

# Накопление позитронов, образовавшихся при взаимодействии фоновых гамма- и оптических квантов

© 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 4 мая 2025 г.

В окончательной редакции 12 июля 2025 г.

Принято к публикации 13 июля 2025 г.

Рассмотрена генерация позитронов при взаимодействии фоновых оптических и гамма-квантов и их последующее накопление в межгалактическом пространстве. При этом учитывается их торможение при рассеянии на реликтовом излучении.

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

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61788.232-25

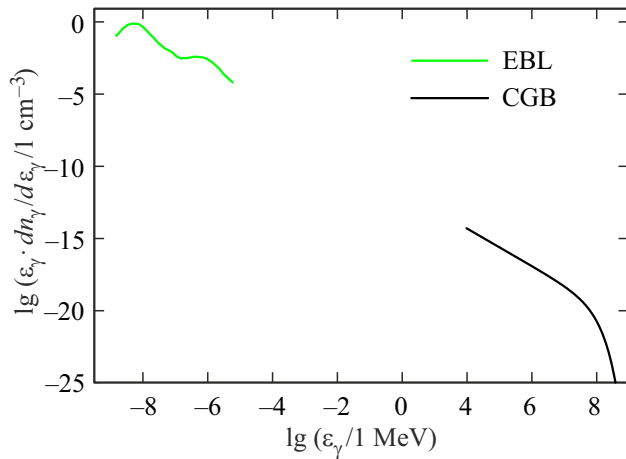
## Введение

Пространство между галактиками заполнено крайне разреженным межгалактическим газом. Только в районе скопления галактик, где газ проваливается в гравитационную яму и его плотность возрастает, его концентрация может достигать величин  $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  [1]. В гораздо в большей степени данное пространство заполнено электромагнитным фоновым излучением. Основной его компонентой является реликтовое излучение (CMB — cosmic microwave background), которое образовалось в эпоху рекомбинации  $z \sim 10^3$  и несет информацию о происходящих в то время процессах [2], где  $z$  — космологическое красное смещение. Гораздо позже образовались другие компоненты фонового излучения. Внегалактическое фоновое излучение (EBL — extragalactic background light) состоит из оптических и инфракрасных фоновых фотонов и создано в первую очередь излучением звезд [2]. Рентгеновское фоновое излучение создавалось в первую очередь при аккреции вещества на галактические ядра [2]. Возможно также имеется фоновое ультрафиолетовое излучение (CUB — cosmic ultraviolet background), созданное излучением межзвездных туманностей и горячих молодых звезд [2]. Фоновая компонента (CGB — cosmic gamma-ray background), состоящая из фотонов гамма-диапазона, рождалась во время вспышек сверхновых и возможно несет с собой информацию об этих событиях [2]. Это излучение взаимодействует в первую очередь с межгалактической и внутрикластерной средой [3]. Однако возможно и взаимодействие фоновых фотонов между собой с образованием электрон-позитронных пар. Оптическая глубина по данному процессу на много порядков ниже, чем оптическая глубина из-за рассеяния фоновых фотонов на электронах и ионах среды [3]. Однако данный процесс приводит к появлению постоянно действующего источника позитронов в межгалактическом и междукластерном пространстве. В настоящей работе мы ограничили свое рассмотрение толь-

ко процессом рождения позитронов при взаимодействии CGB-фотонов с EBL-фотонами. Процесс с данными фотонами дает наибольший темп рождения позитронов [4]. Ему конкуренцию мог бы составить только процесс рождения позитронов при взаимодействии CGB-фотонов с гипотетическими CUB-фотонами, но только в случае если интенсивность потока CUB-фотонов близка к своему верхнему пределу. Родившиеся позитроны имеют энергию порядка  $100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$  и поэтому практически не аннигилируют при распространении в крайне разреженной межгалактической и междукластерной среде [5]. Среднее время их жизни до аннигиляции составляет  $(2-3) \cdot 10^9 \text{ year}$  [5]. Поэтому в настоящей работе мы рассматриваем как меняется темп рождения позитронов с течением времени и как они постепенно накапливаются в межгалактическом пространстве. При этом учитывается влияние на спектр накопленных позитронов их комптоновского рассеяния на CMB-фотонах. Поскольку данное рассеяние происходит в нерелятивистском (томп-соновском) режиме и, следовательно, энергия позитрона при каждом таком рассеянии меняется незначительно, то в настоящей работе мы предполагаем, что результат действия данного рассеяния может быть описан как действие некой эффективной силы трения, тормозящей позитроны.

## 1. Модель

Темп образования позитронов при взаимодействии EBL-фотонов с CGB-фотонами, а также спектр рождающихся позитронов вычисляются точно также как в работе [4]. Для темпа звездообразования использовалась его аппроксимация из работы [6]. Считалось, что темп генерации CGB-фотонов пропорционален темпу звездообразования [7]. Для упрощения вычислений считалось, что спектр EBL-фотонов не зависит от красного смещения  $z$  и совпадает с наблюдаемым сейчас спектром [8]. Плотность EBL-фотонов считалась либо пропорциональной



**Рис. 1.** Используемые спектры EBL- и CGB-фотонов на красном смещении  $z = 0$ . Здесь  $\varepsilon_\gamma$  — энергия фотонов, измеряемая в MeV,  $dn_\gamma/d\varepsilon_\gamma$  — концентрация фотонов, т.е. число фотонов с энергией  $\varepsilon_\gamma$  в  $1 \text{ cm}^3$  в единичном интервале энергий.

темпу звездообразования, либо соответствующей адиабатическому расширению при расширении Вселенной. Используемые спектры EBL- и CGB-фотонов при  $z = 0$  показаны на рис. 1. В настоящей работе мы ограничили свое рассмотрение только интервалом красных смещений  $z \sim 1-3$ . При этом учитывается, что родившиеся позитроны будут взаимодействовать с СМВ-фотонами, которые будут рассеиваться на них. Спектр СМВ-фотонов близок к чернотельному [9], а их температура  $T = T_0(1+z)$ , где  $T_0 \approx 2.73 \text{ K}$  [9], чрезвычайно мала в рассматриваемом интервале красных смещений. Энергии же позитронов, рождающихся при взаимодействии СГВ-фотонов с EBL-фотонами, не слишком велики  $\varepsilon \sim 100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ . И, следовательно, в системе покоя

позитрона энергия СМВ-фотонов мала по сравнению с  $mc^2$ , где  $m$  — масса покоя электрона, и, следовательно, мало и изменение энергии позитрона при столкновении с СМВ-фотонами по сравнению с его энергией  $\varepsilon$ . Поэтому влияние этого рассеяния можно учесть, рассматривая его как действие обычной силы трения, уменьшающей энергию  $\varepsilon$  позитронов

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\mathcal{P}, \quad \text{где } \mathcal{P} = \frac{4}{3} \sigma_T \cdot \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2 \cdot \epsilon_{\text{СМВ}}, \quad (1)$$

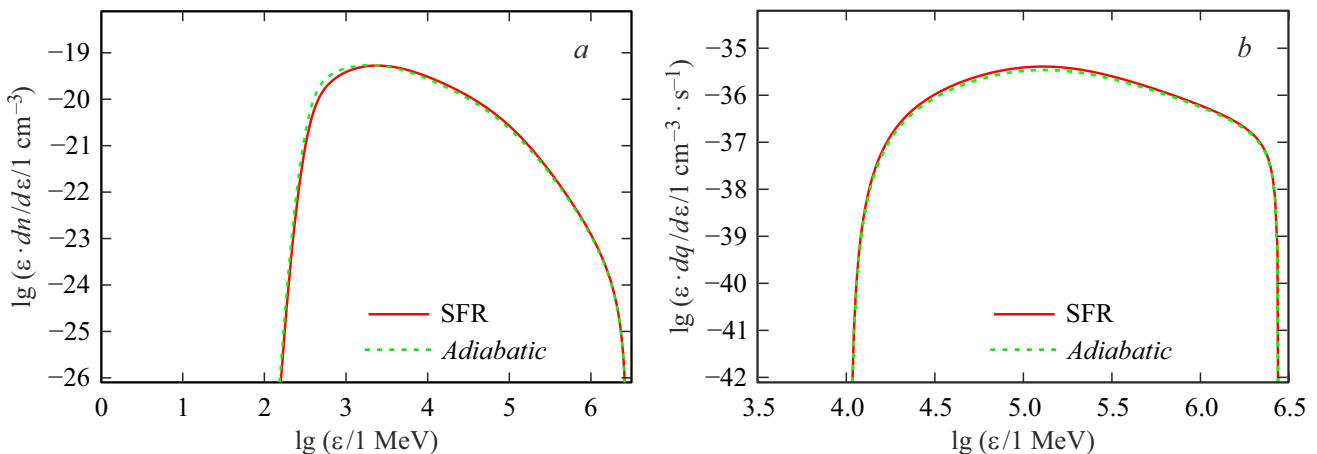
$\sigma_T$  — томпсоновское сечение рассеяния,  $\epsilon_{\text{СМВ}}$  — плотность энергии СМВ-фотонов. Тогда уравнение переноса для позитронов при  $\varepsilon \gg mc^2$  примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{dn}{d\varepsilon} \right) + 2 \cdot \frac{H(z)}{1+z} \cdot \left( \frac{dn}{d\varepsilon} \right) - \frac{H(z)}{1+z} \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{dn}{d\varepsilon} \right) &= \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \mathcal{P} \cdot \frac{dn}{d\varepsilon} \right) + \frac{dq}{d\varepsilon}, \end{aligned} \quad (2)$$

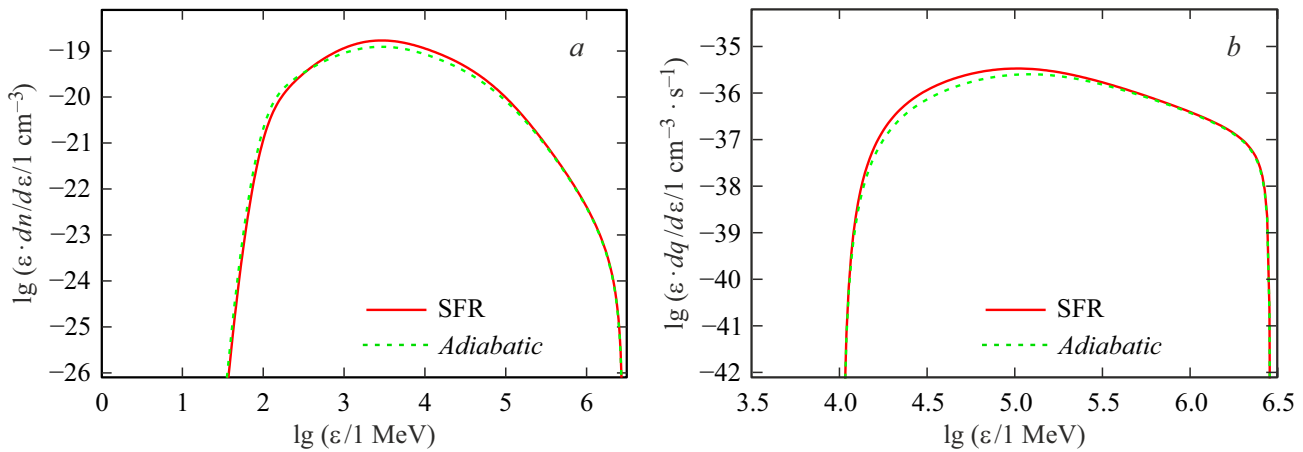
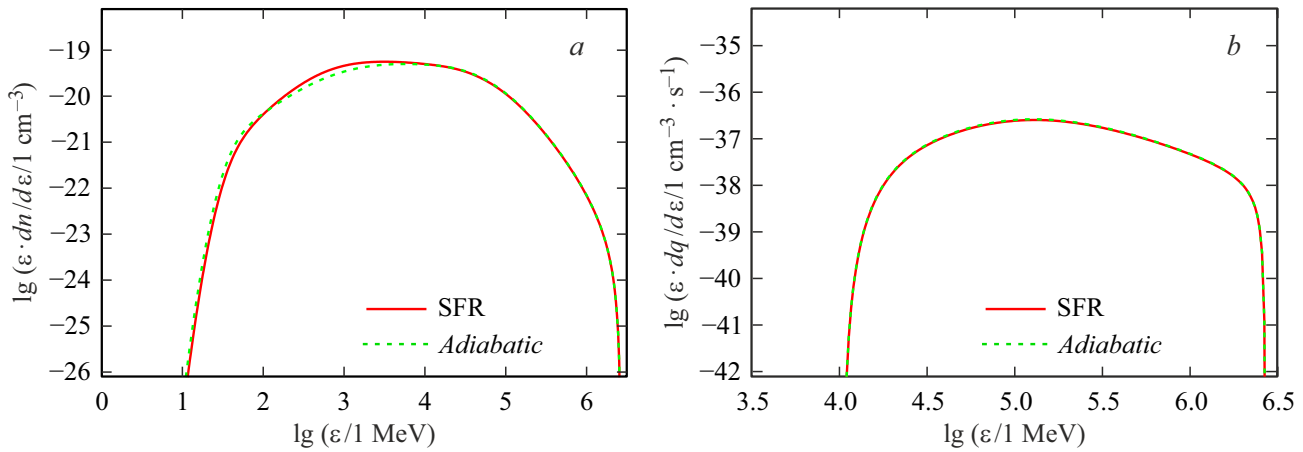
где  $dn/d\varepsilon(\varepsilon, t)$  — число позитронов в  $1 \text{ cm}^3$  в интервале энергий  $d\varepsilon$ , а  $dq/d\varepsilon(\varepsilon, t)$  — число позитронов, рождающихся в  $1 \text{ cm}^3$  за  $1 \text{ s}$  в интервале энергий  $d\varepsilon$ . Здесь  $H(z) = H_0 \cdot (1+z) \cdot \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.68$ ,  $\Omega_m = 0.32$ ,  $H_0 = 66.9 \text{ km/(s·Mpc)}$  — значение постоянной Хаббла при  $z = 0$  [10]. Все величины измеряются в сопутствующей системе отсчета. Функция распределения позитронов считалась изотропной. Диффузией позитронов из-за их рассеяния на СМВ-фотонах мы пренебрегали.

## 2. Результаты

На рис. 2, *b* показан спектр рождающихся позитронов при  $z = 2$ . На рис. 2, *a* приведен спектр позитронов



**Рис. 2.** *b* — спектр рождающихся позитронов на красном смещении  $z = 2$ . *a* — соответствует спектру позитронов накопившихся и успевших затормозиться к красному смещению  $z = 2$ . Сплошные кривые соответствуют случаю, когда концентрация EBL-фотонов пропорциональна темпу звездообразования, а штриховые кривые — случаю, когда концентрация соответствует адиабатическому расширению. Здесь  $\varepsilon$  — энергия позитронов, измеряемая в MeV,  $dq/d\varepsilon$  — темп рождения позитронов, т.е. число позитронов с энергией  $\varepsilon$ , рождающихся за  $1 \text{ s}$  в  $1 \text{ cm}^3$  в единичном интервале энергий,  $dn/d\varepsilon$  — концентрация позитронов, т.е. число позитронов с энергией  $\varepsilon$  в  $1 \text{ cm}^3$  в единичном интервале энергий. Все величины вычисляются в сопутствующей системе отсчета.

Рис. 3. То же самое, что на рис. 2, но для случая  $z = 1$ .Рис. 4. То же самое, что на рис. 2, но для случая  $z = 0$ .

уже успевших накопиться и затормозиться к красному смещению  $z = 2$ . Сплошная кривая соответствует случаю, когда концентрация EBL-фотонов пропорциональна темпу звездообразования, а штриховая кривая — когда их концентрация соответствует просто адиабатическому расширению при расширении Вселенной. На рис. 3 и 4 показаны аналогичные результаты для  $z = 1$  и 0 соответственно. Видно, что ни спектр рождающихся позитронов, ни соответственно спектр накопившихся позитронов практически не зависят от выбранной аппроксимации для описания эволюции концентрации EBL-фотонов. При этом видно, что хотя позитроны и рождаются с энергиями  $\varepsilon \sim 10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ , но из-за взаимодействия с СМВ-фотонами они весьма заметно тормозятся, замедляясь уже на  $z = 2$  до энергий  $\varepsilon \sim 300 \text{ MeV}$ , а к сегодняшнему моменту  $z = 0$  их энергия может упасть до значений  $\varepsilon \sim 10 - 30 \text{ MeV}$ . Последнее, разумеется, упрощает их аннигиляцию при столкновениях с электронами межгалактического и междукластерного газа. Однако даже для таких энергий время жизни подобных позитронов остается очень большим  $\sim (1 - 3) \cdot 10^9 \text{ year}$  [5].

Надо также отметить, что даже общее количество родившихся в рассматриваемом процессе позитронов очень не велико. Оно, например, значительно меньше числа низкоэнергичных (с энергиями  $\varepsilon \sim 10 \text{ MeV}$ ) позитронов, которые производятся старыми пульсарами [11], и намного порядков меньше числа позитронов, которые выбрасывают джеты активных ядер галактик [5]. Однако стоит отметить, что рассматриваемые позитроны представляют собой более менее однородный фон. Тогда как низкоэнергичные позитроны, произведенные старыми пульсарами, скорее сосредоточены вблизи родительских галактик [11]. Гигантские джеты, в принципе, могут забрасывать позитроны далеко в междукластерную среду, но во-первых таких джетов уже не очень много, а во-вторых из-за наличия в выбросе джета магнитного поля низкоэнергичные позитроны скорее всего не отходят далеко от остатка джета.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S.S. Murray, L. Van Speybroeck. *ApJ*, **640** (2), 691 (2006). DOI: 10.1086/500288
- [2] R. Hill, K.W. Masui, D. Scott. *Appl. Spectr.*, **72** (5), 663 (2018). DOI: 10.1177/0003702818767133
- [3] 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]
- [4] А.Н. Попов, Д.П. Барсуков, А.В. Иванчик, С.В. Бобашев. *ЖТФ*, **94** (12), 2048 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59257.386-24
- [5] B.A. Nizamov, M.S. Pshirkov. *ПАЖ*, **49** (5), 322 (2023). [B.A. Nizamov, M.S. Pshirkov. *Astronomy Lett.*, **49** (1), 9 (2023). DOI: 10.1134/S1063773723300011]
- [6] P.S. Behroozi, R.H. Wechsler, C. Conroy. *ApJ*, **770** (1), 57 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/770/1/57
- [7] M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, W.B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Bissaldi, R.D. Blandford, E.D. Bloom, E. Bottacini, T.J. Brandt, J. Bregeon, P. Bruel, R. Buehler, S. Buson, G.A. Caliandro, R.A. Cameron, M. Caragiulo, P.A. Caraveo, E. Cavazzuti, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, J. Chiang, G. Chiaro, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, A. Cuoco, S. Cutini, F. D'Ammando, A. de Angelis, F. de Palma, C.D. Dermer, S.W. Digel, E. do Couto e Silva, P.S. Drell, C. Favuzzi, E.C. Ferrara, W.B. Focke, A. Franckowiak, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, S. Germani, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, M. Giroletti, G. Godfrey, G.A. Gomez-Vargas, I.A. Grenier, S. Guiriec, M. Gustafsson, D. Hadasch, K. Hayashi, E. Hays, J.W. Hewitt, P. Ippoliti, T. Jogler, G. Jóhannesson, A.S. Johnson, W.N. Johnson, T. Kamae, J. Kataoka, J. Knödlseider, M. Kuss, S. Larsson, L. Latronico, J. Li, L. Li, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M.N. Lovellette, P. Lubrano, G.M. Madejski, A. Manfreda, F. Massaro, M. Mayer, M.N. Mazziotta, J.E. McEnery, P.F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A.A. Moiseev, M.E. Monzani, A. Morselli, I.V. Moskalenko, S. Murgia, R. Nemmen, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J.F. Ormes, D. Paneque, J.H. Panetta, J.S. Perkins, M. Pesce-Rollins, F. Piron, G. Pivato, T.A. Porter, S. Rainò, R. Rando, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, S. Ritz, R.W. Romani, M. Sánchez-Conde, M. Schaal, A. Schulz, C. Sgrò, E.J. Siskind, G. Spandre, P. Spinelli, A.W. Strong, D.J. Suson, H. Takahashi, J.G. Thayer, J.B. Thayer, L. Tibaldo, M. Tinivella, D.F. Torres, G. Tosti, E. Troja, Y. Uchiyama, G. Vianello, M. Werner, B.L. Winer, K.S. Wood, M. Wood, G. Zaharijas, S. Zimmer. *ApJ*, **799** (1), 86 (2015). DOI: 10.1088/0004-637X/799/1/86
- [8] A. Franceschini, G. Rodighiero, M. Vaccari, A & A, **487** (3), 837 (2008). DOI: 10.1051/0004-6361:200809691
- [9] D.J. Fixen. *ApJ*, **707** (2), 916 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/707/2/916
- [10] Planck Collaboration: N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi et al. *A & A*, **641**, A6 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201833910
- [11] Ya.N. Istomin, D.O. Chernyshov, D.N. Sob'yanin. *MNRAS*, **498**, 2089 (2020). DOI: 10.1093/mnras/staa2130