Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 2, с. 77 – 83

Синхротронное излучение радио-гамма-излучения и нейтринное излучение от протон-протонных взаимодействий в активных ядрах галактик

А. Неронов[+*1)], *Д. Семикоз*[+×○1)]

[+]*Université de Paris, CNRS, Astroparticule et Cosmologie, F-75006 Paris, France*

[*]*Astronomy Department, University of Geneva, 1290 Versoix, Switzerland*

[×] *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, 117312 Moscow, Russia*

[○]*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), 115409 Moscow, Russia*

Поступила в редакцию 12 ноября 2020 г.
После переработки 25 ноября 2020 г.
Принята к публикации 29 ноября 2020 г.

Мы исследуем возможное физическое происхождение корреляции между радиоволнами и излучением нейтрино очень высоких энергий в активных галактических ядрах (АЯГ), что подтверждается недавно опубликованными доказательствами корреляции между направлениями прибытия нейтрино и положением самых ярких АЯГ в радиодиапазоне. Мы показываем, что такая корреляция ожидается, если и электроны, излучающие синхротрон, и нейтрино происходят от распадов заряженных пионов, образовавшихся в протон-протонных взаимодействиях в релятивистской струе парсекового масштаба, распространяющейся через среду вблизи АЯГ.

DOI: 10.31857/S1234567821020014

Телескоп IceCube обнаружил сигнал астрофизических нейтрино неопределенного происхождения в диапазоне очень высоких энергий от ТэВ до 10 ПэВ [1, 2]. Нейтрино с такими энергиями могут генерироваться в галактике Млечный Путь [3, 4] и во внегалактических источниках, таких как активные ядра галактик (АЯГ) [5–9]. Данные IceCube предполагают, что в сигнале [2] могут присутствовать несколько спектральных компонент. Низкая статистика нейтринного сигнала и умеренное угловое разрешение IceCube затрудняют определение класса источника, ответственного за нейтринный сигнал.

Модели рождения нейтрино в АЯГ традиционно предполагают, что поток нейтрино генерируется при распаде заряженных пионов, образованных взаимодействием протонов высокой энергии, ускоренных вблизи сверхмассивной черной дыры или в релятивистской струе, выброшенной черной дырой. Этот процесс также неизбежно производит электроны и с энергиями, сопоставимыми с энергиями нейтрино. Следовательно, естественно ожидать, что нейтринно-яркие АЯГ также должны быть одинаково γ яркими [5–9]. Тонкость этого аргумента состоит в том, что, в отличие от нейтрино, которые выходят непосредственно из источника АЯГ, γ и электроны не выходят напрямую. Вместо этого они могут инициировать развитие электромагнитного каскада в источнике [5, 10]. Каскад передает мощность электромагнитного излучения в более низкий энергетический диапазон. В результате теряется однозначная связь между нейтрино и γ power. Кроме того, традиционные модели активности АЯГ также учитывают сигнал от электронов, ускоренных в струях. γ испускание "лептонного" происхождения может быть намного сильнее, чем "адронного" происхождения. Фактически, взаимная корреляция направлений прихода нейтрино с положением γ излучающего AGN дает отрицательный результат и указывает на то, что γ самые яркие AGN не ответственны за астрофизический поток нейтрино [11, 12].

"Адронные" модели высокоэнергетической активности АЯГ традиционно предполагают, что протоны в основном взаимодействуют с фотонами низкой энергии, присутствующими в источнике ЯГЯ [5, 10, 6]. Этот процесс характеризуется высоким энергетическим порогом образования пионов. Только протоны с энергией, превышающей 1–10 ПэВ, могут производить нейтрино, γ и электроны во взаимодействии с оптическим ультрафиолетовым фоновым из-

1)e-mail: andrii.neronov@apc.in2p3.fr;
dmitry.semikoz@apc.in2p3.fr

лучением фотонов, создаваемым аккреционным потоком. Электроны и γ, генерируемые этим процессом, имеют энергию в диапазоне 10–100 ТэВ. Электроны с такими энергиями не производят синхротронного излучения в радиодиапазоне, и нет особых причин ожидать сильной корреляции между нейтрино VHE и радиосинхротронным потоком.

Ниже мы рассмотрим альтернативный сценарий образования нейтрино [7, 8]. В этом сценарии протоны высокой энергии взаимодействуют с протонами низкой энергии из околоядерных областей вокруг центрального двигателя АЯГ. Этот процесс характеризуется энергетическим порогом в диапазоне ГэВ, и нейтрино, γ и электроны, возникающие в результате этого процесса, имеют энергию до 100 МэВ. Электроны таких энергий генерируют радиосинхротронное излучение. Это может объяснить корреляцию потока радио-нейтрино, предложенную анализом [13, 14], где наблюдалась корреляция между направлениями прихода астрофизических нейтрино и радио ярких АЯГ.

Рассмотрим пучок протонов высоких энергий, который выбрасывается в струю с раскрывающимся телесным углом Ω вблизи ядра АЯГ. Предполагается, что распределение протонов высоких энергий следует степенному закону

$$dN_p/dE \propto E^{-p} \tag{1}$$

с наклоном p, близким к $2-2.5$, ожидаемым из процесса ударного ускорения и согласующимся с наклоном астрофизического нейтринного сигнала [2].

Пучок распространяется через "околоядерную" среду АЯГ. Скорее всего, струя вылетает через воронку с низкой плотностью в направлении оси вращения черной дыры [15]. Профиль плотности воронки следует степенному закону как функция расстояния r

$$n(R) = n_0 \left(\frac{r}{R_g}\right)^{-\gamma}, \tag{2}$$

где $R_g = G_N M \simeq 1.5\times10^{13}\left[M/10^8 M_\odot\right]$ см – гравитационный радиус центральной черной дыры с массой M и G_N – постоянная Ньютона. Индекс степенного закона γ может изменяться в широких пределах. $\gamma = 1/2$ соответствует радиационно неэффективным аккреционным потокам [16], $\gamma = 3/2$ для сферически симметричной аккреции Бонди [17], $\gamma = 2$ в ветрах от аккреционных потоков [18].

Оптическая толщина аккрецирующего материала по отношению к протон-протонным взаимодействиям определяется размером области взаимодействия, плотностью материала и сечением неупругого pp-взаимодействия $\sigma_{pp} \sim 3\times10^{-26}$ см^2:

$$\tau_{pp} = \sigma_{pp}\int\limits_{R_g}^{r} n(r')dr' = \frac{\sigma_{pp} n_0 R_g}{1-\gamma}\left[\left(\frac{r}{R_g}\right)^{1-\gamma} - 1\right] \simeq$$
$$\simeq 1\left[\frac{n_0}{10^{10}\ \text{см}^{-3}}\right]\left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{1/2}\left[\frac{r}{1\ \text{пк}}\right]^{1/2} \tag{3}$$

(мы предполагаем $\gamma = 1/2$ в этой и последующих численных оценках). Интеграл накапливается на нижнем пределе r, если $\gamma < 1$, например, в случае ветрового профиля плотности с $\gamma = 2$.

Протон-протонные взаимодействия приводят к образованию и распаду нейтральных и заряженных пионов. Спектры γ, электронов и нейтрино, образующихся в распадах пионов, могут быть рассчитаны с использованием ряда общедоступных программ, обеспечивающих параметризацию дифференциальных сечений образования [19–22]. На рисунке 1 показаны спектры γ и нейтрино при рождении и распаде пионов в pp-взаимодействиях, рассчитанные с использованием параметризации [20] при энергиях ниже 10 ГэВ и [22] при энергиях выше 10 ГэВ. Мы используем такую комбинацию, потому что эти два разных параметра специально настроены для диапазонов низких и высоких энергий. Параметры [20], доступные в публичной библиотеке *cparamlib*, явно игнорируют первичные протоны с энергией выше 400 ТэВ. Напротив, параметризация [22] верна для протонов с энергиями выше 4 ГэВ. Наклоны протонных спектров равны $p = 2.5$ для случая NRAO 530, $p = 2.4$ для OR103, $p = 2.3$ для 3C 279 и $p = 2.2$ для PKS $2145+067$.

Спектры нейтрино и γ от распадов π^0 и $\pi^\pm$ являются степенными законами обрезанного типа с аналогичной нормировкой и наклонами, близкими к наклону родительского спектра протонов высоких энергий.

Спектры нейтрино отдельных источников вряд ли можно измерить, так как каждый источник дает не более одного нейтрино в IceCube. Статистику необходимо собирать из совокупности источников [62]. Этот подход фактически был принят при анализе корреляции нейтрино и потока радиоизлучения [13, 14].

Спектры γ, показанные на рис. 1, модифицированы эффектом ослабления на внегалактическом фоновом свете [63] (на рисунке не показан). Это относительно хорошо рассчитываемая модификация спектра γ. Ожидается еще одна модификация спектра γ рождением пар из-за развития электромагнитного каскада в поле излучения источника. Количественное предсказание этого эффекта на спектр вряд ли возможно, потому что для этого требуется знание

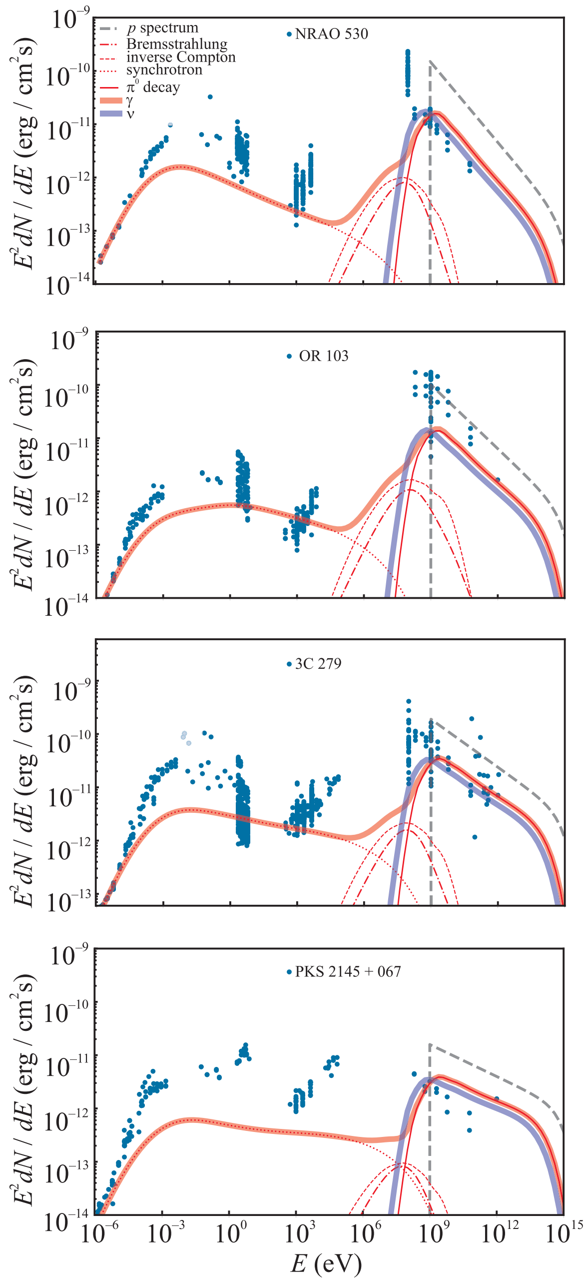

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры нейтринного (синий) и электромагнитного (красный) излучения от pp взаимодействий. Точки данных показывают спектральное распределение энергии электромагнитного излучения от PKS 2145 + 067, NRAO 530, 3C 379 и OR 103 (сверху вниз), полученное с помощью `https://tools.ssdc.asi.it/SED/`. Данные для NRAO 530 взяты из [23–39]. Данные для OR 103 из [25, 26, 29–34, 36–48]. Для PKS 2145 + 067 данные из [25–51]. Для 3C 279 данные из [23–41, 43, 44, 46, 49–61]

спектральных свойств зависящих от расстояния фонов мягких фотонов в источнике в широком диапазоне расстояний, от окрестности черной дыры до расстояний в масштабе парсек.

Помимо γ и нейтрино, рождение и распад пионов также приводят к образованию электронов, которые не поддаются прямому обнаружению, но вносят вклад в светимость источника, когда теряют энергию через один из механизмов радиационного охлаждения: синхротронное излучение, обратное комптоновское рассеяние и тормозное излучение.

Сила и спектральные характеристики обратного комптоновского излучения определяются одним и тем же зависящим от расстояния мягким фотонным фоном в источнике, который трудно установить. Обратное комптоновское рассеяние является существенной частью электромагнитного каскадного процесса, поддерживаемого образованием пар $\gamma\gamma$, преобразующих γ в электроны и позитроны, и обратным комптоновским рассеянием, регенерирующим γ.

Количественная оценка влияния обратного комптоновского рассеяния на электроны может быть получена в режиме Томсона ниже энергетического порога электромагнитного каскада. В этом режиме мощность обратной комптоновской эмиссии определяется плотностью энергии фонового излучения мягких фотонов, обеспечивающего затравочные фотоны для комптоновского рассеяния. Предполагая, что часть $\kappa_{\rm rad}$ излучения от центрального источника светимости $L \sim 10^{45}$ эрг/с рассеивается в среде, можно найти, что плотность фотонного фона, вносящая вклад в обратное комптоновское рассеяние на расстоянии r: $U_{\rm rad} \sim \kappa_{\rm rad} L/(4\pi r^2)$

$$U_{\rm rad} \simeq 2\times 10^8 \kappa_{\rm rad}\left[\frac{L}{10^{45}\ \text{эрг/с}}\right]\left[\frac{r}{1\ \text{пк}}\right]^{-2}\frac{\text{эВ}}{\text{см}^3}. \quad (4)$$

Электроны с энергией E_e теряют энергию при обратном комптоновском рассеянии на шкале времени

$$t_{\rm ics} \simeq \frac{3m_e^2}{4U_{\rm rad}E_e} \simeq \frac{2\times 10^9}{\kappa_{\rm rad}}\left[\frac{L}{10^{45}\ \text{эрг/с}}\right]^{-1} \left[\frac{r}{1\ \text{пк}}\right]^{2}\left[\frac{E_e}{10^8\ \text{эВ}}\right]^{-1}\ \text{с}. \quad (5)$$

Если типичная энергия фотонов низкоэнергетического фонового фона составляет $\epsilon \sim 10$ эВ (например, ультрафиолетовое излучение аккреционного диска, рассеянное в области широкой линии), то режим Томсона комптоновского рассеяния применяется к электронам, производящим γ с энергиями ниже

$$E_{\gamma,T} = \frac{m_e^2}{\epsilon} \simeq 25\left[\frac{\epsilon}{10\ \text{эВ}}\right]^{-1}\ \text{ГэВ}. \quad (6)$$

Для таких электронов относительная важность синхротронных и обратных комптоновских потерь определяется соотношением плотностей энергии магнитного поля и излучения. На рисунке 1 показан результат расчета синхротронного и обратного комптоновского излучения электронов распада пиона, рассчитанный с использованием кода [64] для центрального источника с $L = 10^{45}$ эрг/с, температурой $T = 1.4 \times 10^5$ K и радиусом $R_* = 3 \times 10^{13}$ см. Интересно отметить, что код [64] был первоначально разработан для описания взаимодействия пульсарного ветра с излучением и ветром массивной звезды. Фактически изменение параметров (яркость центрального источника, центральная плотность и наклон радиального профиля вещества) могут быть непосредственно использованы для описания распространения протонного пучка через среду АЯГ.

Помимо комптоновского рассеяния, электроны также страдают от синхротронных потерь энергии. Его важность определяется силой магнитного поля. Оценка магнитного поля может быть получена из аргумента равнораспределения. Предполагая, что плотность энергии магнитного поля составляет долю κ_m плотности кинетической энергии вещества на расстоянии R, движущемся со скоростями, близкими к шкале скорости свободного падения $v \sim \sqrt{R_g/r}$, можно найти

$$B = \left(\frac{8\pi\kappa_m n_0 R_g^{\gamma+1}}{r^{\gamma+1}}\right)^{1/2} \simeq 0.1 \left[\frac{\kappa_m}{0.01}\right]^{1/2} \left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{3/4} \left[\frac{r}{1\text{ пк}}\right]^{-3/4} \left[\frac{n_0}{10^{10}\text{ см}^{-3}}\right]^{1/2} \text{ G}, \quad (7)$$

где мы снова использовали $\gamma = 1/2$ для численной оценки.

Скорость потери энергии синхротроном определяется плотностью энергии магнитного поля

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \simeq 3 \times 10^8 \left[\frac{\kappa_m}{0.01}\right] \left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{3/2} \left[\frac{r}{1\text{ пк}}\right]^{-3/2} \left[\frac{n_0}{10^{10}\text{ см}^{-3}}\right] \text{ эВ/см}^3. \quad (8)$$

Относительная важность синхротронных и обратных комптоновских потерь в режиме Томсона определяется соотношением плотностей энергии магнитного и радиационного полей, $U_B/U_{\rm rad}$.

На рисунке 1 показан спектр синхротронного излучения электронов распада пиона, рассчитанный для радиального профиля магнитного поля $B = 0.05[r/1\,\text{пк}]^{-3/4}$ G (панели 3C279, NRAO 530 и PKS $2145+067$) или $B = 0.025[r/1\,\text{пк}]^{-3/4}$ G (панель OR 103), что соответствует $\kappa_m \sim 0.005$ для центральной плотности $n_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$ и радиального профиля с $\gamma = 1/2$.

Вторичные электроны от распадов пионов могут остыть из-за синхротрона и обратных комптоновских потерь (подробности расчета см. в [64]). Спектр инжекции электронов, образующихся при распадах пионов, точно соответствует спектрам фотонов и нейтрино. Он также имеет наклон, подобный наклону спектра родительских протонов, и обрезание высоких энергий, близкое к границам нейтрино и спектров γ. Подобно γ и спектру нейтрино, электронный спектр имеет низкоэнергетическое обрезание около порога образования пионов, несколько ниже 100 МэВ.

Синхротронные фотоны, произведенные электронами с энергией E_e, имеют энергию

$$\epsilon_s = \frac{eBE_e^2}{m_e^3} \simeq 5 \times 10^{-5} \left[\frac{\kappa_m}{0.01}\right]^{1/2} \left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{3/4} \left[\frac{r}{1\text{ пк}}\right]^{-3/4} \left[\frac{n_0}{10^{10}\text{ см}^{-3}}\right]^{1/2} \left[\frac{E_e}{10^8\text{ эВ}}\right]^2 \text{ эВ}. \quad (9)$$

Если спектр электронов следует степенному закону на семь порядков по энергии от 10^8 до 10^{15} эВ, ожидается, что спектр синхротрона будет распространяться на как минимум четырнадцати порядков по энергии до $\epsilon_s \simeq 5\,[B/0.1\,\text{G}]\,[E_e/10^{15}\,\text{эВ}]^2$ ГэВ от радиодиапазона до диапазона γ.

Время остывания за счет синхротрона

$$t_s = \frac{3m_e^4}{4e^4B^2E_e} \simeq 2 \times 10^8 \left[\frac{\kappa_m}{0.01}\right]^{-1} \left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{-3/2} \left[\frac{r}{1\text{ пк}}\right]^{3/2} \left[\frac{n_0}{10^{10}\text{ см}^{-3}}\right]^{-1} \left[\frac{E_e}{10^8\text{ эВ}}\right]^{-1} \text{ с}. \quad (10)$$

Сравнивая время охлаждения синхротрона с динамической шкалой времени $t_{\rm esc} = r/c \simeq 10^8\,[r/1\,\text{пк}]$ с, мы находим, что электроны с энергией 100 МэВ, происходящие от распадов пионов, эффективно охлаждаются в диапазоне расстояний, где $t_s < t_{\rm esc}$, т.е. в пределах расстояния

$$r_s = 1 \left[\frac{\kappa_m}{0.01}\right]^{1/2} \left[\frac{M}{10^8 M_\odot}\right]^{3/4} \left[\frac{r}{1\text{ пк}}\right]^{-3/4} \left[\frac{n_0}{10^{10}\text{ см}^{-3}}\right]^{1/2} \left[\frac{E_e}{10^8\text{ эВ}}\right]^{1/2} \text{ пк} \quad (11)$$

в случае профиля плотности $\gamma = 1/2$ с центральной плотностью $n_0 \sim 10^{10}$ см$^{-3}$.

Спектр электронов от распадов пионов на расстоянии $r \lesssim r_s$ смягчается эффектом синхротронного охлаждения. Это степенной закон

$$\frac{dn_s}{d\epsilon_s} \propto \epsilon_s^{-\gamma_s}, \quad \gamma_s = \frac{p_e+1}{2} = \frac{p}{2} + 1. \quad (12)$$

Если спектр протонов в пучке имеет наклон $p = 2$, спектр синхротронного излучения также имеет наклон $\gamma_s \simeq 2$ в широком диапазоне энергий от радио до γ.

Моделирование, показанное на рис. 1, демонстрирует, что, как и ожидалось, составляющая синхротронного излучения распространяется в широком диапазоне энергий. Радиосинхротронное излучение генерируется электронами с энергией, близкой к порогу рождения пионов $E_e \sim 100$ МэВ. Он эффективно образуется вместе с потоком нейтрино на расстояниях $R \gtrsim 10^{17}$ см, где магнитное поле достаточно низкое и энергия синхротронного излучения уменьшается в радиодиапазоне. Это шкала расстояний, на которой радиоструи от АЯГ могут быть разрешены методом интерферометрии со сверхдлинной базой (VLBI). И радиосинхротронный, и нейтринный потоки прямо пропорциональны мощности протонного пучка. Этим легко объясняется корреляция мощности радиоизлучения и нейтринного излучения, о которой сообщалось в [13].

Помимо синхротронного и обратного комптоновского излучения, электроны, распространяющиеся через среду, неизбежно теряют энергию на тормозное излучение. Время потери тормозной энергии тормозного излучения может быть сравнимо с временем потери синхротрона для электронов с энергией 100 МэВ, близкой к порогу образования пионов. Энергия тормозных фотонов сравнима с энергией электронов. Спектр тормозного излучения практически повторяет спектр родительских электронов (поскольку время охлаждения не зависит от энергии). Это объясняет присутствие существенной компоненты тормозного излучения в спектрах, показанных на рис. 1 в диапазоне 100 МэВ.

Модельные расчеты на рис. 1 выполнены для профиля плотности $\gamma = 1/2$. В этом случае основная часть нейтринного и электромагнитного потока от pp-взаимодействий генерируется на расстояниях пк-масштаба. На таких расстояниях образование пар $\gamma\gamma$ не изменяет электромагнитный спектр. Напротив, образование пар $\gamma\gamma$ инициирует развитие электромагнитного каскада и модификацию спектра источника в случае $\gamma > 1$. В этом случае основная часть нейтринного потока создается вблизи черной дыры, а не на расстояниях в ПК. Электромагнитный каскад удаляет мощность из самого высокого энергетического диапазона и может передавать его в энергетический диапазон чуть ниже порога образования пар. Это происходит, если электроны и позитроны, генерируемые в процессе образования пар, не теряют энергию преимущественно из-за синхротронного излучения. Как обсуждалось выше, относительная важность обратного комптоновского рассеяния по сравнению с синхротроном регулируется плотностями энергии магнитного и радиационного полей. Неопределенности деталей развития электромагнитного каскада сильно снижают надежность расчетов ожидаемой мощности источника в диапазоне γ. Это усложняет анализ возможной корреляции между нейтрино и γ потоками.

Существенная неопределенность корреляций как потока радио-нейтрино, так и потока γ – нейтрино заключается в относительной важности "лептонной" составляющей γ и потока радиоизлучения. Традиционные модели высокоэнергетической активности АЯГ предполагают, что как радиосинхротрон, так и обратная комптоновская эмиссия создаются электронами, непосредственно ускоренными в струях АЯГ, а не образуются при распадах пионов. Излучение электронов распада пиона и индуцированного каскада распада пиона γ образует "адронную" составляющую потока. В общем, обе компоненты сосуществуют, и их относительные вклады необходимо определять на основе моделирования спектрального распределения энергии источника. Рисунок 1 показывает, что в любом случае только часть электромагнитного потока от AGN, вносящего вклад в радионейтринную корреляцию, рассматриваемую в [13], может быть отнесена к излучению, непосредственно возникающему при распаде пионов. Остальное следует отнести либо к электромагнитному каскаду, вызванному распадом пиона, либо к "лептонному" излучению непосредственно ускоренных первичных электронов (а не вторичных электронов от распадов пионов).

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации при поддержке контракт # 075-15-2020-778 в рамках Программы крупных научных проектов в рамках национального проекта "Наука".

1. IceCube Collaboration, Science **342**, 1242856 (2013); http://dx.doi.org/10.1126/science.1242856.
2. M. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), Phys. Rev. Lett. **125**, 121104 (2020); http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.121104.
3. A. Neronov and D. Semikoz, Astropart. Phys. **72**, 32 (2016); http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2015.06.004.
4. A. Neronov and D. V. Semikoz, Astropart. Phys. **75**, 60 (2016); 1509.03522.
5. L. Nellen, K. Mannheim, and P. L. Biermann, Phys. Rev. D **47**, 5270 (1993); https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.47.5270.

6. A. Y. Neronov and D. V. Semikoz, Phys. Rev. D **66**, (2002); http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.66.123003.
7. A. Neronov, D. Semikoz, and S. Sibiryakov, MNRAS **391**, 949 (2008); 0806.2545.
8. A. Neronov and M. Ribordy, Phys. Rev. D **80**, 083008 (2009); 0905.0509.
9. M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), Science **361**, 147 (2018); 1807.08794.
10. K. Mannheim, A&A **269**, 67 (1993); astro-ph/9302006.
11. A. Neronov, D. V. Semikoz, and K. Ptitsyna, A&A **603**, A135 (2017); http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201630098.
12. M. G. Aartsen, K. Abraham, M. Ackermann et al. (IceCube Collaboration), Astrophys. J. **835**, 45 (2017); 1611.03874.
13. A. Plavin, Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, and S. Troitsky, Astrophys. J. **894**, 101 (2020); 2001.00930.
14. A. Plavin, Y. Kovalev, Y. Kovalev, and S. Troitsky, (2020); 2009.08914.
15. I. V. Igumenshchev, Astrophys. **677**, 317 (2008); 0711.4391.
16. R. Narayan and I. Yi, ApJ. Lett. **428**, L13 (1994); astro-ph/9403052.
17. H. Bondi, MNRAS **112**, 195 (1952).
18. K. Fukumura, D. Kazanas, C. Shrader, E. Behar, F. Tombesi, and I. Contopoulos, Nat. Astron. **1**, 0062 (2017); 1702.02197.
19. S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, Phys. Rev. D **74**, 034018 (2006); astro-ph/0606058.
20. T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi, Astrophys. J. **647**, 692 (2006); astro-ph/0605581.
21. E. Kafexhiu, F. Aharonian, A. M. Taylor, and G. S. Vila, Phys. Rev. D **90**, 123014 (2014); 1406.7369.
22. M. Kachelrieß, I. Moskalenko, and S. Ostapchenko, Comput. Phys. Commun. **245**, 106846 (2019); http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.08.001.
23. R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom et al. (Collaboration), ApJ. Supp. **123**, 79 (1999).
24. F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello et al. (Collaboration), ApJ. Supp. **218**, 23 (2015); 1501.02003.
25. P. L. Nolan, A. A. Abdo, M. Ackermann et al. (Collaboraiton), ApJ. Supp. **199**, 31 (2012); 1108.1435.
26. A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. (Collaboraiton), ApJ. Supp. **188**, 405 (2010); 1002.2280.
27. T. Boller, M. J. Freyberg, J. Trümper, F. Haberl, W. Voges, and K. Nandra, A&A **588**, A103 (2016).
28. W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller et al. (Collaboration), A&A **349**, 389 (1999); astro-ph/9909315.
29. P. A. Evans, J. P. Osborne, A.P. Beardmore, K. L. Page, R. Willingale, C. J. Mountford, C. Pagani, D. N. Burrows, J. A. Kennea, M. Perri, G. Tagliaferri, and N. Gehrels, ApJ Suppl. **210**, 8 (2014); http://stacks.iop.org/0067-0049/210/i=1/a=8.
30. V. D'Elia, M. Perri, S. Puccetti et al. (Collaboration), A&A **551**, A142 (2013); 1302.7113.
31. E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer et al. (Collaboration), AJ **140**, 1868 (2010); 1008.0031.
32. P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso et al. (Planck Collaboration), ArXiv e-prints (2015), 1507.02058.
33. P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso et al. (Planck Collaboration), A&A **571**, A28 (2014); 1303.5088.
34. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al. (Planck Collaboration), A&A **536**, A7 (2011); 1101.2041.
35. A. E. Wright, M.R. Griffith, B.F. Burke, and R. D. Ekers, ApJ Supp. **91**, 111 (1994).
36. A. Wright and R. Otrupcek, in *PKS Catalog (1990)* (1990).
37. J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick, AJ **115**, 1693 (1998).
38. R. S. Dixon, ApJ Supp. **20**, 1 (1970).
39. S. E. Healey, R. W. Romani, G. B. Taylor, E. M. Sadler, R. Ricci, T. Murphy, J. S. Ulvestad, and J. N. Winn, ApJ Supp. **171**, 61 (2007); astro-ph/0702346.
40. B. Bartoli, P. Bernardini, X. J. Bi et al. (The ARGO-YBJ Collaboration), Astrophys. J. **779**, 27 (2013); http://stacks.iop.org/0004-637X/779/i=1/a=27.
41. P. Giommi, G. Polenta, A. Lähteenmäki et al. (Collaboration), A&A **541**, A160 (2012); 1108.1114.
42. L. Bianchi, B. Efremova, J. Herald, L. Girardi, A. Zabot, P. Marigo, and C. Martin, MNRAS **411**, 2770 (2011); 1011.1733.
43. E. L. Wright, X. Chen, N. Odegard et al. (Collaboration), ApJ Supp. **180**, 283 (2009); 0803.0577.
44. R. L. White and R. H. Becker, ApJ Supp. **79**, 331 (1992).
45. P. C. Gregory, W. K. Scott, K. Douglas, and J. J. Condon, ApJ Supp. **103**, 427 (1996).
46. H. Kuehr, A. Witzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and U. Nauber, Astrophys. Space Sci. **45**, 367 (1981).
47. N. Jackson, R. A. Battye, I. W. A. Browne, S. Joshi, T. W. B. Muxlow, and P. N. Wilkinson, MNRAS **376**, 371 (2007); astro-ph/0703273.
48. S. T. Myers, N. J. Jackson, I. W. A. Browne et al. (Collaboration), MNRAS **341**, 1 (2003); astro-ph/0211073.
49. W. H. Baumgartner, J. Tueller, C. B. Markwardt, G. K. Skinner, S. Barthelmy, R. F. Mushotzky, P. A. Evans, and N. Gehrels, ApJ Supp. **207**, 19 (2013); 1212.3336.
50. G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, C. Ferrigno, A. Maselli, B. Sbarufatti, P. Romano, G. Chincarini, P. Giommi, N. Masetti, A. Moretti, P. Parisi, and G. Tagliaferri, A&A **524**, A64 (2010); 1009.0522.
51. G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, V. Mangano, C. Ferrigno, A. Maselli, P. Romano, T. Mineo, B. Sbarufatti, S. Campana, G. Chincarini, P. Giommi, N. Masetti, A. Moretti, and G. Tagliaferri, A & A **510**, A48 (2010); 0906.4788.

52. C. Pittori, F. Verrecchia, A.W. Chen et al. (Collaboration), A&A **506**, (2009); 0902.2959.
53. A.J. Bird, A. Bazzano, L. Bassani et al. (Collaboration), ApJ Supp. **186**, 1 (2010); 0910.1704.
54. M. Ajello, D.M. Alexander, J. Greiner, G.M. Madejski, N. Gehrels, and D. Burlon, Astrophys. J. **749**, 21 (2012); 1202.3137.
55. S.R. Rosen, N.A. Webb, M.G. Watson et al. (Collaboration), ArXiv e-prints (2015); 1504.07051.
56. R.D. Saxton, A.M. Read, P. Esquej, M.J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo, A&A **480**, 611 (2008); 0801.3732.
57. M. Elvis, D. Plummer, J. Schachter, and G. Fabbiano, ApJ Supp. **80**, 257 (1992).
58. T. Murphy, E.M. Sadler, R.D. Ekers et al. (Collaboration), MNRAS **402**, 2403 (2010); 0911.0002.
59. M. Moshir, G. Kopan, T. Conrow, H. McCallon, P. Hacking, D. Gregorovich, G. Rohrbach, M. Melnyk, W. Rice, L. Fullmer, J. White, and T. Chester, in *IRAS Faint Source Catalogue, version 2.0 (1990)* (1990).
60. R.L. White, R.H. Becker, D.J. Helfand, and M.D. Gregg, Astrophys. J. **475**, 479 (1997).
61. P. Giommi, M. Capalbi, M. Fiocchi, E. Memola, M. Perri, S. Piranomonte, S. Rebecchi, and E. Massaro, in *Blazar Astrophysics with BeppoSAX and Other Observatories*, ed. by P. Giommi, E. Massaro, and G. Palumbo (2002), p. 63; astro-ph/0209596.
62. A. Neronov and D. Semikoz, JETP **131**, 265 (2020); 1811.06356.
63. A. Franceschini, G. Rodighiero, and M. Vaccari, A&A **487**, 837 (2008); 0805.1841.
64. A.A. Zdziarski, A. Neronov, and M. Chernyakova, MNRAS **403**, 1873 (2010); 0802.1174.