

强子物理在线论坛, 2021-10-22

基于格点量子色动力学的 重子-重子相互作用研究

童辉

2021年10月22日



iTHEM[®]

理化学研究所 数理創造プログラム
RIKEN Interdisciplinary Theoretical and Mathematical Sciences Program

目录

□ 引言

□ 理论框架

□ 结果与讨论

✓ $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$

Phys. Rev. Lett. 127, 072003 (2021)

✓ ΩE

In Preparation

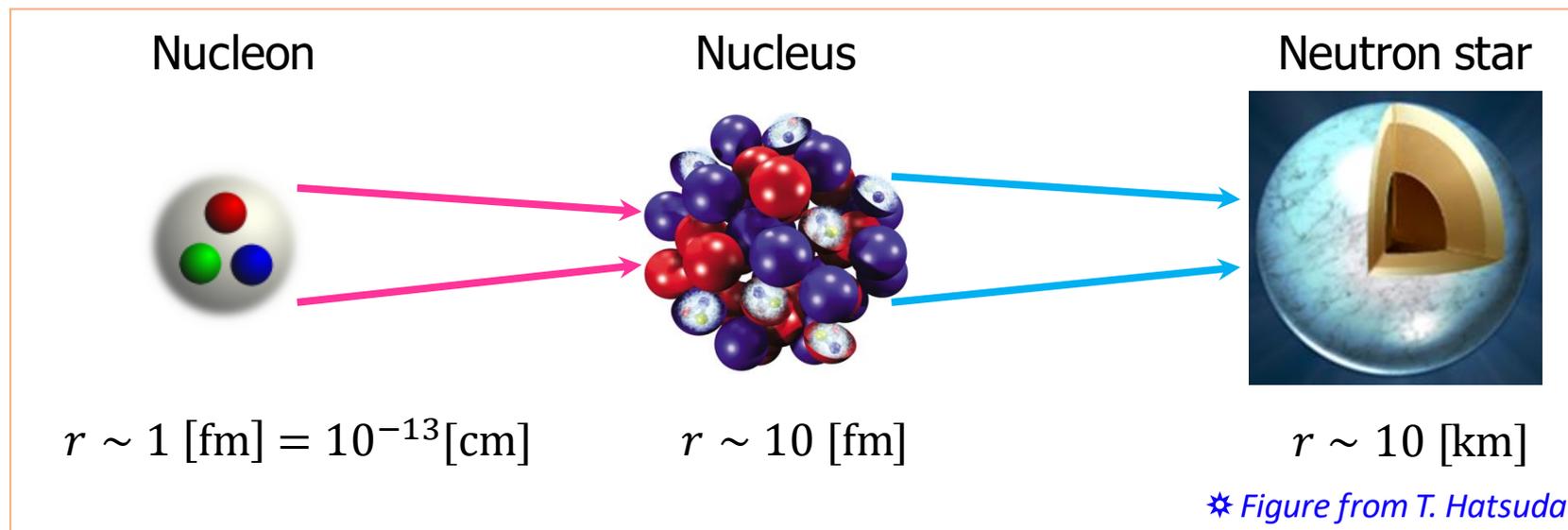
✓ 非对称核物质与中子星性质

In Preparation

□ 总结

核力与核多体系统

从核子-核子相互作用出发来描述核物质与中子星的相关性质



- ① 从强相互作用的基本理论—量子色动力学 (QCD) 出发描述核子-核子相互作用(核力)
- ② 从核力出发实现核物质与中子星性质的第一性原理计算

核力

 1935年, Yukawa 提出介子交换理论

★ *H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jpn. 17, 48 (1935)*

 目前, 研究核力的方法主要有

① 根据对称性(平移不变性等)构造的核力
Argonne V14, Argonne V18 等

★ *R. B. Wiringa, et al., Phys. Rev. C 29, 1207 (1984)* ★ *R. Wiringa, et al., Phys. Rev. C 51, 38 (1995)*

② 单玻色子交换模型
Bonn, CD-Bonn, pvCD-Bonn 等

★ *R. Machleidt, et al., Phys. Rep. 149, 11 (1987)* ★ *C. C. Wang, et al., Chin. Phys. C 43, 114107 (2019)*

③ 手征核力: 基于核子和介子自由度, 利用满足QCD手征对称性的拉氏量来描述核力

★ *E. Epelbaum, et al., Rev. Mod. Phys. 81, 1773 (2009)*

④ 从格点QCD导出核力

★ *N. Ishii, et al., Phys. Rev. Lett. 99, 022001 (2007)*

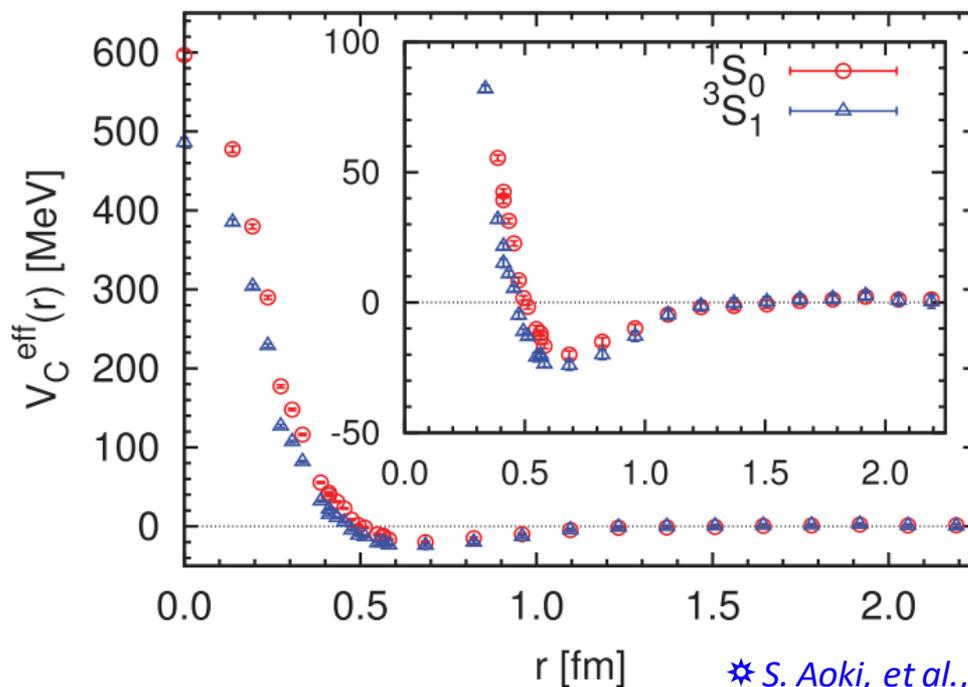
从格点QCD导出核力

🦋 HAL QCD 方法：利用 Bethe-Salpeter (BS) 波函数提取核力



★ N. Ishii, et al., *Phys. Rev. Lett.* 99, 022001 (2007)

🦋 HAL QCD 合作组利用 BS 波函数的 **上分量** 提取了的核子-核子中心势



✓ 下分量 ?

★ S. Aoki, et al., *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2012, 01A105

Brueckner 理论的历史与发展

核力存在短程强排斥芯，采用 Hartree-Fock 近似难以处理核多体系统

★ R. Jastrow, *Phys. Rev.* 81, 165 (1951)

Brueckner 等人提出对梯形图求和到无穷阶来处理核力短程强排斥芯问题

★ K. A. Brueckner, et al., *Phys. Rev.* 95, 217 (1954)

$$G = V + \text{diagram with two dashed lines and internal lines } m, n + \text{diagram with two dashed lines and internal lines } m', n + \dots$$

Bethe 和 Goldstone 对 Brueckner 提出的方法作了进一步的发展

★ J. Goldstone, *Proc. R. Soc.* 239, 267 (1957)

★ H. A. Bethe and J. Goldstone, *Proc. R. Soc.* 238, 551 (1957)

① Goldstone 从非简并微扰论出发，将系统基态能量的微扰展开式中的每一项用费曼图的形式表示

② Bethe 和 Goldstone 给出包含泡利不相容原理的散射方程

1960s，非相对论 Brueckner 理论被应用于系统计算核物质性质

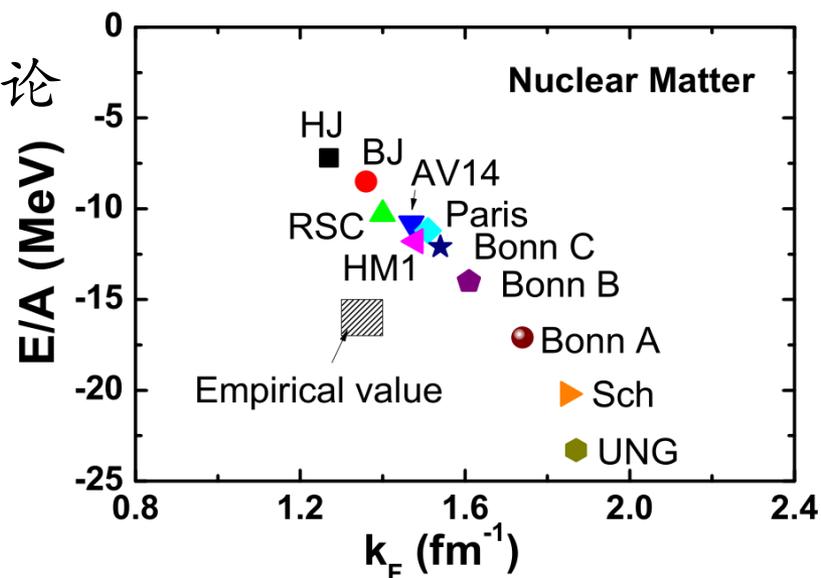
★ B. D. Day, *Rev. Mod. Phys.* 39, 719 (1967)

Brueckner 理论对核物质的研究

非相对论 Brueckner-Hartree-Fock 理论

- ① 利用不同的核力系统性地研究核物质的性质
- ② 计算结果偏离经验饱和区域

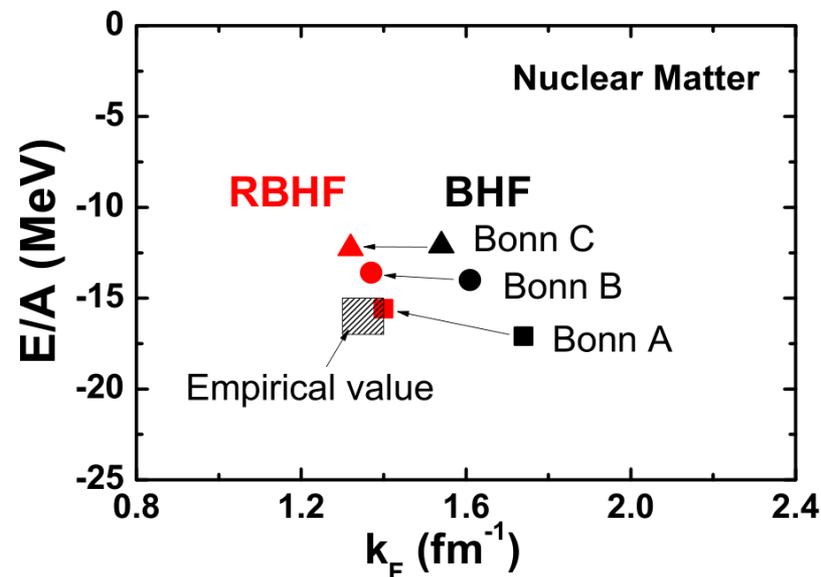
★ *F. Coester, et al., Phys. Rev. C 1, 769 (1970)*



相对论 Brueckner-Hartree-Fock 理论

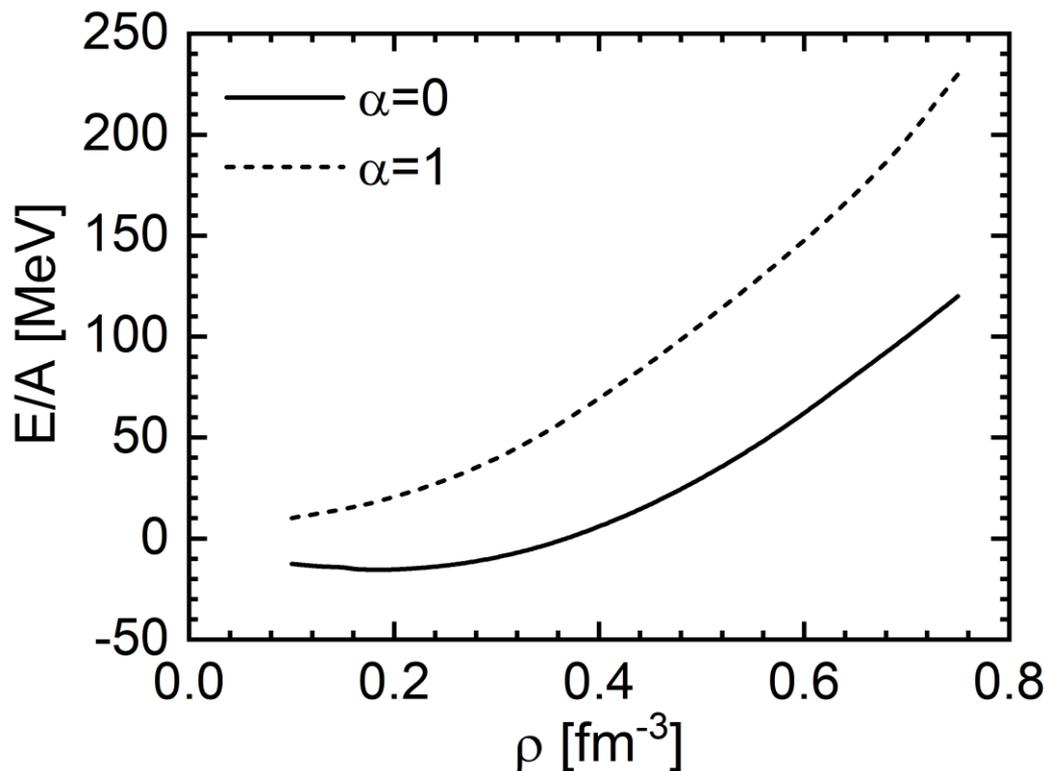
- ① 从相对论形式核力出发计算核物质的性质
- ② 与饱和点的经验区域符合得较好

★ *R. Brockmann, et al., Phys. Rev. C 42, 1965 (1990)*

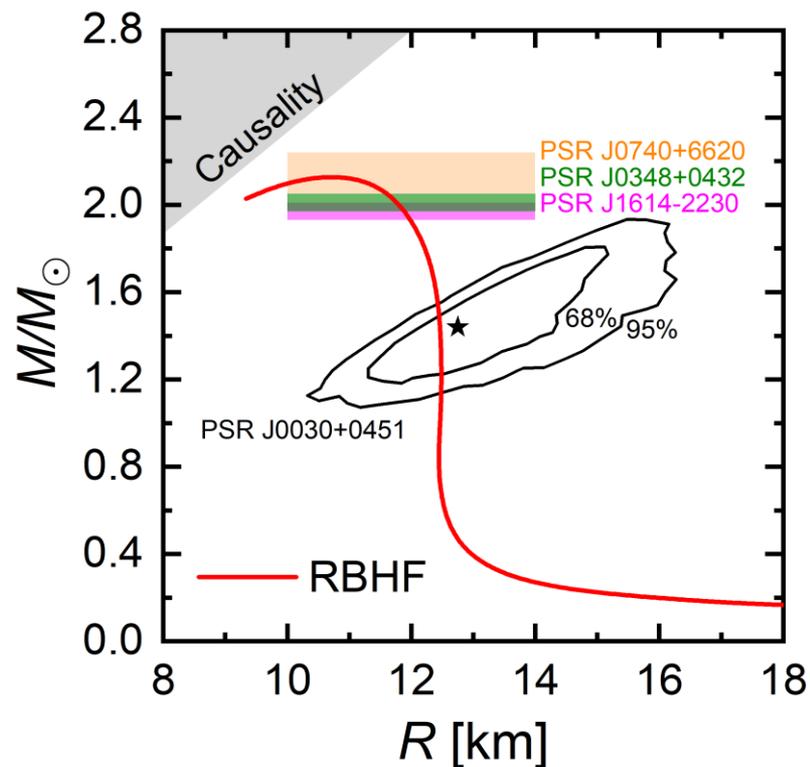


RBHF理论对非对称核物质和中子星的研究

非对称核物质结合能、中子星质量半径关系



* G. Q. Li, et al., Phys. Rev. C 45, 2782 (1992)

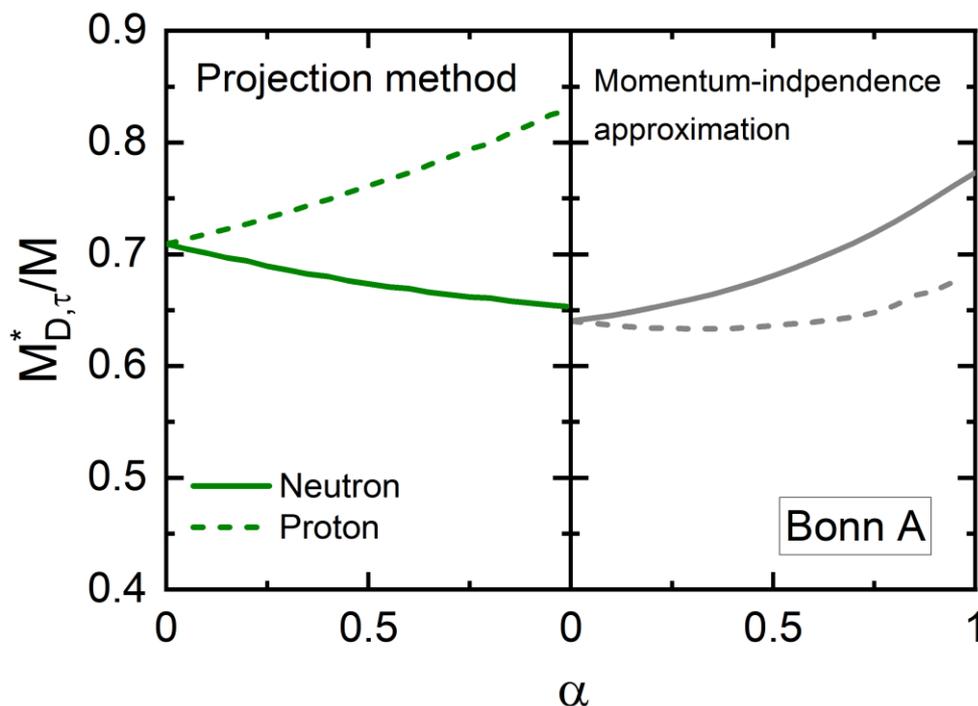


* C. H. Lee, et al., Phys. Rev. C 57, 3488 (1998)

- ① RBHF 理论给出的中子星最大质量满足天文观测约束 $M_{\text{max}} > 2M_{\odot}$
- ② RBHF 计算中，通常会忽略负能态，使得从 G 矩阵不能唯一提取单粒子势的不同分量，进而导致非对称核物质性质具有不确定性

本文工作

仅包含正能态下，RBHF 计算给出的核子有效质量随不对称度的变化



作为格点 QCD 导出相对论形式核力的初步探索

① 研究 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 双重子系统性质

② 研究 $\Omega\Xi$ 相互作用，计算散射相移和散射参数

从完备 Dirac 空间的 RBHF 理论出发研究核物质与中子星

目录

□ 引言

□ 理论框架

□ 结果与讨论

✓ $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$

✓ ΩE

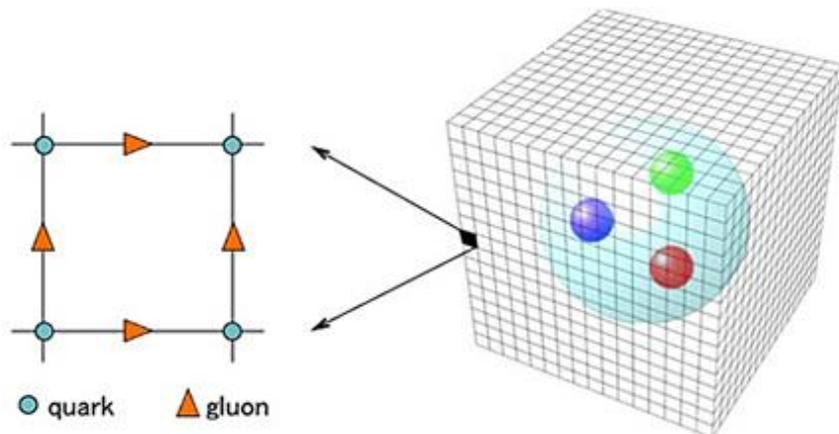
✓ 非对称核物质与中子星性质

□ 总结

格点QCD

🦋 LQCD 是构建在有限大小的离散时空格子上的理论

✧ G. Gattringer and C. B. Lang, *QCD on the Lattice*



✧ Figure from <http://lpc-clermont.in2p3.fr>

🦋 物理量的计算

$$\langle T[\hat{O}] \rangle = \frac{1}{Z} \int \mathcal{D}A_\mu \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi O e^{-S_E}$$
$$Z = \int \mathcal{D}A_\mu \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi e^{-S_E}$$

积分变量巨大 $\sim 10^9-10^{10}$ (格点大小 96^4)



重点抽样 (蒙特卡洛模拟)

其中作用量 $S_E = S_G + S_F$, S_G, S_F 分别为纯规范场和夸克场的作用量

BS 波函数与非局域势

Bethe-Salpeter (BS) 波函数

★ S. Aoki, et al., PTEP. 01A105 (2012)

$$\varphi^W(\mathbf{x})e^{-Wt} = \langle 0|T\{B(\mathbf{r} + \mathbf{x}, t)B(\mathbf{r}, t)\}|2B, W\rangle$$

其中 $|2B, W\rangle$ 是本征能量为 $W = 2\sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}$ 的 QCD 本征态

BS 波函数在 $x = |\mathbf{x}| \rightarrow \infty$ 处满足 ($k = |\mathbf{k}|$)

$$(k^2 + \nabla^2)\varphi^W(\mathbf{x}) \simeq 0$$

且其渐近行为能够给出散射相移

利用 BS 波函数定义非局域势

$$(E_k - H_0)\varphi^W(\mathbf{x}) = \int U(\mathbf{x}, \mathbf{y})\varphi^W(\mathbf{y})d^3y, \quad \left(E_k = \frac{k^2}{2\mu}, H_0 = \frac{-\nabla^2}{2\mu} \right)$$

其中 $\mu = m/2$

速度展开

非局域势的速度展开

$$U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = V(\mathbf{x}, \nabla) \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

展开次领头阶有

$$V(\mathbf{x}, \nabla) = \underbrace{V_0(x) + V_\sigma(x) \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_T(x) S_{12}}_{\text{LO}} + \underbrace{V_{\text{LS}}(x) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}}_{\text{NLO}} + O(\nabla^2)$$

其中 $\mathbf{S} = (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)/2$,

$$S_{12} = 3 \frac{(\mathbf{x} \cdot \vec{\sigma}_1)(\mathbf{x} \cdot \vec{\sigma}_2)}{x^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$$

自旋单态 (1S_0)

$$V_C(x, S=0) \equiv V_0(x) - 3V_\sigma(x) = \frac{(E_k - H_0)\varphi^W(\mathbf{x})}{\varphi^W(\mathbf{x})}$$

LQCD 中计算 BS 波函数

为了从 LQCD 中提取 BS 波函数，考虑如下关联函数

$$F(\mathbf{x}, t) = \langle 0 | T \{ B(\mathbf{r} + \mathbf{x}, t) B(\mathbf{r}, t) \} \bar{\mathcal{J}}(0) | 0 \rangle$$

其中 $\bar{\mathcal{J}}(0)$ 是源算符，用于产生两重子态。插入完备集得到

$$\begin{aligned} F(\mathbf{x}, t) &= \langle 0 | T \{ B(\mathbf{r} + \mathbf{x}, t) B(\mathbf{r}, t) \} \sum_{n, s_1, s_2} |2B, W_n, s_1, s_2\rangle \langle 2B, W_n, s_1, s_2 | \bar{\mathcal{J}}(0) | 0 \rangle \\ &= \sum_{n, s_1, s_2} A_{n, s_1, s_2} \varphi^{W_n}(\mathbf{x}) e^{-W_n t}, \quad A_{n, s_1, s_2} = \langle 2B, W_n, s_1, s_2 | \bar{\mathcal{J}}(0) | 0 \rangle \end{aligned}$$

含时的 HAL QCD 方法

✧ *N. Ishii, et al., Phys. Lett. B 712, 437 (2012)*

$$\left(\frac{1}{4m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} - H_0 \right) R(\mathbf{x}, t) = \int d^3 \mathbf{x}' U(\mathbf{x}, \mathbf{x}') R(\mathbf{x}', t)$$

其中 $R(\mathbf{x}, t) \equiv F(\mathbf{x}, t)/e^{-2mt}$ ，有

$$V^{\text{LO}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{4m} \frac{(\partial/\partial t)^2 R(\mathbf{x}, t)}{R(\mathbf{x}, t)} - \frac{(\partial/\partial t) R(\mathbf{x}, t)}{R(\mathbf{x}, t)} - \frac{H_0 R(\mathbf{x}, t)}{R(\mathbf{x}, t)}$$

目录

□ 引言

□ 理论框架

□ 结果与讨论

✓ $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$

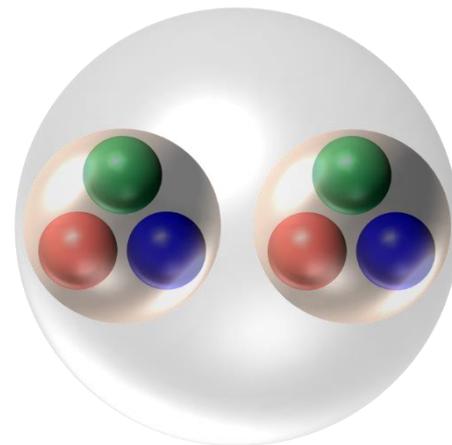
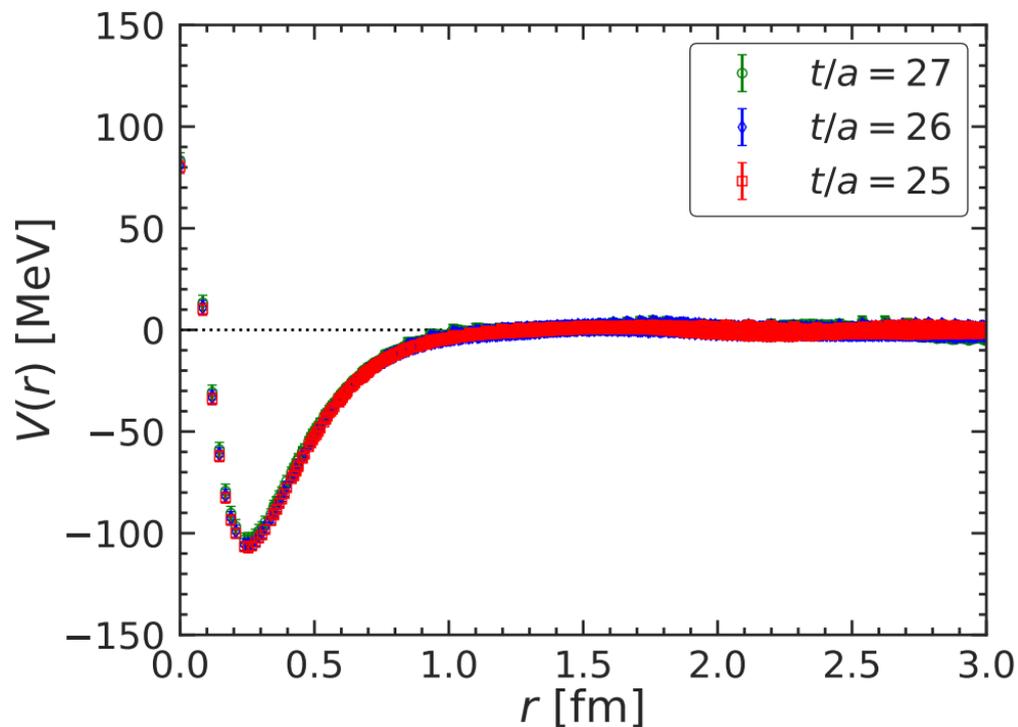
✓ ΩE

✓ 非对称核物质与中子星性质

□ 总结

双重子系统 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 中心势

从四点关联函数来提取 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 的中心势 (1S_0)

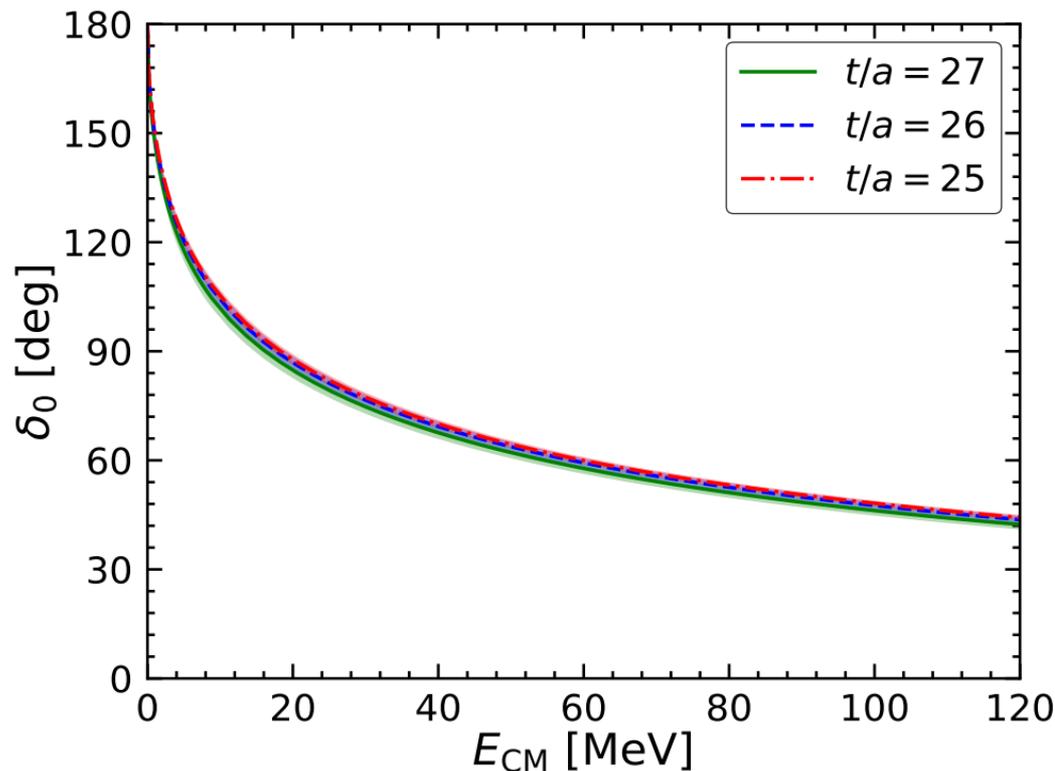


- ① 相互作用势具有短程排斥，中程吸引的特征
- ② 数值信息

Lattice size	Lattice space	Pion mass	Spin-averaged 1S charmonium mass
96^4	0.0846 fm	146 MeV	3068.5 MeV

散射相移和结合能

利用 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 的中心势计算得到散射相移和散射参数



$$k \cot \delta_0(k) = -\frac{1}{a_0} + \frac{1}{2}r_{\text{eff}}k^2 + O(k^4)$$



$$a_0 = 1.57(0.08)_{-0.04}^{+0.12} \text{ fm}$$
$$r_{\text{eff}} = 0.57(0.02)_{-0.00}^{+0.01} \text{ fm}$$

利用中心势计算结合能和半径

$$B = 5.68(0.77)_{-1.02}^{+0.46} \text{ MeV}$$
$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 1.13(0.06)_{-0.03}^{+0.08} \text{ fm}$$

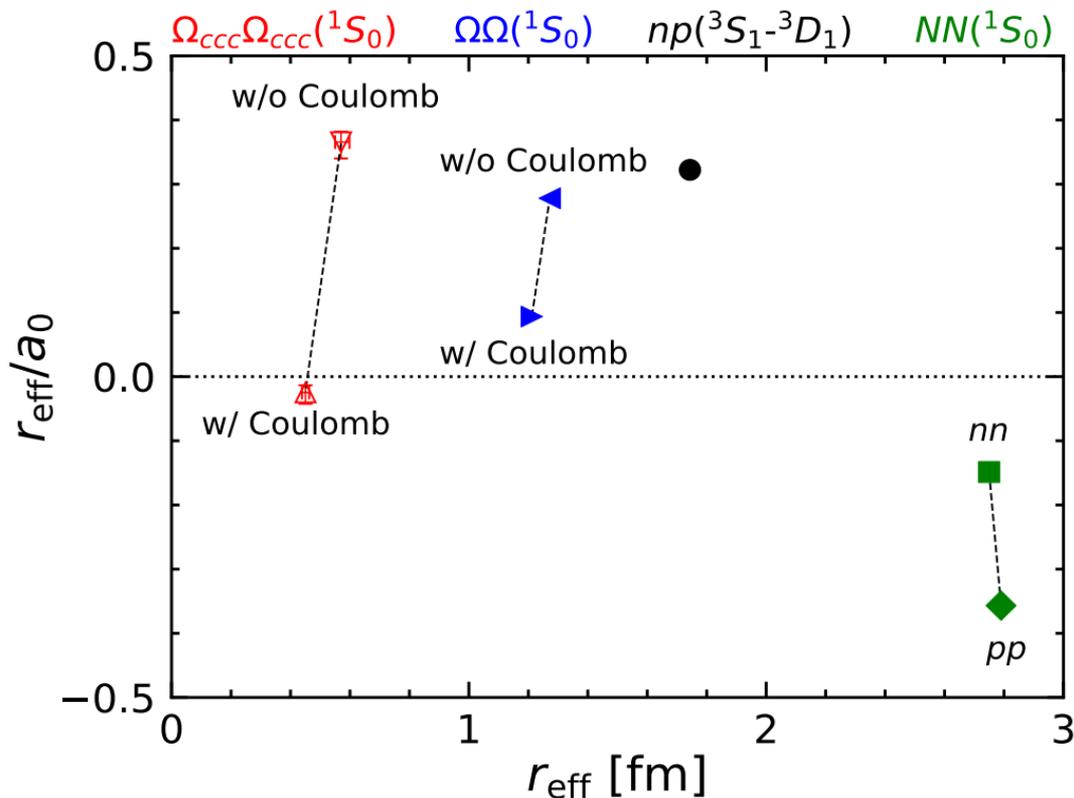
夸克模型计算结果

* H. X. Huang, et al., arXiv. 2011, 00513 (2020)

$$B = 1.3 \text{ MeV}$$
$$a_0 = 3.15 \text{ fm}; r_{\text{eff}} = 1.17 \text{ fm}$$

包含库仑相互作用后的散射参数

在 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 系统中考虑库仑相互作用后计算散射参数



① 库仑相互作用 (电荷分布为指数形式)

$$V^{\text{Coulomb}}(r) = \frac{4\alpha}{r} \left(1 - e^{-\Lambda r} - \frac{11}{16} \Lambda r e^{-\Lambda r} - \frac{3}{16} (\Lambda r)^2 e^{-\Lambda r} - \frac{1}{48} (\Lambda r)^3 e^{-\Lambda r} \right)$$

② 考虑库仑相互作用后, $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 和 $\Omega\Omega$ 更接近么正极限

目录

□ 引言

□ 理论框架

□ 结果与讨论

✓ $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$

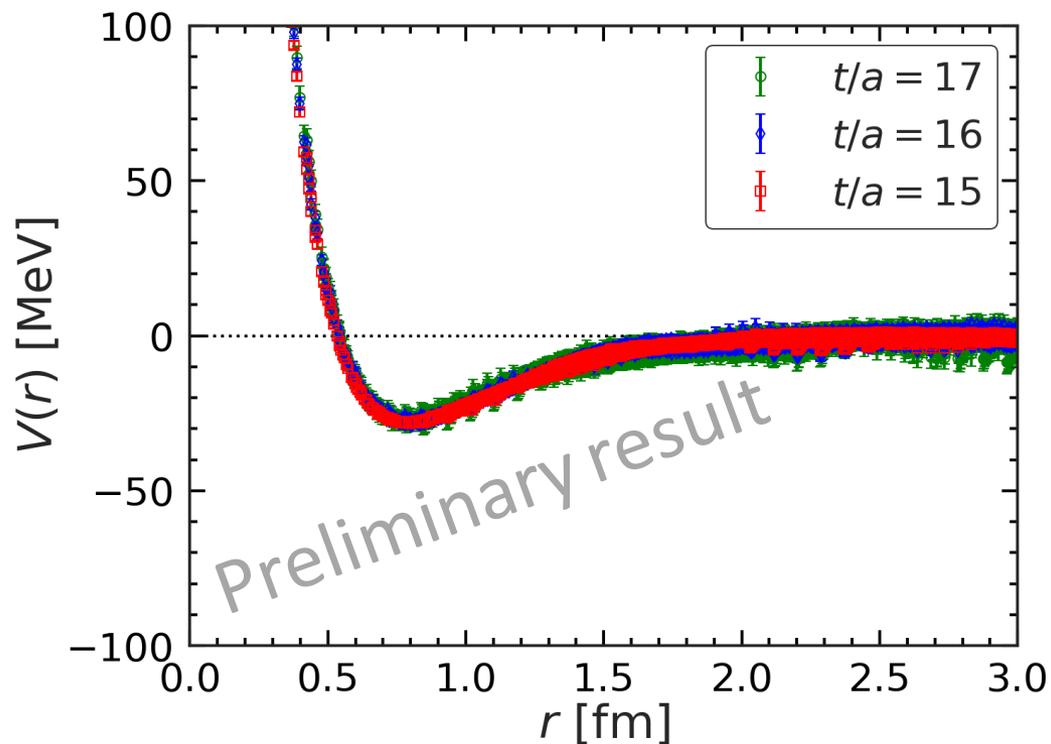
✓ ΩE

✓ 非对称核物质与中子星性质

□ 总结

$\Omega\Xi$ 中心势

从四点关联函数来提取 $\Omega\Xi$ 的中心势

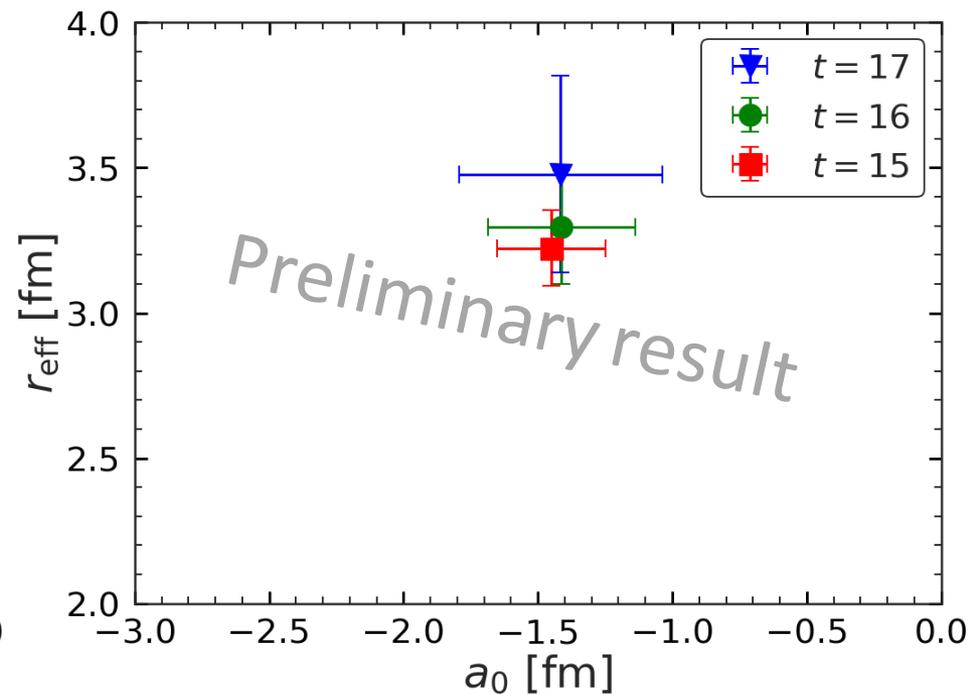
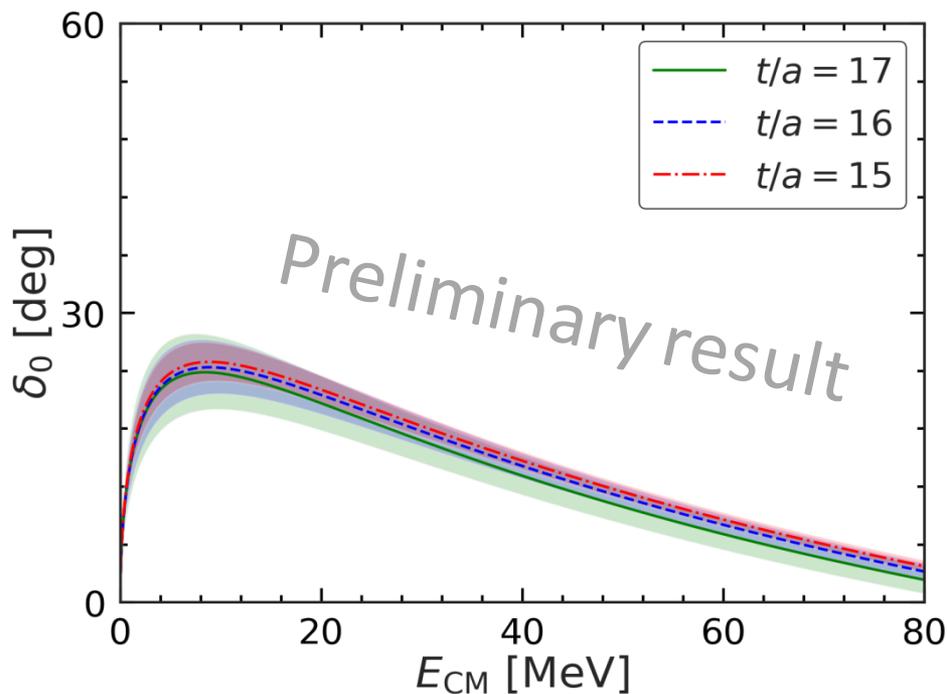


- ① 相互作用势具有短程排斥，中程吸引的特征
- ② 数值信息

Lattice size	Lattice space	Pion mass	Omega mass	Xi mass
96^4	0.0846 fm	146 MeV	1711 MeV	1354 MeV

散射相移和散射参数

利用 ΩE 的中心势计算得到散射相移和散射参数

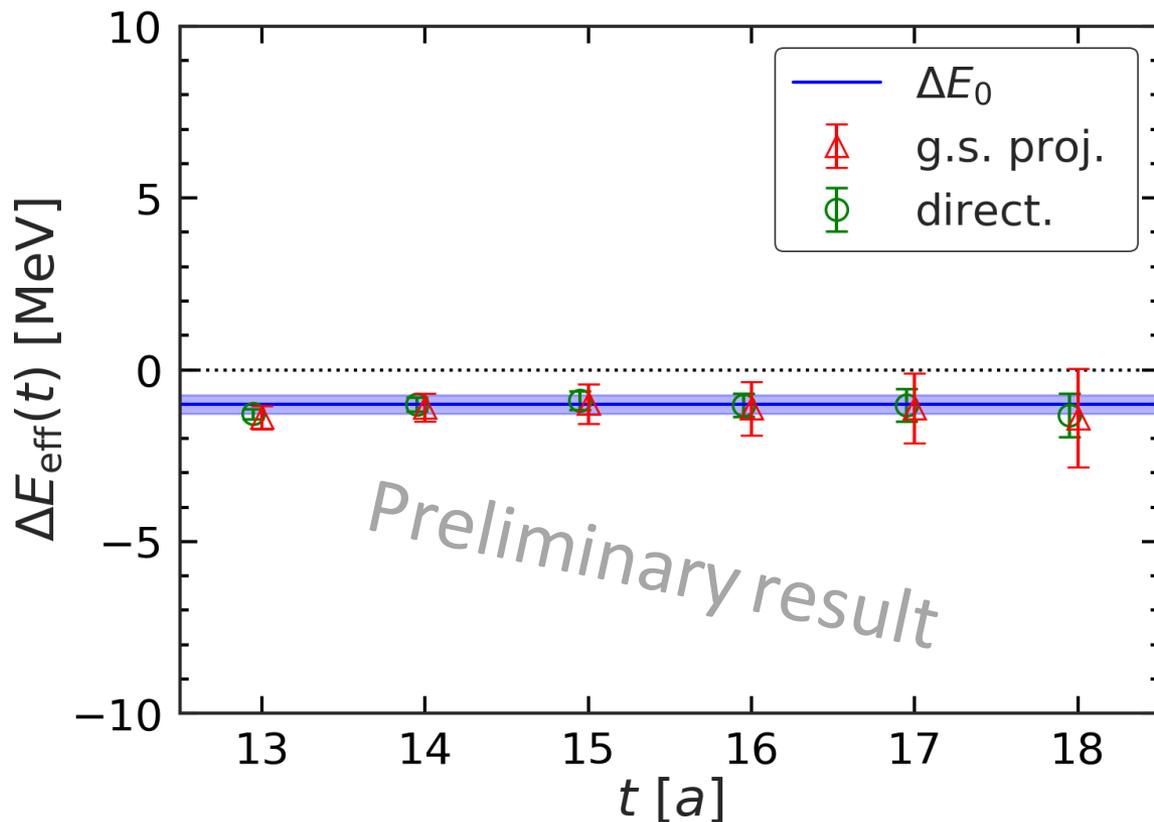


目前拟合势场所采用的的函数形式

$$V_{\text{fit}}(r) = \sum_{j=1,2,3} a_j e^{-(r/b_j)^2}$$

有限体积效应分析

利用 ΩE 的四点关联函数计算 effective energy shift



★ T. Iritani, et al., JHEP. 03, 007 (2019)

direct. (green) :

$$R(t) \equiv \frac{C_{BB}(t)}{\{C_B(t)\}^2}, \quad \Delta E_{\text{eff}}(t) \equiv \frac{1}{a} \log \frac{R(t)}{R(t+a)}$$

g.s. proj. (red) :

$$R^{(n)}(t) \equiv \sum_r \Psi_n^\dagger(r) R(r, t), \quad \Delta E_{\text{eff}}^{(n)}(t) = \frac{1}{a} \log \frac{R^{(n)}(t)}{R^{(n)}(t+a)}$$

目录

□ 引言

□ 理论框架

□ 结果与讨论

✓ $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$

✓ ΩE

✓ 非对称核物质与中子星性质

□ 总结

非对称核物质中的 Dirac 方程

Dirac 方程

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta (M + \mathcal{U}_\tau)] u_\tau(\mathbf{p}, s) = E_{\mathbf{p},\tau} u_\tau(\mathbf{p}, s)$$

$$\mathcal{U}_\tau(\mathbf{p}) = U_{S,\tau}(p) + \gamma^0 U_{0,\tau}(p) + \boldsymbol{\gamma} \cdot \hat{\mathbf{p}} U_{V,\tau}(p), \quad \tau = n, p$$

定义有效量

$$\mathbf{p}_\tau^* = \mathbf{p} + \hat{\mathbf{p}} U_{V,\tau}(p),$$

$$M_{\mathbf{p},\tau}^* = M + U_{S,\tau}(p),$$

$$E_{\mathbf{p},\tau}^* = E_{\mathbf{p},\tau} - U_{0,\tau}(p),$$

Dirac 旋量

$$u_\tau(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E_{\mathbf{p},\tau}^* + M_{\mathbf{p},\tau}^*}{2M_{\mathbf{p},\tau}^*}} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_\tau^*}{E_{\mathbf{p},\tau}^* + M_{\mathbf{p},\tau}^*} \end{bmatrix} \chi_s \chi_\tau,$$

$$v_\tau(\mathbf{p}, s) = \gamma^5 u_\tau(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E_{\mathbf{p},\tau}^* + M_{\mathbf{p},\tau}^*}{2M_{\mathbf{p},\tau}^*}} \begin{bmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_\tau^*}{E_{\mathbf{p},\tau}^* + M_{\mathbf{p},\tau}^*} \\ 1 \end{bmatrix} \chi_s \chi_\tau,$$

完备 Dirac 空间中的单粒子势

利用完备 Dirac 空间中单粒子势算符的矩阵元唯一确定单粒子势的各个分量

$$\Sigma_{\tau}^{++}(p) = \bar{u}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2)\mathcal{U}_{\tau}(\mathbf{p})u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) = U_{S,\tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p},\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{0,\tau}(p) + \frac{p_{\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{V,\tau}(p),$$

$$\Sigma_{\tau}^{-+}(p) = \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2)\mathcal{U}_{\tau}(\mathbf{p})u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) = \frac{p_{\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{0,\tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p},\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{V,\tau}(p),$$

$$\Sigma_{\tau}^{--}(p) = \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2)\mathcal{U}_{\tau}(\mathbf{p})v_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) = -U_{S,\tau}(p) + \frac{E_{\mathbf{p},\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{0,\tau}(p) + \frac{p_{\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*}U_{V,\tau}(p),$$

$$U_{S,\tau}(p) = \frac{\Sigma_{\tau}^{++}(p) - \Sigma_{\tau}^{--}(p)}{2},$$

$$U_{0,\tau}(p) = \frac{E_{\mathbf{p},\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*} \frac{\Sigma_{\tau}^{++}(p) + \Sigma_{\tau}^{--}(p)}{2} - \frac{p_{\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*} \Sigma_{\tau}^{-+}(p),$$

$$U_{V,\tau}(p) = -\frac{p_{\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*} \frac{\Sigma_{\tau}^{++}(p) + \Sigma_{\tau}^{--}(p)}{2} + \frac{E_{\mathbf{p},\tau}^*}{M_{\mathbf{p},\tau}^*} \Sigma_{\tau}^{-+}(p).$$

单粒子算符矩阵元的计算

对 G 矩阵积分得到 Σ^{++} , Σ^{-+} 和 Σ^{--}

★ *R.M. Anastasio et al., PRC 23, 2273 (1981)*

$$\Sigma_{\tau}^{++}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{\mathbf{p}',\tau'}^*}{E_{\mathbf{p}',\tau'}^*} \langle \bar{u}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{++++}(W) | u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle,$$

$$\Sigma_{\tau}^{-+}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{\mathbf{p}',\tau'}^*}{E_{\mathbf{p}',\tau'}^*} \langle \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{-++++}(W) | u_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle,$$

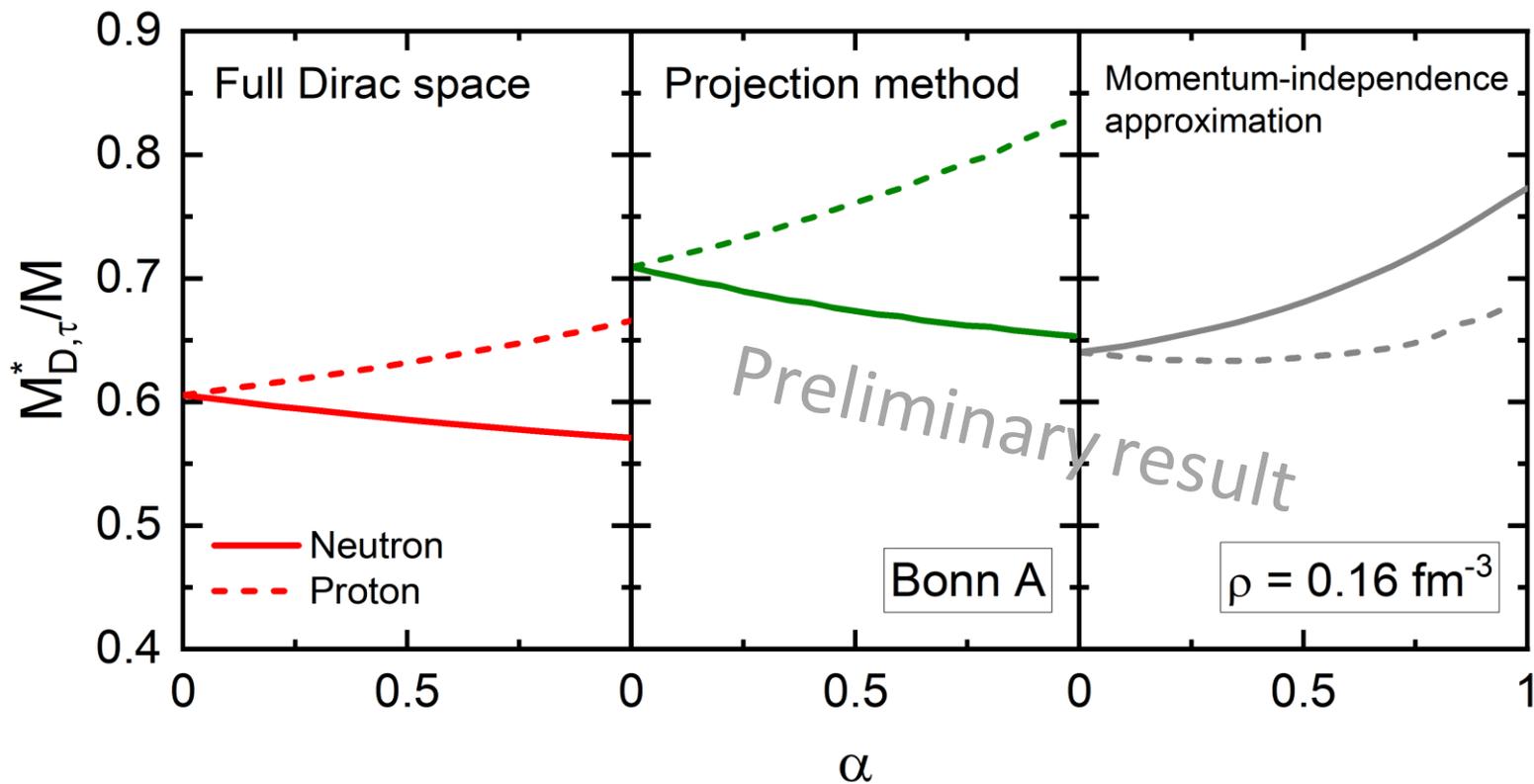
$$\Sigma_{\tau}^{--}(p) = \sum_{s'\tau'} \int_0^{k_F^{\tau'}} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{M_{\mathbf{p}',\tau'}^*}{E_{\mathbf{p}',\tau'}^*} \langle \bar{v}_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) \bar{u}_{\tau'}(\mathbf{p}', s') | \bar{G}^{-+--+}(W) | v_{\tau}(\mathbf{p}, 1/2) u_{\tau'}(\mathbf{p}', s') \rangle.$$

求解介质中的 Thompson 方程得到 G 矩阵

$$G_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{q} | \mathbf{P}, W) = V_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{q} | \mathbf{P}) + \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} V_{\tau\tau'}(\mathbf{q}', \mathbf{k} | \mathbf{P}) \\ \times \frac{M_{\mathbf{P}+\mathbf{k},\tau}^* M_{\mathbf{P}-\mathbf{k},\tau'}^*}{E_{\mathbf{P}+\mathbf{k},\tau}^* E_{\mathbf{P}-\mathbf{k},\tau'}^*} \frac{Q_{\tau\tau'}(\mathbf{k}, \mathbf{P})}{W - E_{\mathbf{P}+\mathbf{k},\tau} - E_{\mathbf{P}-\mathbf{k},\tau'}} G_{\tau\tau'}(\mathbf{k}, \mathbf{q} | \mathbf{P}, W)$$

Dirac 质量的同位旋依赖性

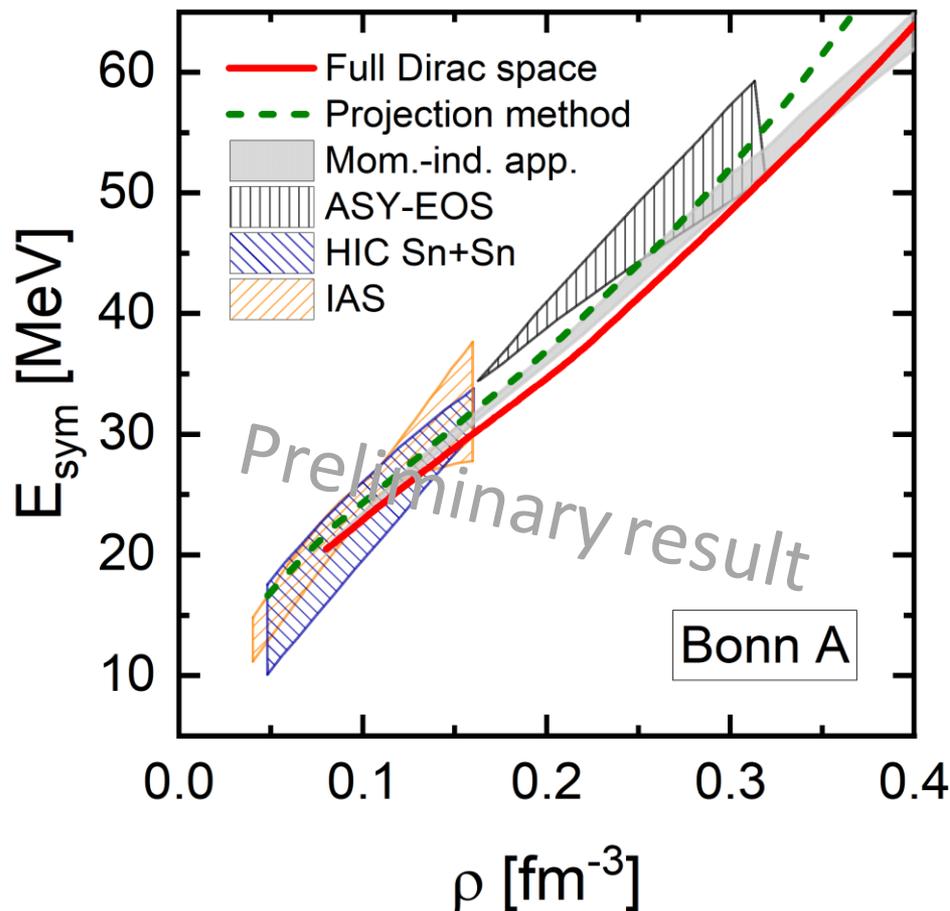
🇩🇪 RBHF 理论给出的 Dirac 质量随不对称度的变化



- ① 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算给出 $M_{D,n}^* < M_{D,p}^*$
- ② 动量无关近似给出的 $M_{D,n}^*$ 和 $M_{D,p}^*$ 的相对大小，与完备 Dirac 空间以及投影方法的结果不同

完备 Dirac 空间的对称能

完备 Dirac 空间的 RBHF 理论给出的对称能随着密度的变化



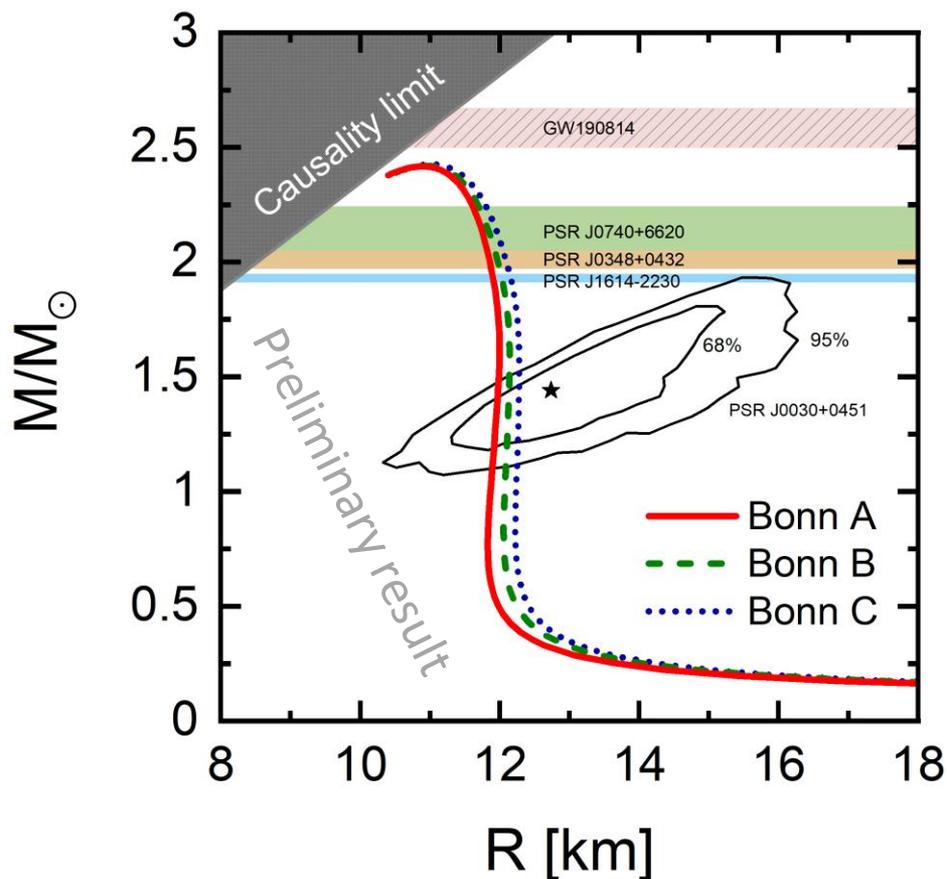
	E_{sym} (MeV)	L (MeV)
This work	33.1	65.2
Empirical	31.7 ± 3.2	58.7 ± 28.1

* M. Oertel et al., RMP 89, 015007 (2017)

- ① 完备 Dirac 空间的 RBHF 理论给出的对称能及其斜率与经验值和实验值相符

中子星质量半径关系

完备 Dirac 空间的 RBHF 理论计算给出的中子星质量-半径关系



Potential	$R_{1.4}$ (km)	M_{\max}/M_{\odot}
A	11.97	2.4
B	12.13	2.4
C	12.27	2.4

$$p(\epsilon) = c^2\epsilon - \epsilon_c \text{ for } \rho > 0.57 \text{ fm}^{-3}$$

* S. Gandolfi et al., PRC 85, 032801 (2012)

① GW190814 的次级致密天体可能不是中子星

总结

- ① 利用接近真实 π 介子质量的组态计算得到 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 双重子间的相互作用势场 (1S_0)
- ② 在强相互作用势场下, 通过计算 $\Omega_{ccc}\Omega_{ccc}$ 双重子系统性质表明了束缚态的存在, 进一步考虑库仑排斥后系统接近么正极限, 有效力程与散射长度比值为 $r_{\text{eff}}^C/a_0^C \simeq -0.024$
- ③ 利用 ΩE 间的相互作用势场, 计算散射相移和散射参数
- ④ 利用完备 Dirac 空间的 RBHF 理论得到的 Dirac 有效质量 $M_{D,n}^* < M_{D,p}^*$, 核物质对称能 33.1 MeV, 对称能斜率 65.2 MeV, 中子星最大质量 $2.4 M_{\odot}$

致谢

孟杰 教授

张双全 副教授

赵鹏巍 研究员

王锜博 博士

吕岩

Tetsuo Hatsuda 教授

Sinya Aoki 教授

Kenji Sasaki 教授

梁豪兆 副教授

Takumi Doi 研究员

Takuya Sugiura 博士

谢谢！