

КОСМИЧЕСКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЖЕЛЕЗА

© 2023 г. Н. Н. Чугай^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Исследуется возможность оценки верхнего предела содержания железа в барионном веществе, при котором фон гамма-излучения от распада изотопа ^{56}Ni , синтезированного во Вселенной до настоящего времени, вступает в противоречие с наблюдаемым гамма-фоном в МэВ-ном диапазоне. Рассчитана яркость гамма-фона от сверхновых SNe Ia и SN II с учетом эффектов рассеяния и поглощения гамма-квантов в оболочках сверхновых. Показано, что модельная яркость гамма-фона не противоречит наблюдаемому гамма-фону в МэВ-ном диапазоне, если содержание железа в барионном веществе составляет менее 15% от солнечного.

Ключевые слова: звезды — сверхновые; сверхновые — нуклеосинтез; внегалактический гамма-фон.

DOI: 10.31857/S0320010823050017, EDN: CVPHMS

ВВЕДЕНИЕ

Подавляющая доля железа (92%) приходится на изотоп ^{56}Fe , который синтезируется при взрывах сверхновых в виде ^{56}Ni . Он превращается в железо через двухступенчатый бета-распад со средними временами жизни: ^{56}Ni (8.8 сут) — ^{56}Co (111.26 сут) — ^{56}Fe (Надѣжин, 1994). Синтез изотопа ^{56}Ni сверхновыми SN II продемонстрирован прямым детектированием гамма-линий распада ^{56}Co в сверхновой SN 1987A орбитальной обсерваторией SMM (Мац и др., 1988) и регистрацией жесткого рентгеновского излучения обсерваторией Квант (Сюняев и др., 1987), а в случае сверхновых SN Ia — прямым детектированием гамма-линий распада ^{56}Co в сверхновой SN 2014J орбитальной обсерваторией INTEGRAL (Чуразов и др., 2014).

Исходя из того, что все железо во Вселенной является продуктом распада ^{56}Ni , выбрасываемого сверхновыми, Клэйтон и Силк (1969) оценили яркость космического диффузного фона, порождаемого гамма-квантами радиоактивного распада, величиной $3.3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, которая оказалась сопоставимой с наблюдаемым диффузным фоном в диапазоне 1 МэВ. Позднее Клэйтон и Ворд (1975) подтвердили этот вывод путем сравнения рассчитанного с измеренным фоном на Apollo 15. При вычислении гамма-фона были использованы плотность вещества во Вселенной и постоянная

Хаббла, значительно отличающиеся от современных, причем предполагалось солнечное содержание железа во всем веществе, что не вполне реалистично.

Последние соображения служат достаточным основанием для того, чтобы вернуться к такого рода анализу и поставить вопрос несколько иначе, можно ли использовать наблюдения гамма-фона в диапазоне 1 МэВ для оценки верхнего предела содержания железа во всем барионном веществе Вселенной? Вопрос весьма интригующий, поскольку ответа на него нет, а между тем он имеет прямое отношение к истории звездообразования и нуклеосинтеза во Вселенной. Подчеркнем, что подобная постановка вопроса отличается от задач вычисления гамма-фона от сверхновых на основе наблюдательной оценки частоты вспышек сверхновых (Руиз-Лапуенте и др., 2001, 2016; Ивабучи, Кумагаи, 2001; Хориучи, Биком, 2010; Лаки и др., 2014).

Попытка ответить на вопрос о верхнем пределе содержания железа в барионном веществе является основной целью данной работы. В общих чертах задача сводится к вычислению гамма-фона от распада ^{56}Ni при заданном современном содержании ^{56}Fe в барионном веществе и заданной зависимости нормированной частоты сверхновых от красного смещения и к последующему сравнению рассчитанного фона с наблюдаемым. Важным отличием нашего исследования от ранних работ (Клэйтон, Силк, 1969; Клэйтон, Вард, 1975), помимо использования современных данных о плотности

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

барионов и постоянной Хаббла, является учет переноса гамма-квантов в оболочках термоядерных сверхновых SN Ia и сверхновых, обусловленных коллапсом ядра SNe II.

Предварительные соображения, необходимые для расчета гамма-фона, в частности относительный вклад SNe Ia и SNe II в синтез железа и зависимость частоты вспышек сверхновых от красного смещения, рассматриваются в следующем разделе. В дальнейшем используются космологические параметры $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.046$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ и $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

СВЕРХНОВЫЕ И СИНТЕЗ ЖЕЛЕЗА

Относительная роль сверхновых SN Ia и SN II

Первая оценка относительной роли SNe Ia и SNe II в синтезе железа предполагала, что почти все железо в Галактике могут обеспечить SNe II (Арнетт и др., 1989). Позднее Тилеманн и др. (2002) пришли к выводу, что вклад SN Ia в современное содержание железа составляет 50–60%. Оценка была получена, исходя из наблюдаемого отношения числа внегалактических сверхновых SN Ia/SN II при массе железа на одну сверхновую SN Ia и SN II, $0.6 M_\odot$ и $0.1 M_\odot$ соответственно.

Можно избрать иной подход к оценке вклада сверхновых, основанный на эволюции содержания железа и кислорода в звездах. Измерение отношения O/Fe в звездах с низкой металличностью, а именно, $[\text{Fe}/\text{H}] \equiv \lg[(\text{Fe}/\text{H})/(\text{Fe}/\text{H})_\odot] \sim -2.6 \dots -2$, показывает плато на диаграмме [O/Fe] vs. [Fe/H] на уровне [O/Fe] ≈ 0.7 (Ситнова, Машонкина, 2018). Поскольку основной вклад в нуклеосинтез на начальной стадии вносят SNe II, то полученное отношение O/Fe для старых звезд означает, что среднее отношение O/Fe на одну SN II превышает солнечное на множитель $A = (\text{O}/\text{Fe})/(\text{O}/\text{Fe})_\odot \approx 5$.

Солнечное отношение (O/Fe) по массе можно выразить через полную массу синтезированного кислорода и железа сверхновыми SN Ia и SN II (M_1 и M_2). В пренебрежении вкладом SN Ia в галактическое содержание кислорода солнечное отношение O/Fe можно записать как

$$\left(\frac{\text{O}}{\text{Fe}}\right)_\odot = \frac{M_1(\text{O}) + M_2(\text{O})}{M_1(\text{Fe}) + M_2(\text{Fe})} \approx \quad (1)$$

$$\approx A \left(\frac{\text{O}}{\text{Fe}}\right)_\odot (1 + \mu_{12})^{-1},$$

где $\mu_{12} = M_1(\text{Fe})/M_2(\text{Fe})$ — относительный вклад сверхновых SN Ia/SN II в синтез железа. Из приведенного соотношения следует интересующая нас

величина $\mu_{12} \approx 4$. Это означает, что к современной эпохе вклад сверхновых SN Ia в синтез железа составил около 80%, а на SNe II приходится остальные 20% синтезированного железа.

Эволюция частоты сверхновых

Для расчета гамма-фона понадобится зависимость нормированной частоты вспышек сверхновых от красного смещения. Частоту вспышек SN II можно полагать пропорциональной темпу звездообразования, поскольку задержка взрыва сверхновой относительно момента рождения массивной звезды ($\geq 9 M_\odot$) мала по сравнению с характерным временем эволюции звездообразования (Мадау, Дикинсон, 2014). Здесь он представлен степенным законом $\psi_0 \propto (t/t_{\text{br}})^q$ с изломом на возрасте $t_{\text{br}} = 3.6 \times 10^9$ лет и степенями $q = 1.2$ и -3.4 при $t < t_{\text{br}}$ и $t > t_{\text{br}}$ соответственно.

Темп вспышек SN Ia связан с темпом звездообразования нетривиальным образом. В парадигме двойственности (двойной белый карлик или белый карлик с нормальным компонентом) эволюция предсверхновых SN Ia может занимать время, сопоставимое с возрастом Вселенной (Тутуков, Юнгельсон, 1994). Частота вспышек SN Ia описывается интегральным преобразованием свертки темпа звездообразования с функцией распределения времени запаздывания взрыва относительно рождения предсверхновой $p(\tau)$. Последние наблюдательные оценки сходятся на аппроксимации $p(\tau) \propto \tau^{-1}$ (Фромайер и др., 2019). Функция $p(\tau)$ отлична от нуля при $\tau > \tau_0$, причем время задержки τ_0 определяется не вполне надежно и может принимать значения в диапазоне от 10^8 лет (Тутуков, Юнгельсон, 1994) до 5×10^8 лет (Юнгельсон, 2010; Кобаяши и др., 2020). В литературе фигурируют и немонотонные представления функции $p(\tau)$ в попытке учесть различные сценарии эволюции предсверхновых SN Ia и модели взрыва (Кобаяши и др. 2020). Мы ограничимся сценарием взрыва СО чандрасекаровского карлика, который наиболее адекватно воспроизводит диаграмму [O/Fe] vs. [Fe/H] (Кобаяши и др., 2020) и рассмотрим два предельных случая задержки $\tau_0 = 10^8$ лет и $\tau_0 = 5 \times 10^8$ лет.

Оба варианта частоты вспышек SN Ia, а также темп вспышек SN II в зависимости от красного смещения z приведены в нормированном виде (интеграл равен единице) на рис. 1. Используемая здесь связь возраста Вселенной с красным смещением определяется соотношением $dt = da/\dot{a}$, где безразмерный радиус Вселенной $a = 1/(1+z)$, а темп расширения в пренебрежении вкладом излучения составляет $\dot{a}/a = H_0[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}$ (Пиблс, 1993).

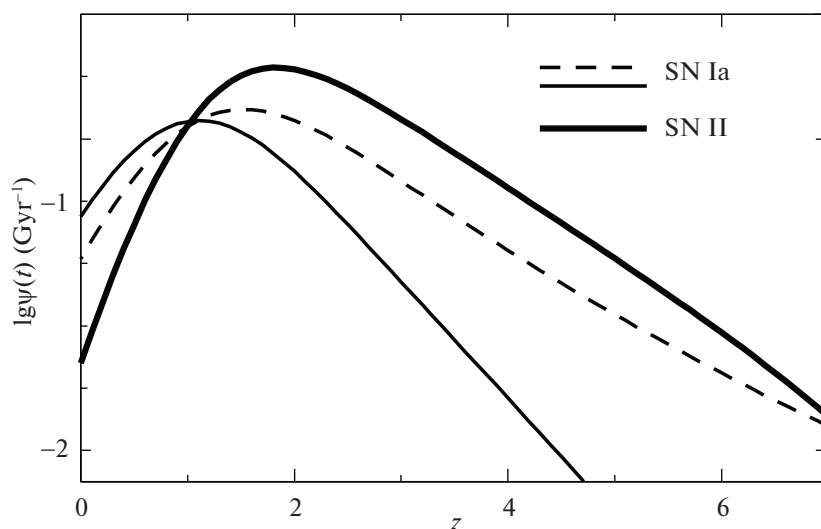


Рис. 1. Сопутствующий нормированный темп звездообразования в зависимости от красного смещения (толстая линия) согласно Мадау и Дикинсон (2014), и также темп вспышек SN Ia при задержке $\tau_0 = 10^8$ лет (штриховая линия) и $\tau_0 = 5 \times 10^8$ лет (тонкая линия).

ГАММА-ФОН РАСПАДА ^{56}Ni

Модель

При расчете фотонной яркости фона, обусловленного изотропно распределенными источниками вдоль красного смещения с коэффициентом излучения $4\pi j = g(\epsilon, z)$ ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$), можно использовать два подхода. В одном из них вычисляется плотность излучения фона путем интегрирования плотности источников по объему (Руиз-Лапуэнте и др., 2016), в другом непосредственно вычисляется яркость, в данном случае фотонная, $\phi(\epsilon_0)$ ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1} \text{ср}^{-1}$) как формальное решение уравнения переноса с источниками без поглощения на пути распространения фотонов

$$\phi(\epsilon_0) = \frac{c}{4\pi} \int_{t_{\text{em}}}^{t_0} \frac{g(\epsilon, z) dt}{(1+z)^2}, \quad (2)$$

где энергия фотона ϵ на красном смещения z связана с наблюдаемой энергией ϵ_0 соотношением $\epsilon = (1+z)\epsilon_0$. Множитель $1/(1+z)^2$ учитывает уменьшение интервала энергии и темпа прихода фотонов в системе наблюдателя. Подобный подход использовал Пиблс (1993) при анализе оптического фона. С помощью дифференциального соотношения $dt/dz = 1/[H_0(1+z)E(z)]$, где $E(z) = [(1+z)^3\Omega_m + \Omega_\Lambda]^{1/2}$, интегрирование по времени сводится к интегрированию по z

$$\phi(\epsilon_0) = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{g(\epsilon, z) dz}{(1+z)^3 E(z)}. \quad (3)$$

Яркость фона вычисляется независимо для каждого типа сверхновых, так что $\phi = \phi_1 + \phi_2$, где индексы $k = 1, 2$ для SN Ia и SN II соответственно. Коэффициент излучения для данного типа сверхновой

$$g_k(\epsilon, z) = \omega_k f(56) \rho_0 (1+z)^3 \times \Omega_b X \psi_k(z) (N_A/56) \Phi_k(\epsilon), \quad (4)$$

где $\omega_1 = 0.8$ и $\omega_2 = 0.2$ — вклады SN Ia и SN II, $f(56) = 0.92$ — доля изотопа ^{56}Fe , ρ_0 — критическая плотность, Ω_b — доля барионного вещества, X — среднее современное содержание железа в барионном веществе, $\psi_k(z)$ — нормированный темп производства ^{56}Ni для данного типа сверхновых, N_A — число Авогадро, $\Phi_k(\epsilon)$ (МэВ^{-1}) — интегрированный по времени (600 дней) спектр вылетающих из оболочки гамма-квантов на одно ядро ^{56}Ni для данного типа сверхновой с учетом рассеяния и поглощения квантов.

На первый взгляд для SN Ia имеет место значительная неопределенность, связанная с отсутствием консенсуса относительно доминирующей модели взрыва. Вместе с тем результаты расчета гамма-спектра (Руиз-Лапуэнте и др., 2016) для трех различных моделей: полностью перемешанной модели W7 (Номото и др., 1984), 3D-модели с задержанной детонацией (Рёпке и др., 2012) и модели слияния двух СО-карликов с последующим взрывом (Пакмор и др., 2012), приводят к идентичным спектрам в области максимума гамма-спектра. Данное обстоятельство связано с тем, что при одинаковой массе и энергии взрыва, и практически полном перемешивании ^{56}Ni в оболочке

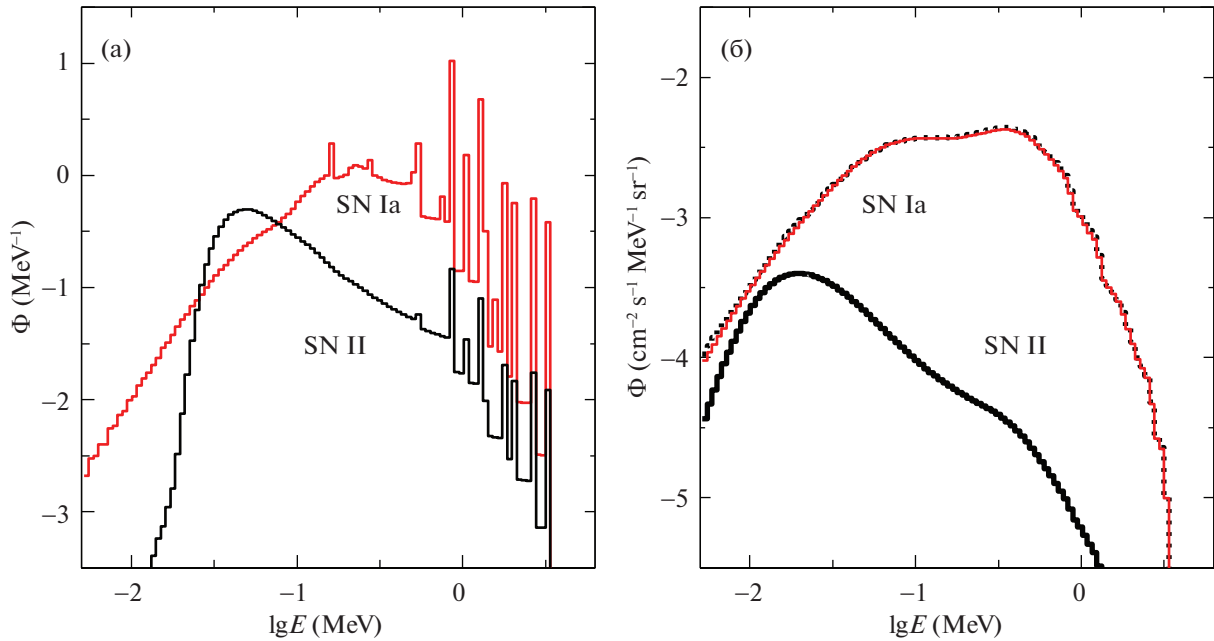


Рис. 2. (а) — Спектр гамма-излучения SN Ia и SN II в системе координат покоя, рассчитанный на одно ядро ^{56}Ni и суммированный за период 600 дней после взрыва. (б) — Спектры фотонной яркости фона в системе наблюдателя для SN Ia с энергией 1.3 В (красная линия) и 1 В (синяя линия), а также SN II (черная линия), с учетом вклада SN Ia (80%) и SN II (20%) и в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$.

во всех моделях получаются близкие величины лучевой концентрации для данной эпохи.

Сказанное выше дает основание рассматривать относительно простую модель SN Ia, а именно, гомологически расширяющуюся оболочку однородной плотности и химического состава. Принятые ниже для SN Ia масса $1.4 M_{\odot}$ и энергия 1.3×10^{51} эр (или 1.3 В) соответствуют модели W7. Для “средней” сверхновой SN II используется масса оболочки $13 M_{\odot}$, соответствующая начальной массе звезды $15 M_{\odot}$, кинетическая энергия 1 В и перемешивание ^{56}Ni во внутренней зоне с массой $2.8 M_{\odot}$. Вариация этого параметра не приводит к заметным изменениям гамма-спектра в области максимума интенсивности.

Моделирование гамма-фона

Спектр выходящего гамма-излучения от распада ^{56}Ni – ^{56}Co – ^{56}Fe в системе координат покоя рассчитывается методом Монте-Карло для каждого момента времени с шагом 6 дней и затем суммируется в общий спектр излученный сверхновой за 600 дней. Энергия фотонов и их вероятности излучения приняты согласно работе (Надёжин, 1994).

Излученный при распаде фотон испытывает комптоновское рассеяние с дифференциальным сечением Клейна–Нишины и может выйти из оболочки с потерей значительной доли энергии или поглотиться, в основном в К-полосе металлов.

Коэффициенты поглощения взяты из базы NIST. Химический состав вещества SN Ia представлен равными долями Fe и Si. Различия в коэффициенте поглощения между Fe, Ni и Co относительно малы и позволяют пренебречь изменением химического состава из-за распада. В случае SN II учитывается поглощение элементами O, Mg, Si, Fe при массе железа $0.044 M_{\odot}$ в соответствии со средней массой ^{56}Ni в SN II (Андерсон, 2019) и с массами O, Mg, Si, равными 0.68 , 0.027 и $0.11 M_{\odot}$, соответственно, в согласии с данными нуклеосинтеза в модели s15A (Вусли, Уивер, 1995). Указанные массы были увеличены на величину массы этих элементов в водородной оболочке предсверхновой при солнечном содержании.

Рассчитанный спектр для SN Ia и SN II в системе координат покоя на одно ядро ^{56}Ni представлен на рис. 2а. Спектры качественно согласуются со спектрами, рассчитанными Ватанабе и др. (1999) и Ивабучи и Кумагаи (2001). Спектры фотонной яркости фона обусловленного SN Ia (80%) и SN II (20%) в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$ показаны на рис. 2б. В случае SN Ia представлены два варианта с энергией 1.3 В и 1 В. При фиксированной массе энергия определяет время просветления оболочки для гамма-квантов $t \propto 1/\sqrt{E}$. Рисунок демонстрирует слабую зависимость спектра фотонной яркости фона от энергии и, следовательно, от выбора доминирующей

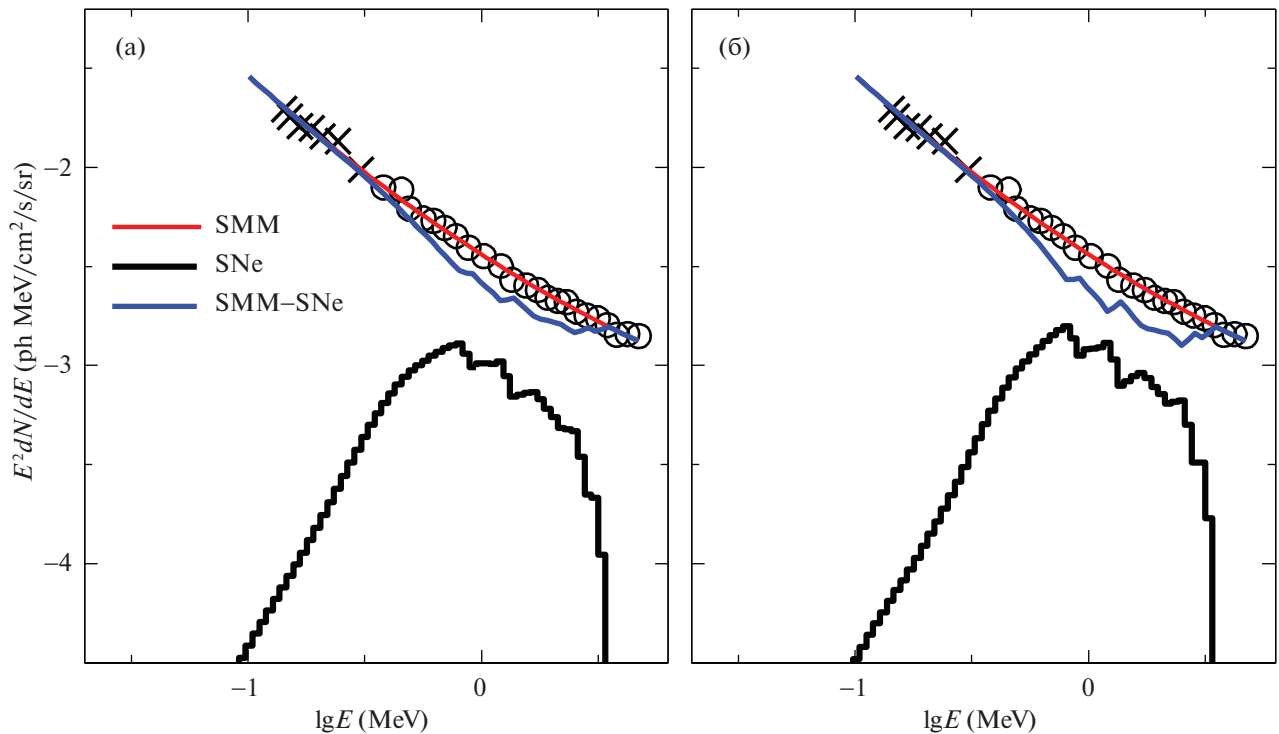


Рис. 3. (а) — Фотонный спектр фона от SN Ia (80%) и SN II (20%) в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$ для случая $\tau_0 = 10^8$ лет в сравнении с наблюдаемой фотонной яркостью фона по данным SMM (круги) и HEAO-1 (кресты). Пунктир показывает аппроксимацию фона полиномом второго порядка, а красная линия показывает разность между наблюдаемым фоном и вычисленным фоном от распада ^{56}Ni (гистограмма). (б) — То же, что и на рис. 3а, но для случая $\tau_0 = 5 \times 10^8$ лет.

модели SN Ia. Используются соответствующие зависимости темпа производства ^{56}Ni от красного смещения, представленные на рис. 1, причем темп вспышек SN Ia соответствует случаю $\tau_0 = 10^8$ лет. Сверхновые SN II, как следует из рис. 2, вносят незначительный вклад в гамма-фон по сравнению со сверхновыми SN Ia. Это обусловлено двумя причинами: малым вкладом SN II в синтез ^{56}Ni и малой долей МэВ-ных гамма-квантов, покидающих оболочку.

Интегральный спектр фотонной яркости, рассчитанный для современного содержания железа в барионном веществе $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$ для двух случаев эволюции темпа вспышек SN Ia ($\tau_0 = 10^8$ лет и 5×10^8 лет), сравнивается с МэВ-ным диффузным фоном по данным SMM (Ватанабе и др., 1997) и HEAO-1 (Кинзер и др., 1997) (рис. 3). Оценка вклада сверхновых в наблюдаемый фон является по сути некорректной задачей в отсутствие детального знания о всех компонентах, составляющих наблюдаемый фон. По этой причине мы свели проблему оценки вклада сверхновых к вычислению фона в отсутствие вклада сверхновых, символически: $bgr_0 = bgr_{\text{obs}} - bgr_{\text{sn}}$. Спектр наблюдаемого фона аппроксимирован полиномом

второго порядка bgr_{obs} со среднеквадратичным отклонением данных в $\sim 2\%$.

Восстановленный “наблюдаемый” фон bgr_0 без вклада сверхновых в случае $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$ показывает отчетливую депрессию ($\chi^2/\text{dof} \approx 10$) в диапазоне энергий фона от сверхновых. При $\tau_0 = 5 \times 10^8$ лет депрессия глубже, поскольку максимум темпа вспышек SN Ia приходится на меньшие красные смещения (рис. 1). Восстановленный фон bgr_0 выглядит так, как будто разные источники фона “договорились” образовать депрессию там, где должен присутствовать основной вклад сверхновых. Такая возможность крайне маловероятна и ее следует отвергнуть. Это означает, что современное среднее космическое содержание железа в барионном веществе составляет заведомо менее 15% от солнечного.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью работы был ответ на вопрос, каков верхний предел современного содержания железа в барионном веществе, которое не противоречит наблюдаемому МэВ-ному диффузному фону. Основным результатом состоит в том, что космический

Таблица 1. Основные компоненты барионного вещества

Компонент	Ω_i/Ω_b	Z/Z_\odot
Галактики:		
Звезды	0.07	1 ^a
Холодный газ	0.017	0.5 ^b
Горячий газ	0.05	0.5
Межгалактический газ:		
Горячий газ скоплений	0.04	0.4 ^c
L α лес	0.28	0.15 ^d
WHIM $T < 5 \times 10^5$ K	0.15	0.1–0.2 ^e
WHIM $T > 5 \times 10^5$ K	0.39	0.1–0.2 ^e
$\langle Z/Z_\odot \rangle = 0.24 \pm 0.03$		

^a Галлаци и др. (2008), ^b Де Чиа и др. (2021), ^c Балестра и др. (2007), ^d Рафельски и др. (2012), ^e Никастро и др. (2018).

гамма-фон, порождаемый распадом ^{56}Ni , согласуется с диффузным фоном, если современное содержание железа в барионном веществе составляет менее 15% от солнечного. Примечательно, что результат нечувствителен к энергии взрыва SN Ia.

Интересно сравнить найденный верхний предел с имеющимися оценками металличности барионного вещества (табл. 1). В таблице приведены доли основных компонентов Ω_i/Ω_b (Никастро и др., 2018) и оценки их металличности. Для газа скоплений галактик и L α леса, приведенные оценки металличности соответствуют минимальным красным смещениям в представленных данных (Балестра и др., 2007; Рафельски и др., 2012 соответственно). В случае “тепло-горячей межгалактической среды” (английская аббревиатура WHIM), доля ее горячей фракции ($T > 5 \times 10^5$ K) оценивается в диапазоне 9–40% (Никастро и др., 2018). В таблице указана доля WHIM $\Omega_i/\Omega_b = 0.39$, полученная из условия нормировки суммы долей всех компонентов на единицу. В последней строке таблицы указана средняя металличность барионного вещества $\langle Z_b/Z_\odot \rangle = \Sigma(\Omega_i/\Omega_b)(Z/Z_\odot) \sim 0.24 \pm 0.03$. Нижний и верхний предел здесь определяются диапазоном металличности WHIM.

При сравнении содержания железа в барионном веществе с основными компонентами (L α -лес и WHIM) следует учитывать, что металличность последних оценивается по спектрам α -элементов, тогда как металличность на основе железа [Fe/H] может заметно отличаться от металличности [α /H] на основе α -элементов. В самом деле, в нашей

Галактике при [Fe/H] = -0.8 , что соответствует отношению $(\text{Fe}/\text{H}) = 0.15(\text{Fe}/\text{H})_\odot$, избытки содержания элементов с α -частичными ядрами C, O, Mg, Si составляют $[\text{element}/\text{Fe}] = 0.15, 0.4, 0.25$ и 0.25 соответственно (Жао и др., 2016). Это правило имеет место и для L α леса: в интервале металличностей $-2.7 < [\text{metals}/\text{H}] < -0.2$ различие в содержании составляет $[\alpha/\text{H}] - [\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.3$ (Рафельски и др., 2012). Приведенные выше аргументы означают, что содержание железа в основных компонентах барионного вещества составляет около 10% от солнечного, в согласии с полученным нами верхним пределом 15%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андерсон (J.P. Anderson), *Astron. Astrophys.* **628**, A7 (2019).
2. Арнетт (W.D. Arnett, D.N. Schramm, and J.W. Truran), *Astrophys. J.* **339**, L25 (1989).
3. Балестра и др. (I. Balestra, P. Tozzi, S. Ettori, P. Rosati, S. Borgani, V. Mainieri, C. Norman, and M. Viola), *Astron. Astrophys.* **462**, 429 (2007).
4. Ватанабе и др. (K. Watanabe, D.H. Hartmann, M.D. Leising, L.S. The, G.H. Share, and R.L. Kinzer), *Fourth Compton Symp. AIP Conf. Proceed.* **410**, 1223 (1997).
5. Ватанабе и др. (K. Watanabe, D.H. Hartman, M.D. Leising, and L.S. The), *Astrophys. J.* **516**, 285 (1999).
6. Вусли, Уивер (S.E. Woosley and T.A. Weaver), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 181 (1995).
7. Галлаци и др. (A. Gallazzi, J. Brinchmann, S. Charlot, and S.D.M. White), *MNRAS* **383**, 1439 (2008).
8. Жао и др. (G. Zhao, L. Mashonkina, H.L. Yan, S. Alexeeva, C. Kobayashi, Yu. Pakhomov, J.R. Shi, T. Sitnova, et al.), *Astrophys. J.* **833**, 225 (2016).
9. Ивабучи, Кумагай (K. Iwabuchi and S. Kumagai), *Publ. Astron. Soc. Japan* **53**, 669 (2001).
10. Кинзер и др. (R.L. Kinzer, G.V. Jung, D.E. Gruber, J.L. Matteson, and L.E. Peterson), *Astrophys. J.* **475**, 361 (1997).
11. Клэйтон, Силк (D.D. Clayton and J. Silk), *Astrophys. J.* **158**, L43 (1999).
12. Клэйтон, Вард (D.D. Clayton and R.A. Ward), *Astrophys. J.* **198**, 241 (1975).
13. Кобаяши и др. (C. Kobayashi, A.I. Karakas, and M. Lugaro), *Astrophys. J.* **900**, 179 (2020).
14. Лаки и др. (B.C. Lacki, C. Brian, S. Horiuchi, and J.F. Beacom), *Astrophys. J.* **786**, 40 (2014).
15. Мадау, Дикинсон (P. Madau and M. Dickinson), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **52**, 415 (2014).
16. Мац и др. (S.M. Matz, G.H. Share, and E.L. Chupp), *AIP Conf. Proceed.* **170**, 51 (1988).
17. Надёжин (D.K. Nadyozhin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 527 (1994).

18. Никастро и др. (F. Nicastro, J. Kaastra, Y. Krongold, S. Borgani, E. Branchini, R. Cen, M. Dadina, C.M. Danforth, et al.), *Nature* **558**, 406 (2018).
19. Номото (K. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi), *Astrophys. J.* **286**, 644 (1984).
20. Пакмор и др. (R. Pakmor, M. Kromer, S. Taubenberger, S.A. Sim, F.K. Röpke, and W. Hillebrandt), *Astrophys. J.* **747**, L10 (2012).
21. Пиблс (P.J.E. Peebles), *Principles of physical cosmology* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1993).
22. Рафельски (M. Rafelski, A.M. Wolfe, J.X. Prochaska, M. Neeleman, and A.J. Mendez), *Astrophys. J.* **755**, 89 (2012).
23. Рёпке и др. (F.K. Röpke, M. Kromer, I.R. Seitenzahl, R. Pakmor, S.A. Sim, S. Taubenberger, F. Ciardi-Schoolmann, W. Hillebrandt, et al.), *Astrophys. J.* **750**, L19 (2012).
24. Руиз-Лапуенте и др. (P. Ruiz-Lapuente, L.-S. The, and D.H. Hartmann), *Astrophys. J.* **812**, 142 (2016).
25. Ситнова Т.М., Машонкина Л.И., Письма в Астрон. журн. **44**, 450 (2018) [T.M. Sitnova and L.I. Mashonkina, *Astron. Lett.* **44**, 411 (2018)].
26. Сюняев и др. (R. Sunyaev, F. Kaniovsky, V. Efremov, M. Gilfanov, E. Churazov, S. Grebenev, et al.), *Nature* **330**, 227 (1987).
27. Тилеманн и др. (K.-F. Thielemann, D. Argast, F. Brachwitz, et al.), *Astrophys. Space Sci.* **281**, 25 (2002). Тутуков, Юнгельсон (A.V. Tutukov and L.R. Yungelson), *MNRAS* **268**, 871 (1994).
28. Фромайер и др. (C. Frohmaier, M. Sullivan, P.E. Nugent, et al.), *MNRAS* **486**, 2308 (2019).
29. Хориучи, Биком (S. Horiuchi and J.F. Beacom), *Astrophys. J.* **723**, 329 (2010).
30. Де Чиа и др. (A. De Cia, E.B. Jenkins, A.J. Fox, C. Ledoux, T. Ramburuth-Hurt, Ch. Konstantopoulou, P. Petitjean, and J.-K. Krogager), *Nature* **597**, 206 (2021).
31. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, J. Isern, J. Knodlseder, P. Jean, F. Lebrun, N. Chugai, S. Grebenev, E. Bravo, S. Sazonov, and M. Renaud), *Nature* **512**, 406 (2014).
32. Юнгельсон Л.Р., Письма в Астрон. журн. **36**, 832 (2010) [L.R. Yungelson, *Astron. Lett.* **36**, 780 (2010)].