

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
«МИФИ»

УДК 539.1.05

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ

**НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА КАК ДЕТЕКТОР СКРЫТОЙ
МАССЫ**

Студент

_____ С. О. Пугачев

Преподаватель,

д.ф.-м.н., профессор

_____ М. Ю. Хлопов



Москва 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1 Нейтронные звезды и все, что с ними связано	4
1.1 История	4
1.2 Строение нейтронных звезд	5
1.3 Температура нейтронных звезд	6
2 Взаимодействие частицы СМ с нейтроном	9
3 Обсуждение	14


ВВЕДЕНИЕ


На данный момент известны астрофизические наблюдения, которые указывают на существование скрытой массы (СМ) в нашей Вселенной. К ним относятся изучение скоростей вращения галактик [1], гравитационное линзирование [2], структура скопления Пули [3]. В настоящее время проводятся различные эксперименты по поиску частиц СМ. Эти опыты можно разделить на прямые, косвенные и коллайдерные. В экспериментах по косвенному поиску частиц СМ изучаются эффекты, связанные с аннигиляцией частиц и античастиц темной материи, в результате которой возникают частица и античастица Стандартной модели, например пары электрон-позитрон или протон-антипротон. В этих экспериментах измеряют отношение количества частиц к количеству античастиц в зависимости от энергии. На основе сравнения измеренных спектров с результатами расчетов, полученными для излучения от известных космических объектов, делаются выводы о существовании СМ. Другой вариант косвенных экспериментов состоит в измерении потока гамма-излучения, превышение которого над ожидаемым свидетельствует об аннигиляции частиц с античастицами СМ [4]. В третьем, коллайдерном, типе экспериментов осуществляется поиск частиц СМ, которые рождаются в результате аннигиляции кварка и антикварка.

В этой работе мы рассмотрим то, что можно было рассматривать как новый метод обнаружения СМ, взаимодействие частиц СМ с нейтронными звездами (НЗ). НЗ обладают крайне высокой плотностью, которая недостижима в земных лабораториях, это делает их отличными мишенями для исследования свойств СМ [5; 6]. При взаимодействии нейтронов с частицами СМ, вторые могут передать часть своей энергии и возможно произойдет повышение температуры НЗ [7]. Таким образом, вполне возможно, что наблюдение НЗ можно использовать для исследования СМ.

1. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ВСЕ, ЧТО С НИМИ СВЯЗАНО

1.1. ИСТОРИЯ

Нейтронные звезды - это крайне интересные астрономические объекты, которые были предсказаны теоретически до их открытия наблюдателями. В 1932 году Джеймс Чедвик открывает нейтрон, а уже в 1933 году Вальтер Бааде и Фриц Цвикки на съезде Американского физического общества сделали предсказание о существовании нейтронных звезд [8]. Они предположили, что такие объекты должны обладать высокой плотностью и малым радиусом.  Также они выдвинули предположение, что нейтронные звезды должны образовываться в результате взрыва сверхновой. Теперь необходимо было найти такие объекты, но расчеты показывали, что излучение в оптическом диапазоне от НЗ крайне слабое, чтобы обнаружить от оптических телескопов того времени.

Интерес к НЗ усилился в 1960-х годах, когда начала развиваться рентгеновская астрономия, так как теория предсказывала  что максимум их теплового излучения приходится на область мягкого рентгена. Однако неожиданно они были открыты в радионаблюдениях. В 1967 году Джоселин Белл, аспирантка Э. Хьюиша, открыла объекты, излучающие регулярные радиоимпульсы [8]. Это явление было объяснено узкой направленностью радиолуча от быстро вращающегося космического объекта — своеобразный «космический радиомаяк». Но любая обычная звезда разрушилась бы от центробежных сил при столь высокой скорости вращения. На роль таких «космических маяков» были пригодны только НЗ. Пульсар PSR B1919 + 21 считается первой открытой нейтронной звездой. В 1971 г. рентгеновским спутником «Ухуру» были зарегистрированы «рентгеновские пульсары», излучение которых объяснили аккрецией вещества на НЗ в тесной двойной системе.

1.2. СТРОЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

При описании строения НЗ можно выделить четыре основных области – внешняя и внутренняя кора, внешнее и внутреннее ядро. Строение НЗ показано на рисунке 11.

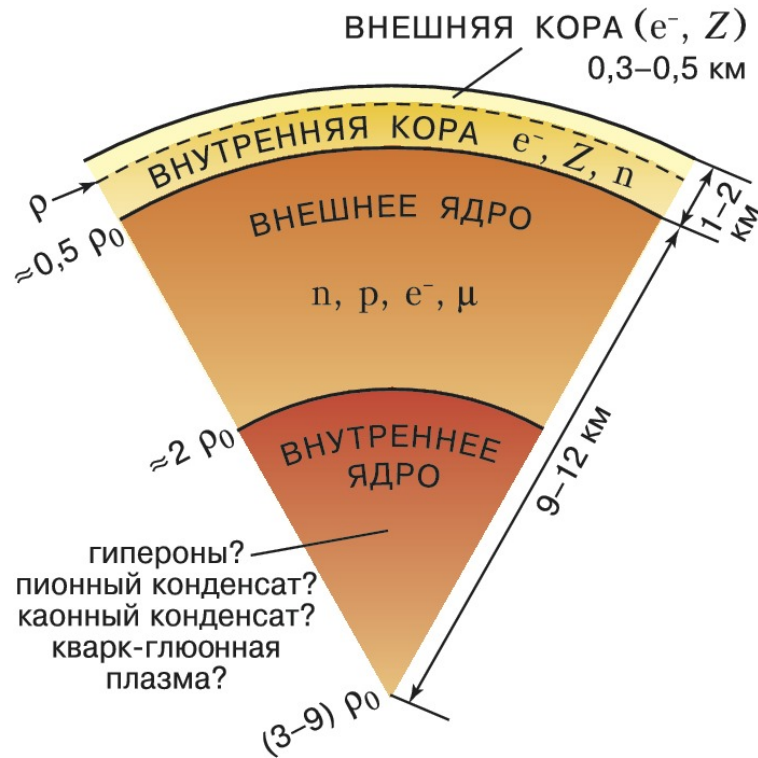


Рисунок 1.1

Внешняя кора по сравнению с остальными слоями крайне тонкая и обладает толщиной всего лишь в несколько сотен метров, она проходит от атмосферы до слоев где плотность $\rho_n \approx 10^{11}$ г/см³ [8]. Верхние слои коры состоят из невырожденного электронного газа, а те, что находятся глубже - вырожденный электронный газ. Под действием давления, оказываемого электронами, все атомы, которые находятся в слоях с $\rho \geq 10^4$ г/см³, ионизируются [8].

Толщина внутренней коры уже составляет около километра. Плотности в этой части нейтронной звезды лежат между ρ_n и $0,5\rho_0$, где ρ_0 — ядерная плотность. По мере роста плотности увеличивается доля свободных нейтронов в материи звезды, однако в коре так же присутствуют электроны и ядра с большим количеством нейтронов.

После внутренней коры следует внешнее ядро, толщина которого со-

ставляет несколько километров. Плотность внешнего ядра находится в интервале $0.5\rho_0 \leq \rho \leq 2\rho_0$. В состав внешнего ядра входят нейтроны с добавлением протонов, электронов и мюонов [8].

Плотность внутреннего ядра НЗ составляет $\rho \geq 2\rho_0$ и может достигать $(10 - 15)\rho_0$, а его радиус может быть равен нескольким километрам [8]. На данный момент нельзя точно сказать, что находится в ядре НЗ, т.к. плотность выше ядерной. Есть теории в которых, внутри звезды находится адронная материя (например, могут появляться Λ и Σ -гипероны), а также теория, что внутри ядра содержится кварковая материя.

1.3. ТЕМПЕРАТУРА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Изучение эволюции температуры во времени зависит от уравнения состояния НЗ, химического состава, массы, магнитного поля, но можно обобщить некоторые качественные общие закономерности. Как обсуждалось в [9], в начале процесса охлаждения температура T падает со временем экспоненциально, следовательно, вполне вероятно, что в отсутствие нагрева с помощью СМ, температура НЗ может упасть ниже $T < 10^3$ К. В процессе коллапса образующаяся нейтронная звезда приобретает быстрое вращение с периодом от 10^{-3} до нескольких секунд и магнитный диполь. Если магнитный диполь имеет угол смещения α с осью вращения, вращающаяся НЗ будет излучать энергию \dot{E} , определяемую выражением

$$\dot{E} = \frac{2}{3} B^2 R_{NS}^6 \Omega^4 \sin^2 \alpha \quad (1.1)$$

где B - значение магнитного поля, R_{NS} - радиус нейтронной звезды и $\Omega = 2\pi/P$ - ее угловая скорость для периода P , а α - угол между магнитной осью и осью вращения.

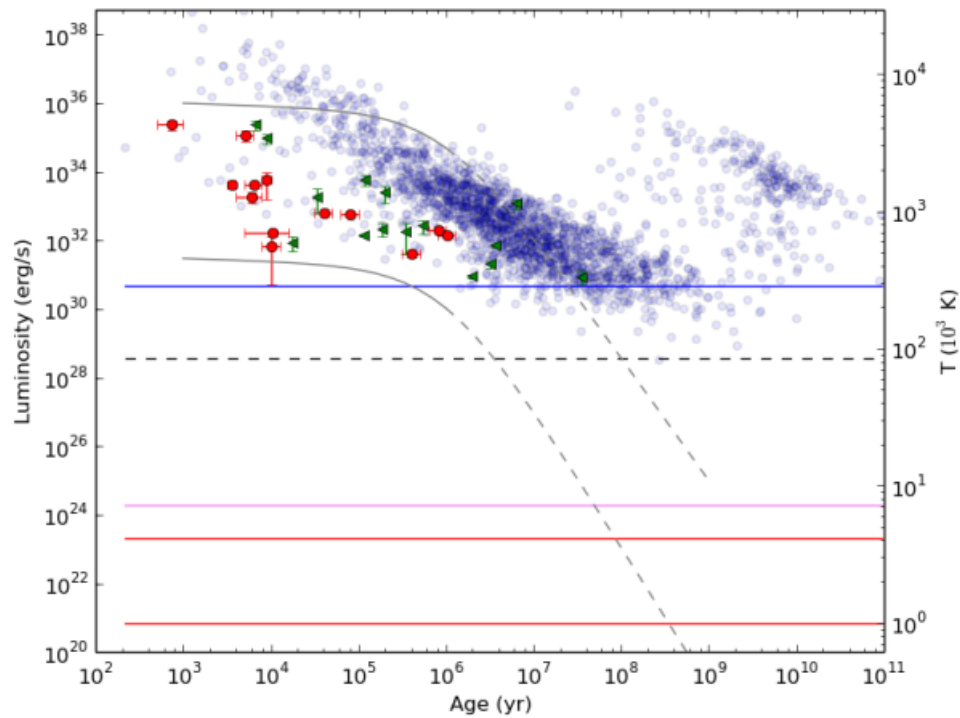
Для пульсаров период вращения P и его производная по времени \dot{P} хорошо измерены, также их можно посмотреть в каталоге [10], позволяющий оценить их возраст τ_c

$$\tau_c \equiv P/(2\dot{P}) \quad (1.2)$$

Предполагая, что увеличение периода обращения НЗ вызвано электромагнитным излучением, можно изучить полученные скорости излучения нейтронных звезд в зависимости от их возраста, чтобы экстраполировать, в каком возрасте они достигнут излучения, совместимого с тепловым излучением при $T \sim 10^3$ К.

Тепловое излучение НЗ было впервые зарегистрировано рентгеновскими телескопами HEAO2-Einstein и EXOSAT [11], в последние десятилетия XX века рентгеновское излучение эффективно использовалось для точного определения излучения нейтронных звезд с помощью ROSAT и ASCA, а в оптическом УФ-диапазоне с помощью космического телескопа Хаббл.

На рисунке представлено состояния современных знаний о наблюдении и излучении пульсаров. Полупрозрачные голубые кружки показывают



интенсивность излучения в предположении, что оно полностью объясняется торможением пульсаров в зависимости от возраста τ_c , определенно-го выше. Красные кружки представляют болометрическую светимость в сравнении с кинетической оценкой возраста нейтронной звезды. Зеленые треугольники представляют болометрическую светимость в зависимости от τ_c , что можно рассматривать как верхний предел фактического возраста нейтронной звезды. Горизонтальные сплошные линии представляют

температуры теплового излучения, соответствующие разным длинам волн, от рентгеновского до инфракрасного.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦЫ СМ С НЕЙТРОНОМ

Теперь необходимо понять каким образом частица СМ передает свою энергию нейтрону. Рассуждения основываются на преобразовании энергии отдачи в тепловую энергию [12]. Для этого необходимо вычислить энергию, которую получил нейтрон внутри НЗ при взаимодействии с частицами СМ. Переданная энергия будет соответствовать энергии отдачи полученной в экспериментах на Земле, но необходимо учитывать релятивистские эффекты. Релятивистские поправки возникают из-за того, что размер типичной НЗ составляет $R = 10$ км, а масса $M_\star = 1M_\odot$, отсюда следует, что вторая космическая скорость СМ будет равна $v_{esc} \sim 0.1c$, в этом гало вторая космическая скорость СМ будет равна $v_\chi \sim 10^{-3}c$. Найдем изменение энергии нейтрона входе взаимодействия с частицей СМ.

В лабораторной системе отсчета частица СМ будет иметь 4 - импульс $P_1^\mu = (E_1, \vec{p})$, 4 - импульс нейтрона $P_2^\mu = (E_2, 0)$, суммарный 4 - импульс системы равен

$$P_T^\mu = (E_1 + m_2, \vec{p}) \quad (2.1)$$

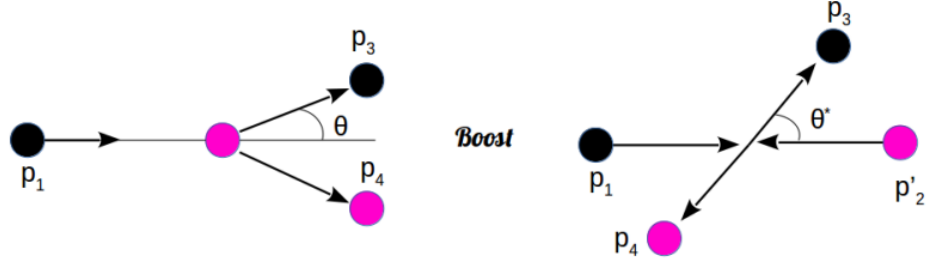
гамма фактор Лоренца γ и β равен:

$$\gamma = \frac{E_T}{\sqrt{P_T^\mu P_{T\mu}}} = \frac{E_1 + m_2}{\sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2}} \quad (2.2)$$

и,

$$\beta = \frac{p_T}{E_T} = \frac{\gamma m_1 v_1}{E_1 + m_2} \quad (2.3)$$

Теперь для удобства перейдем в систему центра масс(ЦМ), где 4 - импульс



нейтрона

$$P_2^\mu = (E_2', \vec{p}_2') \quad (2.4)$$

Воспользуемся преобразованием Лоренца чтобы найти энергию и импульс нейтрона в ЦМ

$$E_2' = \gamma(E_2 - \beta|\vec{p}_2|) = \gamma E_2, |\vec{p}_2'| = \gamma(|\vec{p}_2| - \beta E_2) = -\gamma\beta E_2 \quad (2.5)$$

отсюда получаем

$$\begin{aligned} E_4 &= \gamma(E_2' + \beta p_2' \cos \theta^*) = \gamma(E_2' + \beta(-\gamma\beta E_2) \cos \theta^*) \\ &= \gamma^2(1 - \beta^2 \cos \theta^*) E_2 \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$E_4 = \frac{(E_1 + m_2)^2}{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2} \left[1 - \frac{(\gamma m_1 v_1)^2}{(E_1 + m_2)^2} \cos \theta^* \right] E_2 \quad (2.7)$$

$$E_4 = \frac{E_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2 - (\gamma m_1 v_1)^2 \cos \theta^*}{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2} E_2 \quad (2.8)$$

учтем, что $E_1 = \gamma m_1$ а также, что $E_1^2 - m_1^2 = \vec{p}_1^2 = (\gamma m_1 v_1)^2$ энергия, которую передала частица СМ нейтрону ΔE_χ ,

$$\Delta E_\chi = E_4 - E_2 \quad (2.9)$$

$$\Delta E = \frac{\gamma^2 m_1^2 v_1^2 (1 - \cos \theta^*)}{m_1^2 + m_2^2 + 2\gamma m_1 m_2} E_2 \quad (2.10)$$

Кинетическая энергия, которую может передать частица СМ, примерно равна кинетической энергии на поверхности нейтронной звезды.

$$E_\chi = m_\chi + K_\chi = \gamma m_\chi \rightarrow K_\chi = m_\chi(\gamma - 1) \quad (2.11)$$

Энергия падающей частицы СМ изменяется за счет гравитационных взаимодействий. Оценим гамма-фактор на поверхности нейтронной звезды, используя закон сохранения энергии,

$$K_\chi^\infty = k_\chi^R - \frac{GMm_\chi}{R} \quad (2.12)$$

$$m_\chi(\gamma^\infty - 1) = m_\chi(\gamma^R - 1) - \frac{GMm_\chi}{R} \quad (2.13)$$

что подразумевает в,

$$\gamma^R = \gamma^\infty + \frac{GM}{R} \quad (2.14)$$

Энергия частицы СМ на поверхности нейтронной звезды равна

$$E_\chi^R = \gamma^R m_\chi \quad (2.15)$$

$$E_\chi^R = \left(\gamma^\infty + \frac{GM}{R} \right) m_\chi \quad (2.16)$$

Отсюда, скорость частицы СМ выражается через скорость убегания (v_{esc}) и с учетом гравитационных взаимодействий:

$$v_\chi^2 = v_\infty^2 + \frac{2GM}{R} = v_\infty^2 + v_{esc}^2 \quad (2.17)$$

где энергия, которую получает нейтрон

$$\Delta E = \frac{\gamma^2 m_1^2 (v_\infty^2 + v_{esc}^2) (1 - \cos \theta^*)}{m_1^2 + m_2^2 + 2\gamma m_1 m_2} E_2 \quad (2.18)$$

Теперь найдем температуру, которую приобретает НЗ взаимодействуя с СМ. Конечная температура, приобретаемая НЗ, зависит от скорости взаимодействия, которая характеризуется максимальным прицельным параметром $b_{max} = \left(\frac{2GMR}{v_\chi^2} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{2GM}{R} \right)^{1/2}$, для которого СМ в гало пересекает нейтронную звезду [25]. Тогда поток СМ, проходящий через НЗ, равен

$$\dot{m} = \pi b^2 v_\chi \rho_\chi \quad (2.19)$$

где ρ_χ — плотность СМ в гало. Скорость, с которой передается кинетическая энергия, определяется выражением

$$\dot{E} = \frac{E_\chi^R m}{m_\chi} f \quad (2.20)$$

f представляет собой эффективность захвата. Оно зависит от соотношения между сечением рассеяния частиц СМ $\sigma_{\chi n}$ на нейтронах и сечением насыщения σ_S , выше которого захватывается вся СМ, так что

$$f = \min(\sigma_{\chi n}/\sigma_S, 1) \quad (2.21)$$

Другими словами, частица СМ будет захвачена, если выделенная энергия превысит ее первоначальную кинетическую энергию в гало вдали от нейтронной звезды. Сечение насыщения зависит от геометрического сечения нейтронной звезды $\sigma_0 = \pi(m_n/M_\star)R^2$, которое изменяется в зависимости от массы СМ.

Как упоминалось выше, должны быть учтены релятивистские эффекты. Они повлияют на эффективную температуру нейтронной звезды T_\star , наблюдаемую на Земле [13]. Температура нейтронной звезды может быть описана спектром черного тела, следовательно, светимость будет равна $\mathcal{L}_\star = 4\pi\sigma_B R^2 T_\star^4$. Эффективная температура T_{NS} обнаруженная удален-

ным наблюдателем, равна

$$T_{NS} = T_{\star} \sqrt{1 - \frac{2GM_{\star}}{R}} \quad (2.22)$$

где

$$\mathcal{L}_{\star} = \dot{E} = \frac{E_{\chi}^R \dot{m}}{m_{\chi}} f = 4\pi\sigma_B R^2 T_{\star}^4 \quad (2.23)$$

температура

$$T_{NS} = \left[\frac{(\gamma^R - 1)b_{max}^2 v_{\chi} \rho_{\chi}}{\sigma_B R^2} \right]^{1/4} \left(1 - \frac{2GM_{\star}}{R} \right)^{1/2} f^{1/4} \quad (2.24)$$

для типичной нейтронной звезды (радиус и масса), улавливающей весь проходящий поток СМ, получают

$$T_{NS} \sim 1750 f^{1/4} [K] \quad (2.25)$$



3. ОБСУЖДЕНИЕ

Предполагаем, что частица СМ представляет собой фермион Дирака, который взаимодействует с кварками с константой связи g через скалярную частицу. Зависимость сечения рассеяния СМ на нейтронах представлено на рисунке 3.1

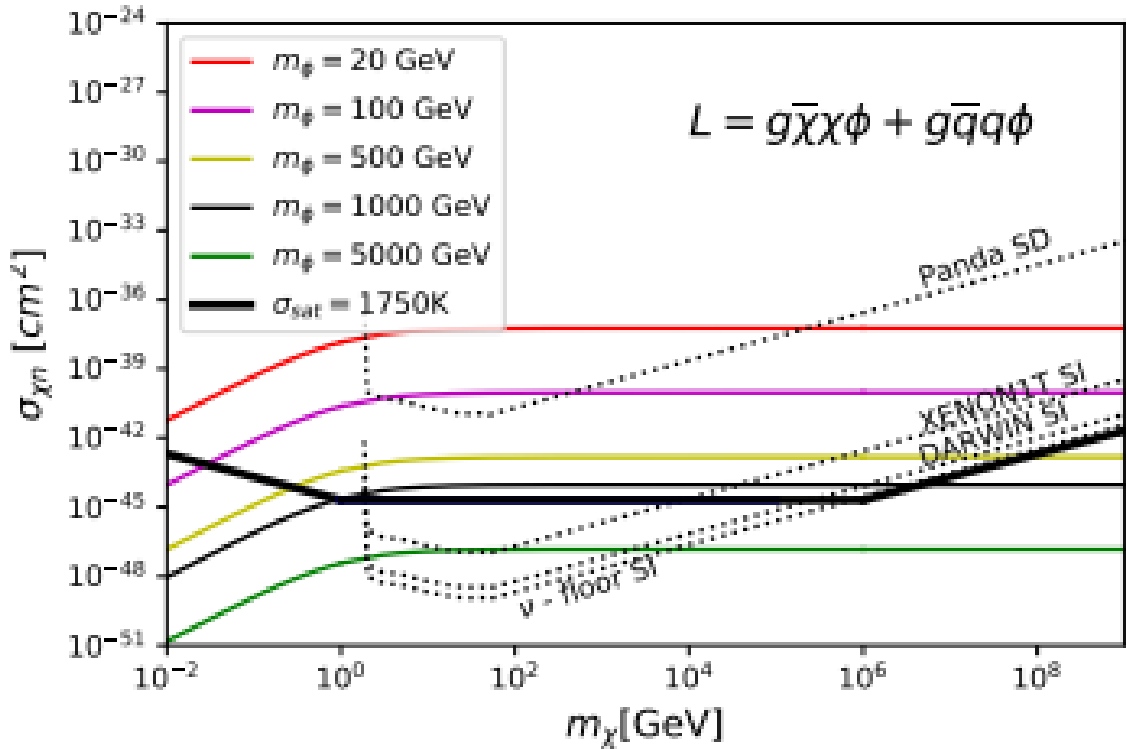


Рисунок 3.1 — Сечение рассеяния СМ на нейтронах $\sigma_{\chi n}$ как функция массы СМ для нескольких значений скалярного медиатора. Сплошные линии соответствуют различным сценариям, а заостренные линии соответствуют верхним пределам $\sigma_{\chi n}$, установленным экспериментальными коллаборациями PANDA, LUX и XENON. Сплошная черная линия σ_{sat} соответствует сечению насыщения, при котором все частицы СМ, проходящие через нейтронную звезду, захватываются и обеспечивают максимальный нагрев.

Черные пунктирные линии представляют собой наиболее строгие текущие ограничения из экспериментов по прямому обнаружению рассеяния частиц СМ. Толстая черная сплошная линия ограничивает сечение насыщения, при котором достигается максимальный нагрев. Цветные линии

учитывают рассеяние СМ на нейтронах при различных значениях массы медиатора в диапазоне от 20 ГэВ до 5000 ГэВ. Скалярный медиатор, может вызвать значительный нагрев нейтронной звезды до 1750 К при: (1) $m_\chi < 1$ ГэВ и $m_\phi < 1$ ТэВ; (2) $m_\chi > 10^7$ ГэВ и $m_\phi \sim 1$ ТэВ. Если будущие наблюдения смогут измерить температуры нейтронных звезд примерно до 1000 К, мы сможем определить наличие взаимодействий СМ, найдя плато в распределении температуры нейтронных звезд при $\sim 10^3$ К. Подчеркнем, что цветные линии над толстой черной сплошной линией, ограничивающей сечение насыщения, нагревающего НЗ до температуры 1750 К, тогда как линии под этой толстой черной сплошной линией производят температуру ниже 1750 К. Сечение данного процесса выглядит следующим образом

$$\sigma_S = \frac{g^4}{\pi} \frac{\mu_{\chi n}^2}{(p_{\chi n}^2 - m_\phi^2)^2} \quad (3.1)$$

где $p_{\chi n} = \sqrt{2m_n \Delta E}$ переданный нейтрону импульс при рассеянии на нем частицы СМ, $\mu_{\chi n}$ приведенная масса.

Чтобы лучше понять значимость линий, показанных на рисунке 3.1 под кривыми сечения насыщения отобразили на рисунке 3.2 эволюцию температуры нейтронной звезды в зависимости от массы СМ. Глядя на зеленую линию на первой панели рисунке 3.1 для $m_\chi = 5000$ ГэВ, мы замечаем, что эксперименты по прямому обнаружению не смогут исследовать модель СМ для $m_\chi < 1$ ГэВ и $m_\chi > 10^4$ ГэВ. Как упоминалось ранее, эксперименты по прямому обнаружению не будут иметь чувствительности к этой области пространства параметров, поскольку они оказываются в очень малом сечении рассеяния, ниже нейтринного пола. Тем не менее, будущие нейтронные наблюдения дают надежду в конечном итоге исследовать такие модели СМ. Подчеркнем, что такие модели СМ с массами выше нескольких ТэВ стали объектом интенсивного поиска в экспериментах по непрямому обнаружению [14].

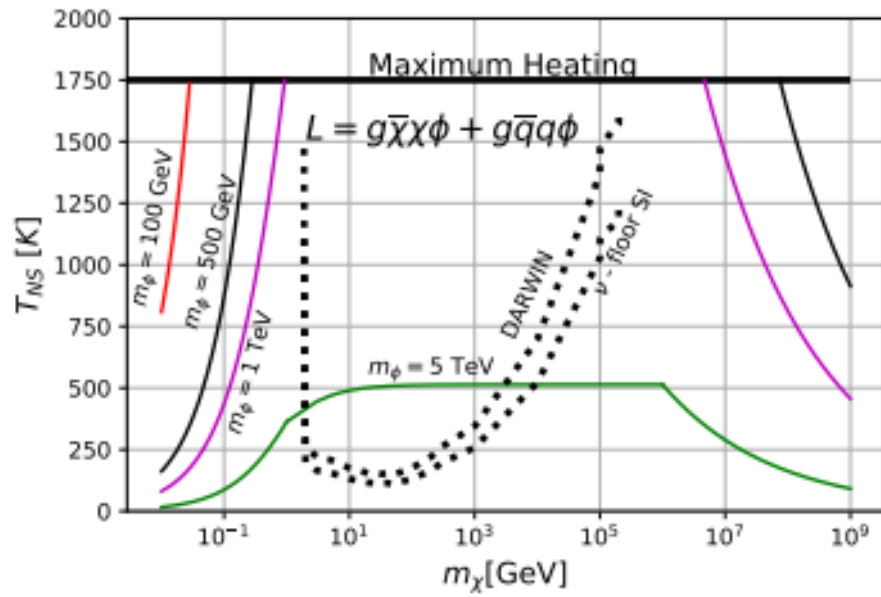


Рисунок 3.2 — Наблюдаемая температура НЗ из-за темного кинетического нагрева как функция массы СМ для нескольких значений скалярных и псевдоскалярных медиаторов. Сплошные линии соответствуют температуре черного тела НЗ, а заостренные линии соответствуют верхнему пределу спин-независимого $\sigma_{\chi n}$, переведенному в температуру экспериментальной коллаборации XENON.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubin V. C., Ford Jr. W. K., Thonnard N.* Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa through Sc // *Astrophys. J. Lett.* — 1978. — Vol. 225. — P. L107–L111.
2. Gravitational lens magnification and the mass of abell 1689 / A. N. Taylor [et al.] // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 501. — P. 539. — arXiv: [astro-ph/9801158](#).
3. Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56 / M. Markevitch [et al.] // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 606. — P. 819–824. — arXiv: [astro-ph/0309303](#).
4. The Fermi Galactic Center GeV Excess and Implications for Dark Matter / M. Ackermann [et al.] // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 840, no. 1. — P. 43. — arXiv: [1704.03910](#) [[astro-ph.HE](#)].
5. *Kouvaris C.* WIMP Annihilation and Cooling of Neutron Stars // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 77. — P. 023006. — arXiv: [0708.2362](#) [[astro-ph](#)].
6. *Kouvaris C.* The Dark Side of Neutron Stars // *Adv. High Energy Phys.* — 2013. — Vol. 2013. — P. 856196. — arXiv: [1308.3222](#) [[astro-ph.HE](#)].
7. *Raj N., Tanedo P., Yu H.-B.* Neutron stars at the dark matter direct detection frontier // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 97, no. 4. — P. 043006. — arXiv: [1707.09442](#) [[hep-ph](#)].
8. *Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D.* Neutron Stars 1 : Equation of State and Structure // *Astrophysics and space science library.* — 2007. — Vol. 326.

9. Solar Atmospheric Neutrinos: A New Neutrino Floor for Dark Matter Searches / K. C. Y. Ng [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96, no. 10. — P. 103006. — arXiv: [1703.10280 \[astro-ph.HE\]](#).
10. The Australia Telescope National Facility pulsar catalogue / R. N. Manchester [et al.] // Astron. J. — 2005. — Vol. 129. — P. 1993. — arXiv: [astro-ph/0412641](#).
11. *Cheng A., Helfand D. J.* X-rays from radio pulsars: the detection of PSR 1055-52 // The Astrophysical Journal. — 1983. — Vol. 271. — P. 271–282.
12. Dark Kinetic Heating of Neutron Stars and An Infrared Window On WIMPs, SIMPs, and Pure Higgsinos / M. Baryakhtar [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 119, no. 13. — P. 131801. — arXiv: [1704.01577 \[hep-ph\]](#).
13. *Yakovlev D. G., Pethick C. J.* Neutron star cooling // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 42. — P. 169–210. — arXiv: [astro-ph/0402143](#).
14. *Berlin A., Hooper D., Krnjaic G.* PeV-Scale Dark Matter as a Thermal Relic of a Decoupled Sector // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 760. — P. 106–111. — arXiv: [1602.08490 \[hep-ph\]](#).