

Three-body molecular states composed of $D^{(*)}$ and two nucleons

报告人：陈思怡

Sun Yat-sen University

arXiv:2602.19504 [hep-ph] 陈思怡 陈飞宇 陈绪梁 孟璐 李宁 陈伟

轻强子专题研讨会 2026.05.16 商丘

$X(3872)$

Belle

$Z_c(3900)$

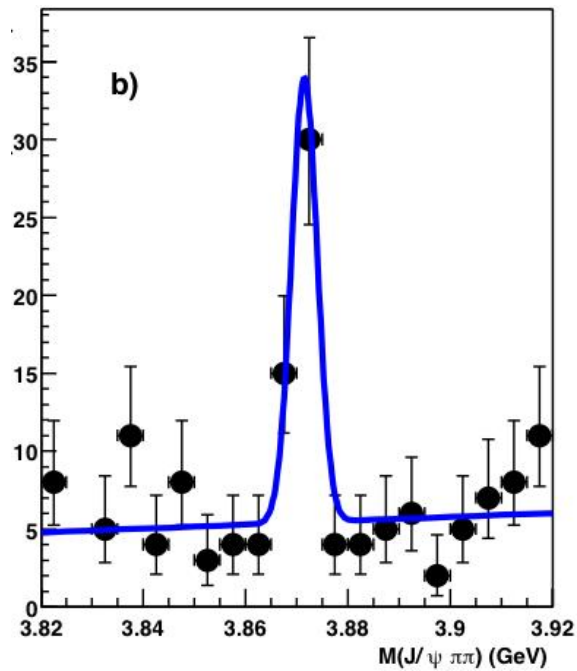
BESIII/Belle

T_{cc}^+

LHCb

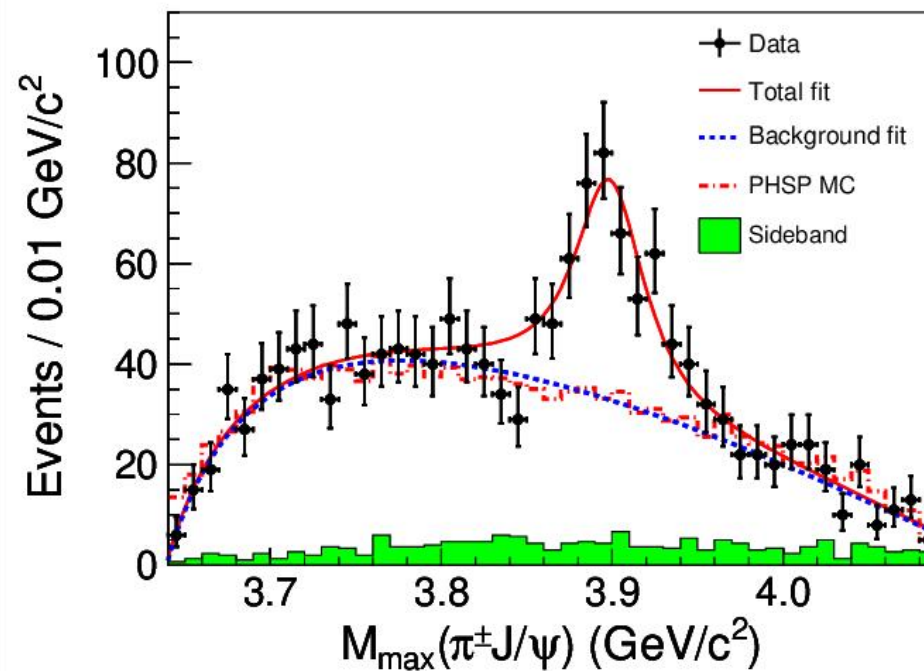
year

2003



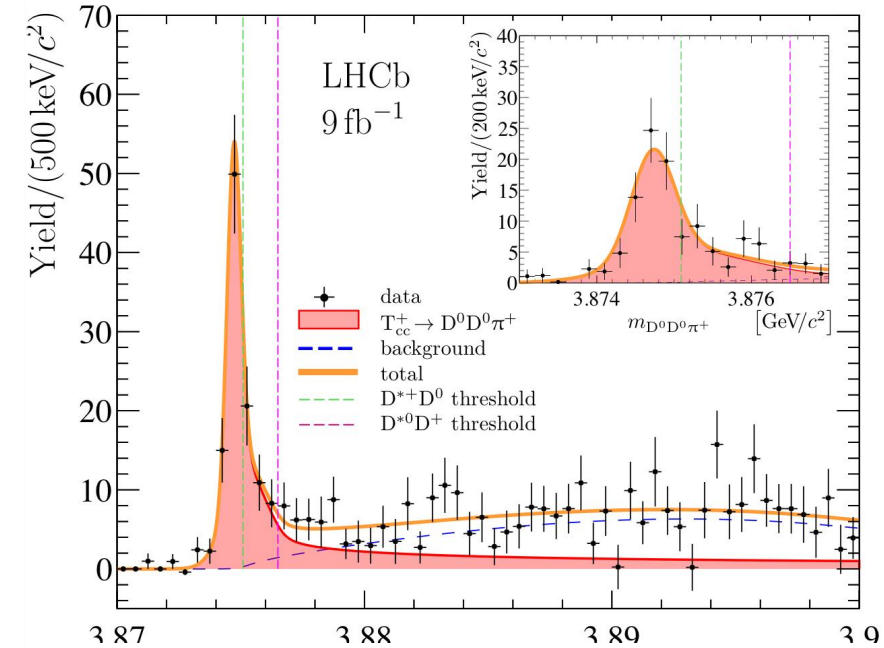
PRL.91.262001(2003)

2013



PRL.110,252001(2013)

2021



Nature C,13,3351(2021)

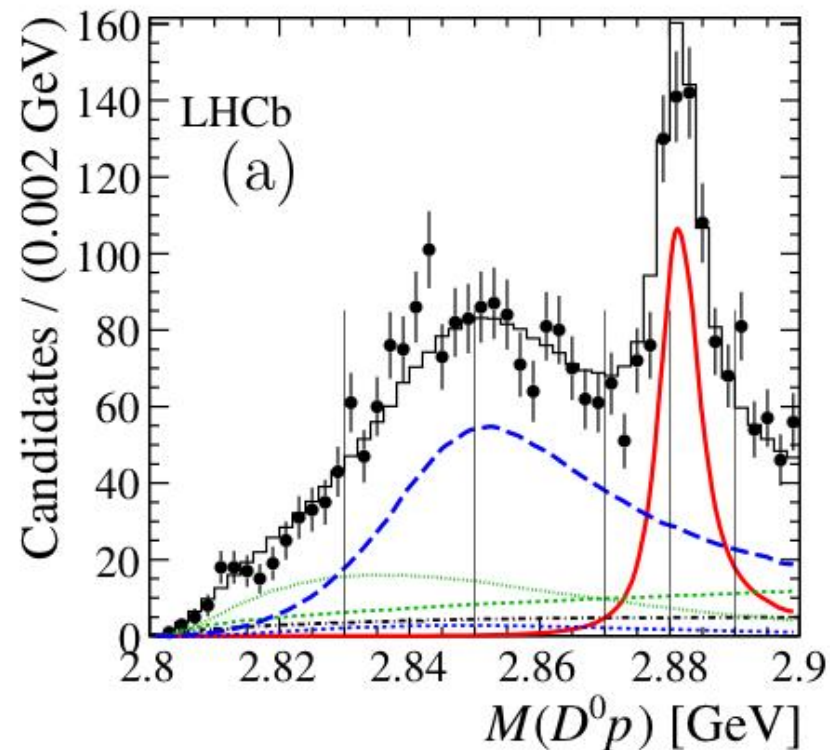
$D^{(*)}N$

实验： $\Sigma_c(2800)$ 和 $\Lambda_c(2940)$ 常被讨论为分别以 DN 和 D^*N 成分主导的分子态候选。近年 LHCb 和 ALICE 的相关测量为这些体系提供了实验约束。

理论： DN 与 D^*N 体系已被 ChEFT、夸克模型等方法广泛研究，但束缚性质仍存在模型依赖。

NN

CD-Bonn 等唯象势模型都能够较好重现核子-核子散射数据和轻核性质



LHCb 对 $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p \pi^-$ 衰变
在近阈值 $D^0 p$ 质量区的振幅拟合结果

Phys. Lett. B 808 (2020) 135623

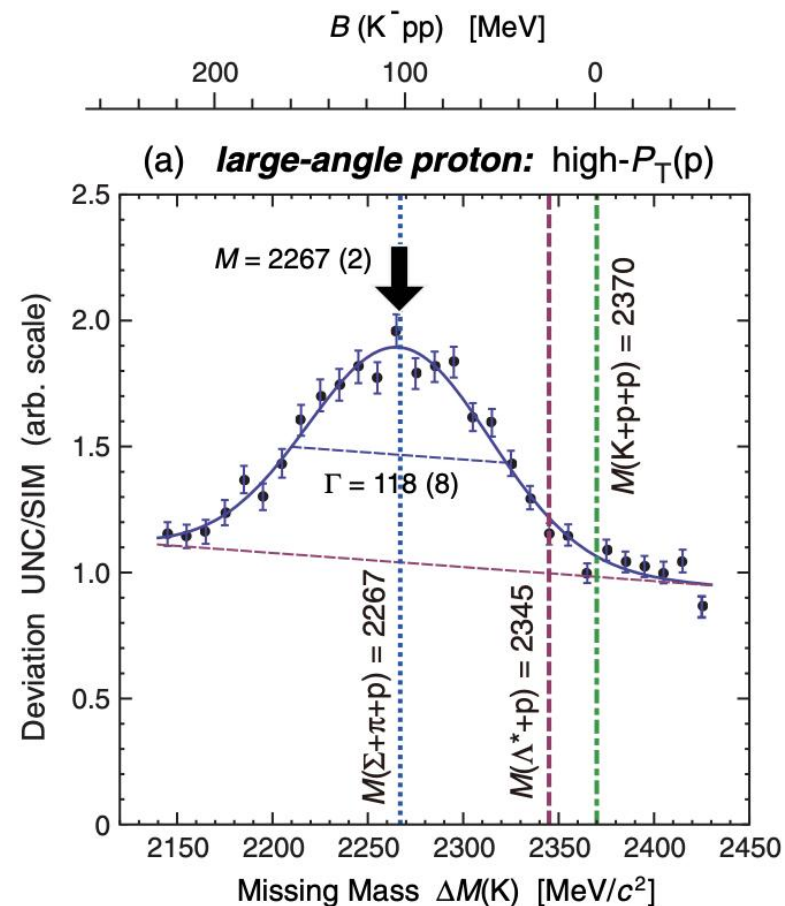
实验

$\bar{K}NN$ 的实验迹象表明，介子-核子吸引与 NN 关联能够诱导紧致三体结构

理论

三体 $D^{(*)}NN$ 体系是检验重夸克对称性和核力协同作用的理想体系。

Faddeev 等研究表明 $D^{(*)}NN$ 可能比两体子系统更容易束缚。



PhysRevLett.104.132502

研究目标

系统研究 $D^{(*)}NN$ 三体体系的内部结构和极点行为。

1. 构建受重夸克自旋对称性约束的 $D^{(*)}N$ 单玻色子交换势。
2. 采用现实的氘核相互作用，并在两体体系中验证输入的合理性。
3. 在高斯基下建立 $D^{(*)}NN$ 三体哈密顿量，求解束缚态薛定谔方程。
4. 扫描截断参数 Λ 与 $Z_c(3900)$ 相关极点位置，确定顶点耦合常数，分析结果稳定性。
5. 结合复标度方法研究复能平面极点轨迹，区分束缚态与共振态。

OBE构造两体相互作用势

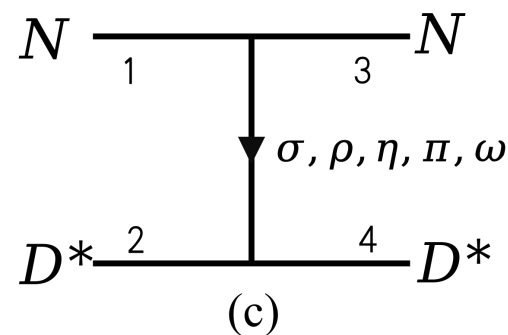
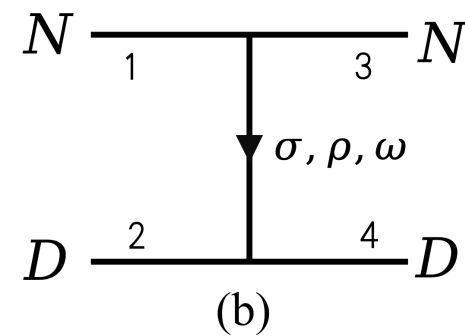
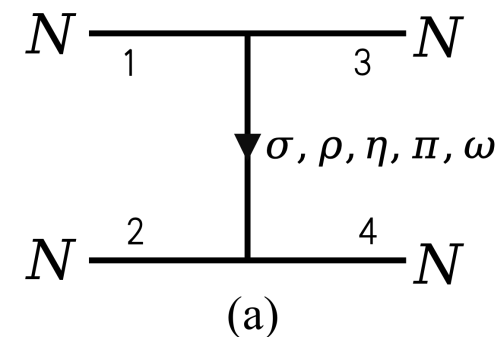
相互作用由 π 、 η 、 σ 、 ρ 、 ω 等轻介子交换给出，其费曼图如右。利用 Born 近似，把树图散射振幅映射为动量空间势：

$$V(\mathbf{q}) = - \frac{\mathcal{M}}{\sqrt{\prod_i 2E_i \prod_f 2E_f}}$$

在顶角引入单极型形状因子，对短程高动量区域进行正则化：

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2 - m_{\text{ex}}^2}{\Lambda^2 - q^2}$$

- NN 子系统固定在氦核道 3S_1 、 $I_{NN} = 0$ 。
- DNN 总量子数 $I(J^P) = 1/2(1^-)$ 。
- D^*NN 在总同位旋 $I = 1/2$ 下可形成 $J^P = 0^-, 1^-, 2^-$ 三类通道。



对于 $D^{(*)}N$ 相互作用, 在单极形状因子及截断参数 Λ 下, 引入重标定因子 R_λ 、 R_β 、 R_s , 将顶角耦合常数参数化为

$$\lambda \rightarrow \lambda R_\lambda, \quad \beta \rightarrow \beta R_\beta, \quad g_s \rightarrow g_s R_s$$

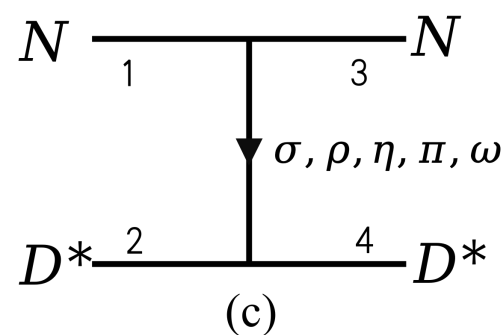
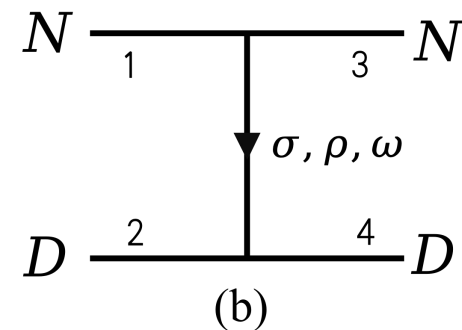
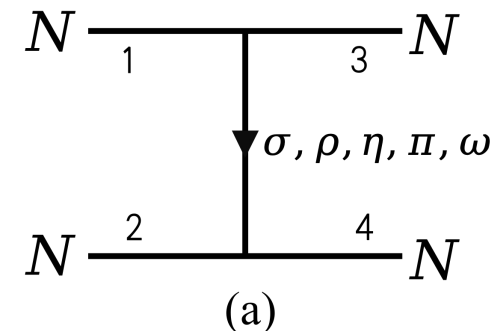
重标定因子通过重现两体近阈值奇特态的极点结构来确定:

$X(3872) \rightarrow D\bar{D}^*$ 束缚态

$T_{cc}(3875) \rightarrow DD^*$ 束缚态 极点位置阈下约 0.4 MeV

$Z_c(3900) \rightarrow D\bar{D}^*$ 虚态

对相互作用强度更敏感, 在阈值下方 5–35 MeV 范围内变化



三体哈密顿量与 Jacobi 坐标

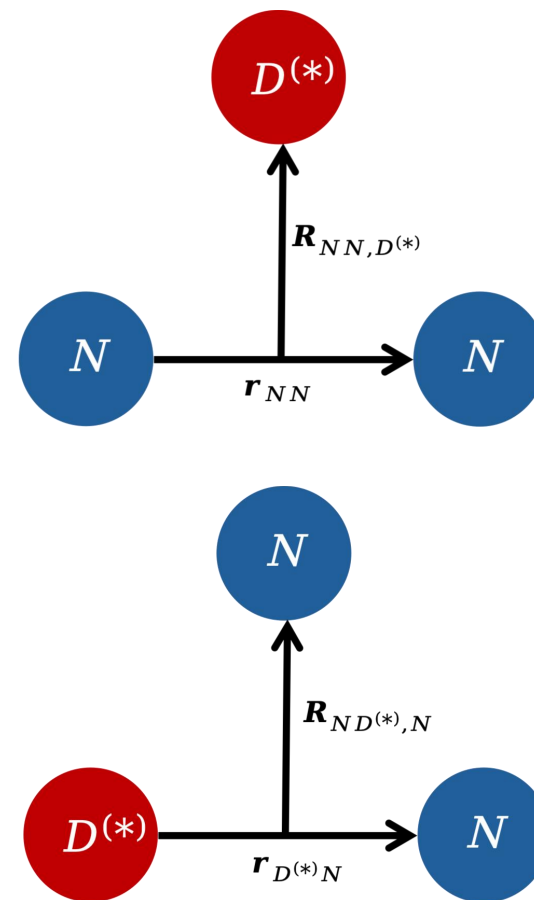
对于三个粒子组成的体系，总哈密顿量写为

$$H = \sum_{i=1}^3 \left(m_i + \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} \right) - T_{\text{c.m.}} + \sum_{i<j} V_{ij}$$

采用 Jacobi 坐标简化维度，把质心运动与内部相对运动分离

$$\mathbf{r} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1, \quad \mathbf{R} = \mathbf{x}_3 - \frac{m_1 \mathbf{x}_1 + m_2 \mathbf{x}_2}{m_1 + m_2}$$

因为三体体系中任意两粒子都可能形成主导相关或团簇结构，所以需要三组 Jacobi 坐标分别高效描述不同重排道下的短程关联和长程构型。



采用两个 Jacobi 相对坐标 r_c 和 R_c 上的高斯基函数展开：

$$\phi_{nlm}(\mathbf{r}_c) = N_{nl} r_c^l e^{-\nu_n r_c^2} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}_c) \quad \psi_{NLM}(\mathbf{R}_c) = N_{NL} R_c^L e^{-\lambda_N R_c^2} Y_{LM}(\hat{\mathbf{R}}_c)$$

总波函数：

$$\Psi_{JM} = \sum_c \sum_{n_1 n_2} C_{n_1 n_2}^{(c)} \left[\phi_{n_1 l_1}(\mathbf{r}_c) \phi_{n_2 l_2}(\mathbf{R}_c) \otimes \chi_s \right]_{JM}$$

Rayleigh-Ritz变分法：

$$H\Psi_{JM} = E\Psi_{JM} \quad \longrightarrow \quad \sum_j (H_{ij} - EN_{ij}) C_j = 0$$

高斯展开法 (GEM)

基函数形式简单、矩阵元计算方便，数值实现稳定，因此既能高精度计算束缚态能量与均方根半径，又能同时有效描述短程关联和长程尾部。

复标度方法 (CSM)

在复能平面中统一处理束缚态、共振态和连续谱，并通过极点位置直接提取共振参数、判别体系是束缚态还是共振态。

对内部相对坐标施加复尺度变换

$$r \rightarrow r e^{i\theta}, \quad R \rightarrow R e^{i\theta}$$

束缚态本征值在复标度后保持不变，仍处于负实轴； n 体阈值以上的连续态按角度 2θ 绕阈值点旋转；共振态则表现为与 θ 近似无关的离散复本征值

$$E_{\text{res}} = E_r - \frac{i}{2}\Gamma$$

从而可直接读取共振能量 E_r 与宽度 $\Gamma = -2 \text{Im}(E_{\text{res}})$

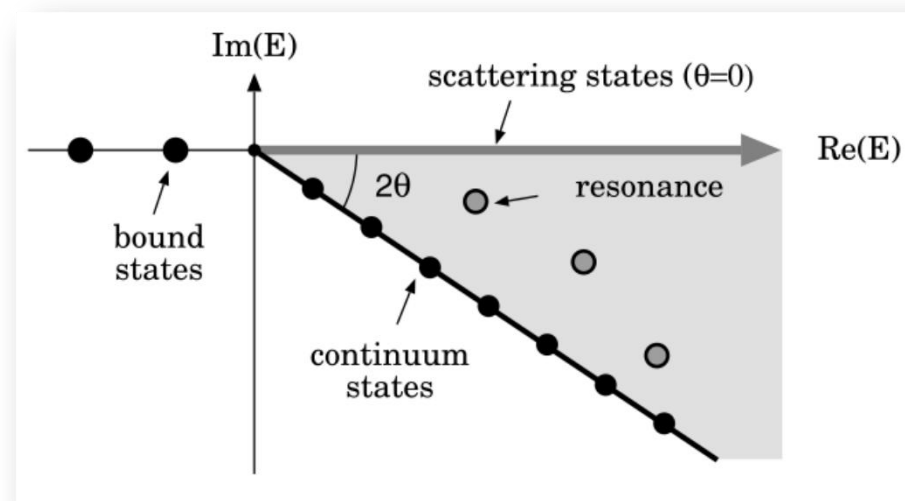


表 1: 不同方法下 S 波 DN 与 D^*N 体系 (给定同位旋 I 与总自旋 S) 束缚能 (单位: MeV) 的比较。

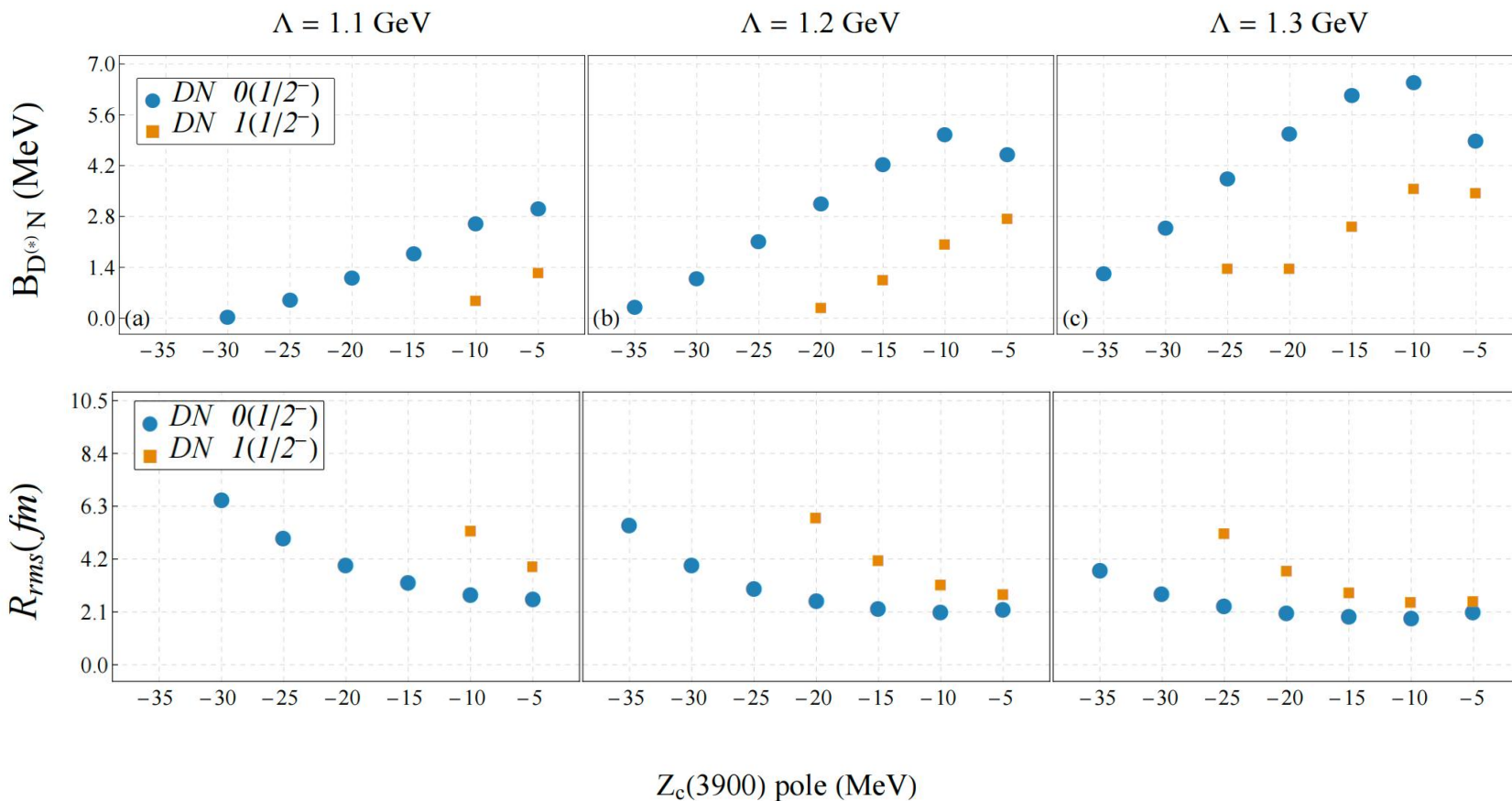
体系	$I(J^P)$	ChEFT[1]	ChQM[2]	QDCSM[3]	结合能	R_{rms}
DN	$0(1/2^-)$	11.1	1.70	—	0.35 ~ 4.54	2.23 ~ 5.59
DN	$1(1/2^-)$	—	—	—	ub ~ 2.72	ub ~ 5.79
D^*N	$0(1/2^-)$	1.5	—	—	—	—
D^*N	$1(1/2^-)$	—	0.48	—	0.82 ~ 25.84	1.06 ~ 4.36
D^*N	$0(3/2^-)$	6.7	8.02	3.4	8.35 ~ 43.23	0.88 ~ 1.70
D^*N	$1(3/2^-)$	—	—	—	ub ~ 0.33	ub ~ 5.76

DN

$0(1/2^-)$ 道在各方法中多为吸引, 但束缚深度差异较大, 本工作仅给出近阈值浅束缚, 体现明显模型依赖。

D^*N

$0(3/2^-)$ 最稳健, 在近乎所有模型中都形成束缚;
 $0(1/2^-)$ 则不束缚;
 $1(1/2^-)$ 则较为敏感, 某些方法不束缚, 本工作结果也显示对参数敏感。

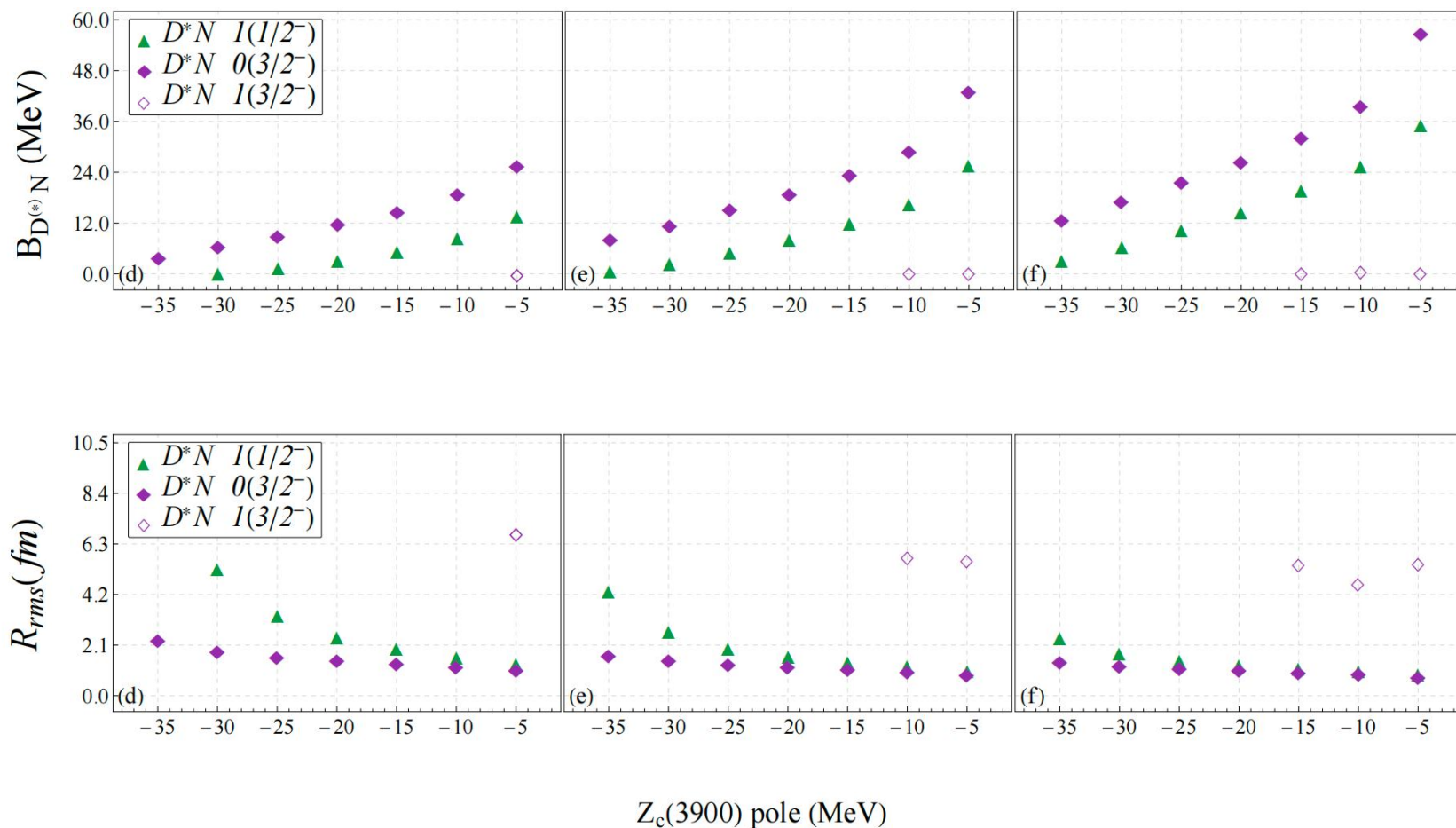


$0(1/2^-)$

较弱吸引：
 当截断较大且 Z_c 极点较浅时，可形成浅束缚态；
 而随着 Z_c 极点向更负能移动、耦合减弱，束缚态迅速消失，同时均方根半径显著增大，表明其具有近阈值弱束缚态的空间扩展特征。

$1(1/2^-)$

整体趋势仍显示该通道存在一定弱吸引作用。



D^*N

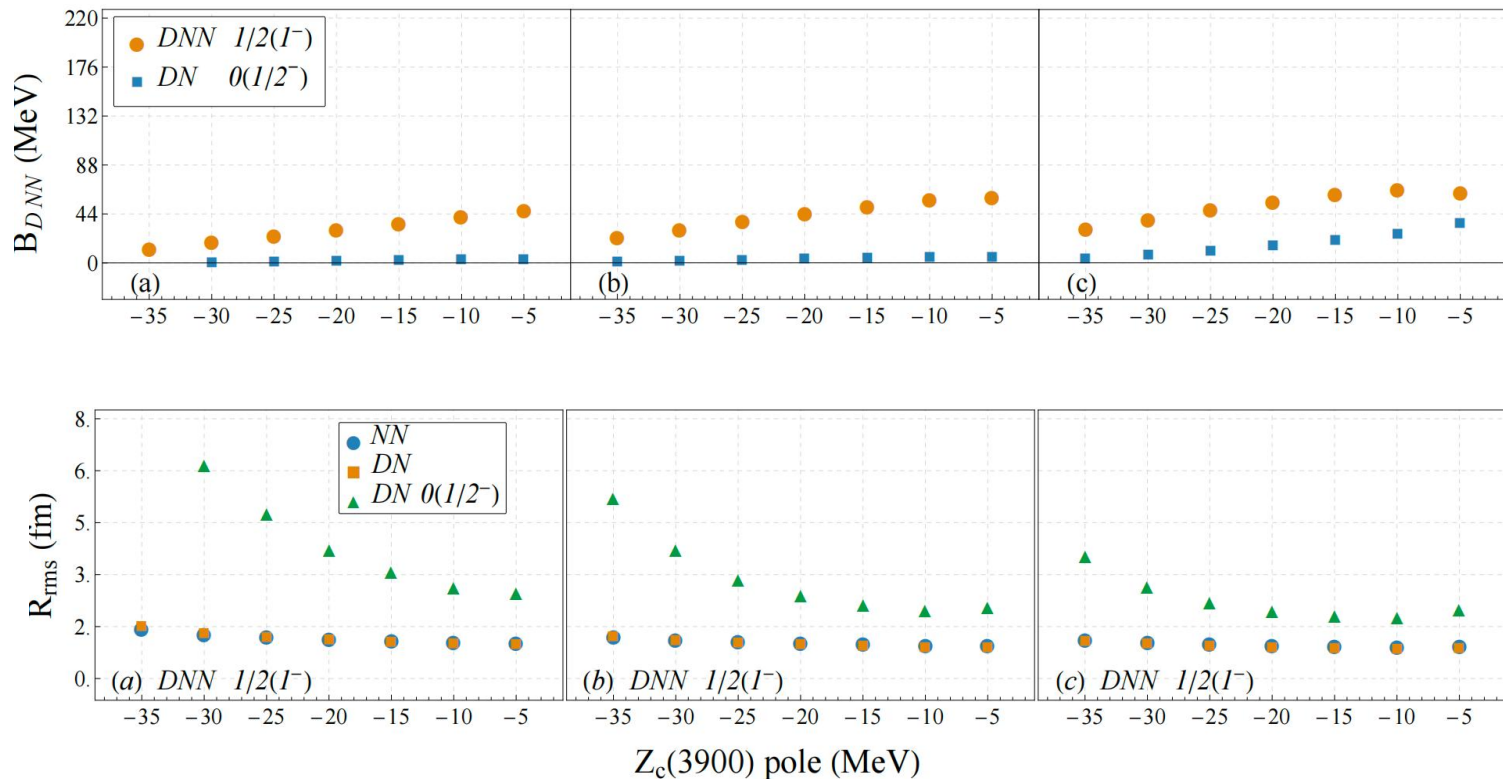
D^*N 整体比 DN 更易形成稳定束缚态，其中：

$0(3/2^-)$ 道束缚最强且最稳定，表现出紧致结构；

$1(1/2^-)$ 道仅在 Z_c 极点较浅或较大截断下出现浅束缚，并呈现近阈值、空间弥散特征；

$0(1/2^-)$ 无束缚解；

$1(3/2^-)$ 存在弱吸引



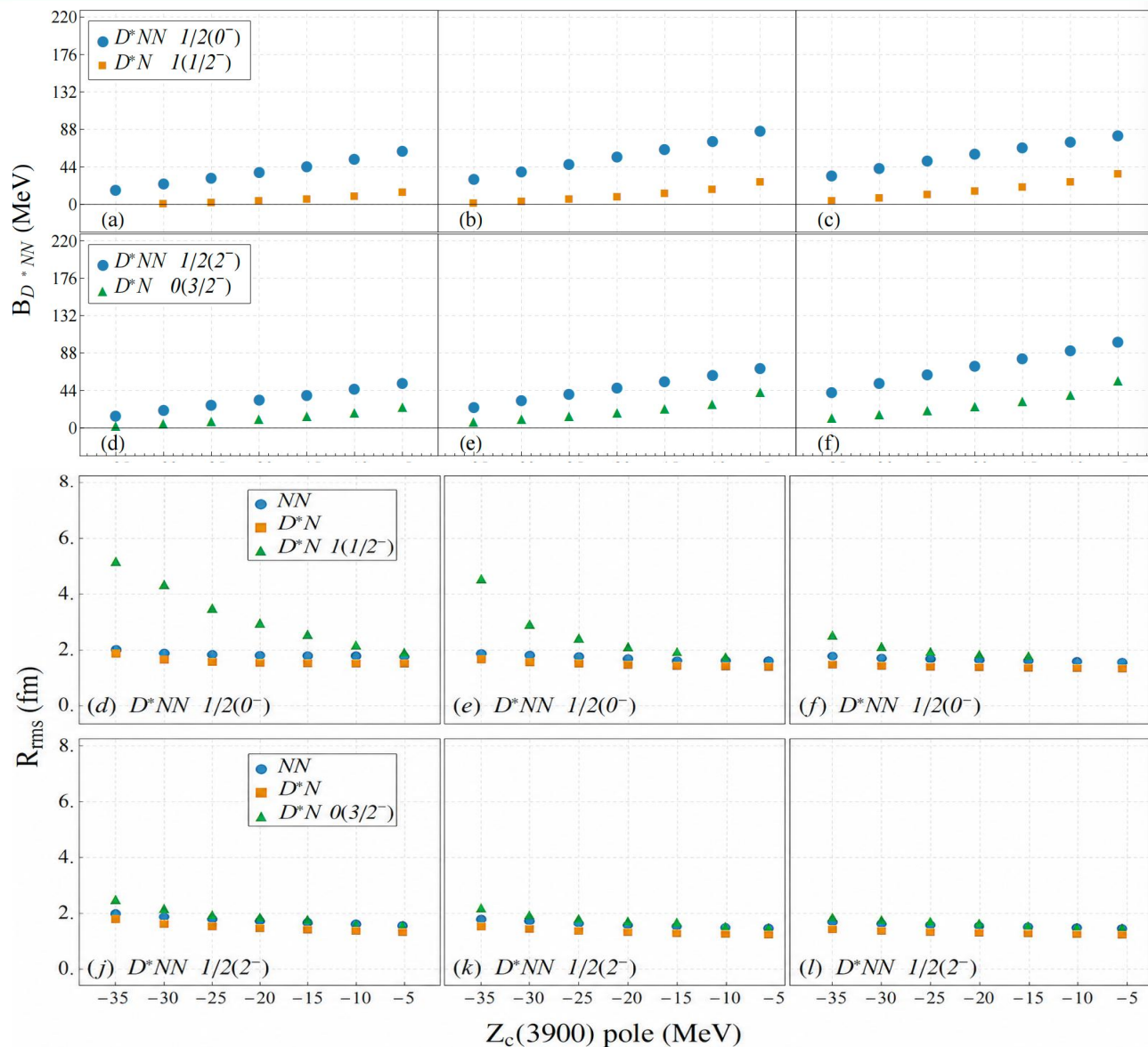
结合能

在不同 Λ 下都形成稳定束缚态，且束缚能随 Z_c 极点下移而单调减小

束缚能显著大于两体 NN 的 2.2 MeV，说明 DNN 并非氦核上的微扰修正，而是 DN 相互作用提供了形成稳定三体态的关联

方均根半径

通常仅为 1 fm 量级，远小于两体 NN 束缚态的 ~ 3.4 fm，表明 D 介子充当了有效吸引中心，将两个核子压缩成更紧致的三体构型。



$$J^P = 0^-$$

- 束缚能整体强于 DNN 。
- 空间结构较紧致，主导半径约在 1.0 ~ 1.3 fm。

$$J^P = 2^-$$

- 束缚能大致落在 15 ~ 100 MeV 范围。
- 半径与束缚能明显反相关，深束缚时更紧致。

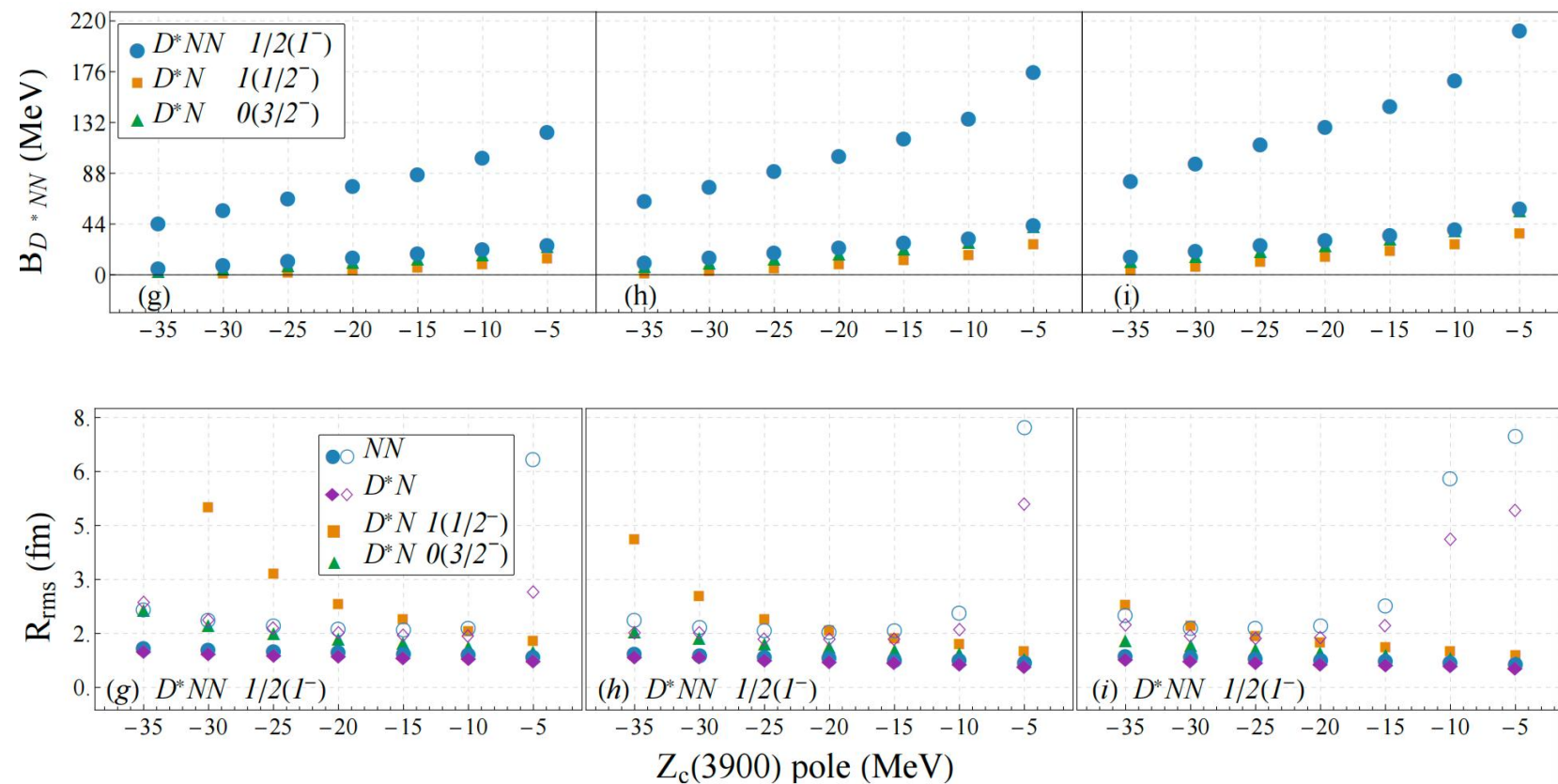
两个通道都表现为清晰的束缚态，没有出现明显的共振分支迹象。

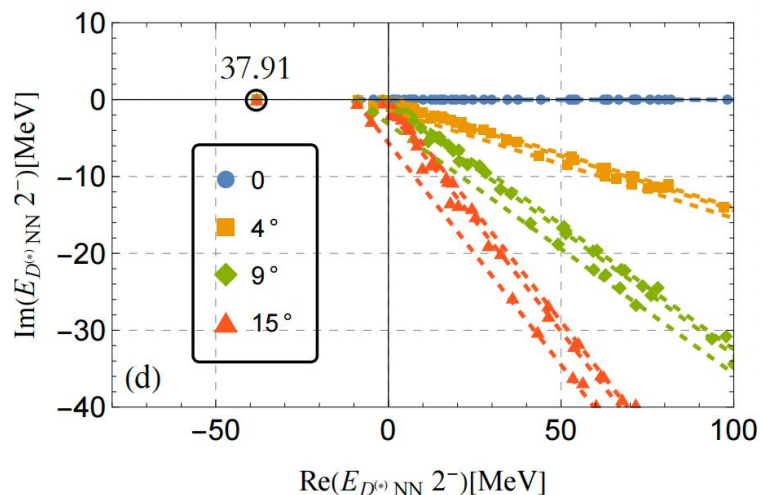
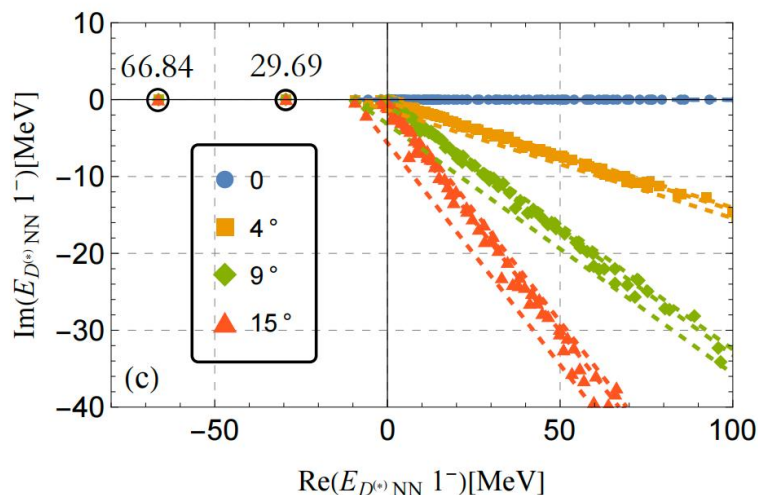
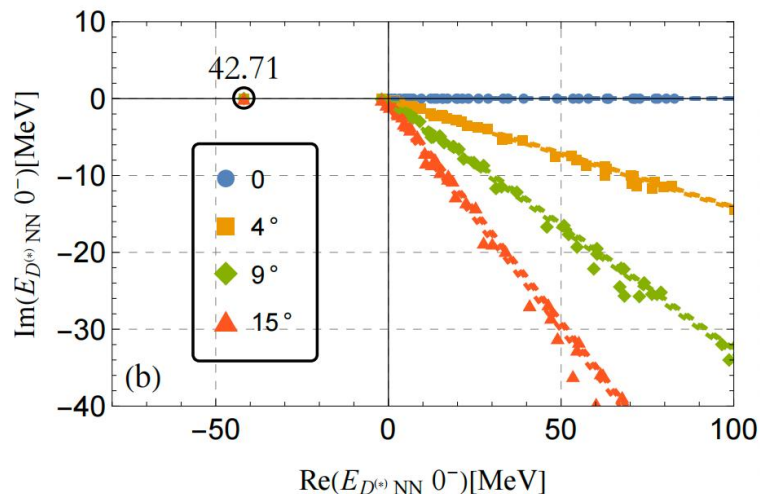
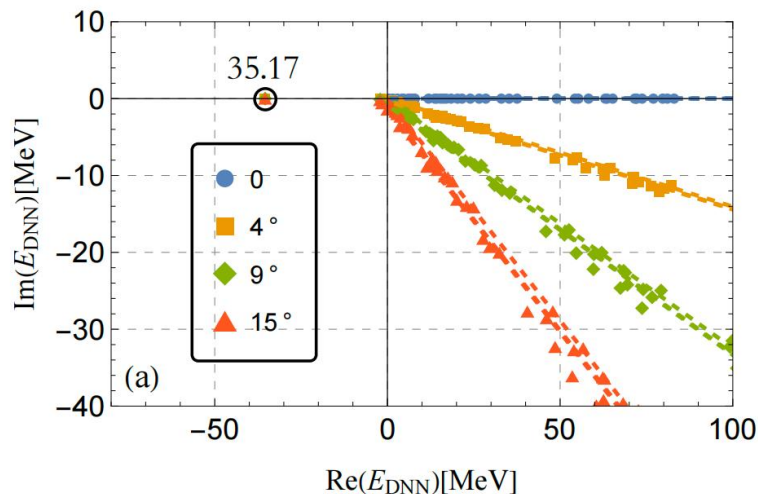
$S=1$

出现两条束缚分支，反映出比其他通道更丰富的内部结构。

- 上分支是短程动力学主导的深束缚紧致态，束缚能可达100 MeV甚至更高，均方根半径通常小于 1 fm，更适理解解为强吸引形成的紧致构型。

- 下分支则是对参数敏感的浅束缚态，随着束缚能接近阈值会呈现 halo-like 扩展结构，而在更强吸引下又逐渐收缩，体现了短程吸引与长程动力学之间的竞争。





$1^{-} D^{*} NN$

出现两个束缚态极点：

一支演化为深束缚态；另一支靠近两体阈值并保持浅束缚。对应束缚能与均方根半径分析中的双分支结构。

其他体系仅出现一条主导束缚态极点，且极点从三体阈值迅速向负实能移动，表明其为紧致的深束缚态。

1. 在统一的 OBE 两体输入下，系统研究了 DNN 与 D^*NN 三体体系的束缚性质、空间结构和极点行为。
2. 发现 DNN 在较宽参数区间内可形成稳定紧致束缚态，即使相应 DN 子系统仅弱束缚甚至不束缚。
3. 揭示了由于 D^* 自旋为 1 而形成的 D^*NN 明显的自旋劈裂，其中 1^- 道呈现典型双分支行为。
4. 结合 GEM 与 CSM 说明相关三体态均为真实束缚态，而无复能平面中的共振态。

1. 实验上，本文预测的束缚能、自旋层级与空间结构特征，可为 LHC、J-PARC 与 GSI-FAIR 等装置上的重介子-核束缚态搜寻提供具体目标
2. 本工作的不足在于尚未进一步计算衰变宽度、产生截面等可与实验直接对比的观测量；这也是未来值得继续推进的一个方向。

Thanks!