

УДК 524.6-17

СТАРТ КОЛЕБАНИЙ ОРБИТ И ВРЕМЯ РОСТА БАРА

© 2026 Е. Н. Подзолкова^{1, 2*}, А. М. Мельник¹

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 9 сентября 2025 года; после доработки 12 февраля 2026 года;
принята к публикации 26 февраля 2026 года

Мы исследовали динамическую модель Галактики с аналитическим баром, воспроизводящую профили распределения радиальной скорости (V_R) в зависимости от галактоцентрического расстояния (R), полученные по данным Gaia DR3. Модельные профили распределения радиальной скорости демонстрируют ее периодическое увеличение, вызванное орбитами, захваченными колебаниями вблизи внешнего линдбладовского резонанса (OLR). Чтобы определить момент старта колебаний, мы построили ряд дополнительных моделей, отличающихся только временем роста бара (T_g). Зависимости радиальных скоростей от времени t в моделях с различным T_g сохраняют свою форму, однако сдвигаются относительно друг друга по t . Сдвиг, приводящий к наилучшему совпадению модельных зависимостей друг с другом, пропорционален T_g с коэффициентом $k = 0.54 \pm 0.02$. Колебания орбит начинаются не с выхода бара на полную мощность, а с достижения баром 54% от его максимальной силы. Максимальная сила бара в моделях составляет $Q_b = 0.314$, следовательно колебания орбит начинаются при $Q_b^* = 0.170$.

Ключевые слова: Галактика: кинематика и динамика — галактики: бар — каталоги: Gaia DR3

1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют убедительные доказательства присутствия бара в Галактике (Blitz and Spergel, 1991; Dwek et al., 1995; Benjamin et al., 2005; Cabrera-Lavers et al., 2007; Pohl et al., 2008; Gerhard, 2011; Li and Shen, 2012; Ness and Lang, 2016). Оценки угловой скорости вращения бара лежат в диапазоне $\Omega_b = 40\text{--}60 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ (Kalnajs, 1991; Dehnen, 2000; Minchev et al., 2007; Gerhard, 2011; Antoja et al., 2014; Bobylev and Bajkova, 2016; Melnik, 2019; Sanders et al., 2019; Melnik et al., 2021; Asano et al., 2022).

Вращение бара с угловой частотой Ω_b приводит к возникновению резонансов между частотой эпициклических колебаний звезд κ и частотой орбитальных движений относительно бара ($\Omega - \Omega_b$). Положения резонансов бара в диске галактики определяются из условия:

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

где m — число полных эпициклических колебаний, которое звезда совершает за n оборотов отно-

сительно бара. Среди резонансов особенно важную роль играют линдбладовские резонансы бара: внешний (OLR), которому соответствует отношение $m/n = -2/1$, и внутренний (ILR), которому соответствует отношение $m/n = 2/1$. Ультрагармонические резонансы ($m/n = \pm 4/1$) также играют важную роль (Contopoulos, 1983; Contopoulos and Grosbol, 1989; Athanassoula, 1992).

Во многих галактиках с баром вблизи резонансов формируются эллиптические резонансные кольца. Вблизи OLR образуется два типа внешних колец: кольца R_1 , вытянутые перпендикулярно бару и лежащие немного ближе к центру галактики, и кольца R_2 , лежащие дальше от центра и вытянутые перпендикулярно бару (Schwarz, 1981; Buta and Crocker, 1991; Byrd et al., 1994; Buta, 1995; Buta and Combes, 1996; Rautiainen and Salo, 1999, 2000).

На резонансные процессы оказывает влияние величина вносимых баром неосесимметричных возмущений. Для количественной оценки часто используется параметр $q_t(R)$, который показывает отношение максимального значения тангенциального компонента гравитационной силы к среднему значению радиального компонента силы на данном расстоянии R (Sanders and Tubbs, 1980; Combes

*E-mail: podzolкова.en14@physics.msu.ru

and Sanders, 1981; Athanassoula et al., 1983; Block et al., 2001; Laurikainen and Salo, 2002; Buta et al., 2004; Díaz-García et al., 2016):

$$q_t(R) = \frac{\max |F_T(R)|}{\langle |F_R(R)| \rangle}. \quad (2)$$

Сила бара определяется как максимальное значение параметра $q_t(R)$ вдоль расстояния R (Buta and Block, 2001):

$$Q_b = \max q_t(R). \quad (3)$$

Buta et al. (2005) показали, что классификация баров, основанная только на значении Q_b , хорошо согласуется с визуальной классификацией. Díaz-García et al. (2016) обнаружили, что галактики визуальных классов SB, SAB, SAB и SAB различаются главным образом силой бара. Lee et al. (2020) классифицировали галактики по распределению отношения q_t в плоскости галактики и показали, что значение $Q_b = 0.25$ может служить границей между сильными и слабыми барами.

Оказалось, что сильные бары обычно более вытянуты и имеют большую относительную длину (отношение длины бара к фотометрическому радиусу галактики $R_{25.5}$), чем слабые (Díaz-García et al., 2016). Suomo et al. (2019) также показали, что сильные бары длиннее слабых, и имеют больший радиус коротации R_{CR} . Сильные бары вращаются медленнее: при $R_{CR}/R_b > 1.4$ обмен угловым моментом с гало и балджем становится достаточно эффективным, что приводит к торможению бара (Debattista and Sellwood, 2000; Lee et al., 2022).

В галактиках с сильными барами преобладают внешние резонансные кольца R_2 , вытянутые параллельно бару, а в галактиках со слабыми барами — кольца R_1 , вытянутые перпендикулярно бару (Comerón et al., 2014). В моделях с сильными барами кольца формируются быстрее и имеют более отчетливую форму (Schwarz, 1984). Моделирование показывает, что с возрастом бары становятся сильнее и тоньше (Athanassoula, 2003; Martínez-Valpuesta et al., 2006).

В моделях с баром формируются группы звезд, похожие на поток Геркулеса — движущуюся группу звезд, отстающую от скорости кривой вращения в азимутальном направлении и имеющую большую радиальную скорость в направлении от центра Галактики (Fux, 2001; Minchev et al., 2007; Antoja et al., 2014; Monari et al., 2017; Hunt et al., 2018). Dehnen (2000) показал, что с ростом силы бара поток Геркулеса становится более выраженным. В наших моделях также формируется поток Геркулеса (Melnik and Podzolkova, 2025).

В данной работе мы исследуем связь между стартом колебаний направления вытянутости орбит и временем роста бара T_g . Мы покажем, что

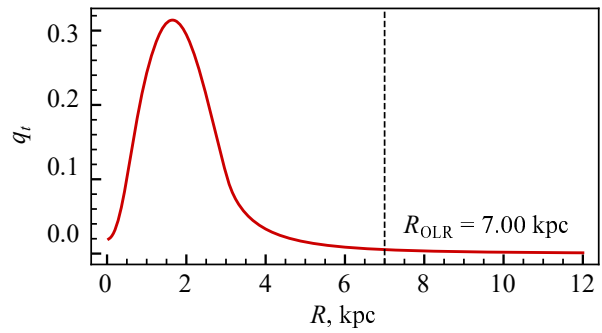


Рис. 1. Зависимость значения q_t от расстояния R после выхода бара на полную мощность ($T_g = 0.45$ млрд лет). Максимальное значение $q_t = 0.3142$ достигается на расстоянии $R = 1.64$ кпк.

момент начала колебаний во всех моделях начинается с одного и того же значения силы бара Q_b и не зависит от времени роста бара T_g .

2. МОДЕЛИ

Мы использовали 2D-модель Галактики, включающую бар, балдж, экспоненциальный диск и сферическое гало. Экспоненциальный диск имеет массу $M_d = 3.25 \times 10^{10} M_\odot$ и характерный масштаб $R_d = 2.5$ кпк. Балдж представляет собой сферу Пламмера с массой $M_{bg} = 5 \times 10^9 M_\odot$ (Nataf, 2017; Fujii et al., 2019). Гало моделируется как изотермическая сфера (Binney and Tremaine, 2008). Бар представлен эллипсоидом Феррера с массой $M_b = 1.2 \times 10^{10} M_\odot$ и полуосями $a = 3.5$ и $b = 1.35$ кпк (de Vaucouleurs and Freeman, 1972; Athanassoula et al., 1983; Pfenniger, 1984; Sellwood and Wilkinson, 1993; Binney and Tremaine, 2008; Fujii et al., 2019). Угловая скорость вращения бара составляет $\Omega_b = 55 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$. Положение радиуса коротации (CR) бара соответствует $R_{CR} = 4.04$ кпк. Внешний линдбладовский резонанс расположен на расстоянии $R_{OLR} = 7.00$ кпк. В начальный момент времени бар имеет осесимметричное распределение потенциала, а неосесимметричные возмущения растут линейно в течение четырех оборотов бара, то есть в течение $T_g = 0.45$ млрд лет (Rautiainen and Salo, 2000; Rautiainen and Melnik, 2010):

$$\begin{cases} Q_b^*(t) = Q_b \frac{t}{T_g}, & \text{если } 0 < t < T_g, \\ Q_b^*(t) = Q_b, & \text{если } t \geq T_g, \end{cases} \quad (4)$$

где $Q_b = 0.3142$ соответствует расстоянию $R = 1.64$ кпк от центра Галактики (рис. 1).

Позиционный угол Солнца относительно бара принят $\theta_\odot = -45^\circ$. Так как модель имеет порядок

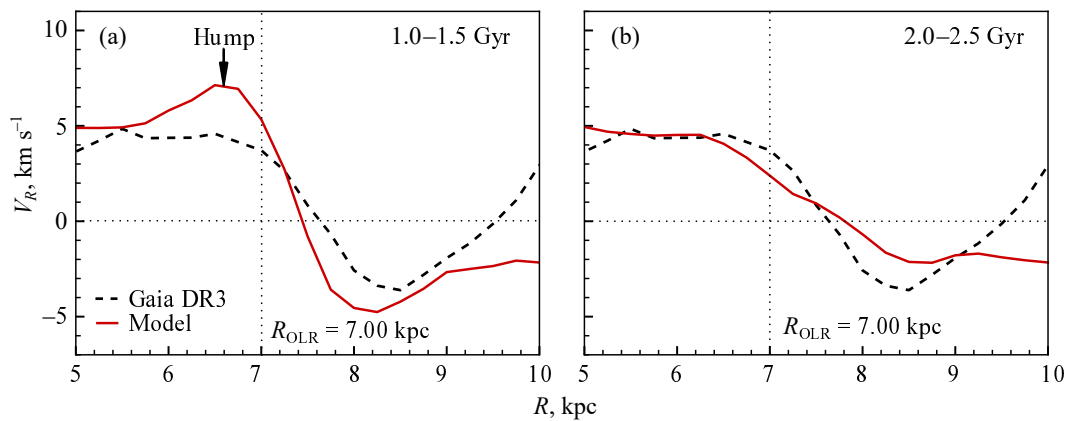


Рис. 2. Профили распределения радиальной скорости V_R , выведенные для звезд Gaia DR3 (черная штриховая кривая) и для звезд модели с $T_g = 0.45$ млрд лет (красная кривая), усредненные на различных интервалах времени. Панель (a): интервал времени $t = 1.0\text{--}1.5$ млрд лет. На расстоянии $R = 6\text{--}7$ кпк формируется горб, положение которого указано стрелкой. Панель (b): интервал времени $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет. Горб отсутствует.

симметрии $m = 2$, то углы -45° и 135° равнозначны. Модель содержит $N = 2 \times 10^6$ безмассовых частиц. Подробнее см. Melnik et al. (2021).

Мы построили ряд дополнительных моделей, отличающихся от основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет только временем роста бара: $T_g = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.0 млрд лет. Для моделей с $T_g = 1.0$ и 1.5 млрд лет время моделирования составляло 7.5 млрд лет, для остальных — 8.0 млрд лет. Это необходимо для того, чтобы каждая модель включала хотя бы 5.0 млрд лет моделирования после полного включения бара. Время моделирования основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет было увеличено до 7.0 млрд лет.

Мы построили профили распределения радиального (V_R) и азимутального (V_T) компонентов медианной скорости звезд модельного диска. Медианные значения V_R и V_T вычислялись в секторе галактоцентрических углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в бинах по расстоянию шириной $\Delta R = 250$ пк. Модельные профили скоростей усреднялись на интервалах времени 0.5 млрд лет.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Из каталога Gaia DR3 (Prusti et al., 2016; Katz et al., 2018; Brown et al., 2021; Vallenari et al., 2023) мы отобрали звезды с надежными параллаксами (отношение параллакса к его ошибке $\varpi/\epsilon_\varpi > 5$), нормализованной ошибкой $\text{RUWE} < 1.4$ (Lindegren et al., 2018) и измеренной лучевой скоростью V_r . Из них были выбраны звезды, лежащие в секторе галактоцентрических углов $|\theta| < 15^\circ$ и вблизи плоскости Галактики: $|z| < 200$ пк. Итоговая выборка включает 9.7×10^6 звезд.

Дисперсия радиальных скоростей звезд выборки на расстоянии Солнца составляет

$\sigma_R = 32.0 \text{ км с}^{-1}$, что соответствует старому населению тонкого диска. По данным Gaia FLAME, в области, представляющей наибольший интерес для наших исследований ($|z| < 200$ пк, $|\theta| < 15^\circ$, $6 \leq R \leq 9$ кпк), 73% звезд имеют возраст более 2 млрд лет, что согласуется с результатами, например, Yu and Liu (2018), получивших оценку возраста более 2.3 млрд лет для радиальной дисперсии $\sigma_R \sim 30 \text{ км с}^{-1}$.

Галактоцентрическое расстояние Солнца принято равным $R_\odot = 7.5$ кпк (Glushkova et al., 1998; Nikiiforov, 2004; Eisenhauer et al., 2005; Bica et al., 2006; Nishiyama et al., 2006; Feast et al., 2008; Groenewegen et al., 2008; Reid et al., 2009; Dambis et al., 2013; Francis and Anderson, 2014; Boehle et al., 2016; Branham, 2017; Iwanek et al., 2023). В целом выбор расстояния в диапазоне $7\text{--}9$ кпк практически не влияет на полученные нами результаты. Основной результат исследования — момент начала колебаний орбит — определяется сравнением различных моделей между собой и не зависит от выбора конкретного значения R_0 . Изменение значения R_0 влияет лишь на положение резонансов, но не изменяет расстояния между Солнцем и радиусом OLR. Например, при выборе $R_0 = 8.1$ кпк (Bobylev and Bajkova, 2021) OLR располагается на расстоянии $R_{\text{OLR}} = 7.6$ кпк.

Мы также построили наблюдательные профили распределения скоростей V_R и V_T . Зависимости медианных значений V_R и V_T от галактоцентрического расстояния вычислялись в бинах шириной $\Delta R = 250$ пк.

4. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ГОРБОВ

Мы обнаружили возникновение горбов на профилях распределения радиальных скоростей (V_R) вдоль расстояния R . Рисунок 2 представляет

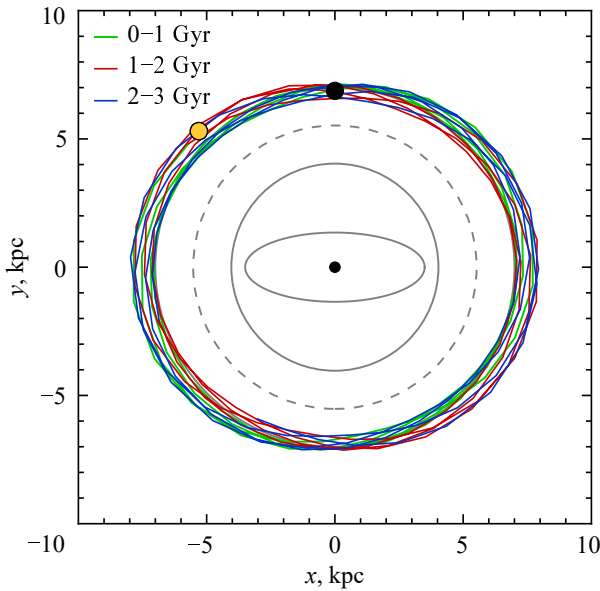


Рис. 3. Пример орбиты, поддерживающей горбы. Галактика вращается против часовой стрелки. Орбита показана в системе отсчета вращающегося бара, в которой рассматриваемая звезда вращается по часовой стрелке. Бар показан серым эллипсом, положения CR и OLR — сплошными серыми линиями, а резонанса $-4/1$ — штриховой серой линией. Начальное положение звезды отмечено черным кружком, а предположительное положение Солнца относительно бара — желтым кружком. Начальные координаты и скорости звезды следующие: $R(0) = R_{\text{OLR}} + 0.1$ кпк, $\theta(0) = 90^\circ$, $V_R(0) = 0$, $V_T(0) = V_C$. Фрагменты орбиты, соответствующие отрезкам времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет, показаны соответственно зеленым, красным и синим цветом. Заметим, что орбита в целом вытянута параллельно бару, то есть поддерживает кольцо R_2 . В интервалы времени 0–1 и 2–3 млрд лет она наклонена вправо — в направлении, противоположном вращению Галактики, а на интервале 1–2 млрд лет она наклонена влево. В этот период сформируется горб.

зависимости радиального компонента медианной скорости V_R от галактоцентрического расстояния R для звезд Gaia DR3 (черная штриховая кривая) и для звезд модельного диска (красная кривая), усредненные на интервалах времени: (а) 1.0–1.5 млрд лет и (б) 2.0–2.5 млрд лет с начала моделирования. На рис. 2а модельный профиль демонстрирует увеличение V_R в диапазоне расстояний $R = 6\text{--}7$ кпк (горб), а на рис. 2б горб отсутствует.

Weinberg (1994) показал, что орбиты, захваченные внешним линдбладовским резонансом, могут менять ориентацию относительно большой оси бара двумя способами: направление вытянутости орбиты либо прецессирует в одном направлении без ограничений по углу, либо изменяется в ограниченном диапазоне углов.

Мы показали, что появление горбов имеет периодический характер. Оказалось, что горбы поддерживаются орбитами, захваченными колебаниями

вблизи OLR. Направление вытянутости этих орбит колеблется относительно большой оси бара. Такие орбиты вносят дополнительные отрицательные радиальные скорости ($V_R < 0$) в область формирования горбов: $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и $R = 6\text{--}7$ кпк, а когда звезды организованно покидают указанную область, формируются горбы (Melnik and Podzolkova, 2024).

Большинство орбит, создающих горбы, поддерживают внешнее кольцо R_2 . Типичная орбита такой звезды представлена на рис. 3. Галактика вращается против часовой стрелки, но в системе отсчета бара рассматриваемая звезда, расположенная за пределом радиуса коротации бара ($R > R_{\text{CR}}$), вращается по часовой стрелке. В начальный момент времени звезда находится вблизи OLR ($R(0) = R_{\text{OLR}} + 0.1$ кпк) на малой оси бара ($\theta(0) = 90^\circ$) и имеет скорости $V_R(0) = 0$ и $V_T(0) = V_C$, где $V_C = 225$ км с $^{-1}$ — скорость кривой вращения на расстоянии Солнца. Фрагменты орбиты, соответствующие интервалам 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет с начала моделирования, показаны соответственно зеленым, красным и синим цветом. Заметим, что орбита в целом вытянута параллельно бару, то есть поддерживает кольцо R_2 . В интервалы времени 0–1 и 2–3 млрд лет она наклонена вправо — в направлении, противоположном вращению Галактики, а на интервале 1–2 млрд лет она наклонена влево. В этот период сформируется горб.

На рис. 4а показано изменение галактоцентрического расстояния R со временем. Колебания R имеют форму биений. Биения возникают между эпициклической частотой κ и частотой, с которой звезда встречает возмущение от бара $2(\bar{\theta} - \Omega_b)$:

$$\omega_{\text{bt}} = \kappa(\bar{R}) + 2(\bar{\theta} - \Omega_b). \quad (5)$$

Биения R , показанные на рис. 4а, имеют период $P = 1.71 \pm 0.03$ млрд лет. Отметим, что этот период совпадает с периодами изменения направления вытянутости орбиты и эксцентриситета.

Рисунок 4б показывает изменение направления вытянутости орбиты со временем, где угол θ_0 характеризует направление вытянутости орбиты на интервале времени одного радиального колебания (от одного пересечения звездой среднего радиуса орбиты с отрицательной радиальной скоростью $V_R < 0$ до другого). Угол θ_0 отсчитывается от большой оси бара в направлении вращения Галактики (против часовой стрелки). Видно, что θ_0 плавно уменьшается от $\theta_0 = +40^\circ$ до -40° , а затем быстро возвращается к первоначальному значению.

Эксцентриситет орбиты e , показанный на рис. 4с, изменяется в пределах $e = 0.33\text{--}0.57$.

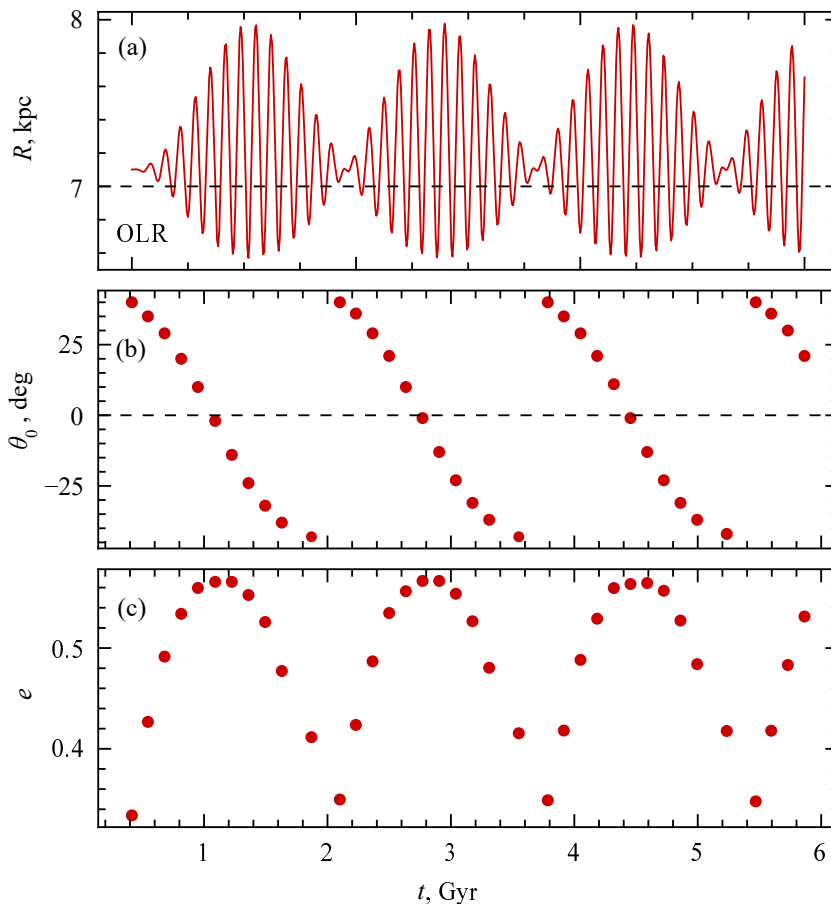


Рис. 4. Панель (а): изменение галактоцентрического расстояния R со временем для звезды, показанной на рис. 3. Хорошо видно, что колебания R происходят в форме биений. Горизонтальная штриховая линия показывает положение OLR. Панель (б): изменение угла θ_0 , характеризующего направление вытянутости орбиты, вычисленного на интервале времени одного радиального колебания. Заметим, что θ_0 постепенно уменьшается от $+40^\circ$ до -40° , а затем резко возрастает до первоначального значения. Панель (с): изменение эксцентриситета орбиты e .

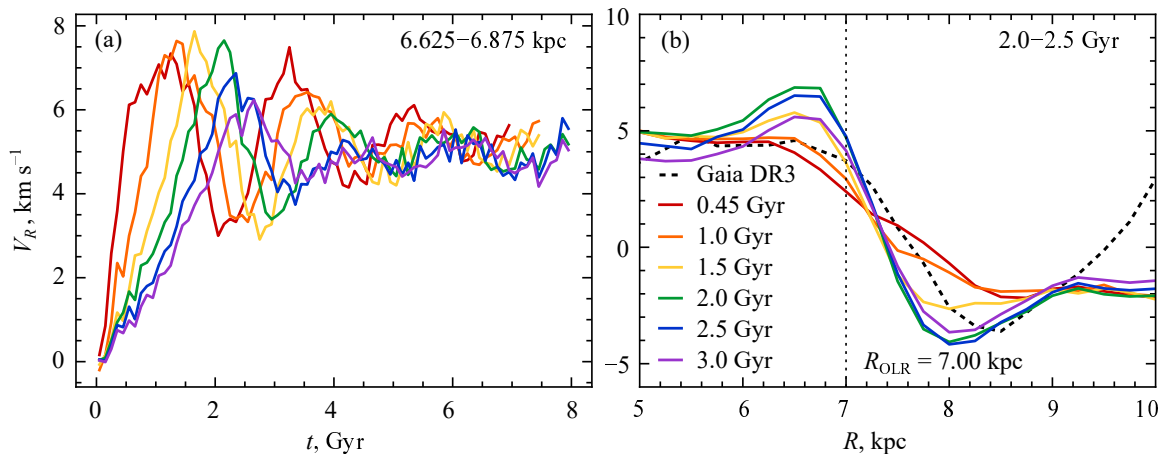


Рис. 5. Панель (а): зависимость радиальной скорости V_R от времени t с начала моделирования для моделей с различным временем роста бара T_g в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк. Видно, что кривые сохраняют похожую форму, но сдвигаются вправо относительно друг друга с ростом T_g . Периодические изменения V_R начинаются тем раньше, чем меньше T_g . Кроме сдвига также заметно уменьшение амплитуды колебаний с ростом T_g . Панель (б): профили распределения радиальной скорости V_R , полученные для звезд моделей с различным временем роста бара T_g (кривые различных цветов) и для звезд Gaia DR3 (черная штриховая кривая). Каждый модельный профиль усреднен на интервале времени $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет с начала моделирования. Нетрудно заметить, что в разных моделях горб имеет различную высоту: с ростом T_g высота горба сначала увеличивается, а затем уменьшается.

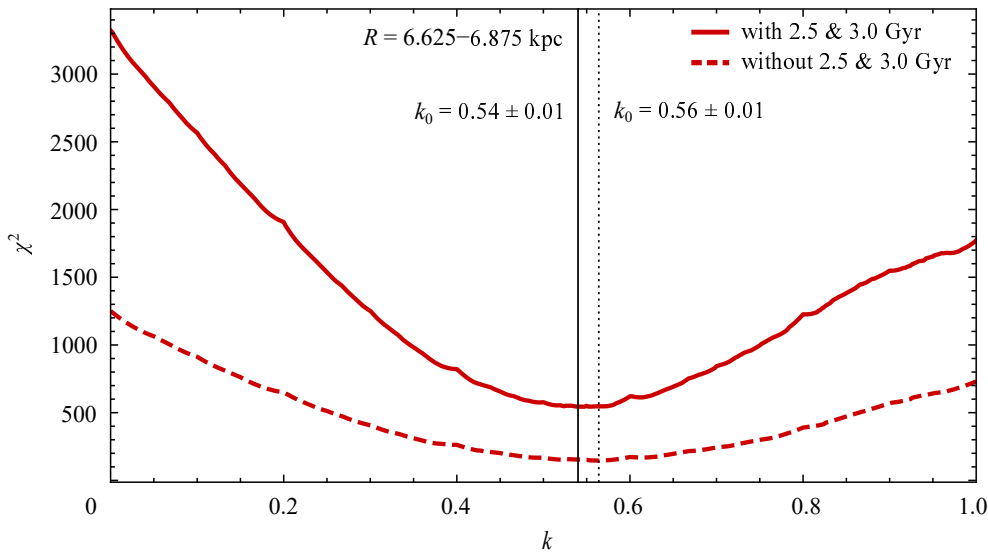


Рис. 6. Значение функции χ^2 в зависимости от коэффициента сдвига k в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк. Минимальные значения χ^2 отмечены вертикальными линиями. Видно, что для набора моделей, не включающего модели с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет (штриховая линия) минимум χ^2 соответствует значению коэффициента $k_0 = 0.56 \pm 0.01$, а для набора, включающего все модели, — значению $k_0 = 0.54 \pm 0.01$ (сплошная кривая).

Исследование распределения звезд в диске модельной Галактики выявило периодическое усиление то лидирующих, то отстающих сегментов внешних резонансных колец с периодом $P \approx 2$ млрд лет. Оказалось, что изменение морфологии внешних колец, как и процесс формирования горбов, поддерживается колеблющимися орбитами (Melnik et al., 2023).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Сдвиг колебаний скорости V_R по времени

Было обнаружено, что колебания направления вытянутости орбит начинаются не с момента начала моделирования, а тогда, когда бар достигает достаточной силы для запуска колебаний.

Чтобы выяснить, в какой момент начинаются колебания, мы исследовали распределения радиальных скоростей в моделях, различающихся только временем роста бара.

Рисунок 5а показывает зависимость радиальной скорости, V_R , вычисленной в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, от времени t с начала моделирования для основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет (красная кривая) и для новых моделей (кривые различных цветов). Бин $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк был выбран потому, что в нем высота горба в основной модели достигает максимального значения. Видно, что с ростом T_g кривые последовательно сдвигаются вправо, сохраняя в целом свою форму, при этом амплитуда колебаний скорости V_R уменьшается.

На рис. 5б представлены профили распределения V_R по расстоянию R для моделей с различными T_g . Модельные зависимости получены для интервала времени 2.0–2.5 млрд лет. С увеличением T_g профили радиальной скорости сначала демонстрируют увеличение значения V_R на расстоянии $R = 6\text{--}7$ кпк, а затем — уменьшение, то есть проходят последовательные стадии формирования и исчезновения горба. Таким образом, интервалу времени $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет в различных моделях соответствуют разные фазы колебаний. Также показана наблюдательная зависимость $V_R(R)$, полученная по данным Gaia DR3 (черная штриховая кривая).

Сдвиг кривых на рис. 5а относительно друг друга, указывает на то, что периодические колебания направлений вытянутости орбит начинаются не с момента полного включения бара, а раньше, когда бар достигает достаточной для запуска колебаний силы Q_b^* . Для определения этой силы бара необходимо сдвинуть все кривые на рис. 5а так, чтобы они хорошо совпадали между собой. Мы ввели коэффициент сдвига по времени k , общий для всех моделей. Для каждой модели время с начала моделирования t сдвигается на величину, пропорциональную T_g :

$$t' = t - kT_g. \quad (6)$$

Чтобы определить оптимальный коэффициент сдвига k_0 , при котором зависимости $V_R(t')$ для всех моделей совпадают наилучшим образом, мы

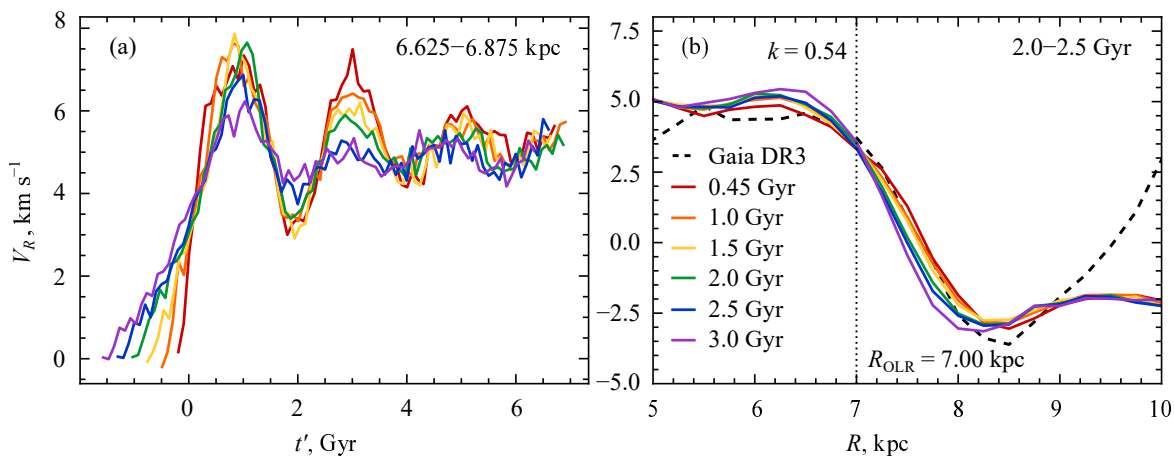


Рис. 7. Панель (а): изменения радиальной скорости V_R в зависимости от смещенного времени $t' = t - k_0 T_g$ в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк (ср. рис. 5а). Колебания орбит начинаются одновременно во всех моделях в момент смещенного времени $t' = 0$ млрд лет. Амплитуда колебаний уменьшается с ростом T_g . Панель (б): профили распределения $V_R(R)$, усредненные на интервале смещенного времени $t' = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет (ср. рис. 5б). Видно, что после сдвига ни одна из моделей не демонстрирует выраженных горбов, профили для всех T_g становятся практически подобными друг другу.

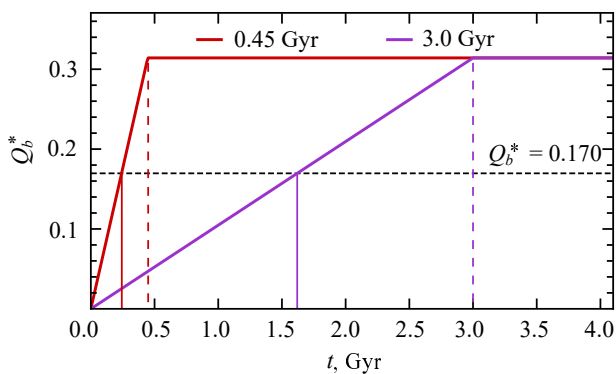


Рис. 8. Схема, иллюстрирующая рост силы бара (уравнение (4)) для двух моделей: с $T_g = 0.45$ млрд лет (сплошная красная линия) и $T_g = 3.0$ млрд лет (сплошная фиолетовая линия). Бар растет линейно до максимальной силы $Q_b = 0.3142$ за время T_g (штриховые вертикальные линии). Черной горизонтальной штриховой линией показана сила бара $Q_b^* = 0.1696$, по достижении которой начинаются колебания направления вытянутости орбит. Сплошные вертикальные линии показывают время с начала моделирования, при котором начинаются колебания.

минимизировали сумму функционалов χ^2 :

$$\chi^2(k) = \sum_{i < j} \sum_n \frac{\Delta V_{ij}^2(t'_n, k)}{\sigma_{in}^2 + \sigma_{jn}^2}, \quad (7)$$

где

$$\Delta V_{ij}(t'_n, k) = V_{R,i}(t'_n) - V_{R,j}(t'_n). \quad (8)$$

Суммирование проводилось по 15 различным парам кривых (i, j) и 54 моментам смещенного времени t'_n с шагом 100 млн лет ($-400 \leq t'_n < 5000$).

Этот набор моментов смещенного времени присутствует во всех моделях при любых значениях коэффициента сдвига в диапазоне $k = 0\text{--}1$. Ошибки определения медианных радиальных скоростей σ считались независимыми от времени и равными 0.62 км с^{-1} (Melnik et al., 2021).

На рис. 6 показана зависимость параметра χ^2 от коэффициента сдвига k в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк для двух наборов моделей: включающего все модели (сплошная кривая) и не включающего модели с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет (штриховая кривая). В этих моделях зависимость $V_R(t)$ имеет заметно меньшую амплитуду колебаний, чем в остальных. Минимальному значению χ^2_{\min} в наборе, включающем все модели, соответствует значение коэффициента сдвига $k_0 = 0.54 \pm 0.01$, а в наборе, не включающем модели с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет — $k_0 = 0.56 \pm 0.01$. В дальнейшем мы будем рассматривать набор, включающий все модели.

После применения сдвига $t' = t - k_0 T_g$ ($k_0 = 0.54$) периодические колебания направления вытянутости орбит происходят практически синхронно, начиная с $t' = 0$. На рис. 7а, аналогичном рис. 5а, показан результат процедуры сдвига по времени. Кривые зависимостей V_R от t' в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк хорошо совпадают, демонстрируя одинаковый период колебаний $P \approx 2$ млрд лет, старт которых соответствует моменту $t' = 0$. Также видно, что амплитуда колебаний уменьшается с ростом T_g , резко падая при $T_g > 2.0$ млрд лет. Возможно, это связано с тем, что при превышении характерного периода в

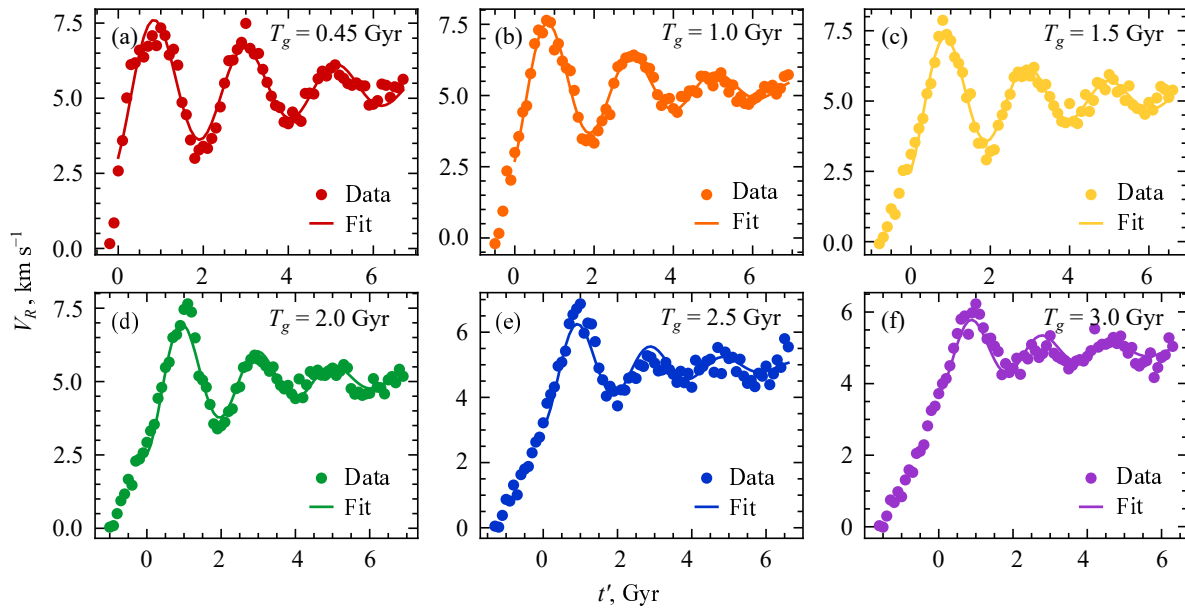


Рис. 9. Зависимости радиальной скорости V_R от смещенного времени t' в различных моделях (точки различных цветов) и их аппроксимация затухающими колебаниями (уравнение (9), кривые различных цветов). Время роста бара в каждой модели указано в правом верхнем углу соответствующей панели. Аппроксимация проводилась с момента старта колебаний орбит ($t' = 0$). Заметно уменьшение начальной амплитуды колебаний с ростом T_g (см. рис. 10а).

$P \approx 2$ млрд лет колебания размываются гораздо быстрее.

Рисунок 7b, аналогичный рис. 5b, показывает, что после применения процедуры сдвига времени профили распределения радиальной скорости (V_R) больше не демонстрируют выраженных горбов. Профили для всех моделей в первом приближении можно считать подобными. Если бы мы выбрали для усреднения другой интервал смещенного времени, все профили имели бы одинаковый горб, соответствующий другой стадии формирования.

Поскольку в наших моделях сила бара растет линейно (уравнение (4)), то значение $k_0 = 0.54 \pm 0.01$ означает, что периодические колебания направления вытянутости орбит начинаются в тот момент, когда бар достигает $(54 \pm 1)\%$ от его максимальной силы, составляющей $Q_b = 0.3142$. Следовательно, колебания орбит начинаются при достижении баром силы $Q_b^* = 0.1696 \pm 0.0025$. Это лишь немного меньше значения $Q_b = 0.25$, которое является условной границей между слабыми и сильными барами. На рис. 8 показана зависимость силы бара от времени для моделей с $T_g = 0.45$ млрд лет и $T_g = 3.0$ млрд лет. Видно, что сила бара растет линейно и достигает своего максимального значения $Q_b = 0.3142$ в момент времени $t = T_g$. Черной пунктирной линией показано значение $Q_b^* = 0.1696$, при котором начинаются колебания направления вытянутости орбит.

5.2. Аппроксимация колебаний скорости V_R

Мы аппроксимировали зависимости радиальной скорости V_R от смещенного времени t' для различных значений T_g (рис. 7а) затухающими гармоническими колебаниями:

$$V_R(t') = Ae^{-\lambda t'} \sin\left(\frac{2\pi}{P}t' + \varphi\right) + C, \quad (9)$$

где A — начальная амплитуда, λ — коэффициент затухания, P и φ — период и начальная фаза колебаний, а C — среднее значение V_R . На рис. 9 показаны результаты аппроксимации, которая проводилась с момента старта колебаний орбит, то есть с $t' = 0$. Видно хорошее согласие данных и аппроксимации.

На рис. 10 представлены зависимости параметров аппроксимации (уравнение (9)) от времени роста бара. Видно, что начальная амплитуда колебаний A (рис. 10а) достигает максимума при $T_g = 1.0$ млрд лет, а при $T_g > 2.0$ млрд лет резко уменьшается. В целом значение A уменьшается на 60%. Коэффициент затухания λ увеличивается с ростом T_g на 37% (рис. 10b). Период колебаний P (рис. 10c) уменьшается практически линейно на 11% с $P = 2.1$ млрд лет до $P = 1.9$ млрд лет с ростом T_g . Начальная фаза колебаний φ показана на рис. 10d. Значение времени роста бара $T_g = 1.5$ млрд лет делит модели на две группы: $T_g > 1.5$ млрд лет и $T_g < 1.5$ млрд лет, в которых начальная фаза колебаний совпадает в пределах σ ,

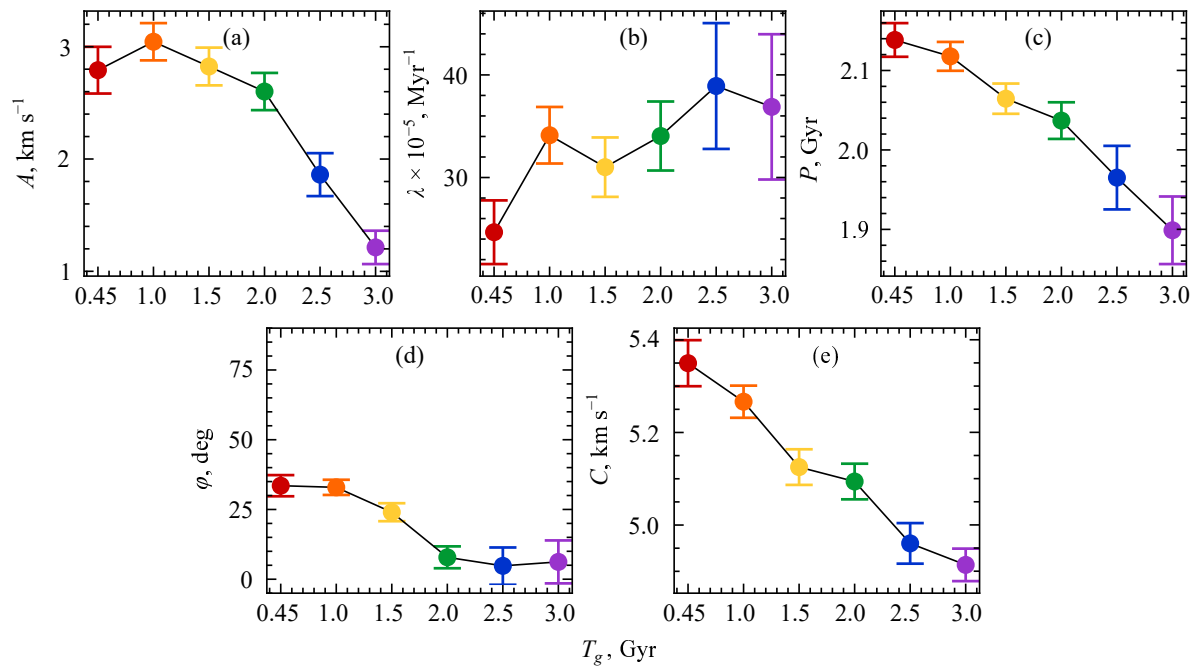


Рис. 10. Значения параметров, полученных при аппроксимации зависимости $V_R(t')$ затухающими гармоническими колебаниями (уравнение (9)) при различных значениях T_g : начальная амплитуда A (a), коэффициент затухания λ (b), период колебаний P (c), начальная фазы колебаний ϕ (d), средняя скорость C (e).

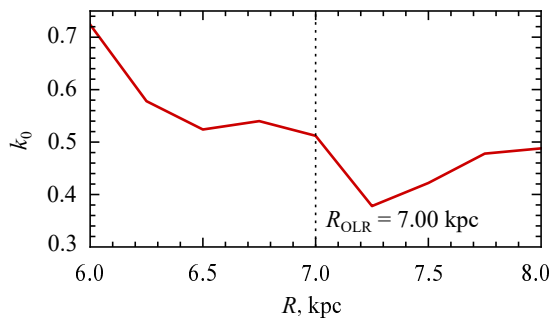


Рис. 11. Зависимость коэффициента сдвига k_0 , соответствующего минимальному значению χ^2 , от выбора бина по расстоянию R . Значения k_0 меняются в пределах 0.38–0.72 при изменении R в диапазоне 6–8 кпк, но в области, где формируются горбы ($R = 6.5$ – 7.0 кпк), k_0 практически постоянен и равен 0.52 ± 0.02 . Хорошо виден минимум при $R = 7.0$ – 7.5 кпк.

то есть колебания орбит в этих двух группах происходят практически синхронно. В целом значение φ меняется в пределах 5° – 34° . Средняя скорость C (рис. 10e) уменьшается на 8% практически линейно с ростом T_g .

5.3. Влияние других факторов на значение k_0

До сих пор мы рассматривали только бин по расстоянию, в котором высота горба достигает максимальных значений ($R = 6.625$ – 6.875 кпк), то

есть тот бин, в котором влияние колебаний орбит наиболее заметно. Теперь рассмотрим другие бины в окрестности OLR. На рис. 11 показана зависимость значения коэффициента сдвига k_0 , соответствующего минимуму χ^2 , от выбора бина по расстоянию в диапазоне 6–8 кпк. Видно, что значение k_0 изменяется в интервале 0.38–0.72. В целом такая зависимость свидетельствует о том, что профили распределения V_R для разных T_g являются подобными лишь в первом приближении. В области, где образуется горб ($R = 6.5$ – 7.0 кпк), k_0 имеет практически постоянное значение, 0.52 ± 0.02 , поэтому более реалистичная оценка ошибки равна ± 0.02 . В диапазоне расстояний 7.00–7.5 кпк виден хорошо выраженный минимум, присутствие которого мы не можем объяснить с точки зрения формирования и исчезновения горбов. Значение k_0 в бинах, в которых не возникают горбы, определяется не орбитами, направление вытянутости которых колеблется, а другими факторами.

Как показано на рис. 6, удаление из рассмотрения моделей с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет мало влияет на результаты. Теперь рассмотрим другие наборы, включающие основную модель с $T_g = 0.45$ млрд лет. На рис. 12 показаны значения коэффициента сдвига k_0 , соответствующего минимальному значению χ^2 , для различных наборов моделей, сгруппированных по количеству моделей в наборе (от $N = 2$ до 6) и разделенных вертикальными пунктирными линиями. В целях

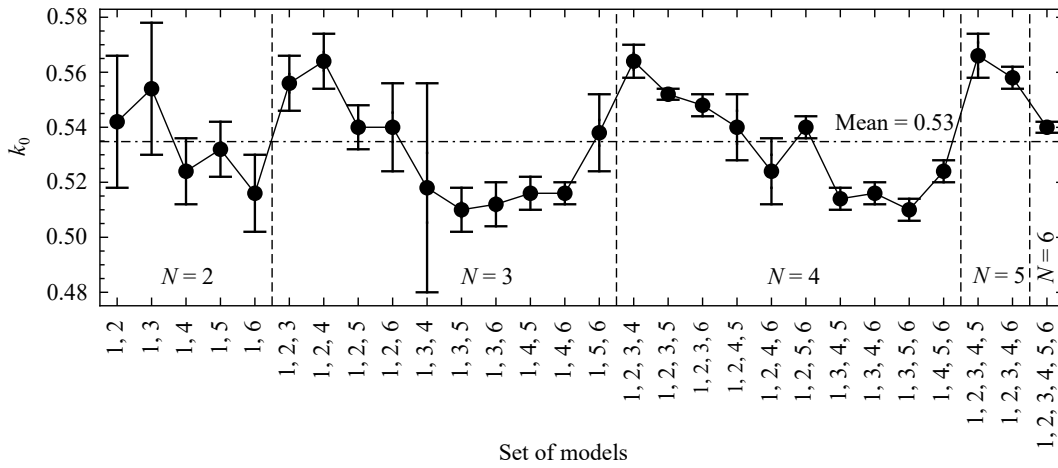


Рис. 12. Значение коэффициента сдвига k_0 , соответствующего минимальному значению χ^2 , для различных наборов моделей. Чтобы избежать перегрузки подписей к делениям горизонтальной оси, модели пронумерованы от 1 до 6 с возрастанием T_g . Показаны только наборы моделей, включающие основную модель с $T_g = 0.45$ млрд лет. Вертикальные пунктирные линии разделяют наборы, включающие разное количество моделей, от $N = 2$ до 6. Видно, что для наборов, содержащих одинаковое число моделей, k_0 уменьшается с ростом разности между наибольшим и наименьшим значением T_g в наборе. Среднее значение k_0 для всех показанных наборов моделей равно 0.53.

компактности в подписях к делениям горизонтальной оси не приводятся значения T_g , вместо этого модели пронумерованы от 1 до 6 с возрастанием T_g . Среди наборов с одинаковым количеством моделей большее значение k_0 показывают те, в которых меньше разность между минимальным и максимальным временем роста бара. Среднее значение k_0 для всех показанных наборов моделей равно 0.53 ± 0.02 , что близко к принятому нами значению $k_0 = 0.54 \pm 0.02$. В зависимости от набора моделей значение коэффициента сдвига изменяется в диапазоне 0.51–0.57.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя модели Галактики с аналитическим баром, мы исследовали колебания радиальной скорости V_R , в зависимости от времени t . Колебания скорости V_R вызваны орбитами, качающимися относительно большой оси бара с периодом около 2 млрд лет. Мы обнаружили, что колебания орбит начинаются после достижения баром определенной силы.

Чтобы установить момент старта колебаний направления вытянутости орбит, мы построили пять дополнительных моделей, отличающихся от основной ($T_g = 0.45$ млрд лет) только временем роста бара: $T_g = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.0 млрд лет.

Мы построили зависимости V_R от времени t в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк для каждой модели. Зависимости V_R от t для моделей с разным T_g имеют похожую форму, но смещены относительно друг друга (рис. 5а). Профили скорости

$V_R(R)$, построенные для разных моделей, демонстрируют последовательные стадии формирования и исчезновения горба (рис. 5б).

Мы вычислили значение коэффициента сдвига по времени k_0 , при котором зависимости V_R от t совпадают наилучшим образом. Полученное значение $k_0 = 0.54 \pm 0.02$ показывает, что колебания орбит начинаются при достижении баром $(54 \pm 2)\%$ от его максимальной силы, которая для всех моделей составляет $Q_b = 0.3142$. Таким образом, колебания направления вытянутости орбит начинаются при достижении баром силы $Q_b^* = 0.170 \pm 0.003$ и не зависят от значения времени роста бара T_g (рис. 7а).

Мы аппроксимировали затухающими колебаниями (уравнение (9)) зависимости $V_R(t')$ для моделей с различным временем роста бара T_g (рис. 9). Оказалось, что в целом начальная амплитуда колебаний A уменьшается с увеличением T_g . Уменьшение амплитуды колебаний скорости V_R с ростом T_g , возможно, связано с тем, что с ростом T_g нарушаются организованные колебания орбит относительно большой оси бара. Период колебаний P и значение средней скорости C уменьшаются с увеличением T_g практически линейно — соответственно на 11 и 8%. Коэффициент затухания λ растет с увеличением T_g . Значение времени роста бара $T_g = 1.5$ млрд лет делит модели на две группы: с $T_g < 1.5$ млрд лет и $T_g > 1.5$ млрд лет, в которых значения φ совпадают в пределах ошибок (рис. 10).

Мы исследовали влияние дополнительных факторов на значение коэффициента сдвига k_0 . Оказалось, что в других бинах по расстоянию коэффициент k_0 меняется в пределах 0.38–0.72, но

в диапазоне расстояний, где образуются горбы ($R = 6.5\text{--}7.0$ кпк), он меняется слабо (рис. 11). В бинах, в которых не возникают горбы, значение k_0 определяется не колебаниями направления вытянутости орбит, а другими причинами.

При рассмотрении других наборов, содержащих одинаковое количество моделей, обнаружено, что k_0 уменьшается с ростом разности между наибольшим и наименьшим значением T_g в наборе. В целом, в зависимости от выбранного набора моделей, коэффициент сдвига меняется в пределах 0.51–0.57 (рис. 12).

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим анонимного рецензента за полезные замечания и интересную дискуссию. Данная работа 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 обеспечена национальными институтами, в частности институтами, участвующими в многостороннем соглашении Gaia.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова. Е. Н. Подзолкова — обладатель стипендии Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 21-2-2-44-1).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Antoja, A. Helmi, W. Dehnen, et al., *Astron. and Astrophys.* **563**, id. A60 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201322623
2. T. Asano, M. S. Fujii, J. Baba, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **514** (1), 460 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac1379
3. E. Athanassoula, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **259**, 328 (1992). DOI:10.1093/mnras/259.2.328
4. E. Athanassoula, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **341** (4), 1179 (2003). DOI:10.1046/j.1365-8711.2003.06473.x
5. E. Athanassoula, O. Bienayme, L. Martinet, and D. Pfenniger, *Astron. and Astrophys.* **127** (2), 349 (1983).

6. R. A. Benjamin, E. Churchwell, B. L. Babler, et al., *Astrophys. J.* **630** (2), L149 (2005). DOI:10.1086/491785
7. E. Bica, C. Bonatto, B. Barbuy, and S. Ortolani, *Astron. and Astrophys.* **450** (1), 105 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20054351
8. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics*, 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton and Oxford, 2008).
9. L. Blitz and D. N. Spergel, *Astrophys. J.* **379**, 631 (1991). DOI:10.1086/170535
10. D. L. Block, I. Puerari, J. H. Knapen, et al., *Astron. and Astrophys.* **375**, 761 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010775
11. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astronomy Letters* **42** (4), 228 (2016). DOI:10.1134/S1063773716040010
12. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astronomy Reports* **65** (6), 498 (2021). DOI:10.1134/S1063772921070015
13. A. Boehle, A. M. Ghez, R. Schödel, et al., *Astrophys. J.* **830** (1), article id. 17 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/830/1/17
14. R. L. Branham, *Astrophys. J. Suppl.* **362** (2), article id. 29 (2017). DOI:10.1007/s10509-017-3015-1
15. R. Buta, *Astrophys. J. Suppl.* **96**, 39 (1995). DOI:10.1086/192113
16. R. Buta and D. L. Block, *Astrophys. J.* **550** (1), 243 (2001). DOI:10.1086/319736
17. R. Buta and F. Combes, *Fundamentals of Cosmic Physics* **17**, 95 (1996).
18. R. Buta and D. A. Crocker, *Astron. J.* **102**, 1715 (1991). DOI:10.1086/115991
19. R. Buta, E. Laurikainen, and H. Salo, *Astron. J.* **127** (1), 279 (2004). DOI:10.1086/379962
20. R. Buta, S. Vasylyev, H. Salo, and E. Laurikainen, *Astron. J.* **130** (2), 506–523 (2005). DOI:10.1086/431251
21. A. G. A. Brown et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **650**, id. C3 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039657e
22. G. Byrd, P. Rautiainen, H. Salo, et al., *Astron. J.* **108**, 476 (1994). DOI:10.1086/117085
23. A. Cabrera-Lavers, P. L. Hammersley, C. González-Fernández, et al., *Astron. and Astrophys.* **465** (3), 825 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066185
24. F. Combes and R. H. Sanders, *Astron. and Astrophys.* **96**, 164 (1981).
25. S. Comerón, H. Salo, E. Laurikainen, et al., *Astron. and Astrophys.* **562**, id. A121 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201321633
26. G. Contopoulos, *Celestial Mechanics* **31** (2), 193 (1983). DOI:10.1007/BF01686818
27. G. Contopoulos and P. Grosbol, *Astron. and Astrophys. Rev.* **1** (3–4), 261 (1989). DOI:10.1007/BF00873080
28. V. Cuomo, J. A. Lopez Aguerri, E. M. Corsini, et al., *Astron. and Astrophys.* **632**, id. A51 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201936415

29. A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, A. Y. Kniazev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435** (4), 3206 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt1514
30. G. de Vaucouleurs and K. C. Freeman, *Vistas in Astronomy* **14** (1), 163 (1972). DOI:10.1016/0083-6656(72)90026-8
31. V. P. Debattista and J. A. Sellwood, *Astrophys. J.* **543** (2), 704 (2000). DOI:10.1086/317148
32. W. Dehnen, *Astron. J.* **119** (2), 800 (2000). DOI:10.1086/301226
33. S. Diaz-García, H. Salo, E. Laurikainen, and M. Herrera-Endoqui, *Astron. and Astrophys.* **587**, id. A160 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201526161
34. E. Dwek, R. G. Arendt, M. G. Hauser, et al., *Astrophys. J.* **445**, 716 (1995). DOI:10.1086/175734
35. F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, et al., *Astrophys. J.* **628** (1), 246 (2005). DOI:10.1086/430667
36. M. W. Feast, C. D. Laney, T. D. Kinman, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **386** (4), 2115 (2008). DOI:10.1111/j.1365-2966.2008.13181.x
37. C. Francis and E. Anderson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **441** (2), 1105 (2014). DOI:10.1093/mnras/stu631
38. M. S. Fujii, J. Bédorf, J. Baba, and S. Portegies Zwart, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (2), 1983 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty2747
39. R. Fux, *Astron. and Astrophys.* **373**, 511 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010561
40. O. Gerhard, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement* **18**, 185 (2011). DOI:10.48550/arXiv.1003.2489
41. E. V. Glushkova, A. K. Dambis, A. M. Melnik, and A. S. Rastorguev, *Astron. and Astrophys.* **329**, 514 (1998).
42. M. A. T. Groenewegen, A. Udalski, and G. Bono, *Astron. and Astrophys.* **481** (2), 441 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:20079101
43. J. A. S. Hunt, J. Bovy, A. Pérez-Villegas, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **474** (1), 95 (2018). DOI:10.1093/mnras/stx2777
44. P. Iwanek, R. Poleski, S. Kozłowski, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **264** (1), id. 20 (2023). DOI:10.3847/1538-4365/acad7a
45. A. J. Kalnajs, in *Proc. of Conf. on Dynamics of Disc Galaxies, Varberg Castle, Sweden, 1991*, Ed. by B. Sundelius (Göteborgs: Göteborgs University and Chalmers University of Technology, 1991), p. 323.
46. D. Katz et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A11 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201832865
47. E. Laurikainen and H. Salo, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **337** (3), 1118 (2002). DOI:10.1046/j.1365-8711.2002.06008.x
48. Y. H. Lee, M.-G. Park, H. B. Ann, et al., *Astrophys. J.* **899** (1), id. 84 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/aba4a4
49. Y. H. Lee, M.-G. Park, H. S. Hwang, et al., *Astrophys. J.* **926** (1), id. 58 (2022). DOI:10.3847/1538-4357/ac3bc1
50. Z.-Y. Li and J. Shen, *Astrophys. J.* **757** (1), L7 (2012). DOI:10.1088/2041-8205/757/1/L7
51. L. Lindegren, J. Hernández, A. Bombrun, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A2 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201832727
52. I. Martínez-Valpuesta, I. Shlosman, and C. Heller, *Astrophys. J.* **637** (1), 214 (2006). DOI:10.1086/498338
53. A. M. Melnik, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **485** (2), 2106 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz425
54. A. M. Melnik, A. K. Dambis, E. N. Podzolkova, and L. N. Berdnikov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (3), 4409 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab2067
55. A. M. Melnik and E. N. Podzolkova, *Astronomy Letters* **50** (8), 481 (2024). DOI:10.1134/S1063773724700385
56. A. M. Melnik and E. N. Podzolkova, *Astrophysical Bulletin* **80** (2), 263 (2025). DOI:10.1134/S1990341325600140
57. A. M. Melnik, E. N. Podzolkova, and A. K. Dambis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **525** (3), 3287 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad2520
58. I. Minchev, J. Nordhaus, and A. C. Quillen, *Astrophys. J.* **664** (1), L31 (2007). DOI:10.1086/520578
59. G. Monari, B. Famaey, A. Siebert, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (2), 1443 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2807
60. D. M. Nataf, *Publ. Astron. Soc. Australia* **34**, id. e041 (2017). DOI:10.1017/pasa.2017.32
61. M. Ness and D. Lang, *Astron. J.* **152** (1), article id. 14 (2016). DOI:10.3847/0004-6256/152/1/14
62. I. Nikiiforov, *ASP Conf. Ser.* **316**, 199 (2004).
63. S. Nishiyama, T. Nagata, S. Sato, et al., *Astrophys. J.* **647** (2), 1093 (2006). DOI:10.1086/505529
64. D. Pfenniger, *Astron. and Astrophys.* **134** (2), 373 (1984).
65. T. Prusti et al. (Gaia Collab.), *Astronomy and Astrophysics* **595**, id. A1 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201629272
66. M. Pohl, P. Englmaier, and N. Bissantz, *Astrophys. J.* **677** (1), 283 (2008). DOI:10.1086/529004
67. P. Rautiainen and A. M. Melnik, *Astron. and Astrophys.* **519**, id. A70 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014646
68. P. Rautiainen and H. Salo, *Astron. and Astrophys.* **348**, 737 (1999).
69. P. Rautiainen and H. Salo, *Astron. and Astrophys.* **362**, 465 (2000).
70. M. J. Reid, K. M. Menten, X. W. Zheng, et al., *Astrophys. J.* **705** (2), 1548 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/705/2/1548
71. J. L. Sanders, L. Smith, and N. W. Evans, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (4), 4552 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1827

72. R. H. Sanders and A. D. Tubbs, *Astrophys. J.* **235**, 803 (1980). DOI:10.1086/157683
73. M. P. Schwarz, *Astrophys. J.* **247**, 77 (1981). DOI:10.1086/159011
74. M. P. Schwarz, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **209**, 93 (1984). DOI:10.1093/mnras/209.1.93
75. J. A. Sellwood and A. Wilkinson, *Reports on Progress in Physics* **56** (2), 173 (1993). DOI:10.1088/0034-4885/56/2/001
76. A. Vallenari et al. (Gaia Collab.), *Astronomy and Astrophysics* **674**, id. A1 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202243940
77. M. D. Weinberg, *Astrophys. J.* **420**, 597 (1994). DOI:10.1086/173589
78. J. Yu and C. Liu, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **475** (1), 1093 (2018). DOI:10.1093/mnras/stx3204

Start of Orbit Librations and the Bar Growth Timescale

E. N. Podzolkova^{1,2} and A. M. Melnik¹

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

We study a dynamical model of the Galaxy with an analytical bar that reproduces the radial-velocity V_R profiles as a function of the Galactocentric distance R obtained from the Gaia DR3 data. The model radial-velocity profiles show a periodic increase in V_R caused by orbits trapped into libration near the outer Lindblad resonance (OLR). To determine the moment when the librations start, we built a set of additional models differing only in the bar growth time T_g . The temporal dependences of the radial velocity $V_R(t)$ in the models with different T_g retain their shape but are shifted relative to each other in time t . The shift providing the best agreement between the model dependences is proportional to T_g with the coefficient $k = 0.54 \pm 0.02$. Orbit librations do not start when the bar reaches its full strength, but when it attains only 54% of its maximum strength. Since the maximum bar strength in the models is $Q_b = 0.314$, the librations start when the bar strength reaches $Q_b^* = 0.170$.

Keywords: *Galaxy: kinematics and dynamics; galaxies: bar; catalogs: Gaia DR3*