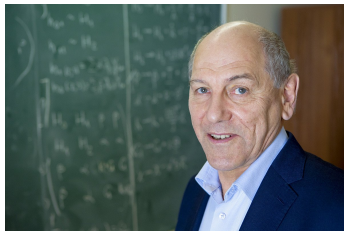


Поиски и ограничения на ультралегкую скалярную темную материю с помощью пульсарного тайминга

Константин Постнов, ГАИШ МГУ
Наталья Порайко, ГАИШ МГУ, MPIfR, Bonn

19 февраля 2025



План

- 1 Пульсарный тайминг
- 2 Ультралегкие псевдоскалярные бозоны как темная материя
- 3 Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ методом ПТ по интегральному эффекту Сакса-Вольфа
- 4 Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ по вращению плоскости поляризации пульсаров
- 5 Дискуссия и заключение

Пульсарный тайминг

Хронометрирование пульсаров

- Точность моментов прихода импульсов W/SNR (W – ширина импульса)

- Отношение сигнала к шуму: $\text{SNR} \propto S_{\text{psr}} \sqrt{t_{\text{obs}} \Delta f} \sqrt{\frac{P}{W}}$,

- Частота: $f(t) = f(t_0) + \dot{f}_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \ddot{f}_0(t - t_0)^2 + \dots$

Фаза:

$$N(t) = N_0 + \int_{t_0}^t f(t) dt = N_0 + f_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \dot{f}_0(t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \ddot{f}_0(t - t_0)^3 + \dots$$

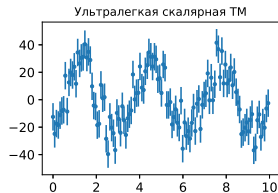
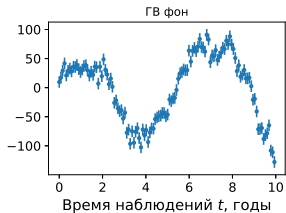
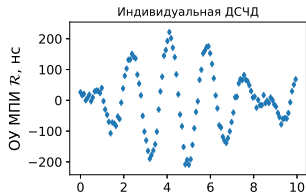
- При распространении периодического ЭМ сигнала в нестационарной метрике – красное смещение частоты (Сакс-Вольф)

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \int_{\lambda_e}^{\lambda_o} \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \hat{n}_i \hat{n}_j d\lambda \Rightarrow \text{отстаточные отклонения МПИ}$$

$$\mathcal{R}(T) = \int_0^T \frac{\Delta f(t)}{f} dt.$$

- \Rightarrow Пульсары как детекторы низкочастотных гравитационных волн (Сажин 1978, Детвейлер 1979)

Остаточные уклонения МПИ от астрофизических источников



Ультралегкие псевдоскалярные бозоны как темная материя

УЛТМ как классическое поле

Де-Бройлевская длина волны: $\lambda_{\text{dB}} = \frac{1}{m_a v} \sim 60 \text{ пк} \left(\frac{10^{-22} \text{ эВ}}{m_a} \right) \left(\frac{10^{-3}}{v} \right)$

Число заполнения:

$$\mathcal{N} = \frac{N}{d^3 x d^3 k} \simeq n \lambda_{\text{dB}}^3 \sim 10^{95} \left(\frac{\rho_{\text{DM}}}{0.4 \text{ ГэВ}^{-3}} \right) \left(\frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-4}. \quad (1)$$

- Поле ТМ из АПЧ с массой $\mathcal{O}(10^{-22})$ эВ когерентно осциллирует на масштабах $l_c \sim \lambda_{\text{dB}}$ на частоте $\omega = m_a$: $\varphi = A \cos(\omega t + \alpha(t))$ (с точностью до $\Delta\omega/\omega \sim v^2$)
- Не зависящая от времени плотность энергии $T_{tt} = \rho_{\text{DM}} = A^2 m_a^2 / 2$, осциллирующая часть т.э.и. мала: $\rho_{\text{DM}}^{\text{osc}} \sim (\nabla\varphi)^2 \sim k^2 m_a^2 = v^2 \rho_{\text{DM}}$.
- Малые колебания плотности ТМ на частоте $\boxed{\omega^{\text{osc}} = 2m_a}$,
 $T_{ij} = -\frac{1}{2} m^2 A^2 (\cos 2m_a t + 2\alpha(t)) = p \delta_{ij}$
- Осциллирующее давление \rightarrow колебания грав. потенциала

Осцилляции гравитационного потенциала

$$ds^2 = (1 + 2\Phi(x, t))dt^2 - (1 - 2\Psi(x, t))dx^2. \quad (2)$$

Ньютоновские потенциалы $\Psi_0 = \Phi_0$ из tt -компоненты у. Эйнштейна:

$$\Delta\Psi_0 = 4\pi GT_{tt} = 4\pi G\rho_{\text{DM}} \Rightarrow \Psi_0 \sim \frac{G\rho_{\text{DM}}}{k^2} \quad (3)$$

Переменный грав. потенциал:

$\Psi(x, t) \approx \Psi_s(x) \sin(\omega t + 2\alpha) + \Psi_c(x) \cos(\omega t + 2\alpha)$ как след ij -компонент у. Эйнштейна

$$-6 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + 2\Delta(\Psi - \Phi) = 8\pi GT^j_j = 24\pi Gp(x, t)$$

осциллирует на частоте $\omega = 2m_a$, что и давление $p(x, t)$.

$\Psi_c(x) \sim v^2 \Psi_0(x)$ (т.к. $k^2 = m_a^2 v^2$)

Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ методом ПТ по интегральному эффекту Сакса-Вольфа

Интегральный эффект Сакса-Вольфа

При распространении ЭМ сигнала в метрике (2)

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0} = \underbrace{\frac{\Phi(t_0) - \Phi(t)}{f_0}}_{\text{гр. кр. смещ.}} + \underbrace{\int_{t_0}^t (\partial_t \Phi - \partial_t \Psi) dt}_{\text{инт. эф. Сакса-Вольфа}} \quad (4)$$

Переходя к полной производной $\partial_t = d/dt - n_i \partial_i$ и интегрируя:

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \Psi(x, t) - \Psi(x_0, t_0) - \underbrace{\int_{t_0}^t n_i \partial_i (\Phi - \Psi) dt'}_{\text{быстроосц. ф. } \sim k/\omega \Psi \sim v \Psi} \quad (5)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta f(t)}{f_0} \approx \Psi(x, t) - \Psi(x_0, t_0) = \Psi_c(x) \cos(\omega t + 2\delta(x)) - \Psi_c(x_0) \cos(\omega(t - D) + 2\delta(x_0)) \quad (6)$$

След в пульсарном тайминге (Хмельницкий, Рубаков JCAP 2014)

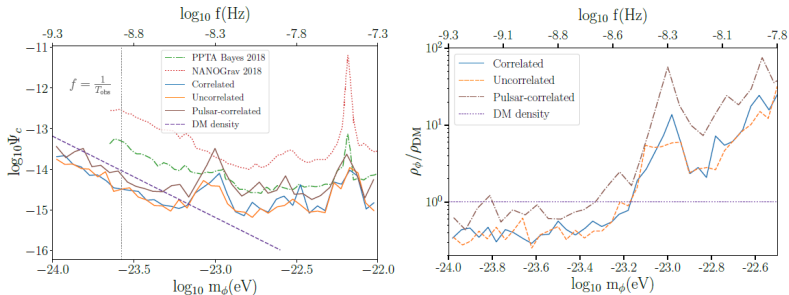
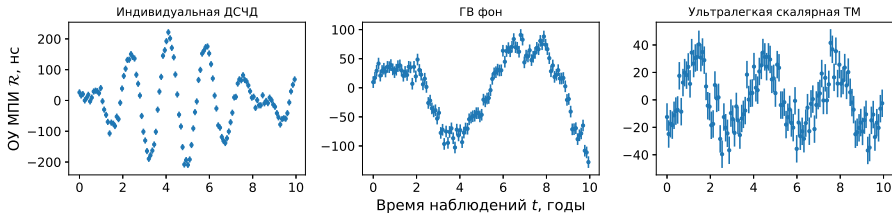
Амплитуда осцилляций поля:

$$\Psi_c(f) = \frac{\pi G \rho_\varphi(x)}{m_a^2} = \frac{G \rho_\varphi(x)}{\pi f^2} \approx 6.5 \times 10^{-18} \left(\frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-2} \left(\frac{\rho_\varphi}{0.4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right) \quad (7)$$

Остаточные уклонения МПИ

$$\mathcal{R}(t) = \int_0^t \frac{\Delta f(t')}{f_0} dt' = \frac{\Psi_c(x_e)}{\omega} \sin(\omega t + 2\delta(x_e)) - \frac{\Psi_c(x_o)}{\omega} \sin(\omega(t-D) + 2\delta(x_o)) \quad (8)$$

$$\sigma_{\text{TOA}} = \sqrt{\langle \mathcal{R}^2(t) \rangle} = \frac{1}{2} \frac{\Psi_c}{2m_a} \boxed{\approx 0.02 \text{ нс} \left(\frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-3} \left(\frac{\rho_\varphi}{0.4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right)} \quad (9)$$



Верхние пределы у.з. 95% на безразмерную амплитуду осцилляций скалярного поля Ψ_c (слева) и на долю УЛТМ в локальной плотности ТМ ρ_ϕ/ρ_{DM} (справа) (Smarra et al. 2023 PRL 131, 171001). $f = \omega/2\pi = \frac{m_a}{\pi} \approx 4.8 \times 10^{-8} \text{ Гц} \left(\frac{m_a}{10^{-22}\text{эВ}} \right)$

Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ по вращению плоскости поляризации пульсаров

Космическое двулучепреломление

- Массивное скалярное поле с неперенормируемой связью с ЭМ полем

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{g_{a\gamma}}{4}\varphi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi\partial^\mu a\varphi - m_a^2\varphi^2). \quad (10)$$

- Уравнения движения

$$\partial_t^2 \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = g_{a\gamma}(\partial_t\varphi\nabla \times \mathbf{A} + \partial_t\mathbf{A} \times \nabla\varphi), \quad \square\varphi + m_a^2\varphi = g_{a\gamma}\mathbf{E}\mathbf{B} \quad (11)$$

- Для $g_{a\gamma} \lesssim 10^{-12}\text{ГэВ}^{-1}$ и $B \sim \mathcal{O}(\text{мкГс})$, $g_{a\gamma}\mathbf{E}\mathbf{B} \ll m_a^2\varphi \Rightarrow$

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = A(\mathbf{x})(\cos(m_a t + \delta(\mathbf{x}))) \quad (12)$$

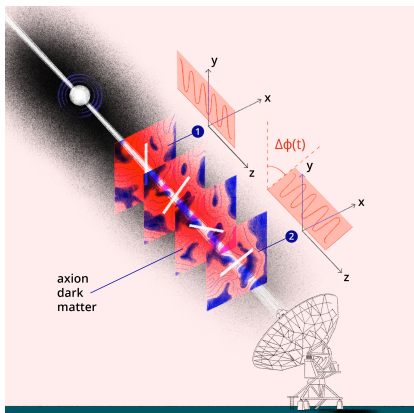
$$A = \frac{\sqrt{2\rho_{\text{DM}}}}{m_a} \approx 2.5 \times 10^{10} \text{ГэВ} \left(\frac{\rho_{\text{DM}}}{0.4 \text{ГэВ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{-22} \text{эВ}}{m_a} \right) \quad (13)$$

- Для плоских волн круговой поляризации (Fujita et al. 2019)

$$\omega_\pm^2 \mp g_{a\gamma}(\partial_t\varphi + \hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla\varphi)|k| = 0 \quad k \gg m_a, \Rightarrow \boxed{\omega_\pm \simeq k \pm \frac{1}{2}g_{a\gamma}(\partial_t\varphi + \nabla\varphi \cdot \hat{\mathbf{k}})} \quad (14)$$

- Поворот плоскости поляризации зависит только от амплитуд поля если $D < l_c \sim \lambda_{\text{dB}} = 1/(m_a v) \sim 60 \text{пк}(10^{-22} \text{эВ}/m_a)$, $T < \tau_c = 1/(m_a v^2) \sim 10^{13} \text{с}$

$$\Delta\theta = \frac{g_{a\gamma}}{2} \int_{t_p}^{t_e} \frac{d\varphi}{dt} dt = \frac{g_{a\gamma}}{2} [\varphi(t_e, x_e) - \varphi(t_p, x_p)] \equiv \frac{g_{a\gamma}}{2} \Delta\varphi \quad (15)$$



- Стохастические амплитуды из-за неоднородностей

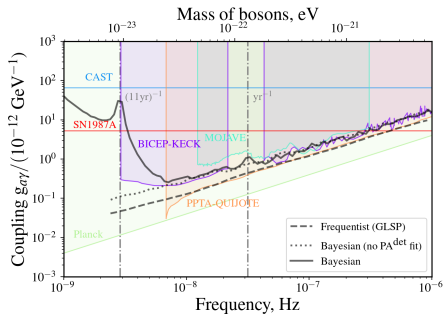
$$\Phi_a = \frac{g_{a\gamma}}{\sqrt{2}m_a} (\rho_e \alpha_e^2 + \rho_p \alpha_p^2 - 2\sqrt{\rho_e \rho_p} \alpha_e \alpha_p \cos \Delta)^{1/2}, \quad (16)$$

Типичное значение для фазы $\Delta = \pi$, $\rho_e = \rho_p = \rho_{DM}$ и $\alpha_e = \alpha_p = 1$

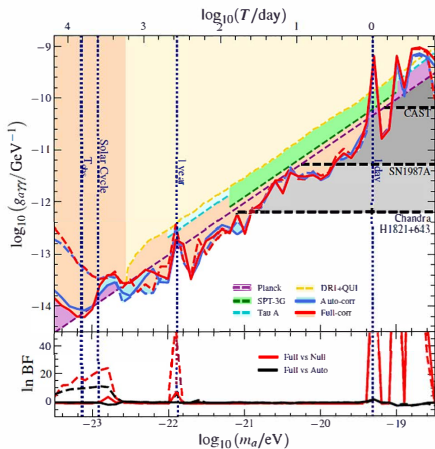
$$\Phi_a = g_{a\gamma} A \approx 0.025[\text{рад}] \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-12} \text{ ГэВ}^{-1}} \right) \left(\frac{\rho_{DM}}{0.4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{-22} \text{ эВ}}{m_a} \right) \quad (17)$$

Верхние пределы на константу связи $g_{a\gamma}$ из мониторинга поляризации пульсаров

- Фреквентистский
- Байесовский



EPTA: N.Porayko...KP... et al. 2025, PRD in press, arXiv:2412.02232

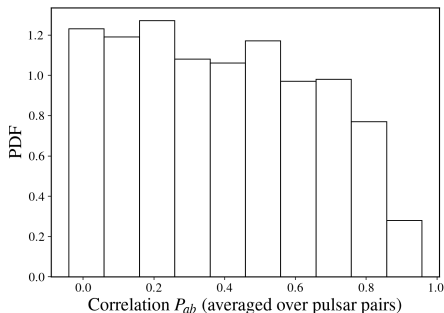
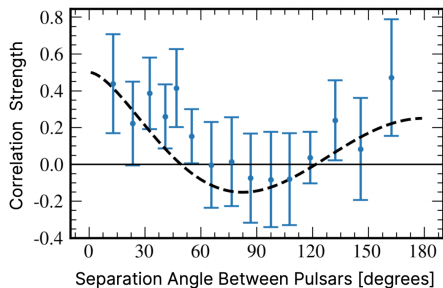


CPTA: Xiao Xue et al. arXiv:2412.02229

Дискуссия и заключение

Отличие УЛТМ от ГВ

- Монохроматический сигнал
- Форма корреляции между парами пульсаров



Квадрупольная корреляция

Хеллингса-Даунса ОИ МПИ для
изотропного стохастического ГВ фона.

Данные сети NANOGrav, 2023

Парные корреляции между ОУ поворота
плоскости поляризации пульсаров (Poraiko
et al. 2025)

Caveat emptor

- В остаточных отклонениях поляризационных наблюдений присутствует негауссов шум, связанный с эффектами распространения сигнала (магнитосфера пульсара, ионосфера Земли,) \Rightarrow недооценка ошибок
- В данных тайминга есть много систематик, особенно стохастических, которые могут снижать чувствительность метода к сигналу. Поляризационные данные открывают независимый канал поиска таких сигналов. Комбинированный анализ должен увеличить достоверность результатов.

Заключение

- Параметры ультралегкой скалярной темной материи (аксионоподобные частицы с массой $m_a \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ эВ) ограничиваются в прецизионных наблюдениях пульсаров
- УЛТМ создает колебания гравитационного потенциала на частоте $2\pi f = 2m_a \Rightarrow$ (почти) монохроматический сигнал (Хмельницкий и Рубаков 2014). Современные ограничения из ПТ: для $10^{-24.0} \lesssim m_a \lesssim 10^{-23.3}$ эВ $\rho_\varphi \lesssim 0.3$ ГэВ/см³ (Smarra et al. 2023). Метод позволяет ставить прямые ограничения на плотность ТМ.
- Осцилляции поворота плоскости поляризации пульсаров из-за космического двулучепреломления на частоте $2\pi f = m_a$ независимо ограничивают аксионную константу связи с калибровочным полем $g_{a\gamma}$ для масс АПЧ в диапазоне $6 \times 10^{-24} - 5 \times 10^{-21}$ эВ