

Вклад в рентгеновский космический фон излучения вспыхивающих красных карликов в двойных системах в гало и короне галактики

Contribution to the X-ray cosmic background of the emission of flaring red dwarfs in binary systems in the halo and corona of the galaxy

Поройков С.Ю.

канд. физ-мат. наук Московского государственного Университета им. М.В. Ломоносова
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Показано, что фоновое космическое излучение (ФКИ) с плотностью энергии $\sim 10^{-4}$ эВ/см³ в рентгеновском диапазоне не может формировать обратное комптоновское рассеяние фотонов ФКИ на электронах космических лучей из-за их низкой доли, что подтверждает отличие спектральных индексов излучений. Рентгеновское ФКИ могут формировать красные карлики (КК), составляющие по данным микролинзирования $\sim 0,1$ массы гало (короны) галактики, если они входят в двойные системы. Мягкое рентгеновское ФКИ в области 0,3 кэВ могут формировать быстро вращающиеся вспыхивающие КК. Жесткое рентгеновское и γ -излучение с энергией ≤ 3 МэВ с экстремумом в области 30 кэВ могут формировать γ -всплески нейтронных звезд при аккреции вещества КК, движущихся по вытянутым орбитам.

Ключевые слова: фоновое космическое излучение, вспыхивающие звезды, красные карлики, нейтронные звезды.

Abstract

It is shown that the background cosmic radiation (BCR) with an energy density of $\sim 10^{-4}$ eV/cm³ in the X-ray range cannot be formed by the inverse Compton scattering of BCR photons on cosmic ray electrons due to their low fraction, that the difference in the spectral indices of radiation confirms. X-ray BCR can be formed by red dwarfs (RD), which, according to microlensing data, make up ~ 0.1 of the mass of the galactic halo (corona), if they are part of binary systems. Rapidly rotating flaring RD can form a soft X-ray BCR in the region of 0.3 keV. Hard X-ray and gamma-ray radiation with an energy ≤ 3 MeV with an extremum in the region of 30 keV can be formed by gamma-ray bursts of neutron stars during accretion of the matter of RD moving in elongated orbits.

Keywords: background cosmic radiation, flare stars, red dwarfs, neutron stars.

Показано, что фоновое космическое излучение (ФКИ) в рентгеновском диапазоне с плотностью энергии $\sim 10^{-4}$ эВ/см³ не может формировать обратное комптоновское рассеяние фотонов ФКИ на электронах как галактических, так и метагалактических космических лучей (КЛ) со средней энергией ~ 10 ГэВ вследствие низкой доли в КЛ электронной компоненты δ_e

$\sim 10^{-3}$. Данный вывод подтверждает отличие спектральных индексов электронной компоненты КЛ с энергией $10 - 10^3$ ГэВ и ФКИ в области 30 кэВ – 3 МэВ на $\Delta\gamma \sim 1,4$ (§ 1).

Наблюдающийся в спектре ФКИ в мягком рентгеновском диапазоне экстремум в области 0,3 кэВ с плотностью энергии $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ может быть обусловлен излучением быстро вращающихся красных карликов (КК) в тесных двойных системах в гало и короне галактики. Оценена рентгеновская светимость короны нашей галактики $\sim 3 \cdot 10^{41}$ эрг/с (§ 2).

Наблюдаемый в спектре ФКИ в рентгеновском и γ -диапазоне 1 кэВ – 3 МэВ подъем в области 30 кэВ с плотностью энергии $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ могут формировать γ -всплески нейтронных звезд в двойных (кратных) системах с КК в гало и короне галактики, на что указывает близость спектральных индексов ФКИ и γ -всплесков в данном диапазоне, а также излом в области 0,4 МэВ, присущий как ФКИ, так и части γ -всплесков (§ 3).

Оценена рентгеновская светимость межгалактического газа в короне нашей галактики, разогреваемого ударными волнами, образуемыми при динамическом торможении карликовых галактик – спутников $(0,5 - 1,5) \cdot 10^{41}$ эрг/с (§ 4).

Исходя из экспериментальных данных о динамике разогрева горячего межгалактического газа согласно эффекту Зельдовича-Сюняева, возраста скоплений галактик и периода формирования ФКИ в оптической области за счет излучения карликовых галактик оценен период оседания карликовых галактик и шаровых скоплений в коронах более крупных: $z \sim 1$ (§ 5).

Проанализированы возможные механизмы дрейфа пульсаров (в том числе в двойных системах) из диска галактики в ее гало и корону. К ним относятся взрывы соседних сверхновых I типа, галактический ветер, взаимное отталкивание пульсаров за счет давления космических (субкосмических) лучей, рассеиваемых их магнитосферами. Рассмотрены проявления старых нейтронных звезд (НЗ) в двойных системах с КК в коронах галактик: разогрев коронального газа и его удержание остаточным магнитным полем НЗ, радиоизлучение корон радиогалактик при аккреции на НЗ вещества джетов, выбрасываемых их ядрами (§ 6).

1. Вклад в рентгеновский космический фон оптических фотонов фонового излучения, рассеянных на электронах космических лучей

Спектр интенсивности электромагнитного космического фона имеет экстремумы в рентгеновской области 0,3 кэВ и 30 кэВ [1] (рис. 1).

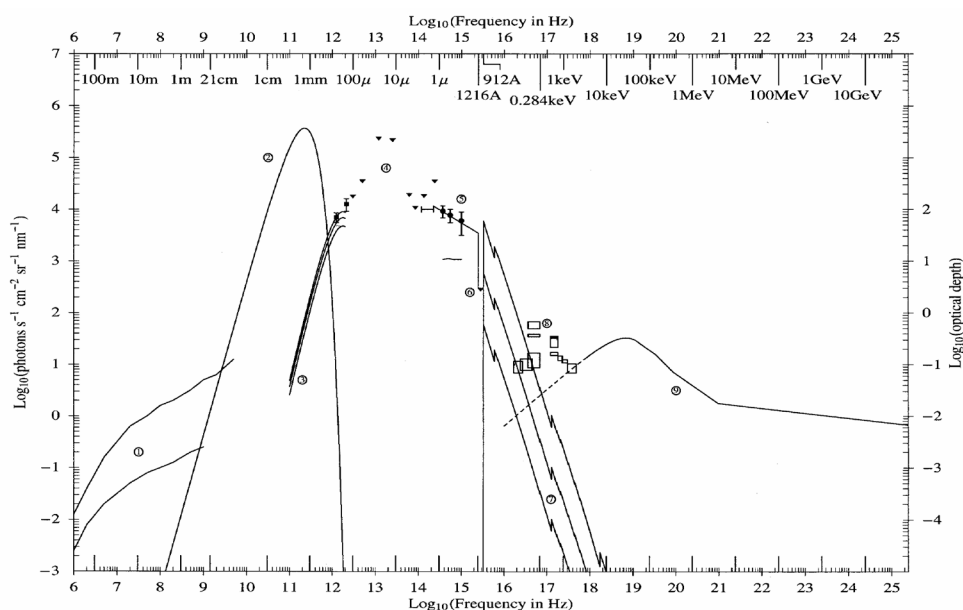


Рис. 1. Спектр интенсивности электромагнитного космического фона

(1) Длинноволновой радиодиапазон, (2) микроволновой; (3) FIRAS (1998), (4) DIRBE (1998); (5) оптический, (6) ультрафиолетовый; (7) оптическая толщина межзвездной среды по фотоионизации; (8) мягкий рентгеновский, (9) жесткий рентгеновский и γ -фон.

Природа ФКИ в рентгеновском диапазоне до конца не ясна. Вероятно, его значительная часть связана с суммарным излучением неразрешенных слабых внегалактических источников [5, с. 342]. В качестве возможных источников рентгеновского фонового излучения также рассматриваются обратное комптоновское рассеяние низкочастотных фотонов ФКИ на релятивистских электронах и тормозное излучение горячего газа [6, с. 338].

Расчеты показывают, что ФКИ в рентгеновском и γ -диапазоне 0,1 кэВ – 3 МэВ с плотностью энергии $\sim 10^{-4}$ эВ/см³ не может формировать обратное комптоновское рассеяние фотонов ФКИ на электронах как галактических, так и метагалактических КЛ со средней энергией ~ 10 ГэВ из-за низкой доли в КЛ электронной компоненты $\delta e \sim 10^{-3}$.

Оценим вклад *оптических* фотонов ФКИ, рассеянных электронами КЛ, в формирование рентгеновского фона с максимумом в области 30 кэВ. Так, энергия рассеянных фотонов:

$$E_{\gamma} = 4EvK/3mc^2 \quad (1),$$

где c – скорость света; m_e – масса электрона; K – его энергия; E_v – исходная энергия фотона [3, с. 431].

В спектре интенсивности фонового электромагнитного космического излучения наблюдается пик на длине ИК волны $\lambda \sim 1$ мкм [1]; [11] (рис. 1), которой соответствует энергия фотонов $E = hc/\lambda \approx 1,2$ эВ.

При концентрации $n_p \sim 10^{-10}$ см⁻³ и плотности энергии галактических КЛ $\epsilon_p \sim 1$ эВ/см³ [7, с. 1173] их средняя энергия $K = \epsilon_p/n_p \approx 10$ ГэВ. Согласно формуле (1) энергия рассеянных фотонов $E_{\gamma} \approx 30$ кэВ, что соответствует максимуму спектра рентгеновского ФКИ в области 30 кэВ (рис. 1), т.е. КЛ могут участвовать в его формировании.

Оценим число рассеяний фотонов на электронах КЛ, необходимое для формирования наблюдаемого рентгеновского космического фона:

$$N = n_{\gamma}/\delta e n_p \quad (2),$$

где n_p – концентрация протонов в КЛ; δe – доля электронной компоненты в КЛ; n_{γ} – концентрация квантов рентгеновского космического фона.

В КЛ (преимущественно протонах) с энергией ≥ 1 ГэВ доля электронов не выше $\delta e \leq 1\%$ [3, с. 472]. С ростом энергии электронов до 10 ГэВ их доля в КЛ падает до $\delta e \leq 0,1\%$ [7, с. 1176]. Электроны КЛ с энергией $\geq 10^3$ ГэВ не наблюдаются [7, с. 1174] из-за потери энергии на синхротронное излучение.

Концентрация квантов с энергией $E_{\gamma} \sim 30$ кэВ в рентгеновском фоне с плотностью энергии $\epsilon_{\gamma} \sim 10^{-4}$ эВ/см³ [7, с. 1228] $n_{\gamma} = \epsilon_{\gamma}/E_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-9}$ см⁻³. Концентрация электронов в галактических КЛ с энергией 10 ГэВ $n_e = \delta e n_p \approx 10^{-13}$ см⁻³ в $n_{\gamma}/n_e \approx 3 \cdot 10^4$ раз ниже. Соответственно, рассеяние оптических (ИК) фотонов на электронах КЛ внесет ощутимый вклад в ФКИ в области 30 кэВ в случае их многократного рассеяния одним электроном *галактических* КЛ. Согласно формуле (2) число требуемых рассеяний $N_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^4$.

$$l_0 \approx 1/n\nu\sigma_T \quad (3),$$

где $n\nu$ – концентрация фотонов; σ_T – томсоновское сечение электрона.

В области ИК пика ФКИ $\lambda \sim 1$ мкм (рис. 1) концентрация фотонов $n\nu \sim 10^{-2}$ см⁻³. Так, плотность энергии фонового космического ИК излучения $\epsilon_{ИК} \sim 10^{-2}$ эВ/см³ [1]; [7, с. 1228]. При энергии ИК фотонов $E \sim 1,2$ эВ их концентрация $n\nu = \epsilon_{ИК}/E \approx 10^{-2}$ см⁻³. При $\sigma_T = 6,7 \cdot 10^{-25}$ см² оптическая толщина межзвездной и межгалактической среды $l_0 \approx 50$ Мпк.

Радиус галактики $R_{\gamma} \sim 15$ кпк [2, с. 387] в $l_0/R_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^3$ раз меньше, т.е. вероятность рассеяния ИК фотонов на электронах галактических КЛ $P = R_{\gamma}/l_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$. При соотношении P/N_{γ}

$\sim 10^{-8}$ вклад в жесткий рентгеновский фон обратного комптоновского рассеяния ИК фотонов ФКИ на электронах *галактических* КЛ пренебрежимо мал.

Оценим вклад *метагалактических* КЛ (в межгалактической среде). По ряду оценок концентрация метагалактических КЛ $n_r \sim 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, что на порядок ниже, чем у галактических, как и плотность их энергии $\epsilon_r' \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [8]. Концентрация в них электронов $n_e = \delta n_r \approx 10^{-14} \text{ см}^{-3}$. Согласно формуле (2) число требуемых рассеяний фотонов ФКИ $N_m \approx 3 \cdot 10^5$.

При радиусе Вселенной $R_v \sim 1,2 \cdot 10^4 \text{ Мпк}$ [2, с. 347] число рассеяний ИК фотонов ФКИ на одном электроны метагалактических КЛ: $N_m' \sim R_v/l_0 \approx 3 \cdot 10^2$. При $N_m'/N_m \sim 10^{-3}$ *рассеяние современных оптических фотонов ФКИ на метагалактических КЛ внесет вклад в рентгеновское ФКИ около 0,1%*.

Следует учесть, что рассеяние фотонов ФКИ на метагалактических КЛ могло вносить больший вклад в формирование рентгеновского ФКИ если данные фотоны формировались в эпоху молодых галактик, когда их плотность была выше современной по $> n_v$. Соответственно, оптическая толщина среды $l_0 \sim 1/n_0$ (3) в тот период была меньше.

В модели однородной нестационарной Вселенной критической плотности средняя концентрация фотонов ФКИ эпоху z :

$$n_v' = n_v(z + 1)^2 \quad (4)$$

где z – красное смещение соответствующей эпохи.

С учетом соотношения (4) формула (3) сводится к более общему виду $l_0 \approx 1/n_v(z + 1)^2$. Радиус молодой Вселенной зависит от красного смещения по закону $R_0 = R_v/(z + 1)$ [3, с. 488], с учетом чего число рассеяний фотонов ФКИ $N_0 \sim R_0/l_0$ возрастает по закону:

$$N_0 \sim N_m'(z + 1) \quad (5)$$

Активность звездообразования в галактиках и их светимость возрастает на порядок в эпоху $z \sim 2$ [9], что связывается с формированием оптического (ИК) космического фона [10]. Так, видимое излучение звезд типа Солнца с максимумом в области $\lambda_0 \sim 0,45 \text{ мкм}$ [5, с. 594] эпохи $z \sim 1 - 2$ из-за красного смещения к современному периоду сместится в ИК диапазон: $\lambda_{ик} = \lambda_0(z + 1) \approx 0,9 - 1,3 \text{ мкм}$, накладываясь на пик ИК фона в области $\sim 1 \text{ мкм}$ [1]; [11].

Если космический ИК фон формировался в эпоху $z \sim 1 - 2$, то число рассеяний фотонов ФКИ возрастет до $N_0' \sim (2 - 3) \cdot N_m'$, что не изменит существенно соотношение $N_0'/N_m \sim (2 - 3) \cdot 10^{-3}$. Соответственно, *рассеяние на метагалактических КЛ оптических фотонов ФКИ в эпоху их формирования при $z \sim 1 - 2$ может вносить вклад в рентгеновское ФКИ до 0,3%*.

Заметный вклад рассеяния фотонов ФКИ на метагалактических КЛ в рентгеновское ФКИ также не подтверждает их *спектральный индекс*. Так, интегральный спектр протонной компоненты КЛ ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$) в диапазоне энергий $10 - 10^6 \text{ ГэВ}$ описывается степенной функцией $E^{-\gamma}$ с показателем степени $\gamma \sim 1,7$ [12, с. 313]. Спектр интенсивности рентгеновского и γ -излучения ($\text{нм}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$) в диапазоне $30 \text{ кэВ} - 3 \text{ МэВ}$ имеет спектральный индекс $\gamma \sim 0,6$ (рис. 1). С учетом зависимости $E (\text{ГэВ}) \sim 1/\lambda (\text{нм}^{-1})$ он соответствует интегральному спектральному индексу $\gamma\gamma \sim 1,6$, сравнимому с $\gamma \sim 1,7$ для протонов КЛ.

Вместе с тем, *спектральные индексы электронной и протонной компонент КЛ отличаются на $\gamma_e - \gamma \approx 1,3$* . Энергетический спектр электронной компоненты КЛ ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$) в области энергий $E \geq 10 \text{ ГэВ}$ падает $\sim 1/E^3$ [7, с. 1174], чему соответствует спектральный индекс $\gamma_e \sim 3$. Разница спектральных индексов электронной компоненты КЛ с энергией $10 - 10^3 \text{ ГэВ}$ и ФКИ в диапазоне $30 \text{ кэВ} - 3 \text{ МэВ}$ достигает $\Delta\gamma = \gamma_e - \gamma\gamma \approx 1,4$. Тем самым, с ростом энергии поток электронной компоненты КЛ спадает более чем на порядок быстрее, чем поток квантов ФКИ, который может формировать рассеяние на электронах оптических фотонов ФКИ. Соответственно, ФКИ в жестком рентгеновском диапазоне имеет иной генезис (§ 3).

2. Вклад вспыхивающих красных карликов в гало и короне галактики в мягкий рентгеновский космический фон

Мягкий рентгеновский космический фон с энергией < 1 кэВ имеет плотность энергии $10^{-5} - 10^{-4}$ эВ/см³ [6, с. 336]; [7, с. 1228]. При этом в спектре интенсивности ФКИ в мягком рентгеновском диапазоне наблюдается подъем в области 0,3 кэВ с плотностью энергии $\epsilon_{\gamma} \sim 4 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ [1] (рис. 1).

Данный экстремум может быть обусловлен тормозным излучением горячего газа в короне нашей галактики. Так, температура газа в коронах галактик $(5 - 10) \cdot 10^6$ К [4, с. 81]. Средняя температура межгалактического газа согласно эффекту Зельдовича-Сюняева $T \sim 2 \cdot 10^6$ К [13] соответствует энергии теплового излучения $E_{\gamma} = 3kT/2 \approx 0,3$ кэВ. По данным обсерватории Спектр РГ (2020) горячий межгалактический газ в диапазоне 0,3 – 0,6 кэВ формирует достаточно однородное излучение, близкое к изотропному.

За счет излучения горячий газ остывает. Вместе с тем, эффект Зельдовича-Сюняева указывает на то, что средняя температура электронов в горячем межгалактическом газе в эпоху $0 < z < 1$ возрастает втрое, с $7 \cdot 10^5$ К в эпоху $z \sim 1$ до $2 \cdot 10^6$ К в настоящее время [13]. Тем самым, *существует источник разогрева горячего межгалактического газа.*

Расчеты показывают, что соответствующая энергия может излучаться вспыхивающими красными карликами (КК) в гало (короне) галактики, если они входят в двойные системы. Напомним, что значительная часть рентгеновского космического фона связывается с суммарным излучением неразрешенных слабых внегалактических источников [5, с. 342].

Для сферической периферии (гало) галактики характерны старые звезды массой $\leq 0,85 M_{\odot}$ [2, с. 387]. Данные микролинзирования в направлении звезд в Магеллановых облаках показали, что доля КК сравнимой средней массой $\sim 0,5 M_{\odot}$, пересекших траекторию световых лучей звезд на удалении ≤ 50 кпк, достигает 20% массы данной области [14]. По другим данным, массовая доля КК $\leq 8\%$ [15]; $\leq 6\%$ [16] при среднем весовом вкладе КК в массу гало (короны) галактики $\delta d \sim 11 \pm 6\%$ [20].

КК являются источником *рентгеновского* излучения, которое в быстро вращающихся звездах заключает до $\leq 10\%$ излучаемой энергии [3, с. 489]. Наибольший выброс энергии происходит у вспыхивающих КК массой 0,06 – 0,6 M_{\odot} [2, с. 349]. Суммарная энергия вспышек КК достигает $\delta \gamma \leq 1\%$ стационарного излучения фотосферы звезд, причем энергия всплесков в рентгеновском и оптическом диапазоне сравнима [2, с. 349]. В рентгеновском диапазоне также излучают *коричневые (темные) карлики* (ТК) [17]; [18].

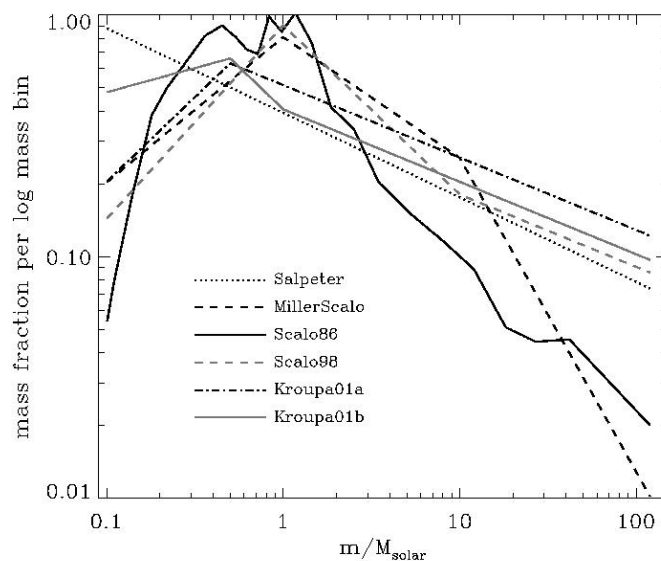


Рис. 2. Распределение рождающихся звезд по массам

Абсолютный максимум вспышечной активности приходится на звезды спектрального класса К [2, с. 350], к которым относятся КК массой 0,5 – 0,8 M_{\odot} , включая вспыхивающие КК массой $\leq 0,6 M_{\odot}$ [2, с. 349]. Вклад во вспышечную активность звезд меньшей массы $< 0,6 M_{\odot}$, включая ТК массой $< 0,1 M_{\odot}$ не существен. Так, светимость звезд резко падает со снижением массы $L \sim M^3$ [3, с. 68]. Если у КК массой 0,1 – 0,8 M_{\odot} светимость $10^{-3} - 0,4 L_{\odot}$ [3, с. 489], то вспыхивающие КК массой $M_d \sim 0,6 M_{\odot}$ [2, с. 349] имеют светимость $\delta d \sim 0,13 L_{\odot}$.

Распределение карликовых звезд по массам точно неизвестно. Для звезд массой 0,08 – 0,5 M_{\odot} для функции Солпитера согласно Крупе вероятен параметр $\alpha \sim 1,3$ [19] (рис. 2), т.е. КК могут быть распределены по массам достаточно равномерно.

При достаточно равномерном распределении КК по массам, вспыхивающие КК массой $M_d \sim 0,6 M_{\odot}$ могут составлять $\Delta \sim 10\%$ суммарной массы КК. При $\delta\gamma \leq 1\%$ [2, с. 349] средняя светимость вспыхивающих КК в рентгеновском диапазоне $L_{d\gamma} = \delta d \delta\gamma \Delta L_{\odot} \approx 10^{-3} L_{\odot}$.

Вспыхивающие карлики излучают кванты в оптическом, УФ и мягком рентгеновском диапазоне [2, с. 349]. Например, при вспышке LP 944-20 наблюдались кванты с энергией 0,1 – 4 кэВ [17]. Вспыхивающие карлики в скоплении Туманность Ориона излучают мягкие рентгеновские кванты с энергией в диапазоне 0,5 – 8 кэВ [18].

Расчеты показывают, что межгалактический газ может подогревать звездный ветер, формируемый вспышками вспыхивающих КК в гало и коронах галактик. Так, при вспышках КК с энергией $\leq 10^{36}$ эрг [2, с. 349] происходит колоссальный выброс энергии. Для сравнения, при вспышках на Солнце выброс энергии $(1 - 3) \cdot 10^{32}$ эрг, что почти на 4 порядка меньше. Вспышки на Солнце формируют сильный солнечный ветер, достигающий скорости $v \leq 1000$ км/с [2, с. 350] при энергии протонов $E_p = m_p v^2 / 2 \leq 0,5$ кэВ.

Оценим плотность энергии рентгеновского излучения вспыхивающих КК, составляющих часть скрытой массы гало (короны) галактики. Объем гало (короны) $V = 4\pi R^3 / 3$; время распространения в ней излучения $t = R/c$, т.е. плотность его энергии $\epsilon_0 \approx NdL_{d\gamma}t/V$ составит:

$$\epsilon_0 \approx 3NdL_{d\gamma}/4\pi cR^2 \quad (6),$$

где R – радиус гало (короны) галактики; $L_{d\gamma}$ – светимость вспыхивающих КК в рентгеновском диапазоне; Nd – число КК в гало (короне) галактики.

Оценим число КК в гало (короне) галактики:

$$Nd = \delta dM/M_d \quad (7),$$

где M – масса гало (короны) галактики; M_d – средняя масса КК; δd – массовая доля КК в короне галактики.

По совокупности данных микролинзирования в направлении звезд в Магеллановых облаках весовой вклад КК в массу гало (короны) галактики $\delta d \sim 0,1$ [20]. При средней массе КК $M_d \sim 0,5 M_{\odot}$ [14] и массе короны нашей галактики $M_{kg} = 1,1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ [7, с. 1215] число КК в короне нашей галактики $Nd = \delta d M_{kg} / M_d \approx (2 \pm 1) \cdot 10^{11}$. Для сравнения, наша галактика может содержать сравнимое число КК $\sim 3 \cdot 10^{11}$ [3, с. 489].

Согласно предыдущей оценке средняя рентгеновская светимость КК $L_{d\gamma} = \delta d \delta\gamma \Delta L_{\odot} \sim 10^{-3} L_{\odot}$. При радиусе короны нашей галактик $R_{kg} \sim 75$ кпк [7, с. 1215] плотность энергии рентгеновского излучения вспыхивающих КК в короне нашей галактики $\epsilon_{\gamma k} \approx (2 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ эВ/см³.

Масса гало нашей галактики $M_{gg} \sim 1,2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ [7, с. 1215]. Число КК в нем $Nd = \delta d M_{gg} / M_d \approx (2 \pm 1) \cdot 10^9$. Радиус сферического гало нашей галактики $R_{gg} \sim 15$ кпк [2, с. 387]. Плотность энергии рентгеновского излучения вспыхивающих КК в гало $\epsilon_{\gamma g} \approx (5 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}$ эВ/см³.

Согласно (6) суммарная плотность энергии рентгеновского излучения вспыхивающих красных карликов в гало и короне нашей галактики $\epsilon_0 = \epsilon_{\gamma k} + \epsilon_{\gamma g} \approx (2,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$ эВ/см³.

Данная оценка сравнима с плотностью энергии $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ в области 0,3 кэВ в спектре интенсивности ФКИ [1] (рис. 1), что указывает на весомый вклад вспыхивающих КК в ФКИ в этой области. Тем самым, *вспыхивающие красные карлики в гало и коронах галактик при вспышках могут формировать звездный ветер, вносящий вклад в подогрев коронального газа, излучающего в мягком рентгеновском диапазоне.*

Напомним, что интенсивность рентгеновского излучения КК наиболее высока в быстро вращающихся звездах, в которых она включает до $\delta v \leq 10\%$ излучаемой энергии. При этом быстрое вращение свойственно молодым звездам, а также звездам, входящим в *тесные двойные системы* (ТДС) [3, с. 489]. ТДС, в которых расстояние между звездами $\sim 10^3 R_{\odot}$, возникают в процессе эволюции звездных скоплений, в том числе при неупругих столкновениях звезд. В ТДС спутником маломассивных звезд (карликов) становится далеко проэволюционировавшая звезда, например, нейтронная [6, с. 108].

Концепция *массивных астрофизических космических объектов гало* (МАСНО) связывает скрытую массу гало (корон) галактик, в том числе с *нейтронными звездами* (НЗ). Оценим энергию вспышки КК, выделяющуюся при аккреции *протуберанца* массой $m \approx \rho d^3$ на НЗ в ТДС:

$$W \approx \eta \rho d^3 c^2 \quad (8),$$

где ρ – плотность протуберанца; d – его масштаб; η – гравитационное красное смещение нейтронной звезды.

Концентрация газа в протуберанцах при вспышках на Солнце $n \sim 10^{11} - 10^{12}$ см⁻³ [5, с. 598] соответствует его плотности $\rho = n m_p \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ г/см³, что приближается к плотности солнечной хромосферы $\sim 3 \cdot 10^{-12}$ г/см³ [5, с. 590]. Ширина и длина протуберанца $d \sim 10^7$ м [7, с. 1200]. При $\eta \sim 0,3$ [2, с. 407] энергия вспышки КК при аккреции протуберанца на НЗ $W \leq 10^{36}$ эрг, что сравнимо с *энергией вспышек КК* $\leq 10^{36}$ эрг [2, с. 349].

Длительность вспышки КК, с одной стороны, ограничивает время пролета НЗ сквозь протуберанец, увлекаемый ее гравитацией: $t \geq d/v \approx 10$ с при $v \sim 10^6$ м/с (11). С другой стороны, его ограничивает время движения НЗ вблизи поверхности КК, движущегося в противоположном направлении $t \leq R_k/2v \sim 100$ с. Так, наиболее активные вспыхивающие КК спектрального класса К массой 0,5 – 0,6 M_{\odot} имеют радиус $R_k \sim 0,6 R_{\odot}$ [2, с. 349-350]. Данный диапазон $t \sim 10 - 100$ с сравним с длительностью вспышек КК, достигающей в области пика несколько десятков секунд [2, с. 349].

Из соотношения долей рентгеновского излучения вспыхивающих и быстро вращающихся КК $\delta v/\delta \gamma$ можно оценить вклад быстро вращающихся КК в ТДС в гало (короне) нашей галактики в рентгеновское ФКИ:

$$\epsilon \gamma \approx \epsilon_0 \Delta \delta v/\delta \gamma \quad (9),$$

где ϵ_0 – плотность энергии рентгеновского излучения вспыхивающих КК в гало (короне) галактики; Δ – доля звезд в тесных двойных системах.

В быстро вращающихся КК доля рентгеновского излучения $\delta v \leq 10\%$ в $\delta v/\delta \gamma \sim 10$ раз выше, чем у вспыхивающих КК $\delta \gamma \leq 1\%$ [3, с. 489]. Около $\Delta \sim 40\%$ всех двойных звезд являются ТДС [6, с. 108]. При этом большинство звезд галактики входит в состав двойных звезд, кратных систем и шаровых скоплений [2, с. 387]. Если сравнимые пропорции соблюдаются в гало и короне галактики, доля КК в ТДС в них $\Delta \sim 40\%$. При $\epsilon_0 \sim (2,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ по оценке (6), согласно соотношению (9) плотность энергии рентгеновского излучения *быстро вращающихся красных карликов в гало (короне) галактики* $\epsilon \gamma \approx (4 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ эВ/см³.

Данная оценка сравнима с плотностью энергии $4 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ в спектре ФКИ в области 0,3 кэВ [1] (рис. 1). Тем самым, *основной вклад в мягкий рентгеновский фон могут вносить быстро вращающиеся красные карлики в тесных двойных системах в гало (короне) галактики.*

На основе плотности энергии рентгеновского фона $\epsilon \gamma$ из формулы (6) следует оценка рентгеновской светимости короны нашей галактики:

$$L_{\gamma} \approx 4\pi\epsilon\gamma R_{\text{КГ}}^2/3 \quad (10).$$

При плотности энергии $\epsilon\gamma \sim 4 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ в области 0,3 кэВ [1] светимость короны нашей галактики в мягком рентгеновском диапазоне $L_{\gamma} \approx 4 \cdot 10^{41}$ эрг/с.

При суммарной плотности энергии рентгеновского ФКИ $\epsilon\gamma \sim 10^{-4}$ эВ/см³ [6, с. 336]; [7, с. 1228] светимость короны нашей галактики в рентгеновском диапазоне $L_{\gamma} \approx 10^{42}$ эрг/с.

Действительно, по ряду оценок, в том числе на основе скорости охлаждения горячего коронального газа за счет тормозного излучения, энерговыделение в короне нашей галактики может достигать $\sim 10^{42}$ эрг/с [8].

Наша галактика содержит $N_s \sim 10^{11}$ звезд [2, с. 386]. Ее светимость $L_{\text{Г}} = N_s L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{44}$ эрг/с. Рентгеновская светимость короны может достигать $L_{\gamma}/L_{\text{Г}} \approx 10^{-3}$ светимости галактики в оптическом диапазоне. Для сравнения, рентгеновская светимость нормальной спиральной галактики $\sim 10^{-4}$ ее светимости в оптическом диапазоне [2, с. 390], что на порядок меньше.

3. Вклад γ -всплесков в жесткий рентгеновский космический фон

В спектре ФКИ в жестком рентгеновском и γ -диапазоне наблюдается подъем в области 30 кэВ с плотностью энергии $\epsilon\gamma \sim 2 \cdot 10^{-5}$ эВ/см³ [1] (рис. 1). Согласно формуле (10) светимость короны нашей галактики в жестком рентгеновском диапазоне $L_{\gamma} \approx 2 \cdot 10^{41}$ эрг/с.

Данную область спектра ФКИ могут формировать γ -всплески в гало и короне галактики, что подтверждает излом в области 0,4 МэВ, присущий ФКИ и γ -всплескам [20], а также близость спектральных индексов ФКИ и γ -всплесков в диапазоне 10 кэВ – 3 МэВ.

Так, в спектре ФКИ на частоте $\nu \sim 10^{20}$ Гц при энергии γ -квантов $E_{\gamma} = h\nu \approx 0,4$ МэВ замечен излом (рис. 1). Излом в области 0,4 МэВ проявляется и в энергетическом спектре части γ -всплесков, связываемый с аннигиляцией электрон-позитронных пар, испытывающих сильное красное смещение в гравитационном поле нейтронных звезд [2, с. 407] (спектр *в* на рис. 3).

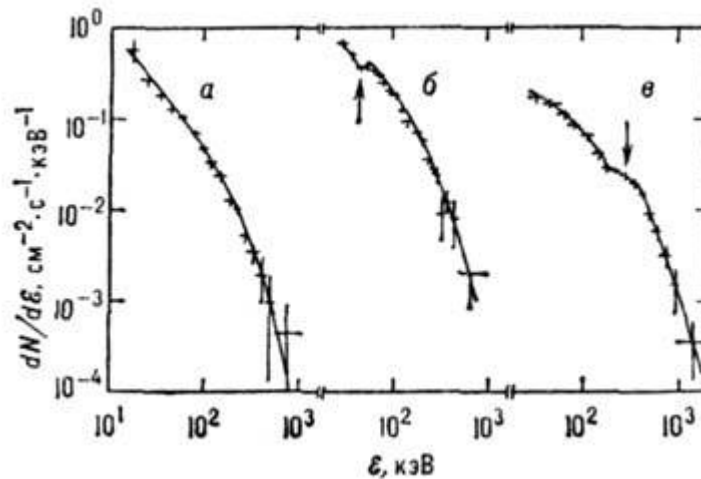


Рис. 3. Энергетические спектры γ -всплесков

Спектральный индекс дифференциального энергетического спектра (кэВ⁻¹·с⁻¹·см⁻²) γ -всплесков в диапазоне $10^2 - 10^3$ кэВ составляет $\gamma\gamma \sim 2,5$ (рис. 3). У спектра интенсивности ФКИ (нм⁻¹·с⁻¹·см⁻²) в области 30 кэВ – 3 МэВ спектральный индекс $\gamma \sim 0,5$ (рис. 1) при сравнимом индексе $\gamma \sim 2,5$ для дифференциального энергетического спектра (кэВ⁻¹·с⁻¹·см⁻²).

Спектральный индекс γ -всплесков в рентгеновском диапазоне $10 - 10^2$ кэВ $\gamma\gamma \sim 1 - 1,5$ (рис. 3), что заметно меньше, чем в γ -диапазоне. У ФКИ в рентгеновской области $1 - 30$ кэВ соответствующий спектральный индекс $\gamma \sim 1,5$ (рис. 1), что сравнимо по величине.

Интегральный энергетический спектр ($\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$) многих рентгеновских пульсаров в области ≥ 30 кэВ имеет завал [5, с. 359] (рис. 4), что согласуется со сменой спектрального индекса ФКИ в области 30 кэВ, проявляющейся в изломе соответствующего рентгеновского спектра (рис. 1). Приведенные выше факты дают основания полагать, что *фоновое космическое излучение в рентгеновском и γ -диапазоне 1 кэВ – 3 МэВ формируют γ -всплески в гало и короне галактики.*

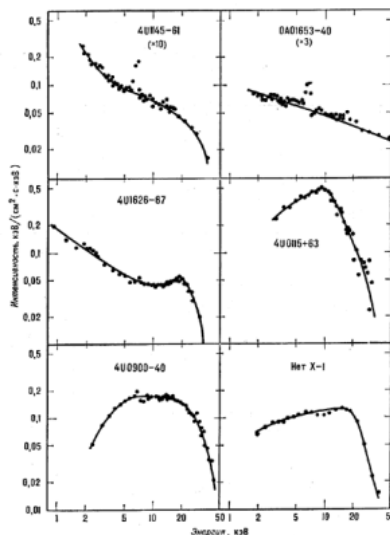


Рис. 4. Энергетические спектры рентгеновских пульсаров

Спектральный индекс метагалактического изотропного γ -излучения (МИГИ) меняется при энергии ~ 3 МэВ (рис. 1), что объясняется вкладом излучения объектов более ранней эпохи [2, с. 406]. Так, ввиду слабого рассеяния γ -излучения межзвездной и межгалактической средой источники γ -излучения видны на расстояниях до $z < 100$ [2, с. 404]. Источником МИГИ могут являться рентгеновские пульсары в двойных системах, чье излучение, наряду с излучением породивших их сверхгигантов, ионизовало водород в период вторичного разогрева газа [20], произошедшего при формировании галактик в эпоху $z \sim 17$ [21].

Обнаружена корреляция между γ -лучами с энергией 1 – 10 ГэВ и распределением скрытой массы, проявляющейся в линзировании. Данное γ -излучение имеет спектральный индекс $1,8 \pm 0,2$ [22]. Сравнимой энергией 1 – 10 ГэВ и спектральным индексом в области максимальной плотности потока обладают КЛ, индикатором которых служит γ -излучение, возникающее за счет распада пионов, образующихся при столкновении КЛ с частицами межгалактического газа [20]. Тем самым, носители скрытой массы генерируют КЛ и (или) удерживают их своим магнитным полем.

Напомним, что концепция МАСНО связывает скрытую массу гало (корон) галактик, в том числе с НЗ. НЗ в ТДС проявляют себя в качестве пульсаров, являющихся источниками излучения в рентгеновском и γ -диапазоне [5, с. 180]. Присутствие старых НЗ (в виде неразрешенных объектов) в коронах галактик подтверждает целый ряд других наблюдаемых эффектов (§ 6).

Так, до половины НЗ генерируют γ -всплески [4, с. 280]. Источником γ -всплесков с энергией $\leq 10^{40}$ эрг являются НЗ за пределами диска галактики [2, с. 407], где также располагаются транзиенты и барстеры – источники импульсного рентгеновского излучения с энергией $\leq 10^{39}$ эрг, которое повторяется с интервалом от нескольких минут до несколько десятков часов, связываемое с аккрецией вещества КК на НЗ в ТДС и шаровых скоплениях [2, с. 181-182].

Интервал между γ -всплесками оценивается в $> 10 - 100$ лет, что существенно выше. При этом допускается, что формирующие γ -всплески НЗ входят в двойные системы [2, с. 407]. Оценки показывают, что γ -всплески могут формироваться за счет аккреции на НЗ вещества

КК, движущихся по вытянутым орбитам. Исходя из высокой энергии γ -всплесков, их могут формировать *НЗ пролетающие вблизи поверхности КК, или сквозь него*.

Так, НЗ может находиться внутри обычной звезды, излучая с критической (эддингтоновской) светимостью $L_c \sim 10^{38}$ эрг/с [2, с. 34]. При этом максимальный поток аккрецирующего вещества на рентгеновский пульсар может достигать $J = 10^{-6} - 10^{-5}$ M_\odot /год, так что за $10^5 - 10^6$ лет на него выпадет вещество массой $\sim M_\odot$ [5, с. 361].

Для сравнения, время пролета НЗ вблизи поверхности движущегося в противоположном направлении КК может составлять $t \sim R_k/2v \approx 1,5 \cdot 10^2$ с при $v \sim 1,3 \cdot 10^6$ м/с (11), что сравнимо с длительностью протяженных γ -всплесков, достигающей несколько сотен секунд [2, с. 407]. За это время на НЗ выпадет вещество массой $Jt \approx 10^{-10}$ M_\odot , что заметно не затормозит звезды. Период повторения γ -всплесков $\tau > 10 - 100$ лет [2, с. 407], т.е. для выпадения на НЗ вещества массой $m \geq 0,1$ M_\odot , способного затормозить КК, потребуется время $T = m\tau/Jt > 10^{10} - 10^{11}$ лет, что превышает возраст галактик $\sim 10^{10}$ лет.

Так, вторая космическая скорость для системы НЗ – КК относительно центра масс на удалении, сравнимом с радиусом КК:

$$v = [2G(M + m)/R_k]^{1/2} \quad (11),$$

где G – гравитационная постоянная; M – масса НЗ; m – масса КК; R_k – радиус КК.

Типичная масса НЗ $M \sim 1,5 M_\odot$ [3, с. 69]. Более легкие КК массой $m \sim 0,1 - 0,8 M_\odot$ имеют радиус $R_k \sim 0,1 - 0,9 R_\odot$ [3, с. 489]. При средней массе КК $m \sim 0,5 M_\odot$ [15] радиусом $R_k \sim 0,5 R_\odot$ искомая скорость $v \approx 1,3 \cdot 10^6$ м/с.

Энерговыделение за счет аккреции при пролете НЗ сквозь КК:

$$W \approx \eta L_c t \quad (12).$$

Гравитационное красное смещение при γ -всплесках $\eta \sim 0,3$ [2, с. 407]. При $L_c \sim 10^{38}$ эрг/с [2, с. 34]; $t \leq 10^2$ с [2, с. 407] энерговыделение НЗ $W \leq 10^{40}$ эрг, что согласуется с наблюдаемой энергией γ -всплесков $\leq 10^{40}$ эрг [2, с. 407].

4. Вклад в рентгеновский космический фон излучения газа ударных волн, образуемых при динамическом торможении карликовых галактик в коронах более крупных

В короне нашей галактики и ее окрестности обнаружены три десятка карликовых галактик и шаровых скоплений Местной группы [7, с. 1224]. Ультрадиффузные карликовые галактики, имеющие низкую поверхностную яркость, трудно обнаружимы оптическими методами. По ряду оценок корона нашей галактики может содержать несколько сотен тусклых карликовых галактик массой $\sim 10^8 M_\odot$ [26]; [27]. Так, около скоплений галактик крупных и средних размеров линзирование выявляет сгустки так называемой «холодной темной материи» массой $10^6 - 10^9 M_\odot$ [25], сравнимой с массой карликовых галактик $10^6 - 10^9 M_\odot$ [2, с. 389] и шаровых скоплений массой $10^4 - 10^6 M_\odot$ [3, с. 65].

Столкновение галактик сопровождается разогревом межзвездного газа ударной волной. Так, при столкновении двух скоплений галактик в кластере 1E0657-558 (Пуля) их звездный компонент вместе со скрытой массой и излучающий в рентгеновском диапазоне газ пространственно разделяются [29]. При этом карликовые галактики – спутники, обращающиеся в коронах более крупных, формируют звездные потоки. Например, вследствие взаимодействия с веществом короны нашей галактики менее крупная галактика Магеллановы облака вытянулась, образуя Магелланов поток.

Магелланов поток имеет градиент скорости: 700 км/с в голове до 390 км/с в хвосте. Данные скорости превышают скорость вращения галактики, что указывает на некруговую орбиту движения [30]. Карликовые галактики, пролетая сквозь короны более крупных, могут тормозиться средой за счет динамического торможения, разогревая корональный газ [1]. В ходе данного процесса газ разогреется до температуры:

$$T = m_p v^2 / 2k \quad (13),$$

где k – постоянная Больцмана; m_p – масса протона; v – скорость карликовых галактик.

Галактики S82-DG-1 и NGC 1211 в соседнем войде имеют скорость ~ 1000 км/с [28]. Сравнимые среднеквадратичные скорости (1000 – 2000 км/с) характерны для галактик, входящих в богатые скопления большой массы [5, с. 545]. За счет динамического торможения средней скоростью карликовых галактик в коронах более крупных может быть меньше. Например, скорость Магелланова потока $v \sim 400 - 700$ км/с [30]. Если карликовые галактики движутся в коронах более крупных со сравнимой современной скоростью, согласно формуле (13) *галактики – спутники могут разогреть ударной волной корональный газ до температуры $T \approx (1 - 3) \cdot 10^7$ К.*

Оценка (13) сравнима со средней температурой межгалактического газа $T \sim 2 \cdot 10^6$ К согласно эффекту Зельдовича-Сюняева [13].

Оценим светимость межгалактического газа в короне галактики в ходе данного процесса $L_\gamma = W/t$ исходя из кинетической энергии газа в карликовых галактиках спутниках $W = M_k \delta g \Omega d v^2 / 2 \Omega c$ и времени их оседания в коронах более крупных галактик:

$$L_\gamma = M_k \delta g \Omega d v^2 / 2 t \Omega c \quad (14),$$

где M_k – масса короны галактики; t – период оседания карликовых галактик; v – их скорость; δg – доля в них газа; Ωc – массовая доля скрытой массы; Ωd – массовая доля КК в гало (короне) галактики.

Карликовые галактики могли начать оседать в коронах более крупных в эпоху $z \sim 1$ (§ 5). В модели однородной нестационарной Вселенной критической плотности ее возраст определяет красное смещение:

$$T_B = T_0 / (z + 1)^{3/2} \quad (15),$$

где T_0 – возраст современной Вселенной.

При современном возрасте Вселенной $T_0 \sim 1,38 \cdot 10^{10}$ лет [31] ее возраст в эпоху $z \sim 1$ составлял $T_B \sim 5 \cdot 10^9$. Тем самым, период оседания карликовых галактик в коронах более крупных $t = T_0 - T_B \approx 9 \cdot 10^9$ лет.

Основная часть галактик – спиральные S галактики со средней долей газа $\delta g \sim 5\%$ [7, с. 1223]. Масса короны нашей галактики $M_k = 1,1 \cdot 10^{12} M_\odot$ [7, с. 1215], что на порядок выше массы звезд $\sim 10^{11} M_\odot$ [2, с. 386]. При $\Omega c \sim 0,26$ [31]; $\Omega d \sim 0,03$ [20] и скорости галактик – спутников $v \sim 400 - 700$ км/с [30] согласно формуле (14) *светимость газа в короне нашей галактики за счет торможения галактик – спутников $L_\gamma \approx (0,5 - 1,5) \cdot 10^{41}$ эрг/с.*

Оценка (14) в несколько раз ниже светимости короны нашей галактики в мягком рентгеновском диапазоне $4 \cdot 10^{41}$ эрг/с (10), которую может обеспечить излучение КК в ТДС в гало (короне) галактики (§ 2). Тем самым, *вклад излучения вспыхивающих красных карликов в рентгеновский космический фон может преобладать.*

5. Период оседания карликовых галактик в коронах более крупных

Эффект Зельдовича-Сюняева указывает на то, что в ореолах скрытой массы (темной материи) средняя температура электронов возрастает втрое, с $7 \cdot 10^5$ К в эпоху $z \sim 1$ до $2 \cdot 10^6$ К в настоящее время [13]. Вероятно, начиная с эпохи $z \sim 1$ часть карликовых галактик и шаровых скоплений начала оседать в коронах более крупных, способствуя разогреву коронального газа на основе ранее рассмотренных механизмов (§ 2; 4).

В ходе данного процесса крупные (в том числе гигантские) галактики за счет гравитационного притяжения более мелких галактик могли сформировать скопления. Так, *скопления галактик* наблюдаются вплоть до красных смещений $z \approx 1$ [5, с. 545], что согласуется с эпохой разогрева коронального газа согласно эффекту Зельдовича-Сюняева.

Формирование значительного числа мелких галактик могло произойти за счет *коллапса межгалактического газа* в эпоху $z \sim 1$, охлаждающегося за счет излучения и расширения после разделения корон молодых галактик [20]. Так, обнаружено значительное число карликовых галактик, что позволяет полагать, что они являются источником ФКИ в оптической области [10]. Напомним, что видимое излучение звезд типа Солнца с максимумом в области энергетического спектра $\lambda_0 \sim 0,45$ мкм из-за красного смещения к современному периоду сместится в ИК диапазон в область пика на длине волны $\lambda_{\text{ИК}} \sim 1$ мкм (§ 1), если оно формировалось в эпоху $z_0 = \lambda_{\text{ИК}}/\lambda_0 - 1 \approx 1,2$, что удовлетворяет условию $z_0 > z$, где $z \sim 1$ соответствует эпохе оседания карликовых галактик и шаровых скоплений в коронах более крупных.

6. Присутствие старых нейтронных звезд в гало и коронах галактик

Напомним, что присутствие в гало (коронах) галактик НЗ в двойных (кратных) системах с КК (в виде неразрешенных объектов) объясняет рентгеновский фон, относящийся к диапазону γ -всплесков, на что указывает близость спектральных индексов ФКИ и γ -всплесков, а также излом в области 0,4 МэВ, присущий как ФКИ, так и части γ -всплесков (§ 3).

Наличие в коронах галактик старых НЗ в двойных (кратных) системах с КК объясняет наблюдаемую корреляцию в распределении γ -лучей и скрытой массы [20], а также разогрев коронального газа (§ 3), равно как и его удержание *магнитным полем* НЗ (сравнимым с магнитным полем белых карликов) [23]. В отличие от изолированных пульсаров, старые НЗ в двойных системах поддерживают магнитное поле за счет аккреции. Вмораживаясь в магнитное поле НЗ, аккрецирующая плазма передает ей свой момент количества движения, ускоряя ее вращение [5, с. 361].

Активизация старых НЗ в коронах галактик при аккреции вещества джетов, выбрасываемых их активными ядрами, может объяснять *радиоизлучение* корон радиогалактик [23].

Наблюдаемые свойства «самовзаимодействующей темной материи» (SIDM) указывают на то, что *скрытая масса выталкивается из внутренних областей галактик во внешние* [32], что объяснимо рядом факторов.

Во-первых, мощные взрывы сверхновых I типа могут ускорять соседние пульсары (в том числе в двойных системах) до скорости ~ 1000 км/с, как у PSR J0002+6216 [24] и PSR B1509-58 по данным обсерватории Спектр РГ (2019). Ускорение пульсаров может происходить за счет рассеяния их магнитосферами ионизованного газа во фронтах ударных волн радиусом $\leq 2,5$ пк [23]. Расстояние между звездами в диске сравнимо $r = 1/nz^{1/3} \approx 2$ пк при их концентрации $nz \sim 1$ звезда на 8 пк^3 в окрестности Солнца [2, с. 387]. Дрейфуя через межзвездный газ, пульсар образует ударную волну [24], т.е. из-за динамического торможения средой дрейфующие пульсары могут оседать в гало и коронах галактик [23].

Во-вторых, перемещению пульсаров в короны молодых галактик мог способствовать галактический ветер [1]; [23]. Так, всплеск звездообразования образует галактический ветер, достигающий корон галактик [4, с. 86], чем объясняется присутствие в них тяжелых элементов [4, с. 81]. Например, всплеск звездообразования в галактике SDSS J211824.06+001729.4 выбросил галактический ветер на высоту $\sim 0,1$ Мпк, так что он охватил ее корону, достигнув скорости ~ 1500 км/с [33], что выше скорости упомянутых выше дрейфующих пульсаров PSR J0002+621 и PSR B1509-58.

В-третьих, пульсары могут взаимно отталкиваться за счет давления излучаемых ими космических (субкосмических) лучей, рассеиваемых их магнитосферами, способствуя дрейфу НЗ из галактик [23].

Отметим, что вероятность микролинзирования НЗ меньше, чем более многочисленных КК при их сопоставимой массовой доле в короне галактики [20]. Микролинзирующие события, связанные с КК, достаточно редки: 13 – 17 за 5,7 лет наблюдений [14]. Масса НЗ $M \sim 1,5 M_{\odot}$ в $M/m \sim 2 - 15$ раз выше массы КК $m \sim 0,1 - 0,8 M_{\odot}$. Кроме того, в исследованиях микролинзирования [14-16] скорость объектов МАСНО полагается сравнимой с дисперсией остаточных скоростей звезд 100 – 150 км/с, движущихся в гало по вытянутым орбитам [2, с. 387].

Однако из-за торможения дрейфующих НЗ средой их остаточная скорость в гало (короне) галактики мала, т.е. они реже пересекут траекторию лучей звезд [23].

Литература

1. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
2. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
3. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
4. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
5. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
6. А.М. Прохоров и др. Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
7. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
8. Поройков С.Ю. Характеристики межгалактической среды в войдах и филаментах // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2020. – Т. 5. – № 2. – С. 32-50.
9. A.M. Swinbank, D. Sobral, Ian Smail, J.E. Geach, P.N. Best, I.G. McCarthy, R.A. Crain, T. Theuns. The properties of the star-forming interstellar medium at $z = 0.84\text{--}2.23$ from HiZELS: mapping the internal dynamics and metallicity gradients in high-redshift disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – V. 426. – Is. 2. – P. 935-950.
10. C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock. The evolution of galaxy number density at $Z < 8$ and its implications // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – V. 830:83. – № 2. – 17pp.
11. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2001 – V. 39. – P. 249-307.
12. А.М. Прохоров и др. Физический энциклопедический словарь. – Москва: Советская энциклопедия. – 1983.
13. Yi-Kuan Chiang, Ryu Makiya, Brice Ménard, Eiichiro Komatsu. The Cosmic Thermal History Probed by Sunyaev–Zeldovich Effect Tomography // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 902:56. – № 1. – 12 pp.
14. C. Alcock, et al. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – V. 542. – № 1. – P. 281-307.
15. P. Tisserand, et al. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds // *Astronomy & Astrophysics*. – 2007. – V. 469. – № 2. – P. 387-404.
16. L. Wyrzykowski, et al. The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds – IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – V. 416. – Is. 4. – P. 2949-2961.
17. R.E. Rutledge, G. Basri, E.L. Martín, L. Bildsten. Chandra Detection of an X-Ray Flare from the Brown Dwarf LP 944-20 // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – V. 538. – № 2. – L141-L144.
18. T. Preibisch, M.J. McCaughrean, N. Grosso, E.D. Feigelson, E. Flaccomio, K. Getman, L. A. Hillenbrand, G. Meeus, G. Micela, S. Sciortino. X-Ray Emission from Young Brown Dwarfs in the Orion Nebula Cluster // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2005. – V. 160. – № 2. – P. 582-593.

19. P. Kroupa. On the variation of the initial mass function // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2001. – V. 322. – Is. 2. – P. 231-246.
20. *Поройков С.Ю.* Генезис спектра космического микроволнового фона // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2020. – Т. 5. – № 4. – С. 71-96.
21. J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, N. Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum // *Nature*. – 2018. – V. 555. – P. 67-70.
22. S. Ammazzalorso et al. Detection of Cross-Correlation between Gravitational Lensing and γ Rays // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 124. – Is. 10. – 11 pp.
23. *Поройков С.Ю.* Вклад в скрытую массу нейтронных звезд, рожденных сверхгигантами в яркой фазе молодых галактик // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2020. – Т. 5. – № 1. – С. 36-65.
24. F.K. Schinzel, M. Kerr, U. Rau, S. Bhatnagar, D.A. Frail. The Tail of PSR J0002+6216 and the Supernova Remnant CTB 1 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – V. 876. – № 1. – L17. – 10 pp.
25. D. Gilman, S. Birrer, A. Nierenberg, T. Treu, X. Du, A. Benson. Warm dark matter chills out: constraints on the halo mass function and the free-streaming length of dark matter with eight quadruple-image strong gravitational lenses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – V. 491. – Is. 4. – P. 6077-6101.
26. B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, J. Stadel, P. Tozzi. Dark Matter Substructure within Galactic Halos // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – V. 524. – № 1. – L19-L22.
27. A. Klypin, A.V. Kravtsov, O. Valenzuela, F. Prada. Where Are the Missing Galactic Satellites? // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – V. 522. – № 1. – P. 82-92.
28. J. Román, M.A. Beasley, T. Ruiz-Lara, D. Valls-Gabaud. Discovery of a red ultra-diffuse galaxy in a nearby void based on its globular cluster luminosity function // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – V. 486. – Is. 1. – P. 823-835.
29. D. Clowe, M. Bradač, A.H. Gonzalez, M. Markevitch, S.W. Randall, C. Jones, D. Zaritsky. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter // *The Astrophysical Journal Letters*. 2006. – V. 648. – № 2. – L109-L113.
30. M.E. Putman, L. Staveley-Smith, K.C. Freeman, B.K. Gibson, D.G. Barnes. The Magellanic Stream, High-Velocity Clouds, and the Sculptor Group. *The Astrophysical Journal*. – 2003. – V. 586. – № 1. – P. 170-194.
31. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – V. 594. – A1 – 38 pp.
32. D. Yang, H.-B. Yu, H. An. Self-Interacting Dark Matter and the Origin of Ultradiffuse Galaxies NGC1052-DF2 and -DF4 // *Physical Review Letters*. – 2020. – V. 125. – Is. 11. – 111105.
33. D.S.N. Rupke, et al. A 100-kiloparsec wind feeding the circumgalactic medium of a massive compact galaxy // *Nature*. – 2019. – V. 574. – P. 643-646.