

2016/08/01 (月)

原子核三者若手夏の学校2016@黒姫ホテルライジングサン



小林良彦, 松尾正之 (新潟大学)

## 中性子過剰核におけるs波散乱が受ける対相関効果

- ✓ Fermi面が浅い  
(連続状態に近い)
- ✓ 空間的に広がったw.f.
- ✓ 遠心力障壁なし
- ✓ 中性子ハロー形成
- ✓ 中性子捕獲への寄与
- ✓ 原子核の超流動性
- ✓ 連続状態との結合
- ✓ 中性子ハロー形成

- 不安定核における対相関効果と連続状態結合
- 座標空間表示Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 理論
- 数値計算分析: ( $^{20}\text{C} + n$ ) の散乱長と有効距離
- 結論と今後の展望: S行列のpoleの分析

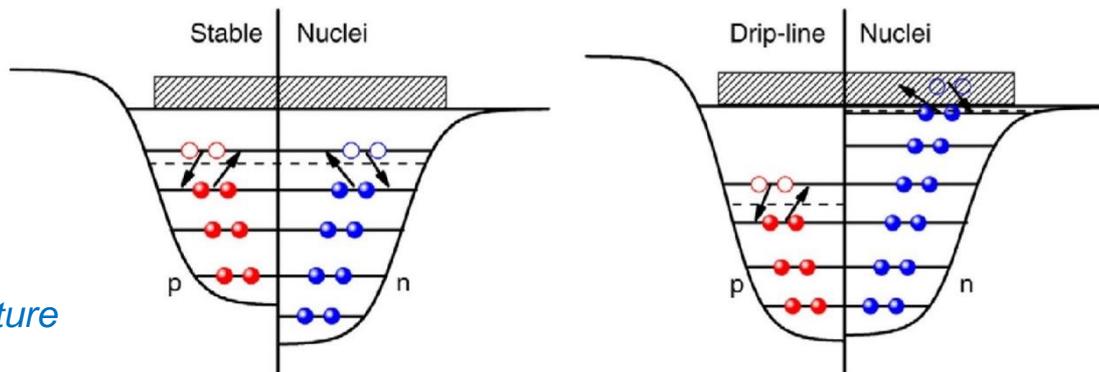
不安定核において、対相関は連続状態へも影響を及ぼす。

- 開殻構造を持つ多くの原子核（魔法数とかではない）は **対相関** により超流動状態となる。

原子核におけるペアギャップ

$$\Delta \sim 12.0 / \sqrt{A} \sim 0 (1 \text{ MeV})$$

A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*

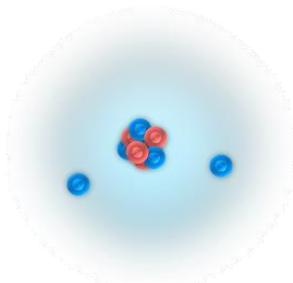


J. Meng, H. Toki, S. -G. Zhou, S. Q. Zhang, W. H. Long and L. S. Geng  
Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 470 (2006)

- 対相関は配位混合を引き起こす。
  - 束縛軌道間の配位混合（よく束縛した安定核周り）  
 $\lambda \sim 8 \text{ MeV}$
  - 束縛軌道だけでなく非束縛軌道（連続状態）をも含めた配位混合（中性子過剰核のような不安定核）  
 $\lambda \sim 0 \text{ MeV}$

# 中性子ハローを生み出すs波と対相関

- 中性子ハロー ← 弱束縛な低角運動量波 (s or p)



Ex)  $^{11}\text{Li}$

I. Tanihata, et.al. Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985)

I. Tanihata, et.al. Prog. Part. Nucl. Phys. 68, 215 (2013)



メカニズム？

- 対相関による連続状態との結合が重要。

例えば、 J. Meng and P. Ring, Phys. Rev. Lett. 77, 3963 (1996)  
J. Meng, et.al. Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 470 (2006)

- 中性子ハロー・s波・対相関の研究例

□ Pairing anti-halo effect K. Bennaceur et al., Phys. Lett. B 496 154 (2000)

**Diverging wave function is suppressed by the pairing**

□ Reduced effective pair gap

I. Hamamoto, B. R. Mottelson  
Phys. Rev. C 69 064302 (2004)

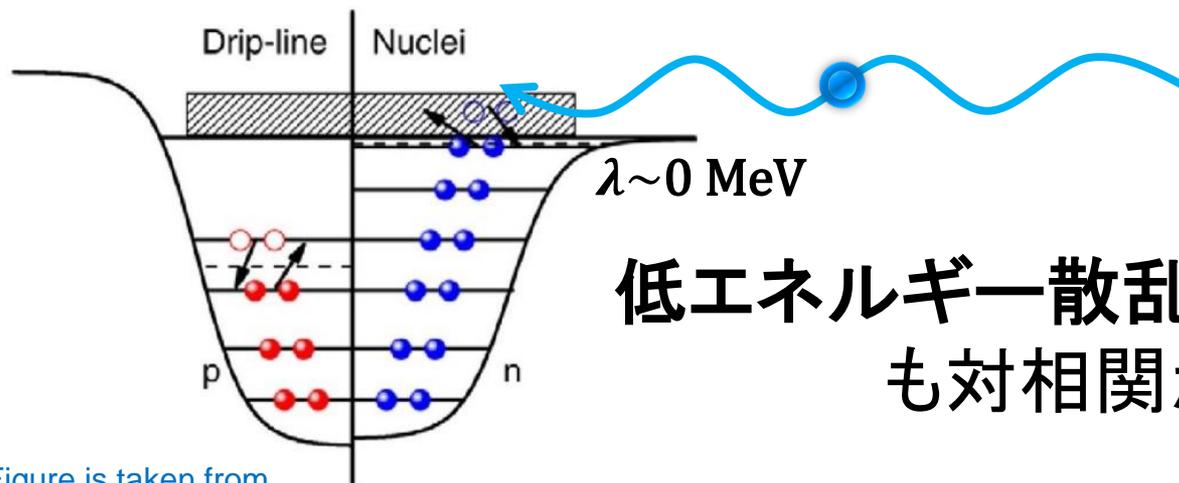
**Influence of the pairing on s wave is small**

Examples of further discussion

→ Y. Zhang, M. Matsuo and J. Meng, Phys. Rev. C 83, 054301 (2011)

→ Y. Chen, P. Ring, and J. Meng, Phys. Rev. C 89, 014312 (2014)

散乱中性子も対相関の影響を受けるだろう。



低エネルギー散乱や低エネルギー共鳴も対相関から強く影響を受ける。



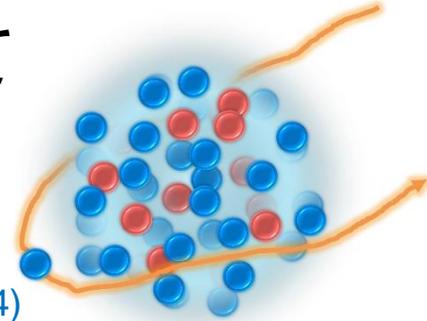
Figure is taken from  
J. Meng, H. Toki, S. -G. Zhou, S. Q. Zhang, W. H. Long  
and L. S. Geng, Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 470 (2006)

- 本研究では、弱束縛s波ではなく、
  - s波の0エネルギー“共鳴”であるvirtual state
  - 低エネルギーのs波散乱 が受ける対相関効果を分析
- r-processで起こっているような低エネルギー ( $E < 1\text{MeV}$ )
  - ・ 低角運動量 (s or p) の中性子捕獲反応への応用

# 座標空間表示の対相関理論が必要となる。

- 散乱中性子と対相関を共に扱える理論として **座標空間表示のBogoliubov準粒子理論** を用いる。 座標空間表示Hartree-Fock-Bogoliubov理論

J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A 422 103 (1984)



※固体物理では、Bogoliubov-de Gennes理論と呼ばれる。

Generalized Bogoliubov transformation

$$\psi(x) = \sum_{i=1} \varphi_i^{(1)}(x) \beta_i - \varphi_i^{(2)}(x) \beta_i^\dagger$$

Hole成分  
(束縛波動関数)

Hartree-Fock  
ポテンシャル

**Particle成分**  
(散乱波動関数にもなり得る)

Hartree-Fock-Bogoliubov equation

$$\begin{pmatrix} \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + U_{lj}(r) - \lambda & \Delta(r) \\ \Delta(r) & \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} - U_{lj}(r) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{lj}(r) \\ v_{lj}(r) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u_{lj}(r) \\ v_{lj}(r) \end{pmatrix}$$

**ペアポテンシャル**

$$\ast \begin{pmatrix} \varphi_i^{(1)}(x) \\ \varphi_i^{(2)}(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} u_{lj}(r) \\ v_{lj}(r) \end{pmatrix} [Y_l(\theta, \varphi) \chi_{\frac{1}{2}}(\sigma)]_{jm}$$

# 数値計算：散乱波境界条件・Woods-Saxonポテンシャル

- Bogoliubov準粒子の散乱波境界条件 ( $E > -\lambda$ )

$$\frac{1}{r} \begin{pmatrix} u_{lj}(r) \\ v_{lj}(r) \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} \cos \delta_{lj} j_l(k_1 r) - \sin \delta_{lj} n_l(k_1 r) \\ Dh_l^{(1)}(i\kappa_2 r) \end{pmatrix} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} C \begin{pmatrix} \frac{\sin \left( k_1 r - \frac{l\pi}{2} + \delta_{lj} \right)}{k_1 r} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m(\lambda + E)}{\hbar^2}}, \quad \kappa_2 = \sqrt{-\frac{2m(\lambda - E)}{\hbar^2}}, \quad C = \sqrt{\frac{2mk_1}{\hbar^2 \pi}}$$

S. T. Belyaev et al., Sov. J. Nucl. Phys, 45 783 (1987)  
M. Grasso et al., Phys. Rev. C 64 064321 (2001)  
I. Hamamoto et al., Phys. Rev. C 68 034312 (2003)

- HFポテンシャルとペアポテンシャル ← Woods-Saxon型

$$U_{lj}(r) = \left[ V_0 + (\vec{l} \cdot \vec{s}) V_{so} \frac{r_0^2}{r} \frac{d}{dr} \right] f_{ws}(r) \quad \Delta(r) = \Delta_0 f_{ws}(r) \quad f_{ws}(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$$

パラメータ操作によりポテンシャルの形を容易に変化できる。

- $\Delta_0$  は平均ペアギャップ  $\bar{\Delta}$  により操作する。

$$\bar{\Delta} = \frac{\int d\vec{r} r^2 \Delta(r) f_{ws}(r)}{\int d\vec{r} r^2 f_{ws}(r)}$$

I. Hamamoto, B. R. Mottelson, Phys. Rev. C 68 034312 (2003)

# $^{20}\text{C}$ における一中性子弾性散乱: $(^{20}\text{C}+n)^*$

- 低エネルギーs波中性子散乱の分析を $^{20}\text{C}$ における一中性子弾性散乱を通して行う。

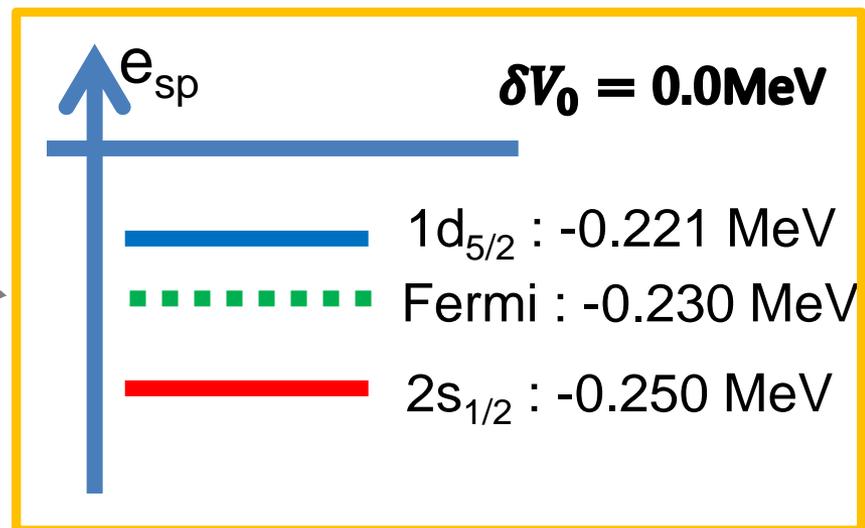
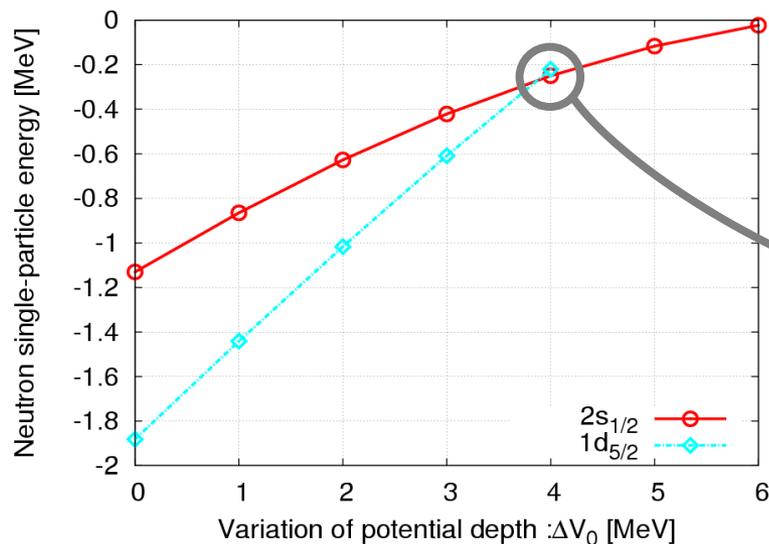
Ne-19 7.22s	Ne-20 90.48	Ne-21 0.27	Ne-22 9.25	Ne-23 37.24s	Ne-24 3.38m	Ne-25 602ms	Ne-26 197ms	Ne-27 31.5ms	Ne-28 20ms	Ne-29 14.8ms
F-18 8.30h	F-19 100	F-20 11.163s	F-21 4.158s	F-22 4.23s	F-23 2.23s	F-24 390ms	F-25 80ms	F-26 9.7ms	F-27 5.0ms	F-28 0.1s
O-17 0.038	O-18 0.205	O-19 26.88s	O-20 13.51s	O-21 3.42s	O-22 2.25s	O-23 97ms	O-24 65ms	O-25 2.8E-21s	O-26 4.5ps	
N-16 7.13s	N-17 4.173s	N-18 619ms	N-19 271ms	N-20 130ms	N-21 83.0ms	N-22 24ms	N-23 14.1ms			
C-15 1.449s	C-16 747ms	C-17 193ms	C-18 92ms	C-19 49ms	C-20 14ms		C-22 6.1ms			
B-14 2.5ms	B-15 9.93ms	B-16 1.75ms	B-17 5.08ms	B-18 1.75ms	B-19 2.92ms					
Be-13 0E-21s	Be-14 4.84ms	Be-15 1.5E-21s	Be-16 6.5E-22s							
Li-12 3.6E-21s										

N=14

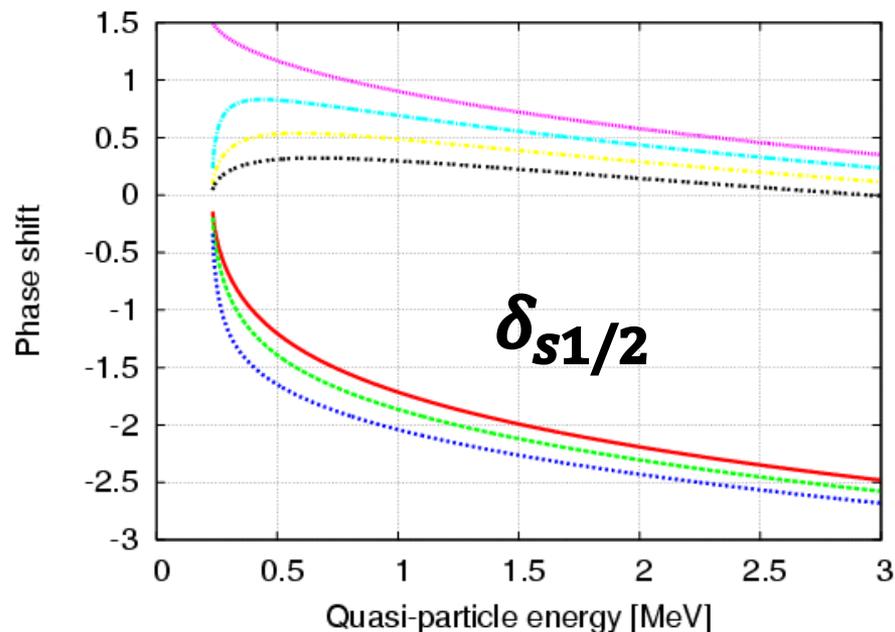
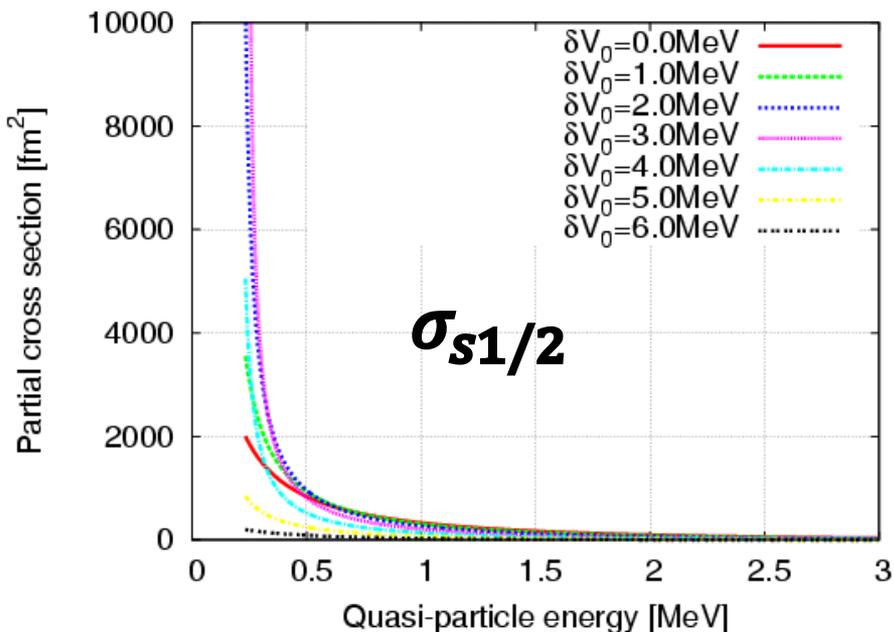
WWW Chart of the Nuclides 2014

弱束縛s軌道 → virtual state

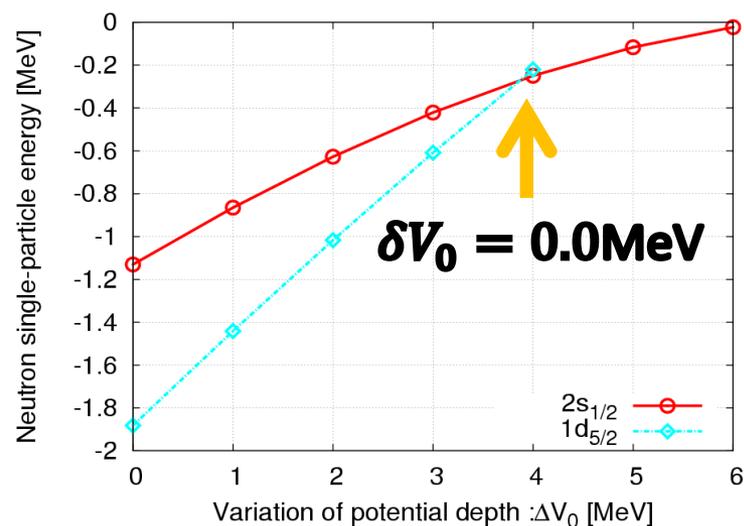
- Woods-Saxonポテンシャル中の弱束縛 $2s_{1/2}$ 軌道を用意。



# $(^{20}\text{C}+n)^*$ : 位相のずれと弾性散乱断面積



- $\delta V_0 = 3.0 \text{ MeV}$  のときに Virtual state となる。
- この振る舞いは、 $2s_{1/2}$  軌道の 1 粒子エネルギーの結果と矛盾しない。



# 低エネルギー有効距離公式でvirtual stateを記述する。

- 低エネルギー極限の有効距離公式を用いたFittingにより、散乱長(a)と有効距離( $r_{\text{eff}}$ )を位相のずれから抽出する。

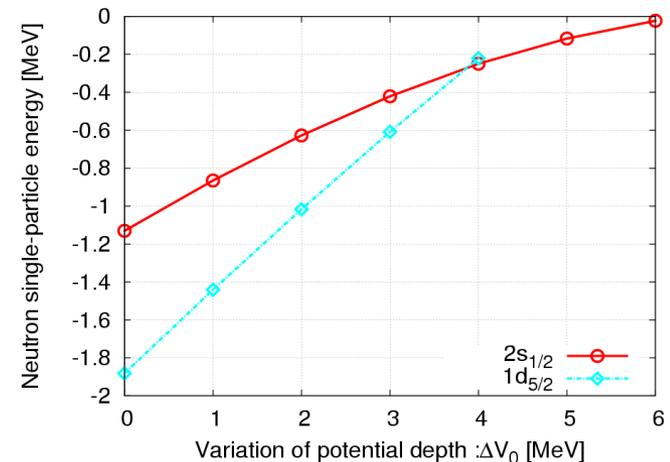
$$k \cot \delta \cong -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} k^2 r_{\text{eff}}$$

- 低エネルギー公式が有効だと考えられる範囲でFittingを行う。(0 <  $e_{\text{sp}}$  < 0.3 MeV)

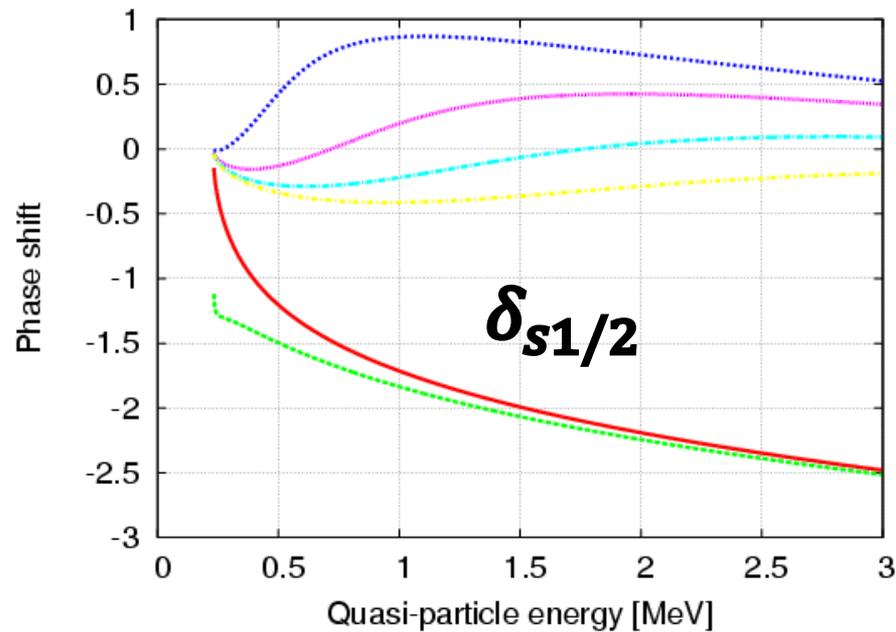
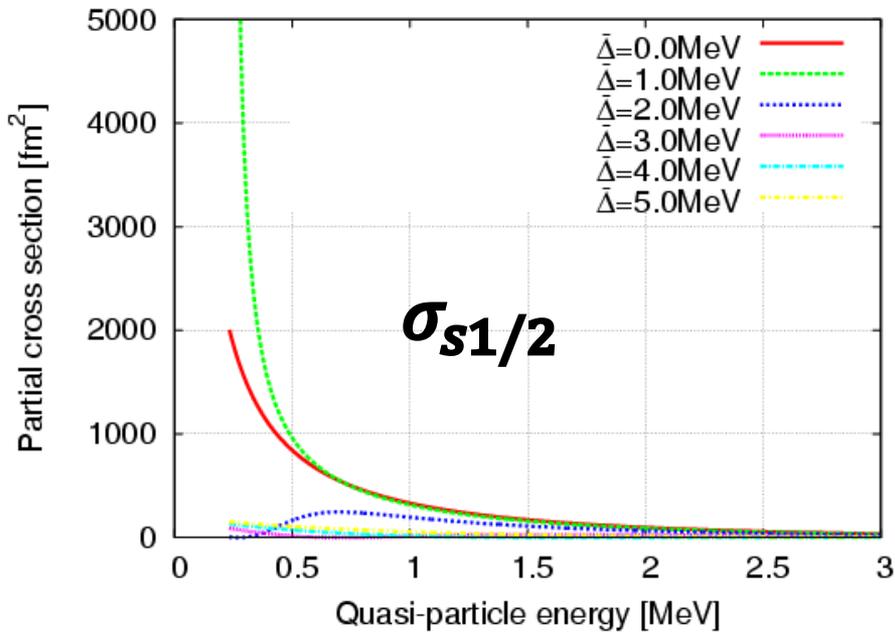
→  $k r_{\text{eff}} \ll 1.0$

$\delta V_0$ [MeV]	1/a [fm <sup>-1</sup> ]	$r_{\text{eff}}$ [fm]
0.0	0.0790	5.373
1.0	0.0590	5.839
2.0	0.0335	6.401
3.0	-0.000363	7.275
4.0	-0.0475	8.762
5.0	-0.1981	11.296
6.0	-0.2466	16.637

1/aが非常に小さい値。  
(Virtual state)



# Virtual stateは対相関によっても生ずる。

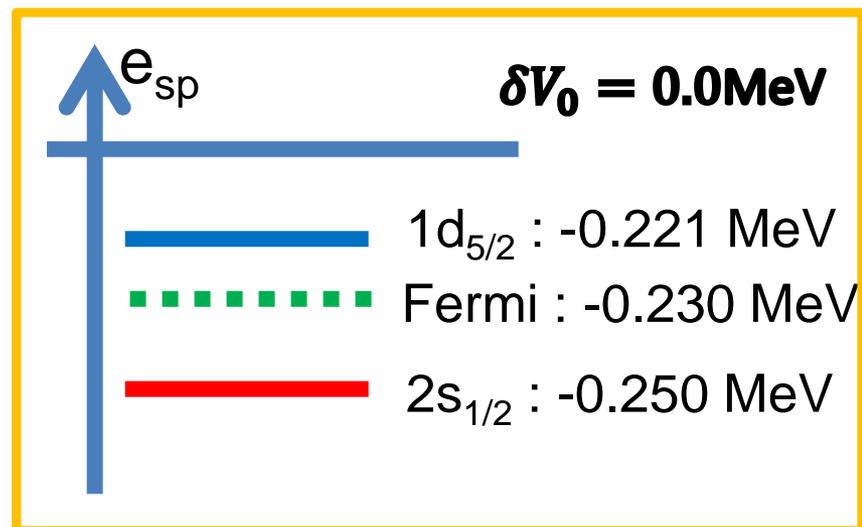


- $\bar{\Delta}$  の変化によっても影響を受けていることが分かる。

- 位相のずれの振る舞いより...

$\bar{\Delta} = 1.0\text{MeV}$  :ギリギリ束縛

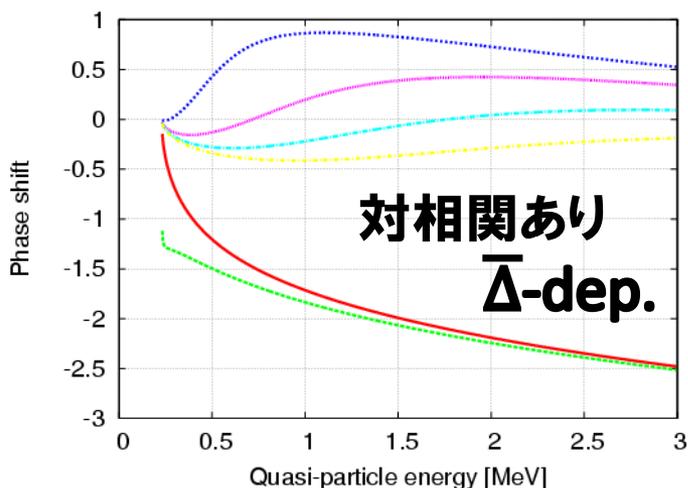
$\bar{\Delta} = 2.0\text{MeV}$  :連続状態中



# 対相関効果は低エネルギー有効距離公式では記述できない。

- 対相関なしのときと同様に、低エネルギー公式から散乱長と有効距離を抽出する。
- 波数はparticle成分波動関数のもの。

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m(\lambda + E)}{\hbar^2}}$$



$\bar{\Delta}$ [MeV]	$1/a$ [fm <sup>-1</sup> ]	$r_{\text{eff}}$ [fm]
0.0	0.0790	5.373
1.0	0.00825	-1.478
2.0	-0.9279	-109.617
3.0	0.3160	-69.521
4.0	0.3018	-14.192
5.0	0.2862	-5.711

- 散乱長の符号がポテンシャル散乱とは異なる。
- 有効距離が負の値になる。

→ 低エネルギー有効距離公式を越える振る舞い。

# 結論: virtual state (s波散乱) に対する対相関効果

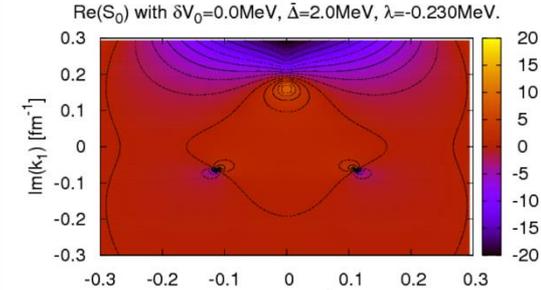
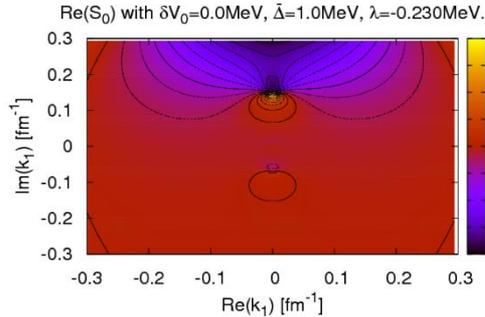
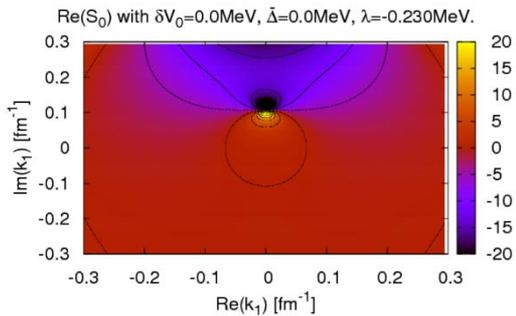
- 対相関の効果によってもVirtual stateが生ずる。
- 対相関の影響を受けた位相のずれや弾性散乱断面積は、低エネルギー有効距離公式を超える振る舞いをする。
- In progress... : S行列のpoleが受ける対相関効果の分析

$\bar{\Delta} = 0.0 \text{ MeV}$

$\bar{\Delta} = 1.0 \text{ MeV}$

$\bar{\Delta} = 2.0 \text{ MeV}$

$\text{Re}(S_{s1/2})$



$\text{Im}(S_{s1/2})$

