

# Спектр позитронов при взаимодействии внегалактических гамма-квантов с мягкими фотонами фонового излучения

© А.Н. Попов, Д.П. Барсуков, А.В. Иванчик, С.В. Бобашев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: bars.astro@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 апреля 2024 г.  
В окончательной редакции 30 июля 2024 г.  
Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Рассмотрено взаимодействие гамма-квантов внегалактического фонового излучения с мягкими фотонами внегалактического фонового излучения с образованием электрон-позитронных пар. Показано, что в этом случае большинство позитронов рождаются с энергией  $10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ , однако взаимодействие „рентгеновских“ фоновых фотонов может приводить к рождению позитронов с энергиями  $10 - 100 \text{ keV}$ .

**Ключевые слова:** космология, фоновое излучения, позитроны.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59257.386-24

## Введение

Пространство между галактиками и скоплениями галактик заполнено фоновым электромагнитным излучением различного происхождения [1]. Во-первых, это реликтовое излучение (СМВ), возникшее на красном смещении  $z \sim 1000$  в эпоху рекомбинации, во-вторых, это внегалактическое оптическое и инфракрасное фоновое излучение (ЕВЛ), несущее информацию о звездах и темпе их формирования [1–3]. Рентгеновское фоновое излучение (СХВ) несет в себе информацию об процессах аккреции вещества на галактические ядра и соответственно о темпе формирования сверхмассивных черных дыр в центрах галактик [1,4]. Возможно, также имеется фоновое ультрафиолетовое излучение (СУВ), которое порождается молодыми горячими звездами и излучением межзвездных туманностей [1]. Фоновое гамма-излучение (СГВ) в основном состоит из излучения активных галактических ядер и, возможно, из фотонов, рожденных во время вспышек сверхновых [1,5]. Мягкое фоновое излучение, включая мягкие СГВ-фотоны, взаимодействует со средой внутри скоплений галактик, что приводит к появлению искажений в его спектре [6]. Помимо этого фотоны могут сталкиваться и взаимодействовать друг с другом [7]. В частности, возможен процесс Брейта–Уилера рождения электрон-позитронной пары при взаимодействии двух фоновых фотонов [8]. Это приводит к появлению в межгалактическом и, возможно, в междукластерном пространстве непрерывно действующего источника позитронов, более-менее равномерно распределенного по всей Вселенной.

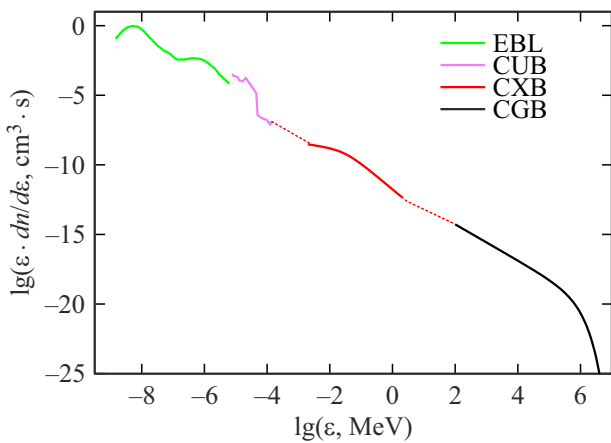
## 1. Модель

В настоящей работе рассматривается взаимодействие двух фотонов с энергией  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_\gamma$  соответственно с

образованием электрон-позитронной пары. Данный процесс является пороговым и возможен только при условии  $\varepsilon\varepsilon_\gamma \geq m^2c^4$ , где  $m$  — масса электрона [7]. Темп образования позитронов в таком процессе в настоящей работе вычисляется также как и в работе [9]. Рассматривается только взаимодействие СГВ-фотонов с EXL-, CUB- и СХВ-фотонами. Спектр СГВ-фотонов вычислялся также, как и в работе [9], с использованием модели, предложенной в [5]. При этом учитывалось только поглощение СГВ-фотонов при взаимодействии с ЕВЛ-фотонами. Спектр рождающихся СГВ-фотонов считался степенным  $dq_\gamma/d\varepsilon = N_0 \cdot \varepsilon^{-\gamma}$  при  $\varepsilon < \varepsilon_{\max}$  и  $dq_\gamma/d\varepsilon = 0$  при  $\varepsilon \geq \varepsilon_{\max}$ , где  $dq_\gamma/d\varepsilon$  — число СГВ-фотонов с энергией  $\varepsilon$ , рождающихся за 1 в  $1 \text{ cm}^3$  в единичном интервале энергий в сопутствующей системе отсчета [5]. В качестве примера был взят случай  $\gamma = 2.3$  и  $\varepsilon_{\max} = 3 \text{ TeV}$  [5]. Темп генерации СГВ-фотонов считался пропорциональным среднему темпу звездообразования  $S(z)$  [5] и нормировка  $N_0$  темпа генерации СГВ-фотонов вычислялась так, чтобы при  $\varepsilon_\gamma = 20 \text{ GeV}$  получающейся поток фотонов при  $z = 0$ , где  $z$  — красное смещение, совпал с наблюдаемым значением, взятым из [5]. Средний темп звездообразования считался равным [10]:

$$S(z) = \frac{C}{10^{A(z-z_0)} + 10^{B(z-z_0)}}, \quad (1)$$

где  $z_0 = 1.243$ ,  $A = -0.997$ ,  $B = 0.248$  и  $C = 0.180 M_\odot \text{ year}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$  [10]. Профили спектров СХВ-, CUB- и ЕВЛ-фотонов, как и в [9], считались не зависящими от красного смещения  $z$ . Спектр ЕВЛ-фотонов взят из [3], спектр СХВ-фотонов взят из [4], в качестве спектра CUB-фотонов взят верхний предел на него из [1]. Используемые спектры при  $z = 0$ , а также спектр СГВ-фотонов, взятый из [5], показаны на рис. 1. Штриховой линией показана экстраполяция спектра СХВ-фотонов степенным спектром вплоть до

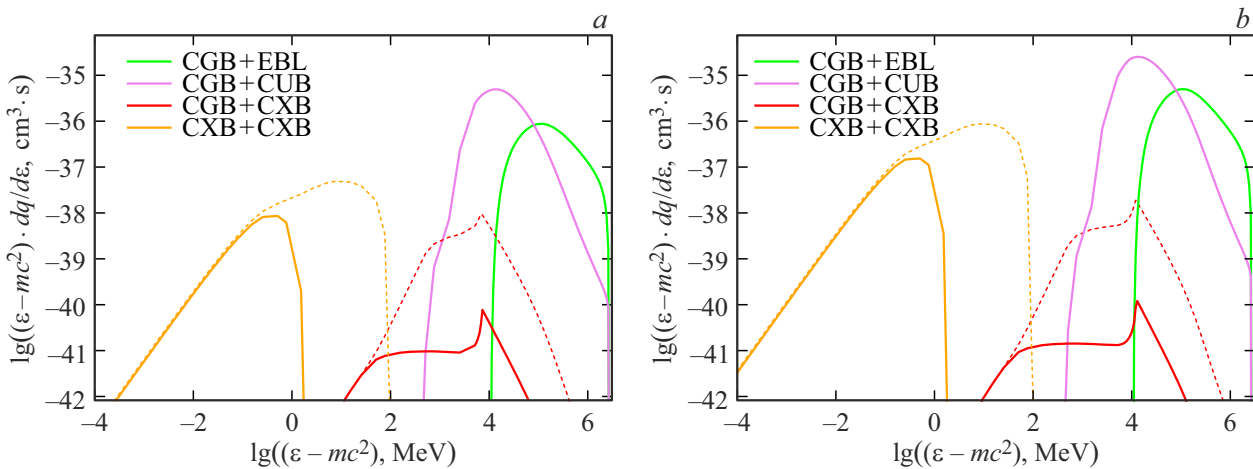


**Рис. 1.** Используемые спектры CXB-, CUB- и EBL-фотонов, а также спектр CGB-фотонов из [5], на красном смещении  $z = 0$ . Штрихованные кривые соответствуют случаю продленного CXB-спектра.

границ спектров CUB- и CGB-фотонов. В настоящей работе концентрацию CXB-, CUB- и EBL-фотонов мы считаем зависящей от красного смещения  $z$ . При этом мы ограничиваемся только двумя предельными случаями. В первом варианте концентрация CXB-, CUB- и EBL-фоновых фотонов считалась пропорциональной  $(1+z)^3$ , что соответствует сохранению числа фоновых фотонов по мере расширения Вселенной. Во втором варианте она считалась равной среднему темпу звездообразования (1), что соответствует мгновенной подстройке числа фоновых фотонов к темпу их генерации молодыми звездами. В обоих случаях спектр этих фотонов нормировался так, чтобы совпадать с наблюдаемой концентрацией фотонов при  $z = 0$ .

## 2. Результаты

На рис. 2 и 3 показан спектр рождающихся позитронов при взаимодействии CGB-фотонов с CXB-, CUB- и EBL-фотонами. Фрагменты (a) соответствуют случаю, когда концентрация EBL-, CUB- и CXB-фотонов возрастает как  $(1+z)^3$ , а фрагменты (b) — когда она пропорциональна темпу звездообразования (1). Видно, что при  $z = 0.5$  оба варианта почти не отличаются, а при  $z = 1.5$  различия не очень велики. Видно, что почти все позитроны рождаются с энергиями  $\epsilon \sim 10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ . Такие позитроны практически не аннигилируют [11] и постепенно накапливаются в межгалактическом пространстве. При этом видно, что несмотря на то, что мы предполагали, что гипотетических CUB-фотонов несколько меньше чем EBL-фотонов (рис. 1), их вклад в темп рождения позитронов больше, чем вклад EBL-фотонов, поскольку они могут взаимодействовать с более мягкими и значит более многочисленными CGB-фотонами. Пик в профиле спектра позитронов, рождающихся при взаимодействии CXB- и CGB-фотонов, является артефактом вычислений. Он связан с тем, что в соответствии с предложенной в [5] моделью мы искусственно обрезаем снизу спектр источников CGB-фотонов на энергии  $\epsilon_{\min} = 5 \text{ GeV}$ , см. [9]. При этом положение и профиль пика существенно зависит от величины  $\epsilon_{\min}$ . Однако этот пик практически не дает вклада в суммарный спектр позитронов, поскольку при этих энергиях доминирует рождение позитронов при взаимодействии CGB-фотонов с CUB- и EBL-фотонами. Резкий обвал спектров на энергии  $\epsilon \approx 3 \text{ TeV}$  связан с выбранным нами значением максимальной энергии рождающихся CGB-фотонов  $\epsilon_{\max} = 3 \text{ TeV}$ . Также на рис. 2 и 3 показан спектр рождающихся позитронов при взаимодействии CXB-фотонов друг с другом. Пунктирной линией пока-



**Рис. 2.** Спектр рождающихся позитронов на красном смещении  $z = 0.5$ . Здесь  $\epsilon$  — энергия рождающихся позитронов, измеряемая в MeV,  $dq/d\epsilon$  — темп рождения позитронов, т.е. число позитронов с энергией  $\epsilon$ , рождающихся за 1 с в  $1 \text{ cm}^3$  в единичном интервале энергий в сопутствующей системе отсчета,  $mc^2$  — энергия покоя электрона. a — случай, когда концентрация EBL-, CUB- и CXB-фотонов просто возрастает как  $(1+z)^3$ , а b — случай, когда она пропорциональна среднему темпу звездообразования (1). Штрихованные кривые соответствуют случаю продленного CXB спектра.

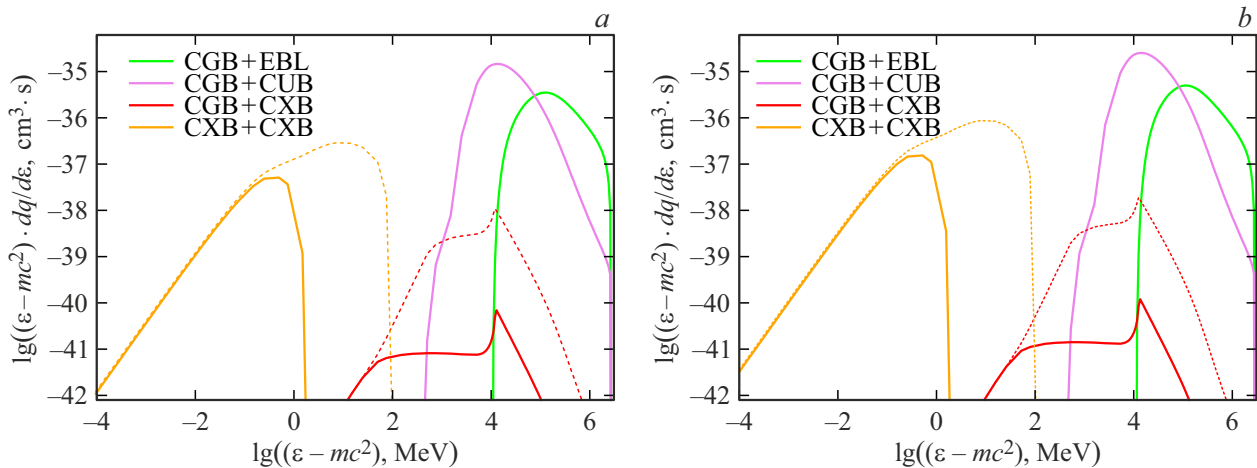


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для красного смещения  $z = 1.5$ .

зан случай продленного спектра СХВ-фотонов. Данный процесс возможен потому, что формально к „рентгеновским“ фоновым фотонам отнесены и фотоны с энергией  $\varepsilon \sim 2-3$  MeV [4], а в случае продленного спектра в „рентгеновский“ участок спектра формально попали и гамма-кванты с энергиями в  $\varepsilon \sim 1-10$  GeV. В этом случае позитроны могут в заметных количествах рождаться с энергиями  $\varepsilon \sim 1-100$  keV, которые уже будут аннигилировать за характерное время  $\tau \sim (2-3) \cdot 10^9$  year [11,12]. Продление „рентгеновского“ спектра СХВ-фотонов как в сторону меньших энергий, так и в сторону больших энергий практически не влияет на темп рождения позитронов на этих энергиях. Это связано с тем, что основной вклад в рождение позитронов дают „рентгеновские“ СХВ-фотоны с энергиями порядка 1 MeV. При этом продление спектра СХВ-фотонов вплоть до начала СГВ-спектра приводит к резкому увеличению рождения позитронов с энергиями 1–100 MeV. В настоящей работе мы не рассматривали взаимодействие СГВ-фотонов с наиболее многочисленными СМВ-фотонами, поскольку в рамках используемой модели [5] энергия рождающихся СГВ-фотонов ограничена значением  $\varepsilon_{\max} = 3$  TeV и ее не достаточно для рождения электрон-позитронной пары при взаимодействии с СМВ-фотонами.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

### Список литературы

- [1] R. Hill, K.W. Masui, D. Scott. Appl., Spectr., **72** (5), 663 (2018). DOI: 10.1177/0003702818767133
- [2] A. Cooray. Royal Society Open Science, **3** (3), 150555 (2016). DOI: 10.1098/rsos.150555
- [3] A. Franceschini, G. Rodighiero, M. Vaccari. A & A, **487** (3), 837 (2008). DOI: 10.1051/0004-6361/200809691
- [4] M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D.R. Willis, G. Kanbach et al, ApJ, **689** (2), 666 (2008). DOI: 10.1086/592595
- [5] M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W.B. Atwood, L. Baldini et al. ApJ, **799** (1), id. 86 (2015). DOI: 10.1088/0004-637X/799/1/86
- [6] С.А. Гребенев, Р.А. Сюняев. ПАЖ, **45** (12), 835 (2019). [S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev. Astronomy Lett., **45** (12), 791 (2020). DOI: 10.1134/S1063773719120016]
- [7] R.J. Gould, G.P. Schreder. Phys. Rev., **155** (5), 1404 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.155.1404
- [8] R.J. Gould, G.P. Schreder. Phys. Rev., **155** (5), 1408 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.155.1408
- [9] А.Н. Попов, Д.П. Барсуков, А.В. Иванчик, С.В. Бобашев. ЖТФ, (12), 1743 (2023). DOI: 10.61011/JTF.2023.12.56809.f208-23
- [10] P.S. Behroozi, R.H. Wechsler, C. Conroy. ApJ, **770** (1), id. 57 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/770/1/57
- [11] В.А. Низамов, М.С. Пширков. ПАЖ, **49** (5), 322 (2023). [В.А. Низамов, М.С. Пширков, Astronomy Lett., **49** (1), 9 (2023) DOI: 10.1134/S1063773723300011]
- [12] В.А. Низамов, М.С. Пширков. eprint arXiv:2403.08427 (2024). DOI: 10.48550/arXiv.2403.08427