Поиски и ограничения на ультралегкую скалярную темную материю с помощью наблюдений пульсаров

Константин Постнов, ГАИШ МГУ Наталья Порайко, MPfRA, Bonn

19 ноября 2024



Варшалович-90

План

Пульсарный тайминг

2 Ультралегкие псевдоскалярные бозоны как темная материя

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

Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ по вращению плоскости поляризации пульсаров



Пульсарный тайминг

Image: A matrix and a matrix

æ

Хронометрирование пульсаров

- Точность моментов прихода импульсов *W*/SNR (*W* ширина импульса)
- Отношение сигнала к шуму: SNR $\propto S_{\rm psr} \sqrt{t_{\rm obs} \Delta f} \sqrt{\frac{P}{W}}$,
- 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) $\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \int_{\lambda_e}^{\lambda_o} \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \hat{n}_i \hat{n}_j d\lambda \Rightarrow \text{отстаточные уклонения МПИ}$ $\mathcal{R}(T) = \int_0^T \frac{\Delta f(t)}{f} dt.$

4/20

く 伺 とう きょう とう とう

Остаточные уклонения МПИ от астрофизических источников



Ультралегкие псевдоскалярные бозоны как темная материя

6/20

УЛТМ как классическое поле

Де-Бройлевская длина волны: $\lambda_{\rm dB} = \frac{1}{m_a v} \sim 60 \ {\rm nk} \left(\frac{10^{-22} \Im B}{m_a} \right) \left(\frac{10^{-3}}{v} \right)$ Число заполнения:

$$\mathcal{N} = \frac{N}{d^3 x d^3 k} \simeq n \lambda_{\rm dB}^3 \sim 10^{95} \left(\frac{\rho_{\rm DM}}{0.4 \,\Gamma \mathrm{yB}^{-3}}\right) \left(\frac{m_a}{10^{-22} \,\mathrm{yB}}\right)^{-4}.$$
 (1)

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

Осцилляции гравитационного потенциала

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

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

$$\Delta \Psi_0 = 4\pi G T_{tt} = 4\pi G \rho_{\rm DM} \quad \Rightarrow \Psi_0 \sim \frac{G \rho_{\rm DM}}{k^2} \tag{3}$$

Переменный грав. потенциал:

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

$$-6\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + 2\Delta(\Psi - \Phi) = 8\pi G T^j{}_j = 24\pi G p(x, t)$$

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)

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

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

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

$$\Rightarrow \frac{\Delta f(t)}{f_0} \approx \Psi(x, t) - \Psi(x_0, t_0) =$$

$$\Psi_c(x) \cos(\omega t + 2\delta(x)) - \Psi_c(x_0) \cos(\omega(t - D) + 2\delta(x_0))$$
(6)

След в пульсарном тайминге (Хмельницкий, Рубаков ЈСАР 2014)

Амплитуда осцилляций поля:

$$\Psi_c(f) = \frac{\pi G \rho_{\varphi}(x)}{m_a^2} = \frac{G \rho_{\varphi}(x)}{\pi f^2} \approx 6.5 \times 10^{-18} \left(\frac{m_a}{10^{-22} \,\mathrm{sB}}\right)^{-2} \left(\frac{\rho_{\varphi}}{0.4 \,\mathrm{\Gamma sB \, cm^{-3}}}\right) \tag{7}$$

Остаточные уклонения МПИ

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

A D > A A P > A

∃ >



Верхние пределы у.з. 95% на безразмерную амплитуду осцилляций скалярного поля Ψ_c (слева) и на долю УЛТМ в локальной плотности ТМ $\rho_{\varphi}/\rho_{\rm DM}$ (справа) (Smarra et al. 2023 PRL 131, 171001). $f = \omega/2\pi = \frac{m_a}{\pi} \approx 4.8 \times 10^{-8} \, \Gamma \mu \left(\frac{m_a}{10^{-22} \text{3B}}\right)$

Ограничения на ультралегкую скалярную ТМ по вращению плоскости поляризации пульсаров

Космическое двулучепреломление

• Массивное скалярное поле с неперенормируемой связью с ЭМ полем

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

• Уравнения движения

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

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

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

$$A = \frac{\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{m_a} \approx 2.5 \times 10^{10} \,\,\mathrm{\Gamma yB} \left(\frac{\rho_{\rm DM}}{0.4 \,\,\mathrm{\Gamma yB} \,\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-22} \,\,\mathrm{yB}}{m_a}\right) \tag{13}$$

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

$$\omega_{\pm}^{2} \mp g_{a\gamma}(\partial_{t}\varphi + \widehat{\mathbf{k}} \cdot \nabla\varphi)|k| = 0 \quad k \gg m_{a}, \Rightarrow \boxed{\omega_{\pm} \simeq k \pm \frac{1}{2}g_{a\gamma}\left(\partial_{t}\varphi + \nabla\varphi \cdot \widehat{\mathbf{k}}\right)}$$
(14)

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

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

Константин Постнов



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

$$\Phi_{a} = g_{a\gamma}A \approx 0.025 \text{[pag]} \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-12} \,\Gamma_{9}\mathrm{B}^{-1}}\right) \left(\frac{\rho_{\mathrm{DM}}}{0.4 \,\Gamma_{9}\mathrm{B}\,\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-22} \,\mathrm{sB}}{m_{a}}\right) \tag{17}$$

э

Наблюдения РА пульсаров (N.Porayko...КР... et al. 2024, PRD subm.)



• Фреквентистский

• Байесовский



Верхние пределы на аксион-фотонную константу связи $g_{a\gamma}$

< AP

Дискуссия и заключение

(I) < ((()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) < (()) <

Отличие УЛТМ от ГВ

- Монохроматический сигнал
- Форма корреляции между парами пульсаров



Квадрупольная корреляция Хеллингса-Даунса ОИ МПИ для изотропного строхастического ГВ фона. Данные сети NANOGrav, 2023 $\begin{array}{c} 1.2 \\ 0.8 \\ 0.6 \\ 0.4 \\ 0.2 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.0 \\ 0.2 \\ 0.0 \\ 0.2 \\ 0.4 \\ 0.6 \\ 0.4 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 1.0 \\ 0.0 \\ 0.8 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 1.0 \\ 0.0 \\ 0.2 \\ 0.4 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 1.0 \\ 0.0 \\ 0.2 \\ 0.4 \\ 0.6 \\ 0.8 \\ 1.0 \\ 0.0 \\ 0.8 \\ 0.8 \\ 1.0 \\ 0.0 \\ 0.8 \\$

Парные корреляции между ОУ поворота плоскости поляризации пульсаров (Porayko et al. 2024)

Caveat emptor

- В остаточных уклонениях поляризационных наблюдений присутствует негауссов шум, связанный с эффектами распространения сигнала (магнитосфера пульсара, ионосфера Земли,) ⇒ 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 ултьтралегкой скалярной темной материи (аксионоподобные частицы с массой $m_a \sim 10^{-22} 10^{-23}$ эВ) ограничиваютя 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