

# Компактные объекты в астрофизике частиц

П.Г. Тиняков, С.Б. Попов, М.С. Пширков

по материалам обзорной статьи в *Universe*

- Тёмная материя (ТМ) и компактные объекты
  - Захват
  - Возможные наблюдаемые проявления
  
- Аксионы
  - Взаимодействие с ЭМ
  - Поиск в рентгене и радио
  - Ограничения из остывания БК

- Нейтронные звёзды (НЗ), белые карлики (БК). Чёрные дыры обсуждаться не будут.
- Экстремальные свойства – сверхвысокая плотность вещества и сверхвысокие поля, особенно в случае НЗ. На много порядков превышают достижимые в земных условиях – идеальное место для поиска физики за пределами Стандартной модели.

- Два механизма – захват на стадии компактного объекта из пролетающей ТМ и захват из субгало ТМ, образовавшегося параллельно с образованием звезды ГП и с самого начала гравитационно связанного с ней (Capela, Tinuyaikov, Pshirkov: 2013a, 2013b, 2014)
- Вклады обоих механизмов близки по порядку величины, но в первом механизме меньше неизвестных и он лучше изучен, в основном сконцентрируемся на нём.

- Есть максимальное значение темпа аккреции, которое задаётся геометрическим сечением захвата и соответствует 100% эффективности захвата всех частиц, пролетающих через НЗ.
- Для отдельной частицы со скоростью на бесконечности  $v$

$$\sigma_{\text{cross}} = \pi R_*^2 \left( 1 + \frac{2GM_*}{R_* v^2} \right) = \pi R_*^2 \left( 1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{v^2} \right)$$

Диск звезды

Грав. фокусировка

- Для НЗ  $v_{\text{esc}} \gg v$  и сечение определяется вторым членом
- Поправки ОТО --  $O(1)$

# Захват ТМ звёздами

- Чтобы получить оценку верхнего предела на полный темп захвата необходимо проинтегрировать по распределению частиц ТМ по скорости
- Для максвелловского распределения с дисперсией скорости  $\bar{v}$

$$F_{\max} = \left(\frac{8\pi}{3}\right)^{1/2} n R_*^2 \bar{v} \left(1 + \frac{3v_{\text{esc}}^2}{2\bar{v}^2}\right) \simeq \sqrt{6\pi} n R_*^2 v_{\text{esc}}^2 / \bar{v} = \sqrt{6\pi} n \frac{R_* R_g c^2}{\bar{v}}$$

- Для Солнца ( $\rho_{\text{DM}}=0.3$  ГэВ см<sup>-3</sup>)  $F_{\max} \sim 10^{30}$  ГэВ с<sup>-1</sup>, т.е. за время жизни может набрать макс  $10^{-10} M_{\odot}$
- Для НЗ темп ожидаемо ниже  $F_{\max} \sim 10^{26}$  ГэВ с<sup>-1</sup>,  $M_{\max} \sim 10^{-14} M_{\odot}$

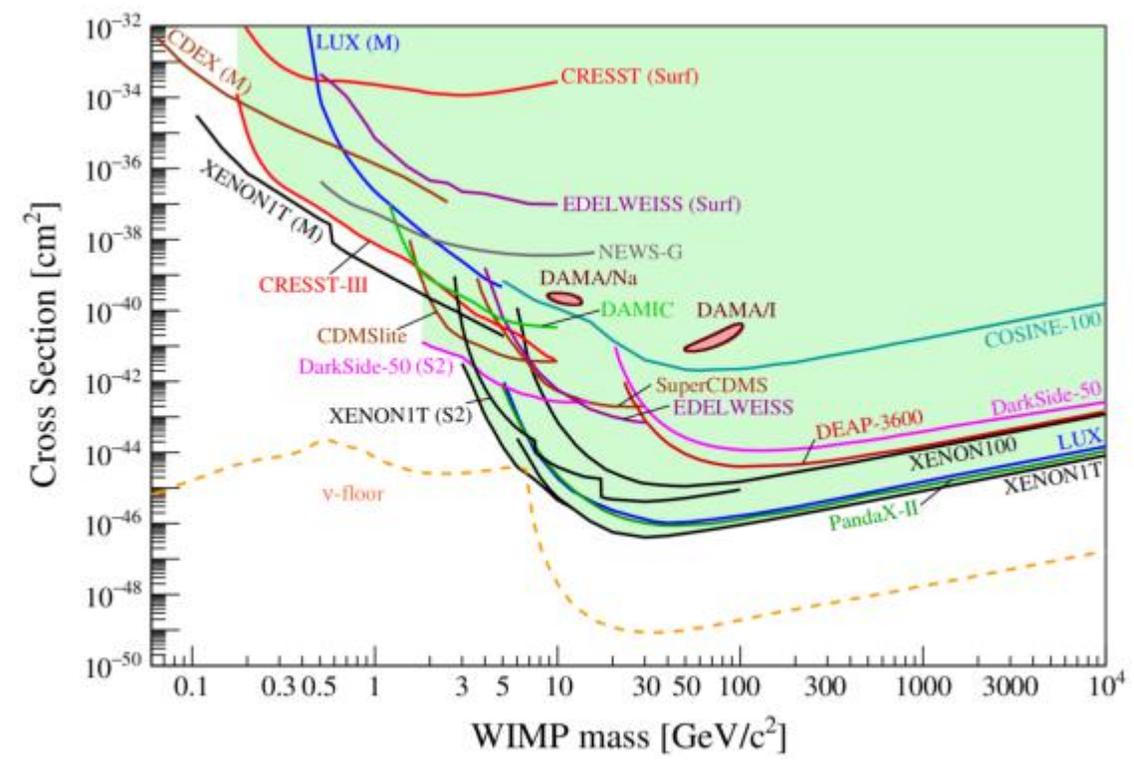
# Захват ТМ звёздами

- Это очень оптимистичная оценка сверху.
- Для захвата частицы ТМ она должна
  - провзаимодействовать с нуклоном НЗ (ядром в БК)
  - если да, то потерять достаточно энергии, чтобы стать связанной, изначально кин. энергия на бесконечности  $E > 0$
- Можно определить критическое сечение взаимодействия  $\sigma_{\text{cr}}$ , выше которого частица обязательно провзаимодействует хотя бы однажды,  $\sigma_{\text{cr}} = R_*^2 m_p / M_*$  
- Для НЗ может быть важен эффект Паули

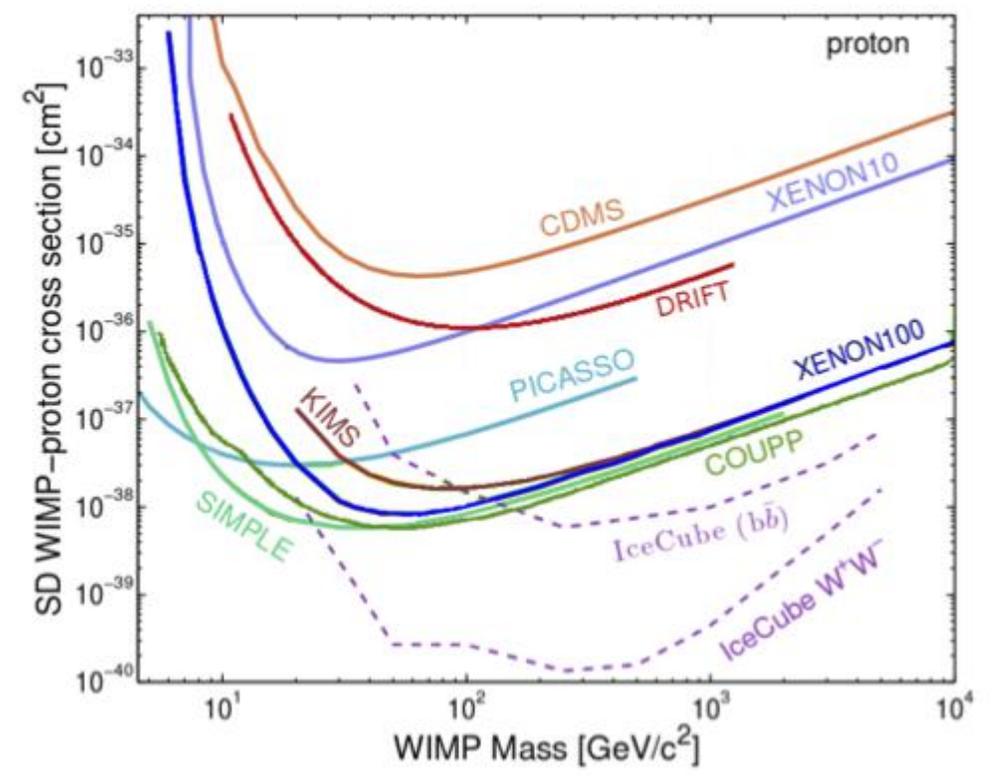
$\sigma_{\text{cr, Sun}}$	$\simeq 4 \times 10^{-36} \text{ cm}^2,$
$\sigma_{\text{cr, WD}}$	$\simeq 4 \times 10^{-40} \text{ cm}^2,$
$\sigma_{\text{cr, NS}}$	$\simeq 8 \times 10^{-46} \text{ cm}^2.$

# Захват ТМ звёздами

- Интересно сравнить с лабораторными ограничениями



Spin independent



Spin dependent

# Захват ТМ звёздами

- Не все частицы, которые пересекают НЗ, будут обязательно захвачены
- Частица должна потерять больше кинетической энергии на бесконечности
- Если  $E_{\text{loss}} \gtrsim m\bar{v}^2/2$ , то эффективный захват. Если это не выполняется, то лишь часть максвелловского распределения со скоростями  $v < \bar{v}$ , которые удовлетворяют  $mv^2/2 < E_{\text{loss}}$
- Можно оценить темп захвата

$$F = \sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}} R_* R_g}{m\bar{v}(1 - R_g/R_*)} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{3E_{\text{loss}}}{m\bar{v}^2}\right) \right] f$$

- Коэффициент  $f$  зависит от сечения рассеяния  $f = \sigma/\sigma_{\text{cr}}$  if  $\sigma < \sigma_{\text{cr}}$ ,  
 $f = 1$  otherwise.

# Захват ТМ звёздами

- Темп захвата  $F$  зависит от скобки  $\left[ 1 - \exp\left(-\frac{3E_{\text{loss}}}{m\bar{v}^2}\right) \right]$
- Две асимптотики:

$$F \simeq \begin{cases} \sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}} R_* R_g}{m\bar{v}} f & \text{at large } E_{\text{loss}} \gg m\bar{v}^2, \\ \sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}} R_* R_g}{m\bar{v}} \frac{3E_{\text{loss}}}{m\bar{v}^2} f & \text{at small } E_{\text{loss}} \ll m\bar{v}^2. \end{cases}$$

- Это общие выражения, которые применимы для любых типов ТМ (даже ПЧД с  $f=1$ ) и любых типов звёзд.
- От последнего зависит  $\sigma_{\text{cr}}$  и, следовательно,  $f$ .
- Также от него зависит  $E_{\text{loss}}$  и режим

# Захват ТМ звёздами

- Как определить  $E_{\text{loss}}$  ?
- Хорошая оценка -- при столкновении частицы ТМ, движущейся со скоростью  $\sim v_{\text{rel}}$  относительно протона(нейтрона), она теряет энергию  $E_{\text{loss}} \sim m_p v_{\text{rel}}^2 / 2$
- Относительная скорость приблизительно равна скорости убегания  $v_{\text{rel}} \sim v_{\text{esc}}$
- Очевидное преимущество НЗ -- скорость составляет  $\sim c/3$ .
- В этом случае мы находимся в режиме сильных потерь ( $E_{\text{loss}} \gtrsim m \bar{v}^2 / 2$ ) вплоть до  $m_{\text{DM}} \sim 1$  ТэВ.

# Термализация

- Первое рассеяние и потеря  $E_{\text{loss}} > E_{\infty}$  -- это лишь начало  
На первой стадии частица находится на сильно вытянутой орбите, пересекая поверхность звезды дважды за период.
- Во время пересечения происходят столкновения с материей звезды, при каждом теряется энергия  $E_0 = E_{\text{loss}}$ .
- Первая стадия заканчивается, когда орбита полностью внутри звезды, для НЗ с  $\sigma_{\text{cr}} \sim 10^{-45} \text{ см}^2$

$$t_1 \sim \frac{3\pi m R_*^{3/2} \sigma_{\text{cr}}}{4m_p R_g^{1/2} \sigma} \sqrt{\left| \frac{E_*}{E_0} \right|} \sim \frac{3\pi m R_*^{3/2} \sigma_{\text{cr}}}{4m_p R_g^{1/2} \sigma} \sqrt{\frac{m_{DM}}{m_p}} \sim 10 \text{ yr} \left( \frac{m}{100 \text{ GeV}} \right)^{3/2} \left( \frac{10^{-44} \text{ cm}^2}{\sigma} \right)$$

# Термализация

- На второй стадии идёт постоянная потеря энергии из-за столкновений и в конце концов ТМ оказывается в ядре за время:

$$t_2 = \frac{m}{c\rho_*\sigma} \sqrt{\frac{mc^2}{3kT_*}} \sim 100 \text{ s} \left( \frac{m}{100 \text{ GeV}} \right)^{3/2} \left( \frac{10^{-44} \text{ cm}^2}{\sigma} \right) \left( \frac{10^{14} \text{ g cm}^{-3}}{\rho_*} \right) \left( \frac{10^6 \text{ K}}{T_*} \right)^{1/2}$$

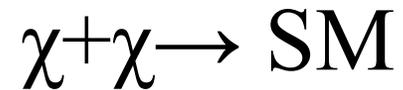
- Термализованные частицы образуют сферическое гало в центре звезды с радиусом:

$$r_{\text{th}} = \left( \frac{9T_*}{8\pi G\rho_*m} \right)^{1/2}$$

- Для  $m=100$  ГэВ в НЗ с  $T=10^6$  К радиус  $r_{\text{th}} \sim 0.5$  м

## Наблюдаемые последствия захвата.

- Зависит от типа ТМ-- симметричная/асимметричная
- Симметричная -- это, например, нейтралино. Частицы совпадают с античастицами и возможна самоаннигиляция



- В случае аннигиляции изменение количества ТМ в центре описывается уравнением:

$$\frac{dN(t)}{dt} = F - C_A N(t)^2$$

- $F$ -темпл захвата,  $C_A = \langle \sigma_A v \rangle / V$  -- удельный темпл аннигиляции

## Наблюдаемые последствия захвата.

- Очень быстро решение стремится к равновесию  $N=\text{const}$ :
$$\tau = 1/\sqrt{FC_A}$$
- Для характерной величины  $\langle\sigma_A v\rangle \sim 10^{-26}\text{cm}^3/\text{s}$   $\tau\sim\text{O}(1000\text{ c})$
- После этого темп аннигиляции будет определяться не сечением аннигиляции  $\sigma_A$  частиц тёмной материи, а темпом захвата (и сечением взаимодействия ТМ с СМ  $\sigma$ ). Темп аннигиляции равен  $F$ .
- Аннигиляция в частицы СМ (фотоны и др) будет вызывать нагрев центральной области

## Наблюдаемые последствия захвата.

- Используем для оценки чернотельный спектр. Для НЗ в окрестности Солнечной системы

$$T = \left( \frac{mF}{4\pi R_*^2 \sigma_B} \right)^{1/4} \sim 5000 \text{ K}$$

- Для более высоких темпов аккреции (больше концентрация ТМ, меньше скорости частиц)  $T$  может быть в несколько раз больше.
- Также значительная часть энергии будет выделяться даже без аннигиляции за счёт падения частиц ТМ в центр -- гравитационная переходит в нагрев.

## Наблюдаемые последствия захвата.

- Асимметричная ТМ не аннигилирует (хотя грав энергия выделяется по-прежнему)
- Возможен ещё более интересный вариант коллапса гало ТМ в чёрную дыру
- По мере накопления ТМ в гало радиусом  $r_{\text{th}}$  растёт её плотность  $\rho_{\text{DM}}$ . После выполнения условия  $\rho_{\text{DM}} > \rho_*$  начнётся сжатие облака ТМ.
- Дальнейшая судьба зависит от природы ТМ.
- Фермионы -- предел Чандрасекара  $N_{\text{min,f}} \sim \left(\frac{M_{\text{Pl}}}{m}\right)^3 = 2 \times 10^{51} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m}\right)^3$
- Комбинируя с темпом захвата, можно получить интересные ограничения на плоскости  $m$ - $\sigma$ .

## Наблюдаемые последствия захвата.

- У бозонов нет принципа Паули.
- Единственное противодействие -- принцип неопределённости Гейзенберга
- Коллапс бозе-эйнштейновского конденсата при гораздо меньшей массе захваченного вещества

$$N_{\min,b} \sim \left( \frac{M_{\text{Pl}}}{m} \right)^2 = 2 \times 10^{34} \left( \frac{100 \text{ GeV}}{m} \right)^2$$

- (Проблема) Гораздо чувствительнее к самодействию частиц. Предыдущая оценка получена в предположении отсутствия взаимодействия. Если ввести даже очень небольшую добавку, то это может заметно увеличить оценку  $N_{\min}$ .

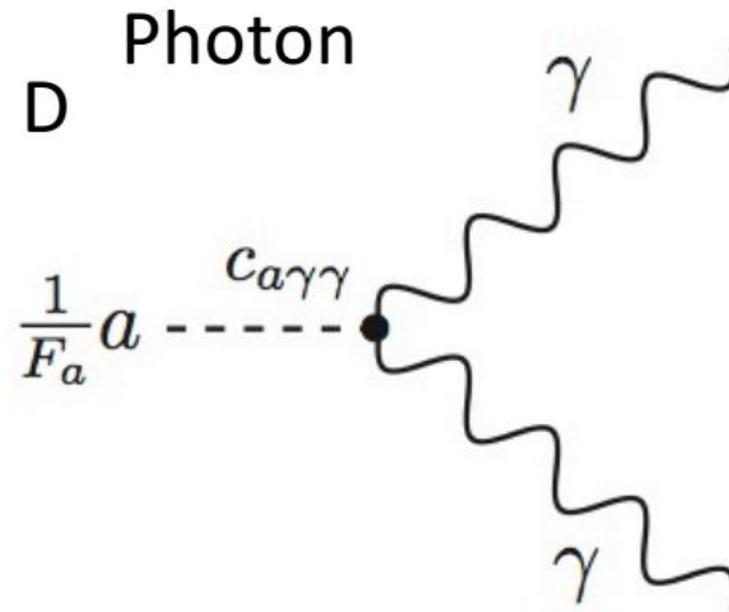
- Лагранжиан КХД имеет интересную особенность, которая в общем случае нарушала бы  $CP$ -симметрию

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \left( \frac{\theta g^2}{32\pi^2} \right) \text{tr } G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{a\mu\nu}$$

- Фаза  $\theta$  никак не зафиксирована и вполне может быть  $O(1)$ . С другой стороны экспериментальные ограничения  $\sim 10^{-10}$  (из электрического дипольного момента нейтрона)
- Странная малость.
- Решение PQ:  $\theta$  -- это новое поле, его величина может динамически стремиться к 0. Частицы, которые соответствуют этому полю -- *аксионы*.

# Аксионы

- Аксионы очень слабо взаимодействуют с частицами СМ
- Самым важным для нас является взаимодействие с ЭМ



- Первый вариант -- распад аксиона на два фотона. Избыток от скоплений галактик на частоте/энергии  $m_a/2$

- Если закрутим диаграмму в другую сторону, то получим
$$\gamma + \gamma \rightarrow a$$
- Что важно -- один из фотонов может быть виртуальным, т.е. из магнитного поля
- Т.н. эффект Примакова -- конверсия фотона в аксион (или обратно) при распространении в постоянном магнитном поле
- Лагранжиан системы фотонов и аксионов:

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

# Аксионы

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

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$$

$$\tilde{F}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$$

- Можно переписать в терминах электрического и магнитного полей:  
$$\frac{1}{4}g_{a\gamma\gamma}aF_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{4}g_{a\gamma\gamma}a\vec{E} \cdot \vec{B}.$$
- Уравнения аксионной электродинамики:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -g_{a\gamma\gamma}\vec{B} \cdot \nabla a,$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + g_{a\gamma\gamma}\dot{a}\vec{B} + g_{a\gamma\gamma}\nabla a \times \vec{E},$$

$$\square a + m_a^2 a = g_{a\gamma\gamma}\vec{E} \cdot \vec{B}.$$

Генерация аксионов

- Сила взаимодействия задаётся константой взаимодействия  $g_{a\gamma\gamma}$ .
- Если мы говорим об аксионе, который решает  $CP$ -проблему КХД, то есть связь между  $g_{a\gamma\gamma}$  и массой аксиона  $m_a$ .

$$g_{a\gamma\gamma} = g_\gamma \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_a}{m_\pi f_\pi}$$

- $g_\gamma$  зависит от конкретной реализации расширения СМ. В DFSZ (Dine–Fischler–Srednicki–Zhitnitsky)  $g_\gamma=0.36$ , KSVZ (Kim–Shifman–Vainshtein–Zakharov)  $g_\gamma=-0.97$ .
- $m_\pi=135$  МэВ -- масса пиона,  $f_\pi=93$  МэВ -- его постоянная распада

- Для классического аксиона существует связь между массой и константой взаимодействия,  $g_{a\gamma\gamma} \sim m_a$ , хотя бы теоретически возможно исключить существование аксиона в выбранной модели для какой-то массы, хотя для более лёгкого аксиона это становится всё более и более сложным
- Следующий шаг построения гипотез -- ALPs (axion-like particles). У них эти параметры развязаны, так что только ограничения на плоскости  $g_{a\gamma\gamma} - m_a$ .
- Т.к. для наблюдений разницы нет, мы дальше будем называть все их аксионами, неявно подразумевая и ALPs.

# Аксионы: конверсия

- Пусть ЭМ волна ( $\vec{E}$ ) распространяется в постоянном поле  $\vec{B}_0$ :

$$\begin{aligned}\square \vec{E} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) &= -g_{a\gamma\gamma} \ddot{a} \vec{B}_0 \\ \square a + m_a^2 a &= g_{a\gamma\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B}_0\end{aligned}$$

- Распространяется вдоль  $z$ ,  $\vec{B}_0$  постоянно и однородно
- Источник -- это скалярное произведение  $\vec{E}\vec{B}_0$ , поэтому
  - важна только поперечная компонента  $B_x$
  - только одна поляризация испытывает конверсию
- Сокращая  $e^{i\omega t}$

$$\begin{pmatrix} \omega^2 + \partial_z^2 - m_a^2 & \omega g_{a\gamma\gamma} B(z) \\ \omega g_{a\gamma\gamma} B(z) & \omega^2 + \partial_z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ E_{||} / \omega \end{pmatrix}$$

# Аксионы: конверсия

- Уравнение можно решать численно, а можно линеаризовать

$$\begin{pmatrix} \omega - i\partial_z - \frac{m_a^2}{2\omega} & \frac{g_{a\gamma\gamma}B(z)}{2} \\ \frac{g_{a\gamma\gamma}B(z)}{2} & \omega - i\partial_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ E_{||}/\omega \end{pmatrix} = 0$$

- Получаем уравнения типа Шрёдингера, описывающие поведению системы из двух состояний. Вероятность конверсии считается обычными методами

$$P(L) = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 B^2}{m_a^4/4\omega^2 + g_{a\gamma\gamma}^2 B^2} \sin\left(\frac{L\Delta_{osc}}{2}\right)$$
$$\Delta_{osc}^2 = m_a^4/4\omega^2 + g_{a\gamma\gamma}^2 B^2$$

$$P(L) = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 B^2}{m_a^4/4\omega^2 + g_{a\gamma\gamma}^2 B^2} \sin\left(\frac{L\Delta_{osc}}{2}\right)$$
$$\Delta_{osc}^2 = m_a^4/4\omega^2 + g_{a\gamma\gamma}^2 B^2$$

- Два режима:
  - $g_{a\gamma\gamma}B \gg m_a^2/2\omega$  -- сильное смешивание. Возможна 100% конверсия на длине  $l_{osc} = 2\pi/\Delta_{osc} = 2\pi/g_{a\gamma\gamma}B$ .
  - $g_{a\gamma\gamma}B \ll m_a^2/2\omega$  -- слабое смешивание. Амплитуда осцилляций подавлена
- Физическая причина -- скорости распространения массивного аксиона и безмассового фотона различаются и постепенно процесс выходит из фазы. Нужно сильное поле  $B$  для быстрой конверсии.

# Аксионы: конверсия в реалистичном сценарии

- Плазма и эффекты КЭД значительно изменяют простую картину:

$$\begin{pmatrix} \omega - i\partial_z + \Delta_a & \Delta_M \\ \Delta_M & \omega - i\partial_z + \Delta_{||} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ E_{||}/\omega \end{pmatrix} = 0$$

$$\Delta_a = -\frac{m_a^2}{2\omega}, \quad \Delta_M = \frac{g_{a\gamma\gamma} B \sin\Theta}{2}$$

$$\Delta_{||} = \Delta_{pl} + \Delta_{QED,||}$$

- Плазма замедляет фотоны:

$$\Delta_{pl} = -\frac{\omega_{pl}^2}{2\omega}, \quad \omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}}$$

- КЭД-поправки зависят от магнитного поля:  $\Delta_{QED,||} = \frac{7\alpha}{90} \omega \left(\frac{B}{B_{cr}}\right)^2 \sin^2\Theta$
- Вероятность немного меняется:  $B_{cr} = m_e^2/e = 4.4 \times 10^{13} \text{ G}$

$$P(L) = \frac{4\Delta_M^2}{(\Delta_{pl} + \Delta_{QED,||} - \Delta_a)^2 + 4\Delta_M^2} \sin\left(\frac{L\Delta_{osc}}{2}\right),$$
$$\Delta_{osc}^2 = (\Delta_{pl} + \Delta_{QED,||} - \Delta_a)^2 + 4\Delta_M^2.$$

# Аксионы: конверсия в реалистичном сценарии

$$P(L) = \frac{4\Delta_M^2}{(\Delta_{pl} + \Delta_{QED,\parallel} - \Delta_a)^2 + 4\Delta_M^2} \sin\left(\frac{L\Delta_{osc}}{2}\right),$$
$$\Delta_{osc}^2 = (\Delta_{pl} + \Delta_{QED,\parallel} - \Delta_a)^2 + 4\Delta_M^2.$$

- При определённых концентрациях плазмы возникает резонанс  $(\Delta_{pl} + \Delta_{QED,\parallel} - \Delta_a) = 0$  и возможна полная конверсия
- Вклад КЭД, в свою очередь, подавляет конверсию
- Разные зависимости от энергии фотона --  $\Delta_{pl}, \Delta_a \sim \omega^{-1}$ ,  $\Delta_M \sim \omega^0$ ,  $\Delta_{QED} \sim \omega$ .

# Аксионы: конверсия в реалистичном сценарии

$$\begin{aligned}\Delta_a &= -\frac{m_a^2}{2\omega} = -5 \times 10^{-16} \left(\frac{m_a}{1 \mu\text{eV}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right)^{-1} \text{eV} = \\ &= -2.538 \times 10^{-11} \left(\frac{m_a}{1 \mu\text{eV}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right)^{-1} \text{cm}^{-1}, \\ \Delta_{pl} &= -\frac{\omega_{pl}^2}{2\omega} = -\frac{2\pi\alpha n_e}{m_e\omega} = \\ &= -6.87 \times 10^{-15} \left(\frac{n_e}{10^{10} \text{cm}^{-3}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right)^{-1} \text{eV} = \\ &= -3.48 \times 10^{-10} \left(\frac{n_e}{10^{10} \text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right)^{-1} \text{cm}^{-1},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta_M &= \frac{g_{a\gamma\gamma} B \sin \Theta}{2} = 9.76 \times 10^{-10} \left(\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-10} \text{GeV}^{-1}}\right) \left(\frac{B}{10^{12} \text{G}}\right) \sin \Theta \text{eV} = \\ &= 4.94 \times 10^{-5} \left(\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-10} \text{GeV}^{-1}}\right) \left(\frac{B}{10^{12} \text{G}}\right) \sin \Theta \text{cm}^{-1}, \\ \Delta_{QED,\parallel} &= \frac{7\alpha}{90} \omega \left(\frac{B}{B_{cr}}\right)^2 \sin^2 \Theta = \\ &= 9.33 \times 10^{-5} \left(\frac{B}{10^{12} \text{G}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right) \sin^2 \Theta \text{eV} = \\ &= 4.73 \left(\frac{B}{10^{12} \text{G}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{1 \text{keV}}\right) \sin^2 \Theta \text{cm}^{-1}.\end{aligned}$$

- В области высоких энергий (рентген) чаще всего доминирует КЭД.

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left| \int_{R_0}^{\infty} dr' \Delta_M(r') e^{i\Delta_a r' - i \int_{R_0}^{r'} dr'' \Delta_{QED,\parallel}(r'')} \right|^2$$

# Аксионы: наблюдения в рентгене

- Один из первых способ астрофизического поиска следов аксионов (Raffelt&Stodolsky, 1988)
- Конверсия аксионов в фотоны:
  - аксионы образуются в горячем центре КО в процессе нуклонного (электронного в случае БК) аксионно-тормозного излучения  
 $n+n \rightarrow n+n+a$ ,  $e+e \rightarrow e+e+a$
  - образовавшиеся аксионы имеют спектр, близкий к ЧТ, пик приходится на энергию  $E \sim 3.3 T_c$ . Для  $T_c = 10^9$  К значительный поток аксионов в диапазоне 10-1000 кэВ
  - Поверхность НЗ гораздо холоднее,  $T_s \sim 10^6$  К и не будет давать вклад в этом диапазоне

# Аксионы: наблюдения в рентгене

- Один из первых способ астрофизического поиска следов аксионов (Raffelt&Stodolsky, 1988)
- Конверсия аксионов в фотоны:
  - аксионы образуются в горячем центре КО в процессе нуклонного (электронного в случае БК) аксионно-тормозного излучения  
 $n+n \rightarrow n+n+a$ ,  $e+e \rightarrow e+e+a$
  - образовавшиеся аксионы имеют спектр, близкий к ЧТ, пик приходится на энергию  $E \sim 3.3 T_c$ . Для  $T_c = 10^9$  К значительный поток аксионов в диапазоне 10-1000 кэВ
  - Поверхность НЗ гораздо холоднее,  $T_s \sim 10^6$  К и не будет давать вклад в этом диапазоне-

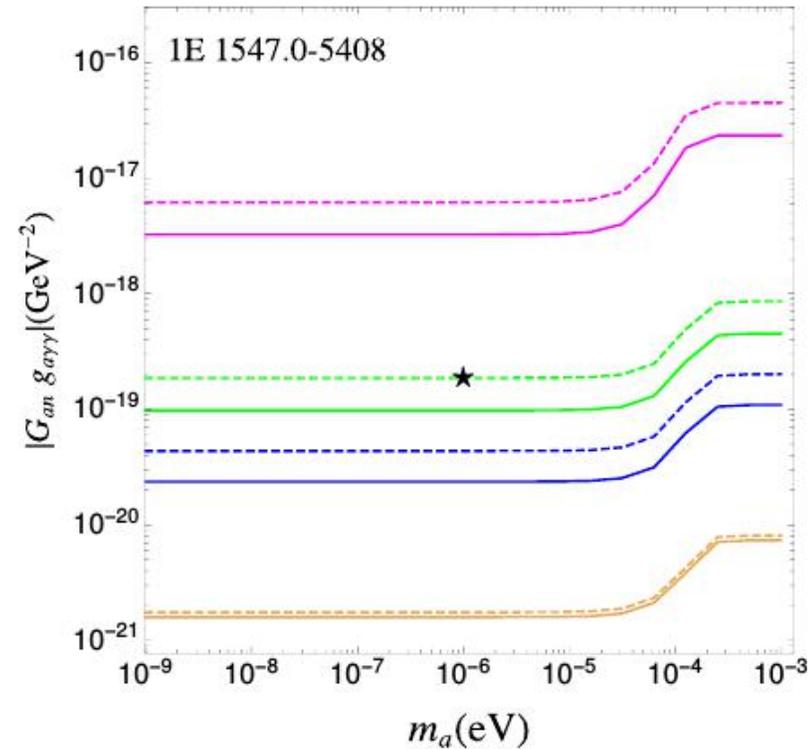
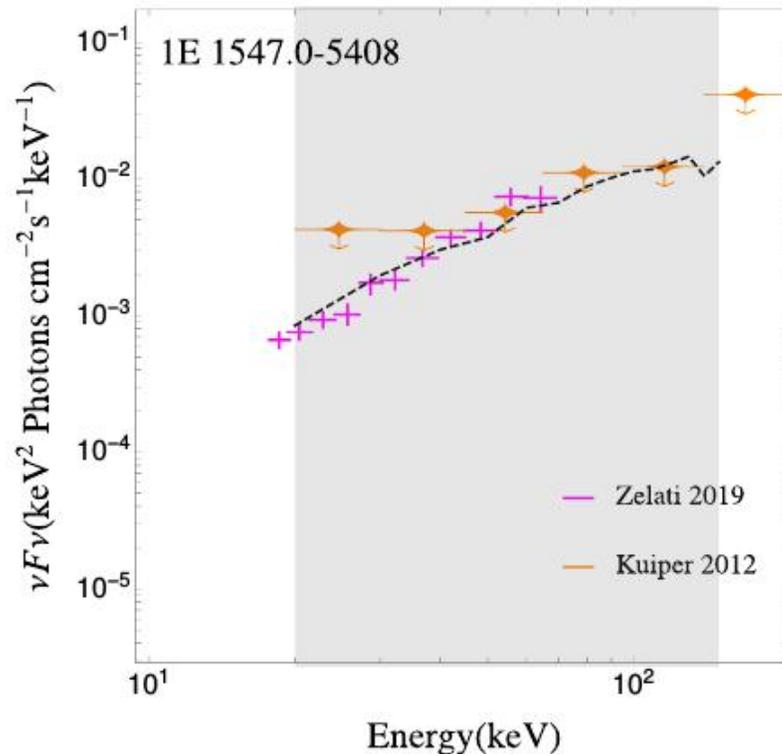
- В дипольном приближении для МП НЗ:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = 6 \times 10^{-3} \left( \frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-10} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^{2/5} \left( \frac{\omega}{1 \text{ keV}} \right)^{-4/5} \left( \frac{R_{NS}}{10 \text{ km}} \right)^{6/5} .$$

- Сворачивая эту вероятность с предвычисленным спектром аксионов можно получить ожидаемый сигнал.
- Также есть нетривиальный поляризационный сигнал -- конверсия будет приводить к появлению фотонов  $E_{\parallel}$ , т.н.  $O$ -моды. Модели атмосфер НЗ предсказывают, что излучение в основном в  $X$ -моды, так что детектирование даже небольшой добавки  $O$ -моды может быть свидетельством конверсии.

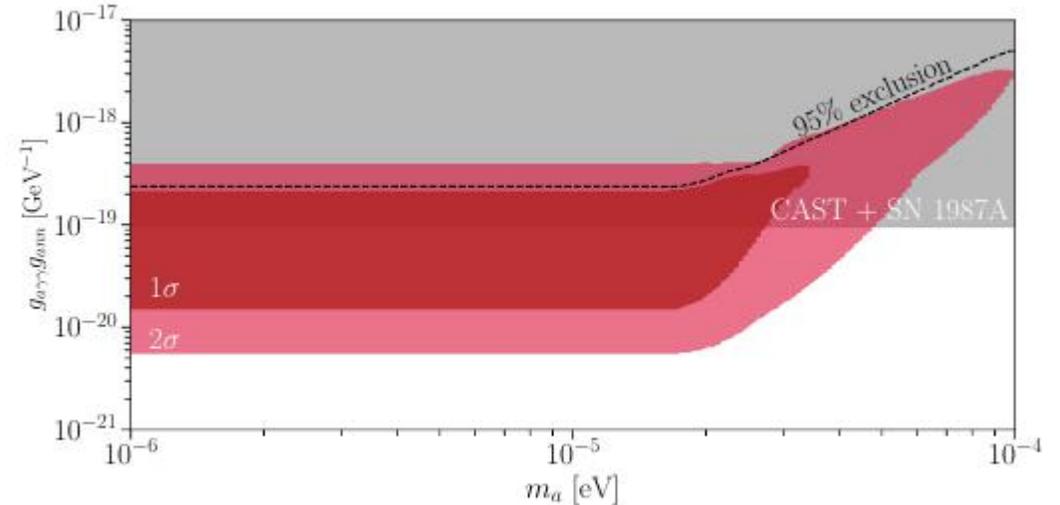
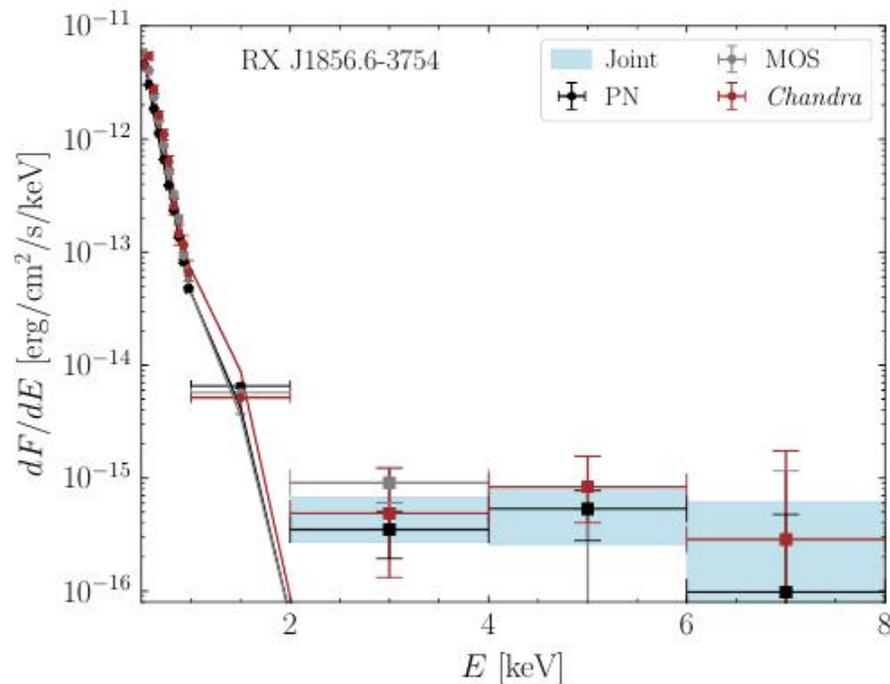
# Аксионы: наблюдения в рентгене -- ограничения

- Кандидаты-- магнитары.  $B > 10^{14}$  Гс,  $T_c \sim 10^9$  К. Минус --  $d \sim 5$  кпк.
- Пока самые сильные ограничения из наблюдений NuSTAR и INTEGRAL источника 1E 1547.0–5408 (Fortin et al, 2021)



# Аксионы: наблюдения в рентгене -- ограничения

- Кандидаты-- XDINs (M7).  $B > 10^{13}$  Гс и --  $d$ -0.1-0.5 кпк.
- Ещё интереснее --наблюдения XMM-Newton и Chandra указывают на избыток в 2-8 кэВ у RX J1856.6-3754
- Собственный спектр тепловой  $\sim 100$  эВ
- Может быть аксион,  $g_{a\gamma\gamma}g_{ann} \sim 4 \times 10^{-20}$  ГэВ<sup>-2</sup>



# Аксионы: наблюдения в рентгене

- Обратный процесс -- конверсия фотонов в аксионы тоже может быть использован для постановки ограничений
- Преимущество -- нет зависимости от  $g_{ann}/g_{aee}$ .
- Недостатки -- необходимо очень хорошо знать свойства атмосфер НЗ и моделировать излучение/распространение фотонов в них
- Ожидаемый эффект -- подавление потока в диапазоне высоких энергий, которое нетривиально зависит от вращательной фазы НЗ (Perna et al, 2012)
- Новый подход -- ослабление потока в оптике (Zhuravlev, Popov, Pshirkov, 2021). Теоретически можно проверить вплоть до  $g_{a\gamma\gamma} < 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}$

## Аксионы: наблюдения в радио и галоскопы

- НЗ и магнитные БК могут выступать в роли галоскопов -- если аксионы составляют ТМ, то в магнитном поле они могут превращаться в фотоны. Если мы говорим о  $m_a = (1-100) \times 10^{-6}$  эВ, то может наблюдаться радио сигнал. В отличие от рентгена наблюдения сразу указывают на  $m_a$ .
- Наблюдения М7 (опять) -- впервые предложены в (Пширков и Попов, 2007).
- Основная идея -- определяющее влияние плазмы, которое делает возможной резонансную конверсию нерелятивистских аксионов в области, где эффективная масса фотона сравнивается с массой аксиона.

## Аксионы: наблюдения в радио и галоскопы

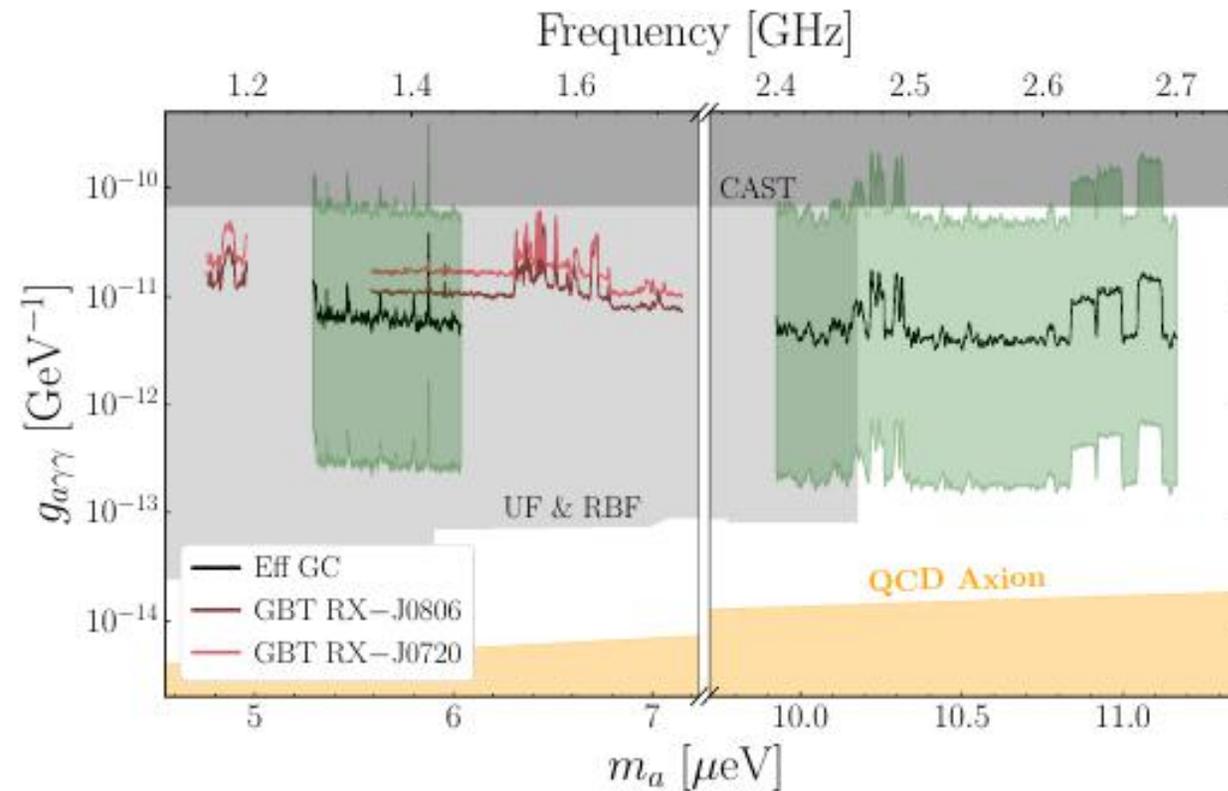
- Ширина сигнала небольшая -- в основном из-за доплеровского уширения, которое вызвано вращением магнитосферы НЗ

$$\frac{\delta f}{f} \sim \mathcal{O}\left(\frac{\Omega r_c}{c}\right) = 6 \times 10^{-4} \left(\frac{\Omega}{1 \text{ Hz}}\right) \left(\frac{r_c}{200 \text{ km}}\right) \quad \omega_{pl}(r_c) = m_a$$

- Получившиеся радиоволны нетривиально распространяются в этой плотной плазме -- сложные эффекты и 3D расчёты. Значительный прогресс в последние 3-4 года.

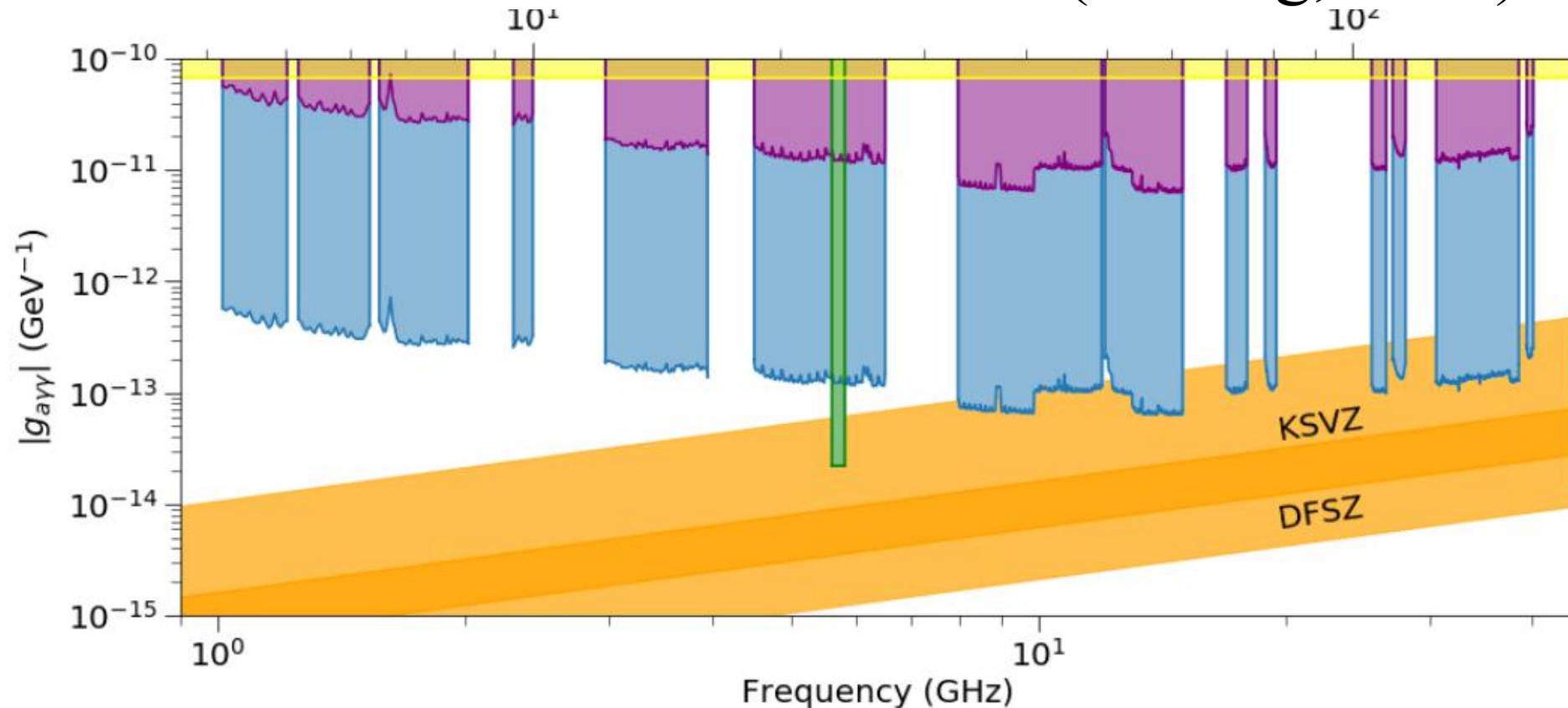
# Аксионы: наблюдения в радио и галоскопы

- Наблюдательные ограничения опять из М7. Наблюдения на Эффельсберг/GBT RX J0720.4–3125 и RX J0806.4–4123 (Foster et al, 2020).



# Аксионы: наблюдения в радио и галоскопы

- Очень интересным кандидатом является SGR1745-2900 в 0.1 пк от Sgr A\*. Возможное увеличение концентрации ТМ в  $10^5$ - $10^9$  раз.
- Наблюдения VLA в диапазоне 1-40 ГГц (Darling, 2020)



## Аксионы: FRB

- Практически сразу конверсия аксионов в фотоны в магнитосферах НЗ была предложена на роль механизмов FRB
- Часть аксионов находится в миникластерах массой  $10^{-12} M_{\odot}$ , конверсия значительной части такого миникластера может дать необходимую энергетику.
- Проблема в выживании такого миникластера -- он может быть очень рыхлым и будет разрушен приливными силами задолго до радиуса конверсии
- Ожидается спектр, близкий к монохроматичному, но наблюдаемый спектр FRB совсем другой.
- В лучшем случае незначительная доля всплесков.

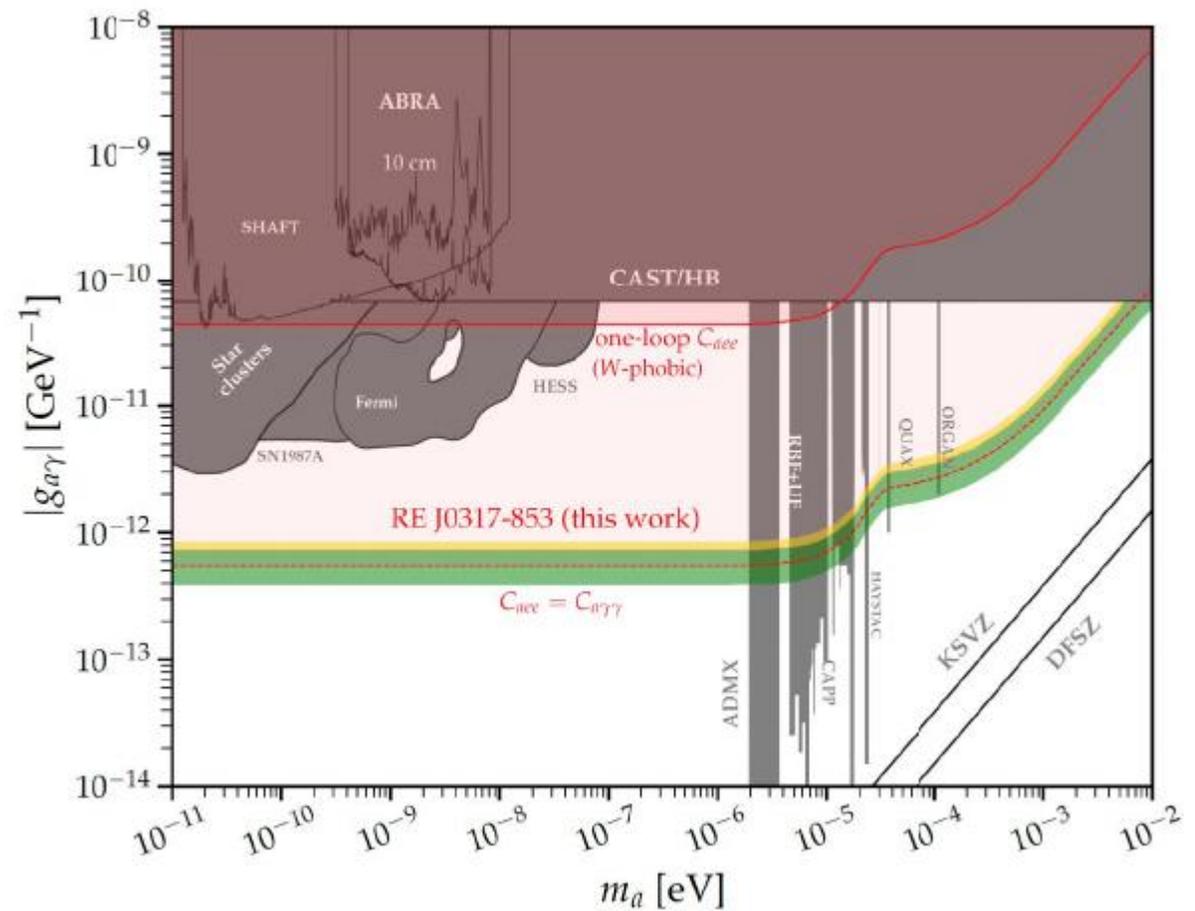
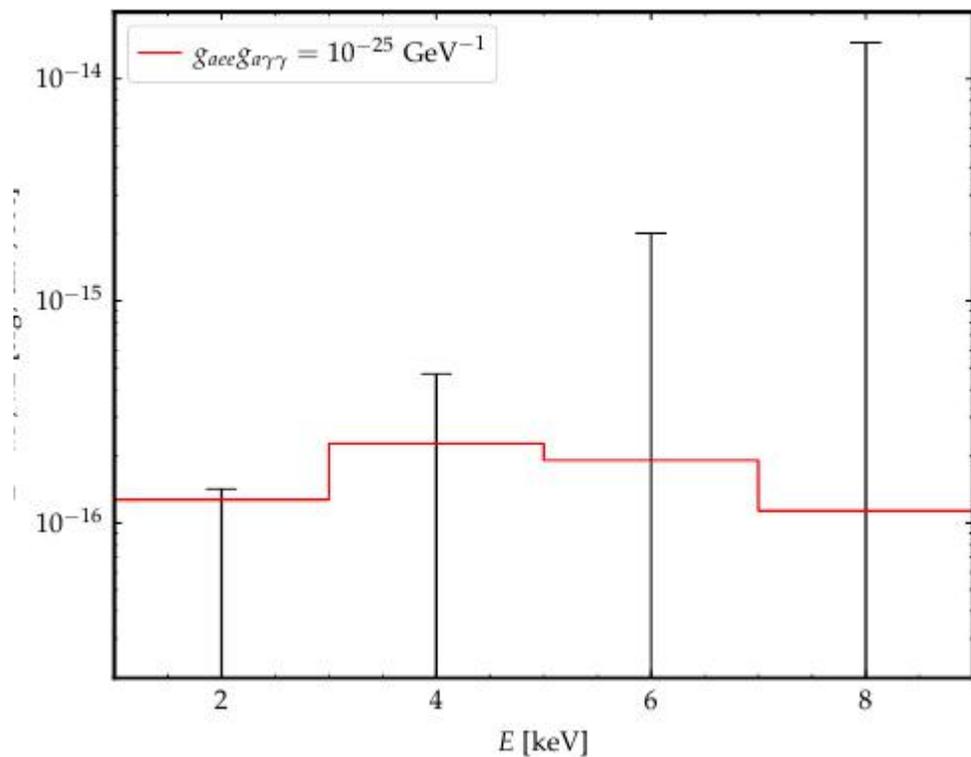
- Абсолютно аналогично случаю НЗ: в ядре БК образуются аксионы, которые уносят энергию и могут быть обнаружены, если они превратятся обратно в рентгеновские фотоны.
- Преимущества -- практически без фона, т.к. поверхность БК гораздо холоднее, чем ядро ( $T_c \sim 10^7$  К). Обширная магнитосфера с полями до  $10^8 - 10^9$  Гс также позволяет рассчитывать на сравнительно эффективную конверсию.

$$L_{ax} = 1.6 \times 10^{-4} \left( \frac{g_{aee}}{10^{-13} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{M}{1 M_\odot} \right) \left( \frac{T_c}{10^7 \text{ K}} \right)^4 L_\odot$$

- При условиях 100% конверсии  $F = 5 \times 10^{-13} d_{100}^{-2}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>

# Аксионы и БК

- Пока лучшие ограничения из наблюдения Chandra RE J0317-853 (Dessert et al, 2021)
- $g_{a\gamma\gamma} > 4 \times 10^{-13} \text{ ГэВ}^{-1}$



- Также в случае БК возможны не прямые ограничения
- Функция светимости  $n(L)$

$$n(L) = \int_{M_{low}}^{M_{up}} \Phi(M) \Psi(\Delta t) \tau_{cool}(L, M) dM.$$

начальная функция масс

темпы звездообразования

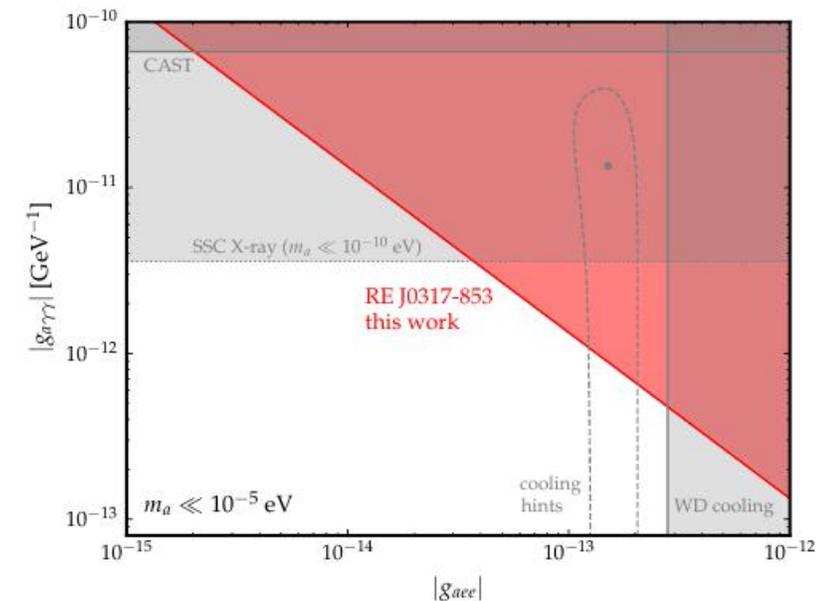
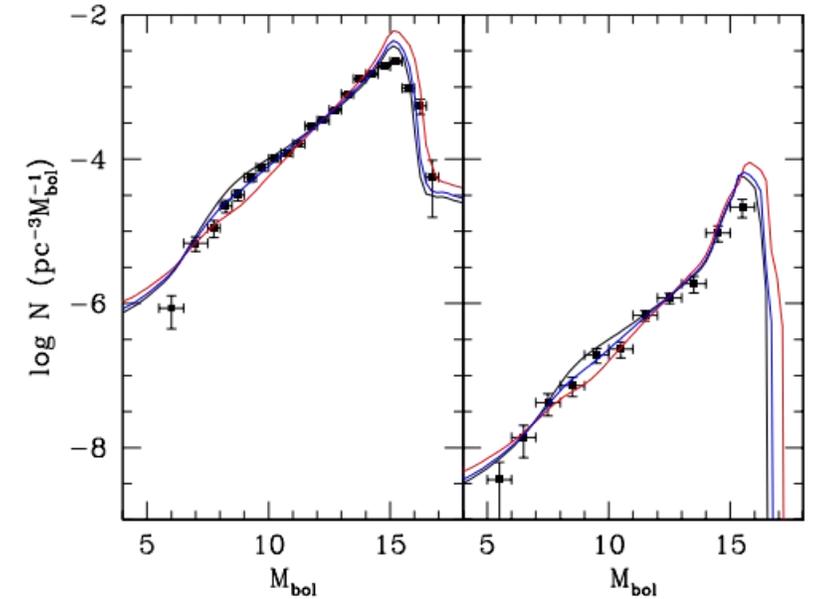
характерное время

остывания

- $n(L)$  сейчас измеряется с высокой точностью (SDSS, GAIA)
- Добавление доп. охлаждения помогает точнее её воспроизвести
- Есть неопределённости, например, точная история звездообразования, влияние аксионов на стадии АВГ.

# Аксионы и БК

- Один из свежих примеров (Isern et al, 2018)
- Добавление аксиона с  $g_{aee} = 2.24 \times 10^{-13} \text{ ГэВ}^{-1}$  помогает лучше воспроизвести  $n(L)$ .
- Есть некоторые противоречия с RE J0317-853



- Охлаждение можно наблюдать практически непосредственно
- Пульсации БК типа ZZ Ceti
- G117-B15A,  $T=12\,000$  К,  $M\sim 0.5 M_{\odot}$ .
- Наблюдается с 1970-х. ZZ Ceti увеличивают период

$$\dot{P}/P \propto -\dot{T}/T$$

- $P=215.2$  с       $\dot{P} = 5.47 \pm 0.82 \times 10^{-15}$  s

- Аксион может помочь:  $m_a \cos^2 \beta = 19.9_{-3.1}^{+2.1}$  meV

- $g_e \approx \frac{m_a m_e}{m_{\pi} f_{\pi}} = 4.07 \times 10^{-11} m_a$        $g_e \sim 8 \times 10^{-13}$

**СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!**

