

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ СВЕРХМАССИВНЫХ
ЧЕРНЫХ ДЫР: ПОТОКИ НА ЗЕМЛЕ И
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЕ ДИФFUЗНОЕ ГАММА И
НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В.УРЫСОН

Поступила 5 ноября 2018

Принята к печати 13 марта 2019

Обсуждаются космические лучи ультравысоких энергий ($E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ), ускоренные электрическими полями сверхмассивных черных дыр. Рассматриваются две модели ускорения: когда частицы ускоряются электрическим полем в аккреционном диске, и когда они ускоряются полем, индуцируемом вблизи черной дыры. Предполагается, что в обсуждаемых моделях равновероятно рождение частиц любой энергии в диапазоне $4 \cdot 10^{19} - 10^{21}$ эВ, кроме того, возможен моноэнергетический спектр инъекции частиц. В последнем случае рассматриваются черные дыры с массой $\sim 10^9$ солнечных масс. Получено, что космические лучи с обсуждаемыми исходными спектрами дают малый вклад в поток частиц, регистрируемых наземными установками. Однако частицы создают в межгалактическом пространстве заметный поток диффузного гамма-излучения в сравнении с данными, полученными с помощью прибора Fermi LAT (на борту космической обсерватории Fermi). Вычислена также интенсивность нейтрино, образующихся при распространении космических лучей в межгалактическом пространстве. Получено, что модельная интенсивность каскадных нейтрино намного ниже измеренной интенсивности астрофизических нейтрино. Сделан вывод, что космические лучи, ускоренные в рассматриваемых процессах, дают малый вклад в поток частиц на Земле, но эти космические лучи необходимо учитывать при анализе компонентов внегалактического диффузного гамма-излучения.

Ключевые слова: *космические лучи ультравысоких энергий; активные ядра галактик; внегалактическое диффузное гамма-излучение; внегалактическое диффузное нейтринное излучение;*

1. **Введение.** Источники космических лучей (КЛ) ультравысоких энергий (УВЭ), $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, пока не установлены. В настоящее время общепринята точка зрения, что КЛ УВЭ имеют внегалактическое происхождение и излучаются активными ядрами галактик.

КЛ УВЭ исследуются с помощью наземных установок Pierre Auger Observatory (PAO) и Telescope Array (TA). Информация, которую получают на установках - это направления приходов падающих частиц, их энергия и массовый состав (протоны или ядра).

Идентификация источников по направлениям приходов частиц не была результативной. Ее затрудняет, в основном, два фактора. Во-первых, иденти-

фикация проводится в предположении, что КЛ УВЭ распространяются в межгалактическом пространстве практически прямолинейно. Но частицы, по-видимому, отклоняются межгалактическими магнитными полями. Во-вторых, ошибка в направлении прихода частиц составляет $\sim 1^\circ$, так что в область вокруг направления прихода попадает немало объектов, среди которых трудно идентифицировать источник КЛ.

В межгалактическом пространстве КЛ УВЭ взаимодействуют с фоновыми излучениями. В результате взаимодействий частиц с микроволновым космическим фоном энергетический спектр частиц "обрезается" - в нем отсутствуют частицы с энергией $E > 10^{20}$ эВ, если КЛ летят с расстояний, превышающих ~ 100 Мпк (ГЗК-эффект: [1,2]). Энергетические спектры, полученные на установках РАО и ТА, обрезаны. Однако они не согласуются по форме в области $E \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ, и это различие интерпретируется как разный массовый состав КЛ УВЭ: по данным РАО - это ядра, по данным ТА - протоны.

Взаимодействие КЛ с фоновыми излучениями приводит, помимо ГЗК-эффекта, к образованию в межгалактическом пространстве электромагнитных каскадов [3,4]. В каскадах образуется гамма-излучение, и оно, в составе внегалактического диффузного излучения, измеряется с помощью прибора LAT (Large Area Telescope), размещенного на борту космической обсерватории Fermi [5].

Поэтому теперь КЛ исследуют, привлекая не только их энергетические спектры, но и данные по каскадному гамма-излучению. Вследствие этого рассматриваемые модели КЛ УВЭ должны удовлетворять двум критериям. Во-первых, как и прежде, требуется, чтобы вычисленные энергетические спектры КЛ УВЭ описывали измеренный спектр. Во-вторых, модельная интенсивность каскадного гамма-излучения должна быть меньше, чем измеренная интенсивность внегалактического диффузного излучения за вычетом вклада отдельных неразрешенных гамма-источников. По этой схеме проведен анализ данных о КЛ, например, в работах [6-9]. В статье [6] исследуется модель ускорения КЛ сверхмассивными черными дырами (СМЧД), предложенная в [10]. Работы [7,8] посвящены составу КЛ УВЭ - только протоны или протоны и ядра. В статье [9] исследуются модели темной материи: предполагается, что распады частиц темной материи дают вклад в диффузное гамма-излучение и для оценки этого вклада необходимо выделить вклад всех других компонентов гамма-излучения.

В статье [6] в качестве возможных источников КЛ УВЭ рассматривается ансамбль СМЧД с моноэнергетическим спектром инжекции, зависящим от массы СМЧД, и сделан вывод, что модель хорошо описывает измеренный спектр КЛ и не противоречит данным Fermi LAT о диффузном гамма-излучении. В [7-9] вычисленный спектр согласуют с измеренным, варьируя

форму исходного спектра КЛ, а также зависимость пространственного распределения и мощности предполагаемых источников КЛ от красного смещения z (эволюцию источников). Затем находят значения параметров исходного спектра и модели эволюции, с которыми измеренный спектр КЛ УВЭ описывается наилучшим образом, а из найденных сценариев отбирают те, в которых интенсивность каскадного гамма-излучения меньше измеренной интенсивности внегалактического диффузного излучения (за вычетом вклада неразрешенных гамма-источников). В этих работах спектр инжекции КЛ предполагается степенным, значения показателя начального спектра KЛ_α , при которых выполняются обсуждаемые критерии, составляют (в разных моделях эволюции источников) не менее 2.2: $|\alpha| \geq 2.2 - 2.6$. Такие показатели спектра инжекции характерны, если частицы ускоряются на фронтах ударных волн, например, в джетах активных ядер галактик (см., например, [11]).

В данной работе мы обсуждаем КЛ УВЭ, ускоренные в аккреционных дисках СМЧД [12] либо непосредственно в СМЧД. Мы рассматриваем по отдельности два вида спектра инжекции: 1) когда равновероятно рождение частиц любой энергии в диапазоне УВЭ; 2) моноэнергетический исходный спектр с энергией $E_0 = 10^{21}$ эВ, здесь предполагается, что все СМЧД имеют массу $\sim 10^9 M_\odot$ (здесь M_\odot - масса Солнца). Модель, где протоны ускоряются до энергии 10^{21} эВ, представлена в статье [13]. В этом экзотическом сценарии предполагается, что СМЧД с массой $\sim 10^9 M_\odot$ окружена сверхсильным магнитным полем величиной $\sim 10^{11}$ Гс [13-15].

В этой работе мы показываем, что процессы, в которых, возможно, рождаются КЛ УВЭ с рассматриваемыми спектрами инжекции, дают малый вклад в поток частиц, регистрируемых наземными установками. К тому же модельный спектр КЛ, дошедших до установки, сильно отличается от измеренного спектра по форме. Однако, несмотря на незначительную интенсивность частиц на Земле, КЛ с такими спектрами инжекции могут создавать в межгалактическом пространстве заметный поток диффузного гамма-излучения в сравнении с данными, полученными с помощью Fermi LAT. Это необходимо учитывать, анализируя состав КЛ и их источники, а также модели темной материи, так как и каскадное излучение от КЛ УВЭ, и распады частиц темной материи вносят вклад в диффузное излучение. Кроме того, из полученных результатов мы делаем вывод, что данные о внегалактическом диффузном гамма-излучении, возможно, могут быть использованы как источник информации о процессах рождения частиц УВЭ в СМЧД.

Во взаимодействиях КЛ УВЭ с фоновыми излучениями рождаются нейтрино, которые составляют один из компонентов потока нейтрино астрофизической природы (т.е. рожденных вне Земли и ее атмосферы). В настоящее время данные об астрофизических нейтрино получают на установке

IceCube. Потоки нейтрино, рожденных во взаимодействиях КЛ УВЭ с фоновыми излучениями, вычислены по многих работах, например, в уже упоминавшихся [7-9], а также в [16,17]. В них показано, что ограничения на модели предполагаемых источников КЛ, полученные из данных о нейтрино, мягче ограничений, налагаемых данными о гамма-излучении.

В этой работе мы тоже вычислили энергетические спектры нейтрино, образующихся во взаимодействиях КЛ УВЭ с фоновыми излучениями в межгалактическом пространстве. Получено, что модельная интенсивность каскадных нейтрино намного ниже измеренной интенсивности астрофизических нейтрино. (И поэтому не противоречит данным IceCube).

Вычисления проводились по программе TransportCR [18].

2. Модель. Межгалактические электромагнитные каскады возникают следующим образом [3,4]. Распространяясь в межгалактическом пространстве, КЛ УВЭ взаимодействуют с микроволновым и радиоизлучениями $p + \gamma_{rel} \rightarrow p - \pi^0$, $p + \gamma_{rel} \rightarrow n + \pi^+$.

Распады образующихся пионов дают начало гамма-квантам и мюонам: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$, а распады мюонов $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$ - позитронам и нейтрино. Рожденные гамма-кванты и позитроны генерируют электромагнитные каскады в реакциях с микроволновым излучением и внегалактическим фоновым светом $\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^-$ (образование пар) и $e + \gamma_b \rightarrow e' + \gamma'$ (обратный Комpton-эффект).

Предположения, принятые в модели, относятся к трем пунктам: это источники КЛ УВЭ - их спектры инжекции и эволюция, внегалактические фоновые излучения и внегалактические магнитные поля.

Мы предполагаем, что источники КЛ УВЭ - точечные. Это СМЧД, в которых заряженные частицы ускоряются до УВЭ в аккреционных дисках [12], либо электрическим полем СМЧД с массами $\sim 10^9 M_{\odot}$ и выше [13-15].

Возможные спектры инжекции КЛ выбирались, исходя из процессов ускорения КЛ в СМЧД. Мы предполагаем, что при ускорении в аккреционном диске равновероятно рождение частиц с любой энергией в диапазоне УВЭ $4 \cdot 10^{19} - 10^{21}$ эВ. Тогда спектр инжекции КЛ - степенной, значение показателя спектра $\alpha = 0$. Модель [13] мы рассматриваем, не учитывая распределение СМЧД по массам, полагая, что все СМЧД имеют массу $\sim 10^9 M_{\odot}$ и выше, и вследствие предложенного механизма ускорения в СМЧД формируется моноэнергетический спектр КЛ с энергией $E_0 = 10^{21}$ эВ.

Таким образом, мы предполагаем, что при ускорении частиц непосредственно в СМЧД формируются следующие спектры инжекции: степенной с показателем $\alpha = 0$ (ускорение КЛ в аккреционном диске [12]) и моноэнергетический спектр с энергией $E_0 = 10^{21}$ эВ (ускорение КЛ в модели [13]).

Случай моноэнергетического спектра инжекции с $E_0 = 10^{21}$ эВ рассматривался в работе [19]. Здесь мы приводим полученные там результаты при обсуждении моделей.

Далее мы предполагаем, что КЛ УВЭ состоят из протонов.

Мы полагаем, что рассматриваемые источники КЛ УВЭ удалены на расстояния, соответствующие $z > 0.05$. Космологическая эволюция источников влияет на спектр КЛ у Земли (см., например, [8,19]). Космологическая эволюция СМЧД, по-видимому, связана с эволюцией их состояний (см., например, [13]). Она неясна, и здесь мы рассматриваем один из возможных сценариев эволюции мощных АЯГ (которые называются лацертиды), предложенный в работе [20] и обсуждавшийся в статьях [7,18].

Внегалактические фоновые излучения рассматривались следующим образом.

Космическое микроволновое фоновое излучение имеет планковское распределение по энергии со средним значением $\epsilon_r = 6.7 \cdot 10^{-4}$ эВ. Средняя плотность фотонов составляет $n_r = 400 \text{ см}^{-3}$.

Характеристики внегалактического фонового света были взяты из работы [21]. Для описания фонового радиоизлучения использовалась модель эволюции светимости радиогалактик [22].

Магнитное поле в межгалактическом пространстве, по-видимому, неоднородно [23,24]: существуют области, где поле составляет $1 \cdot 10^{-17} \text{ Гс} < B < 3 \cdot 10^{-14} \text{ Гс}$, и нитевидные участки, в которых поле сильнее - $B \approx 10^{-9} - 10^{-8} \text{ Гс}$. В таких полях каскадные электроны незначительно теряют энергию на синхротронное излучение [25]. Кроме этих оценок было найдено, что в областях скоплений галактик величина магнитного поля, по-видимому, может составлять $B \sim 10^{11} - 10^6 \text{ Гс}$ [26]. Поле величиной $B \sim 10^6 \text{ Гс}$ нарушает развитие каскада. Здесь мы не рассматриваем такие поля и предполагаем, что каскадные электроны незначительно теряют энергию на синхротронное излучение в межгалактическом пространстве.

3. Результаты. Вычисленные энергетические спектры КЛ, а также спектр, полученный на установке РАО [27], показаны на рис.1. Модельные спектры нормированы на спектр РАО при энергии $10^{19.5}$ эВ. Поэтому при энергии $10^{19.5}$ эВ модельные спектры совпадают с измеренным. При других значениях энергии модельные спектры КЛ не описывают измеренный спектр: вычисленные спектры на несколько порядков ниже спектра РАО и сильно отличаются от него по форме (столь же сильно они отличаются от спектра КЛ УВЭ, полученного на установке ТА). При энергиях выше $10^{19.6}$ эВ спектр, вычисленный при моноэнергетическом спектре инжекции с энергией 10^{21} эВ, превышает спектр РАО, но превышение не больше ошибок измерений в этой области энергий.

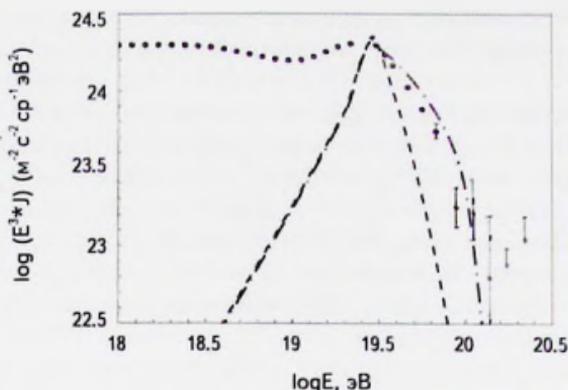


Рис.1. Энергетический спектр КЛ УВЭ, полученный на установке РАО [27] - точки, и модельные спектры КЛ, полученные для разных спектров инжекции: для моноэнергетического спектра с энергией 10^{21} эВ - пунктирная линия, при степенном спектре инжекции с показателем $\alpha = 0$ - пунктирная линия. Модельные спектры нормированы на спектр РАО при энергии $10^{19.5}$ эВ.

Мы сопоставляем модельные спектры со спектром РАО, а не ТА (хотя в принятой модели предполагается протонный состав КЛ УВЭ, а по данным РАО - это ядра). Причина выбранного сопоставления следующая. При энергии $10^{19.5}$ эВ ($3.16 \cdot 10^{19}$ эВ), где модельные спектры нормированы на спектр РАО, различие в спектрах ТА и РАО невелико: 20-30%. При более низких энергиях измеренные спектры также различаются незначительно. В области $E \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ значения интенсивности в измеренных спектрах расходятся: по данным РАО интенсивность в 8-9 раз ниже, чем по данным ТА [26]. Вследствие этого, получив, что модельные спектры лежат намного ниже спектра РАО, мы делаем вывод, что они также заведомо ниже и спектра ТА. Поэтому сравнение модельных спектров со спектром РАО правомерно.

Таким образом, частицы, ускоренные в СМЧД в рассматриваемых процессах в принятых нами предположениях, дают малый вклад в поток КЛ, регистрируемых наземными установками.

Перейдем к интенсивности гамма-излучения, которое КЛ УВЭ инициируют в межгалактическом пространстве.

Спектры каскадного гамма-излучения подробно анализируются в статьях [26,28]. В них получено, что форма спектра практически не зависит от начального спектра частиц, инициировавших каскад. Поэтому здесь мы не обсуждаем модельные спектры каскадного гамма-излучения.

В нашей работе мы сопоставляем величину гамма-излучения, полученную

в принятых моделях, с данными измерений Fermi LAT. Для такого сопоставления мы используем интегральную интенсивность каскадного излучения в области $E > 50$ ГэВ, как это делается в работе [8].

Диапазон энергии $E > 50$ ГэВ здесь выбран потому, что для него получено значение вклада отдельных неразрешенных гамма-источников [29]. Этот вклад учитывается ниже при сопоставлении интенсивности каскадного гамма-излучения с данными Fermi LAT.

Из дифференциальной интенсивности каскадного гамма-излучения, вычисленной с помощью программы TransportCR, была найдена интегральная интенсивность каскадного гамма-излучения при энергии $E > 50$ ГэВ. Для спектра инжекции с показателем $\alpha = 0$ интегральная интенсивность составляет:

$$\alpha = 0: I_{\gamma}(E > 50 \text{ ГэВ}) = 5.416 \cdot 10^{-10} \text{ (см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}\text{)}. \quad (1)$$

Для моноэнергетического спектра инжекции интегральная интенсивность составляет:

$$E_0 = 10^{21} \text{ эВ}: I_{\gamma}(E > 50 \text{ ГэВ}) = 1.002 \cdot 10^{-9} \text{ (см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}\text{)}. \quad (2)$$

Модельная интенсивность рожденных в каскадах нейтрино в области энергий $E \approx 10^{11} - 10^{15}$ эВ на несколько порядков ниже измеренной на установке IceCube [30].

4. Обсуждение. Модельная интенсивность каскадного гамма-излучения зависит от спектра инжекции протонов. Это обусловлено двумя причинами [31]: резонансом в энергетической зависимости сечения взаимодействия протона с реликтовым фотоном $p - \gamma_{rel}$, и формой исходного спектра КЛ. На пути от источника протон взаимодействует с микроволновым фоновым излучением, пока его энергия не уменьшится примерно до $4 \cdot 10^{19}$ эВ. Тогда свободный пробег протона составляет сотни Мпк, и вероятность его взаимодействия с фоновым излучением становится малой. Вследствие этого протоны с энергией выше 10^{20} эВ взаимодействуют с фоновым излучением примерно 10 раз на пути к Галактике, инициируя около 10 электромагнитных каскадов. Протоны меньших энергий дают начало ~1-2 каскадам.

Поэтому, чем выше энергия протона, тем эффективней она перекачивается в энергию каскада, и, следовательно, в гамма-излучение. В результате у протонов с экспоненциальными начальными спектрами энергия перекачивается в энергию каскада тем лучше, чем жестче спектр. Наиболее эффективно энергия протонов перекачивается в гамма-излучение при моноэнергетических начальных спектрах.

Сравним модельную интегральную интенсивность гамма-излучения с данными Fermi LAT [5]. Внегалактический изотропный диффузный фон IGRB, измеренный с помощью Fermi LAT, равен:

$$\text{IGRB}(E > 501 \text{ ГэВ}) = 1.325 \cdot 10^{-9} (\text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}). \quad (3)$$

Эта величина включает излучение отдельных неразрешенных гамма-источников. При энергии выше 50 ГэВ их вклад составляет 86 (-14, +16)% [29].

Исключая из IGRB вклад неразрешенных источников, равный 86%, получаем

$$\text{IGRB}_{\text{without blazars}}(E > 50 \text{ ГэВ}) = 1.855 \cdot 10^{-10} (\text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}). \quad (4)$$

В рассмотренных моделях вычисленная интенсивность каскадного гамма-излучения (1, 2) выше величины (4): в модели со степенным начальным спектром КЛ, $\alpha = 0$ - примерно в три раза, в модели с моноэнергетическим спектром инжекции, $E_0 = 10^{21}$ эВ, - в пять раз.

С учетом ошибки, равной -14%, вклад неразрешенных гамма-источников составляет 72% (а не 86%, как принято в оценке (4)). Тогда получаем следующее значение $\text{IGRB}_{\text{without blazars}}(E > 50 \text{ ГэВ})$:

$$\text{IGRB}_{\text{without blazars}}(E > 501 \text{ ГэВ}) = 3.71 \cdot 10^{-10} (\text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}). \quad (5)$$

В [5] при обработке данных измерений используются сведения о галактическом фоне, полученные в рамках трех моделей, обозначенных "А", "В" и "С". Учитывая ошибки измерения, вклад неразрешенных гамма-источников, равный 72%, а также неопределенность в данных о галактическом фоне в модели "А", получаем следующую полосу значений $\text{IGRB}_{\text{without blazars}}(E > 50 \text{ ГэВ})$:

$$2.20 \cdot 10^{-10} (\text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}) \leq \text{IGRB}_{\text{without blazars}}(E > 50 \text{ ГэВ}) \leq 5.40 \cdot 10^{-10} (\text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}). \quad (6)$$

В случае степенного спектра инжекции с показателем $\alpha = 0$, вычисленная интенсивность выше большего значения (6) на 0.3%.

Интенсивность каскадного гамма-излучения, полученная в модели с моноэнергетическим спектром инжекции при $E_0 = 10^{21}$ эВ, превышает верхнее значение (6) почти в два раза. В этой модели предполагается, что все источники КЛ УВЭ - это, во-первых, СМЧД с массой $\sim 10^9 M_{\odot}$, и во-вторых, эти СМЧД окружены сверхсильным магнитным полем. Однако концентрация СМЧД с такой массой в ~ 10 раз ниже концентрации СМЧД, например, с массами 10^8 - $10^{8.5} M_{\odot}$ [32], и по-видимому, далеко не все СМЧД окружены сверхсильным магнитным полем. Поэтому приведенное здесь значение интенсивности каскадного гамма-излучения завышено. Данная модель иллюстрирует, что низкий поток КЛ УВЭ может давать заметный вклад в поток диффузного гамма-излучения.

На интенсивность каскадного гамма-излучения влияет также эволюция источников КЛ: более сильная эволюция источников приводит к повышению интенсивности каскадного гамма-излучения (см., например, [19]).

Мы не анализируем здесь спектр каскадного гамма-излучения, т.к. его форма не зависит от спектра инжекции КЛ УВЭ [26,28].

Модельная интенсивность нейтрино, образующихся в межгалактическом пространстве во взаимодействиях КЛ УВЭ, в области энергий $E \approx 10^{11} - 10^{23}$ эВ на несколько порядков ниже измеренной на установке IceCube [30]. При энергиях $E > 10^{19}$ эВ форма и интенсивность модельного нейтринного спектра на Земле существенно зависят от спектра инжекции КЛ, однако эта область энергии недоступна для исследований на имеющихся нейтринных телескопах. Поэтому данные о нейтрино в настоящее время трудно привлечь к анализу рассматриваемых моделей.

5. Заключение. Мы рассмотрели КЛ УВЭ, которые ускоряются электрическими полями в СМЧД: заряженные частицы могут ускоряться в аккреционном диске электрическим полем с взрывным ростом [12], либо электрическим полем в полярных областях СМЧД [13-15]. Предполагалось, что при механизме ускорения [12] равновероятно рождение частиц любой энергии в диапазоне $4 \cdot 10^{19} - 10^{21}$ эВ, в модели [13] возможен моноэнергетический спектр инжекции частиц.

Модель [13] мы рассматривали в упрощенном виде, предполагая, что источники КЛ УВЭ - это СМЧД с массой $\sim 10^9 M_{\odot}$, и все они окружены сверхсильным магнитным полем. Однако концентрация СМЧД с такой массой на порядок ниже концентрации СМЧД меньших масс [32], и по-видимому, лишь малую часть СМЧД окружают сверхсильные магнитные поля. Данная модель приведена как иллюстрация того, что низкий поток КЛ УВЭ может давать заметный вклад в поток диффузного гамма-излучения.

Потоки КЛ УВЭ, ускоренных в СМЧД, и диффузное гамма-излучение, которое КЛ порождают в межгалактическом пространстве, ранее вычислялись в работе [6], где был сделан вывод, что модель хорошо описывает измеренный спектр КЛ и не противоречит данным Fermi LAT о диффузном гамма-излучении. В качестве возможных источников КЛ УВЭ рассматривался ансамбль СМЧД с моноэнергетическим спектром инжекции, зависящим от массы СМЧД [10].

В статье [6] и работах, которые мы упоминали во *Введении*, анализируются модели источников, хорошо описывающие измеренный спектр КЛ УВЭ.

Из полученных нами результатов следует, что, возможно, существуют источники КЛ УВЭ, которые дают малый вклад в поток частиц, регистрируемых наземными установками. Эти источники излучают КЛ наряду с теми, которые дают основной поток детектируемых частиц. Однако КЛ от рассмотренных источников создают в межгалактическом пространстве заметный поток диффузного гамма-излучения в сравнении с данными, полученными с помощью

прибора Fermi LAT. Это обусловлено спектрами инжекции частиц.

Таким образом, вклад КЛ в диффузное гамма-излучение может быть значительно выше, чем предполагалось, например, в работах, перечисленных по *Введению*.

Это необходимо учитывать, исследуя состав КЛ и их источники, а также модели темной материи, поскольку и каскадное излучение от КЛ УВЭ, и распады частиц темной материи вносят вклад в диффузное гамма-излучение. Кроме того, возможно, что данные о внегалактическом диффузном гамма-излучении могут быть использованы как источник информации о процессах рождения частиц УВЭ в СМЧД.

Интенсивность нейтрино, которые рождаются в межгалактическом пространстве КЛ УВЭ от таких источников, на несколько порядков ниже измеренной на установке IceCube [30]. Область более высоких энергий недоступна для регистрации нейтрино на имеющихся нейтринных телескопах. Поэтому данные о нейтрино в настоящее время трудно привлечь к анализу обсуждаемых моделей источников.

Полученные результаты зависят главным образом от вклада отдельных неразрешенных гамма-источников во внегалактическое диффузное излучение. В настоящее время он определен с ошибкой около 15% [29]. Уточнение этого вклада возможно на приборах с лучшим угловым разрешением по сравнению с Fermi LAT (например, на космическом приборе ГАММА-400, угловое разрешение которого при энергии 100 ГэВ составляет $\sim 0^\circ.01$ [33], в то время как у прибора Fermi LAT угловое разрешение при этой же энергии составляет $0^\circ.05\text{--}0^\circ.1$ [34]).

Автор благодарит О.Е.Калашева за обсуждение кода Transport CR и Н.П.Топчиева за обсуждение характеристик космических гамма-телескопов. Автор благодарит рецензента за замечания.

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва,
Россия, e-mail: uryson@sci.lebedev.ru

COSMIC RAYS ACCELERATED IN THE ELECTRIC FIELDS IN SUPERMASSIVE BLACK HOLES: FLUXES ON THE EARTH AND EXTRAGALACTIC DIFFUSE EMISSION

A.V.URYSON

Cosmic rays at ultra-high energies ($E > 4 \cdot 10^{19}$ eV) accelerated in electric fields in supermassive black holes are discussed. Two models are considered: particle acceleration in electric field in accretion disc and their acceleration in the field induced in the black hole vicinity. It is assumed that in the models under consideration particles are generated at any energy in the range $4 \cdot 10^{19} - 10^{21}$ eV with equal probability, and also a monoenergetic injection spectrum is possible. In the latter case black holes with a mass of $\sim 10^9$ solar masses are considered. It turned out that cosmic rays with injection spectra supposed contribute a little in the particle flux detected with ground-based arrays. But in the extragalactic space particles generate a noticeable flux of the diffuse gamma-ray emission compared with the data obtained with Fermi LAT instrument (onboard the Fermi space observatory). The intensity of neutrinos generated by cosmic rays propagating in the extragalactic space is also derived. The result is that the model intensity of cascade neutrinos is much lower than that of astrophysical ones. It is concluded that cosmic rays accelerated in processes under consideration contribute slightly to the particle flux detected on the Earth. But these cosmic rays should be taken into account analyzing components of extragalactic diffuse gamma-ray emission.

Keywords: *ultra-high energy cosmic rays; active galactic nuclei; extragalactic diffuse gamma-ray emission; extragalactic diffuse neutrino emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Greisen, Phys. Rev. Lett., **16**, 748, 1966.
2. G.T.Zatsepin, V.A.Kuzmin, JETP Lett., **4**, 78, 1966.
3. S.Hayakawa, Prog. Theor. Phys., **37**, 594, 1966.
4. O.Prilutsky, I.L.Rozental, Acta Phys. Hung. Suppl., **129**, 51, 1970.
5. M.Ackermann, M.Ajello, A.Albert et al., Astrophys. J., **799**, 86A, 2015.
6. O.E.Kalashhev, K.V.Ptitsyna, S.V.Troitsky, Phys. Rev., **D86** 063005, 2012, [arXiv:1207.2859 [astro-ph.HE]].
7. G.Giacinti, M.Kachelriess, O.Kalashhev et al., Phys. Rev., **D92**, 083016, 2015, (arXiv:1507.07534 v2[astro-ph.HE], 2015).

8. *V. Berezinsky, A. Gazizov, O. Kalashev*, *Astropart. Phys.*, **84**, 52, 2016, (arXiv:1606.09293v2 [astro-ph.HE], 2016).
9. *E. Gavish, D. Eichler*, *Astrophys. J.*, **822**, 56, 2016, (arXiv:1603.040 [astro-ph.HE], 2016).
10. *A. Yu. Neronov, D. V. Semikoz, I. I. Tkachev*, *New J. Phys.*, **11**, 065015, 2009, (arXiv: 0712.1737v2 [astro-ph], 2012).
11. *A. V. Uryson*, *Astron. Lett.*, **27**, 775, 2001.
12. *C. D. Haswell, T. Tajima, J.-I. Sakai*, *Astrophys. J.*, **401**, 495, 1992.
13. *N. S. Kardashev*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **522**, 205, 1995.
14. *A. A. Shatsky, N. S. Kardashev*, *Astron. Rep.*, **46**, 639, 2002.
15. *A. F. Zakharov, N. S. Kardashev, V. N. Lukash et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **342**, 1325, 2003.
16. *G. Decerprit, D. Allard*, *Astron. Astrophys.*, **535**, A66, 2011, (arXiv:1107.3722v4 [astro-ph.HE], 2011).
17. *R. Aloisio, D. Bonciolic, A. di Matteo et al.*, arXiv:1505.04020v3 [astro-ph.HE], 2015.
18. *O. E. Kalashev, E. Kido*, *JETP*, **120**, 790, 2015.
19. *A. V. Uryson*, *Astron. Lett.*, **44**, 541, 2018.
20. *M. Di Mauro, F. Donato, G. Lamanna et al.*, *Astrophys. J.*, **786**, 129, 2014, (arXiv:1311.5708 [astro-ph.HE], 2013).
21. *Y. Inoue, S. Inoue, M. Kobayashi et al.*, *Astrophys. J.*, **768**, 197, 2013, (arXiv:1212.1683v2 [astro-ph.CO], 2013).
22. *R. J. Protheroe, P. L. Biermann*, *Astropart. Phys.*, **6**, 45, 1996; **7**, 181(E), 1997.
23. *P. P. Kronberg*, *Cosmic Magnetic Fields*. Ed.: R. Wielebinski, R. Beck, Springer, 2005, p.9.
24. *W. Essey, S. Ando, A. Kusenko*, *Astropart. Phys.*, **35**, 135, 2011.
25. *A. V. Uryson*, *JETP*, **86**, 213, 1998.
26. *T. A. Dzhatdov, E. V. Khalikov, A. P. Kircheva et al.*, *Astron. Astrophys.*, **603**, A59, 2017.
27. Pierre Auger Collaboration: *A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al. JCAP*, **06**, 026, 2017, (arXiv:1612.07155 [astro-ph.HE], 2017).
28. *V. Berezinsky, O. Kalashev*, *Phys. Rev.*, **D24**, 023007, 2016, (arXiv:1603.03989v1 [astro-ph.HE], 2016).
29. *M. Di Mauro*, arXiv:1601.04323v1 [astro-ph.HE], 2016.
30. IceCube Collaboration. arXiv:1705.07780v2 [astro-ph.HE], 2017.
31. *A. V. Uryson*, *Astron. Lett.*, **43**, 529, 2017.
32. *B. Muilu-Pakdil, M. S. Seigar, B. L. Davis*, *Astrophys. J.*, **830**, 117, 2016.
33. *N. P. Topchiev, A. M. Galper, V. Bonvicini et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **798**, 012011, 2017.
34. http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm.