

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ИЗ ДЖЕТОВ АЯГ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ФОНА НА ЭНЕРГИЯХ ДО 511 КЭВ

© 2024 г. Б. А. Низамов^{1, *}, М. С. Пширков^{1, 2, 3}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая
обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.

После доработки 27.02.2024 г.; принята к публикации 27.02.2024 г.

Происхождение диффузного гамма-фона в диапазоне от сотен кэВ до нескольких МэВ окончательно не известно. На основе существующих моделей и наблюдений считается, что, по крайней мере частично, этот фон формируется блазарами и остатками сверхновых (СН) типа Ia в далеких галактиках, однако этих вкладов скорее всего недостаточно для объяснения всего наблюдаемого потока. В данной работе мы предлагаем еще один источник, который может вносить вклад в этот фон, а именно джеты активных ядер галактик (АЯГ). Состав этих джетов неизвестен, но есть наблюдательные указания на то, что доля позитронов в них значительна. Позитроны частично выносятся в межгалактическую среду, а частично смешиваются с околосгалактической средой и сравнительно быстро аннигилируют в ней. Используя функцию светимости АЯГ, мы оценили скорость производства позитронов и вклад аннигиляции позитронов в космический фон ниже 511 кэВ. Мы также оценили аналогичный вклад аннигиляции позитронов в остатках СН Ia в далеких галактиках. Вклад АЯГ оценивается в 5–10 раз меньшим, чем наблюдаемая интенсивность фона, а вклад СН меньше еще на порядок. Тем не менее, вклад АЯГ оказался больше, чем вклад блазаров, оцененный по наблюдениям *Swift*-BAT и *Fermi*-LAT. Основной неопределенностью в нашей модели является доля позитронов, остающихся в околосгалактической среде, что делает нашу оценку верхним пределом.

Ключевые слова: активные ядра галактик, космическое фоновое гамма-излучение.

DOI: 10.31857/S0320010824030028, **EDN:** NSGDSL

ВВЕДЕНИЕ

Изотропный электромагнитный фон в диапазоне МэВ–ГэВ — это проявление высокоэнергетических процессов во Вселенной. Понимание состава этого фона не только помогает раскрыть детали происходящих физических процессов, но и необходимо для изучения компактных источников, где важно отделить вклад от фона. За годы исследований в качестве источников гамма-фона были предложены различные типы объектов (см. обзор (Форнаса и Санчес-Конде, 2015) и рис. 9 в (Фукава и др., 2022)). Гилли и др. (2007) по данным наблюдений *XMM-Newton* и *Chandra* ниже 10 кэВ и теоретических сведений о спектрах активных ядер галактик (АЯГ) в широком диапазоне энергий показали, что рентгеновское излучение АЯГ может объяснить гамма-фон вплоть до ~100 кэВ. Кроме того, радиокварзары с плоским спектром (далее для

краткости просто квазары), наблюдаемые *Swift*/BAT могут дать до 100% гамма-фона на энергиях около МэВ (Аджелло и др., 2009). Однако Аджелло и др. (2012) обнаружили, что квазары, наблюдаемые *Fermi*-LAT, могут обеспечить только ~30% гамма-фона в том же диапазоне.

Другой возможный вклад на ~1 МэВ вносят взрывы сверхновых (СН), в основном СН Ia. В течение многих лет их вклад оценивался различными исследователями, несмотря на значительные трудности, связанные с плохим знанием темпа вспышек СН Ia на больших красных смещениях ($\gtrsim 1.5$), и различия в моделях самих взрывов СН. Среди последних работ по этой теме Хориучи и Биком (2010) обнаружили, что интенсивность на энергии МэВ от СН Ia почти на порядок меньше, чем наблюдаемый фон. Позже Руис-Лапуэнте и др. (2016) провели новый анализ, в котором было показано, что сверхновые типа Ia обеспечивают в указанном диапазоне от одной трети до половины фона.

* Электронный адрес: nizamov@physics.msu.ru

Гамма-фон может порождаться космическими лучами в далеких галактиках, как было предложено в статье (Лацки и др., 2014). Авторы рассмотрели нормальные и звездообразующие галактики и обнаружили, что космические лучи в них могут порождать большую долю гамма-фона на энергиях порядка ГэВ, но их вклад на энергиях порядка МэВ очень мал.

В контексте АЯГ обычно предполагается, что гамма-излучение обусловлено обратным комптоновским рассеянием. Другая возможность была выдвинута в работе (Фурланетто и Леб, 2002): гамма-лучи могут возникать в результате аннигиляции позитронов, содержащихся в джете АЯГ. Фурланетто и Леб (2002) предположили, что такие позитроны уходят в межгалактическую среду (МГС) и аннигилируют там с электронами горячего газа. Авторы не рассматривали этот процесс как вклад в гамма-фон, они только предсказали соответствующий поток гамма-излучения от скопления Девы. В настоящей работе мы исследуем аналогичную возможность, а именно, что позитроны, содержащиеся в джете АЯГ, не уходят в МГС, а остаются в газовом гало родительской галактики, впоследствии аннигилируя с электронами в нем. Это продолжение нашей предыдущей работы (Низамов и Пширков, 2023) (Статья I), где мы применили эту идею к отдельной галактике М31. В предположении, что в прошлом в ней находилось АЯГ, мы рассчитали поток фотонов 511 кэВ, возникающих в результате аннигиляции позитронов, накопленных в газовом гало за время жизни галактики. Полученный поток оказался порядка порога чувствительности *INTEGRAL* для точечных источников. Однако этот источник должен занимать на небе около 1° , что может затруднить обнаружение. В настоящей работе мы применяем ту же идею ко всей популяции АЯГ во Вселенной, чтобы оценить потенциальный вклад описанного процесса в гамма-фон на энергиях до 511 кэВ. Мы работаем в рамках Λ CDM-космологии с $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В ОТДЕЛЬНОЙ ГАЛАКТИКЕ

При вычислении производства позитронов в отдельном АЯГ мы следуем Статье I. Расчет основан на идее, что джет состоит из протонов, электронов и позитронов (и, возможно, ионов, но мы их не учитываем). Предполагается, что кинетическая энергия джета содержится в протонах (Гизеллини и др., 2014). Основным аргументом в пользу этого является то, что чисто электронно-позитронный джет должен очень быстро останавливаться из-за эффекта “комптоновской ракеты”. С другой стороны, есть указания на то, что позитронная популяция также должна присутствовать. Например, это позволило бы согласовать оценки энергии

джета, полученные разными методами (Пьянка и др., 2017).

Для получения скорости производства позитронов мы используем статистические соотношения, приведенные Гизеллини и др. (2014), которые обнаружили, что полная мощность джета в среднем близка к полной мощности аккреции: $P_j = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2$ с коэффициентом $\eta \sim 1$, представляющим эффективность передачи энергии от аккрецирующего вещества к джету. Оказалось, что радиационная мощность джета P_{rad} примерно на порядок меньше полной мощности. Авторы утверждают, что в полной мощности доминирует кинетическая энергия протонов в джете. Они предположили, что, помимо излучения и магнитного поля, джет состоит только из электронов и протонов (позитронов нет). Далее, все электроны участвуют в излучении, и на каждый электрон приходится один протон. Когда мы допускаем наличие пар в джете, так что на каждый протон приходится n_{pair} позитронов, кинетическая мощность, оцененная по излучению, уменьшается в $2n_{\text{pair}}$ раз, поскольку число протонов на лептон уменьшается во столько же раз, так что $P_j = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2 / 2n_{\text{pair}}$. С другой стороны, кинетическая мощность джета равна полной энергии протонов, проходящих через поперечное сечение джета в единицу времени: $P_j = \dot{N}_p \Gamma m_p c^2$, где Γ — лоренц-фактор джета. Из последних двух уравнений, с учетом, что $\dot{N}_+ = n_{\text{pair}} \dot{N}_p$, следует, что

$$\dot{N}_+ = \frac{\eta \dot{M}_{\text{acc}}}{2\Gamma m_p}. \quad (1)$$

Отметим, что приведенные выше рассуждения справедливы для n_{pair} меньше 10–15, поскольку при больших n_{pair} протоны уже не доминируют в мощности джета. Тем не менее, значения n_{pair} , встречающиеся в литературе, обычно меньше 20. Отметим также, что приведенное выше выражение позволяет в принципе вывести скорость производства позитронов. В сочетании с полным содержанием лептонов из моделирования спектров оно может дать оценку относительного содержания позитронов в джете. Конечно, чтобы такой расчет был возможным, сигнал от аннигиляции позитронов должен быть детектируемым. Для лоренц-фактора джета мы принимаем значение 10, которое обычно встречается в статистических исследованиях и моделировании блазаров (Саволайнен и др., 2010; Гизеллини и Тавеккио, 2015; Эрве и др., 2016). Отметим также, что фактор η может быть разным для разных объектов, но нас интересует вклад от всей популяции АЯГ, а статистически этот фактор близок к 1 (Гизеллини и др., 2014).

В Статье I мы попытались оценить $\dot{N}_+$ для отдельной галактики (М31) в различные эпохи. Для этого нам пришлось решать уравнение непрерывности для функции распределения масс

сверхмассивных черных дыр (СМЧД) и отождествить эволюцию СМЧД в М31 с усредненной эволюцией, поскольку невозможно надежно восстановить эту временную эволюцию для отдельного объекта. В настоящей же работе мы рассчитываем производство позитронов для всей популяции АЯГ во Вселенной, используя их функцию светимости из (Уэда и др., 2003). В этом случае мы, очевидно, знаем светимость АЯГ и можем связать ее с темпом аккреции вещества через параметр радиационной эффективности ε : $L = \varepsilon \dot{M}_{\text{acc}} c^2$. Мы принимаем $\varepsilon = 0.1$ (Маркони и др., 2004; Мерлони и Хайнц, 2008). Теперь формула (1) принимает вид

$$\dot{N}_+(t) = \frac{\eta \int L \phi(L, t) d \log L}{2 \varepsilon c^2 \Gamma m_p}, \quad (2)$$

где $\phi(L, t)$ — функция светимости АЯГ в эпоху t , а L — болометрическая светимость АЯГ.

Чтобы эффективно аннигилировать, позитроны должны замедлиться от релятивистских до тепловых скоростей. Ниже 1 ГэВ основным механизмом потери энергии позитронов в космических лучах являются кулоновские столкновения (Прантзос и др., 2011). Однако вещество джета подвержено адиабатическому охлаждению, которое влияет на энергию позитронов гораздо сильнее, чем столкновения. Адиабатические потери можно выразить следующим образом (Мэтьюс и Шоер, 1990):

$$-\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\gamma}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (3)$$

где γ — лоренц-фактор частицы, R — коэффициент расширения источника (т.е. $R \equiv 1$ в начале расширения). Следовательно, в отсутствие дополнительного притока энергия частицы уменьшается пропорционально расширению. Из наблюдений за радиополостью в 3C 84 с помощью интерферометра VSOP (Асада и др., 2006) возраст полости на 2001 год оценен в ~ 45 лет, а также показано, что она удвоила свой размер примерно за 25 лет. Численное моделирование радиополостей показывает, что их размер может увеличиваться на порядки за десятки миллионов лет (Хардкасл, 2018; Тернер и др., 2023). С другой стороны, кулоновские столкновения требуют порядка 10^9 лет для замедления позитрона с энергией $\sim$ ГэВ, а время аннигиляции еще больше (см. Статью I). Таким образом, мы приходим к выводу, что временем торможения можно пренебречь, и предполагаем, что аннигиляция начинается сразу после рождения позитронов.

Сигнал аннигиляции от каждого АЯГ зависит от количества накопленных позитронов на данном красном смещении, поэтому нам необходимо рассчитать это количество с самой ранней эпохи до настоящего момента. Для этого мы используем уравнение (16) из Статьи I:

$$\frac{dN_+(t)}{dt} = \dot{N}_+(t - t_{\text{br}}) - n N_+(t) (\langle \sigma_a v \rangle + \langle \sigma_r v \rangle), \quad (4)$$

где $\dot{N}_+$ теперь берется из уравнения (1), n — плотность нерелятивистских электронов в гало, $\langle \sigma_a v \rangle$ и $\langle \sigma_r v \rangle$ — соответственно скорость прямой аннигиляции и скорость аннигиляции в результате образования позитрония, t_{br} — время торможения позитрона, которое мы приняли равным 0. Мы попробовали два значения температуры, 10^6 и 10^5 К, и одно значение плотности, 10^{-4} см^{-3} . Решив последнее уравнение, мы получим сопутствующую плотность позитронов как функцию времени или красного смещения. Заметим, что $N_+(t)$ было безразмерным в Статье I, потому что отнормировано к полному числу позитронов в гало. Теперь эта величина имеет размерность см^{-3} и относится к средней сопутствующей плотности позитронов. Полученное значение $N_+(z)$ для двух принятых значений температуры гало показано на рис. 1.

Позитроны аннигилируют в результате столкновений с электронами газового гало посредством двух процессов: прямой аннигиляции и образования позитрония. Позитроний распадается на два фотона с энергией 511 кэВ или три фотона с различными энергиями ниже 511 кэВ, причем вероятности этих двух процессов составляют, соответственно, 1/4 и 3/4. Таким образом, сопутствующая плотность темпа производства фотонов с энергией 511 кэВ составляет

$$\varepsilon_{2\text{phot}}(z) = 2n N_+(z) \left(\langle \sigma_a v \rangle + \frac{1}{4} \langle \sigma_r v \rangle \right), \quad (5)$$

где n — плотность газового гало, а множитель 1/4 учитывает, что только одна четвертая часть

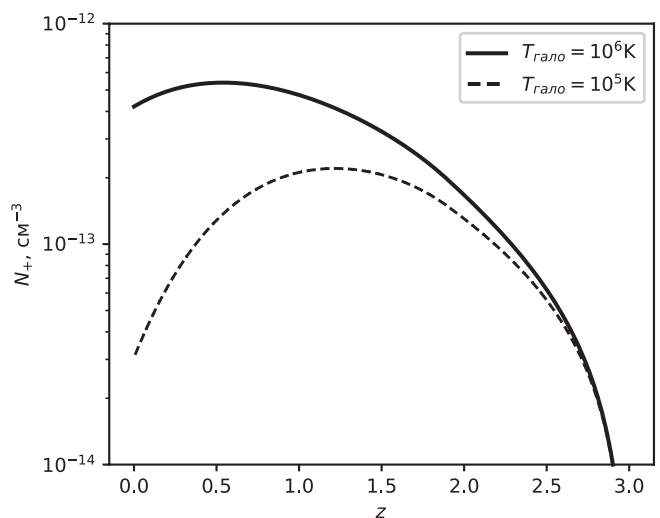


Рис. 1. Средняя сопутствующая плотность позитронов.

позитрония распадается на два гамма-кванта¹. Аналогично, для трехфотонного распада сопутствующая плотность темпа производства составляет²

$$\epsilon_{3\text{phot}}(z) = \frac{3}{4} n N_+(z) \langle \sigma_r v \rangle. \quad (6)$$

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО ПОПУЛЯЦИИ АЯГ

Чтобы получить интенсивность излучения источников с известным распределением по красным смещениям, воспользуемся уравнением (4) в (Сазонов и др., 2004):

$$I_\epsilon = \frac{c}{4\pi H_0} \int \frac{L[(1+z)\epsilon, z] dz}{(1+z)E(z)}. \quad (7)$$

Здесь I_ϵ — интенсивность в эрг/см²/с/ср/эрг, ϵ — энергия фотона в системе координат наблюдателя, L — плотность светимости источников в эрг/см³, $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$. В случае двухфотонной аннигиляции светимость является монохроматической и равна $L(\epsilon, z) = \epsilon_0 \epsilon_{2\text{phot}}(z) \delta(\epsilon - \epsilon_0)$, где $\epsilon_0 = 511$ кэВ. Подставляя это в уравнение (7), получаем

$$\begin{aligned} I_\epsilon &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \int \frac{\epsilon(z) \delta[(1+z)\epsilon - \epsilon_0, z] dz}{(1+z)E(z)} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \int \frac{\epsilon(z) \delta[(1+z)\epsilon - \epsilon_0, z] d(1+z)\epsilon}{\epsilon(1+z)E(z)} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \frac{\epsilon(z)}{\epsilon(1+z)E(z)} \Big|_{(1+z)\epsilon = \epsilon_0} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \frac{\epsilon\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}{\epsilon \frac{\epsilon_0}{\epsilon} E\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)} = \frac{c}{4\pi H_0} \frac{\epsilon\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}{E\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае трехфотонного распада позитрония светимость имеет вид $L(\epsilon, z) = \epsilon \epsilon_{3\text{phot}}(z) \phi(\epsilon)$, где $\phi(\epsilon)$ — спектр трехфотонного распада (Ор и Пауэлл, 1949). Результирующий спектр аннигиляции является суммой двух компонент; он показан

¹ Заметим, что n — это физическая плотность, а N_+ — сопутствующая плотность. Ее следует преобразовать в физическую плотность путем умножения на $(1+z)^3$. Однако в этом случае уравнение (7) тоже меняется: в интеграле появляется множитель $(1+z)^{-3}$. Таким образом, результат остается прежним.

² Хотя в этом процессе рождается три фотона, множителя 3 здесь нет, поскольку он учтен в спектре распада, который нормирован так, что $\int \frac{dN}{dE} dE = 3$.

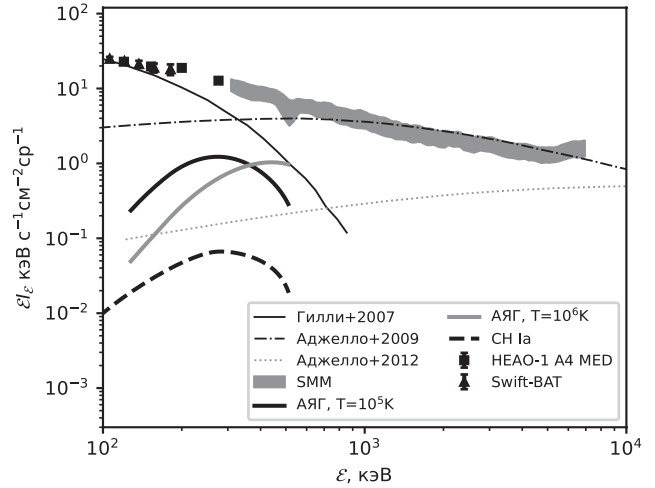


Рис. 2. Спектр диффузного гамма-фона. Наблюдательные данные: HEAO-1 A4 (Груббер и др., 1999), Swift-BAT (Аджелло и др., 2008), SMM (Ватанабэ и др., 1997). Модельные кривые представляют вклады от АЯГ (Гилли и др., 2007) и квазаров (Аджелло и др., 2009, 2012). Также показаны наши оценки для АЯГ и СН Ia.

на рис. 2 в форме ϵI_ϵ ; данные наблюдений также приведены на рисунке.

Видно, что, хотя возможная аннигиляционная компонента не дает доминирующего вклада, она может давать до ~20% всего гамма-фона в диапазоне 400–500 кэВ. Однако следует отметить, что полученная нами оценка является верхним пределом, поскольку она не учитывает долю позитронов, которые вылетают из газового гало в МГС. Мы вернемся к этому вопросу в Обсуждении.

Также возможен вклад от радиационно неэффективно аккрецирующих АЯГ, который не может быть точно учтен в нашем подходе. Тем не менее, учитывая, что характерная кинетическая мощность джетов в этих АЯГ относительно невелика, $< 10^{42} - 10^{43}$ эрг/с (см., например, Окамото и др., 2008), мы не ожидаем, что этот вклад будет доминировать в общем сигнале.

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В СН Ia

Как мы уже говорили во Введении, возможным источником позитронов во Вселенной являются взрывы СН Ia. Мы решили сделать грубую оценку их возможного вклада, поскольку расчеты в основном такие же, как мы только что представили. Две величины, которые нам нужны в этом случае, — это частота вспышек СН Ia как функция красного смещения и средний выход позитронов на один взрыв.

Темп вспышек СН Ia $R_{\text{Ia}}(z)$ обычно вычисляется как свертка темпа звездообразования $\rho(t)$ с распределением времен задержки $\Phi(\Delta t)$, которые

представляют собой промежуток времени между рождением звезды-предшественника и ее взрывом (Хориучи и Биком, 2010):

$$R_{\text{Ia}}(z(t)) = \xi \int_{t_{10}}^t \Phi(t-t') \rho(t') dt', \quad (9)$$

где ξ — нормировка, показывающая количество СН Ia на $1M_{\odot}$ образовавшихся звезд, t_{10} — время, соответствующее $z = 10$, эпохе рождения первых звезд (Хориучи и Биком, 2010). Следуя работе (Чугай, 2023), мы приняли распределение времен задержки вида $\Phi(\Delta t) \sim \Delta t^{-1}$ и взяли оценку темпа звездообразования из (Юксель и др., 2008). Затем мы выбрали значение ξ так, чтобы полученный темп рождения СН соответствовал тому, что показан в (Хориучи и Биком, 2010).

Выход позитронов в расчете на один взрыв зависит от модели взрыва. Следуя (Хориучи и Биком, 2010), мы предполагаем, что во взрыве образуется $0.58M_{\odot} {}^{56}\text{Ni}$. После распада ${}^{56}\text{Ni}$ в ${}^{56}\text{Co}^*$ последний распадается путем захвата электрона или испускания позитрона с вероятностями 81% и 19%, поэтому скорость производства позитронов может быть выражена как

$$\dot{n}_{+,SN} = R_{\text{Ia}}(z(t)) \cdot 0.19 \cdot 0.58M_{\odot} \frac{N_A}{M_{\text{Ni}}} \alpha. \quad (10)$$

Скорость производства фотонов для двухфотонного распада равна

$$\dot{n}_{2\text{phot},SN} = \frac{1}{2} \dot{n}_{+,SN}, \quad (11)$$

где множитель $1/2$ обусловлен тем, что в оболочке СН (где температура намного ниже 10^6 К) позитроны аннигилируют, в основном, через образование позитрония, из которого только $1/4$ распадается на два кванта 511 кэВ. В уравнении (10) множитель α — это доля позитронов, которые в конечном итоге производят наблюдаемые гамма-кванты. Мы обсудим его более подробно в следующем разделе, а пока положим его равным единице, чтобы найти верхний предел вклада СН Ia. M_{Ni} — атомная масса ${}^{56}\text{Ni}$. По аналогии со случаем АЯГ, интенсивность для трехфотонного распада получается из уравнения (7), где

$$L(\mathcal{E}, z) = \frac{3}{4} \mathcal{E} n_{+,SN}(z) \phi(\mathcal{E}).$$

Полученный спектр показан на рис. 2. Видно, что вклад позитронов от СН Ia еще меньше, чем от АЯГ. На самом деле этот вклад меньше, чем гамма-линии, возникающие от СН, что видно из сравнения с (Хориучи и Биком, 2010). И, как и вклад АЯГ, это опять-таки верхний предел из-за параметра $\alpha < 1$.

ОБСУЖДЕНИЕ

При расчете производства позитронов в галактических гало мы взяли те же значения температуры и плотности электронов, что и в Статье I; их можно рассматривать как типичные значения для современной спиральной галактики. В случае космологических источников необходимо учитывать их эволюцию. Хушер и др. (2021) использовали космологическую симуляцию EAGLE с повышенным разрешением для сравнения физических свойств газовых гало вокруг звездообразующих галактик при $z = 2 - 3$ и $z = 0$. Они обнаружили, что гало в прошлом и настоящем отличаются по доле холодного и горячего газа (т.е. газа с температурой меньше или больше 10^5 К), по металличности и кинематике. Для наших расчетов важны только плотность и температура газа, которые влияют на скорости аннигиляции позитронов. Данные, приведенные в (Хушер и др., 2021), показывают, что 10 млрд лет назад, т.е. на красных смещениях $z \approx 2 - 3$, гало уже было плотным и содержало как холодные, так и горячие компоненты. Масса последних соответствует плотности электронов порядка 10^{-3} см^{-3} . Похожие результаты были получены в работе (Стерн и др., 2019) при моделировании остывающих потоков³.

Прямые наблюдения галактических гало на больших красных смещениях трудны и немногочисленны. Наблюдения галактик на $z = 2 - 3$ в линиях поглощения O, C, Si опубликованы в (Тернер и др., 2014; Руди и др., 2019). Связать их с общей массой гало не так просто. Руди и др. (2019) приводят оценки общей массы C, Si и O, но необходимо также знать индивидуальные обилия этих элементов. Используя в качестве приближения глобальную металличность 10^{-3} из (Хушер и др., 2021), мы можем вывести общую массу и плотность гало, которая оказывается близкой к 10^{-4} см^{-3} . В (Тернер и др., 2014) суммарные колонковые плотности даны только для конкретных ионов и не могут быть переведены в общую массу. Там же приводятся наблюдения водородной линии $\text{Ly}\alpha$, но соответствующая колонковая плотность не указана из-за насыщения линии.

Рентгеновские наблюдения горячего газа в далеких галактиках также затруднены. Более того, в недавней статье о рентгеновском излучении Галактического гало, наблюдаемом eROSITA (Локателли и др., 2023), показано, что газовое гало Млечного Пути, скорее всего, состоит из дискообразного и сферического компонентов, причем первый из них

³ Заметим, что наши результаты справедливы для относительно больших плотностей гало. Мы попробовали $n = 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и получили несколько меньший сигнал: хотя более высокая скорость аннигиляции в плотном веществе приводит к большей светимости, позитроны наиболее активно аннигилируют в источниках на больших z , сигнал от которых подавлен из-за огромного расстояния.

доминирует в рентгеновском излучении, а второй содержит бо́льшую часть массы гало. Если то же самое относится и к другим галактикам, то это делает определение массы гало в спиральных галактиках только по рентгеновским наблюдениям весьма проблематичным.

О рентгеновском излучении близких эллиптических галактик впервые сообщили (Форман и др., 1985). В этой работе гало в ряде галактик моделировались с помощью β -распределения с плотностью $10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ в центре и несколько единиц $\times 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 100 кпк, что близко к тому, что мы предполагаем в данной работе. Есть свидетельства того, что эти галактики лишь незначительно эволюционировали с эпохи $z = 1 - 1.5$. В работе Чивано и др. (2014) показано, что связь между рентгеновской и оптической светимостью локальных эллиптических галактик, установленная в работе (Боросон и др., 2011), справедлива и для эллиптических галактик на $z < 1.4$, если принять во внимание ряд факторов⁴. Лемер и др. (2007) показали, что отношение рентгеновской светимости к оптической светимости в полосе B не сильно эволюционирует в диапазоне $z = 0 - 0.7$, и тот же вывод сделан для диапазона $z = 0 - 1.2$ в (Даниелсон и др., 2012). Подводя итог, можно с большой долей уверенности утверждать, что вокруг галактик раннего типа также существуют горячие газовые гало.

Еще один важный вопрос — это взаимодействие между джетом АЯГ и гало. Мы предположили, что популяция позитронов в джете остается в гало и в конце концов там аннигилирует. Взаимодействие джета и гало можно изучать в численном моделировании. Такое моделирование было проведено в (Вайнбергер и др., 2017): авторы исследовали, сколько энергии джеты АЯГ могут инжектировать в межгалактическую среду в скоплении. В их расчетах джет был активен в течение 50 млн лет, а весь расчет охватывал период времени 336 млн лет. Мощность джета изменялась от 10^{44} до 10^{45} эрг/с. Из полученных результатов видно, что вещество джетов меньшей мощности (10^{44} эрг/с) остается в пределах 100 кпк от центральной машины вплоть до конца расчета. Для мощности 3×10^{44} эрг/с только около 10% инжектируемой массы остается в пределах этого радиуса, и еще немного меньше для джета мощностью 10^{45} эрг/с. Другое моделирование (Мухерджи и др., 2016) аналогичным образом показало, что джеты малой мощности ($\lesssim 10^{43}$ эрг/с) практически задерживаются внутри межзвездной среды (МЗС), в то время как более мощные джеты относительно легко пробивают МЗС. Из функции светимости АЯГ (Уэда и др.,

2003) видно, что большая часть кинетической энергии приходится на более мощные джеты, с кинетической мощностью свыше 10^{45} эрг/с. С учетом результатов (Вайнбергер и др., 2017), это означает, что большинство позитронов, произведенных АЯГ, вероятно, выносятся за пределы газового гало в МГС. В то же время появляется все больше доказательств того, что существует взаимодействие между джетами АЯГ и межзвездной или околосгалактической средой, называемое обратной связью АЯГ, см. например (Сазерленд и Бикнелл, 2007; Тумлинсон и др., 2017; Чиело и др., 2018; Донахью и Войт, 2022). В ходе этой обратной связи вещество увлекается джетом на значительные расстояния, но в конце концов некоторая его часть падает обратно, участвуя в своего рода барийонном цикле. Однако нам не удалось найти количественного описания этого процесса. В целом, выход вещества джета за пределы околосгалактической среды делает нашу оценку соответствующего гамма-фона верхним пределом.

То же самое справедливо и для оценки сигнала от СН Ia из-за множителя α в формуле (10). Этот множитель учитывает, что не все фотоны, образующиеся при аннигиляции позитронов внутри оболочки СН, имеют шанс наблюдаться. Его не следует путать с долей выживших позитронов, которая используется в исследованиях галактического диффузного гамма-излучения, например, в работах (Чан и Лингенфельтер, 1993; Милн и др., 1999). В этих работах доля выживания — это доля позитронов, которые покидают остаток СН и уходят в МЗС, потому что если позитрон аннигилирует внутри остатка, то соответствующий фотон либо вообще не наблюдается, либо “принадлежит” точечному источнику. Другими словами, такой позитрон не может внести вклад в диффузное излучение Галактики. В (Чан и Лингенфельтер, 1993) доля выживших позитронов оказалась равной ~ 0.01 . В нашем случае параметр α больше, поскольку сверхновые находятся в далеких галактиках, и мы требуем лишь, чтобы позитрон аннигилировал в оптически тонкой среде, вероятно, внутри оболочки. Оценим оптическую толщину оболочки для типичных параметров ее массы $M = 1M_{\odot}$ и скорости $v = 10^4$ км/с. Для распада ^{56}Ni в ^{56}Co и затем в ^{56}Fe требуется 120 дней (Мартин и др., 2010). При известных массе, скорости расширения и времени, а также коэффициенте поглощения $8.63 \times 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (Мартин и др., 2010) мы получаем оптическую толщину оболочки $\tau = 0.13$ и $\alpha = e^{-\tau} = 0.88$. Заметим, однако, что из-за этой экспоненциальной зависимости, α чувствительна к параметрам взрыва. Если масса оболочки больше, а скорость меньше, это приведет к уменьшению α . Более того, скорость не является однородной по всей оболочке, а скорее растет от внутреннего края к внешнему. Более точная оценка α требует моделирования взрыва, что выходит за рамки данной работы.

⁴ На самом деле авторы обнаружили, что эллиптические галактики на высоких красных смещениях имеют бо́льшую рентгеновскую светимость, но это может быть связано с большим количеством галактик, находящихся в центре групп/скоплений, или со скрытыми АЯГ, или из-за незначительной эволюции рентгеновских свойств галактик.

Наши результаты можно сравнить с другими моделями в этом диапазоне энергий, как видно из рис. 2. Фон в МэВ-диапазоне, оцененный по наблюдениям квазаров на *Fermi*-LAT, оказывается ниже, чем наша оценка АЯГ, но выше, чем наша оценка СН Ia (Аджелло и др., 2012). С другой стороны, жесткий рентгеновский фон, возникающий от оптически тонких и толстых по комптоновскому рассеянию АЯГ, рассчитанный в (Гилли и др., 2007), и фон, смоделированный в (Аджелло и др., 2009) на основе наблюдений квазаров на *Swift*, превышают все наши оценки. Заметим, однако, что в (Аджелло и др., 2009) наблюдения в диапазоне 15–55 кэВ были экстраполированы на более высокие энергии, и только 18 квазаров использовались для оценки фона. Аджелло и др. (2012) для получения спектра использовали наблюдения как *Swift*-BAT, так и *Fermi*-LAT, и выборка состояла уже из 186 квазаров. Из рис. 2 видно, что наблюдаемая интенсивность фона в диапазоне ~300–500 кэВ существенно больше, чем в существующих моделях, включая ту, которая рассматривается в данной работе. Тем не менее, предложенный нами механизм может давать заметный вклад в это диффузное излучение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы оценили вклад в диффузный гамма-фон, который могут вносить космологические источники позитронов через последующую аннигиляцию этих частиц. Мы рассмотрели два типа источников. Во-первых, позитроны из джетов АЯГ, которые аннигилируют в газовых гало вокруг родительских галактик АЯГ. Во-вторых, СН Ia в далеких галактиках, которые, в основном, аннигилируют в выбросе СН. Узкая линия вблизи 511 кэВ, обусловленная двухфотонной аннигиляцией, размывается из-за космологического расширения. Более того, часть сигнала обусловлена трехфотонной аннигиляцией, которая имеет непрерывный спектр ниже 511 кэВ. Наши расчеты показывают, что сигнал, обусловленный джетами АЯГ, примерно на порядок ниже наблюдаемой интенсивности на энергии около 511 кэВ и еще меньше на более низких энергиях. Вклад от СН Ia примерно на два порядка ниже наблюдаемого уровня эмиссии. Обе оценки являются верхними пределами. В случае АЯГ мы не знаем долю позитронов, которые остаются в гало, в то время как в случае СН мы не знаем долю позитронов, которые аннигилируют в достаточно прозрачной среде. В последнем случае это доказывает, что вклад от СН Ia не может составлять существенную часть диффузного гамма-фона. Это было показано в предыдущих работах, например (Хориучи и Биком, 2010). В этой работе вклад СН Ia оценивался не более чем в 10–20%, но в расчеты были включены ядерные гамма-линии. Из наших расчетов видно, что вклад от

позитронов СН является второстепенным по сравнению с вкладом от ядерных линий СН.

Вклад позитронов от джетов АЯГ выглядит более перспективным. В диапазоне 200–500 кэВ он ниже оценки Аджелло и др. (2009), но выше оценки Аджелло и др. (2012), которую мы считаем более надежной из-за большей статистики и использования двух инструментов, *Swift*-BAT и *Fermi*-LAT. Мы еще раз подчеркиваем, что наша оценка является верхним пределом, но все же сам механизм может вносить значительный вклад в диффузный гамма-фон в диапазоне сотен кэВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа авторов была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации по договору 075-15-2020-778 в рамках программы “Крупные научные проекты” национального проекта “Наука”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аджелло и др. (M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D.R. Willis, G. Kanbach, A.W. Strong, et al.), *ApJ* **689**(2), 666 (2008).
2. Аджелло и др. (M. Ajello, L. Costamante, R.M. Sambruna, N. Gehrels, J. Chiang, A. Rau, et al.), *ApJ* **699**(1), 603 (2009).
3. Аджелло и др. (M. Ajello, M.S. Shaw, R.W. Romani, C.D. Dermer, L. Costamante, O.G. King, et al.), *ApJ* **751**(2), 108 (2012).
4. Асада и др. (K. Asada, S. Kamen, Z.-Q. Shen, S. Horiuchi, D.C. Gabuzda, and M. Inoue), *PASJ* **58**, 261 (2006).
5. Боросон и др. (B. Boroson, D.-W. Kim, and G. Fabbiano), *ApJ* **729**(1), 12 (2011).
6. Вайнбергер и др. (R. Weinberger, K. Ehlert, C. Frommer, R. Pakmor, and V. Springel), *MNRAS* **470**(4), 4530 (2017).
7. Ватанабэ и др. (K. Watanabe, D.H. Hartmann, M.D. Leising, L.S. The, G.H. Share, and R.L. Kinzer), in C.D. Dermer, M.S. Strickman, and J.D. Kurfess (eds.), *Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, Vol. 410 of American Institute of Physics Conference Series, pp. 1223–1227 (1997).
8. Гизеллини и Тавеккио (G. Ghisellini and F. Tavecchio), *MNRAS* **448**(2), 1060 (2015).
9. Гизеллини и др. (G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, A. Celotti, and T. Sbarrato), *Nature* **515**(7527), 376 (2014).
10. Гилли и др. (R. Gilli, A. Comastri, and G. Hasinger), *A&A* **463**(1), 79 (2007).
11. Груббер и др. (D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Peterson, and G. V. Jung), *ApJ* **520**(1), 124 (1999).

12. Даниелсон и др. (A.L.R. Danielson, B.D. Lehmer, D.M. Alexander, W. N. Brandt, B. Luo, N. Miller, et al.), *MNRAS* **422**(1), 494 (2012).
13. Донахью и Войт (M. Donahue and G.M. Voit), *Phys. Rep.* **973**, 1 (2022).
14. Лацки и др. (B.C. Lacki, S. Horiuchi, and J.F. Beacom), *ApJ* **786**(1), 40 (2014).
15. Лемер и др. (B.D. Lehmer, W.N. Brandt, D.M. Alexander, E.F. Bell, D.H. McIntosh, F.E. Bauer, et al.), *ApJ* **657**(2), 681 (2007).
16. Локателли и др. (N. Locatelli, G. Ponti, X. Zheng, L.K. Hunt, W. Becker, J. Comparat, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2310.10715 (2023).
17. Маркони и др. (A. Marconi, G. Risaliti, R. Gilli, L.K. Hunt, R. Maiolino, and M. Salvati), *MNRAS* **351**(1), 169 (2004).
18. Мартин и др. (P. Martin, J. Vink, S. Jiraskova, P. Jean, and R. Diehl), *A&A* **519**, A100 (2010).
19. Мерлони и Хайнц (A. Merloni and S. Heinz), *MNRAS* **388**(3), 1011 (2008).
20. Милн и др. (P.A. Milne, L.S. The, and M.D. Leising), *ApJ Suppl. Ser.* **124**(2), 503 (1999).
21. Мухерджи и др. (D. Mukherjee, G.V. Bicknell, R. Sutherland, and A. Wagner), *MNRAS* **461**(1), 967 (2016).
22. Мэтьюс и Шоер (A.P. Matthews and P.A.G. Scheuer), *MNRAS* **242**, 616 (1990).
23. Низамов и Пширков (B.A. Nizamov and M. S. Pshirkov), *Astronomy Letters* **49**(1), 9 (2023).
24. Окамото и др. (T. Okamoto, R.S. Nemmen, and R.G. Bower), *MNRAS* **385**(1), 161 (2008).
25. Ор и Пауэлл (A. Ore and J.L. Powell), *Phys. Rev.* **75**, 1696 (1949).
26. Прантзос и др. (N. Prantzos, C. Boehm, A.M. Bykov, R. Diehl, K. Ferriere, N. Guessoum, et al.), *Reviews of Modern Physics* **83**(3), 1001 (2011).
27. Пьянка и др. (P. Pjanka, A.A. Zdziarski, and M. Sikora), *MNRAS* **465**(3), 3506 (2017).
28. Руди и др. (G.C. Rudie, C.C. Steidel, M. Pettini, R.F. Trainor, A.L. Strom, C.B. Hummels, et al.), *ApJ* **885**(1), 61 (2019).
29. Руис-Лапуэнте и др. (P. Ruiz-Lapuente, L.-S. The, D.H. Hartmann, M. Ajello, R. Canal, F.K. Ropke, et al.), *ApJ* **820**(2), 142 (2016).
30. Саволайнен и др. (T. Savolainen, D.C. Homan, T. Hovatta, M. Kadler, Y.Y. Kovalev, M.L. Lister, et al.), *A&A* **512**, A24 (2010).
31. Сазерленд и Бикнелл (R.S. Sutherland and G.V. Bicknell), *ApJ Suppl. Ser.* **173**(1), 37 (2007).
32. Сазонов и др. (S.Y. Sazonov, J.P. Ostriker, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **347**(1), 144 (2004).
33. Стерн и др. (J. Stern, D. Fielding, C.-A. Faucher-Giguere, and E. Quataert), *MNRAS* **488**(2), 2549 (2019).
34. Тернер и др. (M.L. Turner, J. Schaye, C.C. Steidel, G.C. Rudie, and A.L. Strom), *MNRAS* **445**(1), 794 (2014).
35. Тернер и др. (R.J. Turner, P.M. Yates-Jones, S.S. Shabala, B. Quici, and G.S.C. Stewart), *MNRAS* **518**(1), 945 (2023).
36. Тумлинсон и др. (J. Tumlinson, M.S. Peebles, and J.K. Werk), *ARAA* **55**(1), 389 (2017).
37. Уэда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, K. Ohta, and T. Miyaji), *ApJ* **598**(2), 886 (2003).
38. Форман и др. (W. Forman, C. Jones, and W. Tucker), *ApJ* **293**, 102 (1985).
39. Форнаса и Санчес-Конде (M. Fornasa and M.A. Sanchez-Conde), *Phys. Rep.* **598**, 1 (2015).
40. Фуказава и др. (Y. Fukazawa, H. Mataka, T. Kayanoki, Y. Inoue, and J. Finke), *ApJ* **931**(2), 138 (2022).
41. Фурланетто и Леб (S.R. Furlanetto and A. Loeb), *ApJ* **572**(2), 796 (2002).
42. Хардкасл (M.J. Hardcastle), *MNRAS* **475**(2), 2768 (2018).
43. Хориучи и Биком (S. Horiuchi and J.F. Beacom), *ApJ* **723**(1), 329 (2010).
44. Хушер и др. (E. Huscher, B.D. Oppenheimer, A. Lonardi, R.A. Crain, A.J. Richings, and J. Schaye), *MNRAS* **500**(1), 1476 (2021).
45. Чан и Лингенфельтер (K.-W. Chan and R.E. Lingenfelter), *ApJ* **405**, 614 (1993).
46. Чивано и др. (F. Civano, G. Fabbiano, S. Pellegrini, D. W. Kim, A. Paggi, R. Feder, et al.), *ApJ* **790**(1), 16 (2014).
47. Чиело и др. (S. Cielo, A. Babul, V. Antonuccio-Delogu, J. Silk, and M. Volonteri), *A&A* **617**, A58 (2018).
48. Чугай (N.N. Chugai), *Astronomy Letters* **49**(5), 209 (2023).
49. Эрве и др. (O. Hervet, C. Boisson, and H. Sol), *A&A* **592**, A22 (2016).
50. Юксель и др. (H. Yiksel, M.D. Kistler, J.F. Beacom, and A.M. Hopkins), *ApJL* **683**(1), L5 (2008).