doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2021.05.008

用中子星限制暗物质粒子散射截面*

王七尘1 缪雪丽1† 邵立晶2,3‡

(1 北京大学物理学院 北京 100871)(2 北京大学科维理天文与天体物理研究所 北京 100871)(3 中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘要 中子星可以通过重子物质和暗物质的相互作用吸积暗物质,且在一定条件下,中 子星吸积的暗物质粒子可以引发自引力塌缩形成小型黑洞,生成的黑洞可能会进一步 吞噬中子星.依据文献已有模型,基于以上物理过程给出了在暗物质粒子不同质量下对 暗物质粒子-中子的散射截面的限制.使用弱相互作用大质量粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)模型,并考虑暗物质粒子是玻色子的情形,讨论了暗物质粒子有 无自相互作用以及有无湮灭等条件下对限制暗物质参数的影响.既考虑了已发现的两个 中子星系统来给出对暗物质参数空间的限制,也考虑了两个可能存在的年老中子星来预 测未来观测可能对暗物质参数空间的限制.对于考虑玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensate, BEC)的玻色子暗物质,在无自相互作用或有弱自相互作用,无湮灭或有很 小湮灭截面的条件下,中子星给出的间接观测对暗物质粒子-中子散射截面的限制的强度 比XENON1T直接探测实验来得更强.未来,如果在银心附近能观测到年老中子星,其观 测结果可以提升模型给出的对暗物质粒子-中子散射截面的限制,从而帮助人们进一步理 解暗物质.

关键词 恒星: 中子, 宇宙学: 暗物质, 弱相互作用大质量粒子, 暗物质粒子-中子散射截面 中图分类号: P142; 文献标识码: A

1 引言

暗物质在现代宇宙学中扮演着不可或缺的重要角色. 暗物质作为一种宇宙学假说 得到了多项独立证据的支持,包括星系旋转曲线^[1]、星系团的观测^[2]、宇宙微波背景辐 射^[3]等,这些证据几乎涵盖了宇宙学的各个尺度. 因此,在现阶段的研究中,暗物质的存 在得到了科学家们的广泛认可.

[‡]lshao@pku.edu.cn

²⁰²¹⁻⁰¹⁻¹⁸收到原稿, 2021-03-12收到修改稿

^{*}国家自然科学基金项目(11975027、11991053、11721303), SKA专项(2020SKA0120300), 中国 科协青年人才托举工程(2018QNRC001), "马普伙伴合作组"和北京大学"本科生科研训练"校长基金项 目资助

[†]wulisummer@pku.edu.cn

随着支持暗物质存在的证据越来越丰富,更多的研究者把注意力放在了探究暗物质的组成和存在形式上.上世纪80年代,人们对暗物质的存在形式主要持两种观点^[4],即弱相互作用大质量粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)和晕族大质量致密天体(Massive Compact Halo Object, MACHO);后者包括各种低亮度的致密天体,有黑洞、中子星、白矮星、褐矮星和自由行星等.上世纪90年代,MACHO研究项目期望以MACHO来解释星系和星系团中对比实际观测而言理论预测的质量缺失^[5],但是后续的观测结果把银河系暗物质晕质量中MACHO的占质比限制到了8%以下^[6],进而否定了暗物质主要由MACHO组成的假设.所以,人们认为暗物质的主要组成部分可能是WIMP或其他暗物质候选者.WIMP作为暗物质粒子的重要候选者,只参与引力和弱核力相互作用,其相互作用在电弱标度,属于超出粒子物理标准模型的新粒子^[7].WIMP速度较低,因此不太容易克服引力相互作用,更容易聚集成团.

目前, 探测暗物质的方法主要分为直接探测和间接探测两种. 直接探测是指通过 探测穿过地球的暗物质粒子流与地球上实验装置中的靶物质的相互作用来研究暗物质 粒子的物理性质. 2010年, DAMA/LIBRA (Dark Matter/Large Sodium Iodide Bulk for Rare Processes)的结果显示^[8], 实验探测到了暗物质粒子与放置在地表深处的碘化钠晶 体中靶原子的相互作用的年调制信号. DAMA/LIBRA的实验认为该信号的年调制特性 是由于地球在银河系暗物质背景下的轨道运动引起的. 同年, CoGeNT合作组也声称获 得了年调制的暗物质信号^[9]. 文献[10]对DAMA/LIBRA和CoGeNT的结果进行分析, 认 为两个实验的观测结果能用质量为7 GeV、与核子的散射截面为2 × 10⁻⁴⁰ cm²的暗物质 粒子来解释(本文取光速c = 1, 下同).

2018年,同样使用碘化钠作为靶材料但灵敏度比DAMA/LIBRA更高的COSINE-100没有得到DAMA/LIBRA的结果^[11].并且,目前灵敏度最高的XENON1T实验也没有 观测到任何显著的暗物质粒子事件^[12].XENON1T实验对暗物质粒子与核子的散射截 面 σ_{nX} 的探测灵敏度很高,对于非自旋依赖(Spin Independent, SI)的WIMP,在质量 $m_X \approx 30$ GeV的情况下, σ_{SI} 的探测灵敏度达到了4.7 × 10⁻⁴⁷ cm^{2[12]}.因此,XENON1T实 验没有发现WIMP信号的结果对WIMP的 m_X 和 σ_{nX} 给出了较强的限制.此外,并没有发 现WIMP的XENON1T实验却在2020年发现了中性轻子暗物质粒子候选者轴子(Axion) 的疑似信号^[13].未来,更新升级的XENONnT实验^[14]和正在准备中的PandaX-4T (Particle and Astrophysical Xenon Detector-4T)实验^[15]的探测灵敏度将比XENON1T实验 更高,但是通过直接探测实验的方法找到WIMP踪迹的前景尚未可知.

此外,对于自旋依赖和非自旋依赖的暗物质粒子,直接探测实验给出的限制有数量 级上的区别.对于相同质量的暗物质粒子,直接探测实验给出的自旋依赖比非自旋依赖 散射截面的限制要弱3-4个数量级(与靶材料的种类有关).这是因为,对于非自旋依赖相 互作用,原子核中的核子对总散射截面的贡献可以叠加;而对于自旋依赖的相互作用,由 于原子核内不同核子自旋会相互抵消,使得总散射截面下降,进而导致对截面探测灵敏 度的下降^[16].因此,直接探测实验对自旋依赖的暗物质粒子散射截面的探测灵敏度上的 不足,还需要其他探测方法补充.

除直接探测外,另一种重要的探测暗物质的方法是间接探测.间接探测是指以宇宙 为实验室,突破地球实验的局限性,结合天文观测和理论模型预测,对暗物质粒子的物理

5 期

性质给出限制^[17].间接探测的一个重要思路就是考察暗物质粒子与天体的相互作用.具体而言,就是寻找难以被直接探测的暗物质粒子在特定天体环境下的可观测效应,或寻找暗物质粒子对天体演化的可观测的影响.

天体与暗物质的相互作用可以捕获暗物质粒子,从而吸积暗物质粒子^[18].以往研究 已考察过暗物质粒子和地球表面物质或和太阳物质的相互作用^[19-20].中子星是更加致 密的天体,具有极端的引力环境,极高的粒子密度和极强的电磁场,暗物质粒子在其中参 与的物理过程可能会更加丰富和极端.

文献[17]首次考虑了中子星吸积暗物质可能会导致暗物质自引力塌缩形成黑洞并 吞噬中子星的模型.基于该模型,后续研究对致密天体白矮星和中子星进行了更加细致 的讨论,给出了在暗物质粒子不同质量mx下对应的暗物质粒子-中子散射截面σ_{nX}的限 制^[16].在强简并条件下,玻色子可以发生玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensate, BEC),而费米子具有较高费米简并压.暗物质粒子为玻色子或费米子对应了其本身在被 中子星吸积后的不同物理过程,二者有显著差异,所以区分暗物质粒子是玻色子或费米 子是必要的.文献[17]的模型对非对称玻色子暗物质的参数空间给出了较强的限制^[21-22].

本文基于中子星吸积暗物质发生引力塌缩形成黑洞吞噬中子星的物理模型^[17, 22], 给出了在不同的暗物质粒子质量m_X下对暗物质粒子–中子散射截面σ_{nX}的限制.本文考 虑的暗物质模型是WIMP模型,且考虑暗物质粒子是玻色子的情况.本文还讨论了暗物 质粒子有无自相互作用以及有无湮灭条件对给出的暗物质参数的影响.对暗物质参数进 行限制的系统,本文选取了已发现的中子星—邻近太阳系的PSR J0437–4715和银心附 近的PSR J1745–2900,也考虑了两个在具有高暗物质背景密度的球状星团中心和银心 附近可能存在的年老中子星.我们将文中结果与XENON1T实验探测的结果比较可知, 本文采用的方法可以给出更强的限制,从而可以促进人们对暗物质的理解.

2 物理模型

我们采用中子星吸积暗物质在自引力塌缩下形成黑洞并吞噬中子星的物理模型^[17,22],并考虑如下物理过程:(1)中子星吸积暗物质粒子;(2)暗物质粒子热化并聚集在中子星中心附近一个小尺度范围内;(3)当中子星内部聚集的暗物质粒子达到一定数目,暗物质粒子发生自引力塌缩,形成小型黑洞;(4)黑洞经过演化最终吞噬中子星.概括来说,我们把整个过程简称为吸积、热化、塌缩和吞噬.下面对这几个过程给出具体的说明.

2.1 吸积

一颗中子星周围分布着暗物质粒子,其中一部分暗物质粒子的运动轨道将穿过星体.暗物质粒子和中子星上以中子为主的重子物质会发生散射,使暗物质粒子损失能量, 进而被中子星的引力场捕获.当粒子的轨道束缚在中子星内部时,可以认为暗物质粒子 被中子星吸积.

对于主序星,也存在上述过程. 文献[18]讨论了太阳对于暗物质粒子的吸积,这是我

们选取模型的吸积速率方程的雏形. 文中考虑暗物质粒子运动服从麦克斯韦-玻尔兹曼 分布, 对不同能量和角动量的轨道进行积分, 得到天体在单位时间内吸积的暗物质粒子 个数^[18],

$$F_{\rm acc} = n_{\rm X} \left(\frac{3}{2\pi\bar{v}^2}\right)^{\frac{3}{2}} 2\pi^2 (2GM_{\rm S}R_{\rm S}) \min\left[\frac{1}{3}\bar{v}^2, \frac{\alpha}{2}v_{\rm esc}^2\right] f_{\sigma} , \qquad (1)$$

其中, $n_{\rm X}$ 是天体所处环境的背景暗物质粒子数密度, v是暗物质粒子的速度弥散度, G是 万有引力常数, $M_{\rm S}$ 和 $R_{\rm S}$ 分别是天体的质量和半径, $v_{\rm esc}$ 是逃逸速度, α 是无量纲因子, 其 定义为 $\alpha = 2m_{\rm X}m_{\rm n}\beta/(m_{\rm X}^2 + m_{\rm n}^2)$, 其中 $m_{\rm n}$ 是中子质量, β 是径向位置的函数, f_{σ} 是与散 射截面有关的因子, 具体表达式为^[18]:

$$f_{\sigma} = \left\langle 1 - \exp\left(-\int \frac{\sigma_{\rm nX} \rho_{\rm B}}{m_{\rm n}} \mathrm{d}l\right) \right\rangle \approx \frac{\sigma_{\rm nX}}{\sigma_{\rm crit}} \left\langle \int \frac{\rho_{\rm B} R_{\rm S}^3}{M_{\rm S}} \frac{\mathrm{d}l}{R_{\rm S}} \right\rangle \,,\tag{2}$$

其中, $\sigma_{\text{crit}} = m_{\text{n}}R_{\text{S}}^2/M_{\text{S}}$ 是天体的特征截面参数, ρ_{B} 是星体本身物质密度, σ_{nX} 是暗物质 粒子–中子散射截面. (2)式是对所有可能的轨道取平均值, 最后通过积分得到. 通过计 算 f_{σ} 因子, 我们能得到穿过天体的暗物质粒子发生散射次数的期望值.

对于中子星吸积暗物质的情况, 文献[25]给出单位时间内中子星吸积的暗物质粒子数,

$$F_{\rm acc} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left(\frac{\rho_{\rm X}}{\bar{v}}\right) \frac{\xi N_{\rm B} v_{\rm esc}^2}{m_{\rm X}} \left(1 - \frac{1 - e^{-B^2}}{B^2}\right) f_{\sigma} , \qquad (3)$$

其中,

$$f_{\sigma} = \sigma_{\rm sat} \left[1 - \exp\left(\frac{-\sigma_{\rm nX}}{\sigma_{\rm sat}}\right) \right] \,, \tag{4}$$

式中 $N_{\rm B}$ 为中子星的总重子数, $\rho_{\rm X}$ 是中子星所在位置的暗物质密度. (3)式和(1)式相 对应,整理可得相似形式.两个表达式的区别在于:一、(3)式在讨论暗物质碰撞的 能量损失时考虑了狭义相对论,因此得到了 $B^2 = \frac{6n_{\rm esc}^2}{\overline{v}^2} \frac{m_{\rm X}m_{\rm n}}{(m_{\rm X}-m_{\rm n})^2}$ 的参数项,该项仅 在 $m_{\rm X} > 10^6$ GeV时会显著影响结果;二、由于中子星表面的中子处于一定程度的简并 态,存在泡利阻塞(Pauli blocking),能量过低的碰撞因无法使中子能量达到更高能级而 被禁止,因此有限制因子 $\xi = \min \left[\frac{m_{\rm X}}{0.2 \, {\rm GeV}}, 1\right]^{[26]}$;三、(3)式中截面相关的因子 f_{σ} 由(4)式 给出,其中 $\sigma_{\rm sat} = R_{\rm NS}^2/(0.45 N_B \xi)$,其中 $R_{\rm NS}$ 是中子星的半径. (4)与(2)式的区别在于, (4)式考虑了广义相对论效应,即在施瓦西度规下进行计算.

实际的暗物质粒子积累数并不是匀速增加的. 这是因为被中子星吸积的暗物质粒子可能会在中子星内发生湮灭和衰变. 我们定义暗物质粒子的寿命为 τ , 湮灭截面为 $\langle \sigma_a v \rangle$,则中子星吸积的暗物质粒子数量 N_x 的变化率可以写成 F_{acc} 与衰变速率 F_{decay} 以及湮灭速率 F_{anni} 的和^[26],

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{X}}(t)}{\mathrm{d}t} = F_{\mathrm{acc}} + F_{\mathrm{decay}} + F_{\mathrm{anni}}\,,\tag{5}$$

其中, Facc由(3)式得到. 在不考虑湮灭情况下中子星吸积的暗物质粒子数Nx^{decay}为^[27]

$$N_{\rm X}^{\rm decay}(t) = F_{\rm acc} \tau (1 - e^{-t/\tau}) \,.$$
 (6)

由此可以给出衰变速率 F_{decay} ,

$$F_{\text{decay}} = -\frac{N_{\text{X}}}{\tau} \,. \tag{7}$$

在不考虑暗物质粒子湮灭的情况下,用热化体积 $V_{\rm th} = \frac{4}{3}\pi r_{\rm th}^3$ 可以估计得到湮灭速率 为^[27]

$$F_{\rm anni} = \frac{-\langle \sigma_a v \rangle N_{\rm X}^2}{V_{\rm th}} \,, \tag{8}$$

其中rth是热化半径.

暗物质晕质量和星系团质量的观测和模拟对暗物质粒子的寿命给出了限制,一般 认为暗物质的寿命 $\tau > 10 \text{ Gyr}^{[28]}$. 特别在粒子的零质量极限下为 $\tau > 30 \text{ Gyr}^{[29]}$. 对 τ 和中子星的年龄tys进行比较,可以判断暗物质衰变对中子星吸积的暗物质粒子总数 $N_{\rm X}(t_{\rm NS})$ 的影响是否显著. 当中子星的年龄 $t_{\rm NS} < 10$ Gyr时, 显然可以忽略衰变对 $N_{\rm X}(t_{\rm NS})$ 的影响; 当 $t_{\rm NS} \approx 10$ Gyr, 根据(7)式, 不考虑湮灭情况下的中子星吸积的暗物质粒子 数 $N_{\rm X}^{\rm decay}(t_{\rm NS}) = F_{\rm acc} \tau (1 - e^{-t_{\rm NS}/\tau})$, 相对偏差 $\frac{|N_{\rm X}^{\rm decay}(t_{\rm NS}) - N_{\rm X}(t_{\rm NS})|}{N_{\rm X}(t_{\rm NS})} < 1 - e^{-1}$ 较小, 在本文 模型的精度下可以忽略.

对于一般讨论的 $t_{\rm NS} \leqslant 10$ Gyr的情形,可以忽略衰变,只保留吸积项和湮灭项,我们 可以得到年龄为t_{NS}的中子星吸积的暗物质粒子的总数为^[27]

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{X}}^{\mathrm{anni}}(t)}{\mathrm{d}t} = F_{\mathrm{acc}} - \frac{\langle \sigma_a v \rangle N_{\mathrm{X}}^{\mathrm{anni}^2}}{V_{\mathrm{th}}} \,, \tag{9}$$

$$N_{\rm X}^{\rm anni}(t_{\rm NS}) = \sqrt{\frac{F_{\rm acc}V_{\rm th}}{\langle\sigma_a v\rangle}} \tanh\left(t_{\rm NS}\sqrt{\frac{F_{\rm acc}\langle\sigma_a v\rangle}{V_{\rm th}}}\right),\tag{10}$$

其中 N_{x}^{anni} 是只考虑湮灭而不考虑衰变下的暗物质粒子的总数. 在 $\langle \sigma_{a}v \rangle$ 趋于0时, $N_{\rm x}^{\rm anni}(t_{\rm NS})$ 趋于 $F_{\rm acc}t_{\rm NS}$. 当 $\langle \sigma_a v \rangle$ 增大, 如果吸积速率和湮灭速率达到平衡, 暗物质粒 子的数量会达到吸积和湮灭的动态平衡,无法继续增长,使得暗物质粒子的累积变得困 难. 对于 $t_{\rm NS} \sim 10$ Gyr的年老中子星, 假定 $\langle \sigma_a v \rangle > 10^{-42}$ cm³·s⁻¹, 吸积和湮灭动态平衡 一定会达到,从某一时刻开始, $N_x^{\text{anni}} \leq \sqrt{F_{\text{acc}}V_{\text{th}}/\langle \sigma_a v \rangle}$,那么 N_x^{anni} 将不再增加.

在后续的讨论中,出于方便我们把中子星吸积的暗物质粒子总数统一简记为Nx.

2.2 热化

暗物质粒子在被吸积进中子星后,并不会迅速形成稳定的结构.暗物质粒子将在中 子星内部继续运动,和中子星内部物质通过碰撞继续交换能量,直至暗物质粒子的温度 与中子星内部温度相同. 暗物质粒子和中子通过不断相互作用达到热平衡的过程就是热 化过程. 暗物质粒子在非相对论的中子费米气体中的热化时间为[30]

$$t_{\rm th} = 3.7 \, \rm kyr \frac{\frac{m_{\rm X}}{m_{\rm n}}}{\left(1 + \frac{m_{\rm X}}{m_{\rm n}}\right)^2} \left(\frac{2 \times 10^{-45} \, \rm cm^2}{\sigma_{\rm nX}}\right) \left(\frac{10^5 \, \rm K}{T_{\rm NS}}\right)^2.$$
(11)

热化时间 t_{th} 主要和暗物质粒子的质量, 暗物质粒子--中子散射截面和中子星的温度相关. 当 $m_{\text{X}} \gg m_{\text{n}}$ 或 $m_{\text{X}} \ll m_{\text{n}}$ 时, t_{th} 很小, 热化会在较短的时间内完成; 如果 $m_{\text{X}} \sim m_{\text{n}}$, 要在相同的时间完成热化, 需要更大的 σ_{nX} . 最后一项 T_{NS} 是中子星的核心温度, 一般取为10⁵-10⁶ K.

当热化时间t_{th}与中子星寿命相比,满足

$$t_{\rm th} \ll t_{\rm NS} \,, \tag{12}$$

这样的情况下,暗物质会在较短的时间内热化并聚集在中子星内部.如果不满足(12)式,即便中子星吸积了足够数量的暗物质粒子,但暗物质粒子的聚集程度很低,在一定的聚 集区域内,暗物质粒子的质量之和远小于暗物质粒子聚集区域内存在的非暗物质的总质 量.这样一来,如果暗物质无法聚集到满足塌缩所需要的条件,那么后续的塌缩和吞噬过 程都不会发生.我们称(12)式为热化条件.

是否满足热化条件,不仅取决于暗物质粒子的物理性质,也取决于中子星的年龄. 年龄 $t_{\rm NS}$ 越大的中子星,留给暗物质粒子完成热化的时间越充足. 考虑一个年龄为 $t_{\rm NS} \sim 1$ Gyr的年老中子星, 若 $m_{\rm X} \sim 1$ GeV,达成热化条件所需的散射截面要满足 $\sigma_{\rm nX} > 10^{-53}$ cm²,这已是在所考虑的质量区间上热化条件对散射截面最严格的要求,相比于目前直接观测给出的对散射截面的限制而言是比较容易满足的. 但考虑一个 $t_{\rm NS} \sim 10^5$ yr的中子星, 若 $m_{\rm X} \sim 1$ GeV,所需的散射截面为 $\sigma_{\rm nX} > 10^{-48}$ cm², 热化条件将较难满足.

若暗物质粒子在中子星内部完成热化过程,达到热平衡. 假定自相互作用并不显著, 我们可以通过维力定理计算暗物质粒子在中子星内部主要的位置分布,即其典型热化半 径r_{th}^[30]:

$$r_{\rm th} = \left(\frac{9kT_{\rm NS}}{4\pi G\rho_{\rm B}m_{\rm X}}\right)^{\frac{1}{2}} = 240 \ {\rm cm} \left(\frac{T_{\rm NS}}{10^5 \ {\rm K}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{{\rm GeV}}{m_{\rm X}}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{13}$$

其中k为玻尔兹曼常数, $\rho_{\rm B} = 1.3 \times 10^{18} \text{ kg·cm}^{-3}$ 为中子星物质的密度.可以注意到, 当 $m_{\rm X}$ 越大, 热化半径 $r_{\rm th}$ 越小. 计算表明, 对于暗物质 $m_{\rm X} \sim 1$ GeV的情况, 热化半径并不小. 暗物质粒子在这样的聚集程度下发生引力塌缩还很困难, 即正常情况下, 一个年老中子星累积的暗物质粒子质量在 $r < r_{\rm th}$ 的范围内不容易使吸积的暗物质粒子总质量 $M_{\rm acc}$ 满足 $M_{\rm acc} > M_{\rm N}$, 此处的 $M_{\rm N}$ 是指热化半径决定的球体内的中子星重子物质的总质量.

2.3 塌缩

对于有自相互作用的玻色子,我们考虑自相互作用为λ|φ|⁴的情况^[30-32],这种自相互 作用表现为排斥力.达到钱德拉塞卡极限发生引力塌缩时暗物质粒子数应满足^[22],

$$N_{\rm X} > N_{\rm Chand} = \frac{2m_{\rm Pl}^2}{\pi m_{\rm X}^2} \left(1 + \frac{\lambda m_{\rm Pl}^2}{32\pi m_{\rm X}^2} \right)^{\frac{1}{2}} , \qquad (14)$$

其中 N_{Chand} 是达到钱德拉塞卡极限发生引力塌缩时的临界暗物质粒子数, 普朗克质量 $m_{\text{Pl}} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV.}$ 当 $\lambda = 0$ 时, $N_{\text{Chand}} = 2m_{\text{Pl}}^2/(\pi m_{\text{X}}^2)$, 该式回到无自相互作用 的钱德拉塞卡极限; 当 $\lambda > 32\pi m_X^2/m_{\rm Pl}^2$ 时, (14)式括号中的第2项占主导, 此时有 $N_{\rm Chand} \propto \sqrt{\lambda}m_{\rm Pl}^3/(2\sqrt{2}\pi m_X^3)^{[22]}$.

除此之外, 玻色子暗物质要发生引力塌缩还需要满足吸积的暗物质的总质量相对中子星原本物质占主导的条件. 具体而言, 在热化半径 $r_{\rm th}$ 决定的球体以内, 暗物质的总质 量 $M_{\rm acc} = N_{\rm X}m_{\rm X}$ 应该大于中子星原有物质的质量 $M_{\rm N}$, 即^[16],

$$M_{\rm acc} > M_{\rm N} = \frac{4}{3} \pi \rho_{\rm B} r_{\rm th}^3 \,,$$
 (15)

这个条件为暗物质无BEC的质量占主导时的情况. 当然, 如果聚集的玻色子暗物质粒子 发生BEC, 其聚集的空间尺度会大大缩小, 轻易满足(15)式的条件, 使得后续塌缩过程容 易进行. 发生BEC时暗物质粒子数需要满足的条件为^[33]

$$N_{\rm X} > N_{\rm BEC} = 1.2 \left(\frac{kT_{\rm NS}}{\hbar}\right)^3 \left[4\pi G \left(\frac{\rho_{\rm B}}{3} + P_{\rm B}\right)\right]^{-\frac{3}{2}},$$
 (16)

其中 N_{BEC} 为发生BEC时的临界暗物质粒子数. 我们假设 $P_{\text{B}} \approx 0.3 \rho_{\text{B}}$ 为中子星非暗物质部分提供的压强. 下文的计算表明, 考虑暗物质发生BEC将比考虑暗物质不发生BEC给出更强的限制.

对于费米子,要发生自引力塌缩,需要引力超过费米简并压带来的排斥作用,即[16],

$$\frac{GN_{\rm X}m_{\rm X}^2}{r} > \hbar k_{\rm F} = \hbar \left(\frac{3\pi^2 N_{\rm X}}{V}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{\hbar \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{\frac{1}{3}} N_{\rm X}^{\frac{1}{3}}}{r}, \qquad (17)$$

其中 $k_{\rm F}$ 是费米波矢, \hbar 是约化普朗克常数, $r \pi V 分别为中子星吸积的费米子暗物质聚$ $集的半径和体积.可以从(17)式中得到自引力塌缩所需的暗物质粒子数<math>N_{\rm fermi} = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{\frac{1}{2}}$ $m_{\rm Pl}^3/m_{\rm X}^3$.这样得到的 $N_{\rm fermi}$ 比无自相互作用($\lambda = 0$)的玻色子暗物质的钱德拉塞卡极限 $N_{\rm Chand}$ 大了 $m_{\rm Pl}/m_{\rm X}$ 倍,而对于总暗物质粒子数为(14)式的自相互作用的玻色子暗物质, 虽然 $N_{\rm Chand}$ 在 $\lambda \neq 0$ 下也对 $m_{\rm Pl}/m_{\rm X}$ 因子有3次方的依赖关系,但由于 $\sqrt{\lambda} \ll 1$,造成玻色 子暗物质塌缩极限 $N_{\rm Chand}$ 降低,使得这种情况下的玻色子暗物质的塌缩极限比费米子暗 物质的塌缩极限更加容易达到.除非假定费米子暗物质存在较强的吸引自相互作用来对 抗费米简并压,不然无法对费米子暗物质给出较强的限制.关于假定费米子暗物质粒子 存在吸引的自相互作用的研究,请见文献[23];基于星系暗物质晕结构相关的研究,请见 文献[34].本文主要考虑暗物质粒子是玻色子的情形.

2.4 吞噬

中子星内部吸积的暗物质粒子自引力塌缩形成小型黑洞后,黑洞的后续演化还需要满足一定的条件才能吞噬整个中子星.演化过程中主要存在3种效应:黑洞对中子星原 有物质的吸积、黑洞的霍金辐射、黑洞对暗物质粒子的吸积.由此,黑洞质量的变化率 为^[22]

$$\frac{\mathrm{d}M_{\rm BH}}{\mathrm{d}t} = \frac{4\pi\rho_{\rm B}(GM_{\rm BH})^2}{v_{\rm s}^3} - \frac{\hbar}{15360\pi(GM_{\rm BH})^2} + F_{\rm acc}m_{\rm X}\,,\tag{18}$$

其中*M*_{BH}是黑洞的质量.等式右边第1项是黑洞对中子星原本物质的Bondi吸积速率, 第2项是霍金辐射速率, 第3项是黑洞对暗物质粒子的吸积速率; *v*_s是中子星内部的声速,

一般取为 $v_{\rm s} = 0.1$. 黑洞的质量随时间的变化率随着 $M_{\rm BH}$ 单调递增. 由此可知, 只要黑洞 形成的初始时刻的质量变化满足

$$\left. \frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{BH}}}{\mathrm{d}t} \right|_{t=t_0} > 0\,,\tag{19}$$

那么后续吞噬过程就可以发生,并且黑洞将在短时标内吞噬中子星.否则,黑洞的质量将 不断减小,无法吞噬中子星.

3 参数选取与计算结果

只要明确了暗物质粒子形成黑洞吞噬中子星所需要满足的条件,即可选择中子星系统,计算并得到在确定的中子星系统下满足塌缩条件对应的暗物质粒子质量m_X和暗物质粒子-中子散射截面σ_{nX}的范围. 我们实际选取的中子星系统是仍旧存在的,并没有被暗物质塌缩形成的黑洞吞噬,这意味着我们可以通过实际观测得到的中子星系统来排除满足塌缩条件的暗物质的参数空间. 由此, 我们可以对暗物质的参数空间进行限制.

3.1 中子星的参数

本文考虑了4个不同的中子星系统,参数选取如表1所示.此外考虑到我们计算精度 有限,因此不需要过于精确的参数,所以我们采用的系统都采用了中子星的典型参数,如 中子星质量 $M_{\rm NS} = 1.5~M_{\odot}$,半 $R_{\rm NS} = 11~{\rm km}$.

表 1 所诜中子星系统的参数

Table 1 Parameters of the selected neutron star systems				
Parameters Neutron stars	$\rho_{\rm X}/({\rm GeV}\cdot{\rm cm}^{-3})$	$t_{\rm NS}/{\rm Gyr}$	$\bar{v}/(\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1})$	$T_{\rm NS}/{ m K}$
PSR J0437–4715 ^[35]	0.4	6.7	220	$\sim 10^6$
$\mathrm{PSR}\ \mathrm{J1745}2900^{[36]}$	7×10^4	4×10^{-5}	200	$\sim 10^6$
NS $(M4)^{[37-38]}$	$\sim 10^3$	~ 1	~ 200	$\sim 10^6$
NS (GC)	$\sim 10^4$	~ 1	~ 200	$\sim 10^6$

中子星吸积的暗物质总数量 N_x 与中子星所处环境的暗物质密度 ρ_x 和中子星的年龄 t_{NS} 正相关,因此处于较高暗物质密度环境和较大年龄的中子星更适合用来限制暗物质 粒子的参数空间.表1中前两个为实际观测到的中子星,其中PSR J0437-4715是一颗距 离地球150 pc的邻近中子星,具有较大的 t_{NS} 和较低的 ρ_x ; PSR J1745-2900是一颗距银 心0.1 pc的磁星,具有较大的 ρ_x 和较低的 t_{NS} .除了真实观测到的中子星之外,我们表1中 还列出了两个假想的系统,分别是考虑未来可能会在球状星团M4的中心或银心(GC)附 近观测到的年龄为 $t_{NS} \sim 1$ Gyr的中子星.对表格中的后两种系统而言,它们兼具大年龄 和高暗物质密度的条件,因此可以给出对暗物质参数空间更强的限制.当然,这两类系统 的发现,依赖于未来射电望远镜的具体情况.

3.2 BEC对限制的影响

假定暗物质粒子是玻色子, 暗物质粒子形成黑洞吞噬中子星的全部过程能发生需要

满足的条件包括:

(i)不考虑BEC,此时需要满足的条件为以下4个公式:(12)、(14)、(15)和(19)式;

(ii)考虑BEC,此时需要满足的条件为以下4个公式:(12)、(14)、(16)和(19)式.

假定玻色子暗物质粒子仅存在很小的 $\lambda | \phi |^4$ 型的自相互作用,我们取 $\lambda = 10^{-30}$.我们 分别研究PSR J0437–4715和PSR J1745–2900,计算考虑和不考虑BEC两种情况.

这两个系统给出的限制如图1所示. 深色和浅色实线上方包络的深色和浅色区域分别为考虑和不考虑BEC得到的暗物质参数空间限制区域(即被排除的参数空间). 点虚线下方包络的区域为无热化区域, 如果无热化区域和限制区域发生重叠, 那么重叠的区域不会被排除, 仍旧是暗物质粒子可能存在的参数空间. 可以发现, 考虑BEC, 计算得到在 $\sigma_{nx} = 10^{-45}$ cm²时, 两个系统对应排除的暗物质的质量范围分别是 10^{-1} GeV < $m_X < 10^3$ GeV和 10^{-1} GeV < $m_X < 10^5$ GeV. 它们比各自不考虑BEC排除的质量范围大3个数量级以上. 并且, 考虑BEC排除的散射截面范围在 $m_X \sim 10^2$ GeV位置达到了 10^{-50} cm²的量级, 比不考虑BEC给出的限制强了3-5个数量级. 换言之, 和不考虑BEC相比, 考虑BEC会使得对 m_X 和 σ_{nX} 的限制范围明显增加. 因此, 计算对于玻色子暗物质的限制时是否考虑BEC的影响是很大的. 在后面的计算中, 我们考虑有BEC的情况.



图 1 考虑BEC与否的计算结果对比图.深色实线上方包络的深色区域为考虑BEC后排除的暗物质粒子的参数空间; 浅色 实线上方包络的浅色区域为不考虑BEC时排除的暗物质粒子的参数空间.点虚线下方包络的区域为无热化区域.对PSR J0437-4715和PSR J1745-2900这两个不同热化时间的系统,如果无热化区域和限制排除的区域发生重叠,那么重叠的 区域不会被排除,仍旧是暗物质粒子可能存在的参数空间.

Fig. 1 Comparison of the excluded parameter space of dark matter particles with or without BEC. The deep regions above deep solid lines are excluded parameter space of dark matter particles with BEC, and the light regions above light solid lines are excluded without BEC. The regions below dot-dash lines are the non-thermalization regions. For PSRs J0437–4715 and J1745–2900 whose thermalization times are different, if a non-thermalization region overlaps with an excluded region, the overlapped region is still valid.

3.3 结果和分析

我们考虑玻色子暗物质粒子的 $\lambda | \phi |^4$ 自相互作用耦合常数 λ 的不同取值($\lambda = \{0, \}$

62 卷

 10^{-30} , 10^{-25} , 10^{-15} }), 考虑有无明显的湮灭截面($\langle \sigma_a v \rangle = \{0, 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}\}$), 基于 表1中的4个系统进行计算, 得到的结果如图2所示.



图 2 基于4个中子星系统在考虑BEC情况下对暗物质粒子的限制. 曲线的颜色从深到浅, 分别对应 $\lambda = \{0, 10^{-30}, 10^{-25}, 10^{-15}\}; 实线和点线分别对应有无湮灭截面<math>\langle \sigma_a v \rangle = \{0, 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}\}.$ 图中每条颜色深浅不同的实线和点 线向上包络的区域对应的是排除的暗物质参数空间. 点虚线向下包络的区域为无热化区域. 如果无热化区域和限制排除的 区域发生重叠, 那么该重叠的区域不会被排除, 仍旧是暗物质粒子可能存在的参数空间. 图中深色虚线是运 行278.8 d的XENON1T直接探测实验对WIMP的限制曲线(90%置信水平), 深色虚线上方的参数空间被XENON1T实 验排除^[12]. 图中的浅色和中浅色虚线分别为正在准备中的XENONnT直接探测实验^[14]和PandaX-4T直接探测实 验^[15]预测的对WIMP的探测灵敏曲线(90%置信水平).

Fig. 2 Constraints on dark matter particles calculated from four different neutron stars with BEC. Solid curves, from dark to light, correspond to different self-interaction parameters,

 $\lambda = \{0, 10^{-30}, 10^{-25}, 10^{-15}\}$. Solid curves and dotted curves correspond to $\langle \sigma_a v \rangle = \{0, 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}\}$ respectively. The region above each curve is the excluded parameter space of dark matter particles. The regions below dot-dash lines are non-thermalization regions. If a non-thermalization region overlaps with an excluded region, the overlapped region is still valid. The parameter space above the deep dashed curve is excluded by the 278.8-day data collected with XENON1T direct search experiment at 90% confidence level^[12]. The light dashed curve and the medium light dashed curve correspond to the projected

sensitivity of XENONnT direct search experiment^[14] and PandaX-4T direct search experiment^[15] at 90% confidence level respectively, and the two experiments are in preparation.

由图2可知, 在不考虑自相互作用和湮灭截面时, 4个系统对相同质量的暗物质粒子的散射截面均有较强的限制作用. 这是因为对玻色子暗物质而言, 无排斥的相互作用和 无湮灭的情况, 会使得塌缩需要的暗物质粒子数更少, 因此更容易满足钱德拉塞卡极限. 对单个具体的中子星系统PSR J0437–4715的计算结果对参数空间的限制不强, 主要 是因为暗物质密度 $\rho_{\rm X}$ 太低. 在无自相互作用和无湮灭截面情形时, 在10⁻³ GeV < $m_{\rm X}$ < 10² GeV质量区间内排除了 $\sigma_{\rm nX}$ > 10⁻⁴⁵ cm²; 在 $m_{\rm X}$ ~ 10¹ GeV时达到了对 $\sigma_{\rm nX}$ 最强

5 期

的限制, 排除了 $\sigma_{nX} > 10^{-52}$ cm². PSR J1745–2900是一个年龄较小的磁星. 虽然 ρ_X 相 对PSR J0437–4715增大了5个数量级, 但是限制区域没有明显扩大. 一方面是因为PSR J1745–2900吸积的暗物质粒子总数被其40 kyr的年龄压低, 另一方面是因为无热化区域 随年龄降低而增大, 导致有部分无热化区域与限制区域交叠, 使得交叠部分限制失效. 由 于更大的 ρ_X 和 t_{NS} 的中子星可以对暗物质的参数空间有更好的限制, 我们考虑未来可能 会在球状星团M4的中心或者银心附近发现的年龄在Gyr量级的中子星. 我们预测给出了 可能对玻色子暗物质参数空间的限制. 其中最好的限制结果是来自于在银心附近可能发 现的年老中子星, 在 10^{-4} GeV < m_X < 10^4 GeV范围可以排除 $\sigma_{nX} > 10^{-47}$ cm²; 但其最 强限制因为受无热化的影响, 部分区域限制无效. 对银心处的中子星系统而言最好的限 制是来自于 $\lambda = 10^{-30}$, $\langle \sigma_a v \rangle = 0$ 的情况, 在 $m_X \sim 10^2$ GeV时, 达到 $\sigma_{nX} \sim 10^{-54}$ cm². 下 一代大型射电天文望远镜—平方公里阵列(Square Kilometre Array, SKA)—由于建在 南非和澳大利亚, 能对南天区进行全面的巡天, 有望在银心附近发现中子星, 对暗物质研 究起到促进作用.

4 分析与讨论

4.1 与直接探测结果的比较

XENON1T实验的精度相比DAMA/LIBRA和CoGeNT更高,但没有测到显著的暗物质粒子事件,相对其他直接探测实验而言给出了对暗物质参数空间更强的限制.文献[12]给出了在90%的置信水平下,运行278.8 d的XENON1T实验对WIMP的限制曲线,为图2中的深色虚线.

由图2所示, XENON1T对 $m_X = 10^{1}-10^{3}$ GeV的暗物质粒子-核子的散射截面 σ_{nX} 有好的探测灵敏度.在这个质量范围内对不同的暗物质粒子质量 m_X ,对应的 σ_{nX} 的探测灵 敏度在 $10^{-45}-10^{-47}$ cm²范围内.由于XENON1T实验实际未探测到暗物质粒子的信号,所以灵敏度曲线以上的区域就是XENON1T排除的暗物质参数空间.对比图2内中子星系统和XENON1T实验给出的限制曲线,中子星系统给出的对暗物质参数的限制区域随自相互作用强度变化和有无湮灭截面而改变,但总体而言,中子星系统每个曲线排除的区域是明显大于XENON1T实验排除的暗物质参数空间范围.

本文也对比了正在准备中XENONnT直接探测实验^[14]和PandaX-4T直接探测实验^[15],这两个实验预测给出的对WIMP探测灵敏度要比XENON1T更高,其灵敏度由图2中浅色和中浅色虚线所示.这两个实验都对 $m_X = 10^1-10^3$ GeV的暗物质粒子--核子的散射截面 σ_{nX} 有更好的探测灵敏度,且它们的最大探测灵敏度比XENON1T实验有两个数量级左右的提升,但是总体上的结果仍没有明显优于本文采用的间接探测方法给出的限制.

并且,XENON1T等直接探测实验给出的灵敏度是针对非自旋依赖截面而言的,对于自旋依赖截面,XENON1T等直接探测实验的灵敏度还要进一步降低至少两三个数量级.因此可以认为本文采用的间接探测方法的限制强度对于玻色子暗物质而言已经可以与XENON1T等直接探测实验的灵敏度媲美并有所超越.换而言之,在文章假设的模型框架下,按照本文给出的限制,基于本文的假设,以现有的实验条件,通过XENON1T等直接探测实验找到为玻色子的WIMP暗物质的难度不低.

当然,文中的模型与分析都是初步的,并且也依赖于暗物质是否为费米子或者玻色 子等一些具体的物理假设.另外,相关假设都不可避免地含有天体物理环境参量所带 来的不确定性.所以,直接探测实验与间接探测实验在这个意义上是互相补充,相互促 进的.

4.2 自相互作用和湮灭对限制的影响

由图2可知,自相互作用和湮灭截面在计算中产生了不同的影响.更大的 λ 使得限制 区域向 m_X 更大的方向移动,同时伴随着对 σ_{nX} 限制的减弱.这是因为,一方面由于钱德 拉塞卡极限 $N_{Chand} \propto \sqrt{\lambda}/m_X^3$,在 m_X 太小时 N_{Chand} 会变大,塌缩条件更难达成,从而决 定了小质量区域的限制; m_X 太大时, N_{Chand} 会被压低,从而使黑洞的初始质量下降,更 容易因霍金辐射蒸发从而无法吞噬中子星,这一效应则决定了大质量区域的限制.随着 λ 的增大,塌缩条件更难达成,为抵消 λ 增大的影响, m_X 增大,限制区域的左边界向大质 量方向移动;另一方面,随着 λ 的增大,更大的 N_{Chand} 使得黑洞初始质量 M_{BH} 更大,削弱 了霍金辐射引起的蒸发,让黑洞更容易吞噬中子星,从而使得限制区域的右边界也向大 质量方向移动.

对于 $\langle \sigma_a v \rangle = 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 的情况, 会使得参数空间的限制减弱. 更进一步, 如果 $\langle \sigma_a v \rangle \gg 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, 限制区域会消失. 这是因为, 较大的 $\langle \sigma_a v \rangle$ 会增大湮灭速率, 使 得吸积和湮灭的动态平衡在更小的 N_X 处发生, 参见(8)式. N_X 上限的降低将导致塌缩更 难发生, 由此限制区域变小. 而对于 $\langle \sigma_a v \rangle \leq 10^{-42} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $t_{\text{NS}} \sim 10^5$ yr而言, 湮灭速 率尚不足以在中子星年龄内和吸积速率达到动态平衡, 这种情况下湮灭对限制强度的影响会不明显.

考虑 $N \approx F_{acc}t_{NS}$,对于有高吸积速率且年轻的中子星系统,如PSR J1745–2900,湮 灭截面的影响会更弱.因为PSR J1745–2900有很大的 F_{acc} 和很小的 t_{NS} ,湮灭速率更难升 高至吸积速率的水平,难以达到吸积和湮灭的动态平衡.相反,对于低吸积速率,年老的 中子星系统,如PSR J0437–4715,如果受到湮灭截面的影响,系统很可能在极短的时标 内达到吸积和湮灭的动态平衡,使得后续中子星的年龄增加对于改善限制来说没有太大 的帮助.

未来若有高吸积速率年老系统的观测会帮助进一步提升我们对暗物质参数空间的 限制.考虑到可能存在湮灭截面的作用,寻找适合检验模型的中子星系统的重心应该放 在高吸积速率上.当然,年龄对热化区域的影响也必须考虑在内.

5 结论

本文基于前人研究的中子星吸积暗物质导致自引力塌缩形成黑洞并吞噬中子星的物理模型^[22],用已发现的中子星(包括邻近太阳系的PSR J0437–4715和银心附近的PSR J1745–2900)和未来可能发现的球状星团中心和银心附近的年老中子星,计算并给出了不同暗物质粒子质量*m*_x对应的暗物质粒子–中子散射截面σ_{nx}的限制.

对比中子星吸积的玻色子暗物质粒子是否发生BEC的情况,我们看到,考虑BEC会 使得m_x和σ_{nx}的限制范围各增宽3个数量级以上.所以,考虑BEC会增强本模型给出 的限制.不考虑自相互作用和湮灭截面的条件下,文中考虑的4个系统对应的限制均

5期

在 10^{-3} GeV < m_X < 10^2 GeV区间内排除了散射截面 σ_{nX} > 10^{-45} GeV的玻色子暗物 质. 随着系统暗物质密度 ρ_X 的增大和中子星年龄 t_{NS} 的提高, 系统给出的限制将进一步增强, 对于银心附近的年老中子星, 在 $m_X \sim 10^2$ GeV时, 最强限制可达到 10^{-54} cm²的量级. 此外, 由于更小的 σ_{nX} 落在了无热化区域内, 限制强度将无法进一步提升. 与直接探测实验XENON1T对比, 我们发现该间接探测方法对暗物质粒子 m_X - σ_{nX} 参数空间的限制强度超过了XENON1T给出的限制. 与正在准备中的XENONnT和PandaX-4T实验相比, 本文采用的间接探测方法也有一定优势. 但我们使用的方法给出的这些限制是基于一定假设条件的, 包括: (1)暗物质粒子是玻色子; (2)湮灭截面小; (3)不存在太强的排斥性自相互作用; (4)可能发生BEC等. 这些条件需要根据暗物质模型与中子星物理进行进一步的考察.

考虑暗物质粒子的λ|φ|⁴型排斥自相互作用和湮灭截面会对不同系统对应的限制强 度造成不同程度的影响.考虑自相互作用会使限制区域向m_X-σ_{nX}平面的右上侧移动.这 样一来,有限制的区域对应的m_X更大,但对不同m_X下σ_{nX}的限制有所减弱.湮灭截面对 限制强度的影响更为复杂.湮灭截面较大时,中子星能在较短时标下达到吸积和湮灭的 动态平衡,暗物质密度不再增长,从而使得限制变弱.因此湮灭截面对低吸积速率的年 老中子星影响较大,而对高吸积速率的年轻中子星影响较小.高吸积速率的年轻中子星 受热化条件的影响更大.以上这些讨论为未来在这个研究方向如何选择合适的中子星系 统有一定的启示.并且我们期待未来可能通过SKA等观测在银心附近能观测到年老中子 星,这样的系统的发现有助于增强本文使用的模型对暗物质参数空间的限制,从而帮助 人们进一步理解暗物质.

参考文献

- [1] Begeman K G, Broeils A H, Sanders R H. MNRAS, 1991, 249: 523
- [2] Zwicky F. AcHPh, 1993, 6: 110
- [3] Hu W, Dodelson S. ARA&A, 2002, 40: 171
- [4] Bertone G, Hooper D, Silk J. PhR, 2005, 405: 279
- [5] Alcock C, Akerlof C W, Allsman R A, et al. Nature, 1993, 365: 621
- [6] Milsztajn A, Lasserre T. NuPhS, 2001, 91: 413
- [7] Steigman G, Turner M S. NuPhB, 1985, 253: 375
- [8] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. EPJC, 2010, 67: 39
- [9] Aalseth C E, Barbeau P S, Bowden N S, et al. PhRvL, 2011, 106: 131301
- [10] Hooper D, Collar J I, Hall J, et al. PhRvD, 2010, 82: 123509
- [11] Adhikari G, Adhikari P, de Souza E B, et al. EPJC, 2018, 78: 107
- $[12]\,$ Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. PhRvL, 2018, 121: 111302
- $\left[13\right]$ Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. PhRvD, 2020, 102: 072004
- [14] Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. JCAP, 2020, 11: 031
- [15] Zhang H G, Abdukerim A, Chen X, et al. SCPMA, 2019, 62: 31011
- [16] Kouvaris C, Tinyakov P. PhRvD, 2011, 83: 083512
- [17] Goldman I, Nussinov S. PhRvD, 1989, 40: 3221
- [18] Press W H, Spergel D N. ApJ, 1985, 296: 679
- [19] Jungman G, Kamionkowski M. PhRvD, 1995, 51: 328
- [20] Nussinov S, Wang L T, Yavin I. JCAP, 2009, 08: 037
- [21] Kouvaris C, Tinyakov P. PhRvL, 2011, 107: 091301

- [22] Bramante J, Fukushima K, Kumar J. PhRvD, 2013, 87: 055012
- [23] Kouvaris C. PhRvL, 2012, 108: 191301
- [24] Bramante J, Fukushima K, Kumar J, et al. PhRvD, 2014, 89: 015010
- [25] Bramante J, Linden T. PhRvL, 2014, 113: 191301
- $\left[26\right]$ Bell N
 F, Melatos A, Petraki K. PhRvD, 2013, 87: 123507
- [27] Griest K, Kamionkowski M. PhR, 2000, 333-334: 167
- [28] Griest K, Seckel D. NuPhB, 1987, 283: 681
- [29] Peter A H G, Moody C E, Kamionkowski M. PhRvD, 2010, 81: 103501
- [30] Bertoni B, Nelson A E, Reddy S. PhRvD, 2013, 88: 123505
- [31] Mielke E W, Schunck F E. arXiv:gr-qc/9801063
- [32] Jetzer P. PhR, 1992, 220: 163
- [33] Jamison A O. PhRvD, 2013, 88: 035004
- [34] Tulin S, Yu H B, Zurek K M. PhRvD, 2013, 87: 115007
- [35] Kargaltsev O, Pavlov G G, Romani R W. ApJ, 2004, 602: 327
- [36] Yan Z, Shen Z Q, Wu X J, et al. ApJ, 2015, 814: 5
- [37] Bertone G, Fairbairn M. PhRvD, 2008, 77: 043515
- [38] McCullough M, Fairbairn M. PhRvD, 2010, 81: 083520

Constraining Dark Matter Particles' Cross-section with Neutron Stars

WANG Yi-chen¹ MIAO Xue-li¹ SHAO Li-jing^{2,3}

(1 School of Physics, Peking University, Beijing 100871) (2 Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics, Peking University, Beijing 100871) (3 National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

ABSTRACT Neutron stars can accrete dark matter particles by the interaction between baryonic matter and dark matter. Under certain conditions, dark matter particles accreted by a neutron star can induce gravitational collapse and then form a small black hole, which may grow and consume the neutron star. In this paper, based on the present model, we obtain constraints on the dark matter particle – neutron cross-section at different dark matter particle masses. We adopt the Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) model and consider that dark matter particles are bosons. We get how selfinteraction and annihilation of dark matter particles impact the constraints on dark matter. We consider two existing neutron stars to bound the parameter space of dark matter. In addition, we consider two hypothetical neutron stars, which could be detected in the future. We predict possible constraints on the parameter space of dark matter. For bosonic dark matter particles which can form Bose-Einstein Condensate (BEC), assuming that there is no or only weak self-interaction and weak annihilation, we find that constraints from neutron stars are stronger than their direct detection experiments including XENON1T. Future detection of old neutron stars near the Galactic center may improve the bounds of parameter of dark matter particles in this model, thus can advance our knowledge of dark matter.

Key words stars: neutron, cosmology: dark matter, Weakly Interacting Massive Particle (WIMP), WIMP-neutron cross-section