

ОКНА НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ R-МОД В ГИПЕРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

К. Ю. Краав, М. Е. Гусаков, Е. М. Кантор

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

АБСТРАКТ

R-моды представляют собой колебания вращающихся звезд, динамика которых управляется преимущественно силой Кориолиса (см. обзор [1]). По сравнению с другими колебаниями они наиболее восприимчивы к CFS-механизму: излучение гравитационных волн приводит к перекачке энергии вращения в энергию моды (см. [2] и ссылки в этом источнике). Если эта перекачка эффективнее диссипативных механизмов (здесь – объемной и сдвиговой вязкости), которые стремятся подавить колебания, r -мода становится неустойчивой. Соответствующие сочетания скорости вращения и температуры звезды образуют окно неустойчивости r -моды. Мы моделируем окна неустойчивости в нейтронных звездах, одновременно учитывая эффект усиления объемной вязкости гиперонами (см. [3] и ссылки в этом источнике) и усиление диссипации за счет объемной вязкости, связанное с особенностями релятивистских r -мод в небаротропных звездах [4]. Показывается, что гиперонная вязкость является существенно более эффективным механизмом, чем считалось ранее, и что комбинированное влияние указанных эффектов может приводить к подавлению r -мод в LMXB системах даже при учете нуклонной сверхтекучести/сверхпроводимости. *Исследование выполнено за счет гранта РФФ №22-12-00048-П*

Определение г-мод

Нейтронные звезды (НЗ) могут колебаться множеством способов, которые можно различать по основной восстанавливающей силе и по геометрии потоков вещества. R-моды – колебания *вращающихся* звезд, динамика которых управляется *силой Кориолиса*, а движение вещества является *квазиторoidalным*, то есть возмущение скорости имеет вид

$$\delta \mathbf{v} \approx r[\mathbf{e}_r \times \nabla] \mathbf{T}, \quad \mathbf{T} = T_{lm}(r) P_m(\cos \theta) e^{i\sigma t + im\varphi}, \quad P_m(\cos \theta) - \text{присоединенный полином Лежандра.}$$

Здесь σ – частота моды, а функция T приводится для моды с квантовыми числами (lm) .

Расчет окон неустойчивости

С одной стороны, r -моды подвержены CFS-механизму, согласно которому излучение гравитационных волн приводит к перекачке энергии вращения в энергию колебаний со скоростью $\dot{E}_{\text{CFS}}(\Omega, T^\infty) > 0$, где Ω – скорость вращения звезды, а T^∞ – ее температура с учетом эффекта красного смещения. С другой стороны, объемная вязкость ζ (неравновесное протекание химических реакций) и сдвиговая вязкость η (трение между движущимися слоями жидкости) приводят к уменьшению энергии r -моды со скоростями $\dot{E}_{\zeta, \eta}(\Omega, T^\infty) < 0$, и в результате *полное* изменение ее энергии определяется равенством

$$\dot{E}(\Omega, T^\infty) = \dot{E}_{\text{CFS}}(\Omega, T^\infty) + \dot{E}_{\zeta}(\Omega, T^\infty) + \dot{E}_{\eta}(\Omega, T^\infty).$$

Сочетания Ω и T^∞ , при которых CFS-механизм эффективнее диссипации, $\dot{E}(\Omega, T^\infty) > 0$, образуют на (Ω, T^∞) -плоскости *окно неустойчивости* r -моды. Мы рассчитываем границу окна неустойчивости, $\dot{E}(\Omega, T^\infty) = 0$, пользуясь выражениями для $\dot{E}_{\text{CFS}, \zeta, \eta}(\Omega, T^\infty)$ из [4].

Химические реакции и объемная вязкость

Колебания выводят вещество из химического равновесия: прямые (например, $12 \rightarrow 34$) и обратные ($12 \leftarrow 34$) реакции становятся неравновесными. Это приводит к несохранению числа частиц, и лагранжево возмущение давления $\Delta p = (\partial p / \partial n_k)_0 \Delta n_k$ (где n_k – концентрация частиц сорта k) приобретает диссипативную поправку: $\Delta p \rightarrow \Delta p - \zeta \text{div} \delta \mathbf{v}$, где ζ – *коэффициент объемной вязкости*, который определяется протекающими реакциями (см., например, [3]). Эта поправка описывает работу, совершаемую системой (против стремления к химическому равновесию) при ее расширении/сжатии в ходе колебаний:

$$\dot{E}_{\zeta} = - \int \zeta [\text{div} \delta \mathbf{v}]^2 dV, \quad V - \text{объем системы.}$$

Усиление объемной вязкости в гиперонном веществе

Нуклонное вещество [<i>нреμ</i> -состав]	Гиперонное вещество [<i>нреμΛ</i> [−] -состав]
mUrca: $n + N \rightarrow p + N + l + \bar{\nu}_l$ $p + N + l \rightarrow n + N + \nu_l$ dUrca: $n \rightarrow p + l + \bar{\nu}_l$ $p + l \rightarrow n + \nu_l$ N– нуклоны; l– лептоны	Слабые безлептонные процессы: $n + p \leftrightarrow \Lambda + p$ $n + n \leftrightarrow \Lambda + n$ $n + \Lambda \leftrightarrow \Lambda + \Lambda$ $n + \Xi^- \leftrightarrow \Lambda + \Xi^-$ $n + \Lambda \leftrightarrow \Xi^- + p$

При слабых отклонениях от равновесия, $\mu_{12+34} \equiv \mu_1 + \mu_2 - \mu_3 - \mu_4 \ll k_B T$ (T – температура; μ_k – химический потенциал частиц сорта k), разницу между числом прямых и обратных реакций в единице объема в единицу времени можно разложить: $\Gamma_{12+34} = \lambda_{12+34} \mu_{12+34}$, где λ_{12+34} – *скорость реакции* $12 \leftrightarrow 34$. В случае медленных реакций (время релаксации к химическому равновесию $\gg$ периода колебаний), объемная вязкость $\zeta \{(\lambda_{12+34})\}$ оказывается линейной функцией скоростей реакций λ_{12+34} . Скорости mUrca и dUrca процессов, определяющих ζ в нуклонном веществе, подавлены (в нормальном веществе) факторами **$(T/T_F)^6$** и **$(T/T_F)^4$** , где T_F – температура Ферми. Скорости *слабых безлептонных реакций*, определяющих ζ в гиперонном веществе, подавлены существенно слабее – как **$(T/T_F)^2$** . Таким образом, по крайней мере в пределе медленных реакций, вязкость гиперонного вещества оказывается существенно больше, чем нуклонного [3].

Усиление вязкой диссипации релятивистскими эффектами

Можно показать [4], что вычисление энергопотерь $\dot{E}_{\zeta}$ за счет объемной вязкости в случае $l = m$ r -мод сводится к вычислению следующего интеграла:

$$\dot{E}_{\zeta}(\Omega, T^\infty) \propto -\Omega^6 \int \frac{\zeta(r, \Omega, T^\infty)}{A^2(r, \Omega, T^\infty)} \left[\frac{h'(r, \Omega, T^\infty)}{\gamma(r, \Omega, T^\infty)} \right]^2 F_{\zeta}(r) dr$$

$$h = r^{-m} e^{(m-1)\nu} T_{lm}$$

$$A = \frac{w'_0}{w_0} - \frac{p'_0}{w_0} \left(1 + \frac{w_0}{\gamma p_0} \right).$$

Здесь частная производная $\partial/\partial r$ обозначена штрихом, p_0 – равновесное давление, w_0 – равновесная плотность энthalпии, γ – адиабатический индекс вещества, A – дискриминант Шварцшильда, ν – метрическая функция, определяющая красное смещение ($T^\infty = e^\nu T$), а $F_{\zeta}(r)$ – некоторая функция, которая не содержит собственных функций r -мод и не зависит от Ω и T^∞ . Для релятивистских r -мод (GR) вспомогательная функция h_{GR} , определяющая диссипацию за счет объемной вязкости, существенно отличается от ньютоновской h_{Newt} (Newt). Последняя не зависит от Ω и достаточно слабо меняется по звезде, в то время как ее релятивистский аналог меняется заметно и существенно зависит от Ω . В результате **$h'_{\text{GR}} \gg h'_{\text{Newt}}$** , что при типичных для звезд в LMXB значениях Ω может приводить к усилению вязкой диссипации по сравнению с ньютоновской в $10^2 - 10^3$ раз. Столь необычное поведение релятивистских r -мод связано с эффектом увлечения инерциальных систем отсчета, из-за которого собственные функции r -мод становятся неаналитичными функциями Ω (см. [4] и указанные там ссылки).

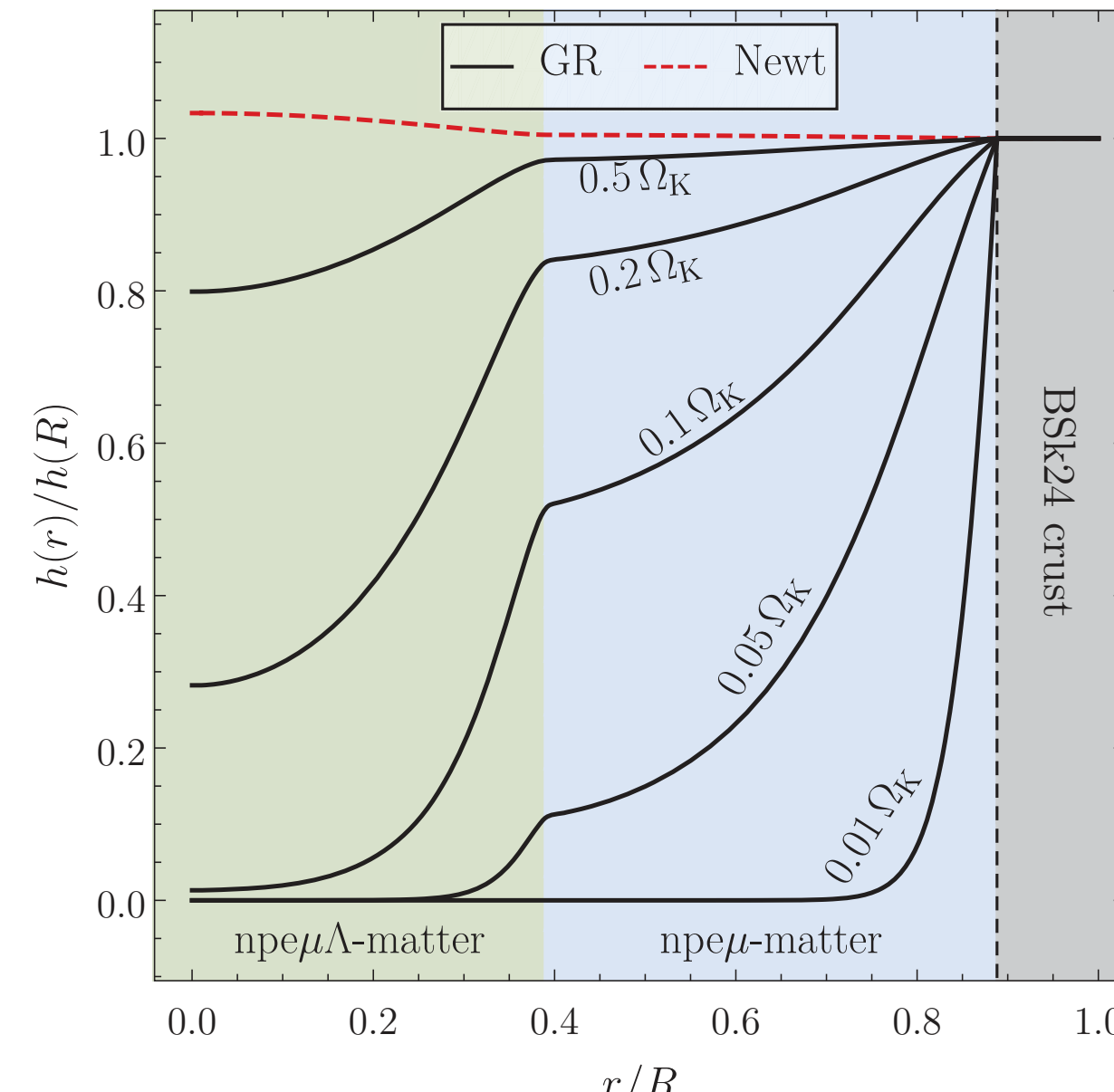
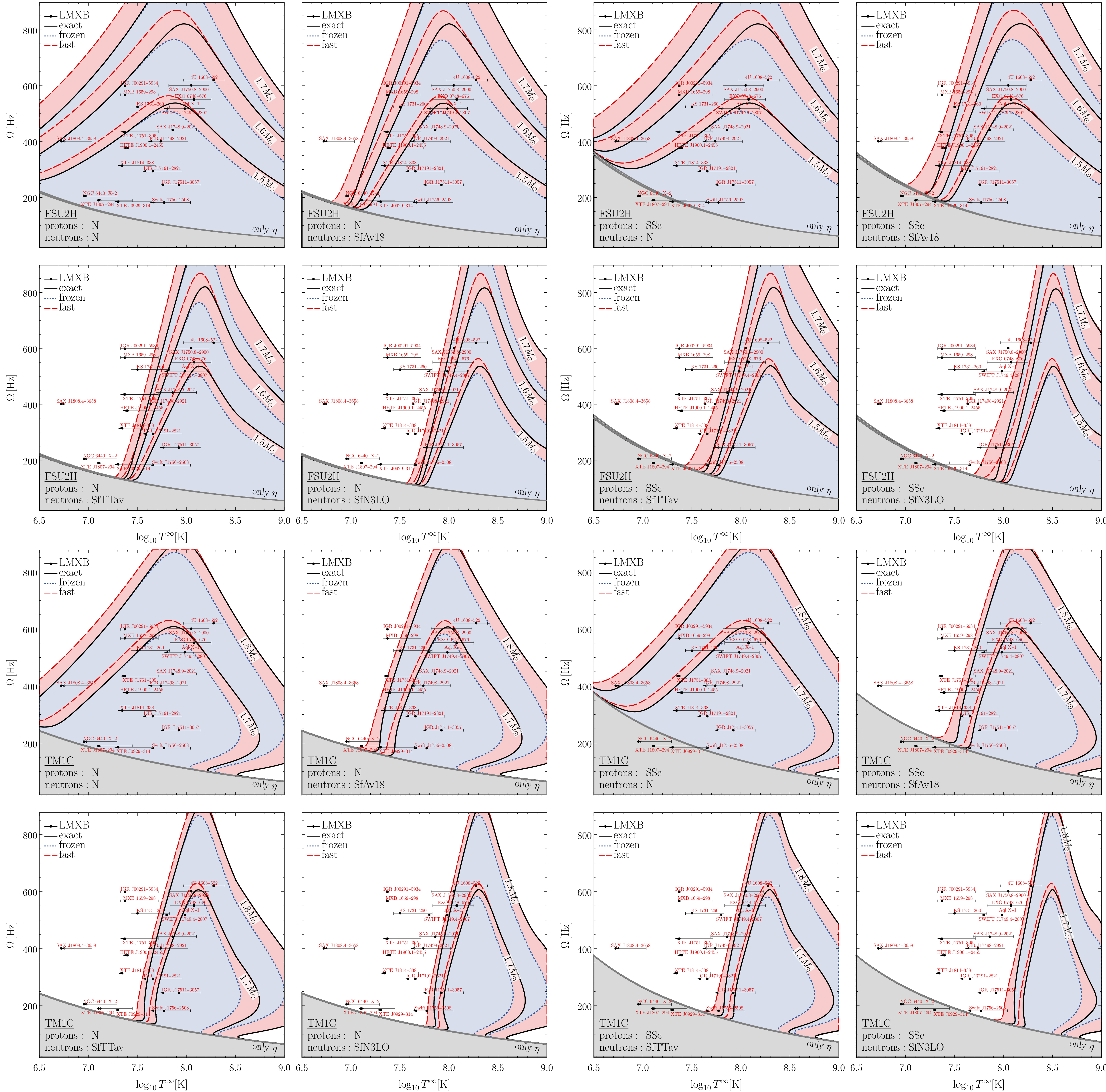


Рис. 1: Функция h для релятивистских (GR) и ньютоновских (Newt, не зависит от Ω) r -мод при разных Ω (в единицах скорости Кеплера $\Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$).

Окна неустойчивости при разных микрофизических условиях



Звездные модели

Мы моделируем НЗ как состоящую из легкой относительно тонкой ($\sim 0.1R$) баротропной коры и располагающегося под ней массивного небаротропного ядра. Мы описываем кору равновесным уравнением состояния BSk24 [5], а ядро – уравнением FSU2H из [6] или TM1C из [7]. Эти уравнения состояния основаны на релятивистской теории среднего поля, согласуются с существованием массивных ($M \approx 2M_\odot$) звезд, и предсказывают появление в звездах Λ - и (при достаточно высоких плотностях) Ξ^- -гиперонов. Мы рассмотрели $M = 1.5/1.6/1.7M_\odot$ FSU2H модели и $M = 1.7/1.8M_\odot$ TM1C модели.

Сверхтекучесть/проводимость

Рассматриваются разные комбинации состояний частиц. Гипероны – нормальные, протоны – нормальные (N) или сильно сверхпроводящие (SSc), нейтроны – нормальные (N) или сверхтекучие (Sf). Сверхпроводимость протонов моделируется выключением химических реакций с протонами. Сверхтекучесть нейтронов моделируется с помощью факторов подавления $\mathcal{R}_{12+34}$ в скоростях реакций: $\lambda_{12+34} \rightarrow \mathcal{R}_{12+34} \lambda_{12+34}$ [8]. Эти факторы определяются величиной щели в энергетическом спектре нейтронов. В расчетах мы используем фит [9] для щели из TTav модели, а также фиты щелей [10], полученных для Av18 и N3LO моделей ядерного взаимодействия.

Коэффициенты γ и ζ

Пользуясь законами термодинамики и сохранения частиц можно получить уравнение на лагранжево возмущение давления:

$$\Delta p + \gamma p_0 \text{div} \xi = -\zeta \text{div} \delta \mathbf{v}, \quad \delta \mathbf{v} = e^\nu \xi,$$

где γ – адиабатический индекс, а ζ – объемная вязкость. В расчетах мы используем фит для ζ из [3], а γ считаем по точной формуле

$$\gamma = \gamma_{\text{frozen}} \left[1 - \beta \frac{(\lambda/\lambda_{\text{max}})^2}{1 + (\lambda/\lambda_{\text{max}})^2} \right], \quad \lambda = \sum \lambda_{12+34},$$

где функции γ_{frozen} , β и λ_{max} определяются уравнением состояния. Помимо указанного точного значения (exact) мы используем значения в пределах $\lambda \ll \lambda_{\text{max}}$ (frozen) и $\lambda \gg \lambda_{\text{max}}$ (fast).

Заключение

Показано, что при консервативных предположениях о свойствах звездного вещества гиперонная объемная вязкость оказывается существенно более эффективным диссипативным механизмом, чем считалось ранее, и может приводить к подавлению CFS-неустойчивости r -мод в LMXB системах даже при учете эффектов нуклонной сверхтекучести/сверхпроводимости.

- [1] Andersson, Kokkotas 2001, Int.J.Mod.Phys.D 10:381-442
- [2] Chugunov 2017, PASA 34 e046
- [3] Ofengim et al. 2019, PRD 100 103017
- [4] Kraav et al. 2024, PRD 109 043012
- [5] Goriely et al. 2013, PRC 88 024308
- [6] Providência et al. 2019, Fr. Astron. Space Sci. 6 13
- [7] Gusakov et al. 2014, MNRAS 439 1 318
- [8] Серия работ Haensel et al. 2000-2002, A & A
- [9] Ho et al. 2015, PRC 91 1 015806
- [10] Ding et al. 2016, PRD 92 2 025802