

Том 50, Номер 8

ISSN 0320-0108
Август 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 8, 2024

Горбы на профилях распределения радиальных скоростей и возраст галактического бара <i>А. М. Мельник, Е. Н. Подзолкова</i>	513
Сверхновая сверхвысокой светимости SN 2018ibb: околосветовая оболочка и спектральные эффекты <i>Н. Н. Чугай</i>	534
Прохождение гамма-всплеска через молекулярное облако: поглощение послесвечения в рентгеновском диапазоне длин волн <i>А. В. Нестерёнок</i>	542
Электростатическая энергия многокомпонентных кристаллических смесей в недрах вырожденных звезд <i>А. А. Кожберов</i>	555
Подтверждение “потерянного” цикла и правила Гневашева—Оля в ряде площадей солнечных пятен за 410 лет <i>Ю. А. Наговицын</i>	561

ГОРБЫ НА ПРОФИЛЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ И ВОЗРАСТ ГАЛАКТИЧЕСКОГО БАРА

© 2024 г. А. М. Мельник^{1*}, Е. Н. Подзолкова^{1,2},

¹Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Поступила в редакцию 02.09.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Исследована модель Галактики с баром, которая хорошо воспроизводит распределения наблюдательных радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей звезд вдоль Галактоцентрического расстояния R , полученных по данным *Gaia* DR3. Модельные профили распределения радиальной скорости V_R демонстрируют периодическое увеличение скорости V_R и формирование горба на расстояниях 6–7 кпк. Средняя амплитуда и период изменения скорости V_R составляют $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с и $P = 2.1 \pm 0.1$ млрд лет. Мы вычислили углы θ_{01} , θ_{02} и θ_{03} , которые определяют ориентацию орбит относительно большой оси бара на интервалах времени соответственно 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет с начала моделирования. Звезды, орбиты которых меняют ориентацию следующим образом: $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$, вносят существенный вклад в формирование горбов. Доля орбит, захваченных качаниями (librations) вблизи внешнего линдбладовского резонанса (OLR), среди орбит, лежащих как внутри, так и снаружи OLR, составляет 28%. Медианное значение периода колебаний качающихся орбит составляет $P = 2.0$ млрд лет. Медианное значение периода P долгопериодических изменений углового момента и полной энергии звезд увеличивается по мере приближения энергии Якоби к значению, соответствующему OLR, после чего резко падает. Распределение звезд модели по периоду P имеет два максимума: $P = 0.6$ и 1.9 млрд лет. К первому максимуму концентрируются звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи радиуса коротации (CR). Распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR, зависит от ориентации орбит: орбиты, вытянутые перпендикулярно бару, концентрируются к первому максимуму, а орбиты, вытянутые параллельно бару, — ко второму максимуму. Тот факт, что наблюдательный профиль распределения скорости V_R , полученный по данным *Gaia* DR3, не имеет горба, указывает на то, что возраст Галактического бара, вычисленный с момента его выхода на полную мощность, должен лежать вблизи одного из двух значений: 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

Ключевые слова: Galaxy: kinematics and dynamics, galaxies with bars, *Gaia* DR3.

DOI: 10.31857/S0320010824080017, EDN: LYCZWF

1. ВВЕДЕНИЕ

Инфракрасные наблюдения дают неопровержимые доказательства присутствия бара в Галактике. Позиционный угол бара относительно линии, соединяющей Солнце с центром Галактики составляет $\sim 40^\circ$ (Двек и др., 1995; Бенжамин и др., 2005; Кабрера-Лаверс и др., 2007; Гонсалес-Фернандес и др., 2012; Несс, Ланг, 2016). Оценки угловой скорости вращения бара Ω_b , полученные, в том числе, по кинематическим данным, дают значение Ω_b в диапазоне 40–60 км/с/кпк (Калнайс, 1991; Денен, 2000; Минчев и др., 2007; Герхард, 2011; Антоха и др., 2014; Монари и др., 2017; Мельник, 2019; Мельник и др., 2021; Азано и др., 2022, и другие работы).

Положение резонансов бара в галактическом диске определяется следующим условием:

$$\frac{m}{n} = \frac{\kappa}{\Omega - \Omega_b}, \quad (1)$$

где m — число полных эпициклических колебаний, которые звезда делает за n оборотов относительно бара. Отношение $m/n = 2/1$ соответствует положению внутреннего линдбладовского резонанса (ILR), а отношение $m/n = -2/1$ определяет радиус внешнего линдбладовского резонанса (OLR). Ультрагармонические резонансы $m/n = \pm 4/1$ также играют важную роль (Контонпулос, 1983; Контонпулос, Гросбол, 1989; Атанассула, 1992).

Оценки возраста Галактического бара существенно отличаются между собой. Коул, Вайнберг (2002) изучили распределение углеродных звезд (carbon stars) в Галактике и получили оценку возраста Галактического бара меньше 3 млрд лет. Исследования возрастов звезд в области Галактического балджа показали присутствие заметной доли звезд промежуточного возраста (2–5 млрд лет) (Натаф, 2016; Бенсби и др., 2017; Хассельквист и др., 2020, и другие работы). Недавние эпизоды звездообразования в области Галактического бара могут быть вызваны процессом формированием сильного бара. Непал и др. (2024) ис-

*Электронный адрес: anna@sai.msu.ru

следовали выборку высокометаллических (super-metal-rich) звезд в окрестности Солнца и нашли резкое изменение зависимости металличности от возраста примерно 3 млрд лет назад, что может указывать на конец эпохи формирования бара. Бови и др. (2019) оценили возраст Галактического бара в 8 млрд лет. Дебаттиста и др. (2019) моделировали X-образное распределение звезд разных возрастов по высоте и нашли, что возраст Галактического бара превышает 5 млрд лет. Сандерс и др. (2024) исследовали переменные типа Миры Кита в ядерном звездном диске и нашли, что возраст бара Галактики превышает 8 млрд лет.

Многие галактики с баром содержат внешние эллиптические резонансные кольца, которые формируются вблизи OLR бара. Различают два типа внешних колец: кольца R_1 , вытянутые перпендикулярно бару, и кольца R_2 , вытянутые параллельно бару. Внешнее кольцо R_1 лежит немного ближе к центру галактики, чем кольцо R_2 (Шварц, 1981; Бута, Крокер, 1991; Берд и др., 1994; Бута, 1995; Бута, Ком, 1996; Раутиайнен, Сало, 1999, 2000). Основой внешних колец служат устойчивые периодические орбиты, вблизи которых существует много квази-периодических орбит (Контопулос, Папаяннопулос, 1980; Контопулос, Гросбол, 1989).

Данные, поступающие со спутника *Gaia*, дают уникальную возможность исследовать движения звезд в широкой окрестности Солнца (Прусти и др., 2016; Кац и др., 2018; Браун и др., 2021; Линдегрэн и др., 2021; Вальенари и др., 2023).

Большое количество звезд в Галактике движется по орбитам, которые лежат как внутри, так и снаружи резонансов. Вайнберг (1994) показал, что вблизи ILR и OLR существуют два типа орбит: орбиты, которые меняют свою ориентацию относительно большой оси бара в определенном диапазоне углов, и орбиты, направление вытянутости которых прецессирует безо всяких ограничений по углам. Положение резонанса слегка смещается из-за эксцентриситета орбиты (Страк, 2015a,b). В последнее десятилетие изучение движения звезд вблизи резонансов привлекает особое внимание (Монари и др., 2017; Трик и др., 2021; Чиа и др., 2021, и другие работы).

Исследование кинематики и распределения молодых звезд в Галактике представило доказательства присутствия в диске двойного внешнего кольца $R_1 R_2$ (Мельник, Раутиайнен, 2009, 2011; Раутиайнен, Мельник, 2010; Мельник и др., 2015, 2016). Сравнение модельных скоростей со скоростями ОВ ассоциаций в звездно-газовых комплексах Персея, Стрельца и Местной системы показало, что угловая скорость вращения и позиционный угол бара Галактики должны составлять $\Omega_b = 50 \pm 2$ км/с/кпк и $\theta_b = 40^\circ - 52^\circ$ (Мельник, 2019).

Используя данные *Gaia* EDR3, мы исследовали распределение скоростей старых звезд диска вдоль Галактоцентрического расстояния R и нашли, что

наилучшее согласие между модельными и наблюдательными скоростями соответствует угловой скорости $\Omega_b = 55 \pm 3$ км/с/кпк, позиционному углу $\theta_b = 45^\circ \pm 15^\circ$ и возрасту Галактического бара 1.8 ± 0.5 млрд лет (Мельник и др., 2021). Мы обнаружили периодические усиления то лидирующих, то отстающих сегментов резонансных колец. В области внутреннего кольца период морфологических изменений составляет $P = 0.57 \pm 0.02$ млрд лет, что близко к периоду обращения по долгопериодическим орбитам вокруг точек равновесия L_4 and L_5 , равному 565 ± 2 млн лет. В области внешних колец период морфологических изменений равен $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет, что, вероятно, связано с орбитами, захваченными колебаниями вблизи OLR (Мельник и др., 2023).

Расстояние Солнца от центра Галактики было принято равным $R_0 = 7.5$ кпк (Глушкова и др., 1998; Никифоров, 2004; Эйзенхауэр и др., 2005; Бика и др., 2006; Нишияма и др., 2006; Фист и др., 2008; Гроенвеген и др., 2008; Рид и др., 2009; Дамбис и др., 2013; Фрэнсис, Андерсон, 2014; Беле и др., 2016; Бранхам, 2017; Иванек и др., 2023). В целом, выбор значения R_0 в диапазоне 7–9 кпк практически не влияет на наши результаты.

В настоящей работе мы исследуем возникновение горбов на профилях распределения радиальных скоростей V_R вдоль Галактоцентрического расстояния R . Период появления горбов равен $P \approx 2$ млрд лет, причем высота горбов уменьшается со временем. Мы показываем, что появление горбов связано с орбитами, захваченными колебаниями вблизи OLR, которые меняют свою ориентацию с периодом $P \approx 2$ млрд лет.

Статья организована следующим образом. Описание динамической модели дано в разделе 2. Появление горбов на профилях распределения радиальных скоростей обсуждается в разделе 3. Выборка звезд, создающих горбы, рассматривается в разделе 4. Примеры орбит, поддерживающих горбы, даны в разделе 5. Порядок симметрии и ориентация орбит, а также доля качающихся орбит вблизи OLR обсуждаются в разделе 6. Распределение звезд в плоскости (E_J, P) , где E_J — интеграл Якоби, рассматривается в разделе 7. Вклад звезд, создающих горбы, в колебания скоростей V_R и V_T обсуждается в разделе 8. Распределение звезд модели по периоду P представлено в разделе 9. Возраст Галактического бара обсуждается в разделе 10. Основные выводы даны в разделе 11.

2. МОДЕЛЬ

Мы используем 2D модель Галактики с аналитическим баром Феррера (де Вокулер, Фримен, 1972; Атанасула и др., 1983; Пфеннигер, 1984; Селлвуд, Уилкинсон, 1993; Бинни, Тремейн, 2008), которая хорошо описывает распределения радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей вдоль Галактоцентрического расстояния R , полученных по данным *Gaia* EDR3 и

Gaia DR3. Большая и малая полуоси бара имеют значения $a = 3.5$ и $b = 1.35$ кпк. Угловая скорость бара равна $\Omega_b = 55$ км/с/кпк, что соответствует положению CR и OLR бара на расстояниях $R_{RC} = 4.04$ и $R_{OLR} = 7.00$ кпк. Ультрагармонический резонанс $-4/1$ расположен на расстоянии $R_{-4/1} = 5.52$ кпк. Масса бара равна $1.2 \times 10^{10} M_\odot$. В начальный момент времени модельный диск имеет осесимметричное распределение потенциала, а неосесимметричные компоненты растут медленно. Бар набирает полную силу за 4 оборота бара, что соответствует времени $T_g \sim 0.45$ млрд лет. Такое значение времени роста бара согласуется с оценками, полученными в N-body моделях для галактик с доминирующим диском (Раутиайнен, Сало, 2000; Раутиайнен, Мельник, 2010). Масса бара сохраняется в процессе роста. Сила бара после выхода на полную мощность равна $Q_b = 0.3142$, что соответствует сильным барам (Блок и др., 2001; Бута и др., 2004; Диас-Гарсия и др., 2016).

Позиционный угол Солнца относительно направления большой оси бара был принят равным $\theta_\odot = -45^\circ$. Так как наша модель имеет порядок симметрии $m = 2$, то оба значения позиционного угла: $\theta_\odot = -45^\circ$ и 135° равнозначны.

Модель включает экспоненциальный диск с характерным масштабом $R_d = 2.5$ кпк и массой $M_d = 3.25 \times 10^{10} M_\odot$. Полная масса бара и диска равна $4.45 \times 10^{10} M_\odot$, что согласуется с оценками массы Галактического диска (Шен и др., 2010; Фудзии и др., 2019).

Модель также включает классический балдж с массой $M_{bg} = 5 \times 10^9 M_\odot$ (Натаф, 2017; Фудзии и др., 2019) и изотермическое гало (Бинни, Тремейн, 2008).

Общая кривая вращения модельной Галактики является плоской на периферии. Угловая скорость вращения на расстоянии Солнца равна $\Omega_0 = 30.0$ км/с/кпк, что соответствует значению, полученному из анализа кинематики ОВ-ассоциаций (Мельник, Дамбис, 2020). Более детальное описание модели дано в работе Мельник и др. (2021).

Модельный диск включают 2×10^6 безмассовых частиц. Время моделирования составляет 6 млрд лет. Мы увеличили время моделирования с 3 до 6 млрд лет, чтобы показать, что появление горбов на профиле распределения радиальных скоростей является периодическим процессом.

3. ГОРБЫ НА ПРОФИЛЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

Рис. 1 показывает профили распределения модельных радиальных скоростей V_R вдоль Галактоцентрического расстояния R , усредненные на интервалах времени 0.5 млрд лет (50 моментов времени с шагом 10 млн лет). Также показано распределение наблюдательных скоростей, выведенных по данным *Gaia* DR3. Для построения наблюдательных профилей мы ис-

пользовали $\sim 9.62 \times 10^6$ звезд *Gaia* DR3, расположенных вблизи плоскости Галактики, $|z| < 200$ пк, и в узком секторе азимутальных углов, $|\theta| < 15^\circ$, имеющих известные лучевые скорости и собственные движения, отношение параллакса к ошибке параллакса $\varpi/\varepsilon_\varpi > 5$ и ошибку RUWE < 1.4 . Для построения модельных профилей распределения скоростей использовались звезды модельного диска, лежащие в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ в разные моменты времени. Медианные значения скорости V_R вычислялись в бинах по расстоянию шириной $\Delta R = 250$ пк. Метод получения медианных скоростей и их ошибок подробно описан в работе Мельник и др. (2021, раздел 2). Случайные ошибки наблюдательных медианных скоростей V_R , вычисленные в бинах в диапазоне расстояний 5–10 кпк, составляют в среднем 0.1 км/с. Аналогичные ошибки, вычисленные для мгновенных модельных скоростей, равны 0.6 км/с, но они уменьшаются до 0.1 км/с после усреднения по времени. В целом, профили демонстрируют плато с $V_R \approx 5$ км/с на расстояниях 5–7 кпк, за которым следует плавное падение до значений $V_R \approx -3$ км/с на расстоянии $R = 8.5$ кпк, которое сменяется ростом или плато. Хорошо видно, что модельное значение V_R на расстояниях 6–7 кпк увеличивается в периоды времени 0.5–1.0, 1.0–1.5, 3.0–3.5 и 5.0–5.5 млрд лет, что приводит к появлению горбов на профилях распределения скоростей V_R . Первое появление горба охватывает широкий промежуток времени от 0.6 до 1.8 млрд лет, но в дальнейшем горбы возникают через ~ 2 млрд лет и существуют ~ 1 млрд лет. Кроме того, высота горбов уменьшается со временем.

Мы не приводим здесь профили распределения азимутальных скоростей V_T , хотя горбы на них тоже появляются, что будет обсуждаться ниже.

Рис. 2 показывает медианные значения радиальной V_R и азимутальной V_T скоростей звезд модельного диска, лежащих в секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в одном бине по расстоянию ($6.625 < R < 6.875$ кпк), в разные моменты времени. Середина бина соответствует расстоянию $R = 6.75$ кпк. Именно в этом бине амплитуда колебания скорости V_R имеет максимальное значение. Рассматриваются все звезды модельного диска, которые попадают в указанный сегмент в рассматриваемые моменты времени. Медианные скорости V_R и V_T были вычислены для 601 момента времени, разнесенных друг от друга на 10 млн лет, а затем полученные медианные скорости были усреднены на интервалах 100 млн лет.

Изменения скоростей V_R были представлены в виде гармонических колебаний с периодом P , амплитудой A , начальной фазой φ и средней скоростью $\overline{V_R}$. Параметры колебаний скорости V_R определялись из решения системы уравнений:

$$V_{R,n} = \overline{V_R} + A \sin(2\pi t_n/P + \varphi), \quad (2)$$

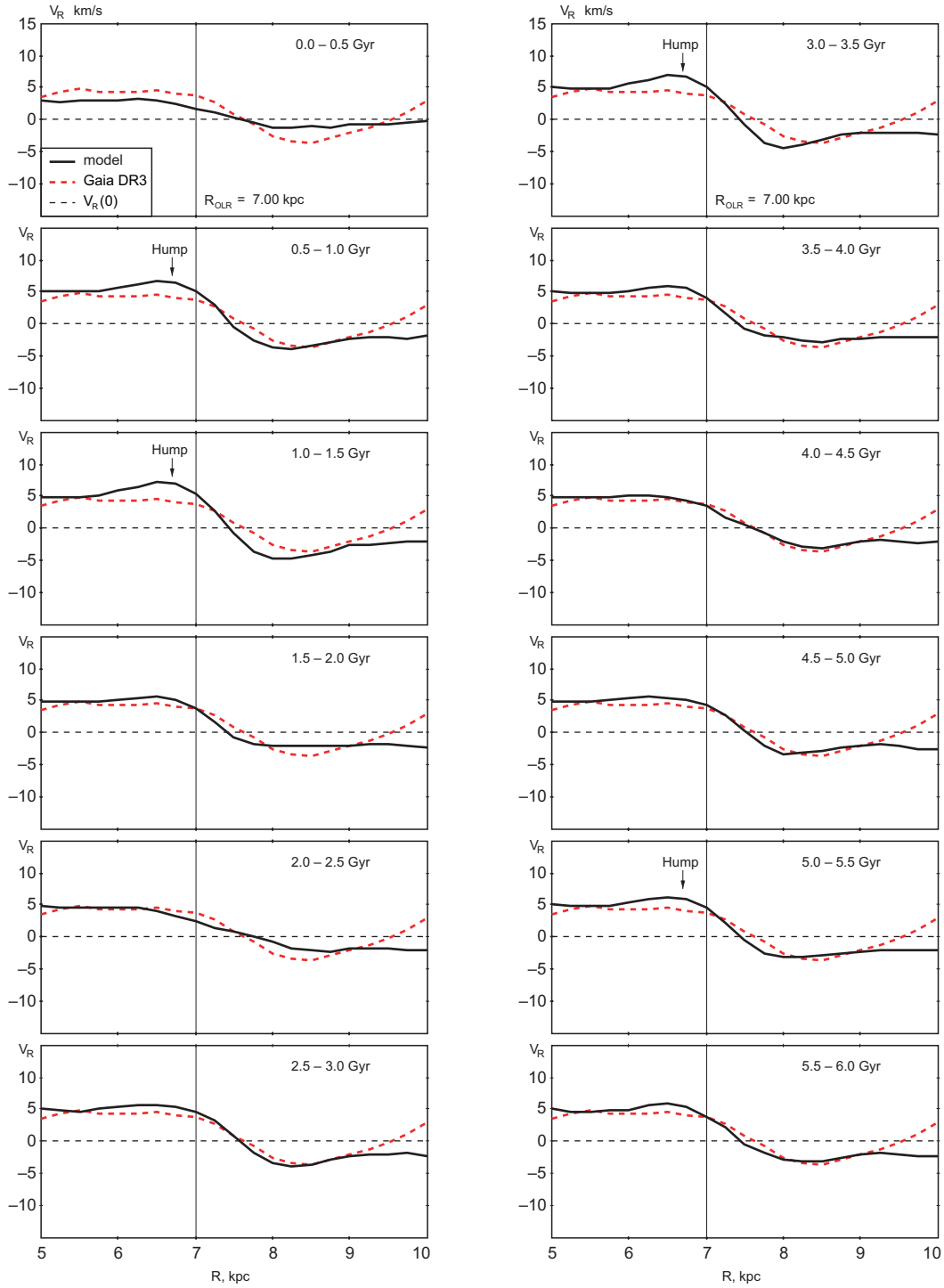


Рис. 1. Распределения модельных радиальных скоростей V_R вдоль Галактоцентрического расстояния R , усредненных на интервалах времени 0.5 млрд лет (черная линия). Распределение наблюдательной скорости V_R , выведенной по данным *Gaia* DR3 (красная пунктирная линия). Для построения модельных и наблюдательных профилей мы используем звезды, расположенные в узком секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$. Медианные значения скорости V_R вычисляются в бинах шириной 250 пк. Случайные ошибки в определении медианной скорости V_R меньше толщины линий. В целом, профили демонстрируют плато с $V_R \approx 5$ км/с на расстояниях 5–7 кпк, за которым следует плавное падение до значений $V_R \approx -3$ км/с на расстоянии $R = 8.5$ кпк, которое сменяется ростом или плато. Модельные профили скоростей формируют горбы (отмеченные стрелками) на расстояниях 6–7 кпк в периоды времени 0.5–1.0, 1.0–1.5, 3.0–3.5 и 5.0–5.5 млрд лет.

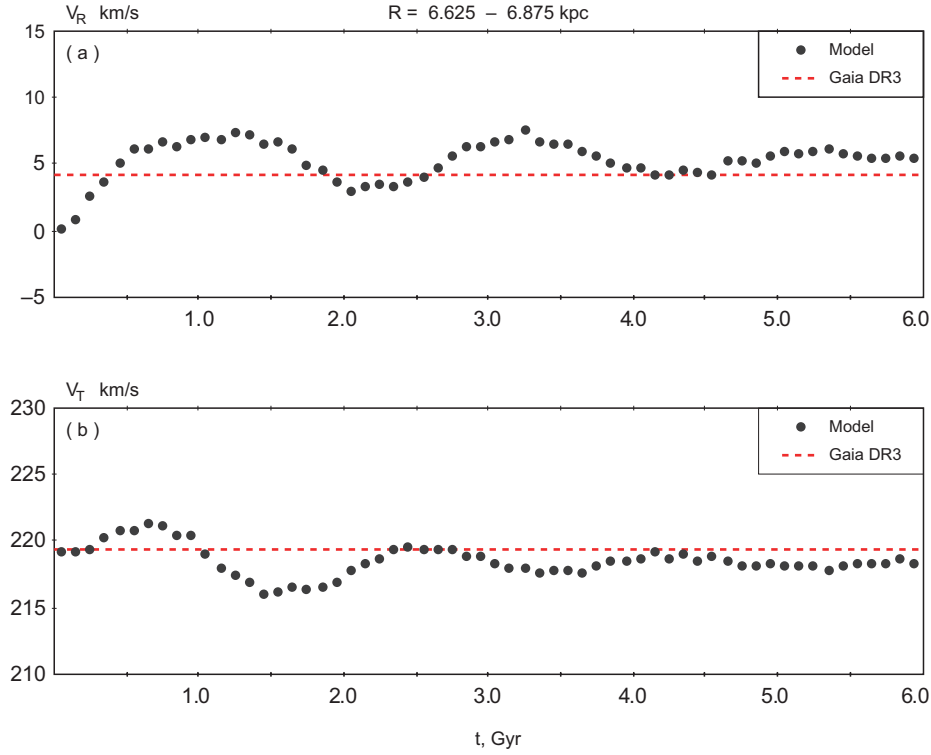


Рис. 2. Медианные значения (а) радиальной V_R и (б) азимутальной V_T скоростей звезд модельного диска, лежащих в секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в одном бине по расстоянию ($6.625 < R < 6.875$ кпк), в разные моменты времени. Также показано наблюдательное значение скорости в указанном сегменте, полученное по данным *Gaia* DR3 (красная пунктирная линия).

где $V_{R,n}$ — скорости V_R в моменты времени t_n , $n = 0, \dots, 60$. (2) можно переписать в следующем виде:

$$V_{R,n} = \bar{V}_R + C_1 \cos(2\pi t_n/P) + C_2 \sin(2\pi t_n/P). \quad (3)$$

Мы использовали стандартный метод наименьших квадратов для решения системы из 61 уравнения, которые являются линейными по параметрам C_1 , C_2 и $\bar{V}_R$ для каждого значения нелинейного параметра P , и затем определяли значение P , которое минимизирует сумму нормализованных уклонений χ^2 . Амплитуда A и фаза φ определяются следующими выражениями:

$$A = \sqrt{C_1^2 + C_2^2} \quad (4)$$

и

$$\varphi = \arctan \frac{C_1}{C_2}. \quad (5)$$

Неопределенность в значении A можно оценить через неопределенности ε_1 и ε_2 в параметрах C_1 и C_2 , соответственно:

$$\varepsilon_A = \frac{\sqrt{C_1^2 \varepsilon_1^2 + C_2^2 \varepsilon_2^2}}{A}. \quad (6)$$

Параметры колебаний скорости V_T вычисляются аналогичным образом.

Рис. 2(а) показывает медианные скорости V_R звезд, лежащих в указанном сегменте модельного диска, в разные моменты времени. Средняя амплитуда и фаза колебаний скорости V_R , вычисленные на интервале 6 млрд лет, составляют $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с и $\varphi = 257^\circ \pm 5^\circ$. Средняя скорость на интервале 6 млрд лет равна $\bar{V}_R = 5.2 \pm 0.1$ км/с, что немного превышает значение скорости, полученной по данным *Gaia* DR3, $V_R = 4.15 \pm 0.04$ км/с. Максимальная высота горба равна 1.90 ± 0.12 км/с. Модельный диск формирует первый, второй и третий горбы соответственно в периоды времени 0.6–1.8, 3.0–3.8 и 5.0–5.8 млрд лет с начала моделирования. Высота горбов уменьшается со временем. Период изменения скорости V_R равен $P = 2.1 \pm 0.1$ млрд лет.

Рис. 2(б) показывает периодические изменения скорости V_T звезд в указанном сегменте модельного диска. Средняя амплитуда и начальная фаза колебаний скорости V_T составляют $A = 1.24 \pm 0.14$ км/с и $\varphi = 329^\circ \pm 6^\circ$. Средняя скорость равна $\bar{V}_T = 218.5 \pm 0.1$ км/с, что немного меньше значения скорости, полученной по данным *Gaia* DR3, $V_T = 219.30 \pm 0.03$ км/с. Высота горбов также уменьшается со временем. Период изменения скорости V_T равен $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет.

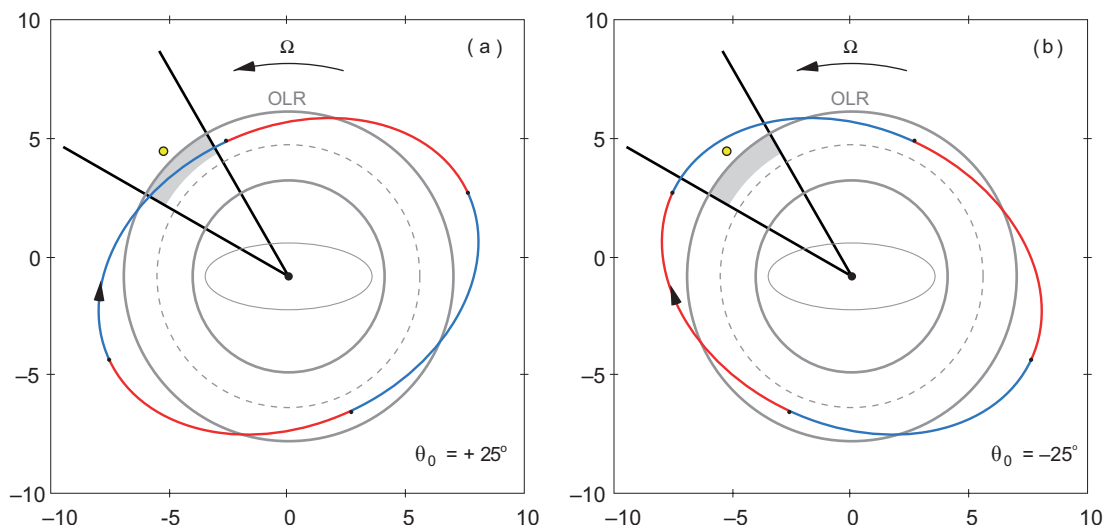


Рис. 3. Схематичное изображение двух орбит, ориентированных под углами (а) $\theta_0 = 25^\circ$ и (б) $\theta_0 = -25^\circ$ к большой оси бара. Галактика вращается против часовой стрелки, но в системе отсчета бара, звезды, расположенные за пределом CR, вращаются против галактического вращения. Показаны сегменты орбит, на которых звезды приближаются ($V_R < 0$, синие линии) к центру Галактики и удаляются ($V_R > 0$, красные линии) от него. Предположительное положение Солнца показано желтым кружком. Также показан сектор азимутальных углов, $\theta = 135^\circ \pm 15^\circ$, в котором вычисляются медианные скорости звезд. Сегмент диска, где формируются горбы, ограничен расстояниями 6–7 кпк и выделен серым цветом. Также показаны положения бара (эллипс), CR и OLR (сплошные серые линии), резонанса $-4/1$ (пунктирная серая линия). Хорошо видно, что при ориентации орбиты под углом $\theta_0 = 25^\circ$ звезда проходит через область, где формируются горбы, с отрицательной радиальной скоростью ($V_R < 0$). Следовательно, такие звезды “тянут” медианное значение скорости V_R в сторону более отрицательных значений, что способствует созданию впадин. При ориентации орбиты под углом $\theta_0 = -25^\circ$, звезда пролетает рядом с Солнцем на расстоянии $R > R_{OLR}$ и просто уходит из области, где формируются горбы.

Таким образом, скорости V_R и V_T , вычисленные для сегмента модельного диска: $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк, показывают изменения с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет. Амплитуда изменений скоростей составляет 1–2 км/с, но ее статистическая значимость (отношение амплитуды к ошибке ее определения) превышает 8σ .

4. ВЫБОРКА ЗВЕЗД, СОЗДАЮЩИХ ГОРБЫ

4.1. Критерий отбора

Мы нашли звезды, которые создают горбы на профиле распределения радиальных скоростей V_R . Звезды, захваченные линдбладовскими резонансами, имеют свойство периодически менять направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара (Вайнберг, 1994). Мы отобрали звезды, орбиты которых ориентированы так, что они имеют отрицательные скорости в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и диапазоне расстояний $R = 6\text{--}7$ кпк в определенные периоды времени, а в другие периоды времени просто уходят из рассматриваемой области.

Мы вычислили углы θ_{01} , θ_{02} и θ_{03} , которые определяют направление вытянутости орбит относительно большой оси бара на интервалах времени соответственно 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет с начала моделирования. Оказалось, что звезды, орбиты которых меняют ориентацию следующим образом: $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$,

$-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$, вносят существенный вклад в формирование горбов. Наша выборка включает 26308 звезд, что составляет только 9% от всех звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи радиуса OLR.

Рис. 3 показывает две эллиптические орбиты, ориентированные под углами (а) $\theta_0 = 25^\circ$ и (б) $\theta_0 = -25^\circ$ к большой оси бара. Изменение ориентации орбит приводит к возникновению горбов. Галактика вращается против часовой стрелки, но в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью бара, звезды, расположенные за пределом CR, вращаются по часовой стрелке. Сегменты орбит, на которых звезды приближаются ($V_R < 0$) и удаляются ($V_R > 0$) от центра Галактики, выделены разными цветами. Мы предполагаем, что азимутальный угол Солнца относительно бара составляет $\theta_\odot = 135^\circ$. Также показан сектор азимутальных углов $\theta = 135^\circ \pm 15^\circ$, в котором вычисляются медианные скорости звезд. Сегмент 6–7 кпк, где формируются горбы, выделен серым цветом. Хорошо видно, что звезда, двигающаяся по орбите, ориентированной под углом $\theta_0 = 25^\circ$ (рис. 3а), проходит с отрицательной радиальной скоростью ($V_R < 0$) через область, где формируются горбы. Следовательно, такие звезды “тянут” медианное значение скорости V_R в сторону более отрицательных значений, что способствует созданию впадин. При ориентации орбиты под

углом $\theta_0 = -25^\circ$, звезда пролетает рядом с Солнцем на расстоянии $R > R_{OLR}$ и просто уходит из области, где формируются горбы. Именно уход звезд с отрицательными скоростями ($V_R < 0$) из интересующей нас области вызывает появление горбов (см. также раздел 8).

Если звезда движется по эллиптической орбите, ориентированной под углом $\theta_0 = 45^\circ$ к большой оси бара, то она пересекает линию, соединяющую Солнце и центр Галактики, с нулевой радиальной скоростью $V_R = 0$ (рис. 3). При ориентации орбиты под углом $0^\circ < \theta_0 < 45^\circ$ ($45^\circ < \theta_0 < 90^\circ$), звезда, пролетая рядом с Солнцем, имеет отрицательную (положительную) радиальную скорость. Оказалось, что горбы создают звезды, орбиты которых ориентированы под углами $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$ в периоды времени соответственно 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет. Можно сказать, что эти орбиты создают впадины в периоды времени 0–1 и 2–3 млрд лет, а их уход из рассматриваемой области приводит к увеличению медианной скорости V_R и появлению горба.

Заметим, что одно и тоже требование к ориентации орбиты в периоды времени 0–1 млрд лет ($0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$) и 2–3 млрд лет ($0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$) способствует отбору орбит с периодом изменения ориентации близким, но не строго равным 2 млрд лет.

Требование к ориентации орбиты под углом $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ в период времени 1–2 млрд лет приводит к появлению дополнительного количества звезд с отрицательными радиальными скоростями ($V_R < 0$) за пределами OLR, $R > R_{OLR}$ (рис. 3b). Присутствие этих звезд “тянет” медианную радиальную скорость, вычисленную в секторе $\theta = 135 \pm 15^\circ$, в сторону более отрицательных значений. Но скорость V_R демонстрирует плавное падение на интервале расстояний $R_{OLR} < R < R_{OLR} + 1$ кпк (рис. 1). Поэтому появление дополнительных звезд с отрицательными радиальными скоростями ($V_R < 0$) делает это падение более крутым.

4.2. Начальные координаты и скорости звезд, создающих горбы

Рис. 4 показывает различные зависимости, полученные для начальных координат и скоростей звезд, создающих горбы. Здесь представлены гистограммы распределения звезд по расстоянию R в начальный момент времени ($t = 0$), на которые наложены распределения других величин. В каждом бине по R были вычислены медианные значения (а) начальной азимутальной скорости V_T , (б) периода P изменения углового момента L и полной энергии E , (с) начальной радиальной скорости V_R и (д) начального азимутального угла θ . Красные вертикальные линии показывают медианные значения дисперсии $+/-\sigma$ для соответствующих величин (половина центрального интервала, содержащего 67% всех звезд).

Рис. 4(а) показывает зависимость начальной азимутальной скорости V_T от расстояния R . Хорошо вид-

но уменьшение медианных значений V_T с увеличением R . Серая линия показывает среднее значение начальной азимутальной скорости $\overline{V_T}$, которая вычисляется из уравнения Джинса и относится ко всем звездам, расположенным на данном расстоянии в момент времени $t = 0$ (Мельник и др., 2021, раздел 3.2). Благодаря влиянию асимметричного дрейфа (asymmetric drift), скорость $\overline{V_T}$ всегда меньше скорости кривой вращения V_c , и на расстоянии OLR их разность составляет $\overline{V_T} - V_c = -7$ км/с. Пересечение серой линии и линии, проведенной через красные кружки, соответствует бину $R = 7.00\text{--}7.25$ кпк, где в начальный момент расположено максимальное количество звезд, создающих горбы.

В целом, уменьшение значений V_T с увеличением R легко понять (рис. 4а). Звезды, создающие горбы, обязательно должны пересекать радиус OLR. Следовательно, звезды, расположенные в начальный момент времени на меньшем (большем) расстоянии, чем радиус OLR, $R < R_{OLR}$ ($R > R_{OLR}$), должны “подниматься” (“спускаться”) до радиуса OLR. Поэтому они должны иметь в среднем больший (меньший) угловой момент, а следовательно большую (меньшую) азимутальную скорость V_T , чем другие звезды на данном расстоянии.

Рис. 4(б) показывает изменения периода P колебаний углового момента и энергии звезд, создающих горбы, с изменением начального расстояния R (см. также раздел 5). Медианные значения периода P для бинов по расстоянию $R = 5.75\text{--}8.00$ кпк лежат в диапазоне $P = 1.70\text{--}1.91$ млрд лет. Медианное значение периода P , вычисленного для всех звезд, создающих горбы, составляет 1.85 млрд лет.

Рис. 4(с) показывает распределение медианных значений начальной радиальной скорости V_R звезд, создающих горбы. Хорошо видно, что медианные скорости V_R малы и лежат в диапазоне $[-3, +2]$ км/с на интервале расстояний $R = 5.75\text{--}8.50$ кпк. Что касается дисперсии радиальных скоростей, то она составляет ~ 30 км/с и уменьшается с увеличением расстояния, что отражает общую тенденцию дисперсий скоростей уменьшаться на периферии.

Рис. 4(д) показывает медианные значения начального азимутального угла θ в каждом бине по расстоянию R . Хорошо видно, что угол θ рывками меняется от $+45^\circ$ до -32° на интервале $R = 4.0\text{--}8.5$ кпк, а вблизи OLR ($R_{OLR} = 7.00$ кпк) его значение близко к нулю.

5. ПРИМЕРЫ ОРБИТ, ПОДДЕРЖИВАЮЩИХ ГОРБЫ

Рис. 5(а) представляет типичную орбиту звезды, поддерживающую горбы. Орбита показана в системе отсчета вращающегося бара, в которой рассматриваемая звезда вращается в направлении, противоположном вращению Галактики. Предположительное положение Солнца показано желтым кружком. В началь-

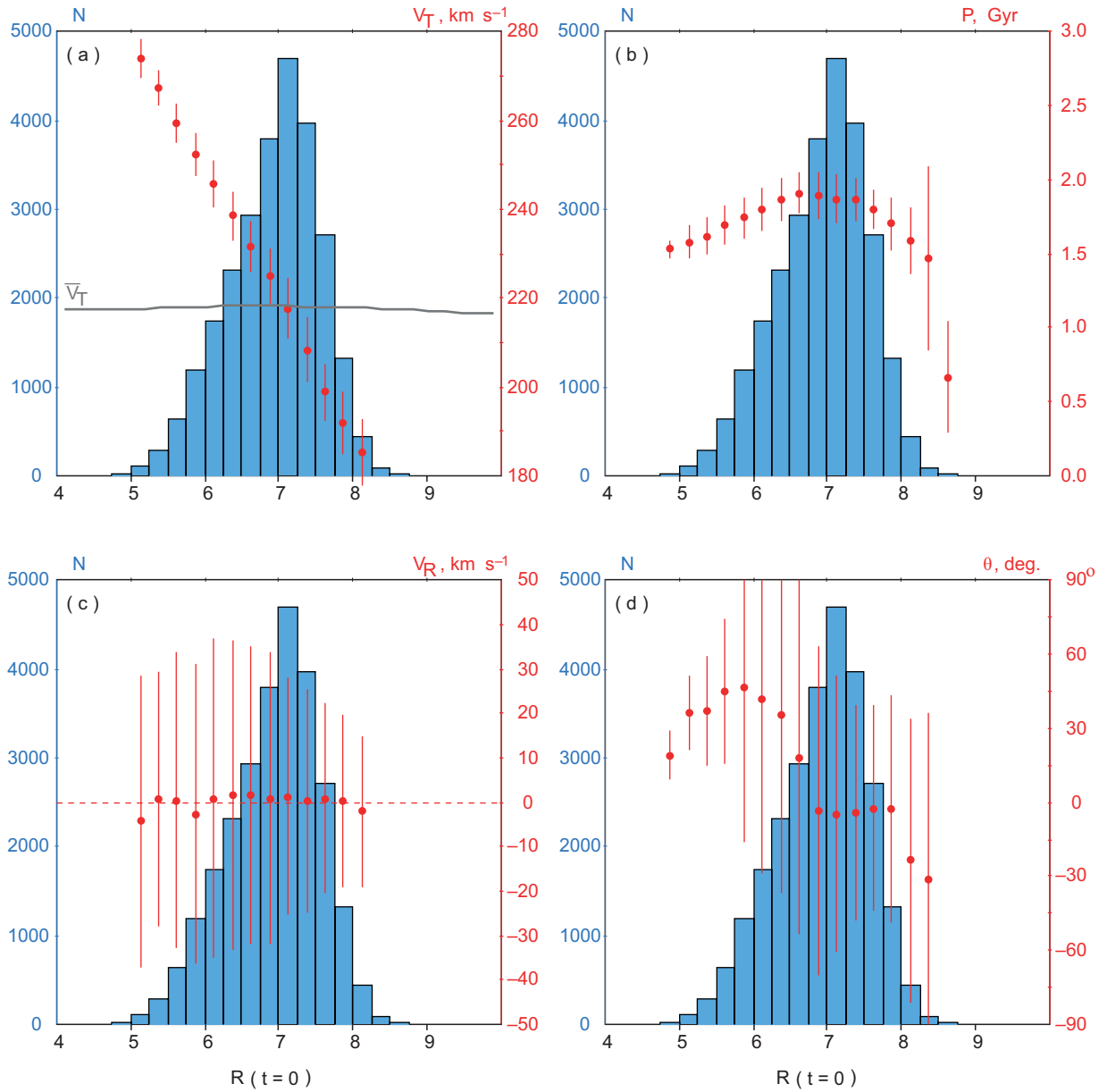


Рис. 4. Гистограммы распределения звезд, создающих горбы, по расстоянию R в начальный момент времени (синие столбики), на которые наложено распределение других параметров. В каждом бине по R были вычислены медианные значения (а) начальной азимутальной скорости V_T , (б) периода P изменения углового момента и полной энергии, (с) начальной радиальной скорости V_R и (д) начального азимутального угла θ (красные кружки). Красные вертикальные линии показывают $\pm \sigma$. (а) Хорошо видно уменьшение начального значения V_T с увеличением R . Серая линия показывает средние значения азимутальной скорости $\bar{V}_T$ всех звезд, расположенных на данном расстоянии в момент $t = 0$. Пересечение серой линии и линии, проведенной через красные кружки, соответствует бину $R = 7.00\text{--}7.25$ кпк, где в начальный момент расположено максимальное количество звезд, создающих горбы. (б) Медианные значения периода P на интервале расстояний $R = 5.75\text{--}8.00$ кпк лежат в диапазоне $P = 1.70\text{--}1.91$ млрд лет. (с) Медианные значения начальной радиальной скорости V_R звезд, создающих горбы, близки к нулю при дисперсии скоростей ~ 30 км/с. (д) Медианные значения азимутального угла θ , характеризующие положение звезды при $t = 0$, рывками меняются от $+45^\circ$ до -32° на интервале $R = 4.0\text{--}8.5$ кпк, а вблизи OLR ($R_{OLR} = 7.00$ кпк) угол θ имеет близкое к нулю значение.

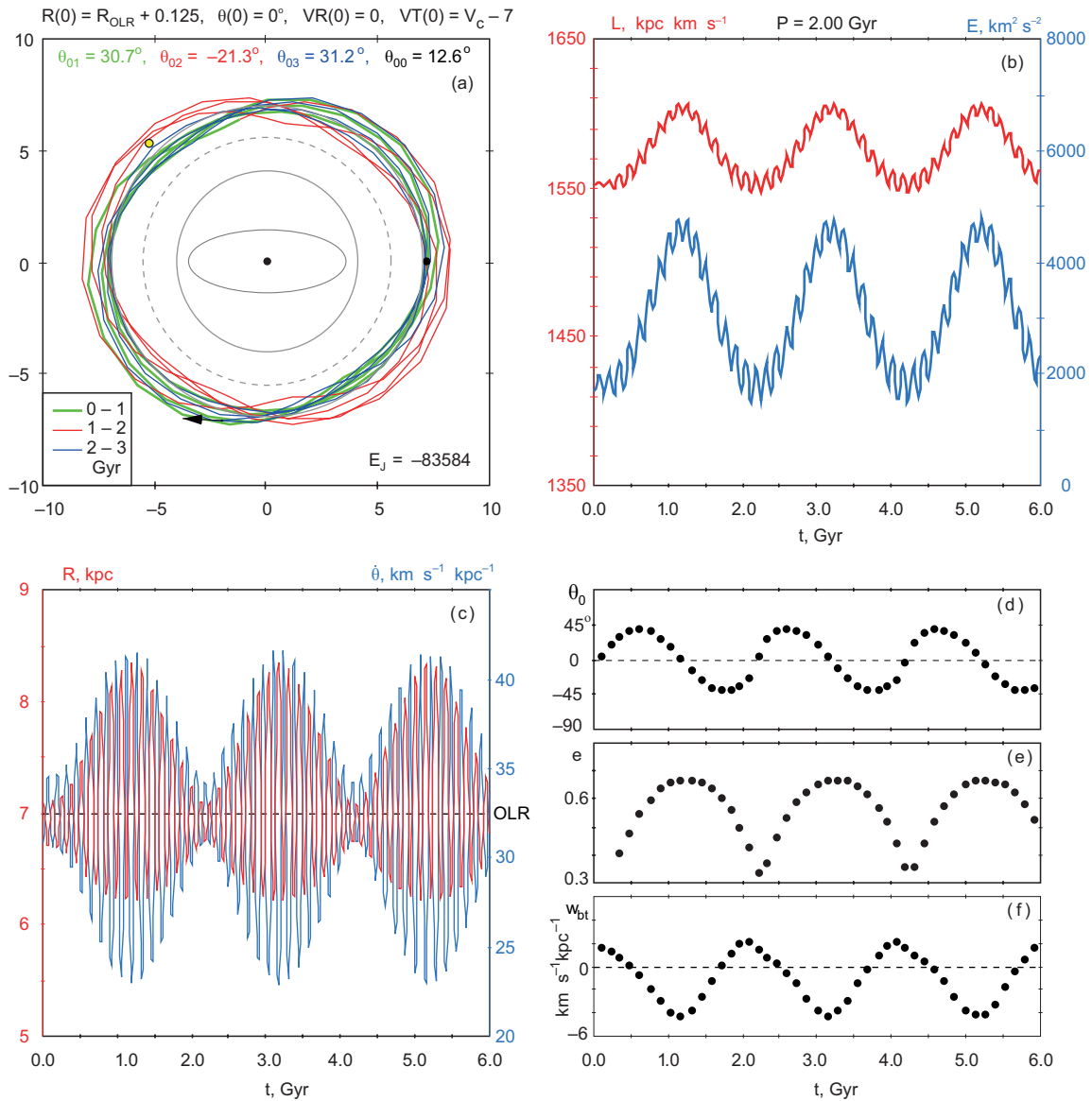


Рис. 5. Пример типичной орбиты, поддерживающей горбы. (а) Орбита в системе отсчета вращающегося бара, в которой рассматриваемая звезда вращается по часовой стрелке. Предположительное положение Солнца показано желтым кружком. В начальный момент времени звезда расположена на расстоянии $R = R_{OLR} + 0.125$ кпк в направлении большой оси бара, $\theta = 0^\circ$ (черный кружок), и имеет радиальную и азимутальную скорости соответственно $V_R = 0$ и $V_T = V_c - 7$ км/с. Орбита звезды в периоды времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет показана соответственно зеленым, красным и синим цветом. Углы θ_{01} , θ_{02} , θ_{03} и θ_{00} определяют ориентацию орбиты относительно большой оси бара в периоды времени 0–1, 1–2, 2–3 млрд лет и на всем интервале 0–3 млрд лет и представлены соответственно зеленым, красным, синим и черным цветом. Хорошо видно, что орбита звезды наклонена вправо (в направлении противоположном вращению Галактики) в периоды времени 0–1 и 2–3 и влево в период 1–2 млрд лет. Также показаны положения бара (эллипс), CR и OLR (сплошные серые линии), резонанса $-4/1$ (пунктирная серая линия), и указано значение E_J . Расстояния, скорости и E_J представлены соответственно в единицах кпк, км/с и км²/с². (б) Изменение углового момента L (красная линия) и полной энергии E (синяя линия) звезды в период времени 0–6 млрд лет. Хорошо видно присутствие короткопериодических и долгопериодических изменений L и E . Период долгопериодических изменений L и E составляет $P = 2.0$ млрд лет. Масштабы изменений L и E показаны соответственно на левой и правой вертикальных осях. (в) Изменение расстояния R (красная линия) и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ (синяя линия). Положение OLR показано пунктирной линией. Хорошо видно, что изменения R и $\dot{\theta}$ имеют форму биений. Масштабы изменений R и $\dot{\theta}$ показаны соответственно на левой и правой вертикальных осях. (г) Изменение угла θ_0 , определяющего ориентацию орбиты на интервале одного радиального колебания, со временем. Хорошо видно, что угол θ_0 медленно меняется от $+45^\circ$ до -45° , а затем быстро возвращается обратно. (е) Изменение эксцентриситета орбиты e , вычисленного на интервале одного радиального колебания. (ф) Изменение частоты биений w_{bt} , которая принимает как положительные, так и отрицательные значения.

ный момент времени звезда расположена на расстоянии $R = 7.125$ кпк в направлении большой оси бара и имеет радиальную и азимутальную скорости соответственно $V_R = 0$ и $V_T = V_c - 7$ км/с, которые являются наиболее вероятными значениями V_R и V_T на данном расстоянии в момент $t = 0$. Углы $\theta_{01} = 30.7^\circ \pm 2.1^\circ$, $\theta_{02} = -21.3^\circ \pm 2.3^\circ$ и $\theta_{03} = 31.2^\circ \pm 2.7^\circ$ определяют ориентацию орбиты относительно большой оси бара в периоды времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет и удовлетворяют требованию $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$, что необходимо для включения звезды в выборку звезд, создающих горбы. Хорошо видно, что орбита звезды наклонена вправо (по часовой стрелке) в периоды времени 0–1 и 2–3 и влево в периоды 1–2 млрд лет.

Угол $\theta_{00} = 12.6^\circ \pm 2.9^\circ$ определяет ориентацию орбиты на всем интервале времени 0–3 млрд лет. Так как значение θ_{00} мало, $\theta_{00} < 15^\circ$, то мы можем заключить, что рассматриваемая орбита в целом поддерживает внешнее кольцо R_2 , вытянутое параллельно бару.

В галактиках с баром не сохраняются ни угловой момент звезды L , ни ее полная энергия E , но для стационарного бара сохраняется их линейная комбинация в виде интеграла Якоби E_J (например, Бинни, Треймейн, 2008):

$$E_J = E - \Omega_b L. \quad (7)$$

В нашей модели интеграл Якоби сохраняется после выхода бара на полную мощность, $t > T_g$, где $T_g = 0.45$ млрд лет. Рассматриваемая звезда имеет значение $E_J = -83\,584 \text{ км}^2/\text{с}^2$, который сохраняется до единицы последнего знака при $t > T_g$.

Рис. 5(b) показывает изменения удельного углового момента L и удельной полной энергии E рассматриваемой звезды в период времени 0–6 млрд лет. Хорошо видно присутствие короткопериодических и долгопериодических колебаний L и E с периодами соответственно $P = 130 \pm 10$ млн лет и 2000 ± 20 млн лет. Короткопериодические колебания характерны для всех звезд модели и возникают дважды за период обращения звезды относительно бара. Долгопериодические колебания имеют большую амплитуду и возникают у звезд вблизи резонансов.

Рис. 5(c) показывает изменения расстояния R и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$. Хорошо видно, что колебания R и $\dot{\theta}$ имеют форму биений, для которых характерно периодическое изменение амплитуды колебаний. Рассматриваемая звезда пересекает радиус OLR при каждом радиальном колебании, но средние значения R и $\dot{\theta}$ также медленно меняются. Изменения R и $\dot{\theta}$ происходят в противофазе.

Мы выделили промежутки времени от одного пересечения звезды радиуса OLR с отрицательной радиальной скоростью $V_R < 0$ до другого и на каждом промежутке вычислили средние значения $\bar{R}$ и $\bar{\theta}$. Пример

таких колебаний $\bar{R}$ и $\bar{\theta}$ можно найти в работе Мельник и др. (2023, рис. 11e).

Рис. 5(d) показывает изменение угла θ_0 , определяющего направление вытянутости орбиты на интервале одного радиального колебания. Угол θ_0 отсчитывается от направления большой оси бара. Хорошо видно, что угол θ_0 медленно меняется от $+45^\circ$ до -45° , а затем быстро обратно.

Рис. 5(e) показывает изменение эксцентриситета орбиты e , вычисленного на интервале одного радиального колебания. Эксцентриситет меняется в диапазоне $e = 0.34\text{--}0.67$. Заметим, что минимум эксцентриситета соответствует минимуму среднего расстояния $\bar{R}$.

Рис. 5(f) показывает изменения угловой частоты биений w_{bt} , вычисленной на интервале одного радиального колебания. Угловая частота биений определялась из соотношения:

$$w_{bt} = \kappa(\bar{R}) + 2(\bar{\theta} - \Omega_b), \quad (8)$$

где $\bar{R}$ и $\bar{\theta}$ меняются со временем. Частота биений w_{bt} является частным случаем резонансной частоты (например, Чибя и др., 2021). При вычислении эпиклической частоты κ мы учитывали поправку, связанную с эксцентриситетом орбиты (Страк, 2015a,b). Максимальная поправка к значению κ составляет 0.59 км/с/кпк , что мало по сравнению со значениями $\kappa(\bar{R}) = 43.5\text{--}46.4 \text{ км/с/кпк}$. Видно, что w_{bt} принимает как положительные, так и отрицательные значения, что означает изменение направления смещения угла θ_0 (см. также раздел 6.2).

Рис. 6 показывает еще два примера орбит, создающих горбы. Ориентация обеих орбит в периоды времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет удовлетворяет критерию $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$. В начальный момент времени обе звезды находятся на некотором удалении от радиуса OLR: первая звезда (a) находится ближе к центру Галактики, $R = R_{OLR} - 1.00$ кпк, а вторая звезда (b) — дальше от центра, $R = R_{OLR} + 0.75$ кпк. Чтобы орбита удовлетворяла приведенному выше критерию, начальные азимутальные скорости этих звезд должны сильно отличаться от скорости кривой вращения V_c . Заметим, что первая (вторая) звезда имеет начальную скорость на 30 км/с больше (меньше) скорости кривой вращения $V_c \text{ км/с}$ на соответствующем расстоянии, что в целом отражает общую тенденцию (рис. 4a).

Рис. 6 также показывает периоды изменения углового момента и энергии рассматриваемых звезд, которые составляют $P = 1.69$ и 1.68 млрд лет. Заметим, что эти значения несколько меньше периода $P = 2.00$ млрд лет, полученного для звезды, представленной на рис. 5. И это отражает общую тенденцию: медианное значение периода P уменьшается по мере удаления начального положения звезды от радиуса OLR (рис. 4b).

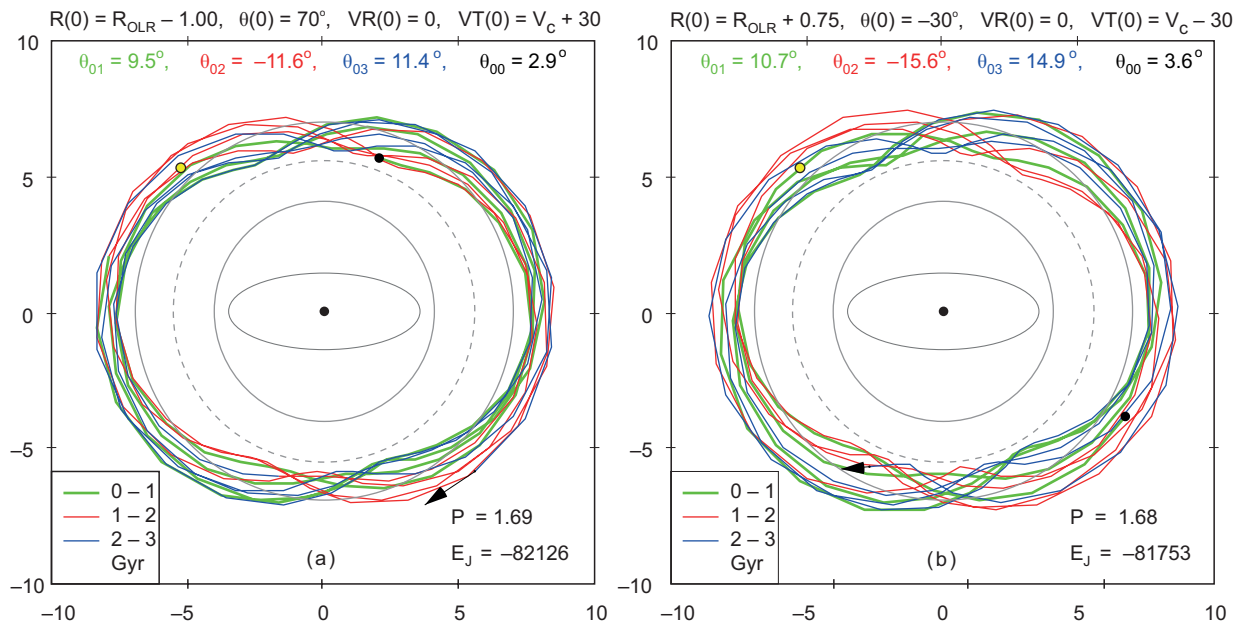


Рис. 6. Другие примеры орбит, поддерживающих горбы. Орбиты рассматриваются в системе отсчета вращающегося бара. Предположительное положение Солнца отмечено желтым кружком. (а) Звезда в начальный момент времени расположена на расстоянии $R = R_{OLR} - 1.00$ кпк под углом $\theta = 70^\circ$ к большой оси бара (черный кружок) и имеет радиальную и азимутальную скорости соответственно $V_R = 0$ и $V_T = V_c + 30$ км/с. (б) Звезда в начальный момент имеет следующие координаты и скорости: $R = R_{OLR} + 0.75$ кпк, $\theta = -30^\circ$, $V_R = 0$ и $V_T = V_c - 30$ км/с (черный кружок). Орбиты звезд в периоды времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет показаны соответственно зеленым, красным и синим цветом. Углы θ_{01} , θ_{02} , θ_{03} и θ_{00} определяют ориентацию орбиты относительно большой оси бара в периоды времени 0–1, 1–2, 2–3 млрд лет и на всем интервале 0–3 млрд лет. Расстояния, скорости, E_J и период P представлены соответственно в единицах кпк, км/с, $\text{км}^2/\text{с}^2$ и млрд лет. Подробнее см. подпись к рис. 5.

Рис. 6 также показывает значения интеграла Якоби рассматриваемых звезд: $E_J = -82126$ и $-81753 \text{ км}^2/\text{с}^2$, которые имеют несколько большие значения, чем $E_J = -83584 \text{ км}^2/\text{с}^2$ звезды, представленной на рис. 5 (см. также раздел 7).

Заметим, что выбор начальных значений радиальной скорости V_R и азимутального угла θ также влияет на период P и среднюю ориентацию орбиты.

6. СТАТИСТИКА ОРБИТ ВБЛИЗИ OLR

6.1. Порядок симметрии и ориентация

Мы отобрали 289 062 звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи радиуса OLR и не пересекают радиус коротации (CR), и определили порядок симметрии орбит m и, если это эллиптические орбиты ($m = 2$), направление их вытянутости.

Для определения порядка симметрии орбит использовалась следующая система уравнений:

$$R_n = R_{00} + \cos(m(\theta_n - \bar{\theta})), \quad (9)$$

где R_n и θ_n — расстояние от центра Галактики и азимутальный угол звезды относительно большой оси бара в моменты времени $t_n = 10n$ млн лет, $n = 0, \dots, 300$. Значения R_{00} и $\bar{\theta}$ определяют соответственно среднее Галактоцентрическое расстояние звезды и среднюю

ориентацию в период времени 0–3 млрд лет. Эту систему уравнений можно переписать в следующем виде:

$$R_n = R_{00} + C_1 \cos(m\theta_n) + C_2 \sin(m\theta_n), \quad (10)$$

где угол $\bar{\theta}$ определяется следующим выражением:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{m} \arctan \frac{C_2}{C_1}, \quad (11)$$

и характеризует среднее направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара на интервале времени $t = 0-3$ млрд лет. Угол $\bar{\theta}$ лежит в диапазоне $-90^\circ \leq \bar{\theta} < 90^\circ$ и связан с углом θ_{00} (раздел 5) следующим образом:

$$\theta_{00} = \bar{\theta} + \pi. \quad (12)$$

Мы рассмотрели следующие значения порядка симметрии $m = 2, 3, 4$ и 5 и вычислили соответствующие значения функции $\chi^2(m)$. При этом значение $\sigma_0 = 1$ кпк было принято одинаковым для всех m . Если одно из четырех $\chi^2(m)$, например, $\chi^2(m_1)$, принимало значение меньше трех других на некоторую критическую величину χ_c^2 :

$$\begin{cases} \chi^2(m_1) < \chi^2(m_2) - \chi_c^2, \\ \chi^2(m_1) < \chi^2(m_3) - \chi_c^2, \\ \chi^2(m_1) < \chi^2(m_4) - \chi_c^2, \end{cases} \quad (13)$$

то порядок симметрии орбиты принимался равным m_1 , что соответствует минимальному значению $\chi^2(m_1)$. Если это условие не выполнялось ни для какого m , то мы считали, что форма орбиты близка к круговой, т.е. $m = 0$. Критическое значение χ_c^2 принималось равным $\chi_c^2 = 2$, что позволяет нам отобрать орбиты определенной формы и исключить комбинированные орбиты с элементами, соответствующими различным значениям m .

Табл. 1 представляет количество орбит с порядком симметрии $m = 0, 2, 3, 4$ и 5 и их долю от полной выборки (289 062 звезд). Для $m = 2$ также приводится количество орбит, ориентированных в следующих секторах: $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$, $15^\circ \leq \theta_{00} < 75^\circ$, $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$, $105^\circ \leq \theta_{00} < 165^\circ$ и $165^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$. Для каждой выборки звезд также представлено медианное значение периода P и медианное значение дисперсии периода σ_P . Табл. 1 состоит из двух частей: в Части I рассматриваются все звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (289 062 звезды), а в Части II рассматриваются звезды, создающие горбы (26 308 звезд).

Табл. 1 (Часть I) показывает, что большинство орбит, 33.4%, лежащих как внутри, так и снаружи OLR, ориентированы в среднем перпендикулярно большой оси бара, $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$, т.е. вытянуты вдоль малой оси бара. Однако, эти звезды имеют медианное значение периода $P = 780$ млн лет, следовательно, они не могут создавать горбы с периодом $P \approx 2000$ млн лет. Кроме того, дисперсия периодов σ_P достигает значения $\sigma_P = 745$ млн лет, поэтому такая выборка звезд не может создавать какие-либо организованные изменения в ориентации орбит в течение длительного промежутка времени.

Достаточно много звезд, 11.1%, имеют орбиты, ориентированные под углом $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ к большой оси бара. Здесь медианные значения периода P и дисперсии равны $P = 1730$ и $\sigma_P = 220$ млн лет. Эта выборка звезд вполне может создавать горбы с периодом $P \approx 2000$ млн лет. Общая доля орбит, ориентированных вдоль большой оси бара, т.е. под углом θ_{00} в диапазоне значений $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165^\circ \leq \theta_{00} \leq 180^\circ$, составляет 16.6%.

Особое внимание мы уделили орбитам с порядком симметрии $m = 3$, так как резонанс $-3/1$ ($R_{-3/1} = 6.02$ кпк), как и OLR, лежит вблизи радиуса, где появляются горбы. Табл. 1 (Часть I) показывает, что доля орбит с $m = 3$ составляет 7.7%, что значительно меньше доли орбит с $m = 2$ (54.8%). Медианное значение периода P для орбит с $m = 3$ равно $P = 490$ млн лет. Следовательно, эти звезды не могут создавать горбы с периодом $P \approx 2000$ млн лет.

Доля орбит с порядком симметрии $m = 4$ составляет только 5.7% от всех звезд вблизи OLR (табл. 1, Часть I). Однако медианное значение периодов здесь довольно велико, $P = 1930$ млн лет. С другой стороны, и дисперсия периодов имеет довольно большое значение, $\sigma_P = 795$ млн лет. В целом, эти звезды могут создавать горбы с периодом $P \approx 2000$ млн лет, но они должны быстро размываться.

Для полноты картины мы рассмотрели порядок симметрии $m = 5$. Доля этих орбит составляет 3.3%, и они не играют существенной роли в создании горбов (табл. 1, Часть I).

Достаточно большая доля звезд, 28.6%, имеет орбиты с порядком симметрии $m = 0$ (табл. 1, Часть I). Это значит, что ни одно из значений m в диапазоне $m = 2-5$ не описывает орбиту существенно лучше, чем другие. Здесь медианное значение периода и дисперсия имеют значения $P = 720$ и $\sigma_P = 590$ млн лет. Таким образом, эта выборка звезд не может создавать колебания с периодом $P \approx 2000$ млн лет.

Другая картина наблюдается для звезд, создающих горбы (табл. 1, Часть II). Здесь 71.6% орбит ориентированы под углом $0^\circ \leq \theta_0 < 15^\circ$. Эти орбиты вытянуты в среднем вдоль большой оси бара и поддерживают кольцо R_2 . Медианное значение периода и дисперсия составляют $P = 1820$ и $\sigma_P = 155$ млн лет. Хорошо видно, что эта выборка звезд может создавать горбы с периодом $P \approx 2000$ млн лет в течение длительного периода времени.

6.2. Доля качающихся орбит вблизи OLR

Мы попытались отделить орбиты, направление вытянутости которых колеблется внутри определенного угла, от орбит, направление вытянутости которых смещается только в одном направлении безо всяких ограничений по углам. Необходимым условием захвата орбиты качаниями является то, что она должна лежать, как внутри, так и снаружи радиуса резонанса. Для каждой из 289 062 звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR, мы вычислили значения частоты биений w_{bt} (8). Критерий колебания орбиты состоит в том, что максимальное и минимальное значения частоты биений w_{bt} должны иметь разные знаки, $\max w_{bt} > 0$ и $\min w_{bt} < 0$, т.е. частота биений должна менять знак за время одного колебания. Если w_{bt} не меняет знак, то направление вытянутости орбиты смещается только в одном направлении: при $w_{bt} > 0$ — в направлении вращения Галактики, а при $w_{bt} < 0$ — в противоположном направлении. Оказалось, что доля орбит, захваченных колебаниями вблизи OLR, составляет 28% от числа орбит, лежащих как внутри, так и снаружи OLR. Медианное значение периода колебаний качающихся орбит составляет $P = 1.96$ млрд лет.

Таблица 1. Симметрия и ориентация орбит

Часть I				
Орбиты, лежащие как внутри, так и снаружи OLR				
θ_0	N	f	P млн лет	σ_P млн лет
All	289 062	100.0%	910	715
$m = 2$				
All	158 332	54.8%	1320	695
$0^\circ \leq \theta_0 < 15^\circ$	32 212	11.1%	1730	220
$15^\circ \leq \theta_0 < 75^\circ$	10 122	3.5%	2020	210
$75^\circ \leq \theta_0 < 105^\circ$	96 650	33.4%	780	745
$105^\circ \leq \theta_0 < 165^\circ$	3316	1.1%	2030	560
$165^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$	16 032	5.5%	1720	270
$m = 3$				
All	22 226	7.7%	490	130
$m = 4$				
All	16 406	5.7%	1930	795
$m = 5$				
All	9480	3.3%	650	80
$m = 0$				
All	82 618	28.6%	720	590
Часть II				
Орбиты, создающие горбы				
All	26 308	100.0%	1850	170
$m = 2$				
All	23 310	88.6%	1850	165
$0^\circ \leq \theta_0 < 15^\circ$	18 824	71.6%	1820	155
$15^\circ \leq \theta_0 < 75^\circ$	4054	15.4%	1990	125
$75^\circ \leq \theta_0 < 105^\circ$	0	0.0%	—	—
$105^\circ \leq \theta_0 < 165^\circ$	0	0.0%	—	—
$165^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$	432	1.6%	1460	40
$m = 3$				
All	24	0.1%	650	5
$m = 4$				
All	1764	6.7%	1810	150
$m = 5$				
All	8	0.0%	1630	40
$m = 0$				
All	1202	4.6%	1880	555

7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД В ПЛОСКОСТИ (E_J , P)

Рис. 7 показывает распределения звезд в плоскости (E_J , P), где E_J — интеграл Якоби, а P — период изменения углового момента и полной энергии. Для орбит с порядком симметрии $m = 2$ цветом показана ориентация орбиты: $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (голубой), $15^\circ \leq \theta_{00} < 75^\circ$ (зеленый), $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$ (красный), $105^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$ (темно-синий), где угол θ_{00} определяет направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара в период времени 0–3 млрд лет. Орбиты с порядком симметрии $m \neq 2$ показаны черным цветом.

Рис. 7(a) показывает распределение (E_J , P), полученное для звезд модели, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (289 062 звезд). Чтобы рисунок не был перегружен точками, мы приводим только 2% звезд, выбранных случайно. Сплошная красная линия показывает медианные значения периода P , вычисленные в бинах по E_J шириной $100 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Вертикальные линии показывают значения E_J , вычисленные для воображаемых звезд, расположенных в точках L_1 , L_4 и на радиусах резонансов $-3/1$, $-4/1$, OLR и имеющих скорости $V_R = 0$ и $V_T = V_c$, где V_c — скорости кривой вращения на соответствующих радиусах. Двойные линии показывают значения E_J , вычисленные для звезд, расположенных на большой (более отрицательное значение) и малой осях бара. Значения E_J , вычисленные для радиуса OLR, равны $E_J = -84\,266$ (большая ось) и $-83\,997 \text{ км}^2/\text{с}^2$ (малая ось). Хорошо видно, что медианное значение периода P растет вблизи OLR и достигают значения $P = 2.00$ млрд лет, после чего резко падает. Заметим также небольшой рост периода P вблизи значения $E_J = -74\,243 \text{ км}^2/\text{с}^2$, соответствующего точке L_4 .

Рис. 7(b) показывает распределение (E_J , P), полученное для звезд, создающих горбы (26 308 звезд). Видно, что большинство звезд имеют орбиты, ориентированные под углом $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (голубые точки), которые образуют структуру, напоминающую угол: медианное значение P практически линейно растет от $P = 1.60$ до 2.00 млрд лет при уменьшении E_J от $-78\,000$ до $-83\,400 \text{ км}^2/\text{с}^2$, а при дальнейшем уменьшении E_J значение периода P быстро падает.

8. ВКЛАД ЗВЕЗД, СОЗДАЮЩИХ ГОРБЫ, В КОЛЕБАНИЯ СКОРОСТЕЙ V_R И V_T

Рис. 8 показывает медианные значения (а, б) радиальной V_R и (с, д) азимутальной V_T скоростей звезд диска, лежащих в секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в интервале расстояний $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк, в разные моменты времени. Мы рассматриваем три выборки звезд: все звезды модельного диска, которые попадают в указанный сегмент диска в рассматриваемые моменты времени (черные круж-

ки); звезды, создающие горбы (красные кружки); и все звезды диска за исключением звезд, создающих горбы (голубые кружки). Также показано изменение числа звезд N , создающих горбы и расположенных в указанном сегменте диска в разные моменты времени (сплошная красная линия).

Рис. 8(a) показывает изменение скорости V_R , вычисленной для всех звезд диска и для выборки без звезд, создающих горбы. Хорошо видно, что исключение отобранных звезд существенно изменило фазу колебаний скорости V_R : на месте горбов, кроме первого, появились впадины, а на месте впадин — горбы.

Рассмотрим количественный критерий, показывающий влияние отобранных звезд на колебания скорости V_R . Хорошим критерием является отношение амплитуды A и ошибки ее определения ε_A . Заметим, что отношение $|A/\varepsilon_A|$, вычисленное для всех звезд диска, расположенных в указанном сегменте, составляет $|A/\varepsilon_A| = 11.7$ ($A = 1.76 \pm 0.15$). Однако амплитуда A , вычисленная без звезд, создающих горбы, но при фиксированных периоде и фазе, т. е. при $P = 2.1$ млрд лет и $\varphi = 257^\circ$, которые определяют положения горбов и впадин для всей выборки звезд, равна $A = -0.21 \pm 0.19 \text{ км/с}$. Видно, что в этом случае амплитуда A имеет значение, близкое к ошибке ее определения и отношение $|A/\varepsilon_A| = 1.1$. Следовательно, колебания скорости V_R , полученные для всех звезд в указанном сегменте диска, практически исчезли после удаления звезд, создающих горбы. Правда, появились другие колебания V_R , в которых положения горбов и впадин соответствуют другим моментам времени.

Рис. 8(b) показывает колебания скорости V_R и числа звезд N , вычисленных для выборки звезд, создающих горбы (26308 звезд). Обратим внимание на диапазон изменения скорости V_R : от -50 до 0 км/с . Причем минимумы скорости V_R соответствуют минимальным значениям N . Колебания скорости V_R в этом случае имеют следующие параметры: $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет, $\overline{V_R} = -30.3 \pm 0.9 \text{ км/с}$, $A = 13.1 \pm 1.7 \text{ км/с}$ и $\varphi = 75^\circ \pm 5^\circ$.

Сравнение рис. 8(a) и рис. 8(b) показывает, что медианные скорости V_R звезд, создающих горбы (красные кружки), всегда меньше медианных скоростей всех звезд, лежащих в указанном сегменте (черные кружки). Средние скорости V_R в первом и втором случае равны соответственно $\overline{V_R} = -30.3$ и $\overline{V_R} = 5.2 \text{ км/с}$. Значит, звезды, создающие горбы, “тянут” медианные скорости V_R в сторону более отрицательных значений. Когда число звезд N , создающих горбы (сплошная темно-красная линия), увеличивается, их влияние становится более заметным, и в результате медианные скорости V_R всех звезд уменьшаются. Таким образом, именно периодические изменения числа звезд N , создающих горбы, приводят к колебаниям скорости V_R в указанном сегменте диска.

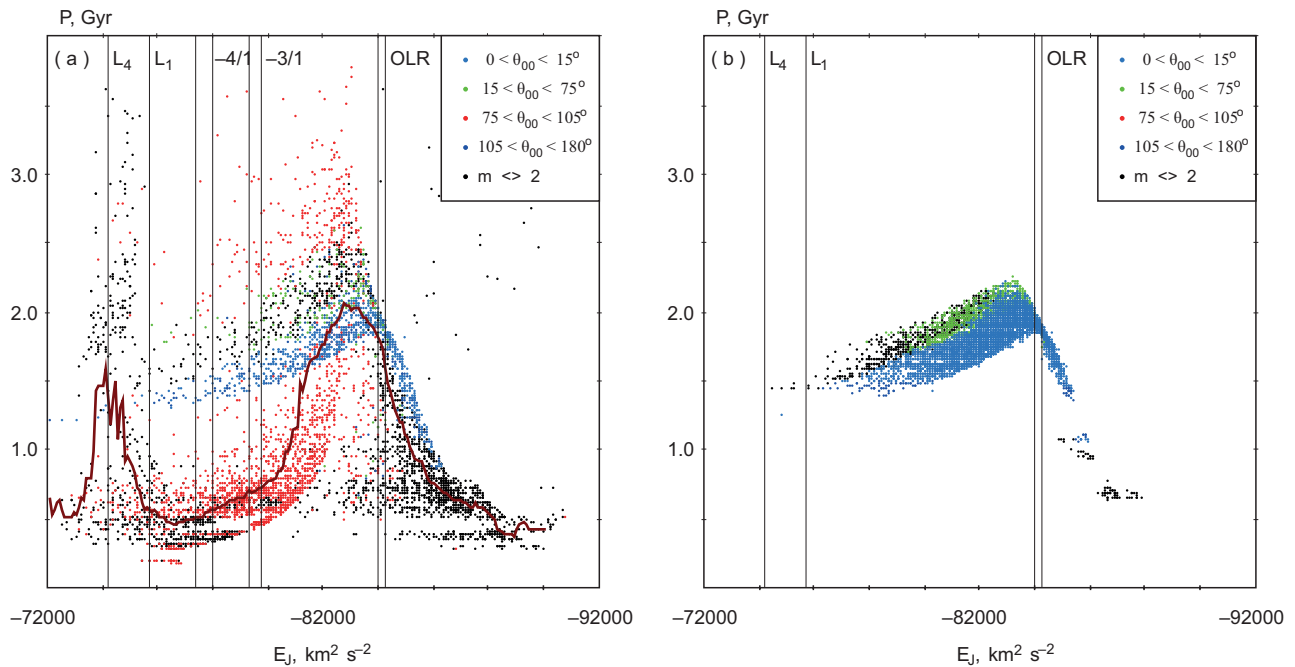


Рис. 7. Распределения звезд в плоскости (E_J, P) , где E_J — интеграл Якоби, а P — период изменения углового момента и энергии. Ориентация орбит для $m = 2$ показана цветом: $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (голубой), $15^\circ \leq \theta_{00} < 75^\circ$ (зеленый), $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$ (красный), $105^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$ (темно-синий), где угол θ_{00} определяет направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара в период времени 0–3 млрд лет и лежит в диапазоне $0^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$. Орбиты с $m \neq 2$ показаны черным цветом. Вертикальные линии показывают значения E_J , вычисленные для воображаемых звезд, расположенных в точках L_1 , L_4 и на радиусах резонансов $-3/1$, $-4/1$ и OLR в направлениях большой (более отрицательные значения) и малой осей бара, и имеющих азимутальные скорости, равные скоростям кривой вращения на соответствующих радиусах. (a) Все звезды модели, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (289 062 звезды). Показано только 2% звезд. Сплошная красная линия показывает медианные значения периода P в каждом бине по E_J . Хорошо видно, что медианные значения периодов P растут вблизи OLR, а затем резко падают. (b) Звезды, создающие горбы (26 308 звезд). Показано 25% звезд. Большинство звезд имеют орбиты, ориентированные под углом $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (голубые точки), которые образуют структуру, напоминающую угол: медианное значение P практически линейно растет от $P = 1.6$ до 2.0 млрд лет при уменьшении E_J от $-78\,000$ до $-83\,400 \text{ км}^2/\text{с}^2$, а затем резко падает.

Рис. 8(с) показывает колебания скорости V_T , вычисленной для всех звезд, лежащих в указанном сегменте диска (черные кружки), и для выборки, не включающей звезды, создающие горбы (голубые кружки). Хорошо видно, что исключение звезд, создающих горбы, сдвинуло, за исключением первого горба, фазу колебаний скорости V_T на $\sim 180^\circ$.

Рис. 8(d) показывает колебания скорости V_T и числа звезд N , вычисленных для звезд, создающих горбы. Хорошо видно, что в этом случае скорости V_T (красные точки) лежат в диапазоне от 220 до 245 км/с, кроме одного момента времени ($V_T = 193 \text{ км/с}$), и сдвинуты в сторону более положительных значений по сравнению с V_T , полученными для всех звезд, лежащих в указанном сегменте диска. Параметры колебаний V_T , вычисленные для звезд, создающих горбы, имеют следующие значения: $P = 1.9 \pm 0.1$ млн лет, $\bar{V}_T = 229.7 \pm 0.1 \text{ км/с}$, $A = 4.48 \pm 1.37 \text{ км/с}$ и $\varphi = 295^\circ \pm 11^\circ$. Заметим, что средняя скорость V_T , вычисленная для звезд, создающих горбы, ($\bar{V}_T = 229.7 \text{ км/с}$) на $\sim 11 \text{ км/с}$ больше средней скорости,

полученной для всех звезд, лежащих в указанном сегменте диска ($\bar{V}_T = 218.5 \text{ км/с}$).

Сравнение рис. 8(с) и рис. 8(d) показывает, что колебания скорости V_T , вычисленной для всех звезд в указанном сегменте диска (черные точки), хорошо согласуются с колебаниями числа звезд N , создающих горбы (сплошная темно-красная линия), которые “тянут” значения скоростей V_T в сторону более положительных значений. Следовательно, увеличение N приводит к сдвигу скоростей V_T в положительном направлении.

Влияние звезд, создающих горбы, на положение максимумов и минимумов скорости V_T также можно оценить, используя отношение амплитуды A к ошибке ее определения ε_A . Амплитуда A , вычисленная для всех звезд, лежащих в очерченном сегменте, равна $A = 1.24 \pm 0.14 \text{ км/с}$, но ее значение, вычисленное без звезд, создающих горбы, и при фиксированных значениях периода и фазы, т. е. при $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет и $\varphi = 329^\circ$, составляет только $A = -0.28 \pm 0.20 \text{ км/с}$.

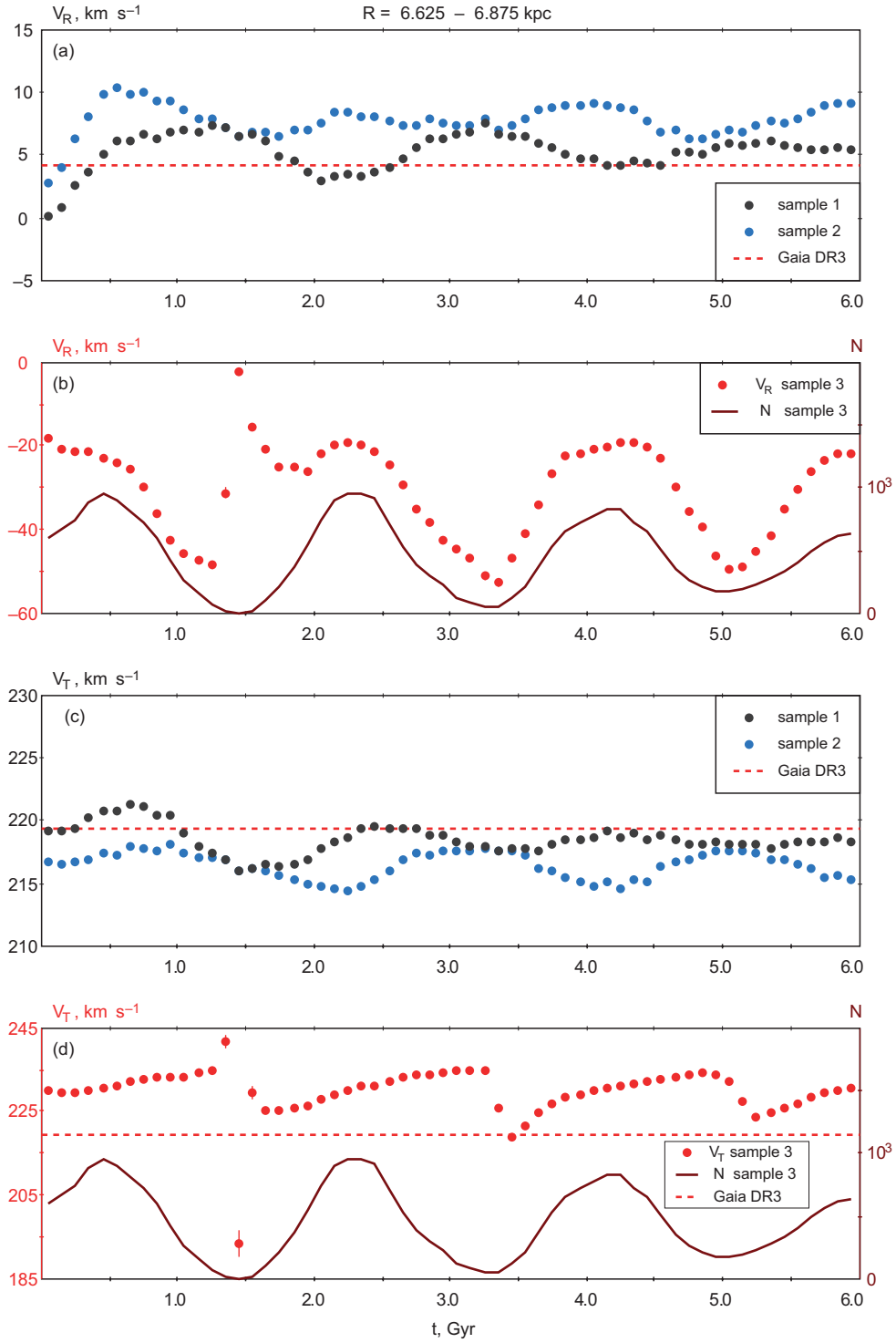


Рис. 8. Медианные значения (а, б) радиальной V_R и (с, д) азимутальной V_T скоростей звезд диска, лежащих в секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в интервале расстояний $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк, в разные моменты времени. Скорости V_R и V_T вычислены для трех выборок звезд: (1) все звезды модельного диска (черные кружки), (2) все звезды модельного диска, кроме звезд, создающих горбы (голубые кружки) и (3) звезды, создающие горбы (красные кружки). Сплошная темно-красная линия показывает изменение числа звезд N , создающих горбы и расположенных в указанном сегменте диска, в разные моменты времени. Масштаб изменения N показан на правой вертикальной оси. См. также подпись к рис. 2.

Таким образом, отношение A/ε_A падает с 8.9 до 1.4 после исключения звезд, создающих горбы.

Следовательно, именно звезды, создающие горбы, вызывают колебания радиальной и азимутальной скоростей с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет.

9. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД МОДЕЛИ ПО ПЕРИОДУ P

Рис. 9 показывает распределение звезд модели по периоду P изменения углового момента и полной энергии. Рис. 9(a) показывает распределения, построенные для нескольких выборок звезд: все звезды модельного диска; звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи CR; звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR; и звезды, создающие горбы. Хорошо видны два максимума в распределении всех звезд по периоду P , расположенные на $P = 0.6$ и 1.9 млрд лет. К первому максимуму концентрируются звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи CR. Заметим, что период долгопериодических колебаний вокруг точек равновесия L_4 и L_5 составляет 565 ± 2 млн лет в нашей модели (Мельник и др., 2023), поэтому первый максимум, вероятно, связан с так называемыми бананообразными орбитами вокруг точек L_4 и L_5 . Звезды, создающие горбы, концентрируются ко второму максимуму. Распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (289 062 звезды), также имеет два максимума. Оно показано в увеличенном масштабе на рис. 9(b).

Рис. 9(b) показывает, что распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR, также имеет два максимума, расположенных на $P = 0.7$ и $P = 1.9$ млрд лет. Мы выделили орбиты с порядком симметрии $m = 2$, которые ориентированы перпендикулярно бару ($75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$) и параллельно бару ($0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$), где угол θ_{00} определяет среднее направление вытянутости орбиты относительно большей оси бара на интервале времени 0–3 млрд лет. Хорошо видно, что орбиты, вытянутые перпендикулярно бару (светло-красные прямоугольники), концентрируются к периоду $P = 0.7$ млрд лет, а орбиты, вытянутые параллельно бару (светло-зеленые прямоугольники) — к периоду $P = 1.9$ млрд лет. Заметим, что эти подмножества орбит поддерживают соответственно внешние кольца R_1 и R_2 .

10. ВОЗРАСТ ГАЛАКТИЧЕСКОГО БАРА

Мы сравнили наблюдательное распределение медианных скоростей V_R , полученных по данным *Gaia* DR3, на интервале расстояний $R = 6$ –9 кпк с модельным распределением в разные моменты времени и вычислили функцию $\chi^2(t)$. Рис. 10 показывает функцию χ^2 на интервале времени 0–6 млрд лет. Значение неопределенности медианной скорости V_R ,

вычисленной в бинах, было принято равным $\varepsilon_{VR} = 0.6$ км/с (см. раздел 3). Хорошо видно, что функция χ^2 имеет два минимума на интервале времени 0.5–6.0 млрд лет, соответствующих моментам $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет. Эти минимумы возникают из-за исчезновения горбов на профилях распределения модельных скоростей V_R в соответствующие промежутки времени (рис. 1). Мы не рассматриваем минимум на $t = 0.4$ млрд лет, потому что бар еще не достиг полной силы к этому моменту времени.

Присутствие или отсутствие горбов на профилях распределения модельной скорости V_R может служить индикатором соответствия модели наблюдениям. Наблюдательный профиль распределения скорости V_R , полученный по данным *Gaia* DR3, не имеет горба на расстояниях $R = 6$ –7 кпк (рис. 1). С другой стороны, модельные профили имеют горбы в периоды времени 0.6–1.8, 3.0–3.8, 5.0–5.8 млрд лет. Таким образом, наилучшее согласие модели с наблюдениями на интервале времени 0.5–6.0 млрд лет соответствует моментам $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет.

От какого момента времени мы должны отсчитывать возраст бара? В нашем моделировании существуют два критических момента: начало моделирования и момент выхода бара на полную мощность. Реальные дисковые галактики практически всегда имеют в центре хотя бы небольшое овальное возмущение, которое может существовать длительное время. Поэтому мы будем отсчитывать возраст бара от момента его выхода на полную мощность. Так как время роста бара в нашей модели составляет $T_g = 0.45$ млрд лет, то возраст бара должен быть сдвинут на ~ 0.5 млрд лет в сторону меньших значений относительно моментов времени, соответствующих наилучшему согласию моделей с наблюдениями. Таким образом, возраст Галактического бара, вычисленный с момента его выхода на полную мощность, должен находиться вблизи одного из двух значений: 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали модель Галактики с баром, которая хорошо воспроизводит распределения наблюдательных радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей звезд вдоль Галактоцентрического расстояния R , полученных по данным *Gaia* DR3. Для построения модельных и наблюдательных профилей распределения скоростей использовались звезды, лежащие вблизи плоскости Галактики $|z| < 200$ пк в узком секторе азимутальных углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$. Медианные значения скорости V_R и V_T вычислялись в бинах шириной $\Delta R = 250$ пк. Наилучшее согласие модельных и наблюдательных профилей скоростей соответствует угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55 \pm 3$ км/с/кпк и позиционному углу бара $\theta_b = 45^\circ \pm 15^\circ$. В нашей модели радиус OLR бара и Галактоцентрическое рас-

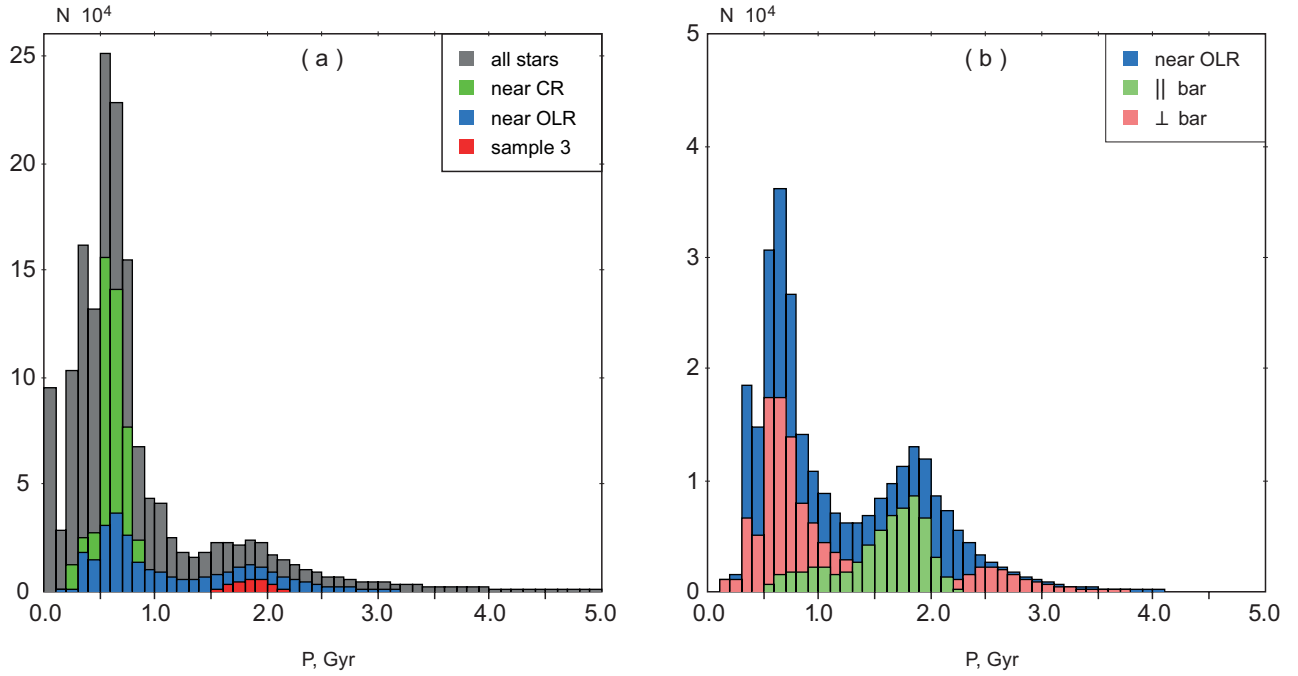


Рис. 9. Распределение звезд модели по периоду P изменения углового момента и энергии. (а) Все звезды модельного диска (серые столбики); звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи CR (зеленые столбики); звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (синие столбики); звезды, создающие горбы (выборка 3, красные столбики). Хорошо видны два максимума в распределении всех звезд по периоду P , расположенные на $P = 0.6$ и $P = 1.9$ млрд лет. К первому максимуму концентрируются звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи CR (зеленые столбики). Распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (синие столбики), также имеют два максимума. Это распределение в увеличенном масштабе показано на правом фрейме. (б) Среди множества звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (синие столбики), были выделены орбиты с порядком симметрии $m = 2$, которые ориентированы перпендикулярно бару, $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$ (светло-красные столбики), и параллельно бару, $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$ (светло-зеленые столбики). Первое подмножество орбит (светло-красные столбики) имеет максимум распределения на $P = 0.6$, а второе (светло-зеленые столбики) на $P = 1.9$ млрд лет.

стояние Солнца равны соответственно $R_{OLR} = 7.0$ и $R_0 = 7.5$ кпк (Мельник и др., 2023).

Мы нашли, что модельные профили распределения радиальной скорости V_R демонстрируют периодическое увеличение скорости V_R на расстояниях 6–7 кпк (рис. 1). Максимальная высота горбов на профиле V_R равна 1.9 ± 0.12 км/с и соответствует расстоянию $R = 6.75$ кпк. Высота горбов уменьшается со временем. Мы исследовали изменения скорости V_R в бине $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк. Средняя амплитуда изменения скорости V_R на интервале времени 0–6 млрд лет составляет $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с. Период появления горбов равен $P = 2.1 \pm 0.1$ млрд лет (рис. 2а).

Азимутальная скорость V_T также демонстрирует периодические изменения в бине расстояний $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк. Амплитуда и период изменений скорости V_T равны $A = 1.24 \pm 0.14$ км/с и $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет (рис. 2б).

Таким образом, скорости V_R и V_T , вычисленные для сегмента модельного диска: $|\theta - \theta_0| < 15^\circ$ и $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк, демонстрируют колебания с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет.

Орбиты, захваченные качаниями вблизи линдбладовских резонансов, имеют свойство периодически менять направление вытянутости (Вайнберг, 1994). Мы вычислили углы θ_{01} , θ_{02} и θ_{03} , которые определяют направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара на интервалах времени соответственно 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет с начала моделирования. Мы нашли, что звезды, орбиты которых меняют ориентацию следующим образом: $0^\circ < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0^\circ < \theta_{03} < 45^\circ$, вносят существенный вклад в формирование горбов. В периоды времени 0–1 и 2–3 млрд лет орбиты этих звезд ориентированы так, что создают отрицательные скорости в секторе $|\theta - \theta_0| < 15^\circ$ и в диапазоне расстояний 6–7 кпк, а в период времени 1–2 млрд лет меняют свою ориентацию и просто уходят из рассматриваемой области (рис. 3). Выборка звезд, создающих горбы, включает 26 308 звезд, что составляет только 9% от всех звезд, орбиты которых лежат, как внутри, так и снаружи радиуса OLR.

Мы исследовали распределение начальных координат и скоростей звезд, создающих горбы (рис. 4). Максимум распределения звезд по начальному рас-

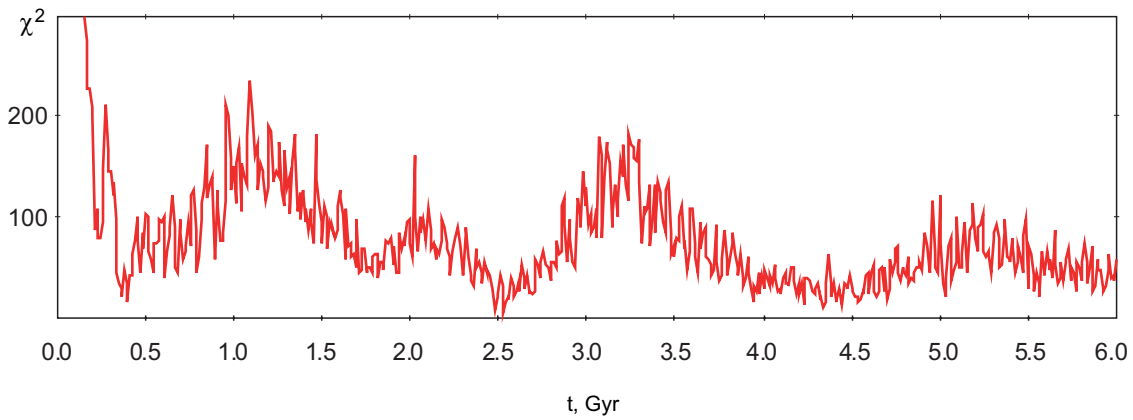


Рис. 10. Сравнение наблюдательного распределения медианной скорости V_R , полученного по данным *Gaia* DR3 на интервале расстояний $R = 6\text{--}9$ кпк, с модельным распределением в разные моменты времени. Хорошо видно, что функция χ_R^2 имеет два минимума на интервале времени 0.5–6.0 млрд лет, соответствующих моментам $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет.

стоянию R соответствует бину $R = 7.00\text{--}7.25$ кпк, где в начальный момент времени расположено максимальное количество звезд, создающих горбы. Мы обнаружили уменьшение начальной азимутальной скорости V_T с увеличением начального расстояния R . Медианные значения начальных радиальных скоростей V_R звезд, создающих горбы, близки к нулю при дисперсии скоростей ~ 30 км/с.

Типичная орбита звезды, создающей горбы, показана на рис. 5. Изменения углового момента L и полной энергии E звезды демонстрируют короткопериодические и долгопериодические колебания с периодами соответственно 0.13 и 2.0 млрд лет. Изменения расстояния R и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ имеют форму биений. Угол θ_0 , который определяет направления вытянутости орбиты относительно большой оси бара в течение одного радиального колебания, меняется в диапазоне от -45° до 45° . Угол θ_0 , среднее расстояние $\bar{R}$, средняя угловая скорость $\bar{\dot{\theta}}$, эксцентриситет орбиты и частота биений w_{bt} (8) изменяются с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет.

Мы исследовали порядок симметрии m и ориентацию орбит вблизи OLR. Были отобраны орбиты, которые лежат как внутри, так и снаружи OLR и не пересекают CR (289 062 звезд). Из них 54.8% имеют порядок симметрии $m = 2$; 7.7% — 3; 5.7% — 4 и 3.3% — 5; 28.6% орбит имеют форму, близкую к круговой. Большинство орбит с порядком симметрии 2 вытянуты перпендикулярно бару ($75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$), что составляет 33.4% от общей выборки. Доля орбит, вытянутых вдоль большой оси бара ($0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165^\circ \leq \theta_{00} \leq 180^\circ$), составляет только 16.6% (табл. 1, Часть I).

Среди звезд, создающих горбы (26308 звезд), 88.6% имеет порядок симметрии $m = 2$. Большинство (71.6%) орбит с порядком симметрии $m = 2$ вытянуты вдоль большой оси бара под углом $0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$. Таким образом, большинство звезд, создающих горбы, поддерживают внешнее кольцо R_2 . Медианное зна-

чение периода P , вычисленное для звезд, создающих горбы, равно $P = 1.85$ млрд лет. (табл. 1, Часть II).

Доля качающихся орбит, которые меняют направление вытянутости в определенном диапазоне углов, $\theta_1 < \theta_0 < \theta_2$, составляет 28% от числа звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR (раздел 6.2). Медианное значение периода колебаний качающихся орбит равно $P = 1.96$ млрд лет.

Мы исследовали распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR, в плоскости (E_J, P) . Оказалось, что медианное значение периода P увеличивается по мере уменьшения энергии Якоби E_J и приближения к OLR, а затем резко падает. Распределение звезд, создающих горбы, еще более четко демонстрирует эту тенденцию (рис. 7).

Мы исследовали влияние звезд, создающих горбы, на колебания медианного значения радиальной скорости V_R звезд, лежащих в сегменте диска: $|\theta - \theta_0| < 15^\circ$ и $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк (рис. 8). Исключение звезд, создающих горбы, существенно изменило фазу колебаний: на месте горбов, кроме первого, появились впадины, а на месте впадин — горбы. Отношение амплитуды A к ошибке ее определения ε_A , вычисленных для выборки, не включающей звезды, создающие горбы, и при фиксированных значениях периода и фазы, равно $|A/\varepsilon_A| = 1.1$, что существенно меньше значения, полученного для всех звезд, лежащих в указанном сегменте диска, $|A/\varepsilon_A| = 11.7$.

Аналогичный тест, проведенный для азимутальных скоростей V_T , показал, что исключение звезд, создающих горбы, при фиксированных значениях периода и фазы приводит к уменьшению значения $|A/\varepsilon_A|$ с 8.9 до 1.4.

Распределение звезд модели по периоду P изменения углового момента и энергии имеет два максимума, расположенных на $P = 0.6$ и 1.9 млрд лет (рис. 9а). К первому максимуму концентрируются звезды, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи CR.

Период $P = 0.6$ млрд лет практически совпадает с периодом долгопериодических колебаний вокруг точек равновесия L_4 и L_5 , поэтому первый максимум, вероятно, связан с так называемыми бананообразными орбитами. Распределение звезд, орбиты которых лежат как внутри, так и снаружи OLR, также имеет два максимума, на $P = 0.7$ и $P = 1.9$ млрд лет. При этом орбиты, вытянутые перпендикулярно и параллельно бару, концентрируются к первому и второму максимумам, соответственно. Эти орбиты поддерживают соответственно внешние кольца R_1 и R_2 (рис. 9b).

Сравнение модельных и наблюдательных профилей распределения скорости V_R показало, что функция χ_R^2 имеет два минимума, соответствующих моментам времени $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет (рис. 10), которые возникают из-за исчезновения горбов на профилях распределения модельных скоростей V_R . Таким образом, возраст Галактического бара, определенный с момента его выхода на полную мощность, должен лежать вблизи одного из двух значений: 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Мы благодарим анонимных рецензентов за полезные замечания и интересную дискуссию. Эта работа была выполнена с использованием данных Европейского Космического Агентства (ESA) миссии *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанных Консорциумом обработки и анализа данных (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>) *Gaia*. Поддержка DPAC была обеспечена национальными институтами, в частности, институтами, участвующими в многостороннем соглашении *Gaia*. Е.Н. Подзолкова — обладатель стипендии Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (Grant No. 21-2-2-44-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азано и др. (T. Asano, M.S. Fujii, J. Baba, J. Bedorf, E. Sellentin, S. Portegies Zwart), *MNRAS* **514**, 460 (2022).
2. Антоха и др. (T. Antoja, A. Helmi, W. Dehnen, et al.), *Astron. Astrophys.* **563**, 60 (2014).
3. Атанассула (E. Athanassoula), *MNRAS* **259**, 328 (1992).
4. Атанассула и др. (E. Athanassoula, O. Bienayme, L. Martinet, D. Pfenniger), *Astron. Astrophys.* **127**, 349 (1983).
5. Беле и др. (A. Boehle, A.M. Ghez, R. Schodel, et al.), *Astrophys. J.* **830**, 17 (2016).
6. Бенжамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, et al.), *Astrophys. J.* **630**, L149 (2005).
7. Бенсби и др. (T. Bensby, S. Feltzing, A. Gould, et al.), *Astron. Astrophys.* **605**, A89 (2017).
8. Берд и др. (G. Byrd, P. Rautiainen, H. Salo, R. Buta, D.A. Crocker) *Astron. J.* **108**, 476 (1994).
9. Бика и др. (E. Bica, C. Bonatto, B. Barbuy, S. Ortolani), *Astron. Astrophys.* **450**, 105 (2006).

10. Бинни, Тремейн (J. Binney and S. Tremaine), *Galactic Dynamics*, (Princeton: Princeton Univ. Press, 2008).
11. Блок и др. (D. L. Block, I. Puerari, J. H. Knapen, et al.), *Astron. Astrophys.* **375**, 761 (2001).
12. Бови и др. (J. Bovy, H.W. Leung, J.A. Hunt, et al.), *MNRAS* **490**, 4740 (2019).
13. Бранхам (R.L. Branham), *Astrophys. Space Sci.* **362**, 29 (2017).
14. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A1 (2021).
15. Бута (R. Buta), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **96**, 39 (1995).
16. Бута и др. (R. Buta, E. Laurikainen, H. Salo) *Astron. J.* **127**, 279 (2004).
17. Бута, Ком (R. Buta and F. Combes), *Fund. Cosmic Physics* **17**, 95 (1996).
18. Бута, Крокер (R. Buta and D.A. Crocker), *Astron. J.* **102**, 1715 (1991).
19. Вайнберг (M.D. Weinberg), *Astrophys. J.* **420**, 597 (1994).
20. Вальенари и др. (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, A1 (2023).
21. Герхард (O. Gerhard), *Mem. S. A. It. Suppl.* **18**, 185 (2011).
22. Глушкова и др. (E.V. Glushkova, A.K. Dambis, A.M. Melnik, A.S. Rastorguev), *Astron. Astrophys.* **329**, 514 (1998).
23. Гонсалес-Фернандес и др. (C. Gonzalez-Fernandez, M. Lopez-Corredoira, E.B. Amores, D. Minniti, P. Lucas, I. Toledo), *Astron. Astrophys.* **546**, 107 (2012).
24. Гроеневеген и др. (M.A.T. Groenewegen, A. Udalski, G. Bono), *Astron. Astrophys.* **481**, 441 (2008).
25. Дамбис и др. (A.K. Dambis, L.N. Berdnikov, A.Y. Kniazev, et al.), *MNRAS* **435**, 3206 (2013).
26. Двек и др. (E. Dwek, R.G. Arendt, M.G. Hauser, et al.), *Astrophys. J.* **445**, 716 (1995).
27. Дебаттиста и др. (V.P. Debattista, O.A. Gonzalez, R.E. Sanderson, et al.), *MNRAS* **485**, 5073 (2019).
28. де Воклер, Фримен (G. de Vaucouleurs and K.C. Freeman), *Vis. in Astron.*, **14**, 163 (1972).
29. Денен (W. Dehnen), *Astron. J.* **119**, 800 (2000).
30. Диас-Гарсия и др. (S. Diaz-Garcia, H. Salo, E. Laurikainen, M. Herrera-Endoqui), *Astron. Astrophys.* **587**, 160 (2016).
31. Иванек и др. (P. Iwanek, R. Poleski, S. Kozlowski, et al.) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **264**, 20 (2023).
32. Кабрера-Лаверс и др. (A. Cabrera-Lavers, P.L. Hammersley, C. Gonzalez-Fernandez, et al.), *Astron. Astrophys.* **465**, 825 (2007).
33. Калнайс (A.J. Kalnajs), *Dynamics of Disc Galaxies* (Ed. B. Sundelius, Goteborgs: Goteborgs Univ. Press, 1991), p. 323.
34. Кац и др. (Gaia Collaboration, D. Katz, T. Antoja, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, A11 (2018).
35. Контонпулос (G. Contopoulos), *Celest. Mech.* **31**, 193 (1983).
36. Контонпулос, Гросбол (G. Contopoulos and P. Grosbol), *Astron. Astrophys. Rev.* **1**, 261 (1989).
37. Контонпулос, Папаяннопулос (G. Contopoulos and Th. Papayannopoulos), *Astron. Astrophys.* **92**, 33 (1980).
38. Коул, Вайнберг (A. A. Cole and M. D. Weinberg), *Astrophys. J.* **574**, L43 (2002).

39. Линдегрен и др. (L. Lindegren, S.A. Klioner, J. Hernandez, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A2 (2021).
40. Мельник (А.М. Melnik), *MNRAS* **485**, 2106 (2019).
41. Мельник, Дамбис (А.М. Melnik and A.K. Dambis), *Astrophys. Space Sci.* **365**, 112 (2020).
42. Мельник и др. (А.М. Melnik, A.K. Dambis, E.N. Podzolkova, L.N. Berdnikov), *MNRAS* **507**, 4409 (2021).
43. Мельник и др. (А.М. Melnik, E.N. Podzolkova, A.K. Dambis), *MNRAS* **525**, 3287 (2023).
44. Мельник А.М., Раутиайнен П., Письма в Астрон. журн. **35**, 676 (2009) [А.М. Melnik, P. Rautiainen, *Astron. Lett.*, **35**, 609 (2009)]
45. Мельник, Раутиайнен (А.М. Melnik, P. Rautiainen), *MNRAS* **418**, 2508 (2011).
46. Мельник и др. (А.М. Melnik, P. Rautiainen, L.N. Berdnikov, A.K. Dambis, A.S. Rastorguev), *Astron. Nachr.* **336**, 70 (2015).
47. Мельник и др. (А.М. Melnik, P. Rautiainen, E.V. Glushkova, A.K. Dambis), *Astrophys. Space Sci.* **361**, 60 (2016).
48. Минчев и др. (I. Minchev, J. Nordhaus, A.C. Quillen), *Astrophys. J.* **664**, L31 (2007).
49. Монари и др. (G. Monari, B. Famaey, A. Siebert, A. Duchateau, T. Lorscheider, O. Bienayme), *MNRAS* **465**, 1443 (2017).
50. Нараф (D.M. Nataf), *Publ. Astron. Soc. Aust.* **33**, 23 (2016).
51. Нараф (D.M. Nataf), *Publ. Astron. Soc. Aust.* **34**, 41 (2017).
52. Непал и др. (S. Nepal, C. Chiappini, G. Guiglion, et al.), *Astron. Astrophys.* **681**, L8 (2024).
53. Несс, Ланг (M. Ness and D. Lang), *Astron. J.* **152**, 14 (2016).
54. Никифоров (I.—I. Nikiforov), *ASP Conf. Ser.* **316**, 199 (2004).
55. Нишияма и др. (S. Nishiyama, T. Nagata, S. Sato, et al.), *Astrophys. J.* **647**, 1093 (2006).
56. Прусти и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
57. Пфеннигер (D. Pfenniger), *Astron. Astrophys.* **134**, 373 (1984).
58. Раутиайнен, Мельник (P. Rautiainen and A.M. Melnik), *Astron. Astrophys.* **519**, 70 (2010).
59. Раутиайнен, Сало (P. Rautiainen and H. Salo), *Astron. Astrophys.* **348**, 737 (1999).
60. Раутиайнен, Сало (P. Rautiainen and H. Salo), *Astron. Astrophys.* **362**, 465 (2000).
61. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, Y. Xu), *Astrophys. J.* **705**, 1548 (2009).
62. Сандерс и др. (J.L. Sanders, D. Kawata, N. Matsunaga, M.C. Sormani, L.C. Smith, D. Minniti, O. Gerhard), *MNRAS* **530**, 2972 (2024).
63. Селлвуд, Уилкинсон (J.A. Sellwood and A. Wilkinson), *Rep. on Prog. in Phys.* **56**, 173 (1993).
64. Страк (C. Struck), *MNRAS* **446**, 3139 (2015).
65. Страк (C. Struck), *MNRAS* **450**, 2217 (2015).
66. Трик и др. (W.H. Trick, F. Fragkoudi, J.A.S. Hunt, J.T. Mackereth, S.D.M. White), *MNRAS* **500**, 2645 (2021).
67. Фист и др. (M.W. Feast, C.D. Laney, T.D. Kinman, F. van Leeuwen, P.A. Whitelock), *MNRAS* **386**, 2115 (2008).
68. Фрэнсис, Андерсон (Ch. Francis and E. Anderson), *MNRAS* **441**, 1105 (2014).
69. Фудзии и др. (M.S. Fujii, J. Bedorf, J. Baba, S. Portegies Zwart), *MNRAS* **482**, 1983 (2019).
70. Хассельквист и др. (S. Hasselquist, G. Zasowski, D.K. Feuillet, et al.), *Astrophys. J.* **901**, 109 (2020).
71. Чибя и др. (R. Chiba, J. Friske, R. Schonrich), *MNRAS* **500**, 4710 (2021).
72. Шварц (M.P. Schwarz), *Astrophys. J.* **247**, 77 (1981).
73. Шен и др. (J. Shen, R.M. Rich, J. Kormendy, et al.), *Astrophys. J.* **720**, L72 (2010).
74. Эйзенхауэр и др. (F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, et al.), *Astrophys. J.* **628**, 246 (2005).

СВЕРХНОВАЯ СВЕРХВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ SN 2018IBB: ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ

© 2024 г. Н. Н. Чугай^{1*}¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 02.09.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Исследуются наблюдательные эффекты околозвездного газа вокруг сверхновой сверхвысокой светимости SN 2018ibb. Узкие линии поглощения Fe II воспроизводятся в модели фрагментированной холодной плотной оболочки (CDS) между внешней и обратной ударными волнами. Необычное селективное поглощение в эмиссионном дублете [O I] объяснено рассеянием излучения в линиях дублета Si II в оболочке сверхновой. Показано, что эмиссионный дублет [O III] на стадии $t_{\text{max}} + 565$ дней может излучаться оболочкой сверхновой, причем асимметрия дублета [O III] объясняется формированием пыли в сверхновой. Моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным газом в сочетании с данными наблюдений приводит к оценке массы околозвездной оболочки ($\sim 0.14 M_{\odot}$).

Ключевые слова: звезды — сверхновые; звезды — сверхмассивные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824080021, EDN: LYBTRW

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая сверхвысокой светимости (SLSN) SN 2018ibb на красном смещении $z = 0.166$ привлекает интерес из-за уникальных наблюдательных данных и важных следствий для теории эволюции сверхмассивных звезд и их взрыва (Шульце и др., 2024). Авторы приходят к выводу, что в этом случае имел место взрыв сверхмассивной звезды категории PISN (pair-instability SN) с энергией $\gtrsim 10^{52}$ эрг и выбросом $25\text{--}44 M_{\odot}$ синтезированного ^{56}Ni . В спектре присутствуют линии поглощения дублета Mg II 2796, 2803 Å, возникающие в околозвездной оболочке со скоростью расширения 2918 км с^{-1} . Масса околозвездной оболочки в цитируемой работе не определена, но следует подчеркнуть, что выброс массивной оболочки ($\gtrsim 1 M_{\odot}$) с энергией $\gtrsim 10^{50}$ эрг до взрыва PISN в данном случае стал бы проблемой, поскольку теоретически взрыв сверхмассивной звезды при огромных энергии и массе синтезированного ^{56}Ni должен быть однократным явлением, которому не предшествуют пульсационные выбросы значительной массы (Вусли и др., 2002; Хегер и Вусли, 2002).

Ключевое значение величины массы околозвездной оболочки для теории финальной стадии эволюции сверхмассивных звезд придает особую важность исследованию околозвездного газа вокруг предсверхновой SN 2018ibb. Ограничения на массу и радиус околозвездной оболочки можно получить путем моделирования ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом при использовании соответ-

ствующих наблюдательных данных. В этом контексте привлекают внимание три проблемы, связанные с интерпретацией спектра SN 2018ibb, и которые имеют отношение к теме околозвездной оболочки.

Первая проблема с 20-летней историей — это узкие линии поглощения мультиплета 42 Fe II (4924, 5018, 5169 Å) в спектрах SLSN вблизи максимума блеска. Ранее, анализируя узкие линии Fe II в SLSN SN 1999as, Кэйзен (2004) предположил, что они формируются в холодной плотной оболочке (CDS), которая сопутствует взаимодействию сверхновой с плотным околозвездным газом. При этом, однако, подчеркивалась проблема слишком малой толщины CDS (Кэйзен, 2004). Альтернативная модель (Мория и др., 2019) связывает узкие линии Fe II в SLSN SN 2007bi и SN 1999as с усеченным распределением плотности сверхновой на высоких скоростях из-за взаимодействия с околозвездным веществом и не учитывает вклад поглощения в CDS.

Вторая проблема — необычное селективное поглощение в профиле эмиссионного дублета [O I] 6300, 6364 Å на стадии $t_{\text{max}} + 287$ дней. Предполагается, что поглощение происходит в плотном газе CDS в самих линиях дублета [O I] (Шульце и др., 2024). Это крайне интересная возможность, но оценка показывает, что требуется слишком большая масса CDS ($\gtrsim 30 M_{\odot}$), состоящей из кислорода. Альтернативным неисследованным вариантом может стать, рассматриваемое ниже, рассеяние излучения в линиях дублета Si II 6347, 6371 Å в невозмущенной оболочке сверхновой.

И наконец, проблема локализации источника эмиссионных линий ионизованного кислорода [O II]

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

и [O III] на небулярной стадии. В принципе эти линии могут излучаться фотоионизованной околозвездной оболочкой (Шульце и др., 2024). Альтернативная неизученная возможность — излучение запрещенных линий ионизованного кислорода самой оболочкой сверхновой.

В предлагаемом сообщении исследуются указанные проблемы интерпретации спектров, которые имеют прямое отношение к эффектам околозвездной оболочки. Полученные выводы используются при моделировании ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом.

В следующем разделе рассматриваются означенные спектральные особенности, в частности моделируется эффект CDS в линиях Fe II, эффект рассеяния в линиях дублета Si II при формировании эмиссионного дублета [O I], а также моделируются профиль дублета [O III] в двух альтернативных вариантах. Третий раздел посвящен моделированию взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой. В двух приложениях кратко излагаются некоторые аспекты физики формирования узких линий Fe II и возбуждения Si II.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРОБЛЕМНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Узкие линии Fe II

Узкие линии поглощения мультиплета 42 Fe II 4924, 5018 и 5169 Å, наблюдаются в спектре SN 2018ibb на протяжении трех месяцев, начиная с максимума блеска (Шульце и др., 2024). Их происхождение в спектре SN 1999as (SLSN) Кэйзен (2004) связал с поглощением в CDS, которая формируется между прямой и обратной ударными волнами. Однако при этом была отмечена трудность, обусловленная малой геометрической толщиной CDS. Указанная проблема преодолевается, если учесть, что торможение CDS вызывает ее фрагментацию из-за неустойчивости Рэлея—Тейлора, порождая ансамбль тонких двумерных фрагментов холодного газа, перемешанных с горячим газом внешней ударной волны, как демонстрируют трехмерные расчеты (Блондин и Эллисон, 2001). Ранее это обстоятельство было учтено при моделировании спектра SN 2002ic (Чугай и др., 2004). Подчеркнем, что помимо узких линий имеется широкий компонент линий Fe II, который формируется в невозмущенной оболочке сверхновой. Поэтому предлагаемую модель формирования профилей линий Fe II естественно считать двухкомпонентной.

Перенос резонансного излучения в слое, образованном хаотическим ансамблем поглощающих фрагментов с размерами значительно меньше радиуса оболочки ($l \ll r$), можно описывать в приближении Соболева (Чугай и др., 2004). Локальная оптическая толщина в линии вдоль направления $\vec{s}$, с косинусом $\mu = \cos \theta$ угла относительно радиуса, определяется средним числом фрагментов на резонансной длине Собо-

лева $l_S = u_t |dv_s/ds|^{-1}$ (u_t — турбулентная скорость). Среднее число фрагментов на длине l_S , которую назовем локальной геометрической оптической толщиной, равно $\tau_g = n_f \sigma_f l_S$, где n_f — число фрагментов в единице объема, а σ_f — среднее сечение фрагмента. В комбинации со средней оптической толщиной фрагмента в линии (τ_f) “эффективная” оптическая толщина относительно локального поглощения (рассеяния) в данной линии равна

$$\tau = \tau_g [1 - \exp(-\tau_f)]. \quad (1)$$

Удобно использовать представление $\tau_g = Q\varphi(\mu)$, в котором $\varphi(\mu) = 1$ при гомологическом расширении $v = r/t$ и $\varphi(\mu) = 1/(1 - \mu^2)$ при расширении с постоянной скоростью, $Q \sim 1$ — свободный параметр наряду с τ_f . Кинематика гомологического расширения соответствует невозмущенной оболочке сверхновой, тогда как расширение с постоянной скоростью приближенно описывает течение за внешней ударной волной (Шевалье, 1982a).

Для моделирования спектра отобраны семь наиболее сильных линий Fe II в диапазоне 4900–5350 Å из базы данных VALD (Купка и др., 2000) с больцмановскими населенностями уровней при температуре 8000 К. Три из семи — это линии мультиплета 42, а остальные четыре лежат в диапазоне $\lambda \gtrsim 5200$ Å с потенциалом возбуждения на ≈ 0.3 эВ выше линий мультиплета 42. Это означает, что некоторая неопределенность в температуре возбуждения не имеет значения. Параметрами модели служат скорость на уровне фотосферы v_p , граничная скорость оболочки сверхновой v_0 , скорость v_{cds} расширения слоя фрагментов CDS и относительная толщина этого слоя $\delta = \Delta R/R$. Для невозмущенной оболочки сверхновой принимается распределение оптической толщины в “реперной” линии 5018 Å $\tau = \tau_p(v_p/v)^9$. Оптимальная скорость на уровне фотосферы $v_p = 8000$ км с⁻¹. Из-за крутого падения оптической толщины с ростом скорости, компонент, связанный с оболочкой сверхновой, нечувствителен к величине граничной скорости сверхновой, которая принимается равной $v_0 = 11\,500$ км с⁻¹. Оптическая толщина фрагментов в линиях предполагается большой $\tau_f \gg 1$ и это означает ведущую роль параметра Q . Спектр рассчитан методом Монте Карло в предположении чистого рассеяния в линиях. Спектр квазиконтинуума, излучаемый фотосферой, подбирается так, чтобы воспроизводить наблюдаемый континуум в рассматриваемом интервале длин волн.

Рассчитанный спектр в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 33$ дня (рис. 1a) характеризуется параметрами $v_{cds} = 10\,300$ км с⁻¹, $\delta = 0.22$, $Q = 0.45$. Для сравнения показан спектр варианта, в котором не учитывается рассеяние в слое фрагментов CDS (рис. 1b). Вариация параметров в данном случае не приводит к лучшему описанию наблюдаемого спектра.

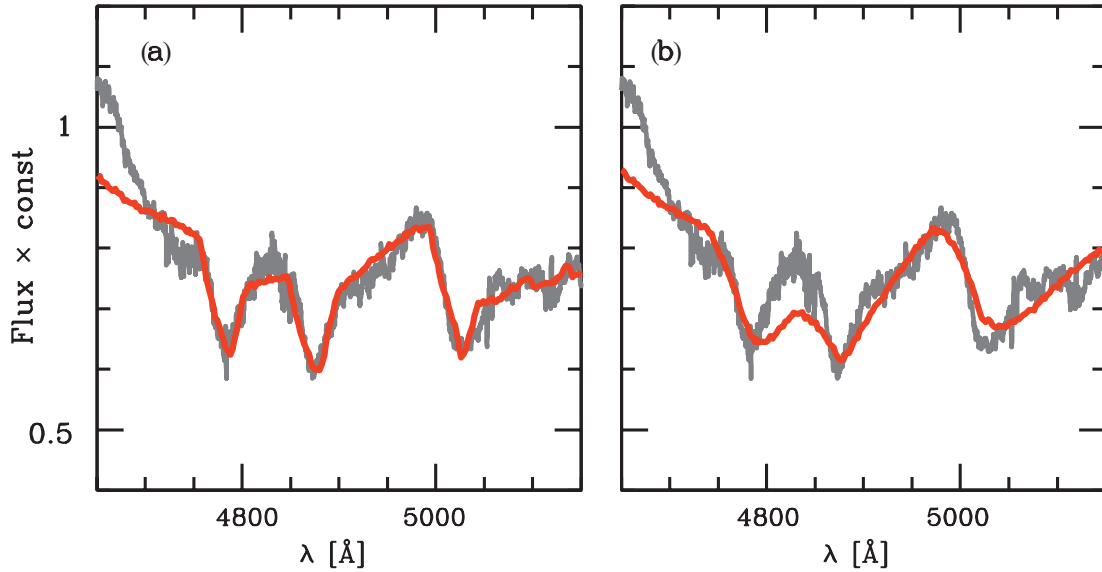


Рис. 1. Линии Fe II в двух модельных вариантах (красная линия) в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 33$ дня (Шульце и др., 2024). Модель на панели (a) включает рассеяние в линиях Fe II в невозмущенной оболочке и в слое фрагментов CDS. Модель на панели (b) учитывает рассеяние в линиях только в невозмущенной оболочке сверхновой.

Основной вывод из сопоставления моделей состоит в том, что учет рассеяния в слое фрагментов CDS значительно улучшает согласие с наблюдаемым спектром и поэтому модель с учетом рассеяния в линиях Fe II в фрагментированной CDS предпочтительнее. Параметр геометрической оптической толщины $Q = 0.45$ свидетельствует об умеренной степени фрагментации и перемешивания CDS во внешней ударной волне (см. Приложение A1). Рассеяние в линиях Fe II в оболочке сверхновой также существенно, в частности, оно формирует характерный вогнутый профиль в синей части эмиссионного максимума линии 5018 Å . Оптимальная величина оптической толщины этой линии на уровне фотосферы $\tau_p = 0.87$.

Представленная двухкомпонентная модель удовлетворительно описывает наблюдаемый спектр Fe II и подтверждает предположение о формировании узких линий Fe II в CDS (Кэйзен, 2004), с поправкой на фрагментацию и перемешивание фрагментов во внешней ударной волне. Интересно, что узкие линии Fe II фактически являются аналогом высокоскоростной узкой абсорбции (HVNA) $H\alpha$, наблюдаемой в некоторых сверхновых IIP на стадии около 50–70 дней и связанной со слоем фрагментированной CDS во внешней ударной волне (Чугай и др., 2007).

Дублет [O I] и дублет [Si II]

Рассматривается модель сферической оболочки с кинематикой $v = r/t$, в которой источники свечения в оптически тонких линиях дублета [O I] $6300, 6364 \text{ Å}$ распределены по степенному закону $\epsilon \propto v^{-k}$. Модель допускает центральную сферическую зону радиуса v_h лишенную кислорода. Такая модель использу-

ется для имитации одномерных моделей PISN, в которых кислород в оболочке неперемешан и локализован во внешних слоях, как, например, в модели He130 (Кэйзен и др., 2011). В нашей модельной оболочке населенность нижнего уровня дублета Si II $6347, 6371 \text{ Å}$, т.е. верхнего уровня соответствующего ультрафиолетового перехода (n_2), распределена в виде ступеньки $n_2 = \text{const}$ в интервале скоростей $v \lesssim v_{si}$ и $n_2 = 0$ при $v > v_{si}$. Локальная оптическая толщина в линиях распределена таким же образом в предположении постоянной по радиусу турбулентной (тепловой) скорости. Отношение локальных оптических толщин в линиях $\tau(6371)/\tau(6347) = 0.59$ (база NIST). В такой модели спектр дублета [O I] определяется показателем степени k , величинами $\tau(6347)$, v_{si} и v_h . В пределе большой оптической толщины $\tau(6347) \gg 1$ остаются три параметра: k , v_{si} и v_h .

Помимо излучения в линиях учитывается излучение квазиконтинуума, интенсивность которого на ограниченном интервале длин волн представлена линейной функцией длины волны. Реальный квазиконтинуум в области $6000\text{--}6600 \text{ Å}$ имеет форму широкой эмиссионной полосы, которая образована блендой эмиссионных линий Fe II [например, спектр SN 2002ic (Чугай и др., 2004, рис. 10)]. Источники квазиконтинуума в модели распределены по тому же закону, что и источники эмиссии [O I]. Скорость на границе оболочки определяется коротковолновой границей дублета и равна $v_0 = 11500 \text{ км с}^{-1}$.

Рассчитанные методом Монте-Карло спектры дублета [O I] с учетом рассеяния в линиях Si II показаны на рис. 2 для двух случаев распределе-

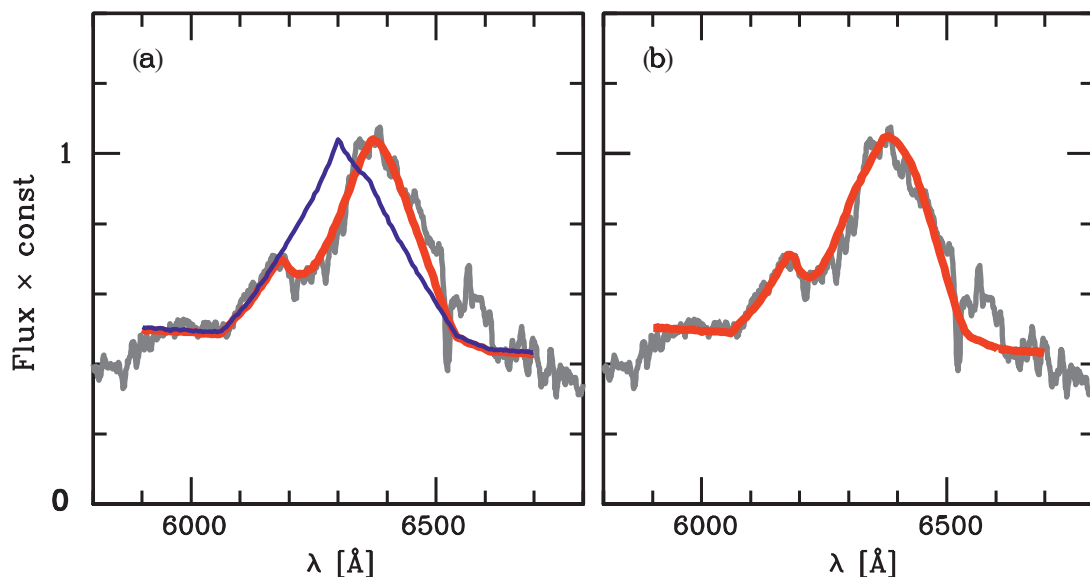


Рис. 2. Дублет [O I] в модели (красная линия) с рассеянием в линиях дублета Si II 6347, 6371 Å в сравнении с наблюдаемым спектром на момент $t_{\max} + 287$ дней (Шульце и др., 2024). Тонкая синяя линия соответствует профилю в отсутствии рассеяния в линиях Si II. Слева (a) показана модель без центральной полости распределения кислорода, а справа — с полостью ($v_h = 3000 \text{ км с}^{-1}$).

ния кислорода: без полости ($v_h = 0$) и с полостью ($v_h = 3000 \text{ км с}^{-1}$) для граничной скорости $v_{si} = 7300 \text{ км с}^{-1}$ распределения $n_2(\text{Si II})$. Неопределенность величины v_{si} составляет $\pm 300 \text{ км с}^{-1}$. Показатель степени $k = 1.23$ в первом случае и $k = 1.65$ во втором. Оба варианта дают приемлемое описание профиля дублета [O I] и это означает, что результат не очень чувствителен к наличию полости в распределении кислорода при $v_h \lesssim 3000 \text{ км с}^{-1}$. В представленных вариантах $\tau(6347) = 5$, но такой же результат получается и при $\tau(6347) = 4$. В Приложении A2 приведена оценка, показывающая реалистичность используемой величины $\tau(6347)$. В итоге, не вызывает сомнения, что наблюдаемое селективное поглощение в профиле дублета [O I] является результатом рассеяния излучения в линиях дублета Si II.

Источник эмиссии [O III] 5007, 4959 Å

К проблеме околозвездной оболочки имеет отношение вопрос о локализации источников свечения в запрещенных линиях ионизованного кислорода [O II] и [O III], которые являются сильнейшими в спектрах SN 2018ibb на небулярной стадии. Возможны два варианта: (1) излучение околозвездного газа, ионизованного излучением внешней ударной волны (Шульце и др., 2024) и (2) излучение кислорода оболочки сверхновой ионизованной радиоактивным распадом ^{56}Co . Первый вариант предсказывает верифицируемые особенности. Действительно, при постоянной скорости расширения околозвездного газа профиль оптически тонкой эмиссионной линии должен иметь

прямоугольную форму, что должно быть заметно в наблюдаемом профиле.

Рассчитанные профили дублета [O III] 5007, 4959 Å в обоих вариантах источников свечения сравниваются со спектром SN 2018ibb на стадии $t_{\max} + 565$ дней (рис. 3). Асимметрия профиля дублета, особенно заметная на этой стадии, связана с непрерывным поглощением в оболочке сверхновой (Шульце и др., 2024), которое учтено в обеих моделях. В первом варианте околозвездная оболочка примыкает к частично непрозрачной однородной оболочке сверхновой радиуса $R_1 = 1$ с оптической толщиной в континууме $\tau = 0.5$. Околозвездная оболочка со скоростью 2900 км с^{-1} и однородным распределением источников в модели занимает слой $R_1 < r < R_2 = 1.2R_1$; более протяженная оболочка не создает требуемого экранирования. В варианте свечения сверхновой распределение источников в оболочке в пределах $v \leq v_b$ предполагается пропорциональным плотности в модели mod60 (см. раздел 3). В этом же интервале скоростей предполагаются однородно распределенные источники поглощения в континууме с оптической толщиной вдоль радиуса τ . В оптимальном варианте $v_b = 7000 \text{ км с}^{-1}$ и $\tau = 1$. Представленные модельные профили свидетельствуют о том, что локализация источников в сверхновой предпочтительнее (см., однако, Обсуждение).

Значительное непрерывное поглощение в сверхновой может быть результатом образования пыли в оболочке сверхновой. Этому способствует низкая эффективная температура излучения ($\sim 1000 \text{ К}$) на рас-

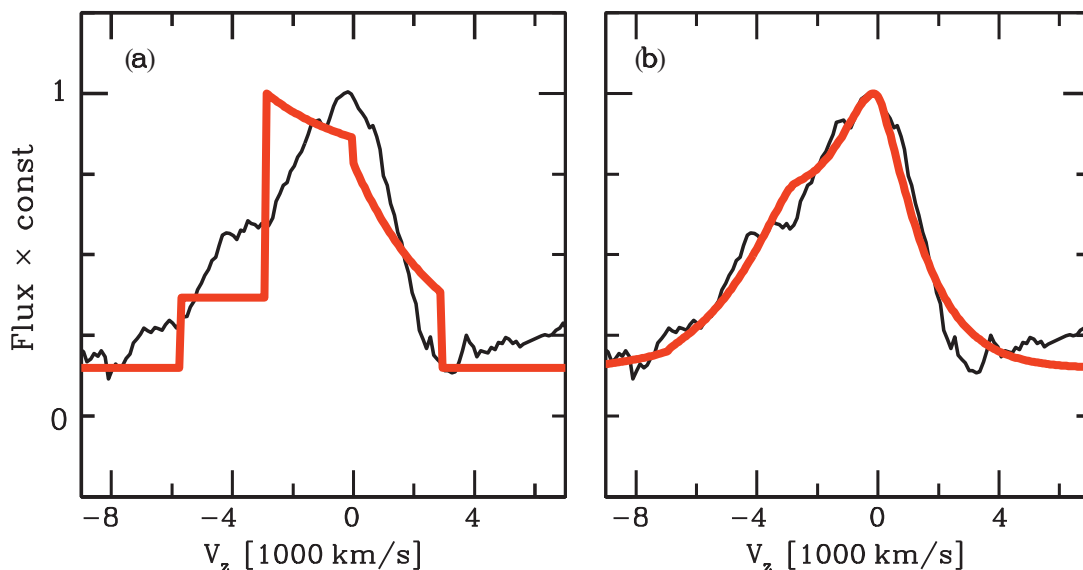


Рис. 3. Профиль дублета [O III] 5007, 4959 Å в моделях (красная линия) свечения околозвездного газа (а) и сверхновой (б) в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 565$ дней (Шульце и др., 2024).

смаатриваемой стадии ($t \approx 670$ дней после взрыва) и высокое содержание металлов (Si, C, Fe, O). При радиусе пылинок 0.1 мкм достаточно всего $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ пыли для того, чтобы обеспечить $\tau \sim 1$. Реальное количество пыли может превышать указанную величину, например, из-за клочковатой структуры распределения пыли.

ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА

Моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом основано на приближении тонкого слоя (Шевалье, 1982b; Джулиани, 1982). Наша модель вычисляет не только динамику торможения внешних слоев сверхновой, но и светимость, связанную с переработкой рентгеновского излучения внешней и обратной ударных волн, а также диффузионную светимость, обусловленную радиоактивностью (Чугай, 2001). При заданных массе и энергии сверхновой гидродинамика взаимодействия зависит от распределения плотности сверхновой, которое, основываясь на моделях PISN (Кэйзен и др., 2011), можно описывать экспонентой $\rho \propto \exp(-v/v_{sc})$, где v_{sc} определяется массой (M) и энергией (E) оболочки.

Масса и энергия определяются путем расчета кривой блеска без учета взаимодействия в приближении Арнетта (Арнетт, 1980) в предположении однородной плотности оболочки. Помимо M и E важным параметром этой модели является непрозрачность, которая принята равной $0.07 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ в согласии с Шульце и др. (2024). Еще одним параметром является доля массы (0.8), в которой распределен ^{56}Ni . Учитывая, что имеет место вырождение по параметрам

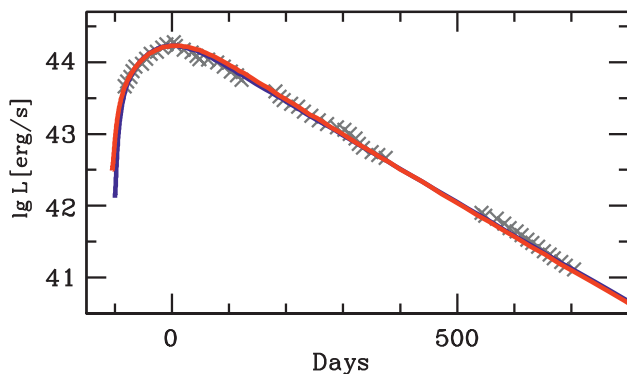


Рис. 4. Болومترические кривые блеска в моделях mod40 (синяя линия) и mod80 (красная) в сравнении с наблюдаемой кривой (кресты). Обе модели удовлетворительно описывают наблюдения и демонстрируют вырождение по основным параметрам (M , E), воспроизводя при этом близкие величины массы ^{56}Ni .

M и E , рассчитаны два варианта: маломассивная модель mod40 с массой $40 M_{\odot}$ и массивная mod80 с массой $80 M_{\odot}$ (рис. 4). Кинетическая энергия, масса ^{56}Ni и момент максимума ($t_{\max}$) для модели mod40 равны 5 Бете, $29 M_{\odot}$, 100 дней, а для mod80 — 20 Бете, $32 M_{\odot}$, 105 дней, — соответственно. Примечательно, что при значительном различии масс и энергий величины массы ^{56}Ni различаются всего на 10% (правило Арнетта (1982): масса ^{56}Ni при доминировании радиоактивности во внутренней энергии определяется светимостью в максимуме).

Предварительные расчеты модели с ударным взаимодействием сверхновой с околозвездным веществом

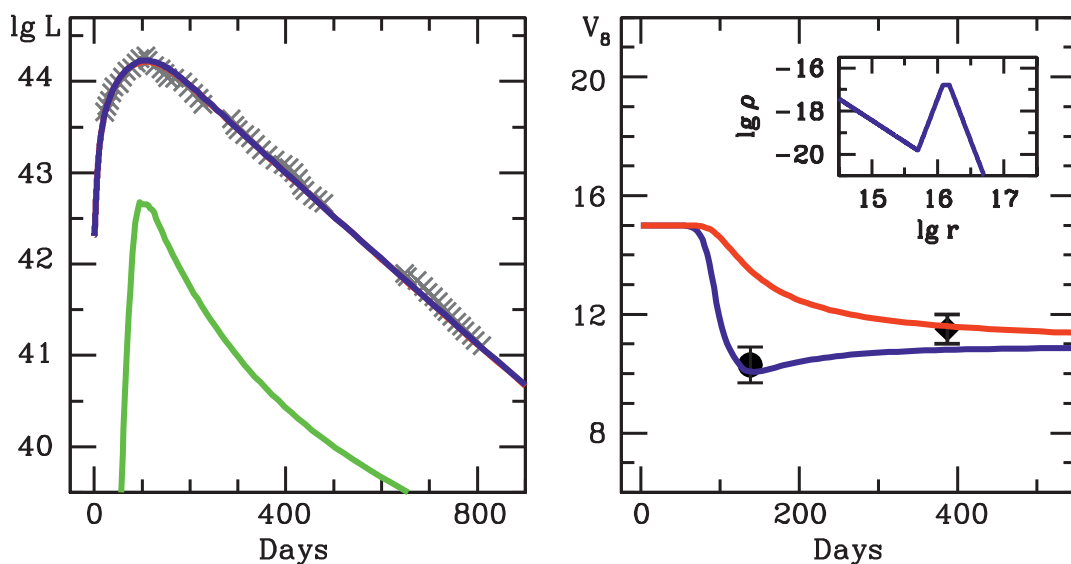


Рис. 5. Модель mod60 с учетом взаимодействия с межзвездным газом. Слева. Болометрическая светимость без учета взаимодействия с околозвездным веществом (красная линия), то же с учетом взаимодействия (синяя линия) в сравнении с наблюдаемой кривой блеска (кресты). Зеленая линия показывает светимость, обусловленную переработкой рентгеновского излучения прямой и обратной ударных волн в оптическое излучение. Вклад светимости взаимодействия в суммарную болометрическую светимость незаметен на рисунке. Справа. Скорость CDS (синяя линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (красная линия) с оценками скорости CDS по Fe II (круг) и граничной скорости невозмущенной оболочки сверхновой по [O I] (ромб). Вставка показывает распределение плотности околозвездного газа вдоль радиуса.

показывают, что приемлемая для интерпретации линий Fe II масса CDS равная $\approx 0.2 M_{\odot}$ на момент $t_{\max} + 33$ дней (см. Приложение A1) получается в модели с массой $60 M_{\odot}$ (mod60) с энергией 1.2×10^{52} эрг, массой ^{56}Ni равной $30 M_{\odot}$ и $t_{\max} = 105$ дней (рис. 5). Распределение плотности в околозвездном газе описывается зависимостью $\rho \propto r^{-2}$, на фоне которой на расстоянии 1.4×10^{16} см располагается плотная околозвездная оболочка. Такое распределение плотности позволяет реализовать торможение CDS, необходимое для описания линий Fe II. В модели учитывается скорость расширения околозвездного газа 2900 км с^{-1} (Шульце и др., 2024). В показанной на рис. 5 оптимальной модели масса околозвездной оболочки внутри радиуса 3×10^{16} см равна $0.14 M_{\odot}$ с максимумом плотности на радиусе 1.4×10^{16} см.

ОБСУЖДЕНИЕ

Основной целью работы было определение массы и радиуса околозвездной оболочки SLSN SN 2018ibb. Исследование ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом с привлечением скоростей оболочки сверхновой и CDS, полученных путем моделирования абсорбционных линий Fe II и эмиссионного дублета [O I], а также болометрической кривой блеска, приводит к оценке массы околозвездной оболочки $\approx 0.14 M_{\odot}$ внутри радиуса 3×10^{16} см с максимумом плотности на радиусе 1.4×10^{16} см. Скорость рас-

ширения околозвездной оболочки $v_{cs} = 2900 \text{ км с}^{-1}$ (Шульце и др., 2024) в сочетании с ее массой предполагает выброс массы с умеренной энергией $\sim 1.2 \times 10^{49}$ эрг, которое имело место за $\Delta t \sim R_{cs}/v_{cs} \sim 1.5$ –3 года до финального взрыва сверхновой.

Отсутствие признаков гелия в спектре и высокая скорость кислорода, излучающего дублет [O I] ($11\,500 \text{ км с}^{-1}$), свидетельствует о том, что в случае SN 2018ibb, вероятно, имел место взрыв C/O-ядра сверхмассивной звезды, потерявшей значительную часть своей массы. Тот факт, что энергия оболочки выброшенной до взрыва составляет всего 10^{-3} от энергии взрыва сверхновой может снять остроту теоретической проблемы пульсационной потери массы предсверхновой SN 2018ibb до взрыва PISN-сверхновой.

Моделирование узких линий Fe II показывает возможность их формирования при поглощении квазиконтинуума в слое перемешанных фрагментов CDS во внешней ударной волне. Формирование узких линий Fe II в спектре SLSN SN 1999as предложено связывать с CDS (Кэйзен, 2004), но при этом подчеркивалась проблема слишком малой толщины CDS. Эта проблема преодолевается учетом фрагментации CDS и перемешивания фрагментов во внешней ударной волне. Примечательно, что модель для узких линий Fe II в спектрах SLSN фактически эквивалентна модели фрагментированной CDS, предложенной для описания высокоскоростной узкой абсорбции (HVNA) H α в спектрах SNe IIp на стадии 50–70 дней после

вспышки (Чугай и др., 2007).

Объяснение эффекта селективного поглощения в дублете [O I] на небулярной стадии рассеянием в линиях дублета Si II позволяет избежать трудности альтернативной гипотезы поглощения в линиях дублета [O I], которая требует огромной массы кислорода в форме CDS. При реалистичной массе $CDS < 1 M_{\odot}$ поглощение в линиях дублета [O I] ничтожно.

Гипотеза излучения мощных запрещенных линий [O III] и [O II] в оболочке сверхновой, учитывая уникальность данного явления, требует подтверждения, в частности, посредством моделирования ионизации и возбуждения кислорода энергией радиоактивного распада ^{56}Co . Наряду с этим, следует заметить, что вариант с ударным взаимодействием пока нельзя полностью исключать, поскольку в случае облачной структуры околос звездного газа излучение линий может порождаться облаками, сжатыми, разрушенными и ускоренными во внешней ударной волне; в этом случае профиль линии будет иным (Чугай, 2018) и возможно похожим на наблюдаемый в SN 2018ibb.

Привлекательной стороной гипотезы излучения линий ионизованного кислорода в оболочке сверхновой является естественное объяснение синего смещения дублета [O III] на стадии $t_{\text{max}} + 565$ дней образованием пыли в пределах скоростей $\lesssim 7000 \text{ км с}^{-1}$ с общей массой $\gtrsim 10^{-4} M_{\odot}$. Асимметрия линии [O III] 50076 4959 Å присутствует и в спектре на $t_{\text{max}} + 287$ день (Шульце и др., 2024); это означает, что пыль могла присутствовать уже на этой стадии. В пользу этого свидетельствует обнаружение признаков пыли в SLSN SN 2018bsz на основе инфракрасной фотометрии на стадии $t > t_{\text{max}} + 200$ дней (Чен и др., 2021).

Примечательно, что в случае SN 2018ibb признаки пыли впервые удается обнаружить в SLSN на основе эффекта синего смещения оптической эмиссионной линии, вызванного экранированием зоны свечения образовавшейся пылью. Впервые явление синего смещения эмиссионных линий, связанное с формированием пыли в расширяющейся сферической оболочке, наблюдалось в новой DQ Her 1934 года (Пэйн-Гапошкин и Уиппл, 1939) без прямого указания на пыль. Для сверхновых эффект экранирования эмиссионной линии пылью известен по синему смещению линии [O I] 6300 Å в SN 1987A (Люси и др. 1991).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты в форме кратких утверждений.

- Моделирование взаимодействия сверхновой с околос звездным газом с учетом наблюдаемых эффектов указывают на присутствие околос звездной оболочки с массой $\sim 0.14 M_{\odot}$ в пределах радиуса $\lesssim 3 \times 10^{16} \text{ см}$ с максимумом плотности на радиусе $\sim 1.4 \times 10^{16} \text{ см}$.

- Узкие линии поглощения Fe II описаны в модели поглощения фрагментами CDS, перемешанными во внешней ударной волне.
- Дублет [O I] с необычным эффектом селективного поглощения описан в модели, учитывающей рассеяние в линиях дублета Si II; поглощение в линиях дублета [O I] пренебрежимо мало.
- Рассматривается возможность формирования дублета [O III] 5007, 4959 Å в оболочке сверхновой; синее смещение дублета в этом случае объясняется образованием пыли в оболочке сверхновой.

БЛАГОДАРНОСТИ

Я благодарен Дэниэлю Кэйзену за присланный текст диссертации, а также Стиву Шульце за присланный спектр SN 2018ibb.

ПРИЛОЖЕНИЕ A1: ПАРАМЕТРЫ Q И τ ДЛЯ Fe II

Параметр геометрической оптической толщины сферического слоя, который заполнен хаотическим ансамблем плоских фрагментов CDS, порожденных неустойчивостью Рэлея–Тэйлора, выражается через отношение полной поверхности (одной стороны) фрагментов S к площади сферической оболочки $S_0 = 4\pi R^2$, толщину слоя $\delta = \Delta R/R$ и отношение турбулентной скорости к скорости расширения слоя u_t/v (Чугай и др., 2004)

$$Q \approx \left(\frac{S}{S_0} \right) \left(\frac{u_t}{v} \right) \delta^{-1}. \quad (2)$$

При $\delta = 0.22$ и отношения $u_t/v \sim 0.1$ (Шевалье и Блондин, 1995) достаточно умеренной фрагментации и перемешивания $S/S_0 \sim 1$ для величины $Q \sim 0.5$, которая получена в случае линий Fe II на стадии $t_{\text{max}} + 33$ дня. Заметим, что большая величина отношения $S/S_0 \sim 10\text{--}100$ для SN 2002ic (Чугай и др., 2004), обусловлена принятой низкой величиной турбулентной скорости.

Оптическая толщина в линии 5018 Å для типичного фрагмента CDS при относительно низкой степени перемешивания можно считать по порядку величины равной оптической толщине CDS. На стадии 133 дня после взрыва, при массе CDS $0.2 M_{\odot}$ (модель mod60) и радиусе CDS $1.5 \times 10^{16} \text{ см}$ лучевая концентрация барионов $N_b = 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. При температуре возбуждения 8000 К, доплеровской ширине 10 км с^{-1} и солнечном содержании железа 1.3×10^{-3} (по массе) оптическая толщина фрагментов $\tau(5018\text{Å}) \sim 40$; при металличности 1/4 от солнечной (Шульце и др., 2024) оптическая толщина фрагментов составит ~ 10 .

ПРИЛОЖЕНИЕ А2: ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА В ЛИНИИ Si II 6347 Å

Болометрическая светимость на стадии 390 дней после взрыва составляет $L = 6 \times 10^{42}$ эрг с⁻¹ (Шульце и др., 2024). Она совпадает с мощностью, выделяемой распадом ⁵⁶Co при депозиции в единице объема V с граничной скоростью 7300 км с⁻¹, равной $\varepsilon \approx L/V = 0.96 \times 10^{-7}$ эрг см⁻³ с⁻¹. Эта энергия расходуется на ионизацию, возбуждение и нагрев газа, приблизительно по $\psi_1 \approx 1/3$ на каждый процесс. Содержание Si (по массе) в перемешанной модели He130 (Кэйзен и др., 2011) во внутренней и внешней зоне достигает 0.5. Можно предположить, что в перемешанной модели с тремя основными компонентами в соотношении Fe/Si/O = 1/1/1 содержание Si будет близко к 1/3. Это означает, что на кремний приходится доля от полной депозиции $\psi_2 \approx 0.3-0.5$. Энергия возбуждения нижнего уровня (²S_{1/2}) линии Si II 6347 Å равна $E_{12} = 8.12$ эВ. Соответствующий переход (UV2) является одним из шести ультрафиолетовых переходов с основного уровня с коэффициентом ветвления для UV2 равным $\psi_3 = 0.05$ (Визе и др., 1969). В итоге эффективность нетеплового возбуждения нижнего уровня линии Si II 6347 Å ²S_{1/2} составляет $\eta = \psi_1\psi_2\psi_3 \approx (5-8.3) \times 10^{-3}$.

Степень возбуждения (n_2/n_1) определяется из уравнения стационарности

$$n_2 A_{21} \beta_{12} = \eta \varepsilon E_{12}^{-1}, \quad (3)$$

где $\beta_{12} \approx 1/\tau_{12}$ — вероятность выхода резонансного фотона из среды. С учетом приведенных численных значений получаем $n_2/n_1 = (1.2-2) \times 10^{-7}$. Плотность на скорости 7300 км с⁻¹ в модели mod60 равна $\rho = 2 \times 10^{-16}$ г см⁻³, при которой концентрация кремния составляет $n(\text{Si}) \approx (1.3-2.2) \times 10^6$ см⁻³. Предполагая, что весь кремний однократно ионизован, с найденной степенью возбуждения приходим к оценке $\tau(6347) \sim 6-17$ в модели mod60 на уровне 7300 км с⁻¹ на момент получения спектра ($t_{\text{max}} + 287$ дней).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **237**, 541 (1980).

2. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **253**, 785 (1982).
3. Блондин, Эллисон (J.M. Blondin and D.C. Ellison), *Astrophys. J.* **560**, 244 (2001).
4. Визе и др. (W.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Miles), *Atomic Transition Probabilities, Vol. 2.* (Washington, D.C.: Institute for Basic Standards, 1969).
5. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).
6. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **256**, 624 (1982).
7. Купка и др. (F.G. Kupka, T.A. Ryabchikova, and N.E. Piskunov), *Baltic Astron.* **9**, 590 (2000).
8. Кэйзен (D.N. Kasen), Ph.D. dissertation, University of California, Berkeley (2004).
9. Кэйзен и др. (D. Kasen, S.E. Woosley, and A. Heger), *Astrophys. J.* **734**, 102 (2011).
10. Люси и др. (L.B. Lucy, I.J. Danziger, C. Gouffes, and P. Bouchet), *Supernovae. The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics* (Ed. S.E. Woosley. New York: Springer-Verlag, 1991).
11. Мориа и др. (T.J. Moriya, P.A. Mazzali, and M. Tanaka), *MNRAS* **484**, 3443 (2019).
12. Пэйн-Гапошкин, Уиппл (C. Payne-Gaposchkin and F.L. Whipple), *Harvard College Obs. Circular* **433**, 1 (1939).
13. Херер, Вусли (A. Heger and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **567**, 5326 (2002).
14. Чен и др. (T.W. Chen, S.J. Brennan, R. Wesson, et al.), *ArXiv e-prints [arXiv:2109.07942]* (2021).
15. Чурай (N.N. Chugai), *MNRAS* **481**, 3643 (2018).
16. Чурай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and V.P. Utrobin), *Astrophys. J.* **662**, 1136 (2007).
17. Чурай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and P. Lundqvist), *MNRAS* **355**, 627 (2004).
18. Чурай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
19. Шевалье, Блондин (R.A. Chevalier and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **444**, 312 (1995).
20. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **258**, 790 (1982).
21. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
22. Шульце и др. (S. Schulze, C. Fransson, A. Kozyreva, et al.), *Astron. Astrophys.* **683**, A223 (2024).

ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА ЧЕРЕЗ МОЛЕКУЛЯРНОЕ ОБЛАКО: ПОГЛОЩЕНИЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

© 2024 г. А. В. Нестерёнок^{1*}¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14.08.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Исследуется поглощение послесвечения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне длин волн в плотном молекулярном облаке. Представлены результаты численного моделирования распространения излучения гамма-всплеска в облаке для различных плотностей газа, металличности, расстояний от звезды-прародителя гамма-всплеска до облака. Рассмотрена выборка из 45 гамма-всплесков с известным красным смещением, у которых изотропная энергия излучения в гамма-диапазоне соответствует значению, принятому в численном моделировании. Для этих гамма-всплесков проведен анализ энергетических спектров послесвечений, полученных на телескопе Swift/XRT в поздние моменты времени, $t \geq 4 \times 10^3$ с. Показано, что оценки значений лучевой концентрации водорода, полученные с помощью модели поглощения, в которой не учитывается ионизация ионов металлов и используется солнечное значение металличности, в 1–3 раза меньше действительных значений — в случае, если молекулярное облако находится вблизи звезды-прародителя гамма-всплеска. Если облако газа располагается на расстоянии $R \geq 10$ пк от источника гамма-всплеска, или металличность газа $[M/H] \leq -1$, влияние ионизационной структуры облака на поглощение послесвечения мало.

Ключевые слова: гамма-всплески, молекулярные облака.

DOI: 10.31857/S0320010824080038, EDN: LXYNIQ

ВВЕДЕНИЕ

Гамма-всплески являются результатом взрыва и высвобождения в окружающее космическое пространство колоссального количества энергии излучения в гамма диапазоне порядка 10^{52} эрг и выше (Голдштейн и др., 2016). Благодаря огромному выделению энергии, гамма-всплески занимают центральную роль в исследовании современных астрофизических задач (см., например, Боццо и др., 2024). Классификация гамма-всплесков основывается на свойствах излучения самой первой, активной фазы — излучение в гамма диапазоне со множеством накладывающихся друг на друга пиков. Длительность излучения активной фазы гамма-всплесков обычно определяется как временной интервал, в течение которого интегральный поток возрастает от 5% до 95%. Этот параметр обозначается T_{90} и варьируется для гамма-всплесков от долей секунды до несколько тысяч секунд. Выделяют два основных класса гамма-всплесков — короткие ($T_{90} \lesssim 2$ с) и длинные ($T_{90} \gtrsim 2$ с). Эти два класса гамма-всплесков занимают хорошо разделенные области на диаграмме спектральная жесткость — длительность излучения активной фазы (По-заненко и др., 2021). До недавнего времени было при-

нято считать, что длинные гамма-всплески рождаются в результате коллапса массивных звезд, а короткие гамма-всплески являются результатом слияния двух компактных звезд. Одновременная регистрация короткого гамма-всплеска GRB 170817A и сигнала гравитационных волн GW 170817 предоставила достоверное подтверждение, что короткие гамма-всплески связаны со слиянием двух компактных звезд (Голдштейн и др., 2017). А недавнее открытие излучения килоновой в послесвечении некоторых длинных гамма-всплесков заставило пересмотреть общепринятое представление о происхождении длинных гамма-всплесков (Троха и др., 2022; Леван и др., 2024).

Важным этапом в исследовании гамма-всплесков было открытие послесвечения в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн — это было сделано для гамма-всплеска GRB 970228 (ван Паррадиис и др., 1997; Коста и др., 1997). А для гамма-всплеска GRB 970508 впервые удалось получить оценки красного смещения по абсорбционным линиям в оптическом спектре послесвечения: $0.835 < z \lesssim 2.3$ (Метцгер и др., 1997). Это открытие подтвердило гипотезу о космологической природе гамма-всплесков. Красное смещение гамма-всплеска также можно определить, если удастся локализовать гамма-всплеск на небе и идентифицировать родительскую галактику (Кулкар-

*Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

ни и др., 1998). Послесвечение гамма-всплеска испытывает поглощение в межзвездной среде родительской галактики. Энергетический спектр послесвечения со множеством абсорбционных линий ионов металлов, атомов и молекул водорода включает в себе информацию о межзвездной среде галактики (Шади и др., 2017). Красное смещение самых далеких гамма-всплесков, зарегистрированных на сегодня, составляет $z \approx 8 - 9$ (см., например, Куккьяра и др., 2011; Танвир и др., 2018).

Анализ спектральной плотности потока послесвечения гамма-всплеска в инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн позволяет определить визуальную экстинкцию A_V в родительской галактике. Около 30% послесвечений гамма-всплесков не имеют признаков поглощения в континууме в оптическом диапазоне длин волн, $A_V \lesssim 0.1$. В то же время около 25% гамма-всплесков являются “темными”, т.е. излучение в оптическом диапазоне длин волн испытывает сильное поглощение, $A_V > 1$ (Ковино и др., 2013). Из анализа энергетического спектра послесвечения в рентгеновском диапазоне длин волн можно оценить лучевую концентрацию водорода $N_{\text{НХ}}$, через которую прошло излучение гамма-всплеска. Было обнаружено, что лучевые концентрации $N_{\text{НХ}}$ могут на порядок и более превышать лучевые концентрации водорода $N_{\text{Н}}$, вычисленные по данным в оптическом диапазоне длин волн — по линиям атомарного водорода, линиям ионов металлов или A_V (Уотсон и др., 2007; Кампана и др. 2010; Шади и др., 2011). Вопрос об источнике, вызывающем поглощение послесвечения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне длин волн — ионизованный или нейтральный газ, расположение в родительской галактике или в межгалактической среде — остается невыясненным (Шади, 2017; Дальтон, Моррис, 2020).

При анализе энергетического спектра послесвечения в рентгеновском диапазоне длин волн стандартно полагают, что поглощающий газ является нейтральным, имеет солнечную металличность и не испытывает эффектов ионизации от излучения гамма-всплеска (т.е. располагается в родительской галактике на большом расстоянии от источника гамма-всплеска). Исследования родительских галактик гамма-всплесков на красных смещениях $z \lesssim 1$ указывают на то, что металличность газа в таких галактиках, как правило, меньше солнечной металличности (см., например, Вергани и др., 2015). Теоретические модели эволюции массивных звезд предсказывают, что для сохранения высокой скорости вращения звезды, а это необходимо для формирования массивного аккреционного диска и запуска ультрарелятивистского джета во время коллапса ядра звезды, металличность звезды должна быть меньше солнечной металличности, $Z < 0.3Z_{\odot}$ (Вусли, Хегер, 2006). Кроме того, интенсивное гамма- и рентгеновское излучение всплеска может ионизовать межзвездный газ на расстоянии десяти парсек и больше

(см., например, Уотсон и др., 2013; Кронгольд, Прочаска, 2013; Нестеренок, 2024). Таким образом, предположения, которые делаются при оценке параметра $N_{\text{НХ}}$ — солнечная металличность и невозмущенная межзвездная среда — могут не выполняться.

Задача взаимодействия излучения гамма-всплеска с межзвездным газом рассматривалась многими авторами (см., например, Перна и др., 2000; Дрейн, Хао, 2002; Перна, Лаззати, 2002; Барков, Бисноватый-Коган, 2005а,б). В нашей предыдущей работе построена модель прохождения излучения гамма-всплеска через плотное газопылевое облако (Нестеренок, 2024). Было показано, что газ полностью ионизируется излучением гамма-всплеска на расстоянии несколько парсек. При этом граница между полностью ионизованным газом и нейтральным газом, где степень ионизации много меньше единицы, является резкой. В работе Нетерёнка (2024) было показано, что в слое нейтрального газа, расположенного близко к фронту ионизации, ионы металлов имеют большой заряд вследствие ионизации рентгеновским излучением. Чем дальше от фронта ионизации, тем больше доля ионов с малым зарядом. Соответственно можно ожидать, что относительный вклад ионов металлов в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн будет зависеть от лучевой концентрации водорода в газопылевом облаке. В этой работе исследуется влияние ионизационной структуры облака на поглощение послесвечения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне длин волн. Мы используем результаты численного моделирования для аппроксимации энергетических спектров послесвечений гамма-всплесков, полученных на рентгеновском телескопе XRT обсерватории Swift (Барроус и др., 2005).

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Подробное описание численной модели прохождения излучения гамма-всплеска через газопылевое облако представлено в работе Нестеренка (2024). В модели учитываются ионизация атомов Н, Не, ионизация ионов металлов с учетом испускания Оже-электронов, ионизация и фотодиссоциация молекул H_2 , испарение частиц пыли, а также поглощение ультрафиолетового (УФ) излучения в линиях H_2 полос Лаймана и Вернера. Далее кратко изложены основные детали численного моделирования, и указаны изменения, которые внесены в модель.

В численной модели облако располагается на некотором расстоянии R_{min} от звезды-прародителя гамма-всплеска. Для большей части численных расчетов, которые будут обсуждаться в этой статье, расстояние R_{min} выбрано равным 1 пк. В работе также обсуждаются результаты численного моделирования, в которых облако находится на расстоянии $R_{\text{min}} = 10$ и 100 пк от звезды-прародителя гамма-всплеска. Дру-

Таблица 1. Распространенность химических элементов относительно ядер водорода (для солнечной металличности, $[M/H] = 0$)

He	0.0841	Mg	3.47×10^{-5}
C	2.46×10^{-4}	Si	3.31×10^{-5}
N	7.24×10^{-5}	S	1.38×10^{-5}
O	5.37×10^{-4}	Fe	2.82×10^{-5}
Ne	1.12×10^{-4}		

гим параметром модели является полная концентрация ядер водорода в облаке $n_{\text{H,tot}}$ — концентрация атомов водорода в молекулярном, атомарном или ионизованном состоянии. Расчеты проводились для трех значений параметра $n_{\text{H,tot}} = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ см}^{-3}$. Степень молекуляризации газа равна

$$f_{\text{H}_2} = \frac{2n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}} + 2n_{\text{H}_2}}. \quad (1)$$

В начальный момент газ нейтральный, степень молекуляризации газа f_{H_2} полагалась равной 0.1 или 1. В расчетах учитываются химические элементы H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe. Распространенности ионов металлов соответствуют распространенностям в Солнечной системе с поправкой на значение металличности $[M/H] \equiv \log_{10}(Z/Z_{\odot})$. Распространенность химических элементов в случае $[M/H] = 0$ приведена в табл. 1 (Лоддерс, 2009; табл. 4 в их работе). В модели учитывается излучение оптической вспышки, активной фазы и послесвечения гамма-всплеска. Полная изотропная энергия излучения активной фазы равна $E_{\gamma,\text{iso}} = 5 \times 10^{52}$ эрг, а энергия максимума энергетического спектра νF_{ν} в собственной системе отсчета равна $E_{\text{peak}} = 350$ кэВ. Эффективность излучения гамма-всплеска η (отношение энергии излучения активной фазы $E_{\gamma,\text{iso}}$ к полной энергии взрыва) составляет 0.17 в нашей модели. Остальные параметры излучения гамма-всплеска приведены в работе Нестеренка (2024).

Плотность материала пыли выбрана равной $\rho_d = 3.5 \text{ г/см}^3$, а химический состав вещества пыли — MgFeSiO_4 . Отношение масс, заключенных в пылевых частицах и в газе, определяется металличностью и долей металлов, заключенных в пыли. Доля ионов Fe, заключенных в пыли, выбрана равной 0.99. Атомы металлов, которые не входят в состав пылевых частиц, находятся в газовой фазе. Для металличности $[M/H] = 0$, отношение масс пыли и газа составляет 0.0036 в начальный момент. В отличие от работы Нестеренка (2024) в численном моделировании учитываются сечения поглощения и рассеяния света на частицах пыли для энергий фотонов $h\nu < 12$ кэВ, рассчитанные в работе Дрейна (2003). Данные по сече-

ниям доступны на интернет-странице проф. Дрейна¹. Рассеяние фотонов на частицах пыли не учитывается для энергий фотонов $h\nu > 1$ кэВ (Дрейн, Хао, 2002). В нашей модели учитывается сублимация частиц пыли в результате нагрева оптическим и УФ-излучением гамма-всплеска, другие механизмы разрушения частиц пыли не рассматриваются (Дрейн, Хао, 2002; Лу и др., 2021).

Облако разбивается на сферические слои. Внутренний радиус слоя j равен R_j , а толщина ΔR одинакова для всех слоев. Значение параметра ΔR выбирается в диапазоне $2.5 \times 10^{16} - 10^{17}$ см в зависимости от плотности газа. Оптическая толщина на пыли для слоя ΔR много меньше единицы. Последовательно для каждого слоя облака решается система дифференциальных уравнений для населенностей энергетических уровней молекулы H_2 , концентраций ионов и химических соединений, для радиуса и температуры частиц пыли. Решение системы дифференциальных уравнений осуществляется с помощью численного кода SUNDIALS CVODE v5.7.0 (Хиндмарш и др., 2005; Гарднер и др., 2022). Результатом решения системы уравнений является зависимость физических величин от запаздывающего времени t_r для каждого слоя облака (момент времени $t_r = 0$ соответствует моменту, когда фронт излучения гамма-всплеска доходит до слоя облака). В табл. 2 и 3 приведены параметры численных моделей. Модели 1, 2, 3 отличаются полной концентрацией ядер водорода в облаке. Дополнительные модели 4 и 5 отличаются от других моделей тем, что металличность газа в них принята равной $[M/H] = -0.5$ и -1 соответственно. В моделях 6 и 7 расстояние от облака до источника гамма-всплеска равно $R_{\text{min}} = 10$ и 100 пк соответственно. При этом полагается, что излучение не испытывает никакого поглощения на расстоянии от источника всплеска до R_{min} .

Оптическая толщина, которую проходит излучение до внутренней границы слоя облака j , равна сумме вкладов в оптическую толщину всех слоев облака, предшествующих слою j :

$$\tau_{j-1}(E, t_r) = \sum_{i=1}^{j-1} \Delta\tau_i(E, t_r), \quad (2)$$

где E — энергия фотонов, t_r — момент запаздывающего времени, один и тот же для всех слоев облака. Результатом численного моделирования является двумерная таблица $\tau(E, N_{\text{H,tot}})$ — оптическая толщина в зависимости от энергии фотонов E и от лучевой концентрации ядер водорода в облаке $N_{\text{H,tot}}$. Значение параметра $N_{\text{H,tot}}$ на расстоянии R_j равно

$$N_{\text{H,tot}} = n_{\text{H,tot}}(R_j - R_{\text{min}}). \quad (3)$$

¹<https://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>, файл callindex.out_silD03

Таблица 2. Основные численные модели

Модель	1	2	3
Расстояние от звезды-прародителя гамма-всплеска, $R_{\min}$ [пк]	1	1	1
Плотность газа, $n_{\text{H,tot}}$ [см ⁻³]	10 ²	10 ³	10 ⁴
Степень молекуляризации, f_{H_2}	0.1	1	1
Металличность, $[M/H]$	0	0	0

Таблица 3. Дополнительные численные модели

Модель	4	5	6	7
Расстояние от звезды-прародителя гамма-всплеска, $R_{\min}$ [пк]	1	1	10	100
Плотность газа, $n_{\text{H,tot}}$ [см ⁻³]	10 ³	10 ³	10 ³	10 ³
Степень молекуляризации, f_{H_2}	1	1	1	1
Металличность, $[M/H]$	-0.5	-1	0	0

Шаг сетки по лучевой концентрации водорода равен лучевой концентрации водорода в одном слое облака:

$$\Delta N_{\text{H,tot}} = n_{\text{H,tot}} \Delta R. \quad (4)$$

В численном моделировании таблица $\tau(E, N_{\text{H,tot}})$ сохраняется для значения запаздывающего времени $t_r = 10^5$ с. Спектральная плотность потока излучения от источника равна

$$F(E, N_{\text{H,tot}}) = F_0(E) \exp(-\tau(E, N_{\text{H,tot}})), \quad (5)$$

где $F(E, N_{\text{H,tot}})$ — мощность излучения в единицу телесного угла для энергий фотонов E после прохождения газопылевого облака.

Излучение гамма-всплеска обуславливает полную ионизацию газа вблизи источника. При этом граница между областью, где газ полностью ионизован, и областью, где газ преимущественно нейтрален, имеет размер ≈ 0.05 пк для плотности газа $n_{\text{H,tot}} = 10^3$ см⁻³ (Нестеренок, 2024). Так как слой полностью ионизованного газа почти не оказывает никаких эффектов на спектр послесвечения, мы переносим точку отсчета значений лучевой концентрации на границу ионизованный–нейтральный газ:

$$N_{\text{HX}} = N_{\text{H,tot}} - N_0, \quad (6)$$

где N_0 — лучевая концентрация водорода полностью ионизованного слоя облака. Именно значения N_{HX} определяются из анализа энергетических спектров послесвечений гамма-всплесков. Значения $\tau(E, N_{\text{HX}})$, полученные в численных расчетах, записываются в виде двумерной таблицы в формате FITS².

²Для записи данных в формате FITS использовался код, который написан на языке программирования python. Код доступен по электронному адресу <https://github.com/mbursa/xspec-table-models> и распространяется под лицензией MIT.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

В работах Цветковой и др. (2017, 2021) опубликованы каталоги гамма-всплесков с измеренным красным смещением, которые наблюдались гамма-спектрометром Конус, установленном на спутнике Wind (NASA). В работе Цветковой и др. (2017) опубликован каталог из 150 гамма-всплесков (из них 138 длинных гамма-всплесков), зарегистрированных в триггерном режиме в эксперименте Конус–Винд в период с 1997 по июнь 2016 г. В работе Цветковой и др. (2021) опубликован каталог из 167 гамма-всплесков (из них 160 длинных гамма-всплесков), зарегистрированных одновременно телескопом ВАТ космической обсерватории Swift и гамма-спектрометром Конус в режиме ожидания в период с 2005 по 2018 г. В каталогах Цветковой и др. (2017, 2021) приведены оценки полной изотропной энергии излучения активной фазы гамма-всплесков. Из обоих каталогов нами были выбраны 45 длинных гамма-всплесков, у которых полная изотропная энергия излучения $E_{\gamma,\text{iso}}$ лежит в диапазоне от 3.33×10^{52} эрг до 7.5×10^{52} эрг — в 1.5 раза меньше и в 1.5 раза больше значения $E_{\gamma,\text{iso}}$, принятого в численном моделировании.

В нашей работе проводится анализ энергетических спектров послесвечений выбранных гамма-всплесков, которые были получены на рентгеновском телескопе XRT обсерватории Swift (Барроус и др., 2005). Энергетический диапазон телескопа Swift/XRT составляет 0.2–10 кэВ. Энергетические спектры гамма-всплесков построены в результате автообработки данных наблюдений командой Swift и доступны на сайте обсерватории³ (Эванс и др., 2009). Для анализа мы взяли спектры, полученные в поздние моменты времени $t \geq 4 \times 10^3$ с в режиме счета фотонов (режим PC). В этом случае среднее время прихо-

³https://www.swift.ac.uk/xrt_spectra/

да фотонов, как правило, $t > 10^4$ с. Программа XSpec версии 12.13.1, входящая в пакет программ HEASoft⁴, использовалась для анализа энергетических спектров послесвечений гамма-всплесков (Арnaud, 1996; Дорман, Арnaud, 2001). Энергетические спектры аппроксимировались степенной функцией с учетом поглощения в межзвездной среде в родительской галактике на красном смещении z и в нашей Галактике. Аппроксимация спектров осуществлялась с помощью следующих составных моделей:

- 1) $tbabs * ztbabs * powerlaw$,
- 2) $tbabs * etable\{model_name.fits\} * powerlaw$, (7)

где $tbabs$ и $ztbabs$ — это модель поглощения излучения в межзвездной среде Тюбинген–Боулдер из работы Вилмса и др. (2000) на нулевом красном смещении и на заданном красном смещении z соответственно. Модель $etable\{model_name.fits\}$ использует файл с расширением FITS, в котором записаны в виде таблицы результаты численного моделирования из нашей работы. Первый компонент в каждой из составных моделей в (7) отвечает за поглощение излучения межзвездным газом в нашей Галактике. Единственным параметром этой модели является лучевая концентрация водорода $N_{H,Gal}$. Значения $N_{H,Gal}$ для каждого всплеска определялись с помощью онлайн-приложения на сайте обсерватории Swift⁵ (Виллингейл и др., 2013). Второй компонент в каждой из составных моделей в (7) отвечает за поглощение излучения в родительской галактике на заданном красном смещении z . Последний компонент в моделях (7) задает степенной спектр излучения. Сечения фотоионизации ионов металлов используются из работ Вернера, Яковлева (1995) и Вернера и др. (1996). Распространенности химических элементов были приняты равными распространенностям элементов в фотосфере Солнца из работы Лоддерс и др. (2009) — этот выбор осуществляется с помощью команды `abund lprg` в XSpec. Также аппроксимация спектров осуществлялась с помощью моделей поглощения (на красном смещении родительской галактики), в которых металличность газа принималась равной $[M/H] = -0.5$ и -1 . Лучевая концентрация водорода N_{Hx} в родительской галактике на красном смещении z , показатель степени и нормировочный множитель энергетического спектра являются свободными параметрами. В аппроксимации спектров предполагалось, что сигнал от источника и фон подчиняются распределению Пуассона. Выбор этой статистики задается командой `statistic cstat` в программе XSpec. Ошибки параметров определялись с помощью команды `errgr`. Доверительные интервалы для параметров оценивались с помощью статистики χ^2 . Параметр `delta fit statistic` был вы-

бран равным 2.706, что соответствует уровню доверия 90%.

МОДЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЮБИНГЕН–БОУЛДЕР (TBABS)

Модель поглощения излучения из работы Вилмса и др. (2000) описывает поглощение рентгеновского излучения в межзвездной среде. В их модели предполагается, что поглощающий газ является нейтральным, степень молекуляризации газа f_{H_2} составляет 20%. Заметим, что отношение сечений фотоионизации H_2 и H равно 2.95 для энергий фотонов $E = 1$ кэВ. В модели поглощения Вилмса и др. (2000) учитываются химические элементы Na, Al, P, Cl, Ar, Ca, Ti, Cr, Mn, Co, Ni (дополнительно к тем, что рассматриваются в нашей модели). Вклад фотоионизации этих металлов в оптическую толщину, обусловленную фотоионизацией более распространенных ионов металлов (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe), составляет около 3% для энергий фотонов 1 кэВ. Модель Вилмса и др. (2000) не учитывает процесс комптоновской ионизации H , H_2 , He, который вносит основной вклад в оптическую толщину для энергий фотонов ≥ 10 кэВ. Однако оптическая толщина мала для таких энергий фотонов: $\tau < 0.1$ для лучевых концентраций $N_{Hx} < 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Еще одно отличие между моделью поглощения Вилмса и др. (2000) и нашей моделью заключается в том, что в нашей модели рассматривается химический состав пыли $MgSiFeO_4$. В то время как в модели Вилмса и др. (2000) гораздо больше элементов входят в состав пылевых частиц, при этом у каждого элемента свой фактор деплеции на пыли. Отношение масс, заключенных в пыли и в газе, равно 0.005 в модели Вилмса и др. (2000).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Ионизационная структура молекулярного облака

На рис. 1 показаны степень ионизации газа и отношение масс пыли и газа в зависимости от расстояния от звезды-прародителя гамма-всплеска (в один и тот же момент запаздывающего времени 10^5 с после начала гамма-всплеска). Представлены результаты расчетов для численных моделей 1, 2, 3, в которых полная концентрация ядер водорода полагалась равной $n_{H,tot} = 10^2, 10^3$ и 10^4 см^{-3} , соответственно (см. табл. 2). Граница перехода между областью, где газ полностью ионизован, и областью, где газ преимущественно нейтрален, является резкой — степень ионизации падает от значения, близкого к 1, до значения порядка 0.1 на расстоянии (в единицах лучевой концентрации водорода) $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Радиус испарения пыли R_d равен около 17, 11, и 7 пк для значений плотности газа $n_{H,tot} = 10^2, 10^3$ и 10^4 см^{-3} , соответственно. Лучевая концентрация ядер водорода N_{Hx} от границы ионизованный–нейтральный газ

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/heasoft/>

⁵<https://www.swift.ac.uk/analysis/nhtot/index.php>

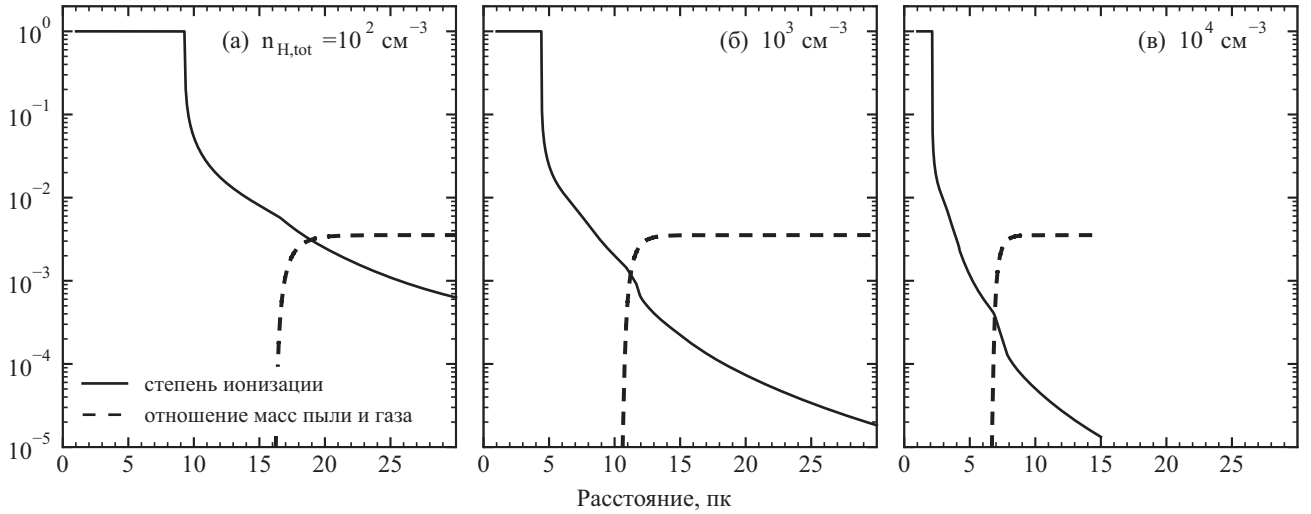


Рис. 1. Степень ионизации газа и отношение масс пыли и газа в зависимости от расстояния. Показаны результаты расчетов для трех моделей: (а) — модель 1, полная концентрация ядер водорода в облаке в этом случае равна $n_{\text{H,tot}} = 10^2 \text{ см}^{-3}$; (б) — модель 2, $n_{\text{H,tot}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$; (в) — модель 3, $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Численное моделирование распространения излучения гамма-всплеска проводилось до расстояний 100, 30, и 15 пк в моделях 1, 2 и 3 соответственно.

до фронта испарения пыли равна 0.25×10^{22} , 2.2×10^{22} , $16 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ для трех рассматриваемых моделей, соответственно. На рис. 2 показаны распространности ионов в зависимости от расстояния от звезды-прародителя гамма-всплеска. Представлены результаты расчетов для численной модели 2 ($n_{\text{H,tot}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$). Резкое падение концентраций ионов водорода и гелия на расстоянии около 4.4 пк формирует границу ионизованный–нейтральный газ. Однако, для атомов металлов такой резкой границы нет — распространность ионов металлов с большим зарядом плавно уменьшается с расстоянием. Например, кислород находится в ультра-ионизованном состоянии (OVII–OIX) на расстоянии до 7–8 пк (рис. 2).

Лучевая концентрация ионов на заданном расстоянии от источника гамма-всплеска рассчитывается следующим образом (Нестеренок, 2024):

$$N_A(R_j) = \sum_{i=1}^{j-1} n_A^i(t_r) \Delta R, \quad (8)$$

где n_A^i — концентрация ионов A в слое облака i в один и тот же момент запаздывающего времени t_r , R_j — внутренний радиус слоя облака j . Поглощение послесвечения гамма-всплеска в момент времени t_r после начала всплеска определяется лучевой концентрацией ионов N_A . Самым распространенным химическим элементом после водорода и гелия является кислород. На рис. 3 показана лучевая концентрация ионов кислорода в зависимости от параметра N_{Hx} в момент времени $t_r = 10^5 \text{ с}$. Основной вклад в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн вносит фотоионизация внутренних электронных оболочек ионов металлов. Порог иони-

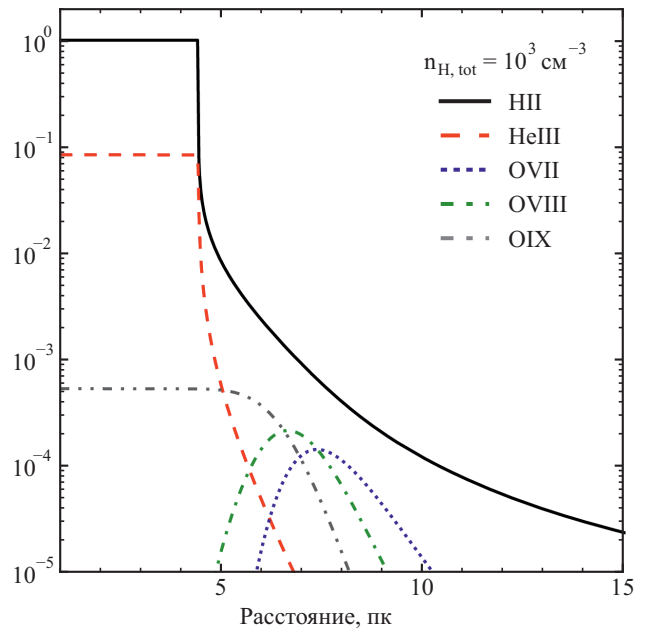


Рис. 2. Распространности иона водорода, дважды ионизованного гелия и ионов кислорода с большим зарядом в зависимости от расстояния. Показаны результаты для модели 2, полная концентрация ядер водорода в облаке $n_{\text{H,tot}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$.

зации электронной К-оболочки ионов кислорода равен 538 эВ для OI и 871 эВ для OVIII (Вернер, Яковлев, 1995). Сечение фотоионизации электронной К-оболочки OVIII приблизительно в 2 раза меньше сечения фотоионизации OI для энергий фотонов больше порога ионизации OVIII. В поглощение излучения

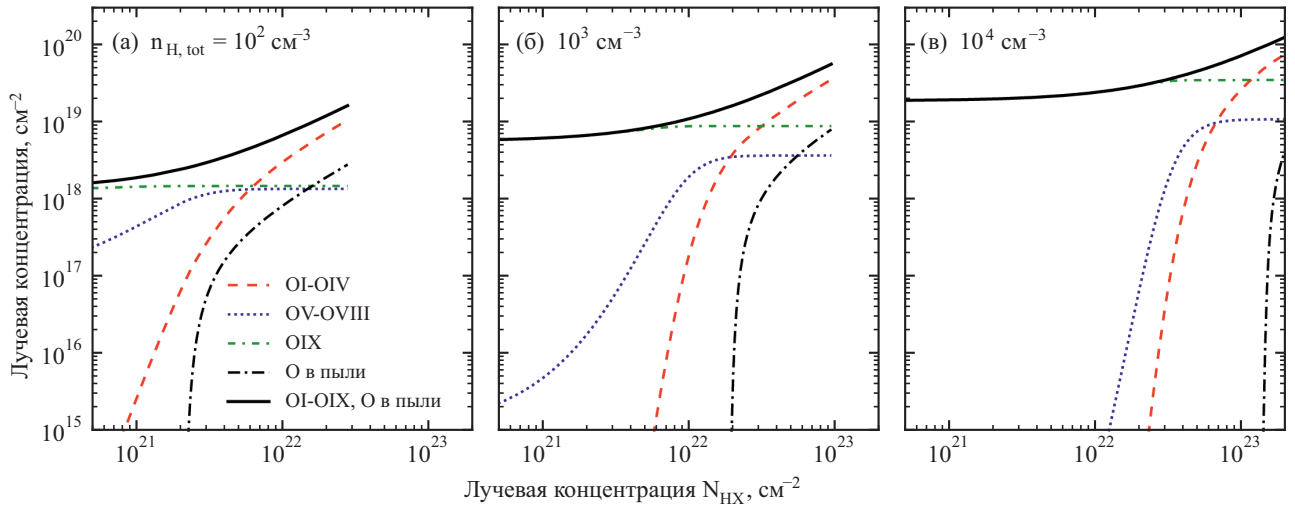


Рис. 3. Лучевая концентрация ионов кислорода в зависимости от параметра N_{HX} для моделей 1 (а), 2 (б) и 3 (в). Приведены результаты для группы ионов с низким зарядом OI–OIV, для группы ионов с большим зарядом OV–OVIII, для иона без электронов OIX, а также для атомов кислорода, заключенных в частицах пыли. Значение $N_{\text{HX}} = 0$ соответствует границе ионизованный–нейтральный газ.

в рентгеновском диапазоне длин волн вносят вклад все ионы кислорода OI–OVIII. В случае концентрации ядер водорода в облаке $n_{\text{H,tot}} = 10^2 \text{ см}^{-3}$ (рис. 3а), кислород полностью ионизован в приповерхностном слое за границей ионизованный–нейтральный газ, лучевая концентрация водорода этого слоя $N_{\text{HX}} \approx 10^{20} \text{ см}^{-2}$. В случае концентрации ядер водорода в облаке $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ (рис. 3в), лучевая концентрация нейтрального слоя облака, где кислород полностью ионизован гораздо больше —

$$N_{\text{HX}} \approx 2.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}.$$

В нейтральном слое облака, где ионы металлов находятся в ультра-ионизованном состоянии, основной вклад в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн вносят атомы гелия, атомы и молекулы водорода.

Результаты расчетов N_{HX}

Аппроксимация энергетических спектров послесвечений 45 длинных гамма-всплесков осуществлялась в программе XSpes с помощью двух составных моделей (7). Для 18 гамма-всплесков аппроксимация спектров дает либо верхние пределы на параметр N_{HX} , либо ошибка в определении N_{HX} равна наиболее вероятному значению этой величины. Далее результаты для этих гамма-всплесков не приводятся. Для остальных 27 гамма-всплесков значения рассчитанных лучевых концентраций N_{HX} приведены в табл. 4 и показаны на рис. 4. На рис. 4 по оси абсцисс отложены значения лучевой концентрации водорода $N_{\text{HX,tbabs}}$, вычисленные с помощью модели tbabs — первая составная модель в (7). По оси ординат отложены значения N_{HX} , полученные с помощью второй составной

модели в (7). В этой модели используются результаты численного моделирования данной работы (численные модели 1, 2 и 3 из табл. 2). Для полной концентрации ядер водорода $n_{\text{H,tot}} = 10^2 \text{ см}^{-3}$ (рис. 4а), отличие между моделями существенно только для гамма-всплесков с малыми значениями $N_{\text{HX}} \leq 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$. В этом случае, разность значений лучевой концентрации водорода, полученных с помощью двух моделей, меньше ошибок определения этого параметра.

Для полной концентрации ядер водорода $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ (рис. 4в), лучевые концентрации N_{HX} , полученные на основе результатов численного моделирования, значительно превышают $N_{\text{HX,tbabs}}$. Среднее отношение лучевых концентраций $N_{\text{HX,tbabs}}/N_{\text{HX}}$ равно около 0.3 для $N_{\text{HX,tbabs}} \leq 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Это отношение $N_{\text{HX,tbabs}}/N_{\text{HX}}$ приблизительно равно вкладу атомов гелия и молекул водорода в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн в невозмущенном межзвездном газе — около 0.25 для энергий фотонов $E = 1 \text{ кэВ}$. Согласно нашим расчетам, ионы металлов находятся в ультра-ионизованном состоянии за границей ионизованный–нейтральный газ, и не вносят заметный вклад в поглощение излучения, см. рис. 3в. В то время как модель tbabs не учитывает ионизацию металлов, и описывает поглощение излучения в невозмущенном межзвездном газе (Вилмс и др., 2000). При заданной лучевой концентрации водорода в облаке, газ располагается ближе к источнику излучения при больших плотностях газа в облаке. Поэтому эффект ионизации металлов на поглощение излучения более выражен для больших плотностей газа в облаке (см. рис. 4в).

Таблица 4. Результаты аппроксимации спектров послесвечений гамма-всплесков

гамма-всплеск	красное смещение, z	$N_{\text{НХ}}, \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$			
		tbabs	модель 1	модель 2	модель 3
050802	1.71	$0.29^{+0.16}_{-0.15}$	$0.39^{+0.15}_{-0.15}$	$0.86^{+0.23}_{-0.31}$	$1.0^{+0.6}_{-0.6}$
060111A	2.32	$1.5^{+0.7}_{-0.6}$	$1.6^{+0.7}_{-0.6}$	$2.2^{+0.7}_{-0.6}$	$4.4^{+1.0}_{-1.1}$
060306	1.55	$3.8^{+0.7}_{-0.6}$	$4.0^{+0.7}_{-0.7}$	$4.5^{+0.7}_{-0.6}$	$7.3^{+0.8}_{-0.7}$
060908	1.88	$1.9^{+1.3}_{-1.0}$	$1.9^{+1.4}_{-1.0}$	$2.6^{+1.3}_{-1.0}$	$4.8^{+1.7}_{-1.8}$
071021	2.45	$1.9^{+0.6}_{-0.6}$	$2.0^{+0.7}_{-0.6}$	$2.6^{+0.6}_{-0.6}$	$5.0^{+0.8}_{-0.8}$
071117	1.33	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	$2.4^{+0.5}_{-0.5}$	$4.4^{+0.8}_{-0.8}$
080210	2.64	$2.2^{+1.3}_{-1.1}$	$2.4^{+1.3}_{-1.1}$	$2.9^{+1.3}_{-1.1}$	$5.5^{+1.5}_{-1.5}$
080310	2.43	$0.5^{+0.4}_{-0.4}$	$0.6^{+0.4}_{-0.4}$	$1.2^{+0.5}_{-0.6}$	$2.2^{+1.3}_{-1.9}$
080805	1.50	$1.8^{+1.1}_{-0.8}$	$1.8^{+1.1}_{-0.8}$	$2.5^{+1.0}_{-0.7}$	$4.8^{+1.5}_{-1.5}$
080928	1.69	$0.39^{+0.22}_{-0.21}$	$0.48^{+0.21}_{-0.20}$	$1.0^{+0.3}_{-0.4}$	$1.3^{+0.8}_{-0.8}$
081109A	0.98	$1.4^{+0.3}_{-0.3}$	$1.5^{+0.3}_{-0.3}$	$2.2^{+0.3}_{-0.3}$	$3.9^{+0.5}_{-0.5}$
090424	0.54	$0.58^{+0.10}_{-0.10}$	$0.70^{+0.10}_{-0.09}$	$1.16^{+0.13}_{-0.13}$	$1.5^{+0.3}_{-0.3}$
090926B	1.24	$2.4^{+1.9}_{-1.3}$	$2.5^{+2.0}_{-1.3}$	$3.1^{+1.9}_{-1.3}$	$5.5^{+2.3}_{-2.1}$
091109A	3.08	$1.68^{+1.6}_{-1.3}$	$1.8^{+1.6}_{-1.4}$	$2.4^{+1.6}_{-1.4}$	$4.8^{+1.9}_{-3.0}$
100621A	0.54	$2.75^{+0.3}_{-0.3}$	$2.8^{+0.3}_{-0.3}$	$3.4^{+0.3}_{-0.3}$	$5.8^{+0.4}_{-0.4}$
100901A	1.41	$0.34^{+0.15}_{-0.14}$	$0.45^{+0.14}_{-0.14}$	$0.93^{+0.21}_{-0.26}$	$1.2^{+0.5}_{-0.5}$
110715A	0.82	$1.5^{+0.5}_{-0.4}$	$1.6^{+0.5}_{-0.4}$	$2.2^{+0.5}_{-0.4}$	$4.4^{+0.7}_{-0.8}$
120118B	2.94	8^{+3}_{-3}	9^{+3}_{-3}	9^{+3}_{-3}	12^{+3}_{-3}
120326A	1.80	$0.63^{+0.20}_{-0.19}$	$0.73^{+0.20}_{-0.18}$	$1.31^{+0.23}_{-0.24}$	$2.5^{+0.5}_{-0.7}$
121024A	2.30	$1.3^{+0.7}_{-0.6}$	$1.4^{+0.7}_{-0.6}$	$2.0^{+0.7}_{-0.6}$	$4.2^{+1.0}_{-1.1}$
130420A	1.30	$0.49^{+0.21}_{-0.19}$	$0.6^{+0.19}_{-0.18}$	$1.1^{+0.3}_{-0.3}$	$1.6^{+0.7}_{-0.6}$
140512A	0.72	$0.31^{+0.07}_{-0.07}$	$0.43^{+0.07}_{-0.06}$	$0.80^{+0.12}_{-0.14}$	$0.85^{+0.21}_{-0.20}$
140629A	2.28	$0.8^{+0.4}_{-0.3}$	$0.9^{+0.4}_{-0.3}$	$1.5^{+0.4}_{-0.4}$	$3.1^{+0.7}_{-1.0}$
140907A	1.21	$0.8^{+0.4}_{-0.4}$	$0.9^{+0.4}_{-0.4}$	$1.5^{+0.5}_{-0.5}$	$2.9^{+1.0}_{-1.3}$
150910A	1.36	$0.13^{+0.12}_{-0.12}$	$0.24^{+0.13}_{-0.20}$	$0.5^{+0.3}_{-0.4}$	$0.5^{+0.4}_{-0.4}$
151112A	4.1	$3.2^{+1.4}_{-1.3}$	$3.3^{+1.4}_{-1.3}$	$3.8^{+1.4}_{-1.3}$	$6.7^{+1.5}_{-1.5}$
170604A	1.33	$0.15^{+0.12}_{-0.12}$	$0.27^{+0.12}_{-0.18}$	$0.5^{+0.3}_{-0.4}$	$0.5^{+0.4}_{-0.4}$

Примечание. Гамма-всплески 071117, 090424, 100621A, 110715A, 140512A входят в состав каталога Цветковой и др. (2017), остальные гамма-всплески — в состав каталога Цветковой и др. (2021).

Результаты расчетов $N_{\text{НХ}}$ для металличности газа
 $[M/H] = -0.5, -1$

На рис. 5 представлены результаты аппроксимации энергетических спектров послесвечений 27 гамма-всплесков из табл. 4. В аппроксимации использовались модели на основе результатов наших расчетов (численные модели 4 и 5 из табл. 3),

и модель поглощения tbabs. Металличность газа в родительской галактике полагалась равной $[M/H] = -0.5$ (рис. 5а) и -1 (рис. 5б). Для металличности $[M/H] = -0.5$, отличие между значениями $N_{\text{НХ}}$ и $N_{\text{НХ,tbabs}}$, полученными с помощью двух моделей (7), сравнимо с ошибками измерений этого параметра (см. рис. 5а). Для металличности

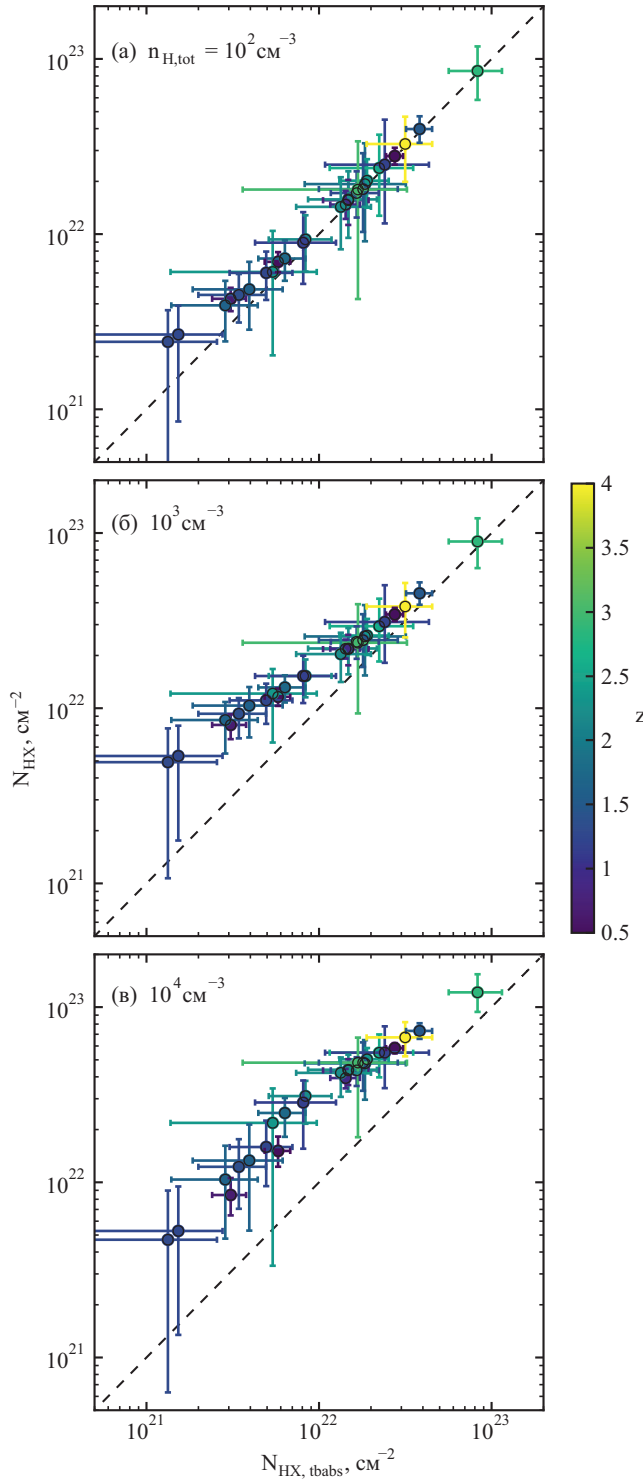


Рис. 4. Значения лучевой концентрации водорода, вычисленные в результате аппроксимации спектров 27 гамма-всплесков из табл. 4. По оси абсцисс отложены значения $N_{\text{HX,tbabs}}$, полученные при аппроксимации спектров с использованием модели tbabs — первая составная модель в (7). По оси ординат — значения N_{HX} , которые рассчитывались на основе второй составной модели в (7), т.е. с использованием результатов численного моделирования данной работы. Графики (а), (б), (в) соответствуют численным моделям 1, 2 и 3 из табл. 2. Цветовой шкалой обозначено красное смещение гамма-всплесков.

$[M/H] = -1$ ионы металлов вносят малый вклад в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн (Нестерёнок, 2024). Это приводит к тому, что учет ионизационной структуры облака не оказывает эффекта на вычисления значений лучевой концентрации водорода N_{HX} . В этом случае обе модели поглощения дают близкие значения лучевой концентрации водорода (см. рис. 5б).

Результаты расчетов N_{HX} для расстояний от источника гамма-всплеска до облака $R_{\text{min}} = 10, 100$ пк

В этом разделе представлены результаты аппроксимации энергетических спектров послесвечений гамма-всплесков с использованием результатов численного моделирования, в котором расстояние от источника всплеска до облака полагалось равным $R_{\text{min}} = 10$ и 100 пк (численные модели 6 и 7 из табл. 3). Результаты расчетов лучевой концентрации водорода N_{HX} представлены на рис. 6. Металличность газа в моделях поглощения излучения — в моделях, основанных на результатах численного моделирования, и в модели tbabs — полагалась равной солнечной металличности. С увеличением расстояния от источника гамма-всплеска, уменьшается слой газа за фронтом ионизации, в котором ионы металлов находятся в ультра-ионизованном состоянии. Уже при $R_{\text{min}} = 10$ пк, отличие между значениями N_{HX} и $N_{\text{HX,tbabs}}$ сравнимо с ошибками измерений этого параметра.

ОБСУЖДЕНИЕ

Металличность газа в родительских галактиках гамма-всплесков

Гамма-всплески на небольших красных смещениях $z < 1$, как правило, рождаются в тусклых, маломассивных галактиках (см., например, Вергани и др., 2015). С увеличением красного смещения, доля гамма-всплесков в массивных галактиках с высокой общей скоростью звездообразования возрастает (Грейнер и др., 2015; Перли и др., 2016). Этот наблюдательный факт рассматривается как следствие подавления удельной скорости образования гамма-всплесков для металличности межзвездной среды выше некоторого предельного значения (Крулер, 2018). Металличность газа в галактике может быть оценена из наблюдений эмиссионных линий ионов металлов. Оценки предельного значения металличности из наблюдений родительских галактик гамма-всплесков дают $(0.5 - 1) \times Z_{\odot}$ (Перли и др., 2016; Граам, Фручтер, 2017; Вергани и др., 2017; Пальмерио и др., 2019). Металличность газа в родительской галактике гамма-всплеска также может быть определена из анализа абсорбционных линий ионов металлов в послесвечении. Такой способ дает среднее значение металличности газа $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ в родительских галактиках гамма-всплесков на красном смещении $z = 3.5 - 6$ (Куккья-

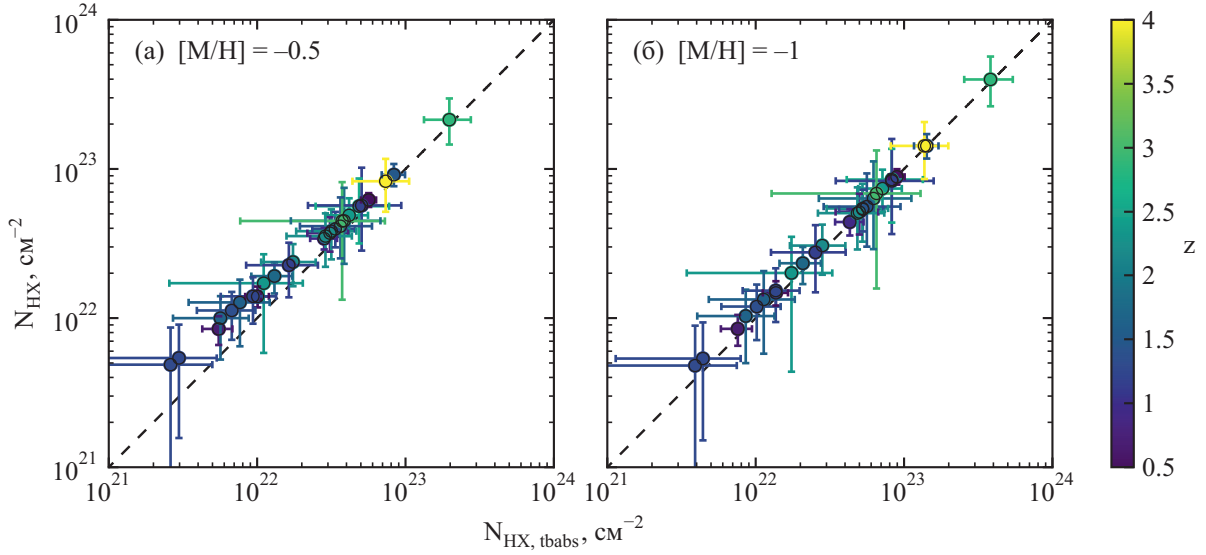


Рис. 5. Значения лучевой концентрации водорода, полученные в результате аппроксимации спектров гамма-всплесков. По оси абсцисс отложены значения $N_{\text{HX,tbabs}}$, полученные с помощью модели поглощения tbabs. По оси ординат отложены значения N_{HX} , полученные на основе результатов численного моделирования (численные модели 4 и 5 из табл. 3). На графике (а) показаны результаты для металличности газа в родительской галактике $[M/H] = -0.5$, на графике (б) — для металличности $[M/H] = -1$.

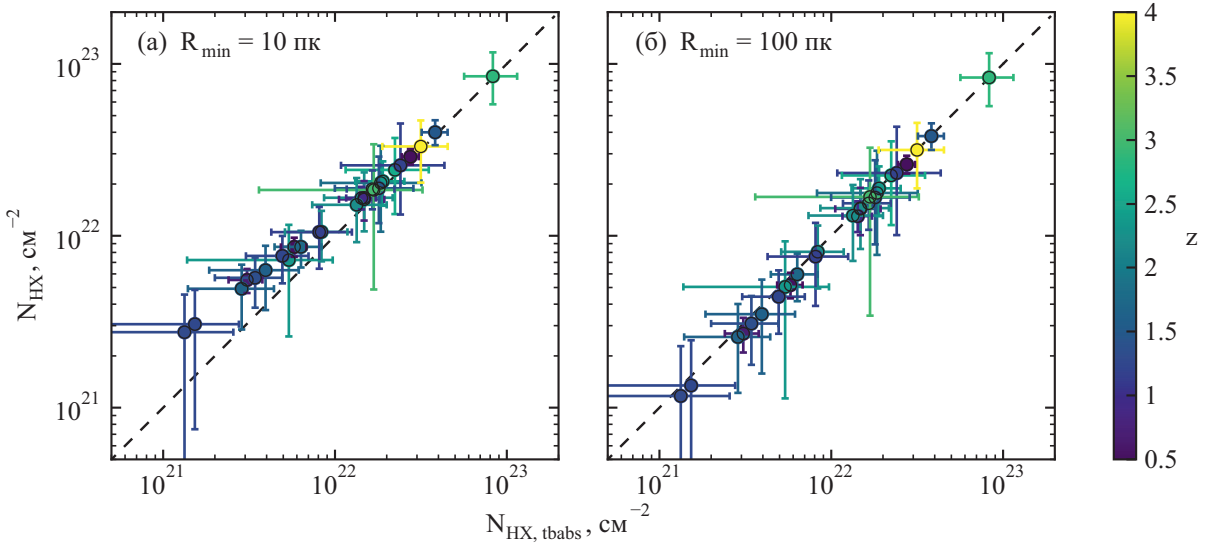


Рис. 6. Значения лучевой концентрации водорода, полученные в результате аппроксимации спектров гамма-всплесков. По оси ординат отложены значения N_{HX} , вычисленные на основе результатов численного моделирования: (а) — результаты расчетов, в которых расстояние между источником всплеска и облаком $R_{\text{min}} = 10$ пк, (б) — результаты расчетов, в которых $R_{\text{min}} = 100$ пк (численные модели 6 и 7 из табл. 3). Металличность газа равна солнечной металличности, $[M/H] = 0$.

ра и др., 2015). Этот метод, как правило, дает меньшие оценки металличности газа, чем это следует из анализа эмиссионных линий родительских галактик гамма-всплесков (Граам и др., 2023). Необходимо заметить, что металличность газа в той части галактики, где произошел гамма-всплеск, может отличаться от среднего значения металличности газа в галактике (например, Крулер и др., 2017).

Для гамма-всплесков на небольших красных смещениях ($z \lesssim 1$) металличность газа в родительской галактике может быть близка к солнечной металличности. В случае, если плотное молекулярное облако находится близко от источника гамма-всплеска, ионы металлов ионизируются до большого заряда в нейтральном слое облака за фронтом ионизации. Лучевая концентрация водорода этого пограничного слоя за-

висит от плотности газа в облаке и составляет $N_{\text{HХ}} \approx 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ для плотности газа $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$. В этом слое облака ионы металлов не вносят заметный вклад в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн даже для солнечной металличности. Поглощение излучения происходит в результате фотоионизации атомов гелия и атомов (молекул) водорода. В этом случае, модель поглощения, которая не учитывает ионизацию ионов металлов, предсказывает значение $N_{\text{HХ}}$ в 3 раза меньше, чем действительное значение (см. рис. 4). В то же время, для металличности газа $[M/H] = -1$ модель поглощения, основанная на численных расчетах, и модель tbabs дают одинаковые оценки лучевой концентрации водорода в поглощающем слое газа (см. рис. 5).

Наблюдение изменения $N_{\text{HХ}}$ для некоторых гамма-всплесков

Излучение гамма-всплеска ионизует газ, расположенный вблизи источника всплеска. Как результат, излучение послесвечения, испущенное в поздние моменты времени, встретит на своем пути меньше поглощающего газа, чем излучение в более ранние моменты времени. В случае плотного компактного облака, это изменение лучевой концентрации поглощающего слоя можно наблюдать, анализируя изменение во времени энергетических спектров послесвечения (Лаззати, Перна, 2002; Валан и др., 2023). В работе Валана и др. (2023) проведено исследование изменения лучевой концентрации ядер водорода $N_{\text{HХ}}$ для 199 гамма-всплесков с измеренным спектроскопическим красным смещением. Валан и др. (2023) анализировали данные телескопа Swift/XRT, полученные на ранней стадии послесвечения в режиме WT (в моменты времени $t < 200$ с в собственной системе отсчета). Согласно результатам Валана и др. (2023), из 199 гамма-всплесков только 7 всплесков имеют признаки уменьшения лучевой концентрации $N_{\text{HХ}}$. Один гамма-всплеск из этого списка попадает в нашу выборку — GRB 090926В на красном смещении $z = 1.24$. Модель tbabs предсказывает, что лучевая концентрация ядер водорода в поглощающем облаке равна $2.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (для солнечного значения металличности). В то время как модель, основанная на результатах численного моделирования, предсказывает значение $5.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ для плотности газа в облаке $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ (см. табл. 4). Заметим, что гамма-всплеск GRB 090926В относится к темным всплескам, визуальная экстинкция для этого всплеска равна $A_V = 1.42^{+1.08}_{-0.57}$ (Грейнер и др., 2011). Большая часть гамма-всплесков не имеет признаков уменьшения $N_{\text{HХ}}$ на ранней стадии послесвечения согласно результатам Валана и др. (2023). Это может быть следствием того, что газ, поглощающий излучение, не расположен компактно вблизи источника гамма-всплеска, а находится на расстоянии, или

распределен в обширной области в родительской галактике.

Поглощение излучения послесвечения в оптическом диапазоне длин волн

Детектирование излучения послесвечения в инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн, наряду с излучением в рентгеновском диапазоне, дает возможность совместного фитирования оптического и рентгеновского энергетических спектров (Грейнер и др., 2011; Ковино и др., 2013). Значения лучевой концентрации водорода, которые следуют из оценок A_V , как правило, на порядок меньше, чем значения $N_{\text{HХ}}$, т.е. поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн гораздо сильнее. В таких оценках, как правило, принимают солнечное значение металличности, а параметры пыли соответствуют местной группе галактик. Если излучение гамма-всплеска проходит через плотное молекулярное облако, радиус испарения частиц пыли в 2–3 раза больше радиуса фронта ионизации (рис. 1). Характерное время испарения пылинок составляет около 3–5 с от начала гамма-всплеска в нашей модели (нагрев и сублимация частиц пыли происходит УФ-излучением оптической вспышки гамма-всплеска). Атомы металлов высвобождаются из пыли в газовую фазу, и ионизируются до большого заряда последующим излучением всплеска. Таким образом, одной из причин относительно слабого поглощения излучения в континууме в оптическом диапазоне может быть испарение частиц пыли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования распространения излучения гамма-всплеска в плотном молекулярном облаке для различных плотностей газа, металличности, расстояний от звезды-прародителя гамма-всплеска до облака. Если облако находится близко от звезды-прародителя гамма-всплеска, $R_{\text{min}} = 1$ пк, ионы металлов ионизируются до большого заряда в слое облака за фронтом ионизации. Для плотности газа $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$, лучевая концентрация водорода этого слоя облака составляет $N_{\text{HХ}} \approx 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Для таких лучевых концентраций ядер водорода в облаке, основной вклад в поглощение послесвечения в рентгеновском диапазоне длин волн вносит ионизация атомов гелия, атомов и молекул водорода — независимо от значения металличности газа.

В работе рассмотрена выборка из 45 длинных гамма-всплесков с известным красным смещением, у которых полная изотропная энергия гамма-излучения $E_{\gamma,\text{iso}}$ лежит в диапазоне от 3.33×10^{52} до 7.5×10^{52} эрг. Для этих гамма-всплесков проведен анализ энергетических спектров послесвечений, полученных на телескопе Swift/XRT в поздние момен-

ты времени, $t \geq 4 \times 10^3$ с. Аппроксимация энергетических спектров проводилась с использованием численной модели поглощения излучения, которая учитывает ионизацию газа излучением гамма-всплеска, а также с помощью модели поглощения tbabs (Вилмс и др., 2000). Показано, что аппроксимация энергетических спектров с помощью модели tbabs может привести к значениям лучевой концентрации ядер водорода, которые меньше действительных значений приблизительно в 3 раза — в случае, если газопылевое облако, которое поглощает излучение, находится вблизи источника гамма-всплеска. В частности, для гамма-всплеска GRB 090926B модель поглощения tbabs предсказывает значение лучевой концентрации ядер водорода $2.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. В то время как модель, основанная на результатах нашего численного моделирования, предсказывает значение $5.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ для плотности газа в облаке $n_{\text{H,tot}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Если молекулярное облако располагается на расстоянии $R_{\text{min}} > 10$ пк от источника гамма-всплеска или металличность газа $[M/H] = -1$, модель поглощения, основанная на результатах численного моделирования, и модель tbabs предсказывают одинаковые значения лучевой концентрации водорода. Результаты работы необходимо учитывать в анализе энергетических спектров гамма-всплесков, излучение которых прошло через плотный слой газа вблизи звезды-прародителя гамма-всплеска — например, в случае, если наблюдается уменьшение лучевой концентрации N_{Hx} .

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность Дмитрию Свинкину за помощь в обработке наблюдательных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арnaud (K.A. Arnaud), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ASP Conf. Ser. 101 (Ed. G.H. Jacoby, J. Barnes, 1996), p. 17.
2. Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 29 (2005a) [M.V. Barkov and G.S. Bisnovatyi-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 24 (2005a)].
3. Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 685 (2005b) [M.V. Barkov and G.S. Bisnovatyi-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 611 (2005b)].
4. Барроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, A.F. Abbey, A. Beardmore, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
5. Боццо и др. (E. Bozzo, L. Amati, W. Baumgartner, T.-C. Chang, B. Cordier, N. De Angelis, A. Doi, M. Feroci, et al.), *Universe* **10**, 187 (2024).
6. Валан и др. (V. Valan, J. Larsson, and B. Ahlgren), *Astrophys. J.* **944**, 73 (2023).
7. Вергани и др. (S.D. Vergani, R. Salvaterra, J. Japelj, E. Le Floch, P. D'Avanzo, A. Fernandez-Soto, T. Kruhlér, A. Melandri, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, A102 (2015).

8. Вергани и др. (S.D. Vergani, J. Palmerio, R. Salvaterra, J. Japelj, F. Mannucci, D.A. Perley, P. D'Avanzo, T. Kruhlér, et al.), *Astron. Astrophys.* **599**, A120 (2017).
9. Вернер, Яковлев (D.A. Verner and D.G. Yakovlev), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **109**, 125 (1995).
10. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
11. Виллингейл и др. (R. Willingale, R.L.C. Starling, A.P. Beardmore, N.R. Tanvir, and P.T. O'Brien), *MNRAS* **431**, 394 (2013).
12. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
13. Вусли, Хереп (S.E. Woosley and A. Heger), *Astrophys. J.* **637**, 914 (2006).
14. Гарднер и др. (D.J. Gardner, D.R. Reynolds, C.S. Woodward, and C.J. Balos), *ACM Transactions on Math. Software* **48**, 31 (2022).
15. Голдштейн и др. (A. Goldstein, V. Connaughton, M.S. Briggs, and E. Burns) *Astrophys. J.* **818**, 18 (2016).
16. Голдштейн и др. (A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, M.S. Briggs, R. Hamburg, D. Kocevski, C.A. Wilson-Hodge, R.D. Preece, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **848**, L14 (2017).
17. Граам, Фручтер (J.F. Graham and A.S. Fruchter), *Astrophys. J.* **834**, 170 (2017).
18. Граам и др. (J.F. Graham, P. Schady, and A.S. Fruchter), *Astrophys. J.* **954**, 13 (2023).
19. Грейнер и др. (J. Greiner, T. Kruhlér, S. Klose, P. Afonso, C. Clemens, R. Filgas, D.H. Hartmann, A.K. Yoldas, et al.), *Astron. Astrophys.* **526**, A30 (2011).
20. Грейнер и др. (J. Greiner, D.B. Fox, P. Schady, T. Kruhlér, M. Trenti, A. Cikota, J. Bolmer, J. Elliott, et al.), *Astrophys. J.* **809**, 76 (2015).
21. Дальтон, Моррис (T. Dalton and S.L. Morris), *MNRAS* **495**, 2342 (2020).
22. Дорман, Арnaud (B. Dorman, and K.A. Arnaud), *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, ASP Conf. Ser. 238 (Ed. F.R. Harnden Jr., F.A. Primini, H.E. Payne, 2001), p. 415.
23. Дрейн (B.T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1026 (2003).
24. Дрейн, Хао (B.T. Draine and L. Hao), *Astrophys. J.* **569**, 780 (2002).
25. Кампана и др. (S. Campana, C.C. Thone, A. de Ugarte Postigo, G. Tagliaferri, A. Moretti, and S. Covino), *MNRAS* **402**, 2429 (2010).
26. Ковино и др. (S. Covino, A. Melandri, R. Salvaterra, S. Campana, S.D. Vergani, M.G. Bernardini, P. D'Avanzo, V. D'Elia, et al.), *MNRAS* **432**, 1231 (2013).
27. Коста и др. (E. Costa, F. Frontera, J. Heise, M. Feroci, J. in't Zand, F. Fiore, M.N. Cinti, D. Dal Fiume, et al.), *Nature* **387**, 783 (1997).
28. Кронгольд, Прочаска (Y. Krongold and J.X. Prochaska), *Astrophys. J.* **774**, 115 (2013).
29. Крулер и др. (T. Kruhlér, H. Kuncarayakti, P. Schady, J.P. Anderson, L. Galbany, and J. Gensior), *Astron. Astrophys.* **602**, A85 (2017).
30. Крулер (T. Kruhlér), *Inter. J. Modern Phys. D* **27**, 1842001 (2018).

31. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, A.J. Levan, D.B. Fox, N.R. Tanvir, T.N. Ukwatta, E. Berger, T. Kruhlér, A.K. Yoldas, et al.), *Astrophys. J.* **736**, 7 (2011).
32. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, M. Fumagalli, M. Rafelski, D. Kocevski, J.X. Prochaska, R.J. Cooke, and G.D. Becker), *Astrophys. J.* **804**, 51 (2015).
33. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, S.G. Djorgovski, A.N. Ramaprakash, R. Goodrich, J.S. Bloom, K.L. Adelberger, T. Kundic, L. Lubin, et al.), *Nature* **393**, 35 (1998).
34. Лаззати, Перна (D. Lazzati and R. Perna), *MNRAS* **330**, 383 (2002).
35. Леван и др. (A.J. Levan, B.P. Gompertz, O.S. Salafia, M. Bulla, E. Burns, K. Hotokezaka, L. Izzo, G.P. Lamb, et al.), *Nature* **626**, 737 (2024).
36. Лоддерс и др. (K. Lodders, H. Palme, H.-P. Gail), *Solar System, Landolt-Bornstein — Group VI Astronomy and Astrophysics, V. 4B* (Ed. J.E. Trumper, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009), p. 712.
37. Лу и др. (W. Lu, C.F. McKee, and K.P. Mooley), *MNRAS* **507**, 3672 (2021).
38. Метцгер и др. (M.R. Metzger, S.G. Djorgovski, S.R. Kulkarni, C.C. Steidel, K.L. Adelberger, D.A. Frail, E. Costa, and F. Frontera), *Nature* **387**, 878 (1997).
39. Нестеренок А.В., Письма в Астрон. журн. **50**, 117 (2024) [A.V. Nesterenok, *Astron. Lett.* **50**, 99 (2024)].
40. Пальмерио и др. (J.T. Palmerio, S.D. Vergani, R. Salvaterra, R.L. Sanders, J. Japelj, A. Vidal-Garcia, P. D'Avanzo, D. Corre, et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A26 (2019).
41. ван Парадийс и др. (J. van Paradijs, P.J. Groot, T. Galama, C. Kouveliotou, R.G. Strom, J. Telting, R.G.M. Rutten, G.J. Fishman, et al.), *Nature* **386**, 686 (1997).
42. Перли и др. (D.A. Perley, N.R. Tanvir, J. Hjorth, T. Laskar, E. Berger, R. Chary, A. de Ugarte Postigo, J.P.U. Fynbo, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 8 (2016).
43. Перна и др. (R. Perna, J. Raymond, and A. Loeb), *Astrophys. J.* **533**, 658 (2000).
44. Перна, Лаззати (R. Perna and D. Lazzati), *Astrophys. J.* **580**, 261 (2002).
45. Позаненко А.С., Барков М.В., Минаев П.Ю., Вольнова А.А., Письма в Астрон. журн. **47**, 823 (2021) [A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Yu. Minaev, A.A. Volnova, *Astron. Lett.* **47**, 791 (2021)].
46. Танвир и др. (N.R. Tanvir, T. Laskar, A.J. Levan, D.A. Perley, J. Zabl, J.P.U. Fynbo, J. Rhoads, S.B. Cenko, et al.), *Astrophys. J.* **865**, 107 (2018).
47. Троха и др. (E. Troja, C.L. Fryer, B. O'Connor, G. Ryan, S. Dichiaro, A. Kumar, N. Ito, R. Gupta, et al.), *Nature* **612**, 228 (2022).
48. Уотсон и др. (D. Watson, J. Hjorth, J.P.U. Fynbo, P. Jakobsson, S. Foley, J. Sollerman, and R.A.M.J. Wijers), *Astrophys. J. (Lett.)* **660**, L101 (2007).
49. Уотсон и др. (D. Watson, T. Zafar, A.C. Andersen, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, J. Hjorth, P. Jakobsson, T. Kruhlér, et al.), *Astrophys. J.* **768**, 23 (2013).
50. Хиндмарш и др. (A.C. Hindmarsh, P.N. Brown, K.E. Grant, S.L. Lee, R. Serban, D.E. Shumaker, and C.S. Woodward), *ACM Transactions on Math. Software* **31**, 363 (2005).
51. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, D. Frederiks, S. Golenetskii, A. Lysenko, P. Oleynik, V. Pal'shin, D. Svinkin, M. Ulanov, et al.), *Astrophys. J.* **850**, 161 (2017).
52. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, D. Frederiks, D. Svinkin, R. Aptekar, T.L. Cline, S. Golenetskii, K. Hurley, A. Lysenko, et al.), *Astrophys. J.* **908**, 83 (2021).
53. Шади и др. (P. Schady, S. Savaglio, T. Kruhlér, J. Greiner, and A. Rau), *Astron. Astrophys.* **525**, A113 (2011).
54. Шади (P. Schady), *Royal Soc. Open Sci.* **4**, 170304 (2017).
55. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ В НЕДРАХ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗД

© 2024 г. А. А. Кожберов^{1*}¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23.05.2024 г.

После доработки 05.09.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Разработан новый подход для расчета электростатической энергии затвердевших недр вырожденных звезд, применимый для систем с любым ионным составом. Предложенный метод использован для исследования упорядоченных кулоновских кристаллов, образованных ионами двух типов с зарядовыми числами Z_1 и Z_2 . Рассмотрены восемь различных объемно-центрированных кубических решеток при $x_1 \geq 1/2$, где x_1 — относительная концентрация ионов с зарядовым числом Z_1 . Шесть из них — впервые, тогда как при $x_1 = 1/2$ и $1/4$ результаты для электростатической энергии совпадают с известными ранее. Полученные результаты аппроксимированы удобным для практического применения выражением.

Ключевые слова: нейтронные звезды, белые карлики, кулоновские кристаллы.

DOI: 10.31857/S0320010824080042, EDN: LXVXHP

ВВЕДЕНИЕ

Вещество в недрах белых карликов и нейтронных звезд при плотностях порядка 10^4 – 10^{11} г/см³ состоит из полностью ионизированных атомов и вырожденного электронного газа (Шапиро и Тьюколски, 1985; Хенсел и др., 2007). Согласно новейшим моделям, ионы представлены несколькими типами. Так, внутренние слои большинства белых карликов — это углеродно-кислородная плазма с примесями неона и железа (см., например, Сумон и др., 2022), а внешняя кора нейтронной звезды — это смесь из более чем десятка элементов (см., например, Фантина и др., 2020; Кау и др., 2020; Щечилин и др., 2023).

На начальных этапах тепловой эволюции вырожденных звезд ионы находятся в жидком состоянии, но по мере остывания кристаллизуются. Образовавшийся кристалл обычно описывается с помощью модели кулоновского кристалла (Хенсел и др., 2007).

Кулоновские кристаллы, образованные ионами с одинаковыми зарядами и массами, достаточно подробно исследованы (см., например, Борн и Кунь, 1954; Байко и др., 2001; Хенсел и др., 2007). Изучению физических свойств многокомпонентных кристаллов посвящено гораздо меньше работ (Огата и др., 1993; Шамель и Фантина, 2016). Зачастую при описании их свойств прибегают к теории линейного смешивания. Это достаточно грубое приближение, которое требует уточнений, путем сравнения с точными расчетами (например, Шамель и Фантина, 2016).

Ранее нами были исследованы электростатические и термодинамические свойства нескольких многокомпонентных кристаллов (Кожберов и Байко, 2012; Кожберов и Байко, 2015; Кожберов, 2020), но полной картины они не сформировали. Поэтому предлагается новый подход к расчету электростатической энергии кулоновских кристаллов, который можно использовать как для упорядоченных, так и для “неупорядоченных” смесей (под выражением “неупорядоченный кристалл” имеется в виду, что новый способ позволяет рассмотреть элементарную ячейку сколько угодно больших размеров, но со строгими периодическими граничными условиями).

В настоящей работе с помощью нового подхода исследовано несколько новых кристаллических систем. Получено аппроксимационное выражение, описывающее электростатическую энергию любого двухкомпонентного кулоновского кристалла.

ЭНЕРГИЯ МАДЕЛУНГА

Положения равновесия ионов в кристалле описываются векторами прямой решетки $\mathbf{R}_l = l_1 \mathbf{a}_1 + l_2 \mathbf{a}_2 + l_3 \mathbf{a}_3$, где l_1, l_2, l_3 — целые числа, $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ — векторы основных трансляций решетки. Вектора $\mathbf{G}_p = p_1 \mathbf{g}_1 + p_2 \mathbf{g}_2 + p_3 \mathbf{g}_3$ образуют обратную решетку, где p_1, p_2, p_3 — целые числа, $\mathbf{g}_i \mathbf{a}_j = 2\pi \delta_{ij}$.

Энергия статической решетки, также называемой энергией Маделунга, описывается следующим выражением:

*Электронный адрес: kozhberov@gmail.com

$$U_M = \frac{1}{2} \sum_{ll'}' \frac{Z_l Z_{l'} e^2}{|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'}|} - n_e \sum_l Z_l e \int \frac{d\mathbf{r}}{|\mathbf{R}_l - \mathbf{r}|} + \frac{n_e^2}{2} \int \int \frac{d\mathbf{r} d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (1)$$

где Z_l — зарядовое число иона, находящегося в l -ом узле кристаллической решетки, e — элементарный заряд электрона, векторы $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ описывают положение электронного фона, n_e — концентрация электронов.

Представим электростатическое взаимодействие ионов в виде суммы двух слагаемых: энергии Маделунга однокомпонентной идеальной решетки из ионов со средним зарядом Z и остатка:

$$U_{ii} \equiv N \frac{Z^2 e^2}{a} \zeta + \Delta U_M = N \frac{Z^2 e^2}{a} \zeta + \frac{1}{2} \sum_{ll'}' \frac{\Delta Z_l \Delta Z_{l'} e^2}{|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'}|}, \quad (2)$$

где N — полное число ионов в кристалле, $a = (4\pi n/3)^{-1/3}$ — радиус ионной сферы, ζ — постоянная Маделунга, n — концентрация ионов, $n_e = Zn$. Средний заряд выбран таким образом, чтобы $\sum_l \Delta Z_l = 0$, где $\Delta Z_l = Z_l - Z$. Для кристаллов, образованных ионами двух разных типов, ΔZ_l принимает два значения: $\Delta Z_1 \equiv Z_1 - Z$ и $\Delta Z_2 \equiv x_1/(x_1 - 1)\Delta Z_1$, где $x_1 = N_1/N$ — относительная концентрация ионов первого сорта, то есть $Z = x_1 Z_1 + (1 - x_1)Z_2$.

Для объемно-центрированной кубической (ОЦК или bcc) решетки $\zeta_{bcc} = -0.895929255682$. Это наименьшее значение среди всех однокомпонентных решеток, когда-либо рассмотренных в кулоновском приближении. Поэтому ОЦК решетка выбирается в качестве базовой, при рассмотрении свойств коры нейтронной звезды (см., например, Хенсел и др., 2007).

Выражение для ΔU_M можно переписать, сделав преобразование Фурье по ΔZ_l : $\Delta Z_l = \sum_{\mathbf{k}} Z_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_l}$ и $Z_{\mathbf{k}} = 1/N \sum_l \Delta Z_l e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}_l}$, где суммирование по $\mathbf{k}$ это суммирование по всем волновым векторам кристалла $\mathbf{k}$ в первой зоне Бриллюэна. Отметим, что строго говоря, коэффициенты преобразования Фурье должны записываться как интегралы по зоне Бриллюэна, но обычно, как и в данной работе, рассматриваются кристаллы конечного размера, поэтому число волновых векторов дискретно. Тогда

$$\Delta U_M = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} Z_{\mathbf{k}} Z_{\mathbf{k}'} e^2 \sum_{ll'}' \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_l + i\mathbf{k}'\mathbf{R}_{l'})}{2|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'}|} \equiv N \frac{e^2}{a} \sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где $g(\mathbf{k}) \equiv Z_{\mathbf{k}} Z_{-\mathbf{k}} = Z_{\mathbf{k}} Z_{\mathbf{k}}^*$.

Используя преобразование Эвальда, для $f(\mathbf{k})$ получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{k}) &= \sum_l' \frac{\text{erfc}(i\mathbf{k}\mathbf{R}_l)}{R_l} = \\ &= \frac{3}{2a^2} \sum_p \frac{1}{|\mathbf{G}_p - \mathbf{k}|^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{G}_p - \mathbf{k}|^2}{4A^2}\right) + \\ &+ \frac{a}{2} \sum_l' \frac{\text{erfc}(AR_l)}{R_l} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_l} - \frac{Aa}{\sqrt{\pi}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $Aa = 2$. Выражение (4) применимо для любой конфигурации ионов и зависит только от типа исследуемой кристаллической решетки. Для произвольного распределения ионов функцию $g(\mathbf{k})$ аналитически вычислить невозможно, для каждой конфигурации она своя. Для упорядоченных систем $g(\mathbf{k})$ — набор нескольких дельта-функций. Следовательно, новый метод расчета электростатической энергии особенно полезен, когда нужно рассмотреть большое число систем, различных по ионному составу, но имеющих одинаковую кристаллическую решетку. Ранее для этого требовалось вычислять громоздкие суммы, а в данном случае достаточно нескольких значений $f(\mathbf{k})$.

Заметим, что функция $g(\mathbf{k})$ связана с корреляционной функцией кристалла так, что $\sum_{\mathbf{R}} \Delta Z(\mathbf{R}) \Delta Z(\mathbf{R} + \mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$.

МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ОЦК РЕШЕТКА

Используем предложенный способ для расчета энергий нескольких многокомпонентных ОЦК решеток. На рис. 1 показано, какие значения может принимать $f(\mathbf{k})$ при разных k , лежащих в первой зоне Бриллюэна этой решетки. Несмотря на то, что при $k \ll 1$ функция $f(\mathbf{k}) \propto k^{-2}$, произведение $f(0)g(0)$ равно нулю.

Рассмотрим простейший многокомпонентный кристалл: двухкомпонентную упорядоченную ОЦК (CsCl) решетку с $Z = 0.5(Z_1 + Z_2)$ и $\Delta Z_2 = -\Delta Z_1$. Представим ее, как совокупность двух однокомпонентных простых кубических (ПК) решеток, сдвинутых относительно друг друга на вектор $\chi = 0.5a_1(1, 1, 1)$, где a_1 — постоянная решетки. Тогда

$$Z_{\mathbf{k}} = \Delta Z_1 (1 - e^{i\mathbf{k}\chi}) \sum_p \delta(\mathbf{k} + \mathbf{G}_p), \quad (5)$$

где $\mathbf{G}_p = 2\pi/a_1(p_1, p_2, p_3)$ — векторы обратной ПК решетки. Вектор $\mathbf{k}$ принадлежит первой зоне Бриллюэна ОЦК решетки, поэтому из всей суммы по p останутся два типа слагаемых: $\mathbf{G}_0 = 0$ и $\mathbf{G}_1 = 2\pi/a_1(1, 0, 0)$. Так как $f(0)g(0) = 0$, то $\sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}) = g(\mathbf{G}_1) f(\mathbf{G}_1)$ и

$$\begin{aligned} \Delta U_M^{bcc} &= N \frac{e^2}{a} f(\mathbf{G}_1) g(\mathbf{G}_1) = \\ &= -0.5010780286 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (6)$$

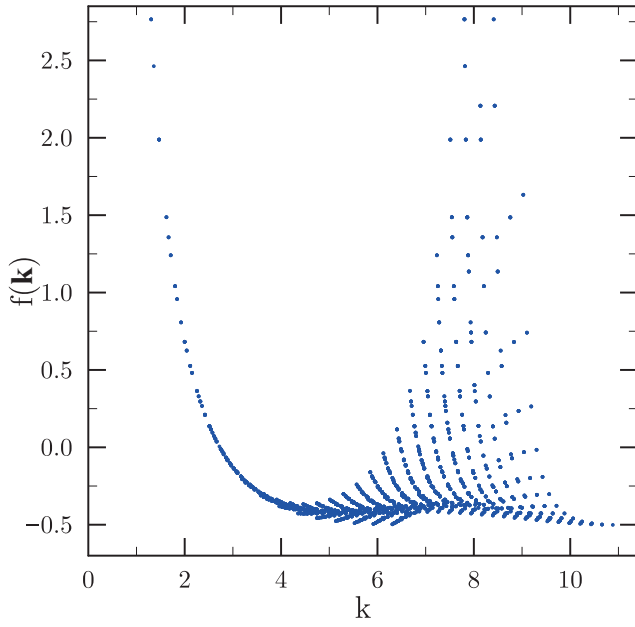


Рис. 1. Зависимость $f(\mathbf{k})$ от k .

Этот результат в точности совпадает с полученным ранее в работе Кожберов и Байко (2015).

Отметим, что $f(\mathbf{G}_1) = -0.5010780286$ — минимальное значение, которое достигает функция $f(\mathbf{k})$ для ОЦК решетки. Следовательно энергия двухкомпонентной упорядоченной ОЦК решетки минимальна среди всех энергий двухкомпонентных ОЦК решеток с $x_1 = 1/2$.

Рассмотрим более сложную структуру: пятикомпонентную ОЦК (ПК16) решетку. Ее элементарная ячейка изображена на рис. 2 и представляет собой 8 элементарных ячеек “стандартной” ОЦК решетки составленных в один большой куб. Разными цветами показаны ионы с разными зарядами. ПК16 решетка может быть описана как простая кубическая решетка с 16 векторами базиса. Эти векторы и зарядовые числа соответствующих им ионов приведены в табл. 1. Тогда

$$Z_{\mathbf{k}} = \left\{ \Delta Z_a + \Delta Z_b e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_2} + \Delta Z_c \sum_{j=3}^5 e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_j} + \right. \\ \left. + \Delta Z_d \sum_{j=6}^8 e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_j} \right\} \sum_p \delta(\mathbf{k} + \widetilde{\mathbf{G}}_p) + \\ + \Delta Z_f e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_9} \sum_p \delta(\mathbf{k} + \mathbf{G}_p), \quad (7)$$

где $\Delta Z_a \equiv Z_a - Z$ (для других зарядов аналогично), $\widetilde{\mathbf{G}}_p = \pi/a_1(p_1, p_2, p_3)$ — векторы обратной ПК решетки с постоянной решетки, равной $2a_1$. В данном случае из всех слагаемых по p останется 5 различных типов: $\mathbf{G}_0$, $\mathbf{G}_1$, $\mathbf{G}_2 = \pi/a_1(1, 0, 0)$, $\mathbf{G}_3 = \pi/a_1(1, 1, 0)$ и $\mathbf{G}_4 = \pi/a_1(1, 1, 1)$. При этом $f(\mathbf{G}_2) = -0.1906432265$,

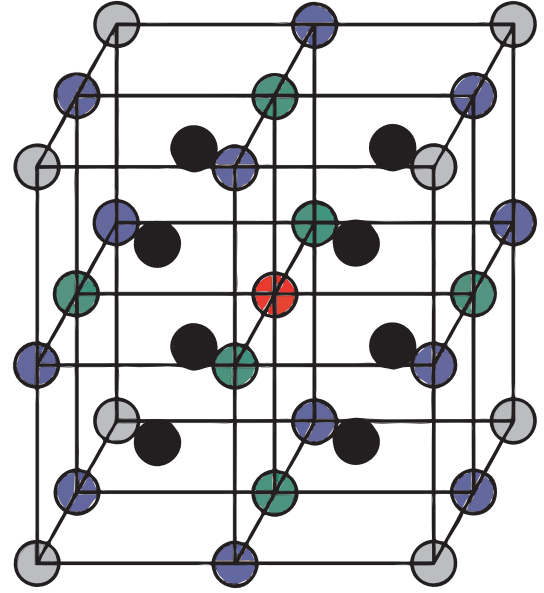


Рис. 2. Элементарная ячейка пятикомпонентной ОЦК решетки. Ионы с зарядовым числом Z_a серые, Z_b — красные, Z_c — синие, Z_d — зеленые, Z_f — черные.

Таблица 1. Векторы базиса ПК16 решетки

зарядовое число иона	вектор базиса χ_j
Z_a	$\chi_1 = 0$
Z_b	$\chi_2 = 0.5a_1(1, 1, 1)$
Z_c	$\chi_3 = 0.5a_1(1, 0, 0)$
Z_c	$\chi_4 = 0.5a_1(0, 1, 0)$
Z_c	$\chi_5 = 0.5a_1(0, 0, 1)$
Z_d	$\chi_6 = 0.5a_1(1, 1, 0)$
Z_d	$\chi_7 = 0.5a_1(1, 0, 1)$
Z_d	$\chi_8 = 0.5a_1(0, 1, 1)$
Z_f	$\chi_9 = 0.25a_1(1, 1, 1)$
Z_f	$\chi_{10} = 0.25a_1(3, 1, 1)$
Z_f	$\chi_{11} = 0.25a_1(1, 3, 1)$
Z_f	$\chi_{12} = 0.25a_1(1, 1, 3)$
Z_f	$\chi_{13} = 0.25a_1(3, 3, 1)$
Z_f	$\chi_{14} = 0.25a_1(3, 1, 3)$
Z_f	$\chi_{15} = 0.25a_1(1, 3, 3)$
Z_f	$\chi_{16} = 0.25a_1(3, 3, 3)$

$f(\mathbf{G}_3) = -0.3644516210$ и $f(\mathbf{G}_4) = -0.4302263858$, причем $2f(\mathbf{G}_1) = 3f(\mathbf{G}_2) + f(\mathbf{G}_4)$. Заметим, что при суммировании необходимо учитывать относительный вклад разных векторов обратной решетки.

Используем выражение (7) для комплексного исследования двухкомпонентных решеток.

При $Z_a = Z_b = Z_c = Z_d = -Z_f$ ПК16 решетка становится двухкомпонентной упорядоченной ОЦК решеткой. При $\mathbf{k} = \mathbf{G}_2, \mathbf{G}_3$ и $\mathbf{G}_4$ сумма в фигурных скобках выражения (7) равна 0, дополнительных слагаемых в Z_k не появляется, и поправка ΔU_M определяется тем же выражением (6).

Двухкомпонентную упорядоченную ОЦК решетку можно получить из ПК16 решетки и другим способом, положив $\Delta Z_1 \equiv \Delta Z_a = -\Delta Z_b$ и $Z_c = Z_d = Z_f = 0$. Тогда концентрация ионов уменьшится в 8 раз, а

$$\begin{aligned} \Delta U_M^{\text{bcc}} &= N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{2a} (3f(\mathbf{G}_2) + f(\mathbf{G}_4)) = \\ &= -0.5010780286 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (8)$$

При $\Delta Z_1 = \Delta Z_a = -3\Delta Z_d$ и $Z_b = Z_c = Z_f = 0$ ПК16 решетка становится, двухкомпонентной гранцентрированной кубической (fccb) решеткой, исследованной ранее в работе Кожберов (2020). Для нее, с учетом уменьшения концентрации ионов, получим:

$$\begin{aligned} \Delta U_M^{\text{fcc}} &= N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{9 \times 2^{1/3} a} (3f(\mathbf{G}_2) + 3f(\mathbf{G}_3)) = \\ &= -0.1468596908 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (9)$$

У двухкомпонентной ГЦК решетки относительная концентрация ионов с Z_1 равна $1/4$, но она не единственная с данным x_1 . Из всех возможных конфигураций решетки с $x_1 = 1/4$ выберем ту, у которой энергия минимальна. Тогда $\Delta Z_1 = \Delta Z_a = \Delta Z_c = -3\Delta Z_b$ и $Z_b = Z_d = Z_f$, следовательно

$$\begin{aligned} \Delta U_M &= N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{9a} (3f(\mathbf{G}_1) - 3f(\mathbf{G}_2) + f(\mathbf{G}_4)) = \\ &= -0.1512811995 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (10)$$

Эта решетка рассматривалась в работах Огата и др., (1993); Игараши и др., (2001), где она названа $4\{\text{fcc}\}$. В работе Огата и др. (1993) из молекулярно-динамических расчетов была определена электростатическая энергия для некоторых Z_1 и Z_2 . Значения, приведенные в работе Огата и др. (1993) хорошо согласуются с тем, которое дает выражение (10). Для разных Z_2/Z_1 численный коэффициент изменяется от -0.15076 при $Z_2/Z_1 = 3/4$ до -0.15127 при $Z_2/Z_1 = 4$.

Таким образом, и при $x_1 = 1/2$, и при $x_1 = 1/4$ наименьшей электростатической энергией обладает такая кристаллическая решетка, которая при $Z_1 = Z_2$

Таблица 2. Зависимость ΔU_M от x_1

x_1	$u(x_1)$
1/16	0.0208537772
1/8	0.0548528116
3/16	0.0922150665
1/4	0.1512811995
5/16	0.1950545017
3/8	0.2678564798
7/16	0.3548622871
1/2	0.5010780286

становится ОЦК решеткой. Этот результат подтверждает правильность выбора решетки, изображенной на рис. 2, для исследования. Другие значения x_1 для нее ранее никогда не рассматривались.

Наименьшее значение x_1 равное $1/16$ достигается при $\Delta Z_1 = \Delta Z_a = -15\Delta Z_f$ и $Z_b = Z_c = Z_d = Z_f$. В этом случае

$$\begin{aligned} \Delta U_M &= N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{225a} \times \\ &\times (6f(\mathbf{G}_2) + 6f(\mathbf{G}_3) + 2f(\mathbf{G}_4) + f(\mathbf{G}_1)) = \\ &= -0.0208537772 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (11)$$

Если $\Delta Z_1 = \Delta Z_a = \Delta Z_b = -7\Delta Z_c$ и $Z_c = Z_d = Z_f$, то $x_1 = 1/8$, а

$$\begin{aligned} \Delta U_M &= N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{49a} (6f(\mathbf{G}_3) + f(\mathbf{G}_1)) = \\ &= -0.0548528116 N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a}. \end{aligned} \quad (12)$$

Аналогично можно поступить для других x_1 . Значения $u(x_1) \equiv -\Delta U_M a / (N \Delta Z_1^2 e^2)$ для всех двухкомпонентных решеток, которые можно получить из ПК16 решетки, приведены в табл. 2. При каждом заданном x_1 выбиралась конфигурация, обладающая минимальной энергией. Значения при $x_1 > 1/2$ не приведены, так как двухкомпонентные решетки не изменяются при одновременной замене $Z_1 \leftrightarrow Z_2$ и $x_1 \leftrightarrow 1 - x_1$.

Достоинство выбранной решетки в том, что она позволяет исследовать электростатические энергии восьми различных двухкомпонентных решеток при минимальном числе ионов в элементарной ячейке. Элементарную ячейку, изображенную на рис. 2, можно было бы сделать и более многокомпонентной, например, рассмотрев случай, при котором в узлах решетки с векторами базиса χ_{9-16} расположены ионы четырех различных типов, а не одного. Однако, такая восьмикомпонентная решетка не даст ничего нового

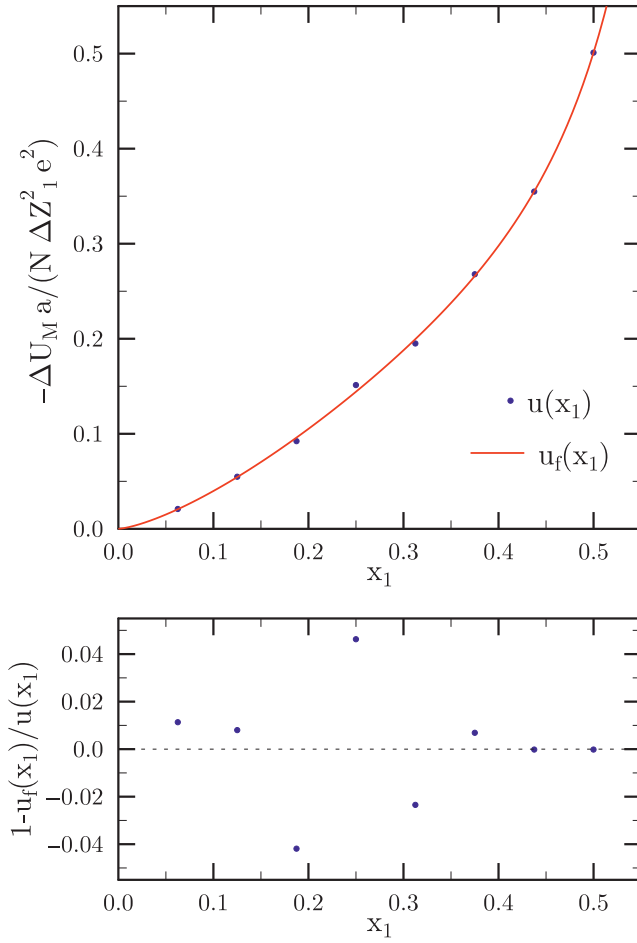


Рис. 3. Зависимость $u(x_1)$ от x_1 , ее аппроксимация $u_f(x_1)$ и относительная разница между точным значением и аппроксимационным $1 - u_f(x_1)/u(x_1)$.

для рассматриваемой задачи: новые двухкомпонентные конфигурации, которые можно было бы получить из нее, не являются энергетически предпочтительными.

В работе Кожберов (2020) было исследовано несколько многокомпонентных кристаллических структур. Из них можно получить множество двухкомпонентных решеток с десятью различными $x_1 \leq 1/2$, но при разных x_1 симметрии решеток разные (как кубические, так и гексагональные), и поэтому с помощью какого-то одного универсального выражения их электростатические энергии описать невозможно.

Все рассмотренные в данной работе двухкомпонентные решетки при $Z_1 = Z_2$ становятся ОЦК решеткой. Поэтому, используя результаты из табл. 2, за-

висимость ΔU_M от x_1 можно аппроксимировать как:

$$\begin{aligned} \Delta U_M &\equiv N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a} u_f(x_1) = \\ &= -N \frac{\Delta Z_1^2 e^2}{a} \frac{x_1^{1.4}}{1 - 12.4 x_1^{5.67}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Зависимости $u(x_1)$ и $u_f(x_1)$ от x_1 , а также относительная разница между точным значением и аппроксимационным $1 - u_f(x_1)/u(x_1)$ показаны на рис. 3. Погрешность аппроксимации не превышает 5%. Результаты из работы Огаты и др. (1993) не приведены, так как для них погрешность на порядок меньше.

Обобщая выражения (2) и (13), получим что общий вид электростатической энергии двухкомпонентного кристалла следующий:

$$U_M = -N \frac{e^2}{a} \left(0.8959292 Z^2 + \frac{x_1^{1.4} \Delta Z_1^2}{1 - 12.4 x_1^{5.67}} \right). \quad (14)$$

Заметим, что аппроксимационное выражение применимо только при $x_1 \leq 1/2$, в противном случае зарядовые числа рассматриваемых ионов стоит переназначить.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе реализован новый подход к расчету электростатической энергии многокомпонентных кулоновских кристаллов, как упорядоченных, так и нет. Он основан на преобразовании Фурье по зарядовым числам ионов и особенно эффективен, когда нужно рассмотреть множество систем с одинаковой кристаллической структурой, но различных по ионному составу. В этом случае достаточно единожды рассчитать громоздкие суммы по узлам кристаллической решетки, и уже после использовать их для конкретной композиции ионов.

Предложенный метод имеет большие практические перспективы. Он расширяет окно возможностей по исследованию свойств недр вырожденных звезд. С его помощью в настоящей работе получены энергии для шести новых двухкомпонентных решеток, а известные ранее результаты при $x_1 = 1/4$ и $x_1 = 1/2$ воспроизведены с должной точностью.

Ранее наиболее полно многокомпонентные кулоновские кристаллы рассматривались в работах Шамель и Фантина (2016), Кожберов (2020). Однако весь “пестрый зоопарк” кристаллических решеток, рассмотренный в работе Кожберов (2020), имел один практический недостаток. Он не позволял получить общее выражение для электростатической энергии двухкомпонентных кристаллов. Решетки, исследованные в данной работе, от этого недостатка избавлены. Следовательно, будет достаточно рационально использовать именно их для исследования точности выполнения правила линейного смешивания и построения фазовой диаграммы двухкомпо-

нентных кулоновских систем в недрах вырожденных звезд. О значительном влиянии электростатической энергии на фазовые переходы в различных ионных смесях подробно сказано в работе Байко (2022). В свою очередь, информация о фазовых переходах необходима для интерпретации различных наблюдательных данных (например, для решения проблемы природы “Q-ветви” в популяции белых карликов на диаграмме Герцшпрунга–Рассела). Кроме того, с электростатической энергией связаны модули упругости коры нейтронной звезды (см. Кожберов (2023)). С другой стороны, как показано в работе Шамель и Фантина (2016), рассмотренные изменения в электростатической энергии оказывают незначительное влияние непосредственно на уравнение состояния коры нейтронной звезды. Полученные результаты применимы и в других областях физики, в которых используется модель кулоновского кристалла.

В заключение отметим, что использованная модель кулоновского кристалла — простейшая. Направлений для ее “усложнения” несколько. Во-первых, стоит учесть, что электронный фон неоднородный. Для однокомпонентного кристалла систематическое исследование влияния поляризации электронного фона на электростатическую энергию проведено в работе Кожберов и Потехин (2021), где было предсказано появление структурных переходов в недрах вырожденных звезд. Для многокомпонентных систем такого исследования нет. Во-вторых, стоит учесть конечный размер атомных ядер, образующих решетку. Например, как это сделано в статье Земляков и Чугунов (2022) при изучении упругости коры нейтронной звезды. Полученный в этой работе результат свидетельствует о том, что во внутренних слоях, где размеры ядер сравнимы с межъядерным расстоянием, эффективный модуль сдвига может уменьшиться на $\sim 25\%$. Стоит ожидать изменения такого же порядка и для электростатической энергии.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Автор выражает благодарность Байко Д.А. за помощь в решении данной задачи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках темы Государственного задания ФТИ номер FFUG-2024-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байко (D.A. Baiko), MNRAS **517**, 3962 (2022).
2. Байко и др. (D.A. Baiko, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), Phys. Rev. E **64**, 057402 (2001).
3. Борн М., Кунь Х., *Динамическая теория кристаллических решеток* (М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1954).
4. Земляков, Чугунов (N.A. Zemlyakov and A.I. Chugunov), MNRAS **518**, 3813 (2022).
5. Игараша и др. (T. Igarashi, N. Nakao, and H. Iyetomi), Contrib. Plasm. Phys. **41**, 319 (2001).
6. Кай и др. (T. Carreau, A.F. Fantina, and F. Gulminelli), Astron. Astrophys. **640**, A77 (2020).
7. Кожберов (A.A. Kozhberov), Contrib. Plasm. Phys. **60**, e202000021 (2020).
8. Кожберов (A.A. Kozhberov), MNRAS **523**, 4855 (2023).
9. Кожберов, Байко (A.A. Kozhberov and D.A. Baiko), Contrib. Plasm. Phys. **52**, 153 (2012).
10. Кожберов, Байко (A.A. Kozhberov and D.A. Baiko), Phys. Plas. **22**, 153 (2015).
11. Кожберов, Потехин (A.A. Kozhberov and A.Y. Potekhin), Phys. Rev. E **103**, 043205 (2021).
12. Огата и др. (S. Ogata, H. Iyetomi, S. Ichimaru, and H.M. Van Horn), Phys. Rev. E **48**, 1344 (1993).
13. Сумон и др. (D. Saumon, S. Blouin, and P-E. Tremblay), Physics Reports **988**, 1 (2022).
14. Фантина и др. (A.F. Fantina, S. De Ridder, N. Chamel, and F. Gulminelli), Astron. Astrophys. **633**, A149 (2020).
15. Хенсел и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars I: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007).
16. Шамель, Фантина (N. Chamel and A.F. Fantina), Phys. Rev. C **94**, 065802 (2016).
17. Шапиро С., Тьюколски С., *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985).
18. Щечилин и др. (N.N. Shchepochin, M.E. Gusakov, and A.I. Chugunov), MNRAS **523**, 4643 (2023).

ПОДТВЕРЖДЕНИЕ “ПОТЕРЯННОГО” ЦИКЛА И ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА–ОЛЯ В РЯДЕ ПЛОЩАДЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ЗА 410 ЛЕТ

© 2024 г. Ю. А. Наговицын^{1,2*},

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 30.06.2024 г.

После доработки 16.08.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Правило Гневывшева–Оля рассмотрено для нового ряда площадей солнечных пятен на четырехвековой шкале Наговицына и Осиповой (MNRAS 505, 1206, 2021). Принята гипотеза Усоскина и др. (Astron. Astrophys. 370, L31, 2001) о существовании на ветви спада цикла № 4 цюрихской нумерации дополнительного малого цикла. Это приводит к изменению четности циклов ранее № 5. Выделены 11-летние циклы в XVII в. Их средняя продолжительность — от минимума до минимума — составляет $T = 8.9 \pm 1.4$ года. Новые данные и подходы позволили заключить, что правило Гневывшева–Оля выполняется для 410-летнего интервала в целом без исключения пары циклов №№ 4–5 цюрихской нумерации, принимаемого в правиле ранее.

Ключевые слова: солнечная активность, цикличность, солнечные пятна.

DOI: 10.31857/S0320010824080059, EDN: LXVPYJ

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные пятна наблюдались невооруженным глазом в Китае, начиная с первых веков до НЭ (Виттманн, Сю, 1987) и с начала XVII в. в Европе, с помощью изобретенного телескопа первыми наблюдателями были Фабрициус, Галилей, Шейнер, Гарриот.

Первоначальная гипотеза Шейнера о том, что пятна не принадлежат Солнцу, а являются проекцией на солнечный диск планет внутри орбиты Меркурия, была отвергнута сравнительно краткосрочными — от месяцев до года-двух — наблюдениями, показавшими отсутствие периодичности в числе и конфигурации пятен на соответствующих временах. Во второй половине XVIII в. Горребов провел многолетние наблюдения Солнца и открыл цикличность пятнообразования с периодом около десятка лет. Однако его открытие не было воспринято. Только после длительных (более двух десятков лет) наблюдений астронома-любителя Г. Швабе в Дессау и его вывода о периодичности появления групп пятен Р. Вольф поддержал это открытие и организовал регулярные профессиональные наблюдения пятен. Он также ввел знаменитый индекс, называемый ранее числом Вольфа W (или R), а сейчас — числом пятен SN , такой, что

$$SN = k(10 \cdot GN + f), \quad (1)$$

где GN — число групп пятен, а f — число собственно самих пятен, k — коэффициент, для Вольфа равный 1.

Путем обработки архивов исторических телескопических наблюдений пятен Вольф представил ряды среднемесячных значений W с 1749 г., среднегодовых с 1700 г. и установил присутствие во всех этих данных цикла, который мы сейчас называем 11-летним (с оговоркой, что продолжительность этого цикла изменяется в пределах нескольких лет). Была предложена цюрихская нумерация циклов, так что циклом № 0 стал цикл с максимумом в 1750 г. Преемник Р. Вольфа — основной наблюдатель солнечной активности в Цюрихе — А. Вольфер несколько изменил правила подсчета пятен и их групп, введя поправочный коэффициент в (1) $k = 0.6$. Уже в наше время, в 2016 г., эта система подсчета была преобразована в современную версию 2.0, в отличие от существовавшей до этой даты версии 1.0.

После обнаружения Дж.Хэйлом магнитной природы пятен (1908) и главным образом после его же открытия смены характера полярности биполярных групп в последовательных 11-летних циклах, стало понятно, что физическим циклом пятнообразования является 22-летний (цикл Хэйла), так что циклы Швабе–Вольфа объединены попарно. Тёрнер (1913), а затем Людендорф (1931) обосновывали предположение, что первую половину цикла Хэйла образует нечетный 11-летний цикл, а вторую — четный по цюрихской нумерации. Гневывшев и Оль (1948) опубликовали результат, который стал в дальнейшем называться правилом Гневывшева–Оля (ПГО). Ими была рассмотрена интегральная величина — суммарное число пятен за цикл, в современных обозначениях

* Электронный адрес: nag-yury@yandex.ru

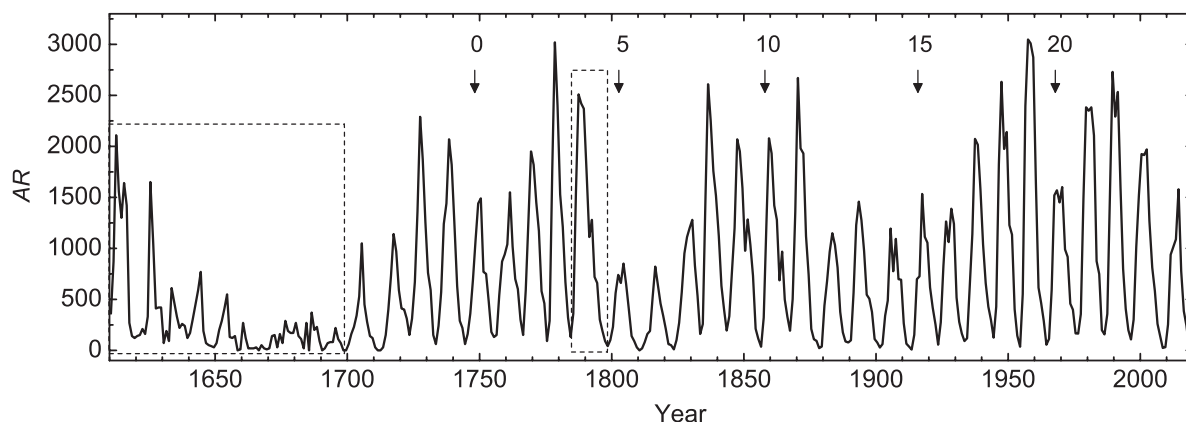


Рис. 1. Ряд суммарных площадей солнечных пятен по Наговицыну и Осиповой (2021). Стрелками обозначены циклы в цюрихской нумерации. Пунктиром обозначены времена ряда, специально обсуждаемые в этой работе.

ΣSN , — и было показано, что корреляция четного цикла ΣSN_E с последующим нечетным ΣSN_O высокая, а корреляция ΣSN_O с последующим четным ΣSN_E низкая. Таким образом, последовательные циклы четный E и нечетный O образуют пару, в которой нечетный, как правило, имеет большую величину. В литературе имеется много проверок и интерпретаций результата, полученного Гневашевым и Олем. Ссылки на большинство из них содержатся в работе Наговицына и др. (2024), поэтому в настоящей статье мы их не приводим. В цитируемой работе было разобрано “классическое” ПГО в индексе чисел пятен SN на интервале с 1700 г. по наше время.

ИНДЕКС ПЛОЩАДЕЙ ПЯТЕН

В конце XX в. Д. Хойт и К. Шаттен предложили рассматривать индекс GN , входящий в (1), в качестве самостоятельного индекса (Хойт, Шаттен, 1998), умножив его на 12.08 — для близости к шкале SN — и обозначив GSN . В настоящее время имеется несколько версий временных рядов GN : длительный ряд Свальгаарда и Шатена (2016) и менее длительные Усопкина и др. (2016), Клайвера и Линга (2016), Хаджистергоса и др. (2017).

Кроме того, существует еще один индекс пятенной активности — суммарная площадь пятен AR , — ведущий свое начало от У. Деларю (Деларю и др., 1870). Наиболее длительный наблюдательный ряд этого индекса — гринвичский: 1874–1976 гг. Неоднократно ставился вопрос о продлении этого ряда в однородной с ним системе. В ряде работ (Бальмачеда и др., 2005; Наговицын и др., 2009; Фоукал, 2014; Муносьярамайио и др., 2015; Мандал и др., 2020) было показано, что с этой точки зрения наилучшим является киловодский ряд.

Созданию четырехвекового ряда AR были посвящены наши работы: Наговицын (2009), Наговицын и др. (2016), Наговицын и Осипова (2021). Наиболее

приемлемым с нашей точки зрения является ряд, полученный в последней из этих работ, основанный на использовании зависимости AR от SN версии 2.0 на разных фазах 11-летнего цикла, также на эксплуатации связи AR и GN для XVII в. Этот ряд приведен на рис. 1, стрелками обозначены циклы в цюрихской нумерации. На нем и далее единицы измерения AR — миллионные доли видимой полусферы Солнца (мдп — mvh).

“ПОТЕРЯННЫЙ” ЦИКЛ

Правило Гневашева—Оля в точной формулировке содержит оговорку о том, что пара цюрихских циклов №№ 4–5 является исключением из корреляционного соотношения, и должна быть удалена из статистики. Это обстоятельство, названное “фазовой катастрофой” (Витинский и др., 1986), вызывает вопрос о выполнении ПГО в целом. Так, в применении к индексу AR посмотрим, как выглядит зависимость суммарных площадей пятен нечетного цикла ΣAR_O от величины ΣAR_E предыдущего четного цикла для интервала с 1700 г. по наше время (рис. 2). Понятно, что даже без статистических тестов пара циклов №№ 4–5 является исключением из общей зависимости. Попробуем преодолеть это обстоятельство.

В ряде работ Усопкиным и др. (2001, 2003, 2009) обосновывалось предположение, что на ветви спада сверхдлинного (13 лет от минимума до минимума и 17 от максимума до максимума) цикла № 4 присутствует потерянный в цюрихском исчислении отдельный малый цикл (см. пунктир на рис. 1). В качестве обоснования предлагались новые архивные данные наблюдений Штаудахера и Гамильтона и обнаруженное увеличение широты пятен на фоне ее спада на нисходящей ветви цикла № 4. Датой нового минимума становился 1793 г. Для полноты изложения заметим, что в ряде работ (Кривова и др., 2002; Арлт, 2008; Джианг и др., 2011) приводились аргументы против гипоте-

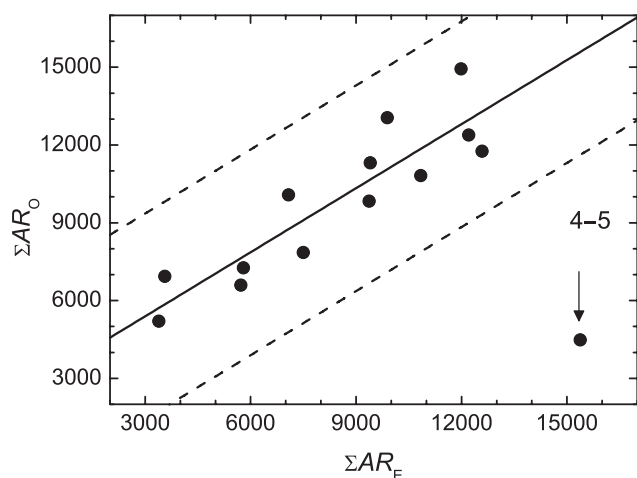


Рис. 2. Зависимость суммарной за цикл среднегодовой площади пятен нечетного цикла от этой же величины предыдущего четного цикла (с 1700 г. по н/вр). Пунктир — удвоенное среднеквадратическое отклонение. Стрелкой показана пара циклов 4–5, выпадающая из общей зависимости.

зы Усоскина и его коллег. В частности, в последней из этих работ эти аргументы основывались на физической модели переноса магнитного потока.

В работе Усоскина и др. (2001) рассматривалось также ПГО на основе *GSN* в предположении “потерянного” цикла. В настоящее время мы, вероятно, должны заключить, что ряд *GSN* содержит изменяющиеся со временем потери информации, приводящие к значимому тренду. На рис. 3 приведено сравнение ряда *GSN* и ряда *GN* современной версии Свальгаарда–Шаттена (2016). С 1700 г. первый из них имеет значимый (на уровне 8.4σ) положительный линейный тренд $b = 0.194 \pm 0.023$, второй значимого тренда не имеет: $b = 0.0012 \pm 0.0019$.

В этой работе мы будем рассматривать ПГО для сумм площадей пятен ΣAR за цикл при введении в оборот дополнительного цикла, так что для циклов цюрихской нумерации перед № 4 изменится четность, как и в статье Усоскина и др. (2001). Суммы площадей будем рассчитывать, учитывая, что соседние циклы перекладываются в минимумах, поэтому при вычислении ΣAR значения среднегодовых AR в эти годы разделим пополам и отнесем каждую половину к соседствующим циклам. Перед тем как перейдем к, собственно, рассмотрению ПГО, рассмотрим циклы до 1700 г. — во времена Маундеровского минимума и несколько раньше.

ЦИКЛЫ В XVII ВЕКЕ

В работе Наговицына и Осиповой (2021) получены среднегодовые значения AR , в том числе и для времен Маундеровского минимума и периода, ему предшествующего. Данные для этих времен не достаточно надежные (рис. 1), и необходимы специальные подхо-

ды для выделения отдельных циклов.

Рассчитаем сглаженные за три соседние точки среднегодовые $\overline{AR}_i$ в год i :

$$\overline{AR}_i = \frac{1}{4}(AR_{i-1} + 2AR_i + AR_{i+1}) \quad (2)$$

и найдем их минимумы в годы первого столетия телескопических наблюдений солнечных пятен (рис. 4). Оговоримся, что в период с 1660 по 1680 гг. циклы выделяются ненадежно. Для нахождения их минимумов на этом промежутке мы выбирали именно локальные минимальные по сравнению с соседними значениями $\overline{AR}_i$ и считали, что продолжительность отдельных циклов не может быть больше 13 лет (как и на “надежном” промежутке с 1700 г. по наше время). Полученная средняя продолжительность циклов в XVII в. составила $T = 8.9 \pm 1.4$ г. Такая сравнительно малая продолжительность циклов в грандиозном минимуме согласуется с данными в работах Вакеро и др. (2015) и Ян и др. (2023).

После проведенных процедур нам нужно изменить цюрихскую нумерацию циклов до цикла № 5. Заметим, что четность всех циклов после пятого не изменится. В табл. 1 приведены характеристики циклов в нашей новой и старой цюрихской нумерации.

ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА–ОЛЯ В ИНДЕКСЕ СУММАРНЫХ ПЛОЩАДЕЙ ПЯТЕН В ПОСЛЕДНИЕ 400 ЛЕТ

После процедур уточнения локализации некоторых 11-летних циклов ряда площадей, описанных в предыдущих разделах, мы можем протестировать и сравнить связи четных циклов E с последующими нечетными O и, наоборот, нечетных с последующими четными, фигурирующие в ПГО.

Рассмотрим ΣAR за циклы с 1610 г. по наше время, составив эмпирические соотношения, и аппроксимируем их линейными зависимостями в форме:

$$\Sigma AR_O = a_{OE} + b_{OE} \Sigma AR_E, \quad \Sigma AR_E = a_{EO} + b_{EO} \Sigma AR_O. \quad (3)$$

Методом наименьших квадратов получаем

$$a_{OE} = 1380 \pm 910, \quad b_{OE} = 0.96 \pm 0.12, \\ R_{OE} = 0.89, \quad D_{OE} = 4.28 \times 10^6, \quad n_{OE} = 19, \quad (4)$$

$$a_{EO} = 2200 \pm 1500, \quad b_{EO} = 0.57 \pm 0.17, \\ R_{EO} = 0.61, \quad D_{EO} = 10.8 \times 10^6, \quad n_{EO} = 20. \quad (5)$$

Здесь R — коэффициент корреляции, D — остаточная дисперсия, n — объем выборки. Полученные зависимости приведены на рис. 5.

Сравним зависимости (а) и (б) рис. 5. В работе (Наговицын и др., 2024) отмечено, что статистическое сравнение коэффициентов корреляции с целью

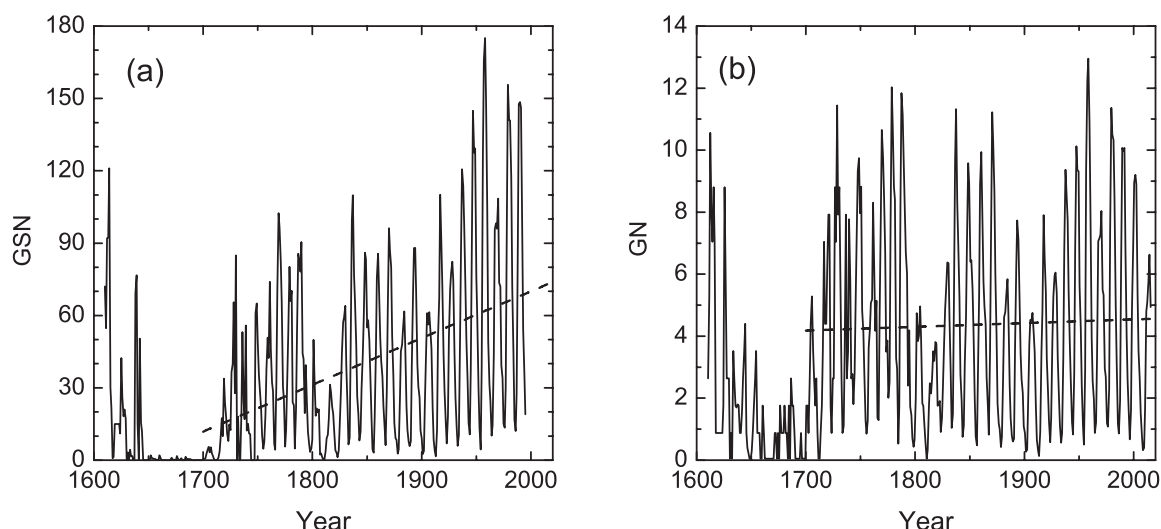


Рис. 3. Ряды: (a) *GSN* Хойта и Шаттена (1998); (b) *GN* Свальгаарда и Шаттена (2016). Пунктиры — линейные тренды рядов после 1700 г.

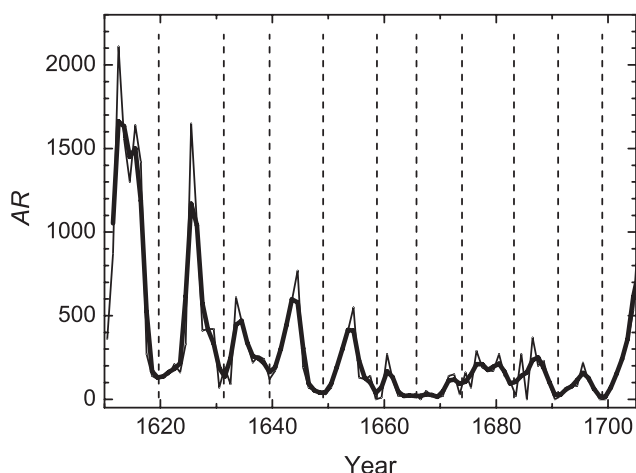


Рис. 4. 11-летние циклы в индексе суммарных площадей пятен вблизи Маундеровского минимума: по Наговицыну и Осиповой (2021) — тонкая линия; сглаженные по (2) значения — жирная. Вуртикальные пунктирные линии обозначают минимумы циклов.

различия тесноты связей возможно, строго говоря, только для больших выборок, $n \geq 30$. Было предложено сравнивать не R , а дисперсии D . Для этого существует мощный тест Фишера. Однако для его проведения необходимо, чтобы соблюдалось нормальное распределение выборок. Проверим это обстоятельство.

Для теста на нормальность остаточных среднеквадратических отклонений (4)–(5) проведем, следуя (Наговицын и др., 2024), тест Шапиро–Уилка (1965). После необходимых процедур получаем, что распределение этих величин на уровне значимости $\alpha = 0.05$ не противоречит гипотезе об их нормальном распределении.

Далее, из (4) и (5) получаем отношение дисперсий

$$F_{\text{obs}} = \frac{D_{EO}}{D_{OE}} = 2.52. \quad (6)$$

Критическое значение в распределении Фишера–Снедекора при числе степеней свободы $k_1 = n - 3 = 17$ (большая дисперсия), $k_2 = n - 3 = 16$ (меньшая) и $\alpha = 0.05$ будет $F_{\text{crit}} = 2.31$. Таким образом, гипотеза о равенстве дисперсий (4) и (5) отвергается на выбранном уровне значимости. ПГО о разнице тесноты последовательных связей в зависимости от четности циклов подтверждается.

В ПГО содержалось также утверждение о том, что нечетный цикл, как правило, имеет большую величину, чем предыдущий, образующий с ним пару. Проверим это утверждение для нашего ряда. Обозначив величину разности в паре $\Delta = \Sigma AR_O - \Sigma AR_E$, ее среднее $\bar{\Delta}$ и дисперсию D_{Δ} , получаем

$$t_{\text{obs}} = \left| \frac{\bar{\Delta}\sqrt{n}}{\sqrt{D_{\Delta}}} \right| \approx \frac{1143}{461} \approx 2.48. \quad (7)$$

Критическое значение распределения Стюдента при $\alpha = 0.05$ составляет $t_{\text{crit}} = 2.09$, т.е. $t_{\text{obs}} > t_{\text{crit}}$. Таким образом, утверждение ПГО о большей величине нечетного цикла по сравнению с предыдущим четным на уровне значимости $\alpha = 0.05$ также статистически не опровергается.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные результаты этой статьи, продолжающей работу (Наговицын и др., 2024), следующие.

Правило Гневешева–Оля рассмотрено для нового ряда площадей солнечных пятен на четырехвековой шкале (Наговицын, Осипова, 2021).

Таблица 1. Нумерация циклов — новая и цюрихская, год минимального значения среднегодовых суммарных площадей пятен и суммы среднегодовых AR за цикл

Новый номер цикла	Номер цикла по Цюриху	Год начала цикла	ΣAR , мдп	Новый номер цикла	Номер цикла по Цюриху	Год начала цикла	ΣAR мдп
–15	—	1610.5	9550	6	6	1810.5	3555
–14	—	1619.5	5165	7	7	1823.5	6928
–13	—	1631.5	2375	8	8	1833.5	12202
–12	—	1639.5	2660	9	9	1843.5	12382
–11	—	1648.5	1960	10	10	1856.5	10843
–10	—	1658.5	475	11	11	1867.5	10818
–9	—	1665.5	420	12	12	1878.5	5800
–8	—	1673.5	1530	13	13	1889.5	7265
–7	—	1682.5	1245	14	14	1901.5	5722
–6	—	1691.5	640	15	15	1913.5	6598
–5	–4	1699.5	3390	16	16	1923.5	7085
–4	–3	1711.5	5205	17	17	1933.5	10073
–3	–2	1723.5	9365	18	18	1944.5	11990
–2	–1	1733.5	9840	19	19	1954.5	14931
–1	0	1744.5	7495	20	20	1964.5	9886
0	1	1755.5	7850	21	21	1976.5	13047
1	2	1766.5	9400	22	22	1986.5	12585
2	3	1775.5	11320	23	23	1996.5	11767
3	4	1784.5	13755	24	24	2008.5	6368
4	—	1793.5	1620	25	25	2019.5	—
5	5	1798.5	4480				

Принята гипотеза Усокина и др. (2001) о существовании на ветви спада цикла № 4 цюрихской нумерации дополнительного малого цикла. Это приводит к изменению четности циклов, предшествующих циклу № 5.

Выделены 11-летние циклы в XVII в. Их средняя продолжительность — от минимума до минимума — составляет $T = 8.9 \pm 1.4$ года. Такая сравнительно малая продолжительность циклов в грандиозном минимуме Маундера согласуется с результатами в работах Вакеро и др. (2015) и Ян и др. (2023).

Новые данные и подходы позволили заключить, что ПГО в индексе площадей пятен выполняется для 410-летнего интервала в целом, включая минимум Маундера, причем без исключения пары циклов №№ 4–5 цюрихской нумерации, принимаемого пра-

вилом ранее.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Мировой центр данных SILSO (Королевская обсерватория, Бельгия, Брюссель) за открытую политику использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арлт (R. Arlt), Solar Phys. **247**, 399 (2008).
2. Бальмачеда и др. (L.A. Balmaceda, S.K. Solanki, and N. Krivova), Mem. Soc. Astron. Italiana **76**, 929 (2005).
3. Вакеро и др. (J.M. Vaquero, G.A. Kovaltsov, I.G. Usoskin, V.M.S. Carrasco, and M.C. Gallego), Astron. Astrophys. **577**, A71 (2015).

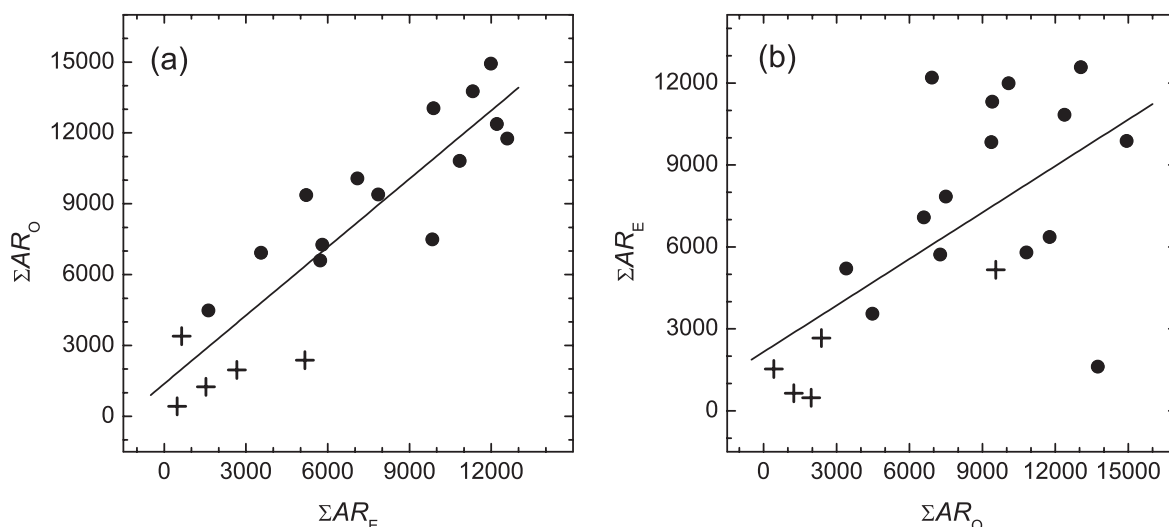


Рис. 5. Зависимости суммарной за цикл среднегодовой площади пятен нечетного от предыдущего четного цикла (а) и четного от предыдущего нечетного (б). Кружки соответствуют значениям после 1700 г., крестики представляют 17-й век. Прямые линии — зависимости (3) с коэффициентами (4) и (5).

4. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В., Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца (М.: Наука, 1986).
5. Виттманн, Сю (A.D. Wittmann and Z.T. Xu), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **70**, 83 (1987).
6. Гневышев М.Н., Оль А.И., *Астрон. журн.* **25**, 18 (1948).
7. Деларю и др. (W. De la Rue, B. Stewart, and B. Loewy), *Philos. Trans.* **160**, 389 (1870).
8. Джианг и др. (J. Jiang, R.H. Cameron, D. Schmitt, and M. Schussler), *Astron. Astrophys.* **528**, A83 (2011).
9. Клайвер, Линг (E.W. Cliver and A.G. Ling), *Solar Phys.* **291**, 2763 (2016).
10. Кривова и др. (N.A. Krivova, S.K. Solanki, and J. Beer), *Astron. Astrophys.* **396**, 235 (2002).
11. Людендорф (H. Ludendorff), *Zeit. Astrophys.* **2**, 370 (1931).
12. Мандал и др. (S. Mandal, N.A. Krivova, S.K. Solanki, N. Sinha, and D. Banerjee), *Astron. Astrophys.* **640**, id. A78 (2020).
13. Мунос-Йарамийо и др. (A. Munoz-Jaramillo, et al), *Astrophys. J.* **804**, 12 (2015).
14. Наговицын, Осипова (Yu.A. Nagovitsyn and A.A. Osipova), *MNRAS* **505**, 1206 (2021).
15. Наговицын и др., *Письма в Астрон. журн.* **35**, 625 (2009). [Yu.A. Nagovitsyn, E.Yu. Nagovitsyna, and V.V. Makarova, *Astron. Lett.* **35**, 564 (2009)].
16. Наговицын и др., *Астрон. журн.* **93**, 819 (2016b) [Yu. A. Nagovitsyn, A.G. Tlatov, and E.Yu. Nagovitsyna, *Astron. Rep.* **60**, 831 (2016)].
17. Наговицын и др., *Астрон. журн.* **101**, 56 (2024) [Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Osipova, and V.G. Ivanov, *Astron. Rep.* **68**, 89 (2024)].
18. Свальгаард, Шаттен (L. Svalgaard and K.H. Schatten), *Solar Phys.* **291**, 2653 (2016).
19. Тёрнер (H. Turner), *MNRAS* **74**, 82 (1913).
20. Усоскин и др. (I.G. Usoskin, K. Mursula, and G.A. Kovaltsov), *Astron. Astrophys.* **370**, L31 (2001).
21. Усоскин и др. (I.G. Usoskin, K. Mursula, and G.A. Kovaltsov), *Astron. Astrophys.* **403**, 743 (2003).
22. Усоскин и др. (I.G. Usoskin, K. Mursula, R. Arlt, and G.A. Kovaltsov), *Astrophys. J.* **700**, L154 (2009).
23. Усоскин и др. (I.G. Usoskin, G.A. Kovaltsov, M. Lockwood, K. Mursula, M. Owens, and S.K. Solanki), *Solar Phys.* **291**, 2685 (2016).
24. Фоукал (P. Foukal), *Solar Phys.* **289**, 1517 (2014).
25. Хаджистергос и др. (T. Chatzistergos, I.G. Usoskin, G.A. Kovaltsov, N.A. Krivova, and S.K. Solanki), *Astron. Astrophys.* **602**, A69 (2017).
26. Хойт, Шаттен (D.V. Hoyt and K.H. Schatten), *Solar Phys.* **179**, 189 (1998).
27. Хэйл (G.E. Hale), *PASP* **20**, 220 (1908).
28. Шапиро, Уилк (S.S. Shapiro and M.B. Wilk), *Biometrika* **52**, 591 (1965).
29. Ян и др. (L. Yan, F. He, X. Yue, Y. Wei, Y. Wang, S. Chen, et al.), *AGU Advances* **4**, e2023AV000964 (2023).