку изотропная часть наблюдаемого потока гамма лучей, содержит в себе также вклад от Млечного Пути, который необходимо оценивать отдельно и вычитать из полного наблюдаемого потока. В работе [116] эта процедура производится с помощью 3 галактических моделей (А, В и С), не противоречащих текущим наблюдениям. В результате систематическая ошибка определения потока ИГФ, связанная с неопределённостью вклада галактики, оказывается порядка 50% при энергии выше нескольких ГэВ. В таблицах 2.1 и 2.2 приведены результаты анализа [16] ряда моделей, примерно фидирующих современный спектр ГА [30]. Величина η_γ равна максимальному (по всем энергетическим бинам ИГФ) отношению потока вторичных фотонов от КЛУВЭ к потоку ИГФ. Последний считается по верхней границе в рамках статистической и инструментальной погрешности, а для иллюстрации эффекта от неопределённости вклада галактики полученное отношение показано отдельно для трёх моделей, используемых коллаборацией Ферми [116]. Об эффекте систематической ошибки в определении ИГФ можно судить по разбросу величин в колонках 4-6. Модели с $\eta_\gamma > 1$ перепроизводят диффузное гамма-излучение. В таких случаях допустимая доля протонов в первичном составе КЛ ограничивается величиной $1/\eta_\gamma$.

В каждой из рассматриваемых моделей также был вычислен сопутствующий

⁴ что примерно соответствует диапазону, рассмотренному в независимом анализе 2.5 лет наблюдений Fermi LAT [140]

p	m	z_{\max}	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [A]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [B]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [C]	\bar{N}_ν
2.6	1	5	1.40 (0.59)	0.94 (0.50)	1.11 (0.57)	0.78
2.6	1	1	1.38 (0.46)	0.93 (0.39)	1.10 (0.44)	0.31
2.5	2	5	1.60 (0.87)	1.07 (0.74)	1.26 (0.84)	2.24
2.5	2	1	1.57 (0.60)	1.05 (0.51)	1.24 (0.58)	0.48
2.4	СЗО	5	1.88 (1.20)	1.26 (1.03)	1.49 (1.16)	2.28
2.3	5	1	2.23 (1.38)	1.49 (1.18)	1.76 (1.33)	1.72
2.2	6	1	2.52 (1.86)	1.69 (1.59)	2.00 (1.79)	2.88
2.2	5	0.7	2.15 (0.83)	1.44 (0.71)	1.70 (0.80)	0.99
2.2	6	0.7	2.31 (0.99)	1.55 (0.85)	1.83 (0.95)	1.19

Таблица 2.1: Максимальные отношения η_γ и $\tilde{\eta}_\gamma$ для ИГФ выведенного в предположении галактического гамма-фона в различных моделях (А, В и С) [116] для нескольких репрезентативных сценариев с протонным первичным составом, объясняющих спектр ТА. Сценарии с $\eta_\gamma > 1$ или $\tilde{\eta}_\gamma > 1$ противоречат данным Fermi LAT [116, 117]. Также приведено математическое ожидание числа событий с энергией выше 10 ПэВ, которые должны наблюдаться в эксперименте IceCube в данном сценарии (использовалась экспозиция IceCube за 7 лет [120]). В сценариях с $\bar{N}_\nu > 2.3$ Пуассоновская вероятность наблюдения 0 событий менее 10%. Все спектры вычислялись в предположении модели МФС [106]. Сокр. СЗО - эволюция, соответствующая скорости звездообразования А.6.

щий поток космогенных нейтрино и рассчитано математическое ожидание \bar{N}_ν числа детектированных событий с энергией выше 10 ПэВ за 7 лет наблюдений в эксперименте IceCube (7 колонка таблиц)⁵. Для этого мы воспользовались недавно опубликованной коллаборацией IceCube суммарной экспозицией эксперимента [120]. Напомним, что до сих пор не было детектировано ни одного нейтрино в указанном интервале энергий. Вероятность этого в моделях, предсказывающих $\bar{N}_\nu > 2.3$ составляет меньше 10%.

Пример вычисления спектра КЛУВЭ а также сопутствующего потока нейтрино и каскадных фотонов показан на графиках Рис. 2.5. Как отмечалось в главе 1, точный спектр фотонов, в интересующей нас области энергий зависит от предполагаемой модели МФС, что является источником дополнительной неопределённости. На графиках показаны результаты двух вычислений, использующих оценку МФС [106], близкую к минимальной и относительно высокий фон [105]. То же относится и к таблицам. Также на графике показаны условные⁶ ограничения на дифференциальный поток нейтрино, представленные ранее в работе [125].

Природа гамма-излучения при энергии выше нескольких сот ГэВ пока не ясна. Однако есть указания на то что значительная часть наблюдаемого потока ИГФ выше 50 ГэВ может объясняться фотонами от неразрешённых точечных источников гамма-излучения. В этом случае истинно изотропный поток будет ещё меньше. В работе [117] приводится оценка общего вклада различных разрешенных и неразрешенных точечных источников гамма-излучения. Согласно этой оценке вклад точечных источников (в основном блазаров) в интегральный поток гамма лучей выше 50 ГэВ составляет не меньше 72% полного потока ЭГФ, что приводит к следующему ограничению на поток каскадный фотонов

⁵ рассмотренные нами модели в большей степени ограничиваются лимитами IceCube, чем РАО

⁶ любые ограничения на дифференциальный поток нейтрино являются модельно-зависимыми, поскольку число предсказываемых событий при фиксированной экспозиции зависит от наклона спектра и размера бинов по энергии

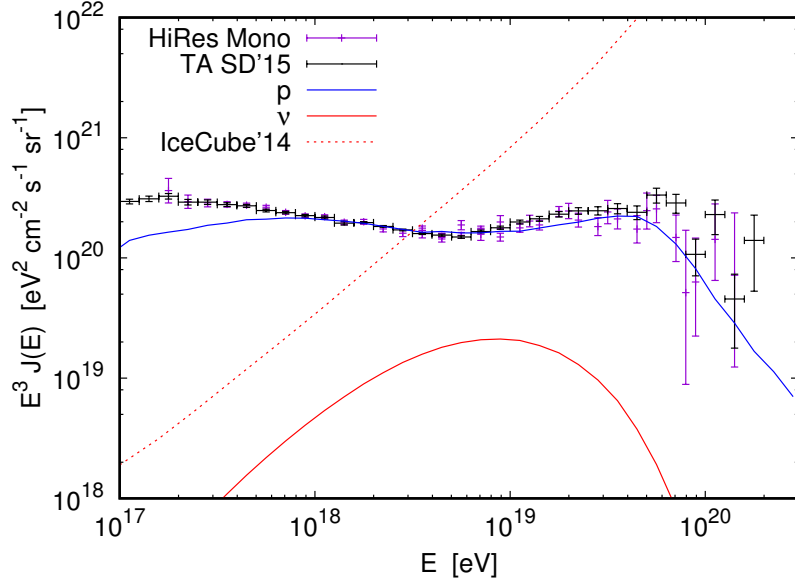
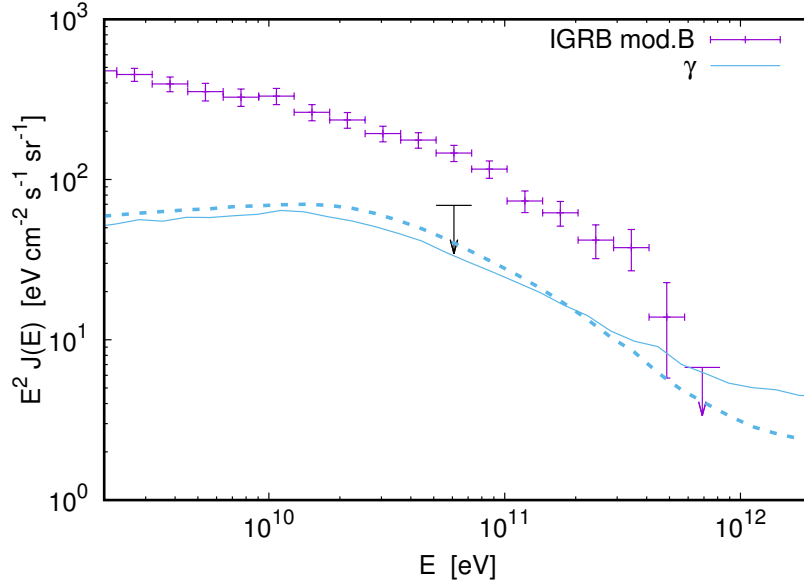
(a) КЛУВЭ и вторичные ν (b) secondary γ

Рис. 2.5: Энергетический спектр протонов и нейтрино (левая панель) и каскадных фотонов (правая панель) от источников, испускающих протоны со степенным спектром (A.1), $p = 2.6$, $m = 1$ и $z_{\max} = 5$, нормированный на данные ТА [30]. Также на левой панели показано ограничение на дифференциальный поток нейтрино [125], а на правой панели показаны оценка ИГФ [116] (галактическая модель В) и чёрной стрелкой ограничение (2.3). Поток фотонов, вычисленный в модели МФС [106] (сплошная линия) отличается от вычисленного в модели [105] (пунктирная линия). Потоки нейтрино и протонов, вычисленные в разных моделях МФС практически не различимы.

γ_g	m	z_{\max}	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [A]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [B]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [C]	\bar{N}_ν
2.6	1	5	0.92 (0.66)	0.61 (0.57)	0.73 (0.64)	0.78
2.6	1	1	0.90 (0.48)	0.60 (0.41)	0.71 (0.47)	0.31
2.5	2	5	1.02 (1.03)	0.68 (0.89)	0.81 (1.00)	2.24
2.5	2	1	0.99 (0.63)	0.66 (0.54)	0.79 (0.61)	0.48
2.4	СЗО	5	1.16 (1.34)	0.78 (1.15)	0.92 (1.30)	2.28
2.3	5	1	1.29 (1.47)	0.87 (1.26)	1.02 (1.42)	1.72
2.2	6	1	1.42 (2.00)	0.95 (1.71)	1.17 (1.93)	2.88
2.2	5	0.7	1.30 (0.87)	0.87 (0.75)	1.03 (0.84)	0.99
2.2	6	0.7	1.35 (1.04)	0.91 (0.89)	1.07 (1.01)	1.19

Таблица 2.2: То же, что в Таблице 2.1 в вычислениях, предполагающих модель МФС [105]

от КЛУВЭ

$$\tilde{\eta}_\gamma \equiv \frac{\int_{50 \text{ ГэВ}}^{\infty} \Phi_\gamma^{\text{cas}}(E) dE}{0.28 \int_{50 \text{ ГэВ}}^{\infty} \Phi_{\text{EGB}}(E) dE} \leq 1. \quad (2.3)$$

Величина $\tilde{\eta}_\gamma$ приведена в таблицах 2.1 и 2.2 в скобках рядом с η_γ . На Рис. 2.5 ограничение (2.3) показано чёрной стрелкой.

Таблицы 2.1 и 2.2 и Рис. 2.5 ясно показывают что измерения ИГФ очень серьёзно ограничивают модели происхождения КЛУВЭ, предполагающие преимущественно протонный первичный состав. В случае МФС [106] лишь модели с мягким спектром, $p \gtrsim 2.6$, и слабой эволюцией $m \leq 1$ не перепроизводят диффузное гамма-излучение. Противоречие удаётся ослабить, предположив минимальный вклад галактики в диффузный фон (модель В). Большинство представленных в таблицах сценариев, пока не противоречат наблюдениям IceCube. Исключение составляют модели с экстремальной эволюцией $m \geq 5$ либо достаточно высоким z_{\max} . В сценариях с МФС [105] (Таблица 2.2) выживает чуть большее количество моделей, но, к примеру модели с плотностью, пропорциональной скорости звездообразования А.6 также оказываются исключёнными

γ_g	m	z_{\max}	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [A]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [B]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [C]	\bar{N}_ν
2.6	0	5	0.80 (0.26)	0.53 (0.23)	0.63 (0.26)	0.26
2.6	0	1	0.79 (0.23)	0.53 (0.20)	0.63 (0.22)	0.15
2.5	2	5	1.00 (0.54)	0.67 (0.46)	0.79 (0.52)	1.40
2.5	2	1	0.98 (0.37)	0.66 (0.32)	0.78 (0.36)	0.30
2.4	СЗО	5	1.18 (0.76)	0.79 (0.65)	0.94 (0.73)	1.43
2.4	3	5	1.16 (0.87)	0.77 (0.75)	0.92 (0.84)	5.00
2.3	4	1	1.29 (0.67)	0.86 (0.57)	1.02 (0.64)	0.81
2.2	5	1	1.47 (0.90)	0.98 (0.77)	1.16 (0.87)	1.34
2.2	5	0.7	1.38 (0.53)	0.92 (0.46)	1.09 (0.51)	0.64
2.2	6	0.7	1.46 (0.62)	0.98 (0.53)	1.15 (0.60)	0.75

Таблица 2.3: То же, что в таблице 2.2, но для сценариев фитирующих спектр ТА со сдвижкой шкалы энергии на 20% вниз.

формальным критерием $\tilde{\eta}_\gamma, \eta_\gamma \leq 1$. Спектр протонов и каскадных фотонов в этой модели показан на Рис. 2.6. Мы видим, что сильнее всего поток фотонов оказывается ограничен последним бином в спектре ИГФ, а также условием (2.3).

Ограничения, которые мы до сих обсуждали относились к моделям, примерно объясняющим опубликованный коллаборацией Telescope Array [30] энергетический спектр КЛУВЭ. Вспомним однако, что во всех существующих экспериментах, наблюдающих КЛУВЭ, существует значительная неустранимая погрешность определения энергии. Для ТА она составляет около 20%. Сдвиг энергетической шкалы в область меньших энергий естественным образом уменьшает поток вторичных частиц, так как при этом падает количество надпороговых КЛ, способных взаимодействовать с реликтовыми фотонами рождая электрон-позитронные пары или пионы.

В таблицах 2.1 и 2.2 проанализированы сценарии объясняющие модифи-

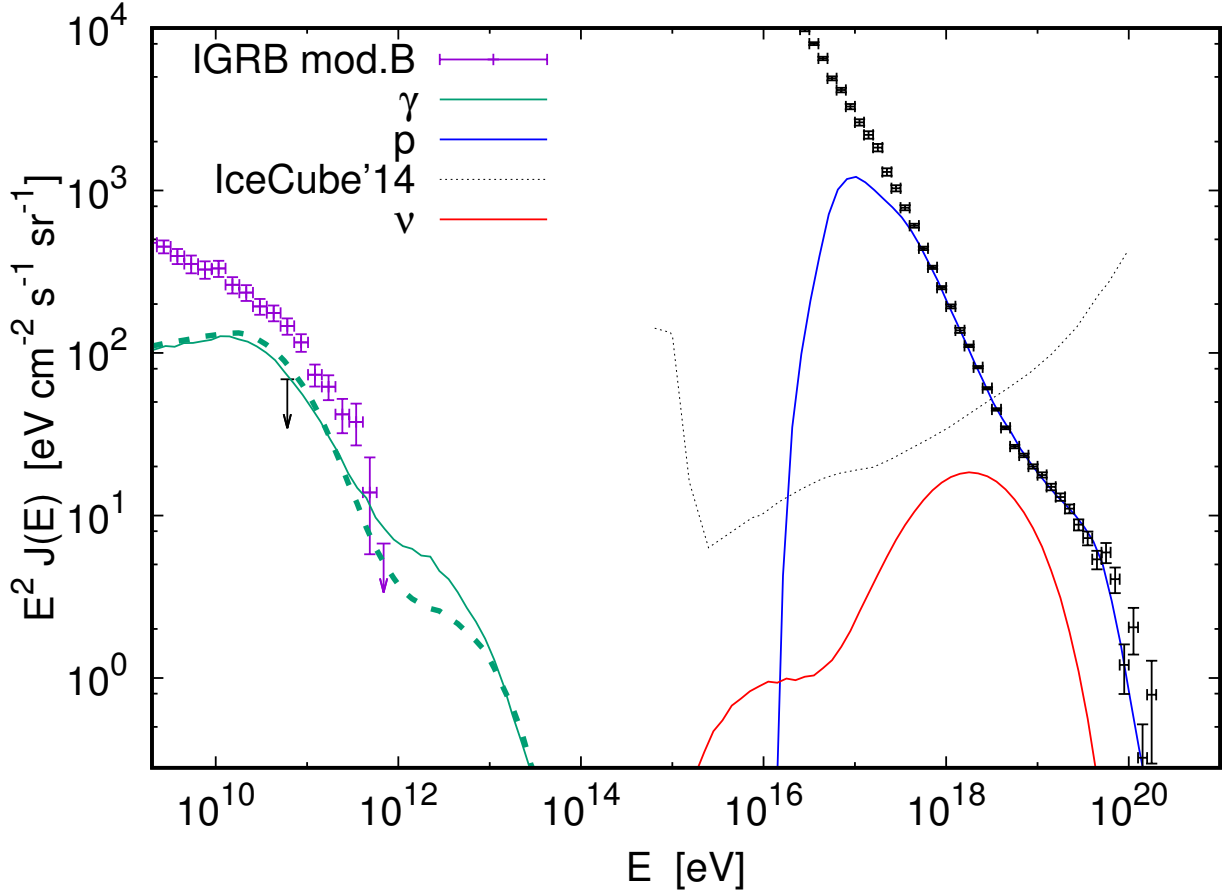


Рис. 2.6: Энергетический спектр протонов каскадных фотонов и нейтрино от источников, испускающих протоны со степенным спектром (A.1), $p = 2.4$ и эволюцией, пропорциональной скорости звездообразования A.6, нормированный на данные ТА [30]. Также показано ограничение на дифференциальный поток нейтрино [125], спектр ИГФ [116] в галактической модели В и чёрной стрелкой ограничение (2.3). Поток фотонов, вычисленный в модели МФС [106] (сплошная линия) отличается от вычисленного в модели [105] (пунктирная линия). Потоки нейтрино и протонов, вычисленные в разных моделях МФС практически не различимы.

γ_g	m	z_{\max}	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [A]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [B]	η_γ ($\tilde{\eta}_\gamma$) [C]	\bar{N}_ν
2.6	0	5	0.53 (0.29)	0.36 (0.25)	0.42 (0.28)	0.26
2.6	0	1	0.53 (0.24)	0.35 (0.20)	0.42 (0.23)	0.15
2.5	2	5	0.64 (0.65)	0.43 (0.56)	0.51 (0.63)	1.40
2.5	2	1	0.62 (0.39)	0.42 (0.34)	0.49 (0.38)	0.30
2.4	C3O	5	0.73 (0.84)	0.49 (0.72)	0.58 (0.82)	1.43
2.4	3	5	1.27 (1.13)	0.87 (0.97)	1.12 (1.09)	5.00
2.3	4	1	0.77 (0.71)	0.52 (0.61)	0.61 (0.68)	0.81
2.2	5	1	0.86 (0.96)	0.57 (0.82)	0.68 (0.93)	1.34
2.2	5	0.7	0.83 (0.56)	0.56 (0.48)	0.66 (0.54)	0.64
2.2	6	0.7	0.85 (0.66)	0.57 (0.56)	0.67 (0.63)	0.75

Таблица 2.4: То же, что в Табл. 2.3, но вычисленное для модели МФС [105]

цированный спектр ГА со сдвигом шкалы энергий на 20% вниз. Очевидно, что в этом случае количество непротиворечивых моделей увеличивается. В частности формально неисключённым остаётся сценарий с плотностью, пропорциональной скорости звездообразования A.6, показанный на Рис. 2.7. Однако среднее число нейтринных событий \bar{N}_ν в этой модели оказывается довольно высоким.

Любопытный пример представляет модель $p = 2.4$, $m = 3$, $z_{\max} = 5$, которая формально не противоречит данным Ферми, но исключена наблюдениями IceCube с уровнем достоверности более 99%. Это связано с тем, что очень далёкие источники $z > 1$ дают сравнительно небольшой вклад в поток диффузного гамма-излучения в последнем бине ИГФ.

На графике Рис. 2.8 (пунктирная линия) показано распределение красного смещения источников дающих вклад в последний энергетический бин ИГФ, полученная в симуляциях методом Монте Карло для случая постоянной плотности источников в сопутствующем объёме $m = 0$. Видно, что вклад больших

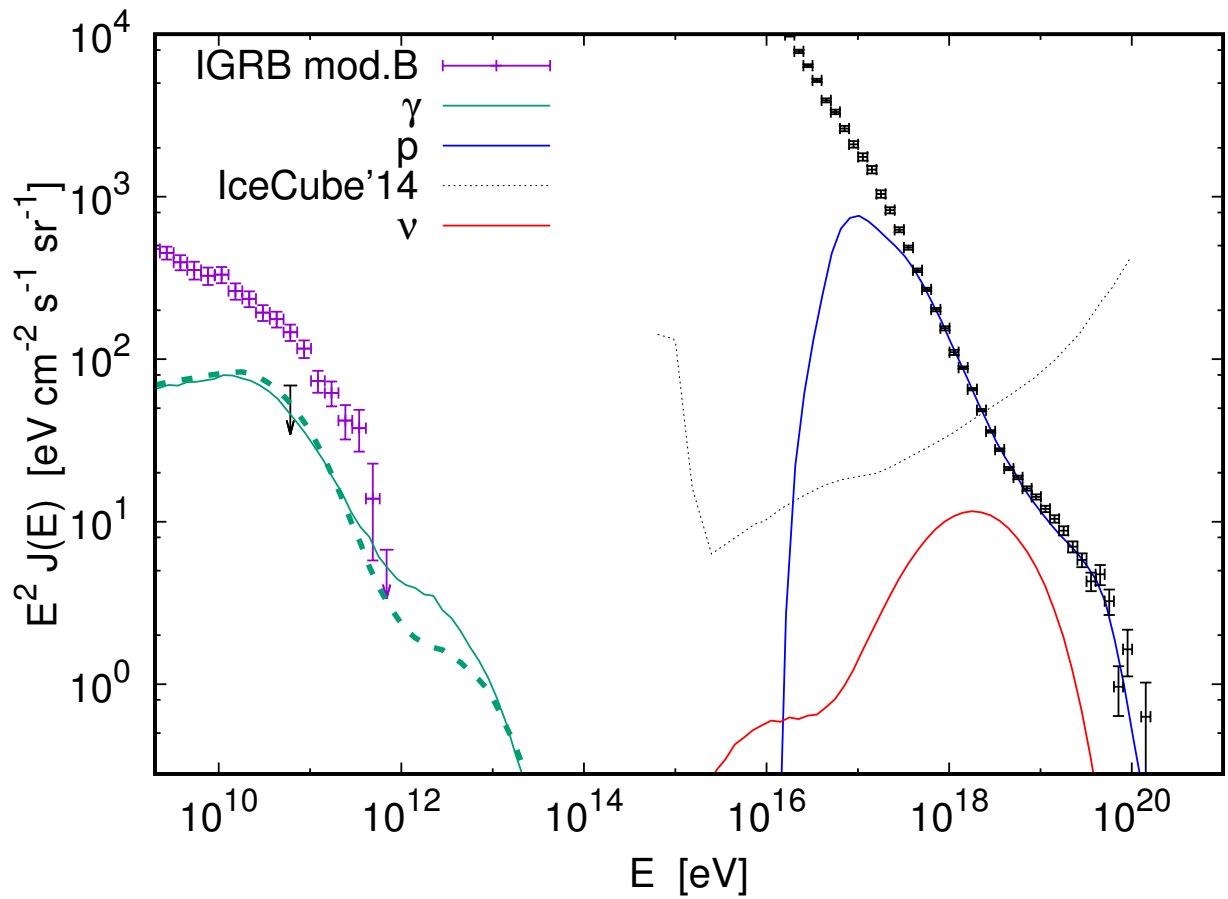


Рис. 2.7: То же, что и на Рис. 2.6, но для спектра КЛУВЭ, нормированного на данные ТА со сдвигом шкалы энергий на 20% вниз.

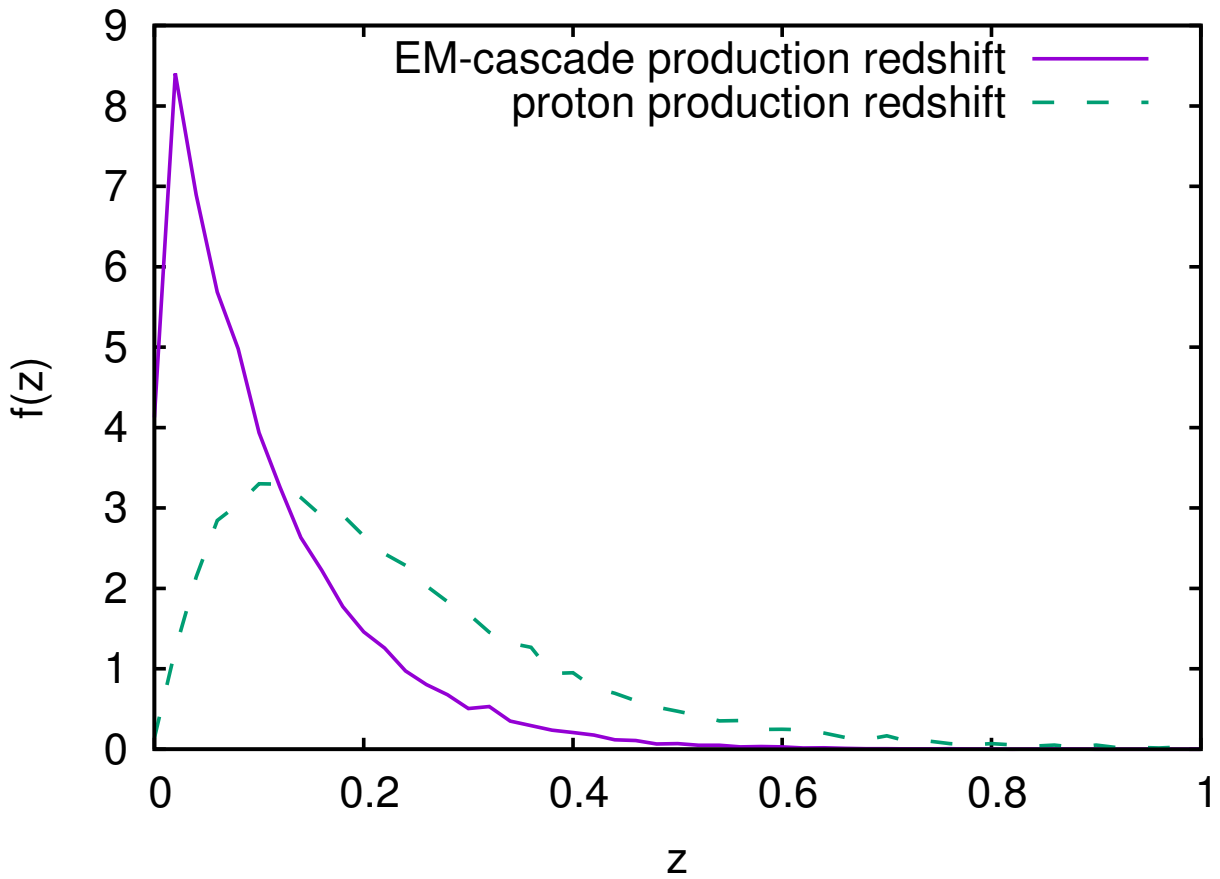


Рис. 2.8: Распределение красного смещения источников протонов (штриховая линия) и точек рождения ЭК протонами для каскадов, дающих вклад в последний энергетический бин данных Fermi LAT по ИГФ в сценарии, изображённом на Рис. 1.9.

z невелик, а основной поток набирается от источников при $z \lesssim 0.4$. В сценариях с $m > 0$ фактор $(1 + z)^m$ несколько смещает указанное распределение в сторону бóльших красных смещений, но не слишком, так что общая картина остаётся примерно такой же. Также на графике 2.8 показано распределение возраста ЭК (сплошная линия), дающих вклад в последний бин ИГФ в той же модели. Это распределение сильно смещено в сторону малых красных смещений. Большая часть каскадов инициируется при $z \lesssim 0.2$. Это связано с тем, что каскады инициированные раньше успевают полностью развиться на РИ и МФС, выделив всю свою энергию в форме подпороговых фотонов с энергией нескольких сот ГэВ.

Вернёмся теперь к вопросу о том, какое из измерений ИГФ или ЭГФ имеет отношение к каскадному излучению от взаимодействия КЛУВЭ в межгалактическом пространстве. На первый взгляд, чтобы на него ответить необходимо знать величину и конфигурацию межгалактических магнитных полей, которые на сегодняшний день мало изучены (см. обзор [70]). Действительно, если предположить, что межгалактическое магнитное поле достаточно слабо, так что вне галактики КЛУВЭ и электромагнитные каскады распространяются примерно прямолинейно, то каскадные фотоны дадут вклад как в ИГФ так и в видимый поток от разрешённых точечных источников. Поскольку поток каскадного излучения от КЛУВЭ сильнее всего ограничивается последним энергетическим бином $580\text{ГэВ} \leq E_\gamma \leq 820\text{ГэВ}$ в измерениях ИГФ Fermi LAT, достаточно, чтобы фотоны ЭК при энергии около 0.5 ТэВ указывали на источник. Однако при детальном рассмотрении оказывается что существенная разница (примерно в 4 раза) между полным и изотропным потоками гамма лучей в последнем бине измерений Fermi LAT объясняется всего шестью разрешёнными источниками⁷ с галактической широтой $|b| > 20^\circ$ и красным смещением $z \leq 0.212$ из каталога Fermi LAT 2FHL [145]. Выше мы показали, что в последний бин ИГФ в основном дают вклад источники КЛУВЭ, находящиеся

⁷ из шести источников, пять - Лацертиды и один источник неизвестного типа

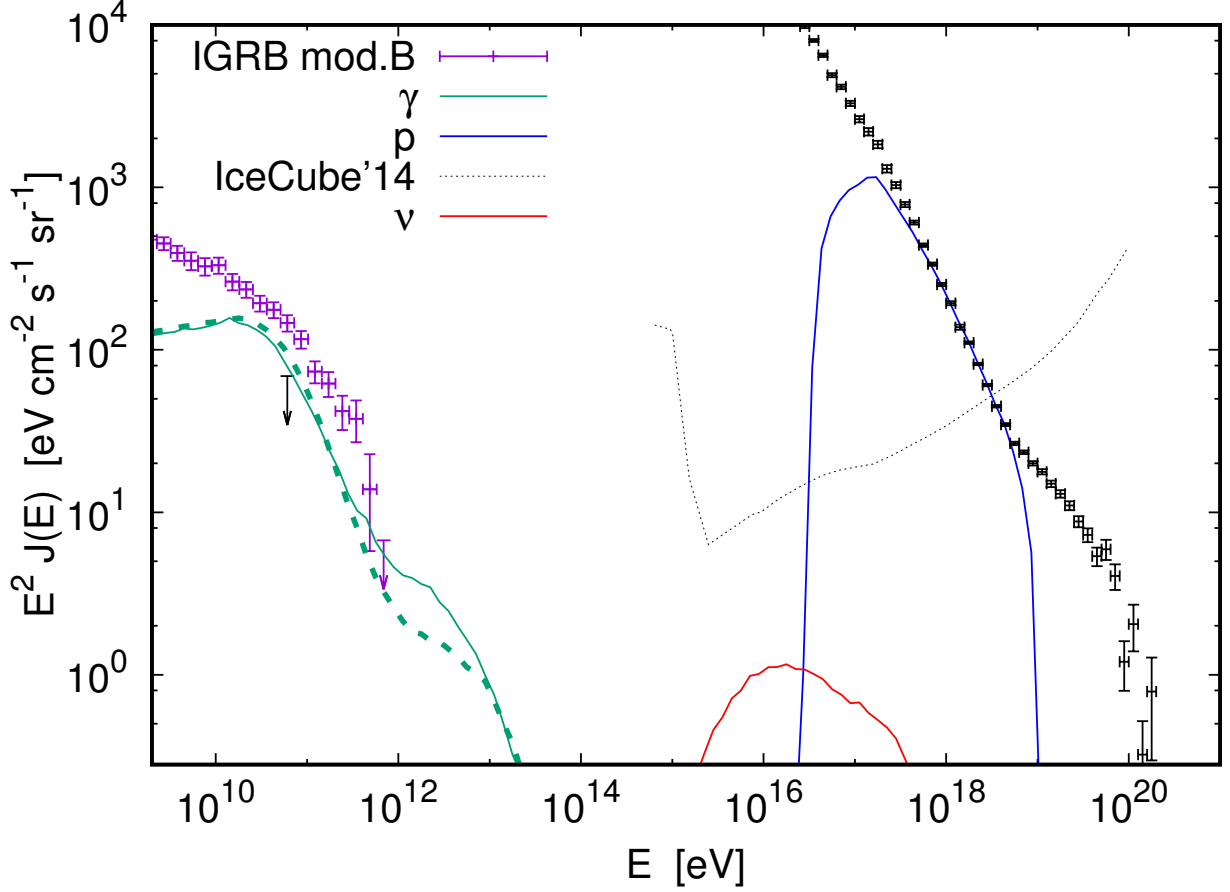


Рис. 2.9: Энергетический спектр протонов, каскадных фотонов и нейтрино от источников, испускающих протоны со степенным спектром (A.3) с $E_{\max} = 10$ ЭэВ, $p = 2.1$, $m = 3.9$, $z_{\max} = 2$, нормированный на данные ТА [30]. Также показано ограничение на дифференциальный поток нейтрино [125], спектр ИГФ [116] в галактической модели В и чёрной стрелкой ограничение (2.3). Поток фотонов, вычисленный в модели МФС [106] (сплошная линия) отличается от вычисленного в модели [105] (пунктирная линия). Потоки нейтрино и протонов, вычисленные в разных моделях МФС практически не различимы.

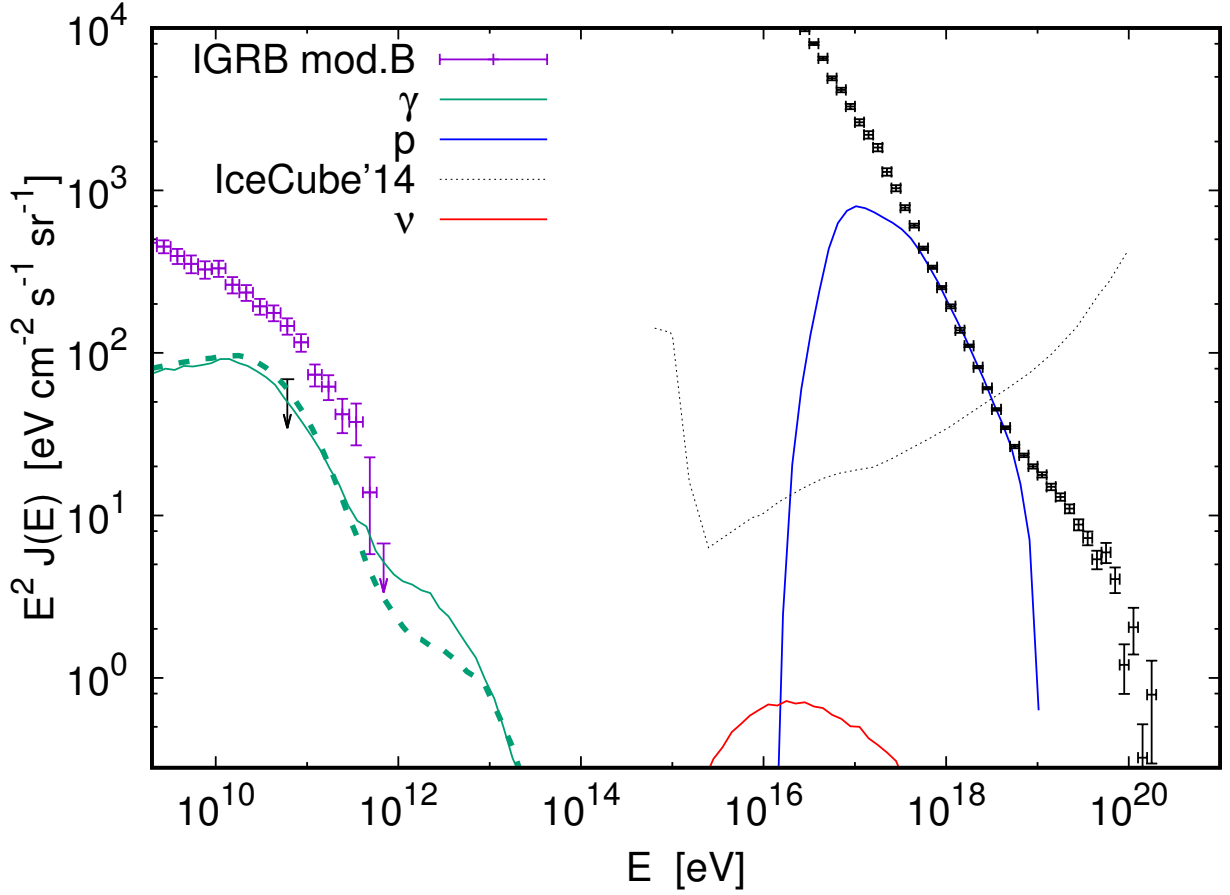


Рис. 2.10: Энергетический спектр протонов, каскадных фотонов и нейтрино от источников, испускающих протоны со степенным спектром (A.3) с $E_{\max} = 10$ ЭэВ, $p = 2.19$ и эволюцией пропорциональной скорости звездообразования A.6, нормированный на данные ГА [30]. Также показано ограничение на дифференциальный поток нейтрино [125], спектр ИГФ [116] в галактической модели В и чёрной стрелкой ограничение (2.3). Поток фотонов, вычисленный в модели МФС [106] (сплошная линия) отличается от вычисленного в модели [105] (пунктирная линия). Потоки нейтрино и протонов, вычисленные в разных моделях МФС практически не различимы.

при красном смещении $z \lesssim 0.4$ (см. Рис. 2.8). Мы знаем, что таких источников очень много. Учитывая ограничение снизу на концентрацию источников КЛУВЭ $n > 10^{-4} \text{ Мпк}^{-3}$ [44, 45], следующие из ненаблюдения кластеризации направлений прихода КЛУВЭ на малых углах, мы получаем цифру примерно 10^6 источников при $z < 0.4$. Таким образом, вклад разрешённых источников в общий поток КЛУВЭ пренебрежимо мал, а суммарное каскадное излучение от источников КЛУВЭ даёт вклад в основном в ИГФ. Отметим в то же время, что вклад неразрешённых источников в ИГФ, полученный в работе [117], строго говоря, может содержать составляющую связанную с КЛУВЭ, поэтому условие (2.3) требует дополнительного обоснования.

2.2.1. Протоны 1-4 ЭэВ

В этой секции мы отдельно рассмотрим вторичный сигнал от распространения протонов с энергиями от 1 до 4 ЭэВ. В отличие от измерений на более высоких энергиях, РАО и ТА сходятся в оценке массового состава КЛУВЭ в этом диапазоне энергий, указывая на лёгкие ядра.

Для оценки вторичного сигнала рассмотрим феноменологические модели (A.3) с протонным первичным составом, фитирующие экспериментальный энергетический спектр в ограниченном интервале (1 – 4) ЭэВ и не превышающие измеренный поток КЛУВЭ вне указанного диапазона. Параметр E_{max} для этого зафиксируем на уровне 10 ЕэВ, так чтобы удовлетворительно фитировать спектр при минимально возможном вторичном сигнале от взаимодействия КЛ.

Примеры таких моделей приведены на Рис. 2.9, 2.10 и 2.11. Сравнивая полученные спектры с приведёнными в предыдущей секции мы видим, что хотя в целом сценарии с первичным протонным составом, объясняющие спектр КЛУВЭ в интервале (1 – 4) ЭэВ в меньшей степени ограничены измерениями ИГФ, часть моделей все же противоречит наблюдениям Fermi LAT. В частности это относится к модели с довольно жёстким спектром инжекции $p = 2.1$ и плот-

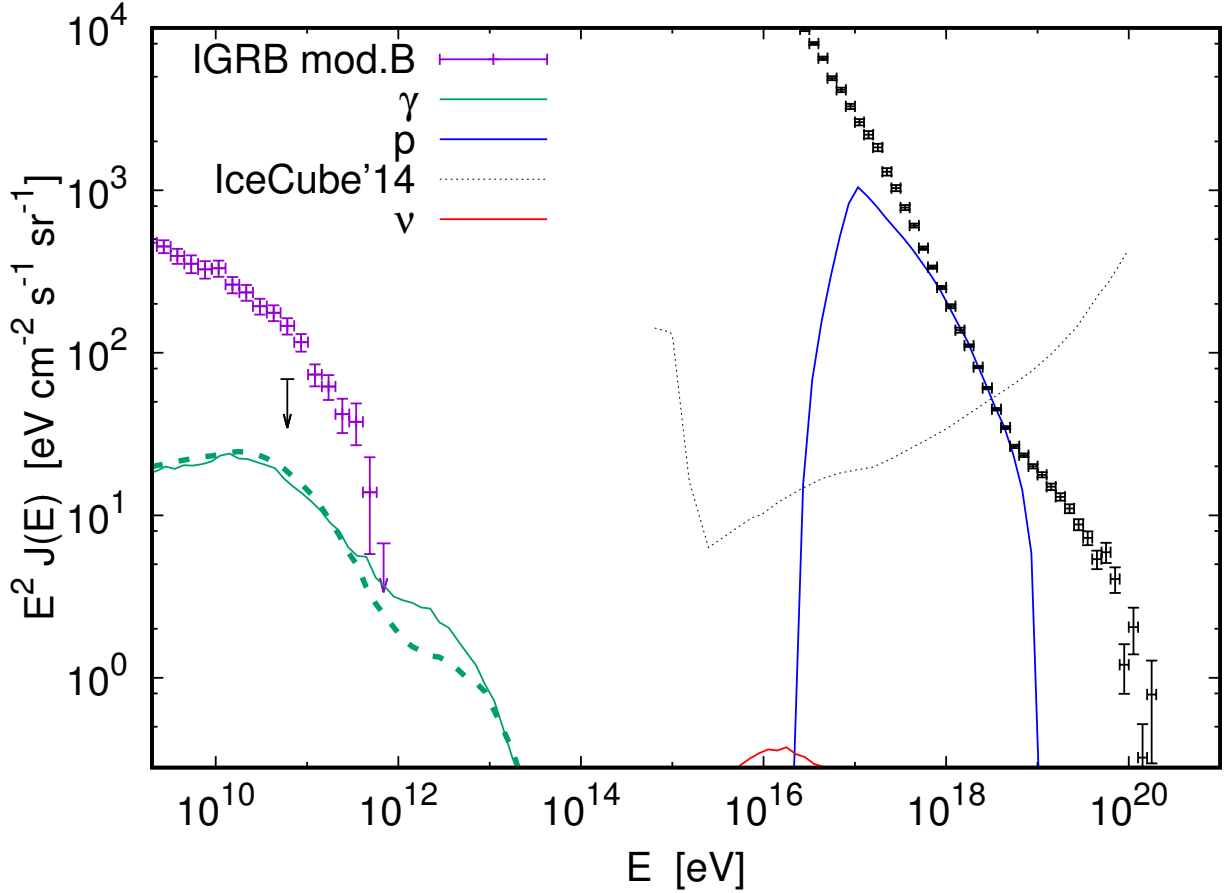


Рис. 2.11: Энергетический спектр протонов, каскадных фотонов и нейтрино от источников, испускающих протоны со степенным спектром (A.3) с $E_{\max} = 10$ ЭэВ, $p = 2.6$, $m = 0$ и $z_{\max} = 3$, нормированный на данные ТА [30]. Также показано ограничение на дифференциальный поток нейтрино [125], спектр ИГФ [116] в галактической модели В и чёрной стрелкой ограничение (2.3). Поток фотонов, вычисленный в модели МФС [106] (сплошная линия) отличается от вычисленного в модели [105] (пунктирная линия). Потоки нейтрино и протонов, вычисленные в разных моделях МФС практически не различимы.

ностью источников, пропорциональной скорости звездообразования, которая оказывается несовместимой с ограничением (2.3).

2.3. Фотоны ультравысоких энергий

Фотоны и электроны УВЭ как и нейтрино производятся при распаде пионов, образующихся в процессе ГЗК (5). В единичном акте взаимодействия (2.1) нуклон теряет в среднем около 20% энергии, которая распределяется примерно поровну между продуктами распада π -мезонов. При этом фотоны могут образовываться либо напрямую в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, либо как продукты взаимодействия электронов УВЭ с реликтовым или радиоизлучением в межгалактическом пространстве. ЭК также подпитываются процессом рождения пар (2.2) на фотонном фоне, однако электроны, произведённые в этом процессе имеют характерную энергию на 3-4 порядка ниже энергии ядер и поэтому редко попадают в диапазон УВЭ.

В отличие от нейтрино, фотоны и электроны УВЭ имеют довольно короткую длину свободного пробега (от нескольких до десятков мегапарсек). Это приводит к тому, что поток фотонов УВЭ не зависит от космологической эволюции источников. В то же время, малость длинны свободного пробега является причиной крайней чувствительности спектра фотонов к локальной конфигурации источников.

Отметим также, что длина поглощения фотонов растёт с увеличением энергии и может превысить длину поглощения протонов при $E \gtrsim 100 \text{ ЭВ}$. При энергиях электронов и фотонов выше нескольких ЭВ существенную роль на развитие ЭК начинает оказывать межгалактическое радиоизлучение и возможно магнитное поле. В настоящий момент спектр радиоизлучения в межгалактическом пространстве недостаточно изучен. Ниже мы используем оценку, полученную в орбитальном эксперименте RAЕ [146] (назовём её условно минимальной), а также верхнюю и нижнюю теоретические оценки [147] интенсив-

ности радиоизлучения вплоть до кГц, основанные на наблюдаемой функции светимости и спектре радиоизлучения нормальных и радио галактик (назовём их соответственно максимальной и промежуточной). Максимальная интенсивность полученная в [147] превышает минимальную оценку [146] примерно в два раза.

При достаточно высоких энергиях, в поглощении фотонов начинает доминировать процесс более высокого порядка с рождением двух пар (1.39). Как было показано в работе [6], указанный процесс может играть существенную роль, лишь при энергиях фотонов выше 1000 ЭэВ. Для электронов при энергиях $E_e \gtrsim 10$ ЭэВ доминирующим механизмом потери энергии может стать синхротронное излучение в межгалактическом поле, если его величина $B \simeq 10^{-9}$ Гс а также процесс рождения пар (1.40). Указанные процессы были учтены в численных расчётах.

В 1990 году в работе [148] было высказано предположение, что если радиодфон и межгалактические магнитные поля достаточно низки ($B < 3 \times 10^{-11}$ Гс), то при энергиях выше порога фотоны ГЗК могут доминировать в составе КЛ⁸. Влияние межгалактического магнитного поля на развития ЭК при УВЭ изучалось в работе [149]. Но первое наиболее развёрнутое исследование свойств ЭК при УВЭ и оценка диапазона ожидаемых потоков фотонов от взаимодействий КЛУВЭ а также в сценариях *Top-Down* (см. ниже) было проведено в работе автора [1]. Приведём основные результаты работы, касающиеся ГЗК-фотонов.

На Рис. 2.12, 2.13 и 2.14 проиллюстрирована зависимость потока фотонов ГЗК от исходного спектра протонов и от локального распределения источников в простой феноменологической модели (A.1). Жёсткий спектр инжекции и высокая начальная энергия протонов ожидаемо увеличивают поток фотонов ГЗК, в экстремальных случаях он может превышать поток протонов при $E \gtrsim 100$ ЭэВ. Из графиков также можно заключить, что поток ГЗК фотонов в разных моделях может отличаться на порядки. Причём это относится не толь-

⁸ наблюдения не подтвердили эту гипотезу

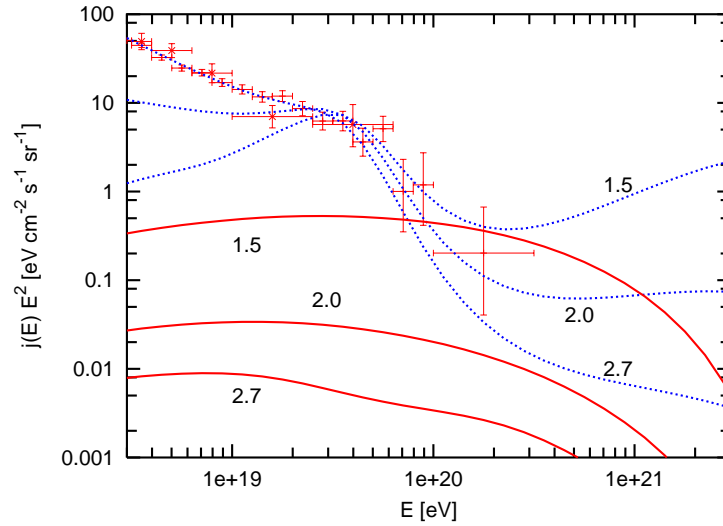


Рис. 2.12: Поток протонов УВЭ (синие кривые), нормированный на спектр HiRes при энергии 3×10^{19} эВ и поток фотонов ГЗК (красные кривые) для трёх значений степенного индекса $p = 1.5, 2$ и 2.7 в феноменологической модели источника (A.1)

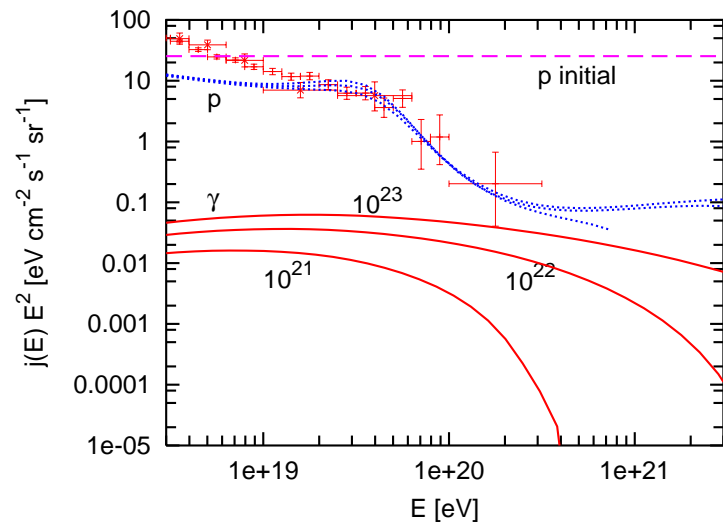


Рис. 2.13: Поток протонов УВЭ (пунктирные линии), нормированный на спектр HiRes при энергии 3×10^{19} эВ и поток фотонов ГЗК (сплошные кривые) для трёх значений максимальной энергии протонов: $E_{\max} = 10^{23}$ эВ, 10^{22} эВ и 10^{21} эВ. Начальный спектр протонов $\sim 1/E^2$

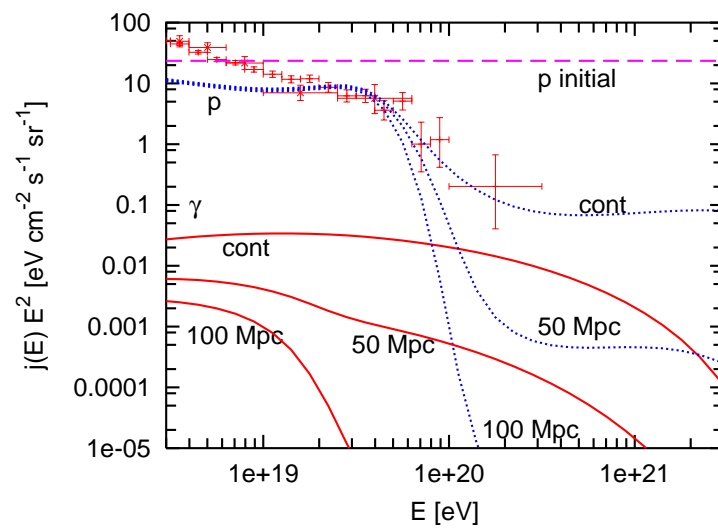


Рис. 2.14: Поток протонов УВЭ (пунктирные линии) , нормированный на спектр HiRes при энергии 4×10^{19} эВ и поток фотонов ГЗК (сплошные кривые) для трёх значений минимального расстояния до источников: 0, 50 и 100 Мпк. Начальный спектр протонов $\sim 1/E^2$

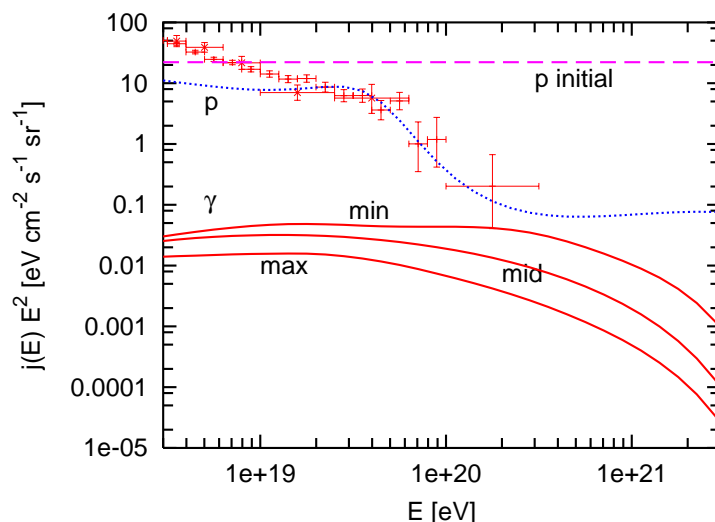


Рис. 2.15: Поток протонов УВЭ (пунктирные линии) , нормированный на спектр HiRes при энергии 4×10^{19} эВ и поток ГЗК фотонов (сплошные кривые) для трёх оценок межгалактического радио излучения (см. текст). Начальный спектр протонов $\sim 1/E^2$.

ко к зависимости от спектра инжекции, но и от характерного расстояния до ближайших источников (в модели (A.1) это расстояние вводится с помощью параметра z_{\min}). Отметим, что модели, предсказывающие самый высокий поток на Рис. 2.12- 2.14 в настоящий момент противоречат экспериментальным ограничениям на долю фотонов в КЛУВЭ.

На Рис. 2.15 и 2.16 проиллюстрирована зависимость потока фотонов ГЗК от предполагаемой интенсивности радиоизлучения и силы межгалактических магнитных полей. Неопределённость в уровне радиопфона может приводить к ошибке в предсказании потока фотонов УВЭ примерно в 3-10 раз, причём неопределённость предсказаний растёт с увеличением энергии частиц.

Лишь достаточно высокое магнитное поле $B \gtrsim 10^{-10}$ Гс может приводить к существенному подавлению потока фотонов. Причём подавление сильнее выражено при энергиях фотонов ниже 10^9 эВ. Это связано с тем, что в данном случае поток фотонов подавляется не напрямую, а посредством энергопотерь

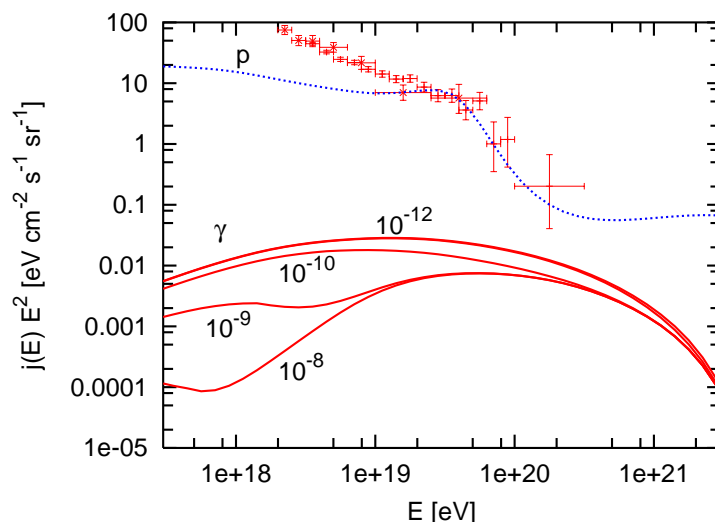


Рис. 2.16: Поток протонов УВЭ (пунктирные линии) , нормированный на спектр HiRes при энергии 3×10^{19} эВ и поток ГЗК фотонов (сплошные кривые) для четырёх значений среднего МГМП, 10^{-12} Гс, 10^{-10} Гс 10^{-9} Гс and 10^{-8} Гс. Начальный спектр протонов $\sim 1/E^2$.

электронов на синхротрон. Отметим, что по современным оценкам средняя величина МГМП не превышает 10^{-9} Гс [71].

В работе автора [5] впервые было проведено сравнение диапазона возможных потоков фотонов ГЗК в моделях, объясняющих спектр HiRes [141] или AGASA [150] в области высоких энергий $E \geq 40$ ЭэВ, с источниками, испускающими составные ядра, и в сценариях с чисто протонным составом. При этом консервативно предполагалось, что поток КЛУВЭ при меньших энергиях может содержать дополнительную компоненту галактического происхождения. Поэтому на предсказываемый при $E < 40$ ЭэВ поток КЛУВЭ накладывалось только требование непревышения экспериментального спектра HiRes (AGASA) в указанном диапазоне. Также в отличие от предыдущей работы, в [5] мы ограничились рассмотрением моделей с более реалистичной максимальной энергией $E_{\max} \leq Z \times 10^3$ ЭэВ, где Z - электрический заряд ядра в единицах заряда протона. Полученные для протонов и ядер железа диапазоны потоков проил-

люстрированы на Рис. 2.17. В случае составных ядер основным механизмом производства фотонов УВЭ также оказывается фоторождение пионов. Последнее может происходить на нуклонах в составе ядра, но чаще на свободных нуклонах, образовавшихся после сравнительно быстрой фотодезинтеграции ядер. Для этого необходимо чтобы энергия в пересчёте на нуклон превышала порог ГЗК (6). Поскольку для составных ядер порог реакции выше, поток вторичных фотонов оказывается существенно ниже. В случае источников, испускающих протоны или нейтроны доля фотонов в спектре КЛУВЭ может составлять до нескольких процентов. Максимальный поток фотонов ГЗК от ядер в 2-3 раза ниже, а минимальный может быть ниже на несколько порядков. На графике Рис. 2.17 также нанесены экспериментально полученные ограничения на долю фотонов в КЛУВЭ при различных энергиях Якутской Установкой [34], обсерваторией РАО [35], ТА [36] и ограничения из совместного анализа данных Якутской Установки и эксперимента AGASA [31].

2.3.1. Модели "Top Down"

Важным результатом работы [1] стало вычисление диапазона возможных потоков фотонов УВЭ, предсказываемых в моделях "Top Down" в которых КЛУВЭ образуются в результате распада или аннигиляции гипотетических частиц (сверхтяжёлой тёмной материи [151, 152] или топологических дефектов [153, 154]). Исторически подобные модели предлагались для объяснения возможного отсутствия ГЗК-обрезания в спектре КЛУВЭ, до того как обрезание было надёжно подтверждено. Максимальная энергия КЛУВЭ в таких моделях ограничиваться внешним параметром, например массой сверхтяжёлых частиц. Особенностью таких моделей является относительно жёсткий первичный спектр КЛУВЭ и доминирование потока фотонов и лептонов в первичном составе КЛ на самых высоких энергиях. Для построения консервативных ограничений на указанные модели спектр при низких энергиях объяснялся независимой компонентой и предполагались моды распада через кварки с после-

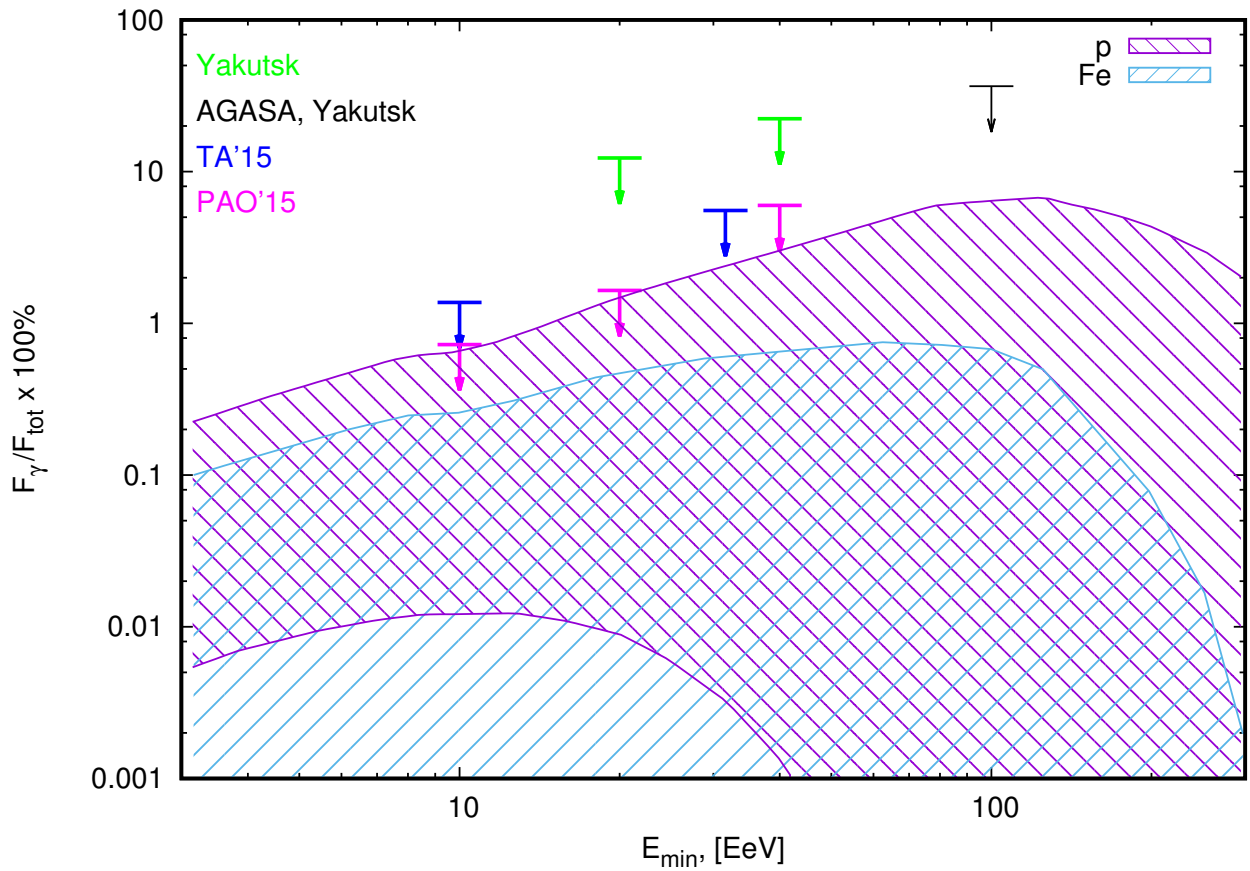


Рис. 2.17: Диапазон относительной доли фотонов в интегральном потоке КЛУВЭ выше энергии E_{\min} (полученный в работе [5]) в моделях со степенным спектром инжекции (A.1) и максимальной энергией $E_{\max} = Z \times 10^3$ ЭэВ (Z - заряд ядра), фитирующих энергетический спектр HiRes выше 40 ЭэВ. Модели, предполагающие протонный первичный состав показаны областью заштрихованной сиреневым цветом. Модели с источниками, испускающими ядра железа, показаны областью заштрихованной синим цветом. В случае железа нижняя граница диапазона выходит за края рисунка. Также для сравнения показаны экспериментальные пределы на долю фотонов в КЛУВЭ (см. текст).

дующей адронизацией. Последнее позволяло уменьшить отношение исходного потока фотонов к потоку протонов до 2-3 [155–157].

Кривые p и γ на Рис. 2.18 соответствуют спектрам вторичных протонов и фотонов в Top-Down модели с топологическими дефектами, такими как ожерелья (necklaces). Они производят сверхтяжёлые частицы, которые в свою очередь распадаются на кварки, лептоны и т.п. (см. обзор [158]). Шкала масс родительских частиц определяет максимальную энергию КЛУВЭ. Таким образом в этих сценариях не возникает трудностей связанных с необходимостью ускорения частиц до ультравысоких энергий. Однако у таких моделей могут быть проблемы с перепроизводством каскадного излучения. В оригинальной работе проводилось сравнение предсказываемого в сценариях каскадного спектра со спектром диффузного гамма излучения по данным EGRET (выбирались лишь модели, не противоречащие данным). Отметим, что часть моделей на настоящий момент исключены современными наблюдениями ИГФ в Fermi LAT.

Максимальный и минимальный потоки фотонов УВЭ зависят от предполагаемого радифона, магнитного поля и максимальной энергии $E_{\max} = m_X/2$. В модели ТД на Рис. 2.18 предполагается масса родительской частицы $m_X = 2 \times 10^{13}$ ГэВ, магнитное поле $B = 10^{-12}$ Гс и средний радифон. Среди сценариев фитирующих спектр HiRes минимальный поток фотонов предсказывается в модели с $E_{\max} = 8 \times 10^{22}$, $B = 10^{-9}$ Гс и максимальным радифоном.

В сценарии на Рис. 2.19 фотоны и нуклоны УВЭ производятся в распаде метастабильных сверхтяжёлых частиц. Такие частицы могли образовываться в ранней вселенной и сохраниться до настоящего времени [151, 159, 160]. Они формируют часть тёмной материи во вселенной и в частности могут составлять значительную часть гало нашей галактики. Эти частицы (с красивыми именами "криптоны" "Вимпзиллы") могут распадаться [151, 159] или аннигилировать [160] в наблюдаемые КЛУВЭ. Спектры продуктов распада или аннигиляции определяются в основном физикой КХД фрагментации, что приводит

к доминированию фотонов в потоке на самых высоких энергиях.

КЛУВЭ в этих моделях производятся в основном внутри гало тёмной материи в нашей галактике. Таким образом в данных моделях предсказывается анизотропия направлений прихода космических лучей [161]. Эта анизотропия противоречит наблюдениям в эксперименте SUGAR [162], если сверхтяжёлая тёмная материя даёт основной вклад в поток КЛУВЭ при энергиях ниже 6×10^{19} эВ [163].

Рис. 2.19 иллюстрирует предсказания суперсимметричной модели СТТМ описанной в работе [157]. Отношение потока первичных протонов к потоку нуклонов в данной модели примерно равно 2.

На Рис. 2.20 итоговый диапазон потоков фотонов в моделях Top-Down в сравнении с экспериментальными лимитами [31–33] на долю фотонов в КЛУВЭ, а также с возможным потоком ГЗК-фотонов, от источников ускоряющих протоны.

2.4. Выводы ко второй главе

Непрямые методы оценки массового состава КЛУВЭ, основанные на подсчёте потоков сопутствующих частиц, образующихся в ходе распространения КЛ в межгалактическом пространстве дополняют оценки, основанные на наблюдениях свойств ШАЛ в экспериментах. В отличие от последних первые скорее позволяют судить о массовом составе первичных КЛУВЭ. Мы рассмотрели 3 вида вторичных сигналов, фотоны и нейтрино УВЭ, а также диффузное гамма-излучение. Каждый из рассмотренных сопутствующих сигналов оказывается существенно выше в предположении о протонном первичном составе. При этом концентрация диффузного гамма-излучения и поток нейтрино СВЭ и УВЭ оказывается весьма чувствителен к эволюции предполагаемых источников КЛУВЭ, а поток фотонов УВЭ к локальной конфигурации источников, а также уровню межгалактического радиоизлучения и магнитного поля.

На сегодняшний день самые сильные ограничения на долю протонов в первичных КЛУВЭ, а также спектр и эволюцию источников удаётся получить путём сравнения предсказаний спектра диффузного гамма-излучения с наблюдениями орбитального эксперимента Fermi LAT [116], а также в некоторых случаях сравнением спектров космогенных нейтрино с экспериментальным лимитом IceCube [120]. Исключены феноменологические модели с доминирующим протонным составом, предполагающие сравнительно сильную эволюцию и жёсткий спектр инъекции, не смотря на то, что именно такие модели лучше всего фитируют энергетический спектр, наблюдаемый в ТА [21]. Сценарии с умеренной эволюцией и более мягким спектром инъекции формально пока остаются не исключёнными, однако в таких моделях хуже фитируется область энергий выше 10 ЭэВ, что может потребовать рассмотрения дополнительной компоненты (примесь тяжёлых ядер, существенный вклад близких источников и т.п.). Дальнейшие наблюдения IceCube и PAO, а также будущие измерения в экспериментах по гамма-лучам таким как СТА [164] могут ещё сильнее ограничить такие модели.

Диапазон возможного потока фотонов УВЭ простирается на несколько порядков. Это связано с тем, что частицы главным образом возникают как продукты распада π -мезонов, в реакции (2.1). Пороговая энергия последней может оказаться недостижимой в особенности для тяжёлых ядер. Дополнительная неопределённость в предсказаниях потока фотонов УВЭ, связанная с недостаточным знанием межгалактического радиоизлучения и магнитного поля. Существующие экспериментальные лимиты [31, 34–36] пока позволяют эффективно исключать лишь экзотические сценарии происхождения КЛУВЭ (модели "top-down", а также астрофизические сценарии с экстремально высокой максимальной энергией ускорения).

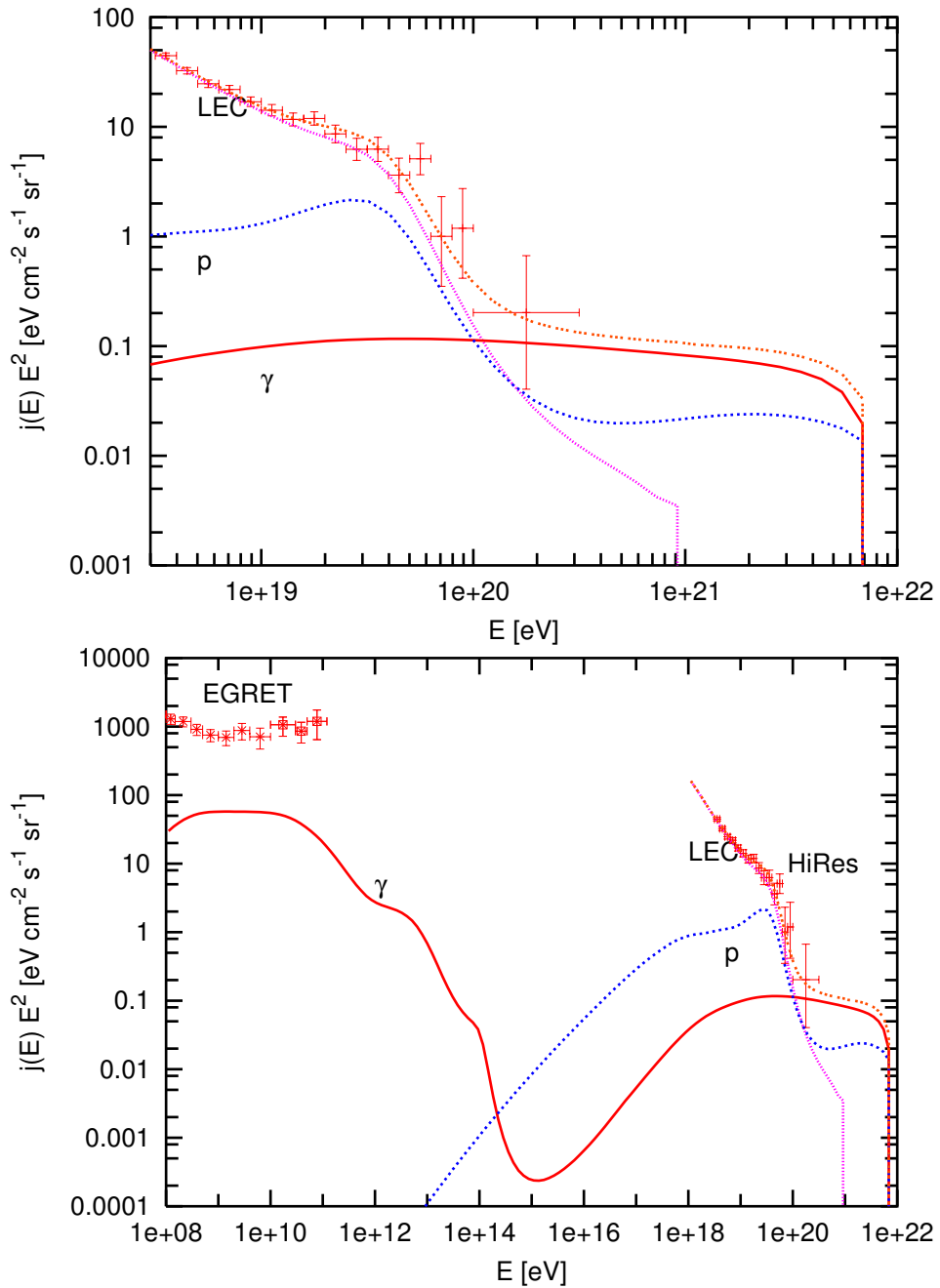


Рис. 2.18: Пример фитирования спектра HiRes с помощью низкоэнергетичной компоненты плюс вторичные протоны и фотоны в модели топологических дефектов (ТД). На левой панели показаны только ультравысокие энергии, на правой - диапазон энергий включающий измерения диффузного гамма-фона. Спектр ИГФ показан по данным EGRET. Первичное отношение потока фотонов к потоку нуклонов в спектре продуктов распада примерно равно 3.

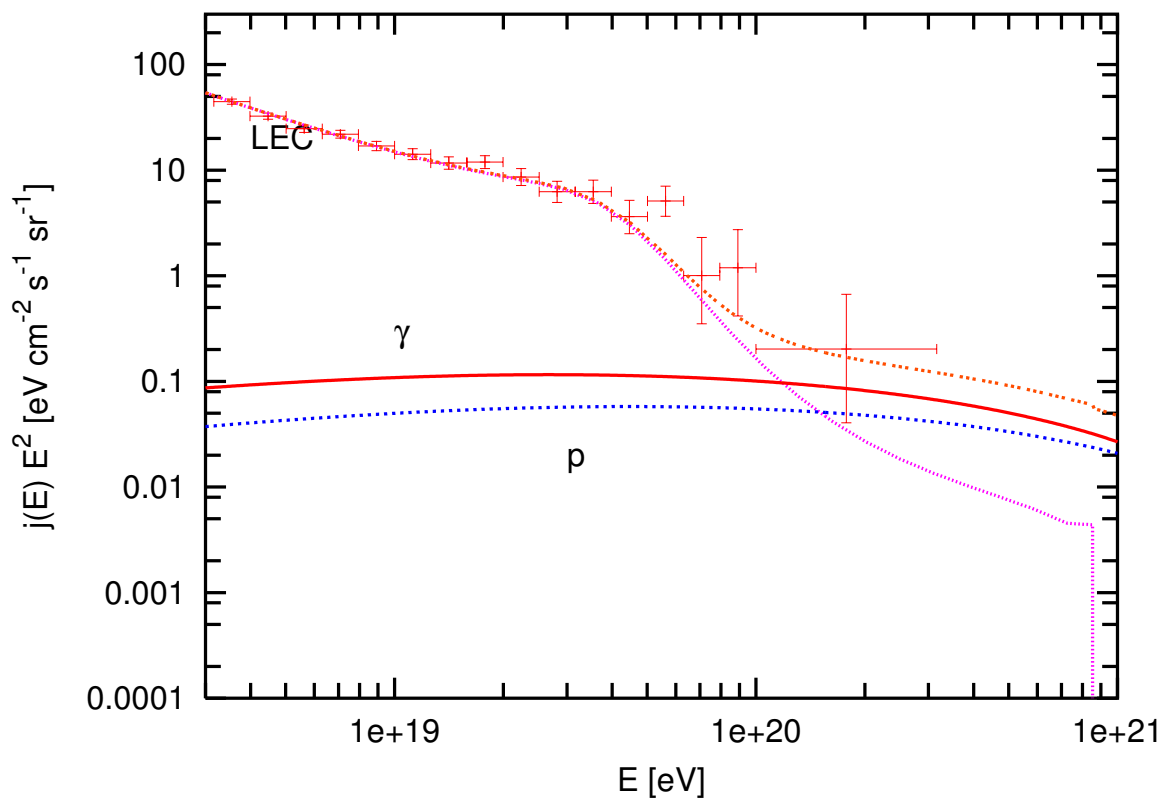


Рис. 2.19: Пример фитирования данных HiRes при помощи низкоэнергетичной компоненты (астрофизические источники) плюс протоны и фотоны от распада частиц сверхтяжёлой тёмной материи с массой 2×10^{12} ГэВ.

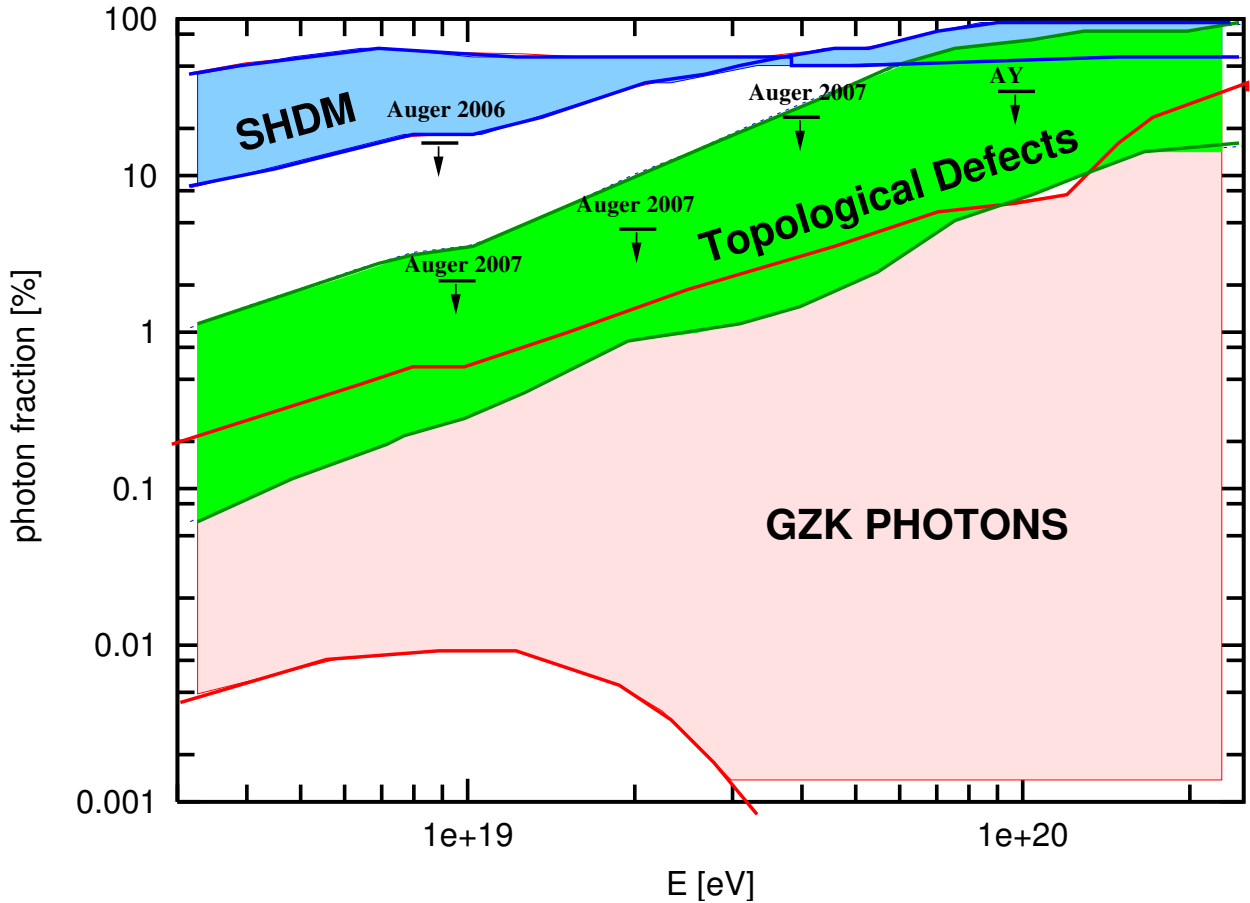


Рис. 2.20: Диапазон относительной доли фотонов в интегральном потоке КЛУ-ВЭ выше энергии E_{\min} (полученный в работе [1]) в моделях Top-Down в сравнении с диапазоном потоков ГЗК-фотонов от источников ускоряющих протоны, показанным ниже на Рис. 2.17. Зелёным и голубым соответственно показаны диапазоны для моделей ТД и СТТМ. Также на рисунке показаны экспериментальные ограничения РАО [32, 33] и комбинированное ограничение Якутской Установки и AGASA выше 1×10^{20} эВ [31] (AY).

Глава 3

ТэВ-ное γ -излучение далёких блазаров

3.1. Краткий обзор

Гамма-лучи сверхвысоких энергий (СВЭ) распространяющиеся в межгалактическом пространстве поглощаются при взаимодействии с фотонами межгалактического фонового света (МФС) с длиной волн от инфракрасного до ультрафиолетового, образуя электрон-позитронные пары ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$). Недавние исследования выявили поглощение гамма-излучения на (МФС) [165–167], используя в основном данные с оптической глубиной порядка 1. Однако удалённые блазары имеют более жёсткий спектр излучения, чем ожидается в простых моделях гамма-излучения [168], также отличается от ожидаемой зависимость красного смещения от наблюдаемого спектрального индекса [169, 170], хотя в измерениях красных смещений и спектральных индексов присутствует довольно большая неопределённость [167]. Это породило множество экзотических сценариев, объясняющих повышенную жёсткость спектра, в частности основанных на гипотетических аксионоподобных частицах [171–173], или нарушении Лоренц-инвариантности [174, 175].

Альтернативная интерпретация основывается на каскадном излучении от протонов высоких энергий распространяющихся через межгалактическое пространство. Поскольку считается, что джеты активных ядер галактик (АЯГ) являются мощными источниками космических лучей, протоны порождаемые этим джетом могут взаимодействовать с реликтовым излучением и МФС посредством реакций, рождая электрон-позитронные пары

$$p\gamma \rightarrow pe^+e^- \quad (3.1)$$

и пи-мезоны

$$p\gamma \rightarrow p\pi^0, \quad p\gamma \rightarrow n\pi^+. \quad (3.2)$$

Пионы быстро распадаются на высокоэнергетичные протоны и электроны и нейтрино. Оба эти канала инициируют электромагнитные каскады равномерно распределенные по линии наблюдения, с наиболее высокоэнергетическими гамма-лучами произведёнными относительно близко к наблюдателю, поглощение которых на (МФС) незначительно. Взаимодействия высокоэнергетичных протонов с фоновыми фотонами вдоль линии наблюдения могут производить точечные изображения наблюдаемые на атмосферных черенковских телескопах, если межгалактические магнитные поля не превышают 10^{-14} Гс [176]. Наблюдаемый поток при этом состоит из двух компонентов: первичный поток гамма-излучения, произведённый в источнике или в последующем электромагнитном каскаде (не включающем взаимодействий космических лучей), и вторичный поток гамма-излучения, который возникает от взаимодействий космических лучей на линии видимости. Ниже мы покажем, что вторичный поток гамма-излучения может очень точно воспроизвести наблюдаемый спектр удалённых блазаров [7, 8, 177–181].

Ожидается, что следующее поколение Атмосферных Черенковских Экспериментов, таких как СТА [164, 182], будут способны зарегистрировать большее количество блазаров методом слепого поиска [183, 184]. Статистическое исследование блазаров сверхвысоких энергий в эру СТА предоставит ключ к пониманию наблюдаемого разнообразия АЯГ и высокоэнергетических явлений вблизи сверхмассивных чёрных дыр в АЯГ. Однако ожидаемое количество наблюдаемых блазаров с энергиями выше 1 ТэВ ограничено, как временем наблюдения, так и взаимодействием гамма-лучей с МФС [183, 184]. Мы рассмотрим возможное влияние вклада вторичных гамма-лучей на будущие наблюдения блазаров в СТА, поскольку этот вклад не подвержен значительному поглощению от взаимодействия с МФС на энергиях выше 1 ТэВ.

3.2. Спектр гамма-излучения от далёких блазаров

Вторичные гамма-лучи производят точечные изображения при условии, что отклонения протонов в магнитном поле достаточно малы. Магнитные поля галактики-источника незначительно увеличивают изображение, на угол порядка отношения размера галактики к расстоянию до источника. Межгалактические магнитные поля, как отмечалось выше, плохо изучены и могут быть порядка фемтогауссов. Отклонения протонов по пути в беспорядочном магнитном поле с величиной 10 фемтогаусс вполне могут быть меньше, чем угловая разрешающая способность атмосферных черенковских телескопов:

$$\Delta\theta \sim 0.1^\circ \left(\frac{B}{10^{-14}\text{Гс}} \right) \left(\frac{4 \times 10^7 \text{ ГэВ}}{E} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ Гпк}} \right)^{1/2} \left(\frac{l_c}{1 \text{ Мпк}} \right)^{1/2}. \quad (3.3)$$

Здесь d - расстояние до источника, а l_c - средняя длина корреляции магнитного поля.

Легко понять, почему для достаточно удалённых источников поток вторичного гамма-излучения будет доминировать над первичным. Поток первичного гамма-излучения поглощается при взаимодействии с МФС и для источника на расстоянии d , остаточный поток:

$$F_{\text{перв},\gamma}(d) \propto \frac{1}{d^2} \exp\{-d/\lambda_\gamma\}, \quad (3.4)$$

где λ_γ длина поглощения от взаимодействий с МФС.

Космические лучи с энергиями ниже 10^{10} ГэВ, испущенные теми же источниками могут преодолевать космологические расстояния без существенной потери энергии. На расстоянии d их поток: $F_{\text{ср}} \propto 1/d^2$. Несмотря на то, что фотонный фон оптически достаточно прозрачен для космических лучей, протоны иногда взаимодействуют с фотонами реликтового излучения и МФС производя электроны и гамма-лучи.

Рассмотрим изотропный источник протонов. Поскольку поток протонов практически не поглощается, одинаковое количество протонов проходят через

сферическую поверхность любого радиуса r . Допустим, что протоны производят гамма-лучи с интенсивностью p на единицу длины их пути, и количество гамма-лучей проходящих через поверхность на расстоянии r равно $\Phi_\gamma(r)$. Некоторые гамма лучи расходуются на производство пар, которое характеризуется длиной поглощения λ_γ . Изменение в количестве фотонов Φ_γ которое происходит между r и $r + dr$ равно $d\Phi_\gamma = p dr - (1/\lambda_\gamma)\Phi_\gamma dr$. Решение этого уравнение с граничным условием $\Phi_\gamma(0) = 0$, подходящим для вторичных гамма-лучей: $\Phi_\gamma(r) = p\lambda_\gamma [1 - \exp(-r/\lambda_\gamma)]$. Для потока на единицу площади $F_{\text{втор},\gamma}(d) = \Phi_\gamma(d)/(4\pi d^2)$, это решение даёт

$$F_{\text{втор},\gamma}(d) = \frac{p\lambda_\gamma}{4\pi d^2} [1 - e^{-d/\lambda_\gamma}] \propto \begin{cases} 1/d, & \text{при } d \ll \lambda_\gamma, \\ 1/d^2, & \text{при } d \gg \lambda_\gamma. \end{cases} \quad (3.5)$$

Это решение также применимо к источникам, испускающим узкий луч, если эффекты расширения луча невелики, что в нашем случае имеет место если межгалактическое магнитное поле (МГМП) ниже 10^{-14} Гс.

Из уравнений (3.4-3.5) очевидно, что для достаточно мощного потока протонов вторичные гамма-лучи должны доминировать в спектре очень далёких источников с энергиями $E \gtrsim$ ТэВ, поскольку подавление их потока значительно ниже на больших расстояниях.

Закон масштабирования $1/d$, применимый если межгалактические магнитные поля (МГМП) достаточно малы, чтобы позволить протонам оставаться в пределах углового разрешения детектора, может отразиться на результатах будущих экспериментов. В поле зрения в этом случае должно попасть существенно больше источников, чем ожидалось бы без учёта вторичного сигнала.

Вторичные гамма-лучи могут прибывать в произвольное время и не должны демонстрировать временной вариабельности, что соответствует современным данным. Переменность потока является признаком доминирования первичного гамма-излучения. Действительно, переменность потока при энергии порядка ТэВ была зарегистрирована лишь для близких блазаров [185–187].

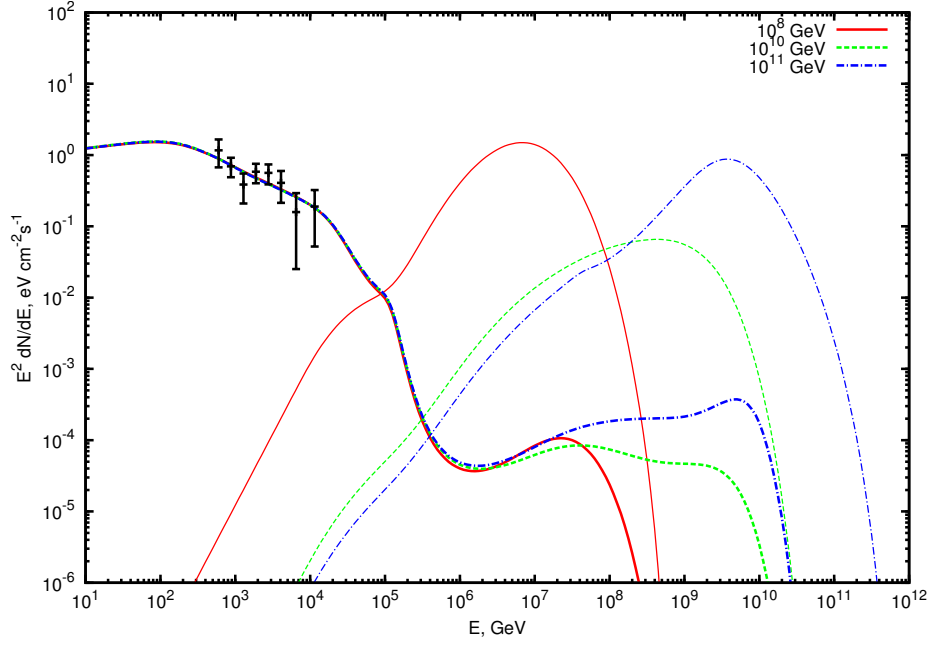


Рис. 3.1: Спектры каскадных фотонов (низкая энергия) и нейтрино (высокая энергия) ожидаемые от АЯГ с $z = 0.14$ (таких как 1ES0229+200), нормированные на данные HESS, в модели со степенным спектром инжекции $\propto E^{-2}$, для модели МФС [79], и нескольких значений максимальной энергии протонов $E_{\max} = 10^8$ ГэВ, 10^{10} ГэВ и 10^{11} ГэВ показаны красной, зелёной и синей линией, соответственно.

Для удалённых ТэВ-ных блазаров переменность была зарегистрирована лишь при энергиях $E > 200$ ГэВ [188, 189]. Поток гамма-излучения с энергией $E > 200$ ГэВ доминирован фотонами с $E \approx 200$ ГэВ, для которых длина свободного пробега (см. Рис. 1.6) сравнима с длиной потери энергии из за расширения вселенной. Таким образом при $E \approx 200$ ГэВ вклад первичного гамма-излучения ещё недостаточно подавлен.

Разумеется, соотношения (3.4-3.5) представляют собой довольно грубую аппроксимацию, и необходимо принять во внимание цепочку взаимодействий, следующую за первым взаимодействием и порождающую электромагнитный каскад.

Спектр вторичного гамма-излучения, а также нейтрино от объекта

1ES0229+20, вычисленный с помощью программного кода [84] в работе [7] в предположении степенного спектра инжекции $\propto E^{-2}$ протонов в источнике, показан на Рис. 3.1. В силу свойства универсальности (см. главу 1) форма спектра при энергиях ниже 10^5 ГэВ практически не зависит от характеристик источника, что наглядно демонстрирует график. Мы видим, что предсказываемый в модели спектр хорошо фитирует экспериментальные данные. Отметим, что абсолютная нормировка потока определяется долей энергии космических лучей, переходящей в ЭК. Чем выше максимальная энергия ускорения КЛ в источнике и чем жёстче первичный спектр КЛ, тем большая доля энергии перекачивается от КЛ в ЭК. Поэтому светимость в КЛ, требуемая для объяснения наблюдательных данных меньше в случае жёстких источников. При вычислениях в работе [7] мы пренебрегли отклонениями электромагнитного каскада и протонов, ограничившись общими оценками.

В работе [8] были получены оценки в более реалистичных предположениях о магнитном поле. Для этого было проведено детальное моделирование методом Монте Карло, симулирующее распространение отдельных частиц (протонов, а также вторичных электронов и фотонов), от источника через межгалактическую среду, включающую РИ, МФС и магнитное поле.

МГМП моделировалось в виде трёхмерных кубов с размером равным корреляционной длине (свободный параметр) и случайной ориентацией поля внутри каждого куба. Учитывались взаимодействия протонов (3.1) и (3.2) с последующим распадом пионов и нейтронов, а также развитие ЭК. При этом длина свободного пробега частиц и продукты взаимодействия выбирались в соответствии со стандартным методом случайным образом из известных распределений, задаваемых сечениями взаимодействия [77, 190, 191] и спектром фотонного фона. Для моделирования процесса фоторождения пионов использовался пакет SOPHIA [74].

Был рассмотрен широкий спектр моделей МФС, включая модель с самым низким уровнем фотонного фона, которая основывается на нижних пределах,

полученных путём подсчёта вкладов отдельных галактик [192], а также модель [79], предсказывающую сравнительно высокий фон.

В каждой итерации, частицы распространялись на расстояние намного меньшее, чем средняя корреляционная длина магнитного поля, чтобы обеспечить точность вычисляемых отклонений. После симуляции траекторий частиц до момента $z = 0$ к ним применялись два фильтра. Во-первых частица должна указывать на точку в небе, которая находится на угловом расстоянии от источника не превышающем угловое разрешение инструмента наблюдения. Для энергий ниже 100 ГэВ использовалось угловое разрешение Fermi LAT [193], а для энергий выше 100 ГэВ использовалось типичное угловое разрешение атмосферных черенковских телескопов, таких как HESS, MAGIC, и VERITAS [194]. Во-вторых, начальный вектор импульса частицы должен быть внутри конуса с углом раскрытия джета источника.

Результат вычислений представлен на Рис. ???. Мы выбрали три наиболее удалённых блазара наблюдаемые в диапазоне энергий порядка ТэВ: 1ES 0229+200, 1ES 0347-121, и 1ES 1101-232, для которых также поставлены верхние пределы на поток при меньших энергиях из данных Fermi LAT [102].

В модели есть несколько неопределённых параметров. Для средней величины МГМП мы предполагаем значение $B = 10^{-15}$ Гс, для корреляционной длины $l_c = 1$ Мпк. Эти значения совместны с современными ограничениями (1) и (2). Угол раскрытия джета для протонов считался равным $\theta_{\text{jet}} = 6^\circ$, что соответствует умеренному Лоренц-фактору $\Gamma = 10$. Выбор θ_{jet} влияет на спектр, только если отклонение вторичных частиц превышает θ_{jet} . Для рассматриваемого магнитного поля это имеет место лишь в в диапазоне энергий порядка ГэВ. Хотя θ_{jet} не влияет на форму спектра при энергиях порядка ТэВ, от него зависит общая нормировка светимости. Первичный спектр КЛ в АЯГ не известен, однако, как уже отмечалось выше, форма спектра каскадного излучения от него почти не зависит. В данном случае мы параметризуем спектр

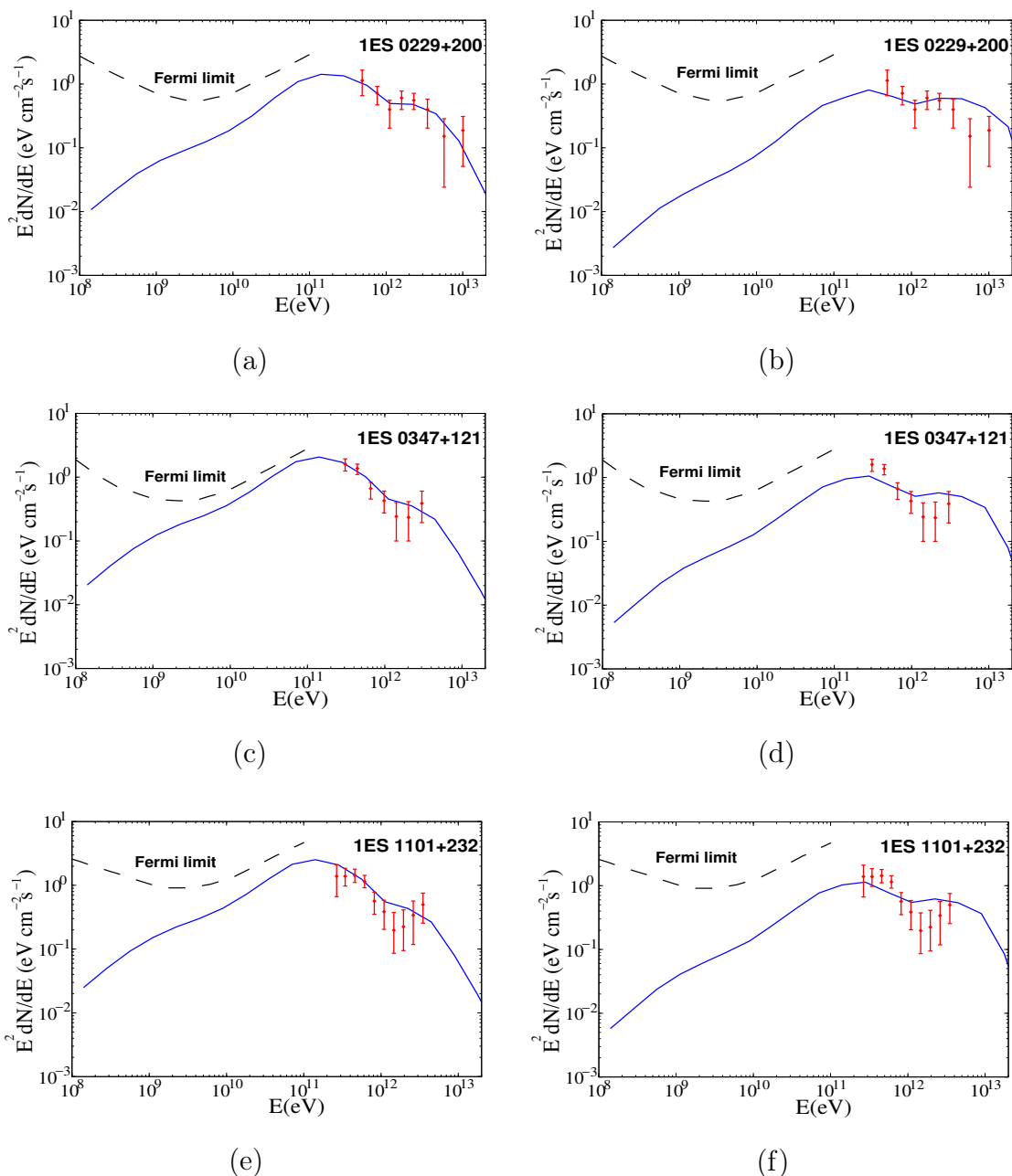


Рис. 3.2: Сравнение предсказанных спектров с данными HESS для трех блазаров: панели (a) и (b) для 1ES 0229+200 [195]; (c) и (d) для 1ES 0347-121 [196]; (e) и (f) для 1ES 1101-232 [197]. Также показаны верхние пределы потока при низких энергиях из данных Fermi LAT [102]. Спектры, изображённые на левых панелях, получены в предположении сравнительно высокого МФС [79]. Спектры на правых панелях вычислены в предположении о низком МФС. Низкий МФС, в данном случае отличается от высокого постоянным фактором 0.4 (выбран, таким образом, чтобы все рассмотренные нами модели МФС, см. текст, попали в интервал между высоким и низким МФС).

степенным законом:

$$F(E) \propto E^{-\alpha} \theta(E_{\max} - E). \quad (3.6)$$

Мы проверили, что удовлетворительный фит данных можно получить для любого значения α в диапазоне $1.5 < \alpha < 3$. Напомним, что в отсутствии вторичного фотонного сигнала фитирование возможно лишь в предположении о жёстком спектре инжекции фотонов.

Одним из немногих параметров, влияющих на форму спектра на Рис. 3.2 является модель МФС. Однако современный уровень точности измерений не даёт возможности исключить ни одну из рассмотренных нами моделей. Чтобы охватить весь возможный диапазон моделей МФС на левых панелях Рис. 3.2 показаны спектры, вычисленные для самого высокого МФС [79]. Спектры на правых панелях вычислены в предположении о низком МФС, который отличается от высокого постоянным фактором 0.4 (выбран, таким образом, чтобы модели [111–113, 198–203], попали в интервал между высоким и низким фоном).

Ещё одним неизвестным параметром является светимость АЯГ в космических лучах L_p ¹. Светимость определяет общую нормировку потока и фиксируется процедурой фитирования спектра. При вычислении L_p для блазаров необходимо учитывать релятивистскую фокусировку пучка. Изотропный эквивалент светимости $L_{p,\text{iso}}$ может быть намного больше L_p :

$$L_{p,\text{iso}} = \left(\frac{2}{1 - \cos \theta_{\text{jet}}} \right) L_p. \quad (3.7)$$

Значения L_p и $L_{p,\text{iso}}$, соответствующие моделям на Рис. 3.2 приведены в таблице 3.1.

¹ для определённости, ниже под величиной L_p будет подразумеваться мощность источника в КЛ с энергией $E \geq 10$ ПэВ

Источник	z	МФС	L_p [эрг/с]	$L_{p,iso}$ [эрг/с]	χ^2	n_{dof}
1ES0229+200	0.14	Низкий	1.3×10^{43}	4.9×10^{45}	6.4	7
1ES0229+200	0.14	Высокий	3.1×10^{43}	1.1×10^{46}	1.8	7
1ES0347-121	0.188	Низкий	2.7×10^{43}	1.0×10^{46}	16.1	6
1ES0347-121	0.188	Высокий	5.2×10^{43}	1.9×10^{46}	3.4	6
1ES1101-232	0.186	Низкий	3.0×10^{43}	1.1×10^{46}	16.1	9
1ES1101-232	0.186	Высокий	6.3×10^{43}	2.3×10^{46}	4.9	9

Таблица 3.1: Параметры моделей на Рис. 3.2 (n_{dof} - число степеней свободы. Для всех моделей предполагается спектр инжекции протонов (3.6) с $E_{\max} = 100$ ЭэВ, $\alpha = 2$ и $\theta_{jet} = 6^\circ$.)

3.3. Сопутствующий нейтринный сигнал

Как видно из графика Рис. 3.1, наряду с подпиткой ЭК значительная часть энергии КЛ может выделяться в виде нейтрино. В работе [10] мы задаёмся вопросом, возможно ли объяснить регистрацию двух событий с энергией порядка ПэВ в эксперименте IceCube, тем же самым механизмом. Можно показать, что вклад каждого источника по отдельности в среднем много меньше 1 события, но популяция при определённых условиях может давать создавать поток нейтрино, сравнимый с наблюдаемым.

Типичная энергия нейтрино, произведённых КЛ в реакции фоторождения пионов, составляет примерно $1/20$ от энергии первичного нуклона. С учётом красного смещения (АЯГ характеризуются сравнительно сильной эволюцией A.4) характерная энергия нуклонов должна быть порядка 0.1 ЭэВ. Поэтому в отличие от космогенных нейтрино, рассмотренных главе 2, реакция фоторождения пионов здесь идёт в основном на фотонах МФС.

На Рис. 3.3 показаны спектры нейтрино в одном из наиболее оптимистич-

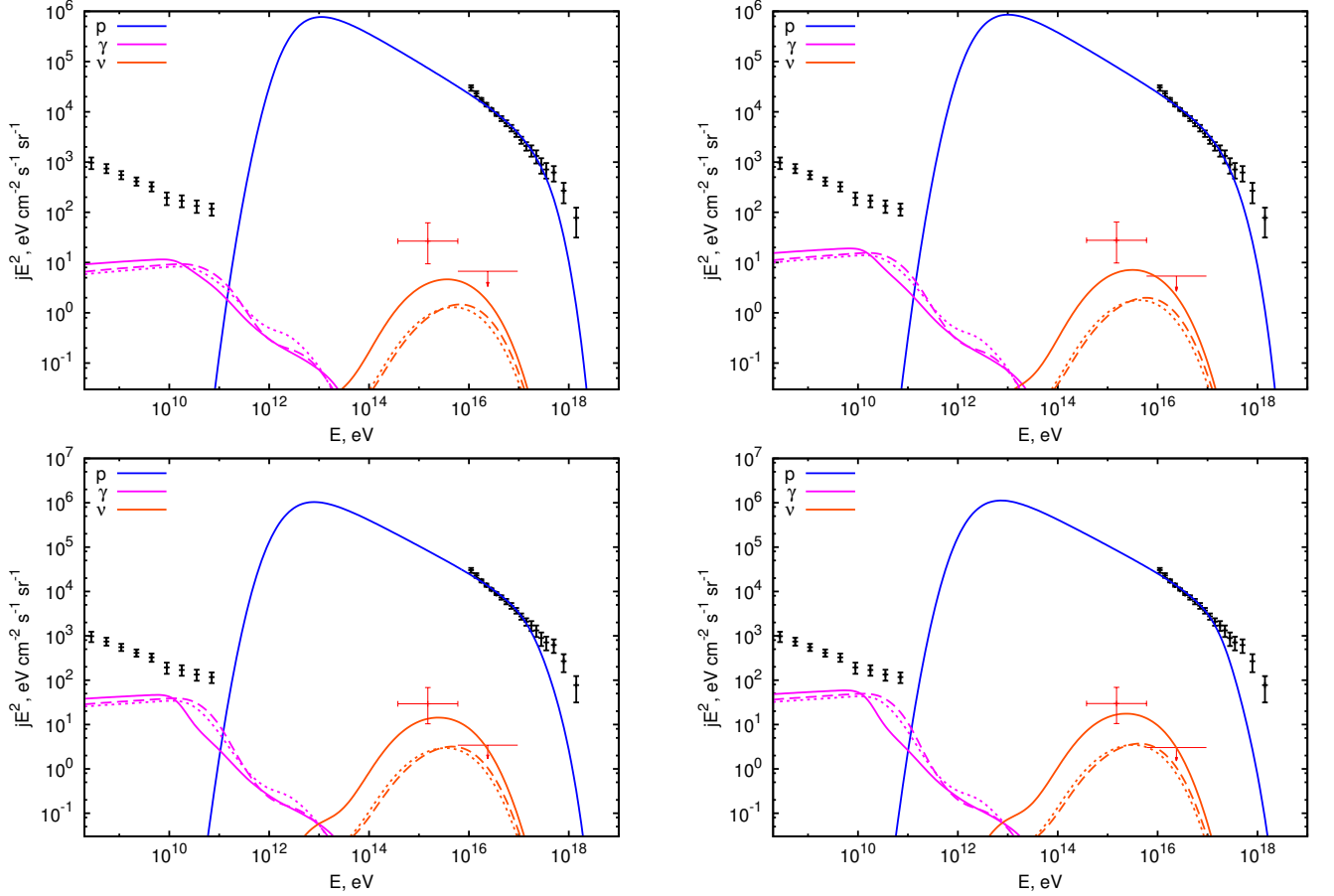


Рис. 3.3: Предсказанный спектр нейтрино энергий порядка ПэВ (красные линии) в сравнении с потоком зарегистрированным экспериментом IceCube [204]. Сплошные и штриховые красные линии соответствуют моделям МФС [79] и [106], соответственно. Пунктирная линия соответствует двум другим моделям, [105] и [114], которые производят практически идентичные спектры. Эволюционные параметры для каждого графика приведены в Таблице A.1 для (a) $L_x = 10^{42.5}$ эрг/с, (b) $L_x = 10^{43.5}$ эрг/с, (c) $L_x = 10^{44.5}$ эрг/с, (d) $L_x = 10^{45.5}$ эрг/с. Во всех случаях мы принимаем протонный спектральный индекс $\alpha = 2.6$ и максимальную энергию протона $E_{p,\text{max}} = 3 \times 10^{17}$ эВ. Также показаны предсказанные потоки гамма лучей (кривые ниже 10ТэВ) и космических лучей (верхние кривые). Точки графиков космических лучей выше 10 ПэВ основаны на KASCADE-Grande [205]; точки графика диффузного гамма-фона ниже 1 ТэВ основаны на эксперименте Ферми [95].

ных сценариев². Мы видим, что поток нейтрино в области энергий порядка ПэВ может составлять заметную часть наблюдаемого в эксперименте IceCube. Данная оценка должна рассматриваться как консервативный верхний предел, поскольку нормировка потока проводилась по полному спектру КЛ. Согласно данным KASCADE Grande по массовому составу КЛ [206] доля протонов в общем потоке КЛ при энергиях $E \simeq 10^{17}$ эВ составляет около 10%. Таким образом в реалистичных сценариях диффузный поток нейтрино при энергии порядка ПэВ от взаимодействий протонов, испущенных блазарами с МФС, составляет не больше 10% наблюдаемого.

3.4. Возможности обнаружения гамма-излучения от блазаров в диапазоне энергий ТэВ в эксперименте СТА

Ожидается, что следующее поколение Атмосферных Черенковских Экспериментов, таких как СТА [164, 182], смогут зарегистрировать большее количество блазаров методом слепого поиска [183, 184]. Статистическое исследование блазаров сверхвысоких энергий в эру СТА предоставит ключ к пониманию наблюдаемого разнообразия АЯГ и высокоэнергетических явлений вблизи сверхмассивных чёрных дыр в АЯГ. Однако ожидаемое количество наблюдаемых блазаров с энергиями выше 1 ТэВ ограничено, как временем наблюдения, так и взаимодействием гамма-лучей с МФС [183, 184]. Мы рассмотрим возможный эффект от вклада вторичных гамма-лучей на будущие наблюдения блазаров в СТА, поскольку этот вклад, как было показано, может доминировать при энергиях порядка и выше 1 ТэВ.

Чтобы получить предсказание для числа источников, доступных для наблюдения нам понадобится функция светимости блазаров в гамма лучах

² Экспериментальные точки IceCube на графике модельно-зависимые. Они построены путём свёртки экспозиции с предсказываемым спектром нейтрино и последующей нормировкой на число событий.

(ФСГ), а также энергетический спектр первичного и вторичного гамма-излучения. ФСГ блазаров изучалась в деталях во множестве публикаций [183, 207–210]. В работах [183, 208, 210] ФСГ были смоделированы принимая во внимание последовательность спектров блазаров. [211–213], в которой пиковые энергии синхротронного излучения и фотонов от обратного комптоновского рассеяния (ОК) уменьшаются с увеличением болометрической светимости. Эти модели хорошо согласуются с данными Ферми и позволяют предсказать эволюцию светимости блазаров на любой длине волны. Ниже мы воспользуемся моделью [183] для предсказания ожидаемого количества наблюдаемых блазаров и их распределения по красному смещения в будущих исследованиях методом слепого поиска. Ключевые параметры ФСГ блазаров: $(q, \gamma_1, \kappa) = (4.50, 1.10, 1.42 \times 10^{-6})$, где q отношение болометрического свечения джета к светимости диска в рентгеновском диапазоне, γ_1 индекс ФСГ для наклона графика в области слабого свечения, и κ нормировочный множитель ФСГ.³ Для минимума и максимума $L_{\gamma,100}$ мы используем значения 10^{43} эрг/с⁻¹ и 10^{50} эрг/с⁻¹ как в работе [183].

Воспользуемся подходом, развитым в этой главе, для оценки вторичного сигнала от взаимодействий КЛСВЭ с МФС и РИ. В качестве модели МФС для определённости будем использовать оценку [106], а для спектра инжекции протонов выберем форму:

$$j_p(E) \propto E^{-\alpha} \exp(-E/E_{p,\max}) \exp(-E_{p,\min}/E), \quad (3.8)$$

где $\alpha = 2.0$, $E_{p,\min} = 0.1$ ЭэВ и $E_{p,\max} = 1$ ЭэВ.

Выбор модели ФСГ влияет на развитие электромагнитного каскад и меняет нормировку вторичного потока в уравнении. (3.5) на фактор порядка единицы.

Вторичный поток гамма-излучения зависит от светимости протонов. Мощность джетов блазаров, зарегистрированных Ферми в течение его первого 3-х

³ См. раздел. 3 работы [208].

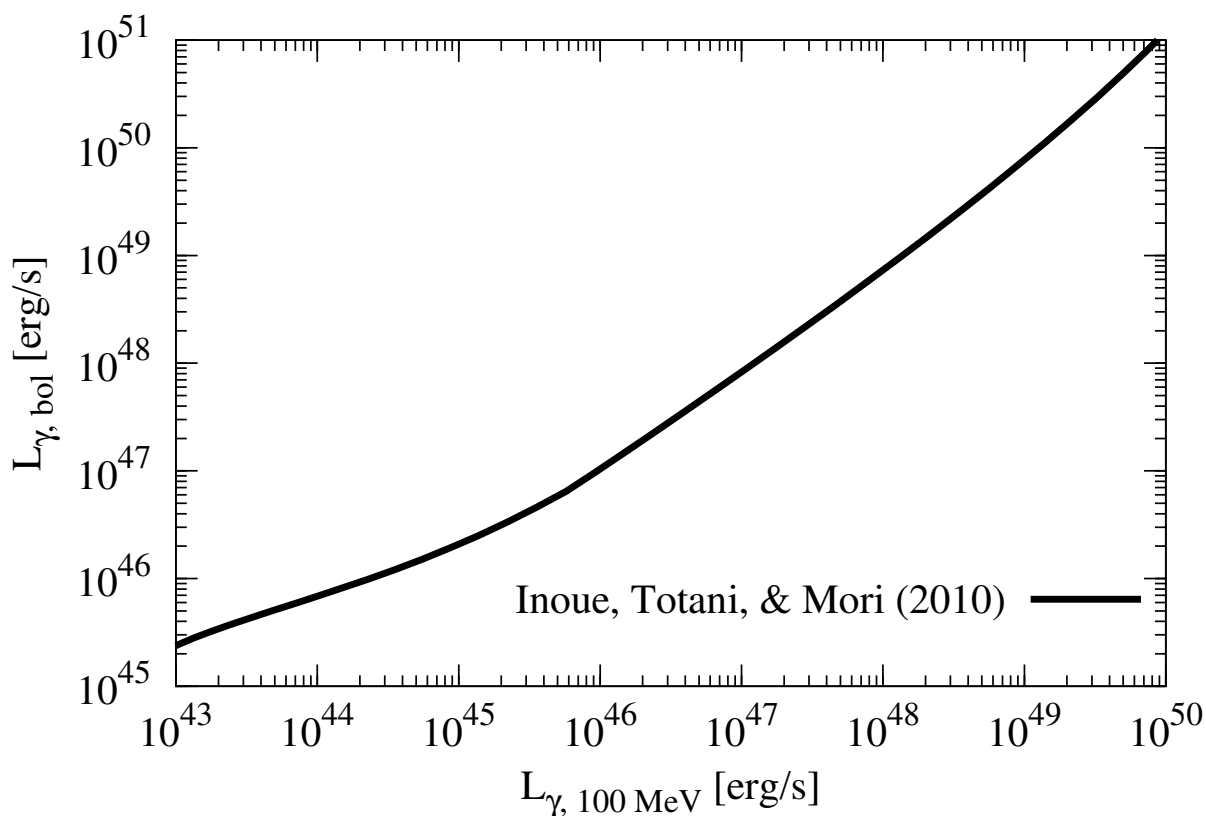


Рис. 3.4: Связь между $L_{\gamma,100\text{MeV}}$ и $L_{\gamma,\text{bol}}$ из [183].

месячного исследования была изучена в [214]. Основываясь на этой работе можно ожидать, что болометрическая светимость в протонах, $L_{p,\text{bol}}$, примерно в 10 – 100 раз больше, чем болометрическая светимость излучения, $L_{\gamma,\text{bol}}$ для квазаров с плоским спектром (FSRQ), тогда как для Лацертид $L_{p,\text{bol}} \sim L_{\gamma,\text{bol}}$. Ниже мы консервативно считаем $L_{p,\text{bol}} = L_{\gamma,\text{bol}}$. Связь между $L_{\gamma,100\text{MeV}}$ и $L_{\gamma,\text{bol}}$ из [183] показана на Рис. 3.4.

Слепой поиск - это фундаментальный метод наблюдения неба во всех энергетических диапазонах, свободный от ошибок, связанных с отбором данных, за исключением предела детектирования на поток. Для СТА возможны различные стратегии поиска при фиксированном времени наблюдения, позволяющие выбрать область исследования и время экспозиции для любого угла обзора (см. например [183, 184]). Зависимость количества источников от ключевых параметров поиска, угла обзора, θ_{FoV} , времени наблюдения для данного угла, t_{FoV} ,

полного времени наблюдения, t_{obs} , можно оценить аналитически [184]. Полное количество источников $N[> F(t_{\text{FoV}})]$ с потоком выше заданного F равно

$$N[> F(t_{\text{FoV}})] \propto A_{\text{obs}} F(t_{\text{FoV}})^{-n} \propto t_{\text{obs}} \theta_{\text{FoV}}^2 t_{\text{FoV}}^{-(1-n/2)}, \quad (3.9)$$

где A_{obs} полная площадь обзора с фиксированным временем t_{obs} и n где индекс наклона кривой куммулятивного распределения количества источников. Мы предполагаем, что поток, соответствующий предельной чувствительности масштабируется обратно пропорционально квадратному корню от времени наблюдения. Поток первичных гамма-лучей масштабируется с расстоянием d согласно (3.4). Пренебрегая эволюцией и рождением пар на МФС можно получить $n = 1.5$ в Евклидовой вселенной, поскольку $N \propto d^3 \propto F^{-3/2}$. Тогда $N[> F(t_{\text{FoV}})] \propto t_{\text{obs}} \theta_{\text{FoV}}^2 t_{\text{FoV}}^{-0.25}$. Вследствие эффекта поглощения на МФС, расширения вселенной и эволюции источников n обычно становится меньше для менее интенсивных потоков. В связи в этом предпочтительным оказывается широкий и неглубокий поиск, который позволяет обнаружить большее количество источников.

Вторичные гамма-лучи изменяют эту зависимость. В отличие от (3.4) поток вторичных гамма-лучей на расстоянии d ведёт себя примерно согласно (3.5). Таким образом, n становится 3.0 при $d \ll \lambda_\gamma$ и $n = 1.5$ при $d \gg \lambda_\gamma$. В первом случае $N[> F(t_{\text{FoV}})]$ будет пропорционально $t_{\text{obs}} \theta_{\text{FoV}}^2 t_{\text{FoV}}^{0.5}$. Это указывает на то, что узкий и глубокий поиск позволит обнаружить больше источников. Отметим, однако, что n может быть меньше 3 вследствие расширения вселенной и эффектов эволюции. В любом случае мы ожидаем увидеть больше источников, если вторичная компонента доминирует, хотя очевидно, для близких источников преобладающим будет первичный поток.

График на Рис. 3.5 показывает куммулятивное распределение числа источников на всём небе для пяти порогов энергии (30 ГэВ, 100 ГэВ, 300 ГэВ, 1 ТэВ, и 10 ТэВ). Также показан предел детектирования в СТА со значимо-

стью 5σ при 50 часах наблюдения (для конфигурации E) [184]. Поглощение первичного потока гамма лучей от блазаров на МФС учитывается с помощью коэффициентов поглощения [106]. Вторичный поток гамма-излучения вычислялся описанным выше методом, с учётом возможных отклонений траекторий частиц в межгалактическом магнитном поле. Если не принимать во внимание вторичные гамма-лучи, зависимость ожидаемого количества источников от порогового потока имеет более плоский вид в области слабых потоков и заметно падает при высоких энергиях из-за подавления на МФС. Это хорошо согласуется с результатами [184].

Рассмотрим поиск по всему небу с фиксированным временем наблюдения несколькими черенковскими телескопами, приняв угол обзора телескопа равным $7^\circ \sim 40 \text{ deg}^2$ и предполагая конфигурацию E [164, 184]. Получасовая экспозиция для каждого поля наблюдения позволит нам исследовать всё небо за ~ 540 часов (т.е. ~ 1000 направленных наблюдений). Заметим, что предел детектирования получасовой экспозиции черенковского телескопа СТА примерно равноценен 50-ти часовой экспозиции современного поколения атмосферных черенковских телескопов.

Рисунок 3.6 показывает кумулятивное распределение красного смещения на всём небе для пяти порогов энергии (30 ГэВ, 100 ГэВ, 300 ГэВ, 1 ТэВ, и 10 ТэВ) с получасовой экспозицией для каждого поля наблюдения. Мы можем оценить порог чувствительности 5σ для получасовой экспозиции по чувствительности для 50-ти часовой экспозиции, полагая, что порог масштабируется обратно пропорционально квадратному корню от времени наблюдения. [184]. Для $B = 10^{-17}$ Гс, сценарий вторичного гамма-излучения предсказывает 100, 130, 150, 87, и 8 блазаров свыше 30 ГэВ, 100 ГэВ, 300 ГэВ, 1 ТэВ и 10 ТэВ, соответственно. Для $B = 10^{-15}$ Гс, эти цифры становятся 79, 96, 110, 63 и 6 соответственно. Мы приводим результаты для ожидаемого количества блазаров в этом режиме поиска в таблице 3.2. Самый далёкий детектируемый блазар имеет красное смещение $z \sim 8$ и $z \sim 5$ при $B = 10^{-17}$ и 10^{-15} Гс соответ-

Таблица 3.2: Ожидаемое количество блазаров для поиска по всему небу с полчасовой экспозицией в каждом направлении

	Энергия				
	>30 ГэВ	>100 ГэВ	>300 ГэВ	>1 ТэВ	>10 ТэВ
первичные без МФС	63	130	280	240	24
первичные с МФС	38	47	50	20	< 1
$B = 10^{-17}$ Гс	100	130	150	87	8
$B = 10^{-15}$ Гс	79	96	110	63	6

ственно. Это предсказание коренным образом отличается от того, что можно было бы ожидать при отсутствии вторичных гамма-лучей. В этом случае самое высокое красное смещение $z < 0.4$. Увеличение МГМП подавляет вторичный поток гамма-излучения на низких энергиях. Слабое МГМП позволяет регистрировать объекты с более высоким красным смещением.

Рассмотрим теперь 50-ти часовую экспозицию для каждого направления с полным временем наблюдения ~ 540 часов (т.е. 10–11 направленных наблюдений). В этом режиме можно покрыть только $\sim 1\%$ всего неба. Сценарий со вторичным потоком гамма-лучей предсказывает ожидаемое количество источников как 7, 8, 8, 5, и 1 свыше 30 ГэВ, 100 ГэВ, 300 ГэВ, 1 ТэВ, и 10 ТэВ соответственно в случае $B = 10^{-17}$ Гс. В случае $B = 10^{-15}$ Гс эти цифры станут 6, 7, 5, 4, и 1. Таким образом за фиксированное время наблюдения широкий и менее глубокий поиск даст преимущество как в общем количестве детектированных источников, так и в числе источников с высоким красным смещением.

3.5. Выводы к третьей главе

Мы показали, что наблюдение гамма-излучения от далеких блазаров в диапазоне энергий порядка ТэВ можно успешно объяснить вторичным сигналом от взаимодействия КЛСВЭ и УВЭ, испущенных теми же источниками, если МГМП достаточно мало, что не противоречит современным ограничениям. Вклад вторичных фотонов, позволит детектировать с помощью наземных атмосферных черенковских телескопов следующего поколения, таких как Cherenkov Telescope Array (СТА) значительно большее число далёких блазаров чем ожидалось. Таким образом статистика по обнаруженным источникам будет хорошим тестом гипотезы. Число источников на низких энергиях также в значительной степени зависит от МГМП, что открывает возможность изучения МГМП статистическими методами, которые послужат дополнением к существующим методам, основанным на изучении сигналов в гамма лучах от отдельных источников [101, 102, 215].

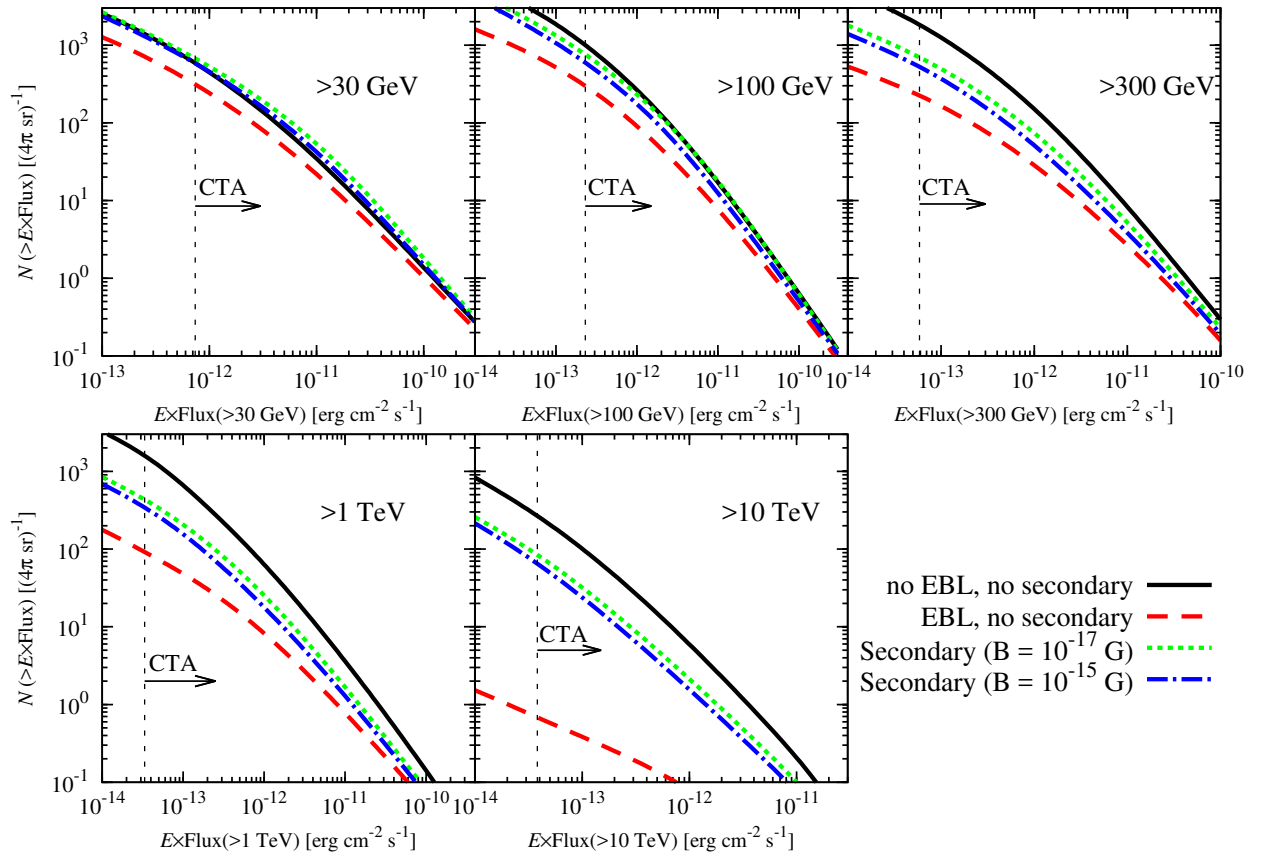


Рис. 3.5: Ожидаемое кумулятивное распределение числа источников как функция интегрального потока гамма-излучения блазаров при наблюдении методом слепого поиска. Пять диаграмм соответствуют различным энергиям фотонов, как указано под диаграммами. Сплошная, штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют моделям без поглощения на МФС, с поглощением на МФС без вторичных фотонов, со вторичными гамма-лучами в предположении о магнитном поле $B = 10^{-17}$ Гс, и $B = 10^{-15}$ Гс, соответственно. Также показан 50-ти часовой предел для детектирования с достоверностью 5σ (в конфигурации E)[184].

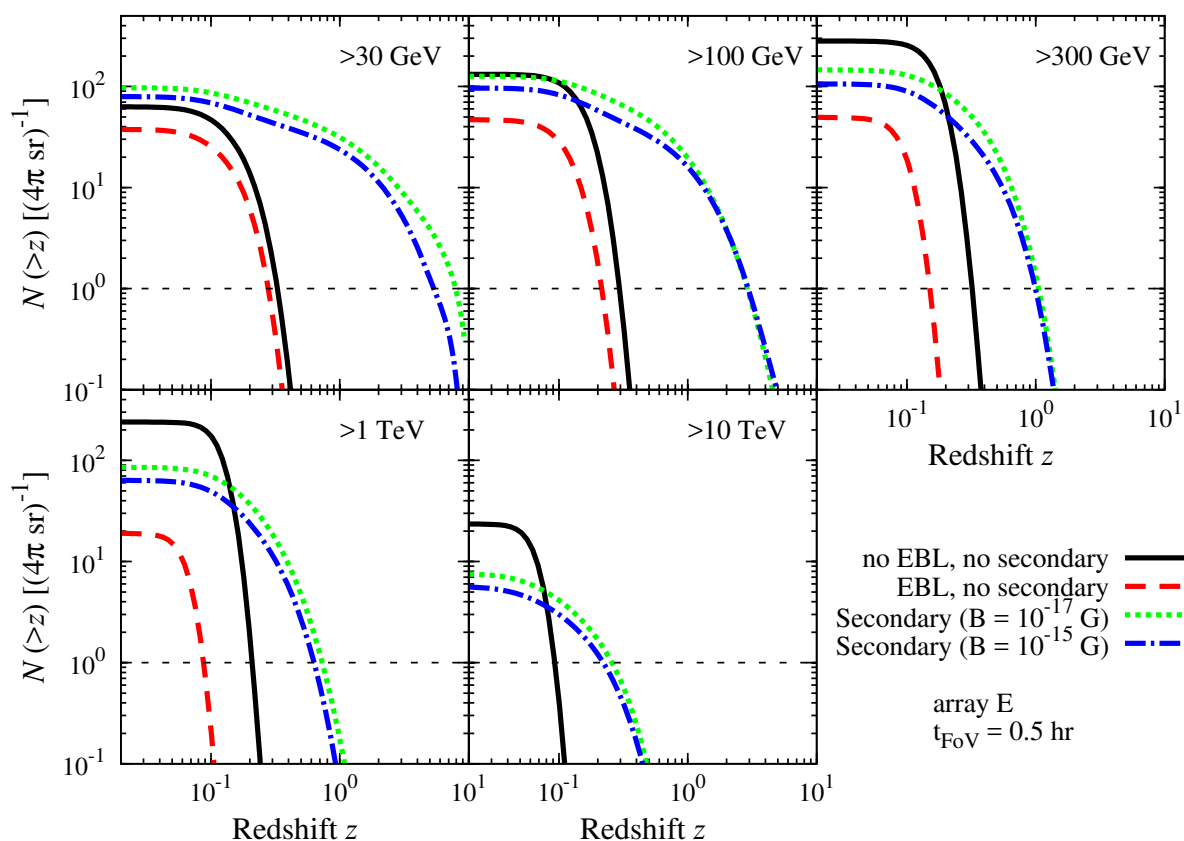


Рис. 3.6: Ожидаемое кумулятивное распределение красных смещений блазаров в режиме слепого поиска. Пять диаграмм соответствуют различным энергиям фотонов, как указано под диаграммами. Сплошная, штриховая, пунктирная и штрих-пунктирная линии соответствуют моделям без поглощения на МФС, с поглощением МФС без вторичных фотонов, со вторичными гамма-лучами в предположении о магнитном поле $B = 10^{-17}$ Гс, и $B = 10^{-15}$ Гс, соответственно. Предел чувствительности для детектирования в СТА с достоверностью 5σ показан для времени наблюдения 0.5 ч [184] (мы считаем, что предел масштабируется обратно пропорционально квадратному корню времени наблюдения). Для выполнения полного обзора неба потребуется ~ 540 часов. Пунктирная линия на диаграмме 10 ТэВ не показана, поскольку ожидаемое количество менее чем 0.1 на всём диапазоне красного смещения.

Глава 4

Сигналы от взаимодействий КЛУВЭ вблизи источника

4.1. Краткий обзор

Сценарии происхождения КЛУВЭ, предполагающие протонный первичный состав, близки к исключению из-за довольно высокого предсказываемого вклада в поток диффузного гамма-излучения, а также поток нейтрино с энергией выше 10 ПэВ. Также, как уже отмечалось, указанные сценарии не подтверждаются измерениями массового состава в эксперименте PАО, имеющим на сегодняшний день самую высокую статистику. В то же время можно показать, что поток каскадного гамма-излучения и нейтрино от взаимодействия составных ядер с межгалактическим излучением может быть на порядки меньше. Более того спектр астрофизических нейтрино, наблюдаемый в эксперименте IceCube в диапазоне энергий от десятков ТэВ до ПэВ в принципе сложно объяснить взаимодействиями КЛУВЭ с межгалактическим фотонным фоном, поскольку типичная энергия космогенных нейтрино составляет 0.1 – 10 ЭэВ. В этой главе мы обсудим возможные сигналы от взаимодействия КЛ со средой вблизи источников. Сфокусируемся при этом на одном из наиболее вероятных кандидатов на роль источников КЛУВЭ, АЯГ.

В секции 4.2 мы предлагаем развитие модели [56], в которой нейтрино возникают в результате взаимодействий КЛ, ускоряемых в АЯГ с фотонным фоном в источнике. Мы рассмотрим более реалистичный по сравнению с предыдущими работами случай взаимодействий КЛ с анизотропным излучением аккреционного диска в модели Шакуры-Сюняева [216].

4.2. Нейтрино от $p\gamma$ взаимодействий КЛ с излучением аккреционного диска в АЯГ

АЯГ давно считаются потенциальными источниками нейтрино. Они могут ускорять протоны до самых ультравысоких энергий и они окружены интенсивными радиационными полями, где могут происходить фотоадронные взаимодействия, приводящие к образованию нейтрино.

В сердце АЯГ, как предполагается, находится сверхмассивная черная дыра, окруженная аккреционным диском. Горячий диск является источником термального излучения с максимумом в ультрафиолетовом диапазоне, что придаёт объектам видимый синеватый оттенок что при наблюдении в оптике¹. Ускоренные частицы движутся вдоль джетов, перпендикулярно аккреционному диску пересекая область интенсивного излучения.

Ниже мы будем предполагать, что ускорение протонов происходит в окрестности горизонта чёрной дыры (см. например [107, 217]). Нейтрино высоких энергий возникают в результате распада пи-мезонов, образовавшихся в реакциях $p\gamma \rightarrow n\pi^+$ и $n\gamma \rightarrow p\pi^-$ в столкновениях протонов с излучением аккреционного диска. Рассмотрим наблюдательную феноменологию аккреционных дисков и оценим оптическую толщину для реакции фоторождения пионов.

Феноменология аккреционного диска

Эффективная температура оптически толстого материала на масштабе гравитационного радиуса задаётся выражением [216]

$$T_0 = 30 \text{ eV} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right)^{-1/4} \left(\frac{L}{\eta L_{\text{Edd}}} \right)^{1/4}, \quad (4.1)$$

где M - масса чёрной дыры и η - эффективность превращения гравитационной энергии в электромагнитное излучение, $L = \eta \dot{M}$, при данной скорости

¹ особенность спектра, называемая в англ. литературе Big Blue Bump

аккреции \dot{M} . Эддингтоновская светимость, L_{Edd} , определяется как

$$L_{\text{Edd}} = 1.26 \cdot 10^{46} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right) \text{ эрг с}^{-1}.$$

Температура диска зависит от радиальной координаты степенным образом, $T \propto r^{-\beta}$. В теории [216] $\beta = 3/4$. Наблюдаемый наклон находится в согласии с теорией тонкого диска, $\beta = 0.61_{-0.17}^{+0.21}$.

С точностью достаточной для наших целей, наблюдаемые размеры дисков для излучения $E_{\gamma} = 5$ эВ может быть аппроксимировано выражением [218]

$$R = 10^{15} \text{ см} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right),$$

что примерно на два порядка больше гравитационного радиуса. Эта оценка несколько больше ожидаемой в теории тонкого диска. Плотность фотонов вокруг диска может быть аппроксимирована соотношением

$$n_{\gamma} = \frac{L_{\text{disk}}}{4\pi R^2 E_c},$$

где E_c типичная энергия фотонов. В среднем, спектр АЯГ имеет пик при энергии $E_c \simeq 10$ эВ.

Оптическую толщину для процесса фоторождения мезонов можно оценить как $\tau = \sigma n_{\gamma} R$, где $\sigma \approx 5 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ сечение на Δ -резонансе. Это даёт

$$\tau \sim 10^3 \left(\frac{L_{\text{disk}}}{L_{\text{Edd}}} \right) \left(\frac{10 \text{ эВ}}{E_c} \right),$$

независимо от массы чёрной дыры. Боллометрическая и монохроматическая светимости АЯГ тесно связаны, например $\lambda L_{\lambda}(5100 \text{ \AA}) \approx 0.1 L_{\text{bol}}$, (см. [219, 220]). λL_{λ} даёт оценку на L_{disk} . Для типичной боллометрической светимости мы можем предположить $L_{\text{bol}} \approx 0.1 L_{\text{Edd}}$, см. например [221, 222]. Поэтому характерное значение оптической толщины по отношению к фоторождению мезонов на расстоянии сравнимом с размером аккреционного диска $\tau \sim 10$.

Радиационные поля и частота взаимодействия

Частота взаимодействий КЛ с фотонами в лабораторной системе отсчёта задается стандартным выражением

$$R = \int d^3p n(\mathbf{p})(1 - \cos \theta)\sigma(\tilde{\omega}), \quad (4.2)$$

где $n(\mathbf{p})$ концентрация фотонов, $\sigma(\tilde{\omega})$ - сечение взаимодействия в системе покоя первичной частицы, как функция энергии налетающего фотона $\tilde{\omega} = \gamma p(1 - \cos \theta)$, γ - гамма-фактор первичной частицы в лабораторной системе.

Для излучения чёрного тела с температурой T имеем

$$n_T(p) \equiv \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp(p/T) - 1}. \quad (4.3)$$

Мы предполагаем, что сегмент диска радиусом r излучает как чёрное тело с температурой $T(r)$,

$$T(r) = T_0 F(r), \quad (4.4)$$

где T_0 задаётся выражением (4.1), а $F(r)$ равно [216]

$$F(r) = \left(\frac{r_g}{r}\right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{in}}{r}}\right)^{1/4}. \quad (4.5)$$

Здесь $r_g = 2\kappa M$ шварцшильдовский гравитационный радиус,

$$r_g = 3 \times 10^{13} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot}\right) \text{ см},$$

и r_{in} - радиус внутреннего края диска. Вклад такого сегмента в плотность фотонов в точке z на оси диска

$$n(\mathbf{p}) = \frac{\delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) r dr}{(r^2 + z^2)} n_T(p, r), \quad (4.6)$$

где \mathbf{n}_0 - единичный вектор от r к z . Его вклад в частоту взаимодействий (4.2) можно выразить следующим образом

$$R(z, r, \gamma) = \frac{(1 - \cos \theta)}{4\pi^3(r^2 + z^2)} \int_0^\infty \frac{dp p^2 \sigma(\tilde{\omega})}{e^{p/T(r)} - 1}, \quad (4.7)$$

где $\cos \theta = z/\sqrt{r^2 + z^2}$. Наконец,

$$R(z, \gamma) = 2\pi \int_{r_{in}}^{\infty} r \cos \theta dr R(z, r, \gamma), \quad (4.8)$$

Размер внутреннего края диска r_{in} связан с радиационной эффективностью:

$$\eta = \frac{3}{2} \int_{r_{in}}^{\infty} r dr F^4(r).$$

Ниже мы будем предполагать часто используемое в литературе значение для эффективности $\eta = 0.1$.

Оптическая толщина для рассматриваемой реакции протонов, ускоренных вблизи горизонта событий чёрной дыры и движущихся вдоль оси джета от z_0 до бесконечности $\tau(\gamma) = \int_{z_0}^{\infty} dz R(z, \gamma)$. Функция $\tau(E)$ показана на Рис.4.1 для $z_0 = r_g$ и нескольких значений T_0 ².

Чтобы нейтрино с энергией $E_\nu \sim 10^{15}$ эВ эффективно производилось, оптическая толщина для протонов с энергией $E \sim 10^{17}$ эВ должна быть больше или порядка единицы. В терминах температуры это требование означает $T_0 > 10$ эВ, см. Рис. 4.1.

4.2.1. Наблюдаемый спектр

В настоящей работе мы не обсуждаем процесс ускорения частиц, лишь подразумевая, что ускорение происходит электрическими полями вблизи горизонта событий чёрной дыры. Подробно данный механизм рассматривался к примеру в работе [217]. Для определённости будем считать, что спектр ускоренных протонов в точке $z = z_0$ имеет степенную форму

$$j_{acc}(E) = E^{-p}, \quad E < E_{max}, \quad (4.9)$$

² отметим, что средняя энергия фотонов аккреционного диска с профилем (4.5) и радиационной эффективностью $\eta = 0.1$ примерно равна $0.1T_0$

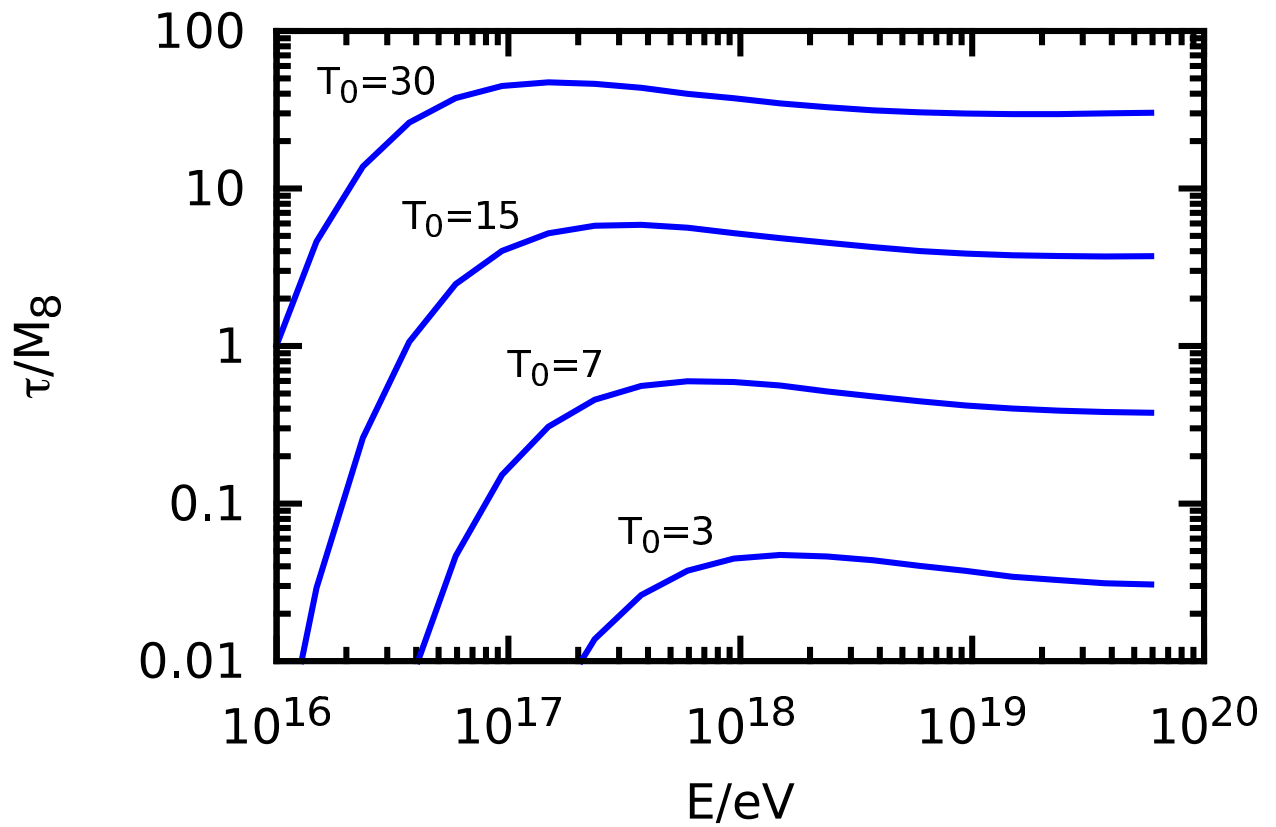


Рис. 4.1: Оптическая толщина, как функция энергии протонов для нескольких значений $T_0/\text{эВ}$.

импульсы частиц направлены вдоль оси диска в сторону больших z и при $z > z_0$ ускорением можно пренебречь. Также для определённости ниже мы зафиксируем параметры $p = 2$ и $z_0 = 2r_g$.

Вычисление наблюдаемого спектра нейтрино будем проводить в два шага. Вначале смоделируем распространение протонов через в радиационном поле при $z > z_0$ и вычислим спектр продуктов взаимодействий. При этом мы будем консервативно предполагать, что магнитными полями можно пренебречь и протоны, а также нейтроны с энергией ниже порога фоторождения пи-мезонов свободно покидают источник. Это позволит нам позже вычислить максимально возможный вклад данного механизма в наблюдаемый поток КЛ.

То же касается вторичных электронов и позитронов, произведённых во взаимодействиях КЛ. Для получения консервативной оценки, будем считать что они свободно покидают источник, а ЭК развивается на межгалактическом фоне. Ниже мы покажем, что даже в таком экстремальном случае поток каскадного излучения от популяции АЯГ не превышает измеренный поток диффузного гамма-излучения.

Мы моделируем взаимодействия нуклонов с радиационными полями методом Монте-Карло, следующим образом. Во время i -й итерации когда координата нуклона $z = z_i$, оптическая толщина τ_i , пройденная нуклоном выбирается случайным образом по формуле

$$\tau_i = -\log(\xi),$$

где ξ (здесь и ниже) случайная переменная, равномерно распределенная в интервале $0 < \xi < 1$. Точка следующего взаимодействия z_{i+1} находится из решения уравнения

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} R(z, \gamma_i) dz = \tau_i, \quad (4.10)$$

где γ_i текущий гамма фактор нуклона, $R(z, \gamma_i)$ - частота взаимодействий, задаваемая формулой (4.8). Импульс фонового фотона выбирается в каждой точке

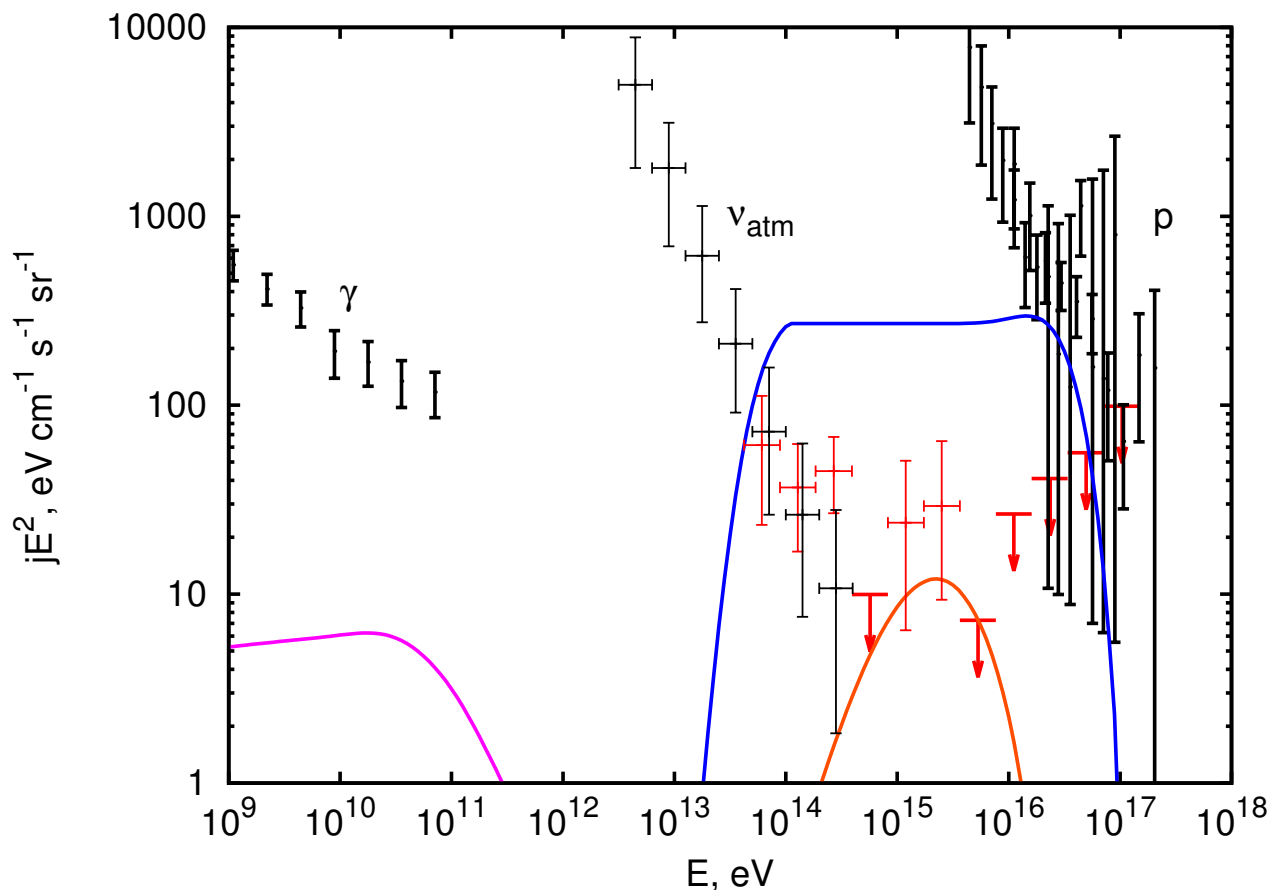


Рис. 4.2: Поток вторичных нейтрино (красная кривая) и гамма-лучей (розовая кривая) от протонов (синяя кривая) с первичным спектром $1/E^2$ и $E_{max} = 100$ ПэВ при температуре диска $T_0 = 15$ эВ, массе чёрной дыры $10^8 M_\odot$, в предположении эволюции $\propto (1+z)^3$. Красные точки показывают данные IceCube [46]. Поток атмосферных нейтрино показан согласно оценке [223], измерения диффузного потока гамма-излучения показаны по публикации [95], а потока протонов из [206].

взаимодействия z_i in следующим образом. Вначале выбирается сегмент r_i , испускающий фотон, используя (4.8):

$$\xi R(z, \gamma) = 2\pi \int_{r_{in}}^{r_i} r dr R(z_i, r, \gamma), \quad (4.11)$$

затем энергия фотона p_i выбирается, используя выражение (4.7):

$$\xi R(z, r, \gamma) = \frac{(1 - \cos \theta_i)}{4\pi^3(r_i^2 + z_i^2)} \int_0^{p_i} dp p^2 \frac{\sigma(\tilde{\omega})}{e^{p/T(r_i)} - 1}, \quad (4.12)$$

где $\cos \theta_i = z_i / \sqrt{z_i^2 + r_i^2}$. Наконец, для того чтобы получить продукты взаимодействия и их импульсы, а также тип нуклона и его гамма-фактор в конечном состоянии γ_{i+1} , используется Монте Карло генератор фотоадронных взаимодействий SOPHIA [74]. Итерации продолжаются до тех пор, пока уравнение (4.10) имеет решение. Отсутствие решения означает, что нуклон свободно вылетает из радиационного поля аккреционного диска. В результате описанной последовательности итераций мы получаем спектр нуклонов, нейтрино, электронов и фотонов после покидания области взаимодействий.

На втором шаге мы используем полученный спектр в качестве эффективного спектра инъекции в стандартной задаче с экстрагалактическими источниками. При этом мы учитываем космологическую эволюцию числа источников³ и эффекты, связанные с распространением. Последние главным образом сводятся к красному смещению, осцилляциям нейтрино, распаду нейтронов и развитию ЭК на РИ и МФС. Эта процедура проводится с использованием численного кода [12, 84], разработанного автором.

Наконец, мы нормируем полученный спектр на данные IceCube. На момент публикации работы были доступны для анализа данные трех лет наблюдений [46], а именно 22 события с высвобожденной энергией выше 42 ТэВ, и зависимость экспозиции от энергии [224]. Мы оптимизируем пуассоновскую вероятность наблюдения указанных событий, при условии что модель верна.

³ Мы не проводим усреднение по T_0 и/или E_{\max} .

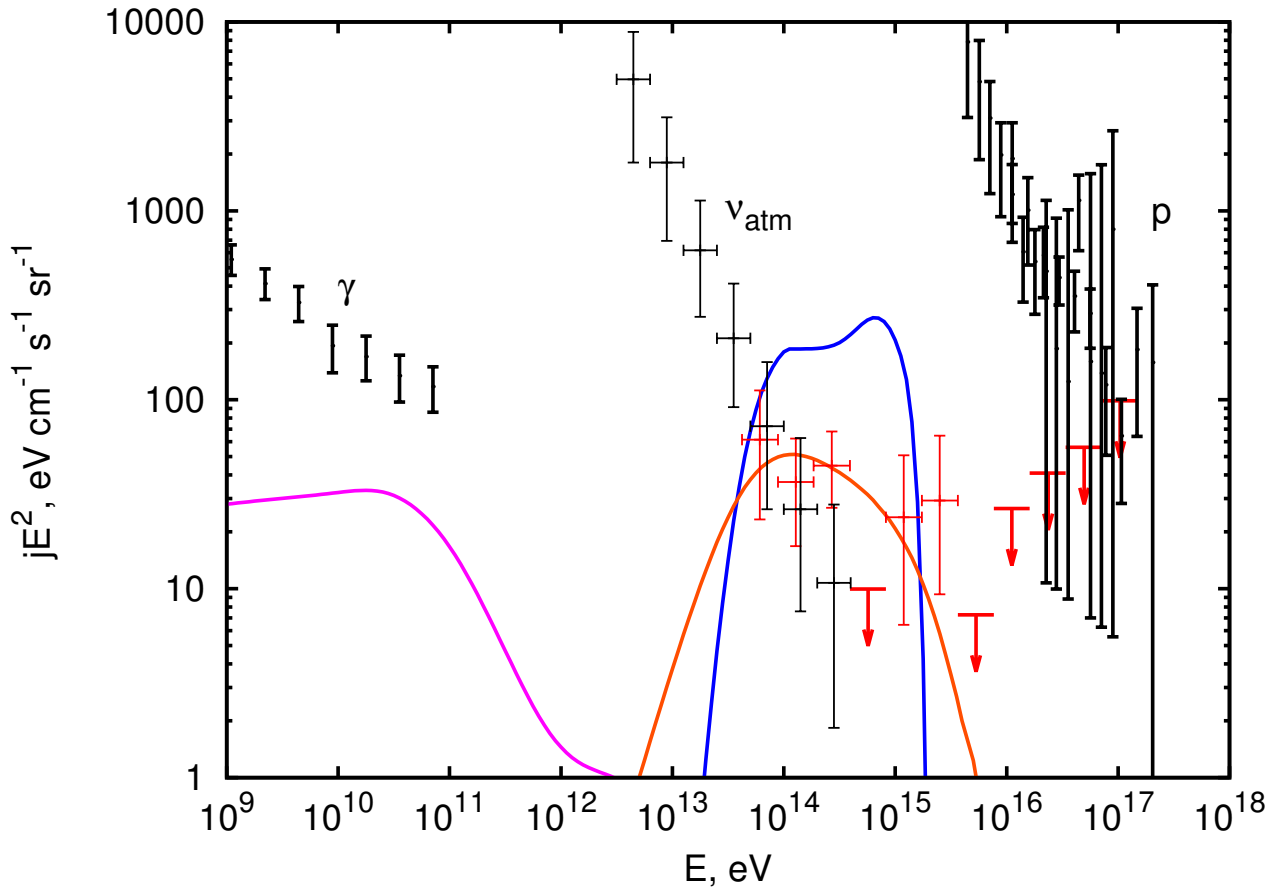


Рис. 4.3: Поток вторичных нейтрино и гамма-лучей от протонов со спектром $1/E^2$ и $E_{max} = 30$ ПэВ при температуре диска $T_0 = 120$ эВ и эволюции источников $\propto (1+z)^3$. Экспериментальные данные как на Рис. 4.2.

В диапазоне энергий 0.4-1 ПэВ данные не содержат событий, что не противоречит непрерывному степенному спектру с учётом статистики [46]. В то же время различные диапазоны энергии могут соответствовать различным популяциям источников и поэтому спектр может содержать особенности.

На Рис. 4.2 показан спектр нейтрино (красным) от протонов, ускоренных до $E_{max} = 100$ ПэВ и поглощённых излучением диска с температурой $T_0 = 15$ эВ (предполагается масса чёрной дыры $10^8 M_\odot$ и эволюция источников $(1+z)^3$). Видно, что предсказываемый спектр нейтрино довольно узкий. Такая модель может потенциально объяснить пик в спектре нейтрино.

На Рис. 4.3 показаны предсказания в модели с $T_0 = 120$ эВ и $E_{max} = 30$ ПэВ. В этом случае может быть объяснён весь поток нейтрино с энергией $E > 100$ ТэВ, наблюдаемый в IceCube.

Поток вторичного каскадного гамма-излучения не противоречит данным Fermi LAT. Вклад КЛ от АЯГ в наблюдаемый поток протонов в рассматриваемой модели пренебрежимо мал.

На Рис. 4.4-4.5 показана зависимость спектра нейтрино от параметров модели. Рис. 4.4 иллюстрирует зависимость от максимальной энергии ускорения протонов, при фиксированной температуре $T_0 = 60$ эВ. Модели с максимальной энергией $E_{max} = 30$ ПэВ, $E_{max} = 100$ ПэВ и $E_{max} = 300$ ПэВ показаны красной, зеленой и синей кривыми соответственно. Повышение максимальной энергии ускорения ожидаемо приводит к смещению спектра нейтрино в сторону больших энергий. В моделях с $E_{max} > 100$ ПэВ перепроизводится поток нейтрино выше нескольких ПэВ, где IceCube не наблюдает событий.

Рис. 4.5 иллюстрирует зависимость от температуры диска при фиксированном значении $E_{max} = 100$ ПэВ. Спектры в моделях с температурой $T_0 = 15$ эВ, $T_0 = 30$ эВ, $T_0 = 60$ эВ и $T_0 = 120$ эВ показаны красной, зелёной, синей и розовой кривыми. Очевидно, что повышение температуры позволяет продлить спектр нейтрино в сторону меньших энергий за счёт снижения пороговой энергии КЛ фоторождения пионов.

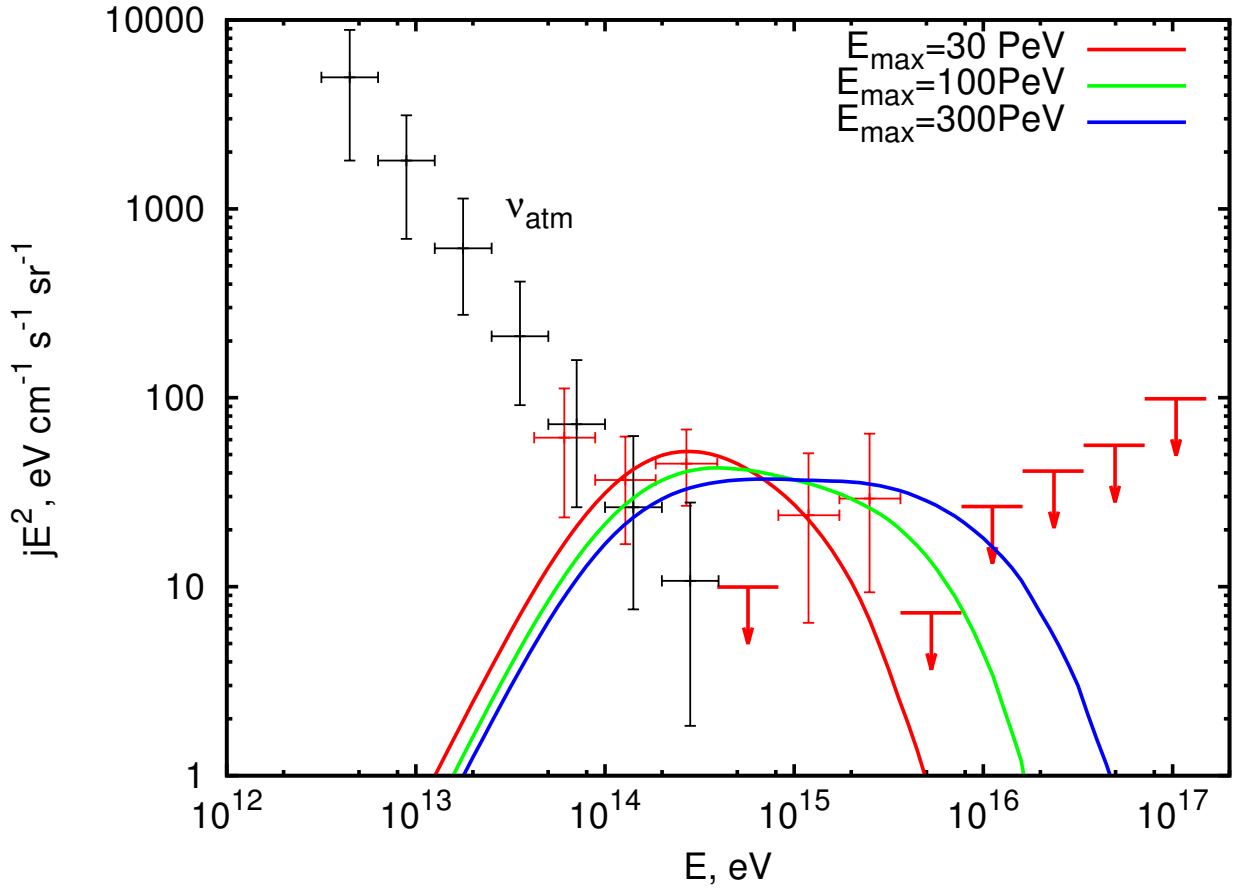


Рис. 4.4: Зависимость спектра нейтрино от максимальной энергии E_{max} для спектра инжекции протонов E^{-2} и температуры диска $T_0 = 60$ эВ и эволюции источников $\propto (1+z)^3$. Экспериментальные данные как на Рис. 4.2.

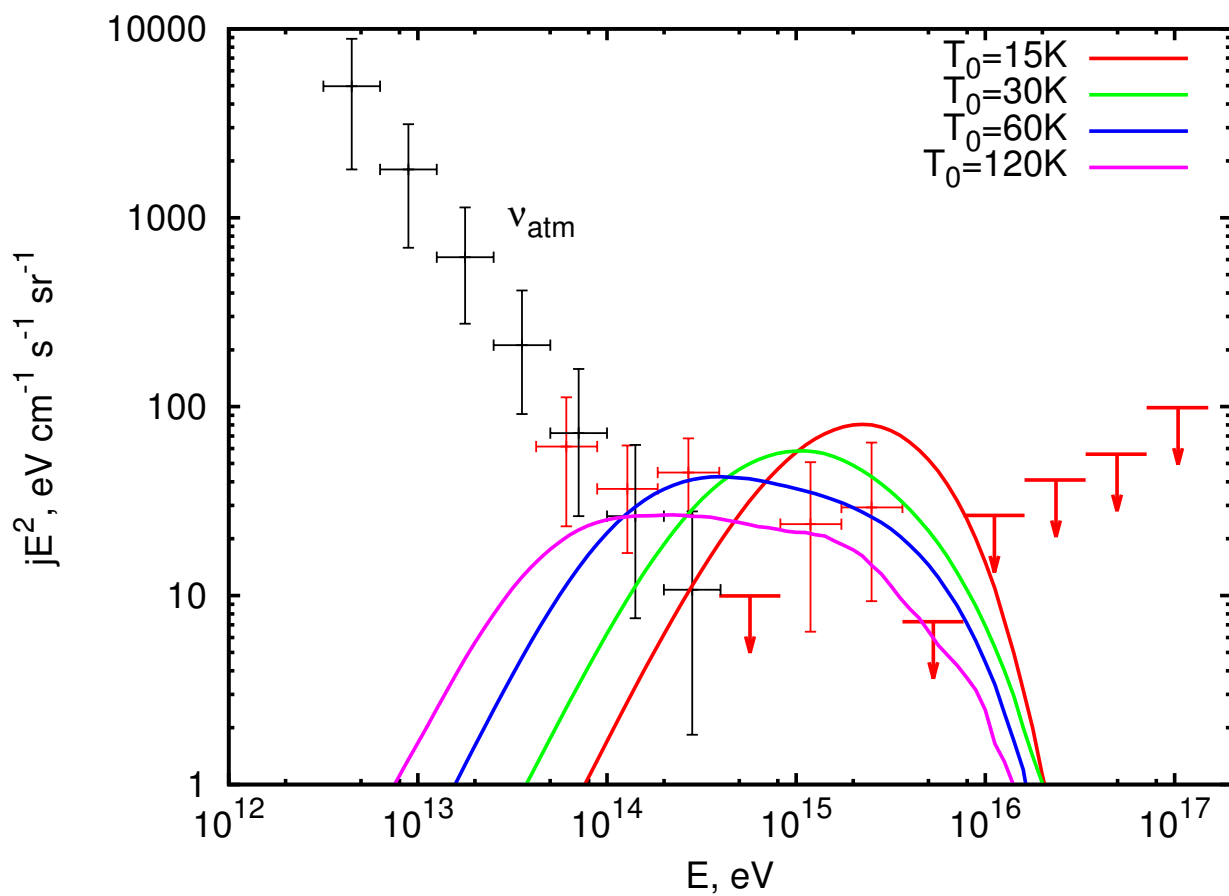


Рис. 4.5: Зависимость спектра нейтрино от температуры диска T_0 для $E_{max} = 100$ ПэВ. Остальные параметры и экспериментальные точки как на Рис. 4.4.

4.3. Лацертиды/ФР-I как источники КЛУВЭ и нейтрино

В работах [225, 226] была детально рассмотрена так называемая модель 'утечки', описывающая переход от галактической к внегалактической компоненте космических лучей, и позволяющая объяснить все особенности спектра индивидуальных групп элементов в диапазоне энергий от $200 \text{ ГэВ} \leq E/Z \leq 100 \text{ ПэВ}$. В рамках данной модели авторами была получена оценка спектра экстрагалактической протонной компоненты КЛУВЭ.

В работе автора диссертации [14] изучаются классы источников КЛУВЭ, которые могли бы обеспечить поток протонов выведенный в модели 'утечки' и в то же время дать существенный вклад в поток астрофизических нейтрино, наблюдаемый в эксперименте IceCube [46] и диффузное гамма-излучение по измерениям Fermi-LAT [116]. В числе возможных источников КЛ рассматриваются галактики, как нормальные так и со вспышкой звездообразования, а также радио-громкие АЯГ. Указанный выбор мотивирован тем фактом, что данные источники могут давать существенный вклад в диффузное гамма-излучение. В частности в работах [117, 227] было показано блазары могут обеспечивать до 100% потока ИГФ.

В качестве основного механизма производства гамма-излучения и нейтрино предполагается взаимодействие КЛ с газом вблизи источников. В рамках данного механизма спектр протонной компоненты космических лучей удаётся объяснить лишь, рассматривая популяцию источников с негативной эволюцией, таких как Лацертиды/Фонарев-Райли-I (ФР-I). При этом поток вторичных нейтрино от р-р взаимодействий может составлять существенный вклад в поток астрофизических нейтрино, измеренный Ice Cube, а поток гамма-лучей доминирующий вклад в изотропный гамма-фон по данным Fermi LAT.

4.3.1. Взаимодействие КЛ с газом и фотонами

Теперь обобщим то, как мы можем рассчитать взаимодействие КЛ с газом и межгалактическим фоновым светом (МФС). Разделим распространение на два шага: первый включает в себя распространение в источнике: галактике и кластере галактик, где, как мы полагаем, преобладают взаимодействия протонов с газом. Спектр существующих частиц затем используется во второй части как "эффективный спектр источника из которого мы рассчитываем результирующий диффузный поток, принимая во внимание распределение $\rho(z, L)$ источников, взаимодействия протонов, электронов и фотонов с МФС и РИ. Для обоих шагов мы использовали программное обеспечение с открытым кодом [12], которое решает соответствующие кинетические уравнения в одном измерении. Мы применяем базовую модель МФС Ref. [106].

В качестве входящих данных для первого шага необходим спектр инжекции протонов dN_{CR}/dE и поверхностная плотность⁴ $X(E)$ газа для траекторий частиц разных энергий.

Начиная со спектра инжекции фотонов, мы моделируем их распространение и взаимодействие для того, чтобы получить спектры протонов и вторичных частиц покидающих "эффективный источник". Мы пренебрегаем всеми взаимодействиями кроме pp взаимодействия в "эффективном источнике". Это допущение не всегда возможно для некоторых областей разгона КЛУВЭ вблизи АЯГ, как например разгон в области близкой к аккреционному диску, где мощные поля излучения делают взаимодействия $p\gamma$ более многочисленными, чем pp . Однако при ускорении на полярных шапках, поле излучения достаточно мало для того, чтобы pp взаимодействие преобладало. Мы также полагаем, что все продукты взаимодействия кроме электронов свободно вылетают. Судьба электронов зависит от плотности излучения и величины магнитного поля, также как и от размера источника. В таких обширных источниках, как

⁴ англ. grammage

галактики с относительно небольшими магнитными полями, они теряют всю свою энергию через синхротронное и обратное комптоновское излучение в диапазоне радиоволн. Для упрощения мы пренебрегаем рождением пар фотонами внутри источников, поскольку последующий каскад вне источника приводит к универсальному спектру.

Мы предполагаем, что спектр инъекции КЛ от каждого источника подчиняется степенному закону с уклоном α_p и экспоненциальным обрезанием,

$$\frac{dN_{CR}}{dE} \propto E^{-\alpha_p} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right). \quad (4.13)$$

Для принятого уклона α_p спектра, мы регулируем энергию отсечки E_{cut} так, чтобы спектр всего множества источника (интегрированный по красному смещению) лучше всего совпадал с наблюдаемым спектром космических лучей в диапазоне энергий 10^{17} эВ – 10^{20} эВ.

Космические лучи не обязательно покидают источник. Для свободного вылета Ларморовский радиус частицы должен быть сравним с размером источника R . Условие можно записать как $E \gtrsim E_{\text{free}}$, где

$$E_{\text{free}} \simeq eBR \simeq 3 \times 10^{20} \text{ эВ} \frac{B}{10^4 \text{ Гс}} \frac{R}{10^{14} \text{ см}}, \quad (4.14)$$

e - электрический заряд частицы и B - сила магнитного поля. Частицы с меньшей энергией задерживаются магнитным полем объекта. Задержанные частицы тем не менее могут покинуть источник, но за существенно большее время в режиме диффузии. Детали этого процесса зависят от геометрии источника и турбулентности магнитного поля. В наших вычислениях мы предполагаем Колмогоровский спектр турбулентности. В этом случае время вылета частиц из источника зависит от энергии следующим образом:

$$t_{\text{esc}} = \frac{R}{c} \left(\frac{E}{E_{\text{free}}}\right)^{-1/3} \simeq 5 \times 10^6 \text{ с} \left[\frac{E}{10^{11} \text{ эВ}}\right]^{-1/3}, \quad (4.15)$$

где для оценки мы используем размер источника $R = 10^{14}$ см и магнитное поле $B = 10^4$ Гс.

Космические лучи задержанные в источнике теряют энергию во взаимодействиях со средой источника. В случае аккреционного потока, плотность относительно небольшая $n \lesssim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для радиационно неэффективных аккреционных потоков, питающих источники типа ФР-I/Лацертиды. Время потери энергии для протонов

$$t_{pp} = \frac{1}{\kappa \sigma_{pp} n} \simeq 1 \times 10^6 \text{ с} \left(\frac{n}{10^9 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1}, \quad (4.16)$$

где $\sigma_{pp} \sim (3 - 8) \times 10^{-26} \text{ см}^2$ сечение неупругого pp столкновения и $\kappa \simeq 0.6$ средняя доля теряемой в одном столкновении энергии. Время взаимодействия короче чем время вылета, $t_{\text{esc}} \gtrsim t_{pp}$ для КЛ с энергией $E < E_{\text{esc}} = 8 \times 10^{12} \text{ эВ}$, где мы также использовали для численной оценки $R = 10^{14} \text{ см}$ и $B = 10^4 \text{ Гс}$. Таким образом, космические лучи с энергией $\sim 10 \text{ ТэВ}$ не успевают покинуть источник. Заметим, однако, что приведённые выше цифры существенно зависят от значений n , B и R и должны рассматриваться лишь как грубая оценка. Ниже в наших расчётах мы будем считать характерную энергию E_{esc} свободным параметром.

Для зависимой от энергии КЛ поверхностной плотности $X(E)$ мы используем параметризацию $X(E) \propto E^{-1/3}$ соответствующую диффузии в турбулентном магнитном поле с Колмогоровским спектром. Нормировка $X(E)$ фиксируется требованием $\tau_{pp} = 1$ при $E = E_{\text{esc}}$. Таким образом E_{esc} остаётся единственным свободным параметром, помимо спектра инжекции КЛ.

Учёт pp взаимодействий был добавлен в программу [12] следующим образом: неупругие сечения σ_{inel} ядер КЛ на газе были рассчитаны при помощи пакета QGSJET-II-04 [228]. Для спектров вторичных фотонов и нейтрино произведённых во взаимодействиях использовались таблицы дифференциальных сечений, предварительно полученные при помощи QGSJET-II-04 [229]. Вторичные продукты от взаимодействий более тяжёлых ядер в потоке КЛ сравнительно подавлены. В связи с этим при одновременном фитировании спектра КЛ, гамма-лучей и нейтрино мы рассматриваем только внегалактический поток

протонной компоненты. Вклад в поток вторичных частиц от ядер в КЛ учитывается введением дополнительного фактора ε_M , на который умножался поток, полученный от протонов. Аналогично учитывался гелий, как одна из компонент межзвёздной среды. Совмещая оба эффекта, мы принимаем $\varepsilon_M = 2.0$ (см. [230]).

Чтобы учесть зависимость поверхностной плотности $X(E)$ от энергии в коде [12], основанном на кинетических уравнениях, мы включаем ее в качестве множителя в скорость реакции $p-p$ с таким весом, чтобы оптическая толщина для протонов с энергией E_{esc} равнялась единице.

4.3.2. Эволюция Лацертид

Мы определяем космологическую эволюцию Лацертид/ФР I используя соответствующую эволюцию светимости в гамма-лучах, предполагая, что светимость в космических лучах (КЛ) пропорциональна светимости в гамма-лучах.

$$N_c(z) \propto \int_{L_\gamma^{min}}^{L_\gamma^{max}} \rho(z, L_\gamma) L_\gamma dL_\gamma. \quad (4.17)$$

Где $\rho(z, L_\gamma)$ это функция светимости γ -лучах. (ФС), т.е. число источников на единицу сопутствующего объёма и светимости. Для $\rho(z, L_\gamma)$ мы используем модель зависимой от светимости эволюции плотности. [231]. В этой модели ФС $\rho(z, L_\gamma)$ может быть выражена следующим образом

$$\rho(z, L_\gamma) = \rho(L_\gamma) e(z, L_\gamma), \quad (4.18)$$

где

$$\rho(L_\gamma) = \frac{A}{\log(10)L_\gamma} \left[\left(\frac{L_\gamma}{L_c} \right)^{\gamma_1} + \left(\frac{L_\gamma}{L_c} \right)^{\gamma_2} \right]^{-1}, \quad (4.19)$$

$$e(z, L_\gamma) = \left[\left(\frac{1+z}{1+z_c(L_\gamma)} \right)^{p_1} + \left(\frac{1+z}{1+z_c(L_\gamma)} \right)^{p_2} \right]^{-1}, \quad (4.20)$$

и

$$z_c(L_\gamma) = z_c^* \left(\frac{L_\gamma}{10^{48} \text{ erg s}^{-1}} \right)^\alpha. \quad (4.21)$$

Численные значения параметров были определены в [231] путём фитирования статистики наблюдаемых Лацертид в орбитальном телескопе Ферми (см. таблицу 3 в [231]). Эволюция эффективной плотности источников показана на Рис. A.1. В отличие от средних АЯГ, плотности числа Лацертид и галактик ФР I имеет максимум на низких красных смещениях, $z \lesssim 1$. Закон их эволюции похож на эволюцию сверхскоплений галактик. На самом деле большинство источников ФР I, которые в универсальной картине АЯГ являются такими же объектами, как Лацертиды, наблюдаемыми под другим углом, находятся в доминирующей в скоплении гигантской эллиптической галактике (CD галактики).

Наши результаты для диффузного потока протонов от источников КЛУ-ВЭ эволюционирующих, как Лацертиды (4.19) показаны на Рис. 4.6 для $E_{\text{cut}} = 10^{19}$ эВ, и двух значений наклона спектра КЛ $\alpha_p = 2.17$ на первой панели и $\alpha_p = 2.10$ на второй и третьей панели. Поток протонов в модели утечки показан штриховой синей линией. Выбор $\alpha_p = 2.17$ (соотв. $\alpha_p = 2.1$) приводит к отличному (хорошему) фиту экстрагалактической компоненты потока протонов выведенному из данных PAO и KASCADE-Grande.

На той же картинке мы показываем потоки вторичных частиц полученные для $E_{\text{esc}} = 3 \times 10^{11}$ эВ (первая и вторая панели) и $E_{\text{esc}} = 10^{14}$ эВ (третья панель), т.е. для значений E_{esc} характерных для процесса ускорения вблизи сверхмассивных чёрных дыр, питающих лацертиды. Диффузные потоки фотонов (нейтрино) показанные красными (соотв. розовыми) кривыми.

По графику на первой панели видно, что для $\alpha_p = 2.17$ и $E_{\text{esc}} = 3 \times 10^{11}$ эВ, поток фотонов от популяции Лацертид / ФР I может полностью объяснить экстрагалактический гамма-фон. Такой выбор параметров будет подразумевать, что основная часть наблюдаемых гамма-лучей с энергией порядка ТэВ имеют адронное происхождение. Синхротронный пик, наблюдаемый в этой картине при меньших энергиях вызван электронами, которые могут покидать центральную машину АЯГ и излучать большую часть своей энергии в более

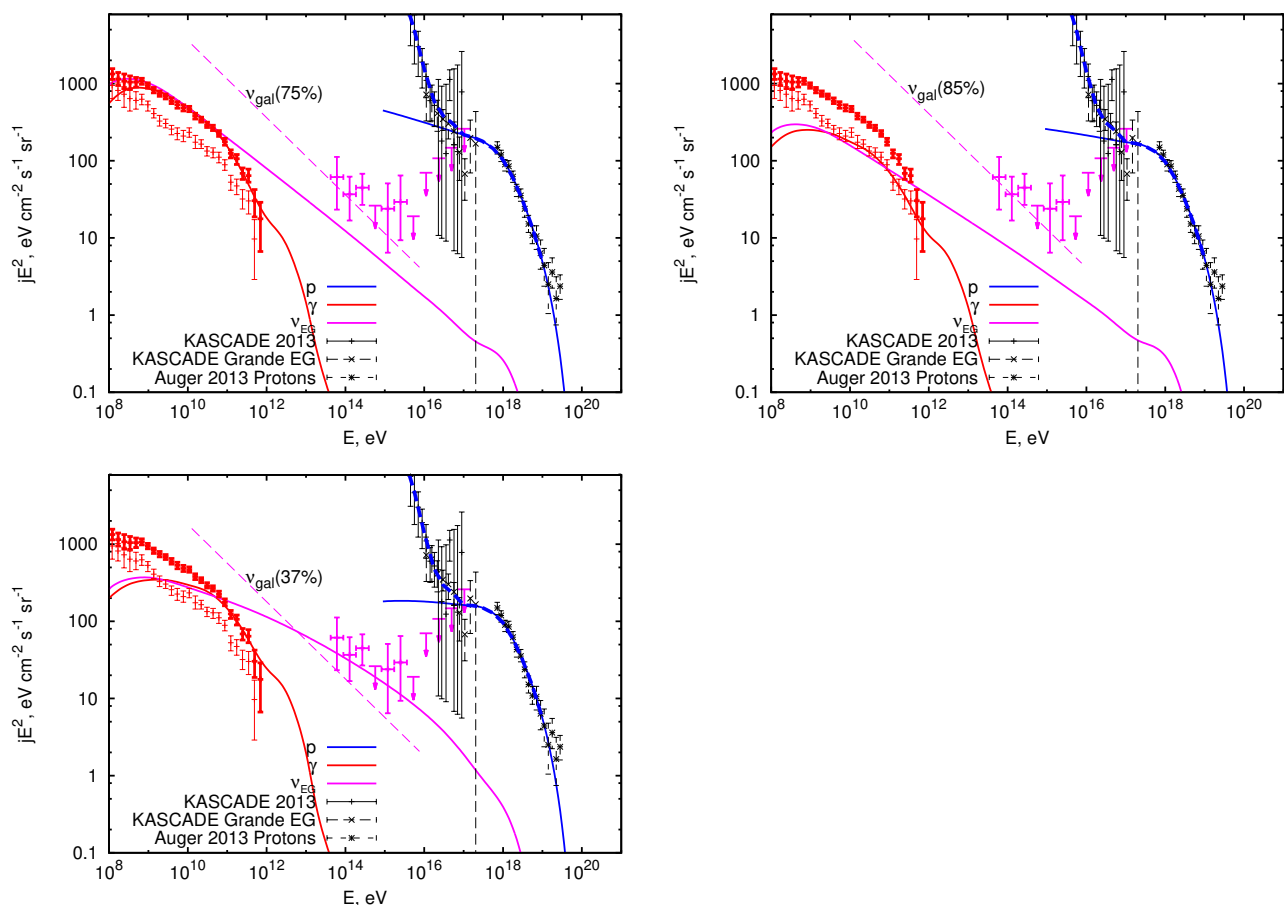


Рис. 4.6: Диффузный поток протонов от Лацертид (толстая голубая линия) Протонный поток в модели утечки (тонкая голубая линия) а также вторичный поток фотонов (красная линия) и нейтрино (розовая линия). Первая панель: $\alpha_p = 2.17$ и $E_{\text{esc}} = 3 \times 10^{11}$ эВ; Вторая панель: $\alpha_p = 2.10$ и $E_{\text{esc}} = 3 \times 10^{11}$ эВ; Третья панель: $\alpha_p = 2.10$ и $E_{\text{esc}} = 10^{14}$ эВ. $E_{\text{max}} = 10^{19}$ эВ на всех трёх панелях. Также показаны спектры протонов в KASCADE, KASCADE-Grande [206] и PАО (чёрные точки) [90, 232], ИГФ и ЭГФ по данным Fermi-LAT (красные точки) [116] и поток нейтрино сверхвысоких энергий по данным IceCube (розовые точки) [46].

слабых магнитных полях родительской галактики. Заметим, что совпадение наблюдаемого и предсказываемого потоков гамма-излучения не тривиально, поскольку параметры модели подбирались таким образом, чтобы объяснить поток протонов УВЭ, а не спектр гамма-излучения. Предсказываемый поток нейтрино сверхвысоких энергий от этих АЯГ составляет примерно четверть потока нейтрино, наблюдаемого в IceCube, что требует галактического вклада в наблюдаемый поток на уровне 75% (штриховые розовые кривые). Диффузные потоки гамма-лучей и нейтрино на Земле обязаны своим происхождением генерации в источнике а также развитию электромагнитного каскада на пути к наблюдателю. На графиках мы показываем как ИГФ, так и ЭГФ. Отметим, что если генерация в источнике доминирует, направление прихода гамма-лучей и нейтрино указывают на их источники. В этом случае наблюдаемый поток гамма-лучей является частью ЭГФ а не ИГФ, если источник детектирован. Если МГМП достаточно малы, то поток фотонов, сгенерированный на пути к наблюдателю, также будет указывать на источник.

Для $\alpha_p = 2.1$ и того же E_{esc} (вторая панель), потоки фотонов и нейтрино несколько ниже. Для $\alpha_p = 2.1$ и $E_{\text{esc}} = 3 \times 10^{11}$ эВ, поток фотонов от популяции Лацертид ФР I обеспечивает хороший фит спектра ИГФ, полученного Fermi-LAT [116], как видно по графику на второй панели.

Влияние параметра E_{esc} на вторичные потоки видно из сравнения графиков на второй и третьей панели Рис. 4.6: для одного и того же наклона спектра $\alpha_p = 2.1$, изменение значения E_{esc} влияет на производимый потока гамма-лучей гораздо слабее, чем на поток нейтрино сверхвысоких энергий. Последние производятся КЛ, длинна взаимодействия которых $\tau \ll 1$. В этом режиме вторичный поток масштабируется линейно с поверхностной плотностью. Вклад протонов с $\tau \gg 1$ в диффузный поток гамма-лучей напротив практически не изменяется с параметром E_{esc} . Выбор параметров как на третьей панели позволяет объяснить $\sim 60\%$ наблюдаемого потока IceCube вторичными нейтрино от Лацертид ФР I.

Одновременное объяснение экстрагалактического потока протонов, ИГФ/ЭГФ и значительной части потока нейтрино в IceCube требует достаточно высокой оптической толщины по отношению к pp -взаимодействию в источнике, что соответствует выбору параметров на третьей панели. По этой причине предложенный сценарий больше подходит для ускорения вблизи чёрных дыр Лацертид ФР I. В областях, где pp -взаимодействие доминирует над $p\gamma$, таких как полярные шапки. Отметим, однако, что ускорение КЛ в других областях Лацертид ФР I также могут объяснить поток ИГФ/ЭГФ, если выбрать параметр α_p несколько выше, чем 2.2. В этом случае вклад от таких источников в поток нейтрино, наблюдаемых в IceCube будет меньше.

4.3.3. Нейтрино от Лацертид и наблюдения IceCube

Примечательная черта спектра вторичных частиц состоит в том, что поток нейтрино при используемых нами значениях параметров может быть сопоставим с потоком астрофизических нейтрино измеренным в эксперименте IceCube [46], см. в особенности Рис. 4.6 (третья панель). На Рис. 4.6, штриховая розовые линии показывают требуемый поток галактических нейтрино⁵ необходимый для того, чтобы полностью объяснить сигнал нейтрино в IceCube: дополнительный галактический вклад лежит в диапазоне от $\simeq 30\%$ до $\simeq 90\%$, в зависимости от α_p . Это согласуется с результатами работы [51], в которой галактический вклад в поток нейтрино оценивался на уровне $\sim 50\%$ полного потока IceCube, в предположении о среднем уклоне спектра галактических КЛ 2.5 вместо наблюдаемого локально 2.7.

Также уклон спектра нейтрино, предсказываемый в рассмотренной модели близок к наблюдаемому в IceCube $\alpha_\nu \simeq \alpha_p + \delta \simeq 2.5$ в предположении спектра инъекции $\alpha_p \simeq 2.1 - 2.2$ и Колмогоровской турбулентности, $\delta = 1/3$. Это важная особенность модели по сравнению с другими сценариями, пред-

⁵ Мы оцениваем требуемый галактический вклад, предполагая спектр галактических нейтрино $E^{-2.5}$ и нормируя полный поток нейтрино, используя первый бин по энергии в данных IceCube при 6×10^{13} эВ.

сказывающими более жёсткий спектр, с уклоном ≈ 2.0 , т.е. примерно равным уклону спектра инжекции в источниках. В таких моделях КЛ либо свободно покидают источник, либо теряют в нём всю свою энергию. В рассмотренной модели вылет космических лучей из источника происходит в режиме диффузии, что приводит к дополнительному увеличению наклона спектра нейтрино на величину δ .

Таким образом предложенная модель может объяснить сигнал астрофизических нейтрино не только в терминах уровня потока (в предположении сравнимых вкладов галактики и внегалактических источников), но и формы спектра.

С увеличением объёма данных станет возможным ограничить отношение галактической к внегалактической компоненте потоков нейтрино путём изучения анизотропии направления прихода. В предложенной модели это отношение сильно зависит от наклона спектра экстрагалактических протонов. Таким образом определение галактического вклада предоставит информацию о характеристиках внегалактических источников КЛУВЭ.

4.3.4. Взаимодействия в родительских галактиках и галактических скоплениях

В данной секции мы изучим влияние родительских галактик и скоплений на вылетающий диффузный поток КЛ, а также на производство вторичных частиц. Над вывод состоит в том, что только протоны с энергиями $E \lesssim 10^{16}$ эВ удерживаются в скоплениях галактик и производят при этом незначительное количество вторичных гамма-лучей и нейтрино. По этой причине диффузный поток протонов, вычисленный выше (см. например Рис. 4.6), остаётся верным, также как и потоки вторичных частиц.

Рассмотрим вначале возможность того, что космические лучи в джетах на масштабах порядка 1 кпс взаимодействуют с межзвёздной средой родительской галактики. Время потери энергии t_{pp} в предположении типичной плотно-

сти межзвёздной среды $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$ порядка 3×10^7 лет, что дольше, чем время вылета см. формулу (4.15), даже для КЛ с энергией порядка ГэВ. Таким образом КЛ в джете свободно вылетают в межзвёздную среду родительской галактики.

Межзвёздная среда, распределённая вокруг источника на масштабах Мпс имеет ещё меньшую плотность $n \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, таким образом время потери энергии в pp взаимодействии сравнимо или больше времени жизни вселенной. КЛ расположенные в радио-лоубах (radio lobes) затем вылетают в родительское скопление галактик.

Для магнитных полей величиной $B \sim 1 \text{ мкГс}$, типичных для скоплений галактик на масштабе Мпс, время вылета КЛ с энергией свыше $\sim 10^{16} \text{ эВ}$ мало по сравнению со временем жизни вселенной.

Космические лучи более низких энергий, произведённые в источнике, существующем ограниченное время ($\sim 10^8$ лет в случае радио-громких АЯГ) всё ещё находятся в кластере спустя продолжительное время после того, как источник перестал существовать. Часть их энергии будет выделена в родительской галактике и галактическом кластере. Вычисление E_{esc} для случая родительского скопления галактик показывает, что релятивистские частицы не покидают скопление при $n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. Таким образом родительские галактики и скопления галактик должны давать малый вклад в диффузный поток нейтрино по сравнению с рассмотренным выше. Как обсуждалось выше диффузный поток гамма-излучения менее чувствителен к E_{esc} и, pp взаимодействия в родительской галактике могут давать вклад в ИГФ в зависимости от уклона α_p .

4.4. Выводы к четвёртой главе

В этой главе мы рассмотрели два механизма генерации астрофизических нейтрино и диффузного гамма-излучения через $p - p$ и $p\gamma$ взаимодействия вблизи источников КЛ на примере АЯГ.

В первом случае мы изучали фоторождение пионов вблизи чёрной дыры на излучении аккреционного диска в модели Шакуры-Сюняева. Подобный механизм был предложен задолго, до регистрации первых астрофизических нейтрино [56]. Новизна нашей работы состоит в использовании реалистичной модели анизотропного излучения аккреционного диска. Мы изучили пространство параметров модели и сравнили предсказания для потоков нейтрино с измерениями IceCube. Помимо этого мы учли ограничение следующей из измерения диффузного гамма-излучения обсерватории Ферми [95] и измерение потока протонов в экспериментах KASCADE and KASCADE-Grande [206]. Мы показали, что представленная модель может естественным образом объяснить спектр нейтрино, наблюдаемый в IceCube. Модель может быть опровергнута или ограничена путём изучения корреляции направлений прихода нейтрино и различных подклассов АЯГ. Такое исследование окажется возможным в ближайшем будущем с накоплением объёма данных. Современные ограничения на возможные источники по направлениям прихода обсуждаются в работах [233, 234].

Во втором случае в качестве основного механизма производства гамма-излучения и нейтрино предполагалось взаимодействие КЛ с газом. Мы показали, что популяция источников типа ФР I / Лацертиды может объяснить в рамках одного механизма наблюдение как первичного потока КЛ, так и наблюдаемые потоки гамма-излучения и нейтрино. Точнее мы показали, что спектр экстрагалактических протонов можно объяснить предположив ускорение в любой внутренней области (в непосредственной близости от чёрной дыры, в джетах или в радио-лоубах) Лацертид / галактик ФР I.

Однако, только ускорение в непосредственной близости от чёрной дыры (в особенности в полярных шапках) позволяет сгенерировать достаточное количество вторичных гамма-лучей и нейтрино, которое способно объяснить значительную часть наблюдаемого потока в экспериментах Ферми и IceCube. В случае уклона спектра протонов близкого к $\alpha_p = 2.2$, типичного для ускорения в шоках и модели утечки, мы получили, что источники КЛУВЭ дают основной

вклад как в ИГФ так и в экстрагалактическую часть сигнала астрофизических нейтрино наблюдаемого в IceCube.

Мы продемонстрировали, что разница в уклонах спектров протонов и нейтрино может быть объяснена диффузией первичных протонов в турбулентном магнитном поле источников КЛ. В случае Колмогоровской турбулентности степень спектра вторичных нейтрино получает прибавку $1/3$, что объясняет сравнительно мягкий спектр нейтрино с $\alpha_\nu \simeq 2.5$ наблюдаемый в IceCube в предположении о первичном протонном спектре $\alpha_p \simeq 2.1 - 2.2$. Этот механизм универсален и независим от типа источников.

Заключение

Из-за малости потока КЛУВЭ непосредственное их наблюдение представляется маловероятным в обозримом будущем. Учёным приходится довольствоваться косвенными сведениями, извлечёнными из свойств ШАЛ, индуцированных космическими лучами. Главная идея этой работы состоит в том, чтобы расширить круг используемых носителей информации об источниках и процессе распространения КЛУВЭ.

Мы рассмотрели несколько типов сопутствующих излучений, производимых при взаимодействиях КЛУВЭ. Каждый из сигналов позволяет извлекать некоторую информацию. Так диффузные излучения фотонов и нейтрино или их отсутствие говорят о средних характеристиках популяции источников. В частности, из сопоставления предсказаний для диффузного гамма-излучения с экспериментальными данными, удаётся получить ограничения на средний спектр и эволюцию источников КЛУВЭ, в предположении о протонном составе, либо ограничить долю протонов в случае жёсткого спектра инжекции.

Реакции КЛ вблизи мощных астрономических объектов, таких как блазары, а также, в случае низкого магнитного поля, взаимодействия на пути к наблюдателю, могут генерировать заметный направленный сигнал, что открывает возможность непосредственной идентификации внегалактических источников космических лучей.

Приложение А. Феноменологическая модель источников КЛУВЭ

Для того, чтобы в максимально общем виде рассмотреть многообразие вариантов происхождения КЛУВЭ в литературе часто используют простую феноменологическую модель, описывающую энергетический спектр, массовый состав и эволюцию источников с помощью небольшого числа свободных параметров. Как правило предполагают степенной спектр генерации

$$Q_i(E, z) \propto (1+z)^3 n_i(z) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-p}, \quad E \in [E_{i,\min}, E_{i,\max}], \quad (\text{A.1})$$

для частиц типа i с усреднённой сопутствующей плотностью источников $n_i(z)$ эволюционирующей следующим образом

$$n_i(z) = n_i(0)(1+z)^m \quad \text{при } z_{\min} \leq z \leq z_{\max}. \quad (\text{A.2})$$

Как явно видно из параметризации, мы предполагаем что первичный состав и энергетический спектр КЛ не эволюционирует. Параметр m введён таким образом, чтобы значение $m = 0$ соответствовало отсутствию эволюции плотности в сопутствующем объёме. Физически мотивированный диапазон значений $-1 \lesssim m \lesssim 6$ проиллюстрирован на Рис. А.1, где параметрическая зависимость (А.2) сравнивается с эволюцией нескольких классов источников. Параметр z_{\min} позволяет примерно учитывать дискретность источников КЛУВЭ, то есть отсутствие источников в непосредственной близости от наблюдателя.

Иногда вместо параметризации А.1 мы будем использовать слегка модифицированную форму с экспоненциальным обрезанием по краям

$$Q_i(E, z) \propto (1+z)^3 n_i(z) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-p} \exp \left(-\frac{E}{E_{\max}} - \frac{E_{\min}}{E} \right). \quad (\text{A.3})$$

Помимо общего вида (А.2), приведём также несколько параметризаций эволюции, часто используемых в литературе и в данной работе при рассмотрении различных типов источников.

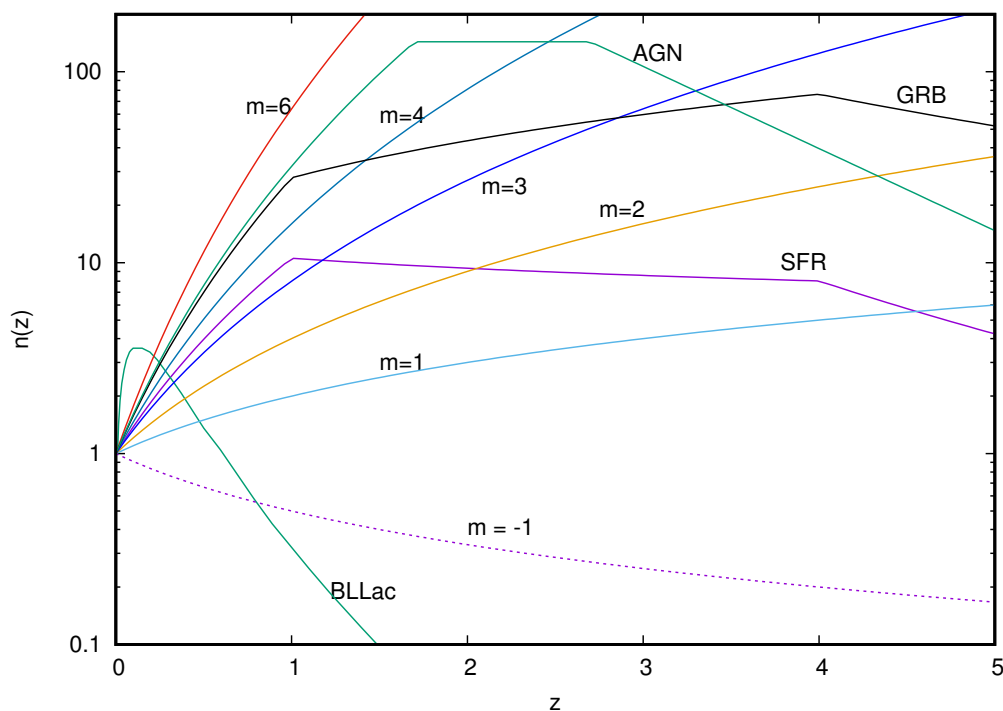


Рис. А.1: Общая параметризация эволюции плотности источников КЛУ-ВЭ (А.2) в сравнении частными случаями, используемыми в литературе в применении к АЯГ (кривая AGN; формула А.4 для $\log L_x = 44.5$), Лацертидам (кривая BLLac; формула А.5), гамма-вспышкам (кривая GRB; формула А.7), скорости звездообразования (кривая SFR; формула А.6).

- Эволюция плотности АЯГ, выведенная в работе [137] из наблюдений АЯГ в рентгене, параметризована следующим образом:

$$n_{\text{AGN}}(z) \propto \begin{cases} (1+z)^m, & z \leq z_c \\ (1+z_c)^m, & z_c < z \leq z_d \\ (1+z_c)^m 10^{k(z-z_d)}, & z > z_d, \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

где параметры m , z_c , z_d , k принимают различные значения для различных подгрупп АЯГ различаемых по светимости в рентгене (см. таблицу А.1).

- Лацертиды, подкласс АЯГ сильно отличающийся от родительского класса АЯГ по распространённости при различных красных смещениях. В работе [14] автором была вычислена плотность светимости Лацертид в

Таблица А.1: Параметры эволюции плотности АЯГ (А.4), выведенные в работе [137].

$\log L_x$ [эрг/с]	42.5	43.5	44.5	45.5
m	4.0 ± 0.7	3.4 ± 0.5	5.0 ± 0.2	7.1 ± 1.0
z_c	0.7	1.2	1.7	1.7
z_d	0.7	1.2	2.7	2.7
k	-0.32	-0.32	-0.43	-0.43

гамма лучах на основании параметризации функции светимости [231]. Результат может быть приближённо описан аналитическим выражением [23]

$$H_{\text{BLLac}}(z) \propto \frac{(a+z)^l}{(b+z)^k} \exp(-z/z_c), \quad z < 6 \quad (\text{A.5})$$

$$a = 0.000283; l = 0.850383; b = 0.7662; k = 6; z_c = 10.006$$

- Примерное аналитическое выражение для скорости звездообразования (СЗО), выведенное в работе [138]

$$n_{\text{SFR}}(z) \propto \begin{cases} (1+z)^{3.4}, & z \leq 1 \\ (1+z)^{-0.3}, & 1 < z \leq 4 \\ (1+z)^{-3.5}, & z > 4. \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

- Параметризация эволюции плотности гамма-вспышек, выведенная в работе [139]

$$n_{\text{GRB}}(z) \propto \begin{cases} (1+z)^{4.8}, & z < 1 \\ (1+z)^{1.1}, & 1 < z < 4 \\ (1+z)^{-2.1}, & z > 4 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Список сокращений и условных обозначений

АЯГ	— активные ядра галактик
БАК	— Большой адронный коллайдер
Большой взрыв	— начало расширения Вселенной в стандартной космологической модели
ГЗК	— эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина, состоящий в обрезании спектра КЛУВЭ в результате реакции (5)
космогенные фотоны (ней- трино)	— также фотоны (нейтрино) ГЗК, частицы рожденные в результате взаимодействия КЛУВЭ с межгалактическим фотонным фоном (эффект ГЗК) (5)
джет	— англ. "jet", релятивистская струя направленная вдоль оси вращения аккреционного диска в АЯГ
ИГФ	— изотропный гамма фон (англ. IGRB - isotropic gamma ray background). По определению [116] ИГФ - это изотропная часть ЭГФ, то есть гамма лучи предположительно внегалактического происхождения, исключая фотоны от разрешённых источников (подробно см. 1.5)
КЛ	— космические лучи
КЛСВЭ	— космические лучи сверхвысоких энергий
КЛУВЭ	— космические лучи ультравысоких энергий
лоуб	— англ. "radio lobe", крупномасштабные структуры (видимые в радиоволнах) примерно эллипсоидной формы расположенные симметрично по бокам АЯГ в местах, где заканчивается джет
МК	— Монте-Карло
МГМП	— межгалактическое магнитное поле

- МФС — межгалактический фоновый свет (англ. EBL - extragalactic background light) фоновое электромагнитное излучение в диапазоне длин волн от инфракрасных до ультрафиолетовых
- ОКР — обратное комптоновское рассеяние (см. 1)
- РИ — реликтовое излучение (англ. CMB - cosmic microwave background)
- РП — рождение электрон-позитронных пар (см. 1)
- СВЭ — сверхвысоких энергий
- СЗО — скорость звездообразования (см. A.6)
- СТТМ — Сверхтяжелая темная материя (SHDM — superheavy dark matter)
- ТД — Топологические дефекты
- УВЭ — ультравысоких энергий
- ФД — флуоресцентный детектор: группа телескопов, регистрирующих флуоресцентное излучение атмосферы, вызванное развитием ШАЛ
- ФСГ — функция светимости в гамма лучах
- ШАЛ — широкий атмосферный ливень, вызванный частицей высокой энергии
- ЭК — электромагнитный каскад
- ЭГФ — экстрагалактический гамма фон (англ. EGB - extragalactic gamma background) гамма лучи предположительно внегалактического происхождения, включая фотоны от разрешённых источников
- Якутская установка — Якутская комплексная установка ШАЛ (Якутск, Россия)

- AGASA — установка по регистрации ШАЛ, работавшая в Акено (Япония) с 1900 по 2004 гг. (Akeno Giant Air Shower Array)
- BLL — лацертиды (объекты типа VL Lacertae)
- СТА — наземный гамма-телескоп следующего поколения (Cherenkov Telescope Array)
- Dec. — склонение (declination) — одна из координат в экваториальной системе координат
- Fermi LAT — орбитальный гамма-телескоп (Fermi Large Area Telescope)
- FSRQ — радиоквазары с плоским спектром (flat-spectrum radio quasars)
- Haverah Park — установка ШАЛ, работавшая в Норт-Йоркшире (Великобритания) с 1967 по 1987 гг.
- HAWC — гамма-телескоп, чувствительный в диапазоне энергий от 100 ГэВ до 100 ТэВ, расположенный в горах Мексики на высоте 4100 м над уровнем моря (High-Altitude Water Cherenkov Observatory)
- H.E.S.S. — гамма-обсерватория на базе системы черенковских телескопов (High Energy Stereoscopic System)
- HiRes — установка, регистрирующая космические лучи ультравысоких энергий двумя флуоресцентными телескопами в стерео-режиме (High Resolution Fly's Eye)
- IceCube — нейтринная обсерватория, расположенная в антарктических льдах на южном полюсе
- Λ CDM — стандартная космологическая модель состава Вселенной, включающая холодную темную материю и космологическую постоянную

- РАО — международная обсерватория имени Пьера Оже, построенная в Аргентине для регистрации космических лучей ультравысоких энергий (Pierre Auger Observatory)
- RAE — Radio Astronomy Explorer, орбитальный эксперимент, изучающий радиоэмиссию от солнца, планет, объектов внутри и вне галактики. 1 миссия (RAE-A) была запущена NASA в 1968 году, вторая (RAE-B) в 1973
- SLAC — Стэнфордский центр линейного ускорителя (Stanford Linear Accelerator Center)
- ТА — Обсерватория Telescope Array, регистрирующая ШАЛ, вызванные космическими лучами ультравысоких энергий (Юта, США)
- ТАx4 — строящееся расширение Обсерватории Telescope Array, в результате которого площадь наземной решетки увеличится в 4 раза
- Top-Down — модели образования КЛУВЭ в результате распада или аннигиляции гипотетических частиц (сверхтяжёлой тёмной материи или топологических дефектов)

Список литературы

1. Gelmini G., Kalashev O. E., Semikoz D. V. GZK photons as ultra high energy cosmic rays // *J. Exp. Theor. Phys.* 2008. Vol. 106. P. 1061–1082. [arXiv:astro-ph/0506128 \[astro-ph\]](#).
2. Gelmini G., Kalashev O. E., Semikoz D. V. GZK Photons in the Minimal Ultrahigh Energy Cosmic Rays Model // *Astropart. Phys.* 2007. Vol. 28. P. 390–396. [arXiv:astro-ph/0702464 \[astro-ph\]](#).
3. Arisaka K., Gelmini G. B., Healy M. D. et al. Composition of UHECR and the Pierre Auger Observatory Spectrum // *JCAP*. 2007. Vol. 0712. P. 002. [arXiv:0709.3390 \[astro-ph\]](#).
4. Kalashev O. E., Semikoz D. V., Sigl G. Ultra-High Energy Cosmic Rays and the GeV-TeV Diffuse Gamma-Ray Flux // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79. P. 063005. [arXiv:0704.2463 \[astro-ph\]](#).
5. Gelmini G. B., Kalashev O. E., Semikoz D. V. GZK Photons Above 10-EeV // *JCAP*. 2007. Vol. 0711. P. 002. [arXiv:0706.2181 \[astro-ph\]](#).
6. Demidov S. V., Kalashev O. E. Double Pair Production by Ultra High Energy Cosmic Ray Photons // *J. Exp. Theor. Phys.* 2009. Vol. 108. P. 764–769. [arXiv:0812.0859 \[astro-ph\]](#).
7. Essey W., Kalashev O. E., Kusenko A., Beacom J. F. Secondary photons and neutrinos from cosmic rays produced by distant blazars // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. P. 141102. [arXiv:0912.3976 \[astro-ph.HE\]](#).
8. Essey W., Kalashev O., Kusenko A., Beacom J. F. Role of line-of-sight cosmic ray interactions in forming the spectra of distant blazars in TeV gamma rays and high-energy neutrinos // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 731. P. 51. [arXiv:1011.6340 \[astro-ph.HE\]](#).
9. Gelmini G. B., Kalashev O., Semikoz D. V. Gamma-Ray Constraints on Maximum Cosmogenic Neutrino Fluxes and UHECR Source Evolution Models // *JCAP*. 2012. Vol. 1201. P. 044. [arXiv:1107.1672 \[astro-ph.CO\]](#).

10. Kalashev O. E., Kusenko A., Essey W. PeV neutrinos from intergalactic interactions of cosmic rays emitted by active galactic nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111, no. 4. P. 041103. [arXiv:1303.0300 \[astro-ph.HE\]](#).
11. Inoue Y., Kalashev O. E., Kusenko A. Prospects for future very high-energy gamma-ray sky survey: impact of secondary gamma rays // *Astropart. Phys.* 2014. Vol. 54. P. 118–124. [arXiv:1308.5710 \[astro-ph.HE\]](#).
12. Kalashev O. E., Kido E. Simulations of Ultra High Energy Cosmic Rays propagation // *J. Exp. Theor. Phys.* 2015. Vol. 120, no. 5. P. 790–797. [arXiv:1406.0735 \[astro-ph.HE\]](#).
13. Kalashev O., Semikoz D., Tkachev I. Neutrinos in IceCube from active galactic nuclei // *J. Exp. Theor. Phys.* 2015. Vol. 120, no. 3. P. 541–548.
14. Giacinti G., Kachelries M., Kalashev O. et al. Unified model for cosmic rays above 10^{17} eV and the diffuse gamma-ray and neutrino backgrounds // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D92, no. 8. P. 083016. [arXiv:1507.07534 \[astro-ph.HE\]](#).
15. Berezhinsky V., Kalashev O. High-energy electromagnetic cascades in extragalactic space: Physics and features // *Phys. Rev. D.* 2016. — Jul. Vol. 94. P. 023007. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.023007>.
16. Berezhinsky V., Gazizov A., Kalashev O. Cascade photons as test of protons in UHECR // *Astropart. Phys.* 2016. Vol. 84. P. 52–61. [arXiv:1606.09293 \[astro-ph.HE\]](#).
17. Kalashev O. E. GZK photons as ultra high energy cosmic rays // New trends in high-energy physics. Proceedings, Summer School and Conference, Jalta, Ukraine, September 10-17, 2005. 2005. P. 170–176.
18. Kalashev O. E., Gelmini G., Semikoz D. Constraints on secondary 10-100 EeV gamma ray flux in the minimal bottom-up model of Ultra High Energy Cosmic Rays // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). Vol. 4. 2007. P. 491–494. [4,491(2007)]. [arXiv:0706.3847 \[astro-ph\]](#). URL: <http://inspirehep.net/record/754008/files/arXiv:0706.3847.pdf>.

19. Kalashev O. E. [Secondary neutrinos and multi-TeV photons from distant blazars](#) // Proceedings, 16th International Seminar on High Energy Physics (QUARKS 2010). 2010. URL: http://quarks.inr.ac.ru/2010/proceedings/www/p2_SM/Kalashev.pdf.
20. Gelmini G. B., Kalashev O., Semikoz D. V. Restrictions on cosmogenic neutrinos and UHECR from Fermi 3 years data // *J. Phys. Conf. Ser.* 2012. Vol. 375. P. 052012.
21. Kido E., Kalashev O. E. [Constraining UHECR source models by the TA SD energy spectrum](#) // Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013. 2013. P. 0136. [arXiv:1310.6093](https://arxiv.org/abs/1310.6093) [astro-ph.HE]. URL: <http://inspirehep.net/record/1261846/files/arXiv:1310.6093.pdf>.
22. Giacinti G., Kachelries M., Kalashev O. et al. Diffuse CR, neutrino and gamma-ray fluxes from AGNs // *PoS.* 2016. Vol. ICRC2015. P. 1124.
23. Kalashev O. [Constraining Dark Matter and Ultra-High Energy Cosmic Ray Sources with Fermi-LAT Diffuse Gamma Ray Background](#) // 19th International Seminar on High Energy Physics (Quarks 2016) Pushkin, Russia, May 29-June 4, 2016. 2016. [arXiv:1608.07530](https://arxiv.org/abs/1608.07530) [astro-ph.HE]. URL: <http://inspirehep.net/record/1484150/files/arXiv:1608.07530.pdf>.
24. Linsley J. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^{20} eV // *Phys. Rev. Letters.* 1963. — Feb. Vol. 10. P. 146–148.
25. Valiño I. The flux of ultra-high energy cosmic rays after ten years of operation of the Pierre Auger Observatory // *Proceedings of Science (ICRC2015)*. No. 271. 2015.
26. Tinyakov P., Fukushima M., Ikeda D. et al. TA anisotropy summary // *Proceedings of Science (ICRC2015)*. No. 326. 2015.
27. Knurenko S., Petrov I., Petrov Z., Sleptsov I. Ultra-high energy cosmic rays: 40 years retrospective of continuous observations at the Yakutsk array: Part 1. Cosmic ray spectrum in the energy range 10^{15} - 10^{18} eV and its interpretation //

- [EPJ Web of Conferences](#). 2015. Vol. 99. P. 04001.
28. Knurenko S., Petrov I. Ultra-high energy cosmic rays: 40 years retrospective of continuous observations at the Yakutsk array: Part 2. Mass composition of cosmic rays at ultra high energies // [EPJ Web of Conferences](#). 2015. Vol. 99. P. 04003.
 29. Ghia P. L. et al. Highlights from the Pierre Auger Observatory // [PoS](#). 2016. Vol. ICRC2015. P. 034.
 30. Ivanov D. et al. TA Spectrum Summary // [PoS](#). 2016. Vol. ICRC2015. P. 349.
 31. Rubtsov G. I. et al. Upper limit on the ultrahigh-energy photon flux from agasa and yakutsk data // [Phys. Rev.](#) 2006. Vol. D73. P. 063009. [arXiv:astro-ph/0601449](#) [astro-ph].
 32. Abraham J. et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} -eV from the Pierre Auger Observatory // [Astropart. Phys.](#) 2007. Vol. 27. P. 155–168. [arXiv:astro-ph/0606619](#) [astro-ph].
 33. Risse M. An upper limit to photons from first data taken by the Pierre Auger Observatory // 6th Rencontres du Vietnam: Challenges in Particle Astrophysics Hanoi, Vietnam, August 6-12, 2006. 2007. [arXiv:astro-ph/0701065](#) [astro-ph].
 34. Glushkov A. V., Gorbunov D. S., Makarov I. T. et al. Constraining the fraction of primary gamma rays at ultra-high energies from the muon data of the Yakutsk extensive-air-shower array // [JETP Lett.](#) 2007. Vol. 85. P. 131–135. [arXiv:astro-ph/0701245](#) [astro-ph].
 35. Bleve C. Updates on the neutrino and photon limits from the Pierre Auger Observatory // [PoS](#). 2016. Vol. ICRC2015. P. 1103.
 36. Rubtsov G. Telescope Array search for photons and neutrinos with the surface detector data // [PoS](#). 2016. Vol. ICRC2015. P. 331.
 37. Belz J. Summary of UHECR composition measurements by the Telescope Array Experiment // [PoS](#). 2016. Vol. ICRC2015. P. 351.
 38. Knurenko S., Petrov I. Mass Composition of Cosmic Rays at Ultra High Ener-

- gies by Yakutsk Data // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 632, no. 1. P. 012098.
39. Abbasi R. U. et al. Search for EeV Protons of Galactic Origin // *PoS.* 2016. Vol. ICRC2015. P. 350. [arXiv:1608.06306 \[astro-ph.HE\]](#).
40. Greisen K. End to the cosmic ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* 1966. Vol. 16. P. 748–750.
41. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. О верхней границе спектра космических лучей // *Письма в ЖЭТФ.* 1966. Vol. 4. P. 78–80.
42. Abbasi R. U. et al. Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 790. P. L21. [arXiv:1404.5890 \[astro-ph.HE\]](#).
43. Aab A. et al. Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 804, no. 1. P. 15. [arXiv:1411.6111 \[astro-ph.HE\]](#).
44. Dubovsky S. L., Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Statistics of clustering of ultra-high energy cosmic rays and the number of their sources // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 1154–1157. [arXiv:astro-ph/0001317 \[astro-ph\]](#).
45. Abreu P. et al. [The Pierre Auger Observatory III: Other Astrophysical Observations](#) // Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011). 2011. [arXiv:1107.4805 \[astro-ph.HE\]](#). URL: <http://inspirehep.net/record/919729/files/arXiv:1107.4805.pdf>.
46. Aartsen M. G. et al. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 101101. [arXiv:1405.5303 \[astro-ph.HE\]](#).
47. Aartsen M. G. et al. [The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part II: Atmospheric and Astrophysical Diffuse Neutrino Searches of All Flavors](#) // Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015): The Hague, The Netherlands, July 30-August 6, 2015. 2015. [arXiv:1510.05223 \[astro-ph.HE\]](#). URL: <http://inspirehep.net/record/>

[1398539/files/arXiv:1510.05223.pdf](https://arxiv.org/abs/1398539/files/arXiv:1510.05223.pdf).

48. Bykov A. M., Ellison D. C., Gladilin P. E., Osipov S. M. Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 453, no. 1. P. 113–121. [arXiv:1507.04018](https://arxiv.org/abs/1507.04018) [astro-ph.HE].
49. Neronov A., Semikoz D. V. Evidence the Galactic contribution to the IceCube astrophysical neutrino flux // *Astropart. Phys.* 2016. Vol. 75. P. 60–63. [arXiv:1509.03522](https://arxiv.org/abs/1509.03522) [astro-ph.HE].
50. Joshi J. C., Winter W., Gupta N. How Many of the Observed Neutrino Events Can Be Described by Cosmic Ray Interactions in the Milky Way? // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2014. Vol. 439, no. 4. P. 3414–3419. [Erratum: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 446, no. 1, 892 (2014)]. [arXiv:1310.5123](https://arxiv.org/abs/1310.5123) [astro-ph.HE].
51. Neronov A., Semikoz D. V., Tchernin C. PeV neutrinos from interactions of cosmic rays with the interstellar medium in the Galaxy // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 10. P. 103002. [arXiv:1307.2158](https://arxiv.org/abs/1307.2158) [astro-ph.HE].
52. Berezhinsky V. S., Zatsepin G. T. Cosmic rays at ultrahigh-energies (neutrino?) // *Phys. Lett.* 1969. Vol. B28. P. 423–424.
53. Kalashev O. E., Kuzmin V. A., Semikoz D. V., Sigl G. Ultrahigh-energy neutrino fluxes and their constraints // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D66. P. 063004. [arXiv:hep-ph/0205050](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205050) [hep-ph].
54. Semikoz D. V., Sigl G. Ultrahigh-energy neutrino fluxes: New constraints and implications // *JCAP*. 2004. Vol. 0404. P. 003. [arXiv:hep-ph/0309328](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0309328) [hep-ph].
55. Eichler D. HIGH-ENERGY NEUTRINO ASTRONOMY: A PROBE OF GALACTIC NUCLEI? // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 232. P. 106–112.
56. Stecker F. W., Done C., Salamon M. H., Sommers P. High-energy neutrinos from active galactic nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. P. 2697–2700. [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 69, 2738 (1992)].
57. Atoyan A., Dermer C. D. High-energy neutrinos from photomeson processes in blazars // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 221102. [arXiv:astro-ph/0108053](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108053)

- [astro-ph].
58. Halzen F., Zas E. Neutrino fluxes from active galaxies: A Model independent estimate // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 488. P. 669–674. [arXiv:astro-ph/9702193](#) [astro-ph].
 59. Neronov A. Yu., Semikoz D. V. Which blazars are neutrino loud? // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D66. P. 123003. [arXiv:hep-ph/0208248](#) [hep-ph].
 60. Kachelriess M., Ostapchenko S., Tomas R. High energy radiation from Centaurus A // *New J. Phys.* 2009. Vol. 11. P. 065017. [arXiv:0805.2608](#) [astro-ph].
 61. Waxman E., Bahcall J. N. High-energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 78. P. 2292–2295. [arXiv:astro-ph/9701231](#) [astro-ph].
 62. Zirakashvili V. N., Ptuskin V. S. Type II_n supernovae as sources of high energy astrophysical neutrinos // *Astropart. Phys.* 2016. Vol. 78. P. 28–34. [arXiv:1510.08387](#) [astro-ph.HE].
 63. Loeb A., Waxman E. The Cumulative background of high energy neutrinos from starburst galaxies // *JCAP.* 2006. Vol. 0605. P. 003. [arXiv:astro-ph/0601695](#) [astro-ph].
 64. Cholis I., Hooper D. On The Origin of IceCube’s PeV Neutrinos // *JCAP.* 2013. Vol. 1306. P. 030. [arXiv:1211.1974](#) [astro-ph.HE].
 65. Stecker F. W. PeV neutrinos observed by IceCube from cores of active galactic nuclei // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88, no. 4. P. 047301. [arXiv:1305.7404](#) [astro-ph.HE].
 66. Murase K., Ioka K. TeV?PeV Neutrinos from Low-Power Gamma-Ray Burst Jets inside Stars // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111, no. 12. P. 121102. [arXiv:1306.2274](#) [astro-ph.HE].
 67. Anchordoqui L. A. et al. Cosmic Neutrino Pevatrons: A Brand New Pathway to Astronomy, Astrophysics, and Particle Physics // *JHEAp.* 2014. Vol. 1-2. P. 1–30. [arXiv:1312.6587](#) [astro-ph.HE].
 68. Dermer C. D., Murase K., Inoue Y. Photopion Production in Black-Hole Jets

- and Flat-Spectrum Radio Quasars as PeV Neutrino Sources // *JHEAp*. 2014. Vol. 3-4. P. 29–40. [arXiv:1406.2633 \[astro-ph.HE\]](#).
69. Murase K., Inoue Y., Dermer C. D. Diffuse Neutrino Intensity from the Inner Jets of Active Galactic Nuclei: Impacts of External Photon Fields and the Blazar Sequence // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 2. P. 023007. [arXiv:1403.4089 \[astro-ph.HE\]](#).
70. Durrer R., Neronov A. Cosmological Magnetic Fields: Their Generation, Evolution and Observation // *Astron. Astrophys. Rev.* 2013. Vol. 21. P. 62. [arXiv:1303.7121 \[astro-ph.CO\]](#).
71. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116, no. 19. P. 191302. [arXiv:1504.06546 \[astro-ph.CO\]](#).
72. Berezhinsky V., Gazizov A. Z. Diffusion of Cosmic Rays in the Expanding Universe. 2. Energy Spectra of Ultra-High Energy Cosmic Rays // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 669. P. 684–691. [arXiv:astro-ph/0702102 \[ASTRO-PH\]](#).
73. Penzias A. A., Wilson R. W. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s // *Astrophys. J.* 1965. Vol. 142. P. 419–421.
74. Mucke A., Engel R., Rachen J. P. et al. SOPHIA: Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics // *Comput. Phys. Commun.* 2000. Vol. 124. P. 290–314. [arXiv:astro-ph/9903478 \[astro-ph\]](#).
75. Puget J. L., Stecker F. W., Bredekamp J. H. Photonuclear Interactions of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays and their Astrophysical Consequences // *Astrophys. J.* 1976. Vol. 205. P. 638–654.
76. Stecker F. W., Salamon M. H. Photodisintegration of ultrahigh-energy cosmic rays: A New determination // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 512. P. 521–526. [arXiv:astro-ph/9808110 \[astro-ph\]](#).
77. Blumenthal G. R. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons // *Phys. Rev.* 1970. Vol. D1. P. 1596–1602.
78. Kneiske T. M., Dole H. A Lower-Limit Flux for the Extragalactic Background

- Light // *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 515. P. A19. [arXiv:1001.2132 \[astro-ph.CO\]](#).
79. Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T. Intergalactic photon spectra from the far ir to the uv lyman limit for $0 < Z < 6$ and the optical depth of the universe to high energy gamma-rays // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 648. P. 774–783. [arXiv:astro-ph/0510449 \[astro-ph\]](#).
80. Dwek E., Krennrich F. The Extragalactic Background Light and the Gamma-ray Opacity of the Universe // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 43. P. 112–133. [arXiv:1209.4661 \[astro-ph.CO\]](#).
81. Abdo A. A. et al. Fermi Large Area Telescope Constraints on the Gamma-ray Opacity of the Universe // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 723. P. 1082–1096. [arXiv:1005.0996 \[astro-ph.HE\]](#).
82. Lee S. On the propagation of extragalactic high-energy cosmic and gamma-rays // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. P. 043004. [arXiv:astro-ph/9604098 \[astro-ph\]](#).
83. Alves Batista R., Dundovic A., Erdmann M. et al. CRPropa 3 - a Public Astrophysical Simulation Framework for Propagating Extraterrestrial Ultra-High Energy Particles // *JCAP.* 2016. Vol. 1605, no. 05. P. 038. [arXiv:1603.07142 \[astro-ph.IM\]](#).
84. Калашев О. Е. Космические лучи сверхвысоких энергий. Распространение. Возможные источники. // Кандидатская диссертация. 2003.
85. Berezhinsky V., Gazizov A. Z., Grigorieva S. I. On astrophysical solution to ultrahigh-energy cosmic rays // *Phys. Rev.* 2006. Vol. D74. P. 043005. [arXiv:hep-ph/0204357 \[hep-ph\]](#).
86. Aloisio R., Boncioli D., Grillo A. F. et al. SimProp: a Simulation Code for Ultra High Energy Cosmic Ray Propagation // *JCAP.* 2012. Vol. 1210. P. 007. [arXiv:1204.2970 \[astro-ph.HE\]](#).
87. Allard D., Parizot E., Khan E. et al. UHE nuclei propagation and the inter-

- pretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum // *Astron. Astrophys.* 2005. Vol. 443. P. L29–L32. [arXiv:astro-ph/0505566 \[astro-ph\]](#).
88. Kalashev O. E., Troitsky S. V. IceCube astrophysical neutrinos without a spectral cutoff and 10^{15} – 10^{17} eV cosmic gamma radiation // *JETP Lett.* 2015. Vol. 100, no. 12. P. 761–765. [arXiv:1410.2600 \[astro-ph.HE\]](#).
89. Yamamoto T. [The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications](#) // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007): Merida, Yucatan, Mexico, July 3-11, 2007. Vol. 4. 2007. P. 335–338. [arXiv:0707.2638 \[astro-ph\]](#). URL: http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-07-088.
90. Aab A. et al. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. II. Composition implications // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 12. P. 122006. [arXiv:1409.5083 \[astro-ph.HE\]](#).
91. Aloisio R., Berezhinsky V., Gazizov A. Ultra High Energy Cosmic Rays: The disappointing model // *Astropart. Phys.* 2011. Vol. 34. P. 620–626. [arXiv:0907.5194 \[astro-ph.HE\]](#).
92. Berezhinsky V. S., Smirnov A. Yu. Cosmic neutrinos of ultra-high energies and detection possibility // *Astrophys. Space Sci.* 1975. Vol. 32. P. 461–482.
93. Sreekumar P. et al. EGRET observations of the extragalactic gamma-ray emission // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 494. P. 523–534. [arXiv:astro-ph/9709257 \[astro-ph\]](#).
94. Strong A. W., Wolfendale A. W., Wdowczyk J. Consequences of a Universal Cosmic-ray Theory for [gamma]-ray Astronomy // *Nature*. 1973. — 01. Vol. 241, no. 5385. P. 109–110. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/241109b0>.
95. Abdo A. A. et al. The Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived From First-Year Fermi Large Area Telescope Data // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. P. 101101. [arXiv:1002.3603 \[astro-ph.HE\]](#).
96. Berezhinsky V., Gazizov A., Kachelriess M., Ostapchenko S. Restricting UHE-CRs and cosmogenic neutrinos with Fermi-LAT // *Phys. Lett.* 2011. Vol.

- B695. P. 13–18. [arXiv:1003.1496 \[astro-ph.HE\]](#).
97. Ahlers M., Anchordoqui L. A., Gonzalez-Garcia M. C. et al. GZK Neutrinos after the Fermi-LAT Diffuse Photon Flux Measurement // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 34. P. 106–115. [arXiv:1005.2620 \[astro-ph.HE\]](#).
98. Gould R., Schröder G. Opacity of the Universe to High-Energy Photons // *Phys. Rev. Lett.* 1966. Vol. 16, no. 6. P. 252–254.
99. Berezhinsky V. Inverse Compton effect, pair production and penetration of high energy electrons and photons through the metagalactics // *Yad. Fiz.* 1970. Vol. 11. P. 399–410.
100. Aharonian F. A., Coppi P. S., Volk H. J. Very high-energy gamma-rays from AGN: Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 423. P. L5–L8. [arXiv:astro-ph/9312045 \[astro-ph\]](#).
101. Neronov A., Semikoz D. V. A method of measurement of extragalactic magnetic fields by TeV gamma ray telescopes // *JETP Lett.* 2007. Vol. 85. P. 473–477. [arXiv:astro-ph/0604607 \[astro-ph\]](#).
102. Neronov A., Vovk I. Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars // *Science*. 2010. Vol. 328. P. 73–75. [arXiv:1006.3504 \[astro-ph.HE\]](#).
103. Taylor A. M., Vovk I., Neronov A. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 529. P. A144. [arXiv:1101.0932 \[astro-ph.HE\]](#).
104. Berezhinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A. et al. *Astrophysics of Cosmic Rays*. Elsevier, Amsterdam // *Astronomische Nachrichten*. 1990. Vol. 312, no. 6. P. 413–415. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/asna.2113120620>.
105. Kneiske T. M., Bretz T., Mannheim K., Hartmann D. H. Implications of cosmological gamma-ray absorption. 2. Modification of gamma-ray spectra // *Astron. Astrophys.* 2004. Vol. 413. P. 807–815. [arXiv:astro-ph/0309141 \[astro-ph\]](#).

106. Inoue Y., Inoue S., Kobayashi M. A. R. et al. Extragalactic Background Light from Hierarchical Galaxy Formation: Gamma-ray Attenuation up to the Epoch of Cosmic Reionization and the First Stars // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 768. P. 197. [arXiv:1212.1683 \[astro-ph.CO\]](#).
107. Kalashev O. E., Ptitsyna K. V., Troitsky S. V. Towards a model of population of astrophysical sources of ultra-high-energy cosmic rays // *Phys. Rev.* 2012. Vol. D86. P. 063005. [arXiv:1207.2859 \[astro-ph.HE\]](#).
108. Yan D., Kalashev O., Zhang L., Zhang S. A self-consistent interpretation of the GeV?TeV emission from a distant blazar PKS 1424+240 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 449, no. 1. P. 1018–1023. [arXiv:1412.4894 \[astro-ph.HE\]](#).
109. Kachelriess M., Ostapchenko S., Tomas R. ELMAG: A Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic background light and in magnetic fields // *Comput. Phys. Commun.* 2012. Vol. 183. P. 1036–1043. [arXiv:1106.5508 \[astro-ph.HE\]](#).
110. Yoshida S., Sigl G., Lee S.-j. Extremely high-energy neutrinos, neutrino hot dark matter, and the highest energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 81. P. 5505–5508. [arXiv:hep-ph/9808324 \[hep-ph\]](#).
111. Primack J. R., Gilmore R. C., Somerville R. S. Diffuse Extragalactic Background Radiation // *AIP Conf. Proc.* 2009. Vol. 1085. P. 71–82. [arXiv:0811.3230 \[astro-ph\]](#).
112. Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D. Modeling the Extragalactic Background Light from Stars and Dust // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 712. P. 238–249. [arXiv:0905.1115 \[astro-ph.HE\]](#).
113. Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M. The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity // *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 487. P. 837. [arXiv:0805.1841 \[astro-ph\]](#).
114. Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T. A Determination of the Intergalac-

- tic Redshift Dependent UV-Optical-NIR Photon Density Using Deep Galaxy Survey Data and the Gamma-ray Opacity of the Universe // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 761. P. 128. [arXiv:1205.5168 \[astro-ph.HE\]](#).
115. Jackson J. *Classical electrodynamics*. Wiley, 1975. ISBN: 9780471431329.
116. Ackermann M. et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 799. P. 86. [arXiv:1410.3696 \[astro-ph.HE\]](#).
117. Di Mauro M. *The origin of the Fermi-LAT γ -ray background* // 14th Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories (MG14) Rome, Italy, July 12-18, 2015. 2016. [arXiv:1601.04323 \[astro-ph.HE\]](#). URL: <http://inspirehep.net/record/1415711/files/arXiv:1601.04323.pdf>.
118. Abbasi R. U. et al. Study of Ultra-High Energy Cosmic Ray composition using Telescope Array's Middle Drum detector and surface array in hybrid mode // *Astropart. Phys.* 2015. Vol. 64. P. 49–62. [arXiv:1408.1726 \[astro-ph.HE\]](#).
119. Fedorova Y. *HiRes Stereo Cosmic Rays Composition Measurements* // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). Vol. 4. 2007. P. 463–466. URL: <http://indico.nucleares.unam.mx/contributionDisplay.py?contribId=1236&confId=4>.
120. Aartsen M. G. et al. Constraints on ultra-high-energy cosmic ray sources from a search for neutrinos above 10 PeV with IceCube. 2016. [arXiv:1607.05886 \[astro-ph.HE\]](#).
121. Bahcall J. N., Waxman E. High-energy astrophysical neutrinos: The Upper bound is robust // *Phys. Rev.* 2001. Vol. D64. P. 023002. [arXiv:hep-ph/9902383 \[hep-ph\]](#).
122. Engel R., Seckel D., Stanev T. Neutrinos from propagation of ultrahigh-energy protons // *Phys. Rev.* 2001. Vol. D64. P. 093010. [arXiv:astro-ph/0101216 \[astro-ph\]](#).

123. Decerprit G., Allard D. Constraints on the origin of ultrahigh energy cosmic rays from cosmogenic neutrinos and photons // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 535. P. A66. [arXiv:1107.3722 \[astro-ph.HE\]](#).
124. Desiati P. IceCube Observatory: Neutrinos and the Origin of Cosmic Rays. 2012. [arXiv:1210.7703 \[astro-ph.HE\]](#).
125. Ishihara A. *Neutrino Astronomy (Rapporteur Talk)* // Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015). 2015. [arXiv:1511.03820 \[astro-ph.HE\]](#). URL: <http://inspirehep.net/record/1404133/files/arXiv:1511.03820.pdf>.
126. Abraham J. et al. Upper limit on the diffuse flux of UHE tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 211101. [arXiv:0712.1909 \[astro-ph\]](#).
127. Kraushaar W. L., Clark G. W., Garmire G. P. et al. High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite // *Astrophys. J.* 1972. — 11. Vol. 177. P. 341.
128. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al. SAS-2 observations of the diffuse gamma radiation in the galactic latitude interval from 10 to 90 deg in both hemispheres // *Astrophys. J. Letters.* 1977. — 10. Vol. 217. P. L9–L13.
129. Kalashev O. E., Kuzmin V. A., Semikoz D. V., Sigl G. Ultrahigh-energy cosmic rays from neutrino emitting acceleration sources? // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D65. P. 103003. [arXiv:hep-ph/0112351 \[hep-ph\]](#).
130. Pavlidou V., Fields B. D. The Guaranteed gamma-ray background // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 575. P. L5–L8. [arXiv:astro-ph/0207253 \[astro-ph\]](#).
131. Thompson T. A., Quataert E., Waxman E. The Starburst Contribution to the Extra-Galactic Gamma-Ray Background // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 654. P. 219–225. [arXiv:astro-ph/0606665 \[astro-ph\]](#).
132. Keshet U., Waxman E., Loeb A. et al. Gamma-rays from intergalactic shocks // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 585. P. 128–150. [arXiv:astro-ph/0202318 \[astro-ph\]](#).

133. Dermer C. D. Statistics of Cosmological Black Hole Jet Sources: Blazar Predictions for GLAST // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 659. P. 958–975. [arXiv:astro-ph/0605402](#) [astro-ph].
134. Dermer C. D. High-Energy Cosmology: Gamma rays and neutrinos from beyond the Galaxy // *Astrophys. Space Sci.* 2007. Vol. 309. P. 127–137. [arXiv:astro-ph/0610195](#) [astro-ph].
135. Waxman E., Bahcall J. N. High-energy neutrinos from astrophysical sources: An Upper bound // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D59. P. 023002. [arXiv:hep-ph/9807282](#) [hep-ph].
136. Strong A. W., Moskalenko I. V., Reimer O. A new determination of the extragalactic diffuse gamma-ray background from egret data // *Astrophys. J.* 2004. Vol. 613. P. 956–961. [arXiv:astro-ph/0405441](#) [astro-ph].
137. Hasinger G., Miyaji T., Schmidt M. Luminosity-dependent evolution of soft x-ray selected AGN: New Chandra and XMM-Newton surveys // *Astron. Astrophys.* 2005. Vol. 441. P. 417–434. [arXiv:astro-ph/0506118](#) [astro-ph].
138. Yuksel H., Kistler M. D., Beacom J. F., Hopkins A. M. Revealing the High-Redshift Star Formation Rate with Gamma-Ray Bursts // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 683. P. L5–L8. [arXiv:0804.4008](#) [astro-ph].
139. Yuksel H., Kistler M. D. Enhanced cosmological GRB rates and implications for cosmogenic neutrinos // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75. P. 083004. [arXiv:astro-ph/0610481](#) [astro-ph].
140. Neronov A., Semikoz D. V. Extragalactic Very-High-Energy gamma-ray background // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 757. P. 61. [arXiv:1103.3484](#) [astro-ph.CO].
141. Abbasi R. U. et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 101101. [arXiv:astro-ph/0703099](#) [astro-ph].
142. Liu R.-Y., Taylor A. M., Wang X.-Y., Aharonian F. A. Evidence for a Local "Fog" of Sub-Ankle UHECR. 2016. [arXiv:1603.03223](#) [astro-ph.HE].
143. Supanitsky A. D. Implications of gamma-ray observations on proton models

- of UHECR. 2016. [arXiv:1607.00290 \[astro-ph.HE\]](#).
144. Heinze J., Boncioli D., Bustamante M., Winter W. Cosmogenic Neutrinos Challenge the Cosmic Ray Proton Dip Model. 2015. [arXiv:1512.05988 \[astro-ph.HE\]](#).
 145. Ackermann M. et al. 2FHL: The Second Catalog of Hard Fermi-LAT Sources // *Astrophys. J. Suppl.* 2016. Vol. 222, no. 1. P. 5. [arXiv:1508.04449 \[astro-ph.HE\]](#).
 146. Clark T. A., Brown L. W., Alexander J. K. Spectrum of the Extra-galactic Background Radiation at Low Radio Frequencies // *Nature*. 1970. — Nov. Vol. 228, no. 5274. P. 847–849. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/228847a0>.
 147. Protheroe R. J., Biermann P. L. A New estimate of the extragalactic radio background and implications for ultrahigh-energy gamma-ray propagation // *Astropart. Phys.* 1996. Vol. 6. P. 45–54. [Erratum: *Astropart. Phys.* 7,181(1997)]. [arXiv:astro-ph/9605119 \[astro-ph\]](#).
 148. Aharonian F. A., Vardanian V. V., Kanevsky B. L. Diffuse extragalactic gamma-radiation above ‘black-body cutoff’ // *Astrophysics and Space Science*. 1990. Vol. 167, no. 1. P. 111–124. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00642067>.
 149. Lee S.-j., Olinto A., Sigl G. Extragalactic magnetic field and the highest energy cosmic rays // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 455. P. L21. [arXiv:astro-ph/9508088 \[astro-ph\]](#).
 150. Takeda M. et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astropart. Phys.* 2003. Vol. 19. P. 447–462. [arXiv:astro-ph/0209422 \[astro-ph\]](#).
 151. Kuzmin V. A., Rubakov V. A. Ultrahigh-energy cosmic rays: A Window to postinflationary reheating epoch of the universe? // *Phys. Atom. Nucl.* 1998. Vol. 61. P. 1028. [arXiv:astro-ph/9709187 \[astro-ph\]](#).
 152. Berezhinsky V., Kachelriess M., Vilenkin A. Ultrahigh-energy cosmic rays from decaying relic particles // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 1999. Vol. 70. P. 500–502.

153. Berezhinsky V., Vilenkin A. Cosmic necklaces and ultrahigh-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. P. 5202–5205. [arXiv:astro-ph/9704257](#) [astro-ph].
154. Berezhinsky V., Martin X., Vilenkin A. High-energy particles from monopoles connected by strings // *Phys. Rev.* 1997. Vol. D56. P. 2024–2034. [arXiv:astro-ph/9703077](#) [astro-ph].
155. Sarkar S., Toldra R. The High-energy cosmic ray spectrum from relic particle decay // *Nucl. Phys.* 2002. Vol. B621. P. 495–520. [arXiv:hep-ph/0108098](#) [hep-ph].
156. Barbot C., Drees M. Production of ultraenergetic cosmic rays through the decay of superheavy X particles // *Phys. Lett.* 2002. Vol. B533. P. 107–115. [arXiv:hep-ph/0202072](#) [hep-ph].
157. Aloisio R., Berezhinsky V., Kachelriess M. Fragmentation functions in SUSY QCD and UHECR spectra produced in top - down models // *Phys. Rev.* 2004. Vol. D69. P. 094023. [arXiv:hep-ph/0307279](#) [hep-ph].
158. Bhattacharjee P., Sigl G. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays // *Phys. Rept.* 2000. Vol. 327. P. 109–247. [arXiv:astro-ph/9811011](#) [astro-ph].
159. Birkel M., Sarkar S. Extremely high-energy cosmic rays from relic particle decays // *Astropart. Phys.* 1998. Vol. 9. P. 297–309. [arXiv:hep-ph/9804285](#) [hep-ph].
160. Blasi P., Dick R., Kolb E. W. Ultrahigh-energy cosmic rays from annihilation of superheavy dark matter // *Astropart. Phys.* 2002. Vol. 18. P. 57–66. [arXiv:astro-ph/0105232](#) [astro-ph].
161. Dubovsky S. L., Tinyakov P. G. Galactic anisotropy as signature of CDM related ultrahigh-energy cosmic rays // *JETP Lett.* 1998. Vol. 68. P. 107–111. [arXiv:hep-ph/9802382](#) [hep-ph].
162. Winn M. M., Ulrichs J., Peak L. S. et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum Above 10^{17} -eV // *J. Phys.* 1986. Vol. G12. P. 653–674.

163. Kim H. B., Tinyakov P. Constraining superheavy dark matter model of UHE-CR with SUGAR data // *Astropart. Phys.* 2004. Vol. 21. P. 535–542. [arXiv:astro-ph/0306413](#) [astro-ph].
164. Actis M. et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: An advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy // *Exper. Astron.* 2011. Vol. 32. P. 193–316. [arXiv:1008.3703](#) [astro-ph.IM].
165. Ackermann M. et al. The Imprint of The Extragalactic Background Light in the Gamma-Ray Spectra of Blazars // *Science*. 2012. Vol. 338. P. 1190–1192. [arXiv:1211.1671](#) [astro-ph.CO].
166. Abramowski A. et al. Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S // *Astron. Astrophys.* 2013. Vol. 550. P. A4. [arXiv:1212.3409](#) [astro-ph.HE].
167. Sanchez D. A., Fegan S., Giebels B. Evidence for a cosmological effect in gamma-ray spectra of BL Lacs // *Astron. Astrophys.* 2013. Vol. 554. P. A75. [arXiv:1303.5923](#) [astro-ph.HE].
168. Stecker F. W., de Jager O. C., Salamon M. H. TeV gamma rays from 3C 279 - A possible probe of origin and intergalactic infrared radiation fields // *Astrophys. J.* 1992. Vol. 390. P. L49.
169. Stecker F. W., Scully S. T. A Simple Analytic Treatment of the Intergalactic Absorption Effect in Blazar Gamma-ray Spectra // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 652. P. L9–L11. [arXiv:astro-ph/0608110](#) [astro-ph].
170. Essey W., Kusenko A. On weak redshift dependence of gamma-ray spectra of distant blazars // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 751. P. L11. [arXiv:1111.0815](#) [astro-ph.HE].
171. De Angelis A., Roncadelli M., Mansutti O. Evidence for a new light spin-zero boson from cosmological gamma-ray propagation? // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D76. P. 121301. [arXiv:0707.4312](#) [astro-ph].
172. Simet M., Hooper D., Serpico P. D. The Milky Way as a Kiloparsec-Scale Axionscope // *Phys. Rev.* 2008. Vol. D77. P. 063001. [arXiv:0712.2825](#)

- [astro-ph].
173. Sanchez-Conde M. A., Paneque D., Bloom E. et al. Hints of the existence of Axion-Like-Particles from the gamma-ray spectra of cosmological sources // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79. P. 123511. [arXiv:0905.3270 \[astro-ph.CO\]](#).
 174. Kifune T. Invariance violation extends the cosmic ray horizon? // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 518. P. L21–L24. [arXiv:astro-ph/9904164 \[astro-ph\]](#).
 175. Protheroe R. J., Meyer H. An Infrared background TeV gamma-ray crisis? // *Phys. Lett.* 2000. Vol. B493. P. 1–6. [arXiv:astro-ph/0005349 \[astro-ph\]](#).
 176. Essey W., Ando S., Kusenko A. Determination of intergalactic magnetic fields from gamma ray data // *Astropart. Phys.* 2011. Vol. 35. P. 135–139. [arXiv:1012.5313 \[astro-ph.HE\]](#).
 177. Essey W., Kusenko A. A new interpretation of the gamma-ray observations of active galactic nuclei // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 33. P. 81–85. [arXiv:0905.1162 \[astro-ph.HE\]](#).
 178. Razzaque S., Dermer C. D., Finke J. D. Lower limits on ultrahigh-energy cosmic ray and jet powers of TeV blazars // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 745. P. 196. [arXiv:1110.0853 \[astro-ph.HE\]](#).
 179. Murase K., Dermer C. D., Takami H., Migliori G. Blazars as Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Sources: Implications for TeV Gamma-Ray Observations // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 749. P. 63. [arXiv:1107.5576 \[astro-ph.HE\]](#).
 180. Aharonian F., Essey W., Kusenko A., Prosekin A. TeV gamma rays from blazars beyond $z=1$? // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 6. P. 063002. [arXiv:1206.6715 \[astro-ph.HE\]](#).
 181. Takami H., Murase K., Dermer C. D. Disentangling Hadronic and Leptonic Cascade Scenarios from the Very-High-Energy Gamma-Ray Emission of Distant Hard-Spectrum Blazars // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 771. P. L32. [arXiv:1305.2138 \[astro-ph.HE\]](#).
 182. Acharya B. S. et al. Introducing the CTA concept // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 43. P. 3–18.

183. Inoue Y., Totani T., Mori M. Prospects for Very High Energy Blazar Survey by the Next Generation Cherenkov Telescopes // *Publ. Astron. Soc. Jap.* 2010. Vol. 62. P. 1005. [arXiv:1002.4782 \[astro-ph.HE\]](#).
184. Dubus G. et al. Surveys with the Cherenkov Telescope Array // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 43. P. 317–330. [arXiv:1208.5686 \[astro-ph.HE\]](#).
185. Krennrich F. et al. Discovery of spectral variability of Markarian 421 at TeV energies // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 575. P. L9–L14. [arXiv:astro-ph/0207184 \[astro-ph\]](#).
186. Blazejowski M. et al. A Multi-wavelength view of the TeV blazar Markarian 421: Correlated variability, flaring, and spectral evolution // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 630. P. 130–141. [arXiv:astro-ph/0505325 \[astro-ph\]](#).
187. Berge D. et al. Fast variability of TeV gamma-rays from the radio galaxy M87 // *Science*. 2006. Vol. 314. P. 1424. [arXiv:astro-ph/0612016 \[astro-ph\]](#).
188. Acciari V. A. et al. VERITAS Observations of a Very High Energy Gamma-ray Flare from the Blazar 3C 66A // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 693. P. L104–L108. [arXiv:0901.4527 \[astro-ph.HE\]](#).
189. Acciari V. A. et al. Discovery of Variability in the Very High Energy Gamma-Ray Emission of 1ES 1218+304 with VERITAS // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 709. P. L163–L167. [arXiv:1001.2590 \[astro-ph.HE\]](#).
190. Szabo A. P., Protheroe R. J. Implications of particle acceleration in active galactic nuclei for cosmic rays and high-energy neutrino astronomy // *Astropart. Phys.* 1994. Vol. 2. P. 375–392. [arXiv:astro-ph/9405020 \[astro-ph\]](#).
191. Protheroe R. J. Effect of electron-photon cascading on the observed energy spectra of extragalactic sources of ultra-high-energy gamma-rays // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1986. — 08. Vol. 221. P. 769–788.
192. Xu C., Lonsdale C. J., Shupe D. L. et al. Models for multiband ir surveys // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 562. P. 179. [arXiv:astro-ph/0009220 \[astro-ph\]](#).
193. Rando R. Post-launch performance of the Fermi Large Area Telescope. 2009. [arXiv:0907.0626 \[astro-ph.IM\]](#).

194. Holder J. et al. Status of the VERITAS Observatory // *AIP Conf. Proc.* 2009. Vol. 1085. P. 657–660. [arXiv:0810.0474 \[astro-ph\]](#).
195. Aharonian F. et al. New constraints on the Mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE gamma rays from 1ES 0229+200 // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 475. P. L9–L13. [arXiv:0709.4584 \[astro-ph\]](#).
196. Aharonian F. et al. Discovery of VHE gamma-rays from the distant BL Lac 1ES 0347-121 // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 473. P. L25–L28. [arXiv:0708.3021 \[astro-ph\]](#).
197. Aharonian F. Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with H.E.S.S. and broadband characterisation // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 470. P. 475–489. [arXiv:0705.2946 \[astro-ph\]](#).
198. Salamon M. H., Stecker F. W. Absorption of high-energy gamma-rays by interactions with starlight photons in extragalactic space at high redshifts and the high-energy gamma-ray background // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 493. P. 547–554. [arXiv:astro-ph/9704166 \[astro-ph\]](#).
199. Kneiske T. M., Mannheim K., Hartmann D. H. Implications of cosmological gamma-ray absorption - I. evolution of the metagalactic radiation field // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 386. P. 1. [arXiv:astro-ph/0202104 \[astro-ph\]](#).
200. Stecker F. W., Baring M. G., Summerlin E. J. Blazar Gamma-Rays, Shock Acceleration, and the Extragalactic Background Light // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 667. P. L29–L32. [arXiv:0707.4676 \[astro-ph\]](#).
201. Horiuchi S., Beacom J. F., Dwek E. The Diffuse Supernova Neutrino Background is detectable in Super-Kamiokande // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79. P. 083013. [arXiv:0812.3157 \[astro-ph\]](#).
202. Gilmore R. C., Madau P., Primack J. R. et al. GeV Gamma-Ray Attenuation and the High-Redshift UV Background // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2009. Vol. 399. P. 1694. [arXiv:0905.1144 \[astro-ph.CO\]](#).
203. Razzaque S., Dermer C. D., Finke J. D. The stellar contribution to the extragalactic background light and absorption of TeV gamma-rays // *Astrophys.*

- J. 2009. Vol. 697. P. 483–492. [arXiv:0807.4294 \[astro-ph\]](#).
204. Aartsen M. G. et al. First observation of PeV-energy neutrinos with Ice-Cube // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 021103. [arXiv:1304.5356 \[astro-ph.HE\]](#).
205. Apel T. K.-. W. D. et al. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. 2012. [arXiv:1206.3834 \[astro-ph.HE\]](#).
206. Apel W. D. et al. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 47. P. 54–66. [arXiv:1306.6283 \[astro-ph.HE\]](#).
207. Narumoto T., Totani T. Gamma-ray luminosity function of blazars and the cosmic gamma-ray background: evidence for the luminosity dependent density evolution // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 643. P. 81–91. [arXiv:astro-ph/0602178 \[astro-ph\]](#).
208. Inoue Y., Totani T. The Blazar Sequence and the Cosmic Gamma-Ray Background Radiation in the Fermi Era // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 702. P. 523–536. [Erratum: *Astrophys. J.* 728,73(2011)]. [arXiv:0810.3580 \[astro-ph\]](#).
209. Ajello M. et al. The Luminosity Function of Fermi-detected Flat-Spectrum Radio Quasars // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 751. P. 108. [arXiv:1110.3787 \[astro-ph.CO\]](#).
210. Harding J. P., Abazajian K. N. Models of the Contribution of Blazars to the Anisotropy of the Extragalactic Diffuse Gamma-ray Background // *JCAP.* 2012. Vol. 1211. P. 026. [arXiv:1206.4734 \[astro-ph.HE\]](#).
211. Fossati G., Maraschi L., Celotti A. et al. A Unifying view of the spectral energy distributions of blazars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1998. Vol. 299. P. 433–448. [arXiv:astro-ph/9804103 \[astro-ph\]](#).
212. Kubo H., Takahashi T., Madejski G. et al. ASCA observations of blazars and multiband analysis // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 504. P. 693–701. [arXiv:astro-ph/9804031 \[astro-ph\]](#).
213. Donato D., Ghisellini G., Tagliaferri G., Fossati G. Hard x-ray properties of

- blazars // *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 375. P. 739. [arXiv:astro-ph/0105203](#) [astro-ph].
214. Ghisellini G., Tavecchio F., Foschini L. et al. General physical properties of bright Fermi blazars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 402. P. 497. [arXiv:0909.0932](#) [astro-ph.CO].
215. Elyiv A., Neronov A., Semikoz D. V. Gamma-ray induced cascades and magnetic fields in intergalactic medium // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D80. P. 023010. [arXiv:0903.3649](#) [astro-ph.CO].
216. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* 1973. Vol. 24. P. 337–355.
217. Neronov A. Y., Semikoz D. V., Tkachev I. I. Ultra-High Energy Cosmic Ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres // *New J. Phys.* 2009. Vol. 11. P. 065015. [arXiv:0712.1737](#) [astro-ph].
218. Morgan C. W., Kochanek C. S., Morgan N. D., Falco E. E. The Quasar Accretion Disk Size – Black Hole Mass Relation // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 712. P. 1129–1136. [arXiv:1002.4160](#) [astro-ph.CO].
219. Elvis M., Wilkes B. J., McDowell J. C. et al. Atlas of quasar energy distributions // *Astrophys. J. Suppl.* 1994. Vol. 95. P. 1.
220. Richards G. T. et al. Spectral energy distributions and multiwavelength selection of type 1 quasars // *Astrophys. J. Suppl.* 2006. Vol. 166. P. 470–497. [arXiv:astro-ph/0601558](#) [astro-ph].
221. Woo J.-H., Urry C. M. AGN black hole masses and bolometric luminosities // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 579. P. 530–544. [arXiv:astro-ph/0207249](#) [astro-ph].
222. Kaspi S., Smith P. S., Netzer H. et al. Reverberation measurements for 17 quasars and the size mass luminosity relations in active galactic nuclei // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 533. P. 631. [arXiv:astro-ph/9911476](#) [astro-ph].
223. Abbasi R. et al. A Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube 40-String Detector // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D84. P. 082001. [arXiv:1104.5187](#) [astro-ph.HE].

224. Anchordoqui L. A., Goldberg H., Lynch M. H. et al. Pinning down the cosmic ray source mechanism with new IceCube data // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 8. P. 083003. [arXiv:1306.5021 \[astro-ph.HE\]](#).
225. Giacinti G., Kachelrieß M., Semikoz D. V. Explaining the Spectra of Cosmic Ray Groups above the Knee by Escape from the Galaxy // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 4. P. 041302. [arXiv:1403.3380 \[astro-ph.HE\]](#).
226. Giacinti G., Kachelrieß M., Semikoz D. V. Escape model for Galactic cosmic rays and an early extragalactic transition // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D91, no. 8. P. 083009. [arXiv:1502.01608 \[astro-ph.HE\]](#).
227. Stecker F. W., Salamon M. H. The Gamma-ray background from blazars: A New look // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 464. P. 600–605. [arXiv:astro-ph/9601120 \[astro-ph\]](#).
228. Ostapchenko S. Enhanced Pomeron diagrams: Re-summation of unitarity cuts // *Phys. Rev.* 2008. Vol. D77. P. 034009. [arXiv:hep-ph/0612175 \[hep-ph\]](#).
229. Kachelrieß M., Ostapchenko S. Deriving the cosmic ray spectrum from gamma-ray observations // *Phys. Rev.* 2012. Vol. D86. P. 043004. [arXiv:1206.4705 \[astro-ph.HE\]](#).
230. Kachelrieß M., Moskalenko I. V., Ostapchenko S. S. Nuclear enhancement of the photon yield in cosmic ray interactions // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 789. P. 136. [arXiv:1406.0035 \[astro-ph.HE\]](#).
231. Di Mauro M., Donato F., Lamanna G. et al. Diffuse γ -ray emission from unresolved BL Lac objects // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 786. P. 129. [arXiv:1311.5708 \[astro-ph.HE\]](#).
232. Letessier-Selvon A. et al. Highlights from the Pierre Auger Observatory // *Braz. J. Phys.* 2014. Vol. 44. P. 560–570. [1277(2013)]. [arXiv:1310.4620 \[astro-ph.HE\]](#).
233. Adrian-Martinez S. et al. Searches for Point-like and extended neutrino sources close to the Galactic Centre using the ANTARES neutrino Telescope // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 786. P. L5. [arXiv:1402.6182 \[hep-ex\]](#).

234. Aartsen M. G. et al. Searches for Extended and Point-like Neutrino Sources with Four Years of IceCube Data // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 796, no. 2. P. 109. [arXiv:1406.6757](https://arxiv.org/abs/1406.6757) [astro-ph.HE].