

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
"МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова"

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

“Протяженное гамма-излучение блазаров в
межгалактическом магнитном поле.”

Выполнил студент

443 группы

Михайлов Артём Анатольевич

(подпись студента)

Научный руководитель:

кандидат физ.-мат. наук,

Г. И. Рубцов

(подпись научного руководителя)

Допущен к защите 24.05.2016

Заф. кафедрой _____
(подпись зав. кафедрой)

Москва

2016 г.

Оглавление

Введение	3
Теория	4
Моделирование	7
Результаты	9
Заключение	15

Введение

Магнитные поля существуют во Вселенной повсеместно. Согласно общепринятой теории магнитные поля в астрономических объектах образуются путем усиления уже существующих, более слабых полей при гравитационном сжатии, сопутствующем формированию структур. Неопределенность величины и происхождения этих “первоначальных” полей является важной и давней проблемой в космологии.

Существующие данные о магнитных полях в галактиках и галактических скоплениях не позволяют получить ограничения на свойства “первоначальных” полей из-за неопределенностей в упомянутых выше механизмах формирования. Единственные места во вселенной, где “первоначальные” поля могли сохраниться – межгалактические пространства, точнее пустоты крупномасштабных структур [1].

На данный момент лучшие имеющиеся ограничения на величину межгалактических магнитных полей: $\sim 10^{-17}$ Гс для нижней оценки [2] [3] и 1.7 нГс для верхней при длине корреляции 1 Мпк для верхней [4].

В настоящей работе исследуется формирование гало вокруг блазара Mrk 421, обусловленное наличием внегалактического магнитного поля. Для этой цели проводится численное моделирование распространения фотонов. Также предложен метод получения ограничений на параметры межгалактического магнитного поля путем соотнесения результатов моделирования с экспериментальными данными.

Теория

Межгалактическое магнитное поле может быть обнаружено посредством измерения влияния, которое оно оказывает, на траектории космических лучей со сверхвысокой энергией. Будем считать, что величина и направление магнитного поля имеют случайное распределение. Тогда отклонение траектории заряженных частиц от прямолинейной (при условии, что углы отклонения небольшие) будет описываться формулами:

$$\Theta_{IGMF} = \frac{ZeB_{\perp}D}{E_{UHECR}}, \quad \lambda_B \gg D, \quad (1)$$

$$\Theta_{IGMF} = \frac{ZeB_{\perp}\sqrt{D\lambda_B}}{E_{UHECR}}, \quad \lambda_B \ll D,$$

где Ze – электрический заряд частицы, D – расстояние до источника, λ_B – длина корреляции магнитного поля, B_{\perp} – его средняя составляющая, перпендикулярная направлению на источник.

Однако этот метод по нескольким причинам плохо применим для заряженных частиц. Во-первых, это объясняется тем, что отклонения частиц при еще небольших полях будут слишком велики, особенно для частиц с большим зарядом. Например, при $E_{UHECR} \sim 10^{15}$ эВ, $B_{\perp} \sim 10^{-10}$ Гс, $D \sim 50$ Мпк будет нарушено условие $\theta_{IGMF} \ll 1$, и, таким образом, невозможно будет определить, откуда именно до нас дошла частица. Во-вторых, на траекторию частиц будет оказывать влияние магнитное поле галактики, причем зачастую даже более сильное, чем внегалактическое [1].

Другой способ заключается в наблюдении высокоэнергетичных (~ 0.1 – 10 ТэВ) фотонов, которым мы пользуемся в настоящей работе. γ -лучи, распространяясь во внегалактическом пространстве будут случайно взаимодействовать с обильно распространенными низкоэнергетичными фотонами, составляющими межгалактическое фоновое излучение, и образовывать электрон-позитронные пары. Для фоновых фотонов с энергией ϵ образование пар будет происходить, если энергия первичных γ -квантов превышает

порог

$$E_\gamma \geq \frac{m_e^2}{\epsilon} \simeq 250 \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ эВ}} \right)^{-1} \text{ ГэВ.} \quad (2)$$

Спектральная плотность энергии межгалактических фоновых фотонов имеет характерную форму, представленную на Рис.1, с двумя пиками при значениях $\epsilon \sim 1$ эВ и $\sim 10^{-2}$ эВ. По графику и формуле (2) можно сделать вывод, что рождение пар почти не происходит при значениях $E_\gamma \lesssim 0.1$ ТэВ, и, следовательно, эти энергии не представляют интерес.

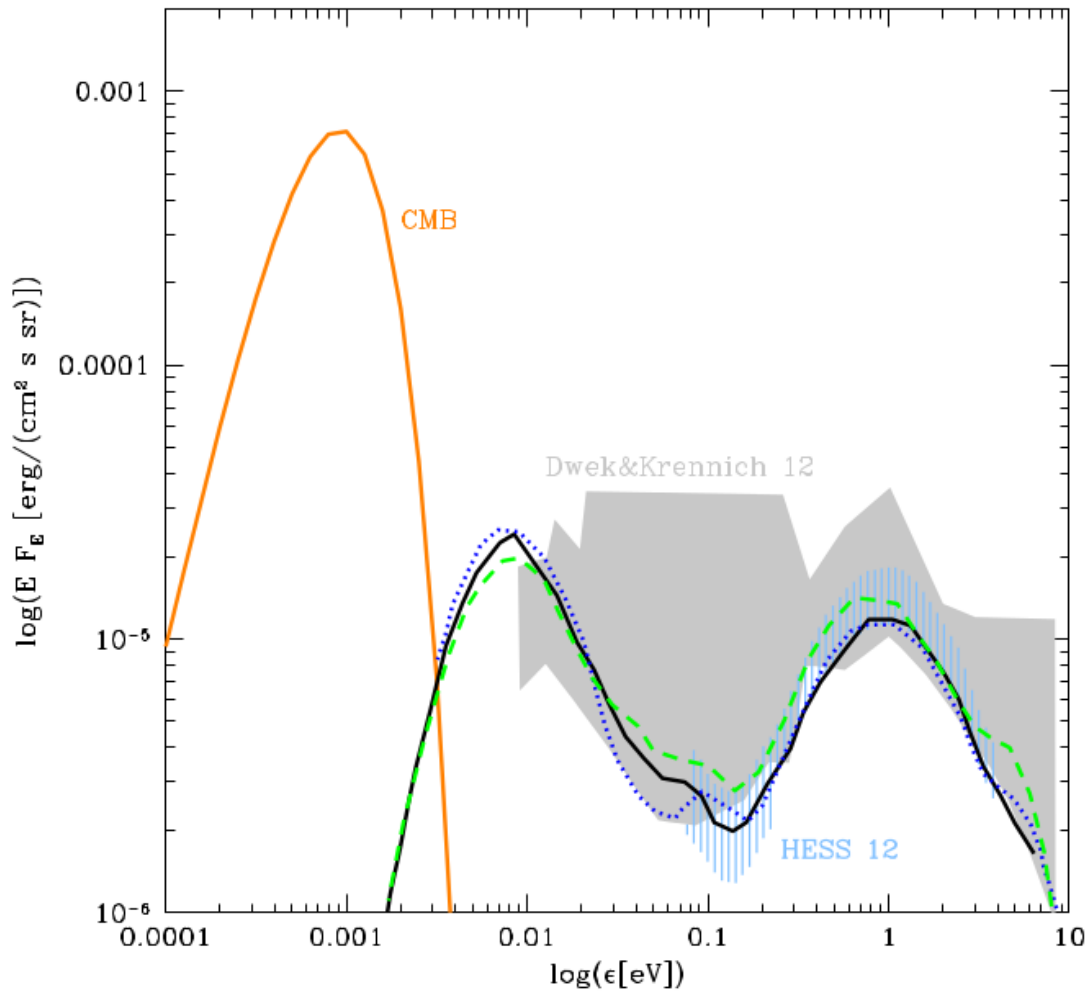


Рис. 1. Спектральное распределение энергии межгалактического фонового излучения и космического микроволнового фона.[1]

Так как импульс первоначального фотона достаточно велик, он совпадает по направлению с импульсами электрона и позитрона. Образованные

частицы отклоняются в межгалактическом магнитном поле и активно испытывают обратное Комптоновское рассеяние на космических микроволновых фотонах (их плотность выше плотности фотонов межгалактического фона). Характерная длина, на которой релятивистские пары с $E_e \simeq E_\gamma/2$ теряют свою энергию: [5]

$$D_{IC} = \frac{3m_e^2}{4\sigma_T\rho_{cmb}E_e} \simeq 0.3 \left(\frac{E_e}{1\text{ТэВ}} \right)^{-1} \text{ Мпк} \quad (3)$$

Таким образом, возникает электромагнитный каскад. Типичные источники высокоэнергетичного γ -излучения, блазары, испускают большинство фотонов в виде узкой конической струи – джете с углом раскрытия $\Theta_{jet} \sim 0.1^\circ$. Причем ось конуса для видимых блазаров обычно немного отклонена от линии наблюдения на $\Theta_{obs} \leq \Theta_{jet}$, как показано на Рис.2.

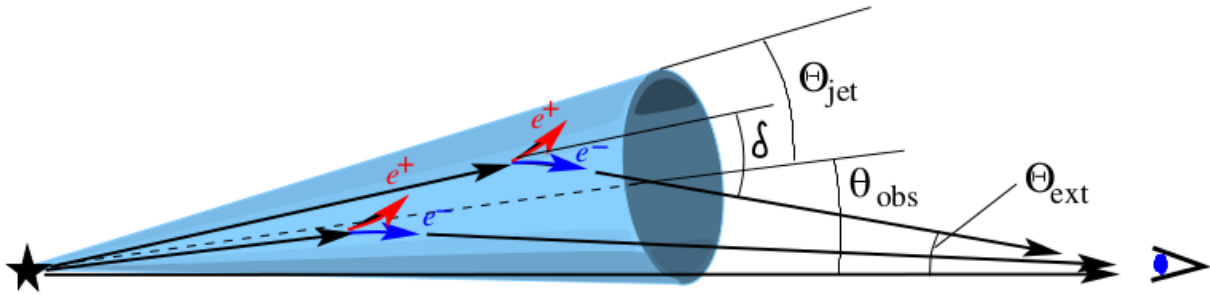


Рис. 2. Схематическое изображение джета [1]

В простом случае угол отклонения δ пар e^+e^- под воздействием магнитного поля описывается формулами:

$$\delta = \frac{eBD_{IC}}{E_e}, \quad \lambda_B \gg D_{IC}, \quad (4)$$

$$\delta = \frac{eB\sqrt{\lambda_B D_{IC}}}{E_e}, \quad \lambda_B \ll D_{IC},$$

Ясно, что если D_{IC} велико по сравнению с $E_e/(eB)$, то пары e^+e^- сильно отклонятся до того, как передадут импульс вторичным фотонам – произой-

дет “размывание”, направления вторичных фотонов приобретут случайный характер. Грубая оценка, проведенная на основе вышестоящих формул, показывает, что “размывание” начнет происходить, если среднее значение поля $B \sim 10^{-15}$ Гс при $E_e \sim 1$ ТэВ.

Моделирование

В работе моделируется протяженное γ -излучение Mrk 421, блазара с красным смещением $z \sim 0.031$ (≈ 130 Мпк). Спектр источника, измеренный обсерваторией VERITAS и аппроксимированный с использованием степенного закона и экспоненциального обрезания, имеет вид [6]

$$F(E) = I_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \exp \left(-\frac{E}{E_c} \right), \quad (5)$$

где нормировочная константа $I_0 = (32.0 \pm 1.2) \times 10^{-7} \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ ТэВ}^{-1}$ при энергии $E_0 = 1$ ТэВ, спектральный индекс $\alpha = 2.111 \pm 0.057$, а энергия обрезания $E_c = 4$ ТэВ.

Для численного моделирования электромагнитного каскада используется программа TransportCR, реализующая метод, основанный на решении уравнения распространения частиц [7]. В качестве параметров выступают: величина B и длина корреляции λ_B случайного магнитного поля, расстояние до источника D , количество частиц N , которое запускается в одном направлении (по оси Z) в заданном диапазоне энергий от E_{min} до E_{max} . Спектр фотонов описывается степенным законом $\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}$. В процессе распространения частицы взаимодействуют с другими частицами, составляющими фон, и если энергия продуктов реакции опустится ниже пороговой E_{cut} , то они больше не прослеживаются. Моделирование для каждой частицы происходит за одинаковое количество итераций, требующееся для того, чтобы непроизводившая часть первичных фотонов достигла наблюдателя (преодолела расстояние D).

Как упоминалось выше, интерес представляют энергии > 100 ГэВ, по-

этому выберем $E_{min} = 0.1$ ТэВ. Обрезание спектра источника проявляется при энергиях около 4 ТэВ, поэтому для наших целей мы можем пренебречь экспонентой и взять значение $E_{max} = 2$ ТэВ и $\alpha = 2.1$. Длину корреляции λ_B примем равным 1 Мпк, а значение поля B будем варьировать.

Итак, в результате моделирования мы получим координаты \vec{r} , направления импульсов \vec{p} и энергии γ -квантов. Вспомним теперь, что первичные фотоны были выпущены в одном направлении (обозначим его \vec{p}_0), а блазар излучает в конусе с углом раскрытия Θ_{jet} , и возможно ось джета направлена под каким-то углом Θ_{obs} к линии наблюдения. Если углы отклонения малы (всегда можно отсеять фотоны, которые отклонились слишком сильно), мы можем построить изображение источника следующим способом (Рис.3).

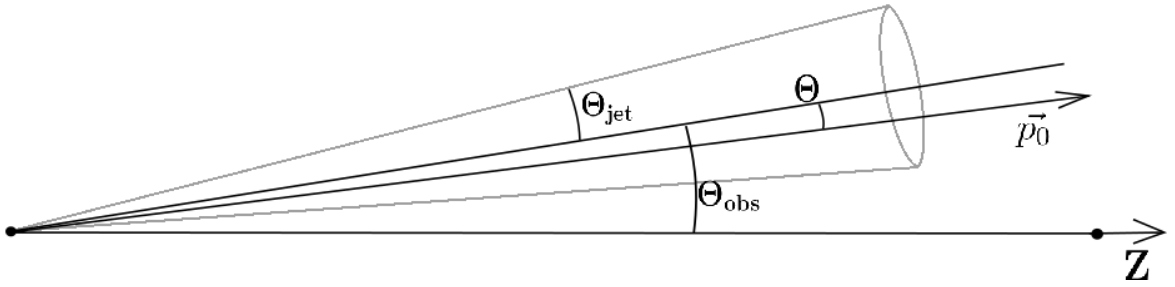


Рис. 3. Схематическое изображение источника, точки наблюдения и джета.

Перейдем в систему координат K' , где ось Z проходит через источник и точку наблюдения. Если фотон долетает до источника, то его координаты в конце пути совпадают с координатами наблюдателя, то есть \vec{r} сонаправлен с осью Z в системе K' . У нас же в результате моделирования \vec{r} записан в системе координат K , где на оси Z лежит \vec{p}_0 . Поэтому мы можем получить координаты вектора \vec{p}_0 в системе K' и вычислить угол Θ между осью джета и направлением вылета \vec{p}_0 . Если Θ окажется больше чем, угол раскрытия Θ_{jet} , то фотон не может быть выпущен блазаром, и поэтому его нужно исключить. Для отобранных фотонов вектор \vec{p} , переведенный из системы K в K' , как раз и будет искомым направлением прибытия.

Будем также предполагать, что первичное гамма-излучение в джете имеет Гауссово распределение в зависимости от угла Θ , то есть вероятность для γ -кванта иметь угол Θ пропорциональна $\exp(-\Theta^2/\Theta_{jet}^2)$. Чтобы

учесть это, нужно домножить вес для каждого фотона на соответствующую экспоненту.

Для получения потока γ -квантов или энергии нужно домножить веса на нормировочный множитель C , который определяется выражением:

$$C \cdot n = \int_{E_{cut}}^{E_{max}} F(E) dE, \quad (6)$$

где n – суммарное количество дошедших до наблюдателя частиц,

Результаты

В результате моделирования при $B = 10^{-15}$ Гс, $\Theta_{jet} = 1^\circ$, $E_{cut} = 10$ ГэВ и разных Θ_{obs} для относительной плотности числа фотонов протяженного излучения (на рисунках не отображены первичные фотоны) были получены следующие графики (Рис. 4,5,6,7) (Θ и Φ – углы под которыми приходят фотоны):

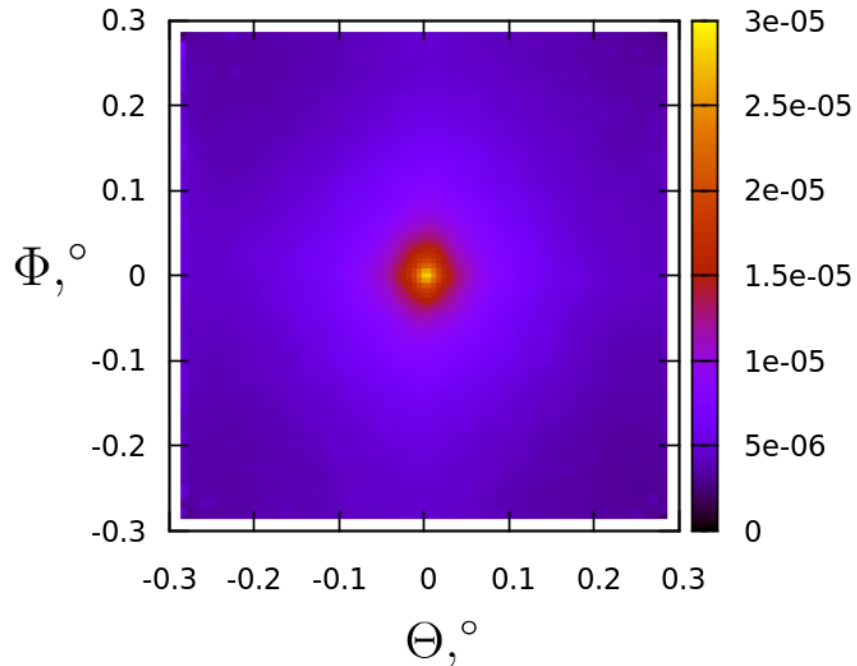


Рис. 4. Относительная плотность числа вторичных фотонов при $\Theta_{obs} = 0^\circ$

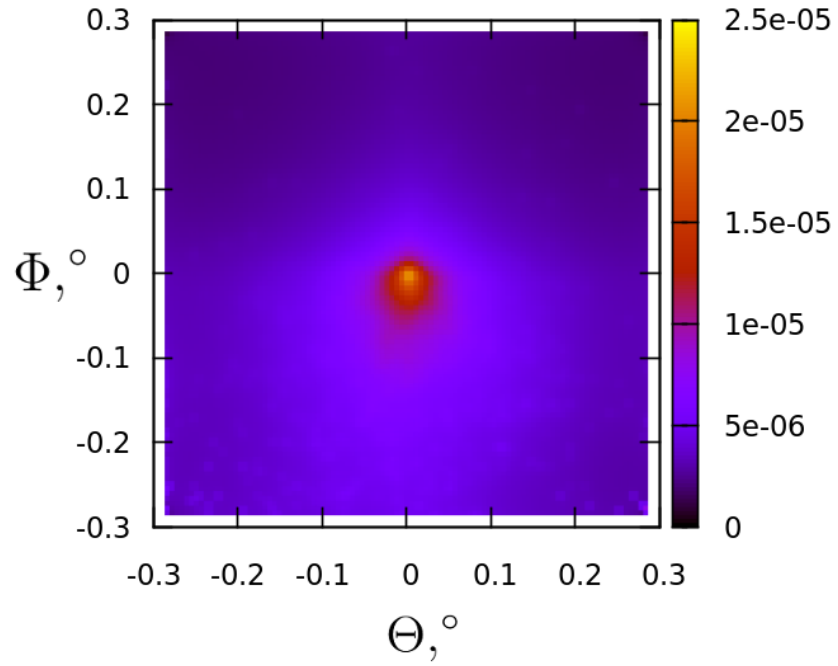


Рис. 5. Относительная плотность числа вторичных фотонов при $\Theta_{obs} = 0.99^\circ$

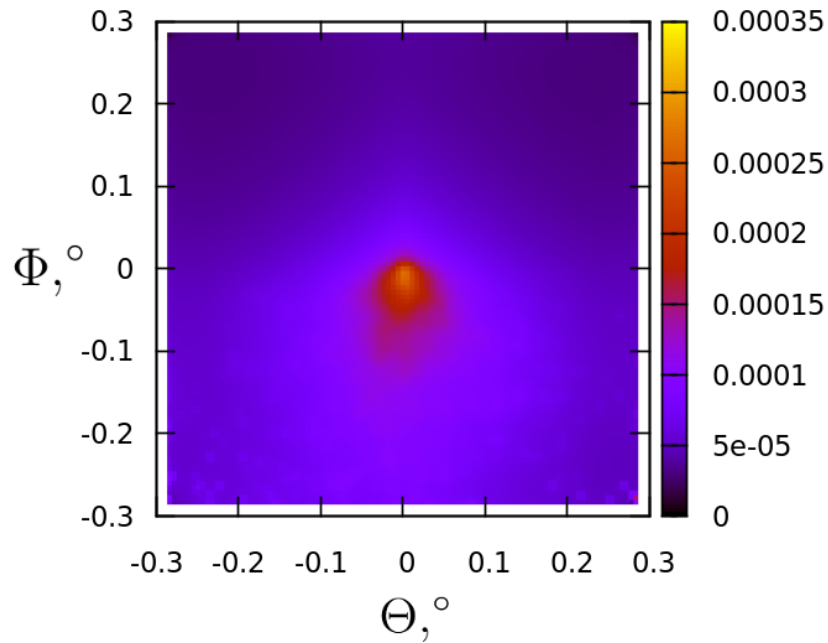


Рис. 6. Относительная плотность числа вторичных фотонов при $\Theta_{obs} = 1.01^\circ$

По графикам видно, что протяженное излучение составляет небольшую часть от общего количества γ -квантов. Это ожидаемо, потому что при мо-

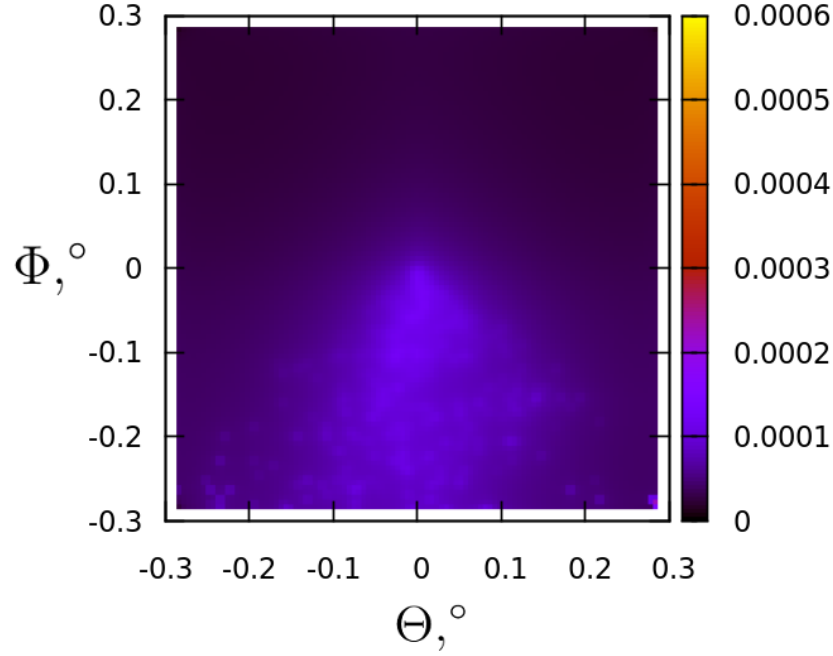


Рис. 7. Относительная плотность числа вторичных фотонов при $\Theta_{obs} = 1.2^\circ$

делируемых энергиях расстояние до источника (≈ 130 Мпк) меньше или сравнимо с длиной свободного пробега фотонов $\lambda_{\gamma\gamma}$, и большинство первичных фотонов не взаимодействует. Видно также, что при увеличении Θ_{obs} на промежутке $0 \leq \Theta_{obs} < \Theta_{jet}$ относительный вклад протяженного излучения падает, в точке Θ_{jet} претерпевает разрыв, и, наконец, при $\Theta_{obs} > \Theta_{jet}$ – остается примерно неизменным, а вклады отдельных фотонов выравниваются, и их становится все меньше. Разрыв связан с тем, что при немного меньших углах чем Θ_{jet} первичное излучение еще попадает в точку наблюдения, а при больших нет.

Теперь попробуем получить какие-нибудь ограничения на поле B , сравнив численные результаты с экспериментальными данными, полученными на основе наблюдений Mrk 421 обсерваторией VERITAS [8]. В указанной статье приведен график, изображенный на Рис.8, для верхних пределов избыточной плотности потока энергии протяженного излучения при $E_\gamma > 100$ ГэВ в зависимости от угла обрезания в двух разных угловых диапазонах.

Сравнивать будем с потоком в диапазоне $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$, потому что, во-первых, в 0 мы имеем резкий пик, не дающий информации о магнитном поле, во-вторых на графике, приведенном на Рис.8, изображен избыточный

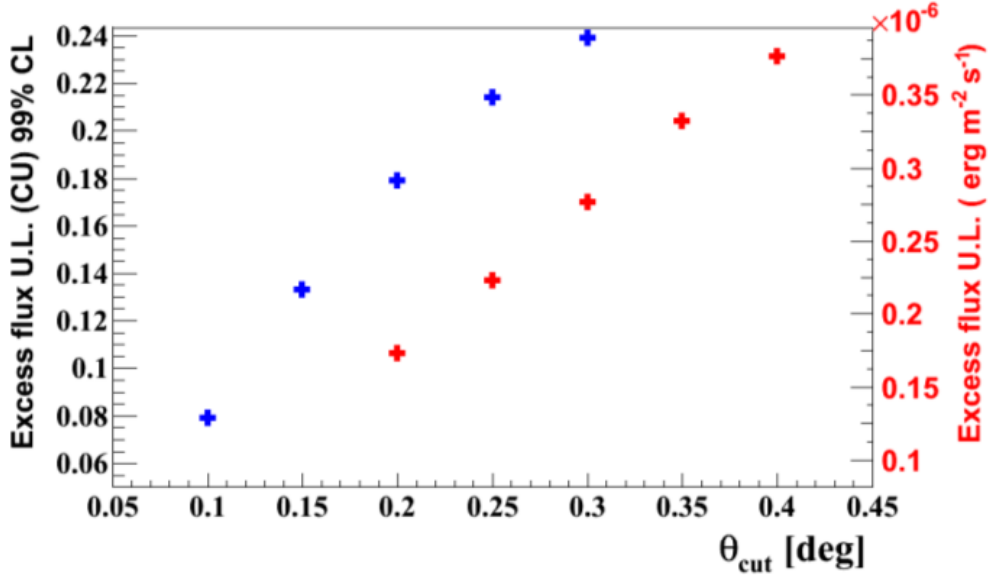


Рис. 8. Верхний лимит избыточного потока протяженного излучения при $0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$ (синие крестики) и $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$ (красные крестики) [8]

поток, то есть такой, из которого каким-то образом вычтены первичные фотоны. Здесь стоит отметить один нюанс. Вторичные фотоны приходят с некоторым запозданием, возможно в десятки тысяч лет, поскольку проделывают лишний путь по сравнению с первичными. А так как блазарам свойственна высокоамплитудная переменность блеска, то сравнение потоков имеет довольно условный характер. В один и тот же момент времени потоки энергии протяженного излучения и общий, включающий первичные фотоны, никак не скоррелированы. Надежное сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных можно было бы провести, если бы последние были сделаны во время достаточно длительной вспышки, а затем во время прихода вторичных фотонов.

Тем не менее, попробуем провести сравнение. Для этого положим $E_{cut} = 100$ ГэВ и построим графики суммарного потока энергии в зависимости от угла обрезания. Будем считать, что $\Theta_{jet} = 1$ и $\Theta_{obs} < \Theta_{jet}$. Для поля $B = 10^{-15.5}$ Гс графики изображены на Рис.9.

Из ломаного вида графиков и значений потока, которые получились гораздо ниже экспериментальных верхних пределов, можно сделать вывод, что отклонившиеся фотоны с энергией $E_\gamma > 100$ ГэВ за пределами 0.1° – относительно редкое событие. Так же можно заметить, что плотность

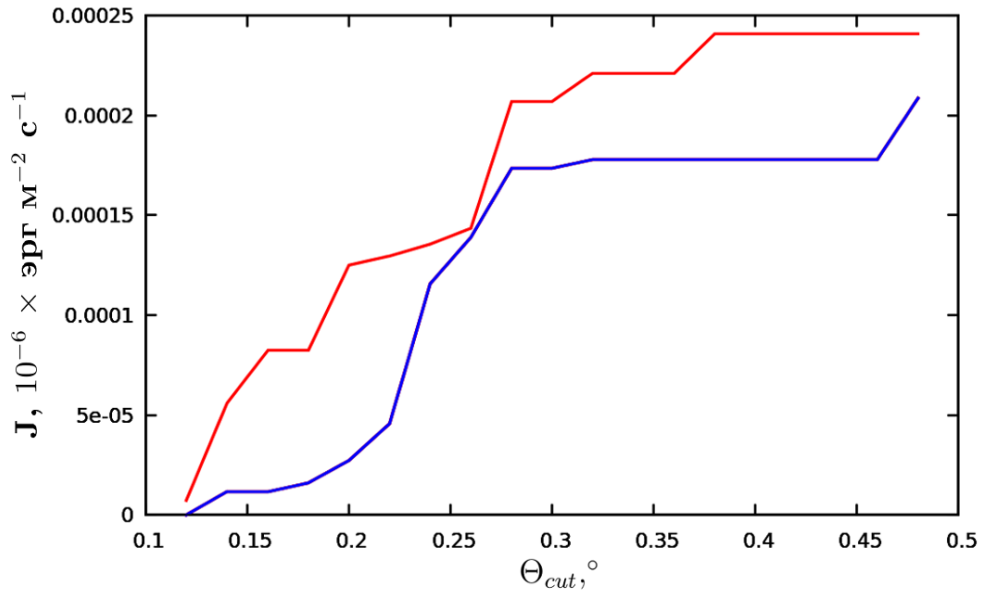


Рис. 9. Избыточная плотность потока протяженного излучения при $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$, $B = 10^{-15.5}$ Гс для $\Theta_{obs} = 0^\circ$ (красная линия) и для $\Theta_{obs} = 0.9^\circ$ (синяя линия)

потока энергии протяженного излучения падает с ростом Θ_{obs} . Попробуем построить графики с $\Theta_{obs} = 0$ при других значениях поля (Рис.10).

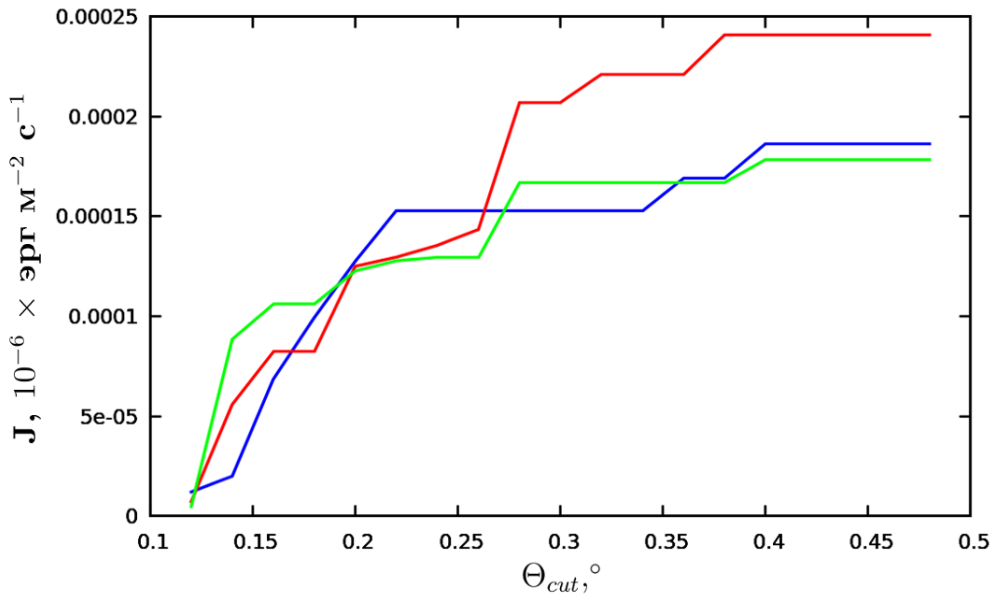


Рис. 10. Избыточная плотность потока протяженного излучения при $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$, $\Theta_{obs} = 0^\circ$ для $B = 10^{-15}$ Гс (синяя линия), $B = 10^{-15.5}$ Гс (красная линия) и $B = 10^{-16}$ Гс (зеленая линия)

Уже при изменении показателя степени полей на $+0.5$ или -0.5 замет-

но уменьшение потока, которое скорее всего связано с двумя факторами, уменьшающими его значение. Первый из них – упомянутое выше размывание: чем больше величина поля, тем меньше фотонов придет к наблюдателю и тем случайнее будут их направления. Следовательно, увеличивая значение поля дальше, мы получим еще меньший поток. Вторая причина заключается в том, что если поле слишком слабое, то львиная часть фотонов придет под малыми углами, то есть доля тех, что находятся за пределами 0.1° будет уменьшаться вместе с дальнейшим уменьшением поля. Таким образом, для данного источника и диапазона углов ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$) наибольшая плотность потока протяженного излучения будет достигаться при полях B где-то между 10^{-16} Гс и 10^{-15} Гс.

Стоит заметить, что на соответствующем графике для фотонов с $E > 10$ ГэВ поток достигает куда больших значений, и статистика лучше (Рис.11).

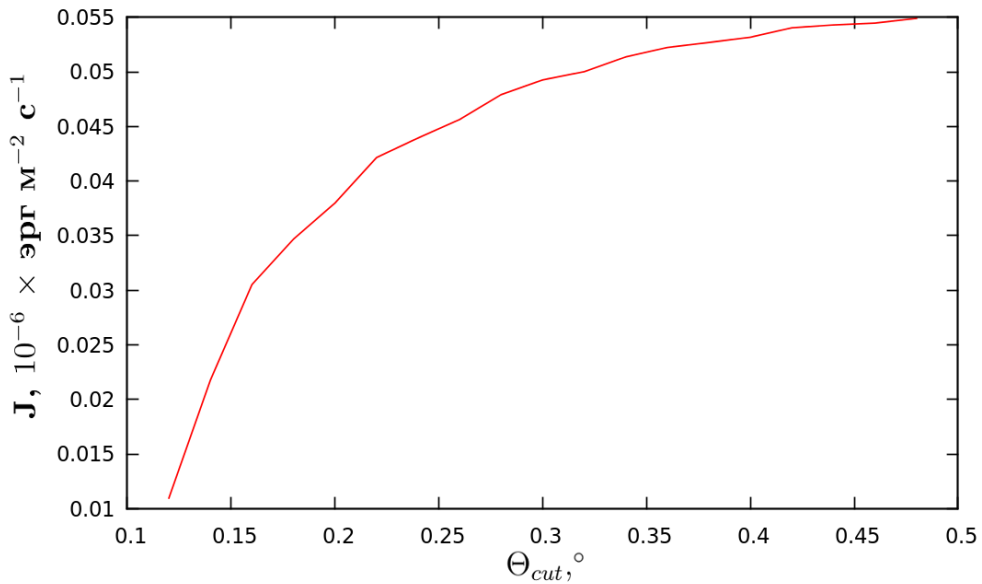


Рис. 11. Избыточная плотность потока протяженного излучения при $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$, $B = 10^{-15}$ Гс, $\Theta_{obs} = 0^\circ$, $E_{cut} = 10$ ГэВ

Заключение

В заключении скажем, что основная цель была достигнута – было исследовано и проведено численное моделирование протяженного гало для блазара Mrk 421. Основные результаты получились следующие:

1. Избыточный поток энергии протяженного гало Mrk 421, полученный при моделировании, не противоречит имеющимся экспериментальным ограничениям при любой величине поля и длине корреляции $\lambda_B = 1$ Мпк.

2. Максимальное значение потока энергии вторичных фотонов в угловом диапазоне $0.1^\circ \leq \theta \leq \theta_{cut}$ достигается при B между 10^{-16} Гс и 10^{-15} Гс и составляет величину примерно на 3 порядка меньшую, чем установленный верхний предел.

3. Также, ограничения на магнитные поля можно искать путем регистрации гало на энергиях 10 ГэВ с потоками $\sim 10^{-5}$ эрг $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$. Для этого можно например провести анализ данных Fermi LAT.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] R. Durrer and A. Neronov, *Astron. Astrophys. Rev.* 21, 62 (2013) doi:10.1007/s00159-013-0062-7 [arXiv:1303.7121 [astro-ph.CO]].
- [2] A. Neronov and I. Vovk, *Science* 328, 73 (2010) doi:10.1126/science.1184192 [arXiv:1006.3504 [astro-ph.HE]].
- [3] A. M. Taylor, I. Vovk and A. Neronov, *Astron. Astrophys.* 529, A144 (2011) doi:10.1051/0004-6361/201116441 [arXiv:1101.0932 [astro-ph.HE]].
- [4] M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov and F. R. Urban, *Phys. Rev. Lett.* 116, no. 19, 191302 (2016) doi:10.1103/PhysRevLett.116.191302 [arXiv:1504.06546 [astro-ph.CO]].
- [5] G. R. Blumenthal and R. J. Gould, *Rev. Mod. Phys.* 42, 237 (1970). doi:10.1103/RevModPhys.42.237
- [6] V. A. Acciari et al., *Astropart. Phys.* 54, 1 (2014) doi:10.1016/j.astropartphys.2013.10.004 [arXiv:1310.8150 [astro-ph.HE]].
- [7] O. E. Kalashev and E. Kido, *J. Exp. Theor. Phys.* 120, no. 5, 790 (2015) doi:10.1134/S1063776115040056 [arXiv:1406.0735 [astro-ph.HE]].
- [8] M. F. Alonso [VERITAS Collaboration], arXiv:1406.4764 [astro-ph.HE].