

Абстракт

В работе исследуется эволюция аккреционного диска во время вспышек излучения аккрецирующих миллисекундных рентгеновских пульсаров, происходящих благодаря увеличению темпа аккреции из-за неустойчивости в аккреционном диске. Темп аккреции определяется вязкой эволюцией диска, а светимость НЗ и диска — еще и условиями на внутреннем краю диска, положение которого определяется размером магнитосферы НЗ. Для диска с частичным проникновением дипольного поля НЗ предложена формула для учета магнитных напряжений в диске в ситуации наклоненной магнитной оси нейтронной звезды. Исследуется, как меняется эволюция диска и его излучения в зависимости от наклона магнитной оси НЗ, а также приводятся оценки изменения темпа вращения НЗ во время вспышки.

2. Подход к магнитному полю

Нами использовалась следующая параметризация магнитного поля в диске (Bozzo et al. 2018):

$$B_r = 2\eta \frac{\mu}{r^3} \sin \chi \cos \phi$$

$$B_\phi = \eta \frac{\mu}{r^3} \sin \chi \sin \phi + b_\phi$$

$$B_z = -\eta \frac{\mu}{r^3} \cos \chi,$$

где b_ϕ - это азимутальное поле, наведенное за счет динамо:

$$b_\phi = \begin{cases} -\Gamma \left(\frac{\Omega}{\omega_s} - 1 \right) B_z & \text{верхний край} \\ \Gamma \left(\frac{\Omega}{\omega_s} - 1 \right) B_r & \text{внутри,} \end{cases}$$

где χ - наклон магнитной оси НЗ к оси вращения, η - коэффициент экранировки, Γ - коэффициент динамо, Ω - угловая скорость в диске, ω_s - угловая скорость вращения НЗ.

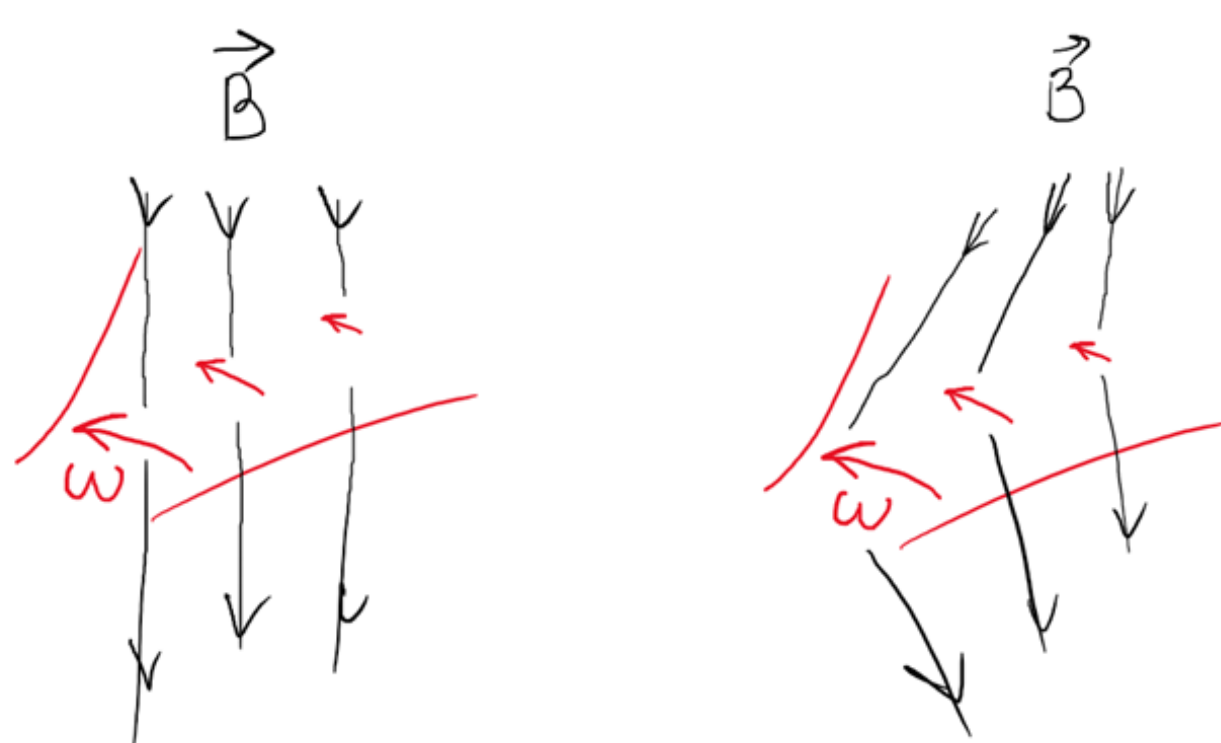


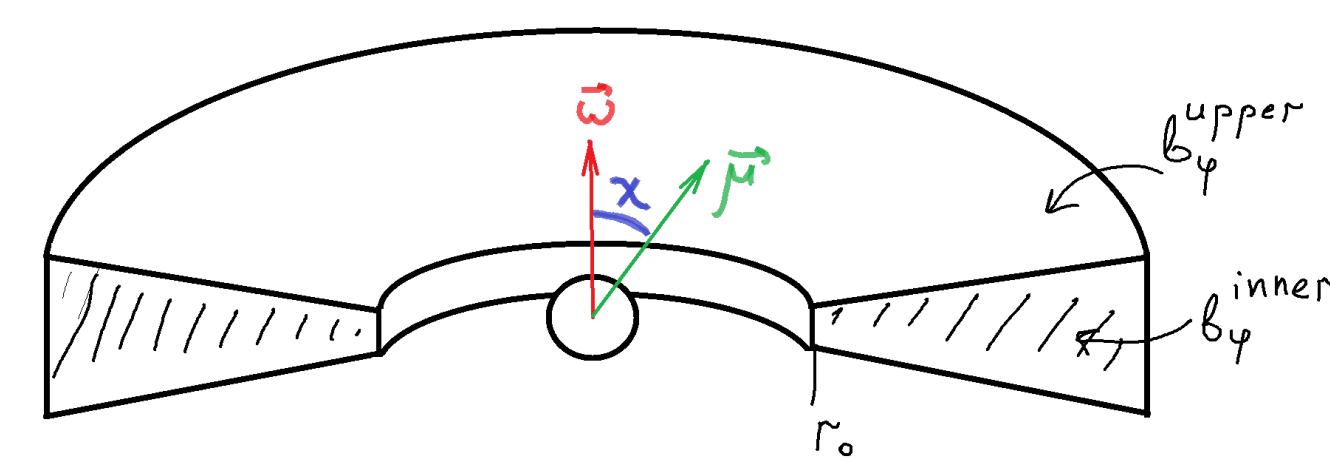
Рис. 4: Из-за вмороженности магнитного поля в вещество диска силовые линии поля изгибаются, наводится тороидальная компонента поля

Ссылки

- [1] W. Kluźniak and S. Rappaport. Magnetically Torqued Thin Accretion Disks. , 671(2):1990–2005, December 2007.
- [2] E. Bozzo, S. Ascenzi, L. Ducci, A. Papitto, L. Burderi, and L. Stella. Magnetospheric radius of an inclined rotator in the magnetically threaded disk model. , 617:A126, October 2018.

1. Введение

В коде FREDDI для моделирования эволюции вязкого аккреционного диска вокруг НЗ реализовано приближение диамагнитного диска, в который поле НЗ не проникает (см. Lipunova et al 2021). Влияние наклона магнитной оси пока не было исследовано. Bozzo et al (2018) показали для диска с проникновением магнитного поля, что внутренний радиус диска зависит от наклона магнитной оси НЗ. В работе Kluźniak&Rappaport (2007) было получено выражение для распределения магнитного момента сил в тонком диске.



3. Положение 'магнитного' радиуса

Аналогично Kluźniak&Rappaport (2007) из уравнения переноса момента импульса:

$$\dot{M} \frac{d}{dr} (\Omega r^2) = 2\pi \frac{d}{dr} (r^2 T_{r\phi}) + \epsilon \frac{\mu^2}{r^4} \left(\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_s}\right) \cos^2 \chi + h_0 \left(8 - 11 \frac{\Omega}{\omega_s}\right) \sin^2 \chi \right)$$

получаем уравнение на положение магнитного радиуса r_0 , где исчезает тензор вязких напряжений (точнее, его компонента $T_{r\phi}$):

$$\frac{1}{2} = \epsilon \xi^{7/2} \omega_0^{-10/3} \times \left((1 - \omega_0) \cos^2 \chi + h_0 (11 - 8\omega_0) \sin^2 \chi \right)$$

где $\epsilon = \Gamma \eta^2$, $\omega_0 = \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{3/2}$, $h_0 = \frac{h(r)}{r}$,

$$\xi = r_{\text{Alfven}}/r_{\text{cor}} = 1.28 M_{1.4}^{-10/21} \dot{M}_{16}^{-2/7} \mu_{26}^{4/7} f_{500}^{2/3}.$$

В расчетах мы полагаем $\eta = 0.2$ (Gosh&Lamb1979), $\Gamma = \gamma/\alpha$, $\gamma \sim 1$, α - параметр турбулентности (Wang1987). Зная тензор вязких напряжений, можно рассчитать болометрическую тепловую светимость диска:

$$L_{\text{vis}} = \frac{GM_s \dot{M}}{2r_0} \left[1 + \frac{\epsilon}{9} \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^{7/2} \left[\cos^2 \chi \left(4 - 3 \frac{r_c^{3/2}}{r_0} \right) + \frac{h(r)}{r} \sin^2 \chi \left(32 - 33 \frac{r_c^{3/2}}{r_0} \right) \right] \right]$$

Дальнейшие исследования

Предстоит еще детально сравнить модели эволюции диамагнитного диска и диска с проникновением магнитного поля, чтобы оценить возможные наблюдательные проявления каждого из сценариев. Также мы планируем применить обе модели к аккреционным дискам в обычных рентгеновских пульсарах. В моделировании кривых блеска учесть излучение от нейтронной звезды.

4. Эволюция диска после пика вспышки

На рисунках 1 и 2 представлены результаты расчета эволюции диска для разных углов наклона диполя χ . Относительная полутолщина диска в зоне работы магнитных сил фиксирована: $h_0 \equiv \frac{h(r)}{r} = \text{const} = 0.01$. Темп аккреции в пике равен $\dot{M} = 3 \cdot 10^{17} \text{gs}^{-1}$. Параметр вязкости $\alpha = 0.5$. Для сравнения фиолетовым цветом показана эволюция диамагнитного диска, рассчитанная FREDDI, когда внутренний радиус диска равен r_{Alfven} .

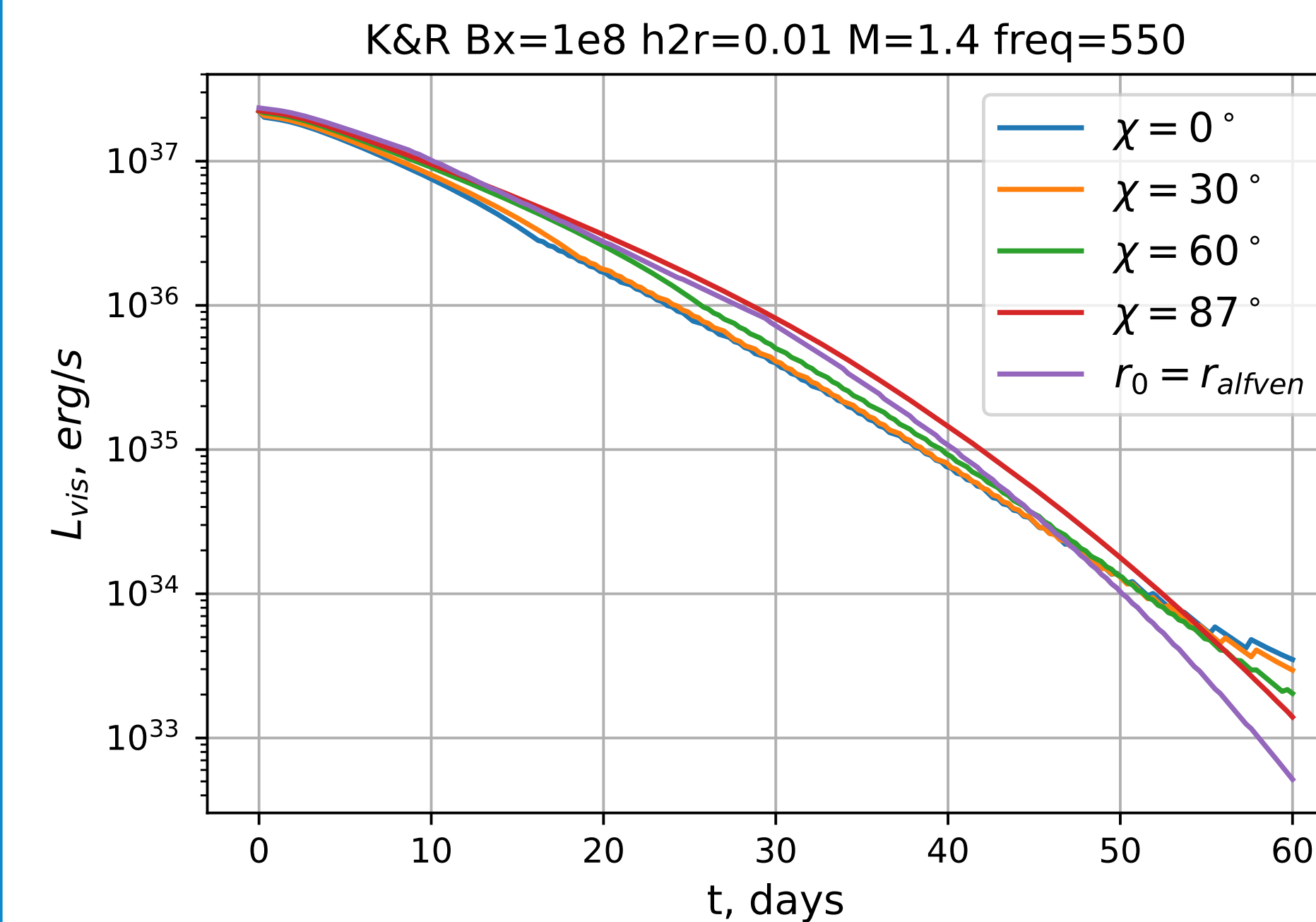


Рис. 1: Болометрическая тепловая светимость диска, рассчитанная как интеграл потока вязкого тепла по поверхности диска, начиная с радиуса r_0 .

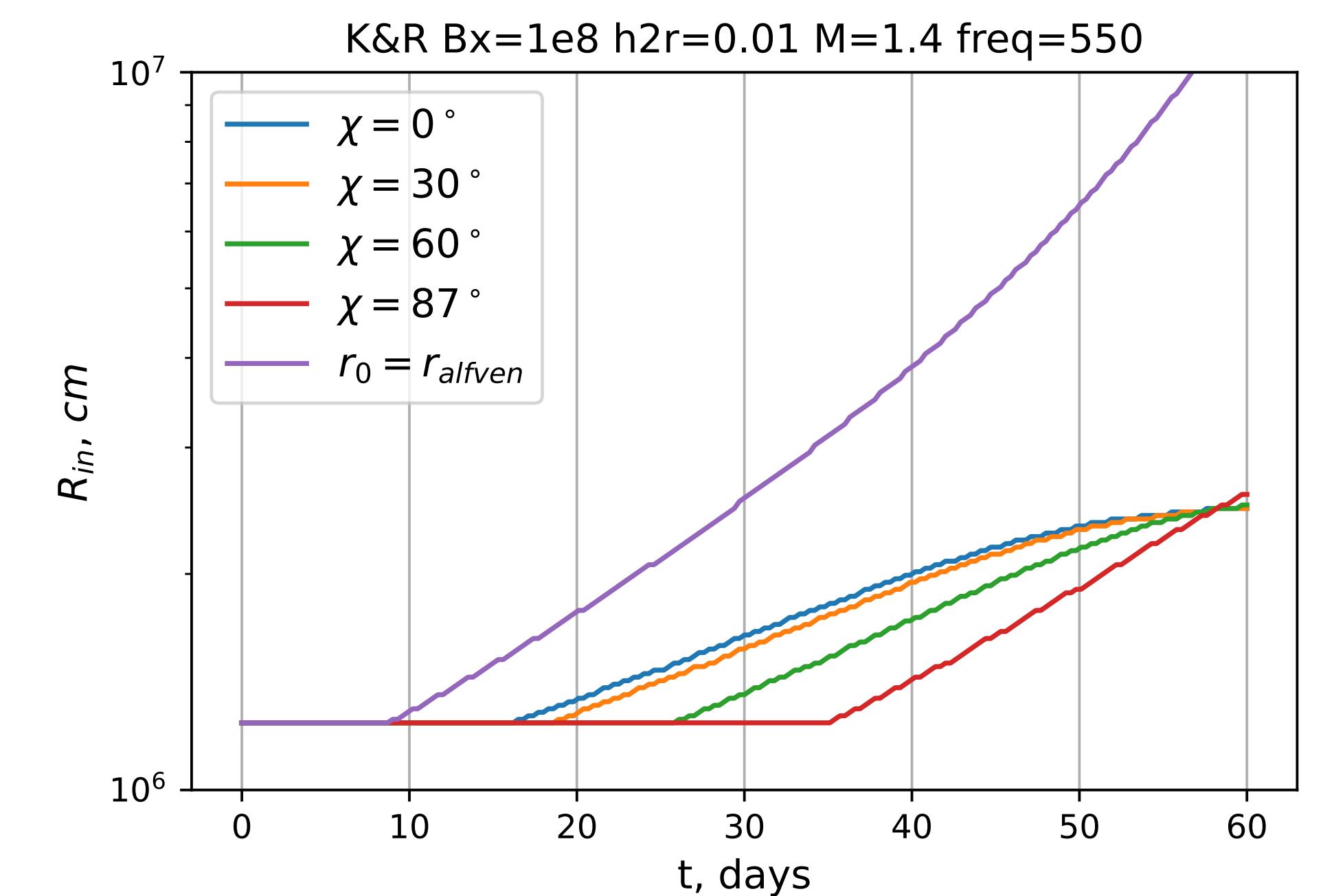


Рис. 2: Эволюция магнитных радиусов со временем

5. Изменение периода вращения нейтронной звезды

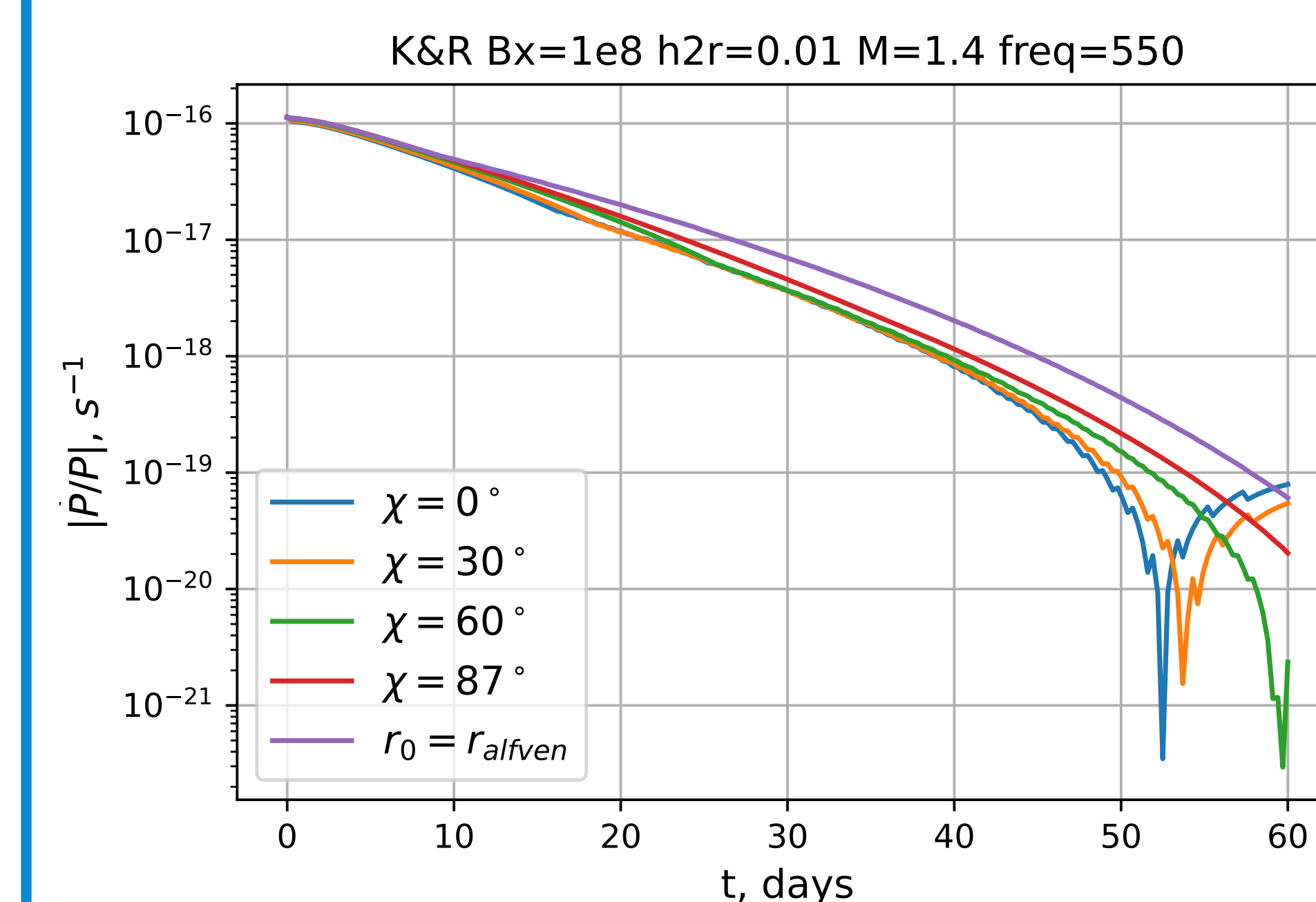


Рис. 3: Относительное уменьшение периода НЗ со временем. В начальный момент времени $|\dot{P}/P| < 0$, характерные "галочки" (например, для $\chi = 0^\circ$ около $t = 50$) возникают из-за того, что $|\dot{P}/P|$ становится положительными.

Уравнение для относительного изменения периода вращения НЗ:

$$-I \cdot \frac{2\pi \dot{P}}{P^2} = \tau_{\text{material}} - \tau_{\text{magn}},$$

$$\tau_{\text{material}} = \dot{M} (\sqrt{GM_s r_0} - \omega_s R_{NS}^2),$$

$$\tau_{\text{magn}} = \frac{\epsilon \mu^2}{9} \cos^2 \chi \left(\frac{3}{r_0^3} - 2 \frac{r_c^{3/2}}{r_0^{9/2}} \right) + 2 \frac{\epsilon \mu^2 h(r)}{9 r} \sin^2 \chi \left(\frac{12}{r_0^3} - 11 \frac{r_c^{3/2}}{r_0^{9/2}} \right),$$

где τ_{material} — механический момент сил, действующий на звезду, а τ_{magn} — момент, возникающий из-за взаимодействия магнитного поля звезды и вещества диска.

Наблюдаемые характерные значения для аккрецирующих миллисекундных пульсаров находятся в согласии с полученными результатами:

$2.8 \cdot 10^{-16} \text{c}^{-1}$ (IGR J17511–3057, Riggio et al 2018), $7.7 \cdot 10^{-15} \text{c}^{-1}$ (J1756.92508, Sanna et al 2018), $1.4 \cdot 10^{-16} \text{c}^{-1}$ (J175912342, Sanna et al 2020).

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФ 21-12-00141.