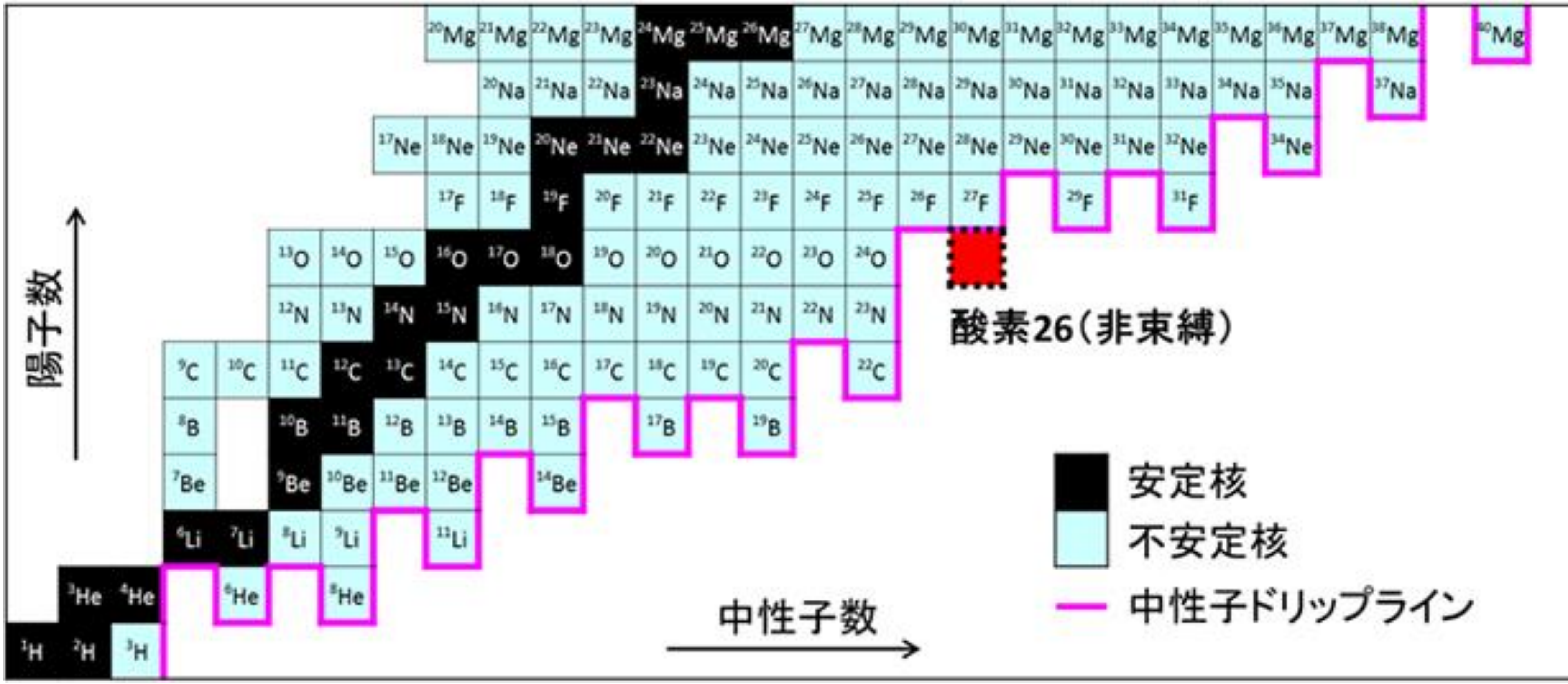
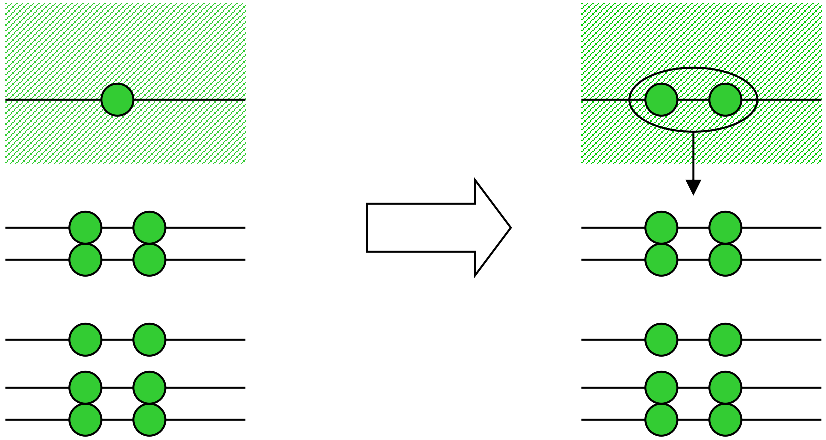
5&6. 中性子過剰核における対相関



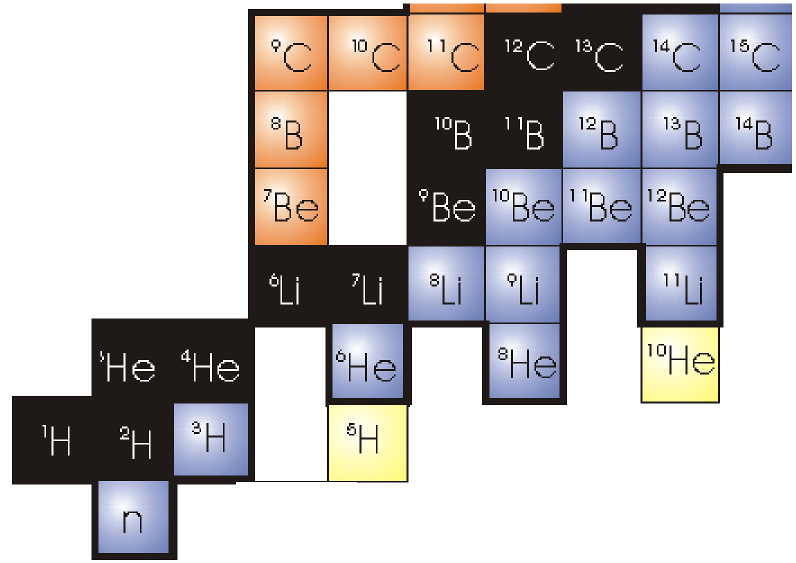
東工大プレスリリースの図より

なぜドリップラインがギザギザなのか?

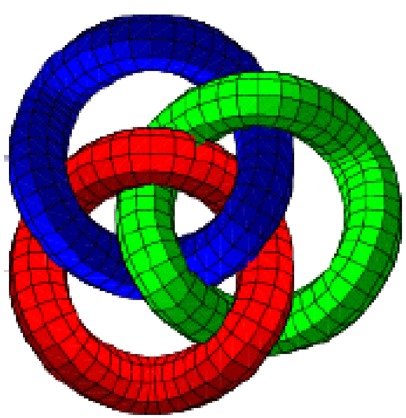
核子間の対相関のため



不安定　　　　　安定



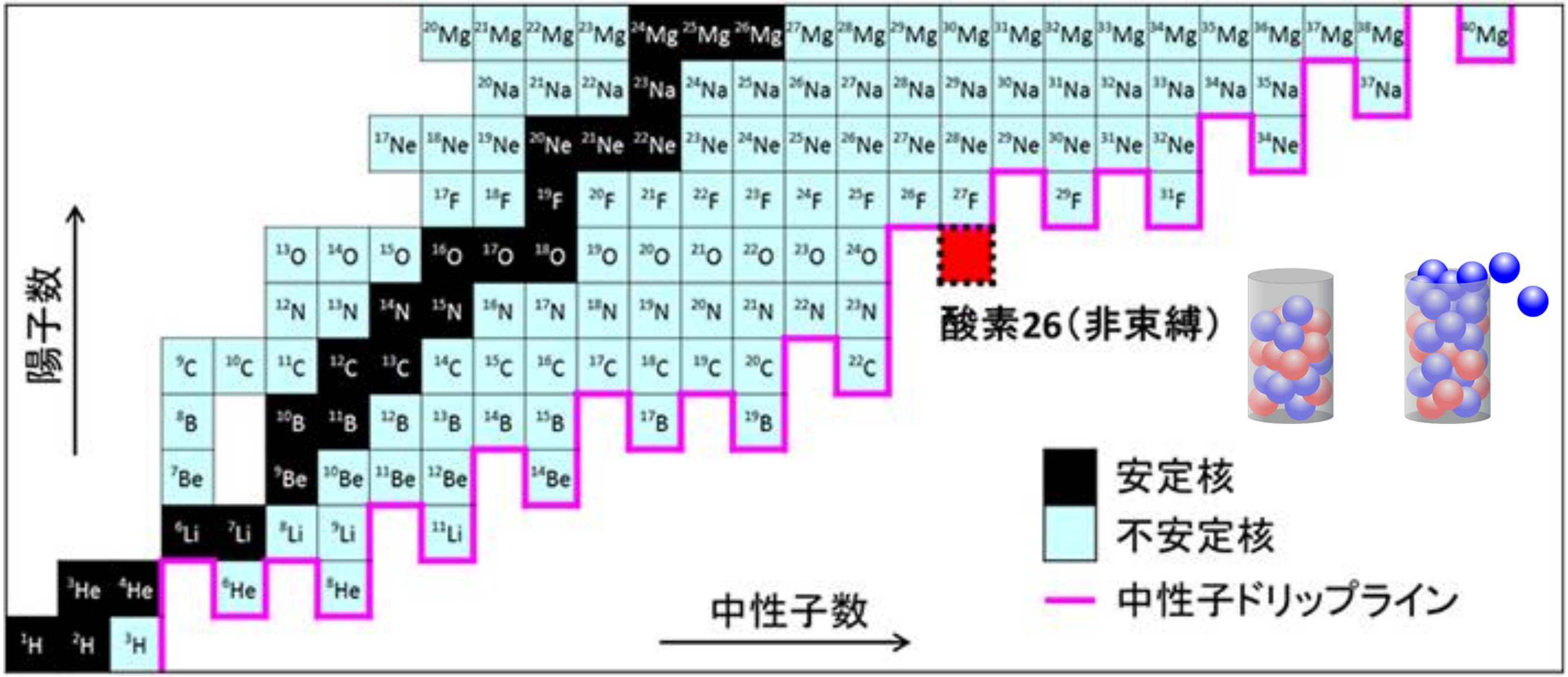
<u>ボロミアン原子核</u>



2体では束縛しないが3体系として束縛

^{6}He = ^{4}He + n + n

^{11}Li = ^{9}Li + n + n　など

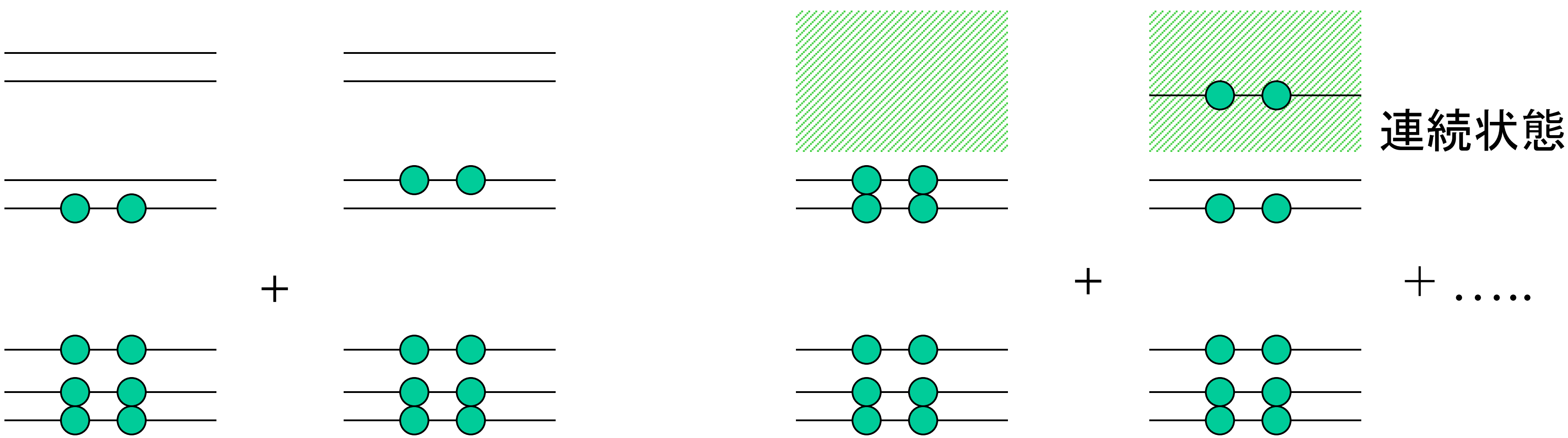


東工大プレスリリースの図より

- ✓ なぜドリップラインがギザギザなのか? → 対相関のため
- ✓ ドリップラインを越えても、障壁があれば<u>共鳴状態として</u>原子核が存在

弱束縛核における対相関

$$H=\sum_i T_i+\sum_{i<j} v_{ij} \rightarrow H=\sum_i (T_i+V_i)+\underbrace{\sum_{i<j} v_{ij}-\sum_i V_i}_{\text{平均からのずれ（残留相互作用）}}$$



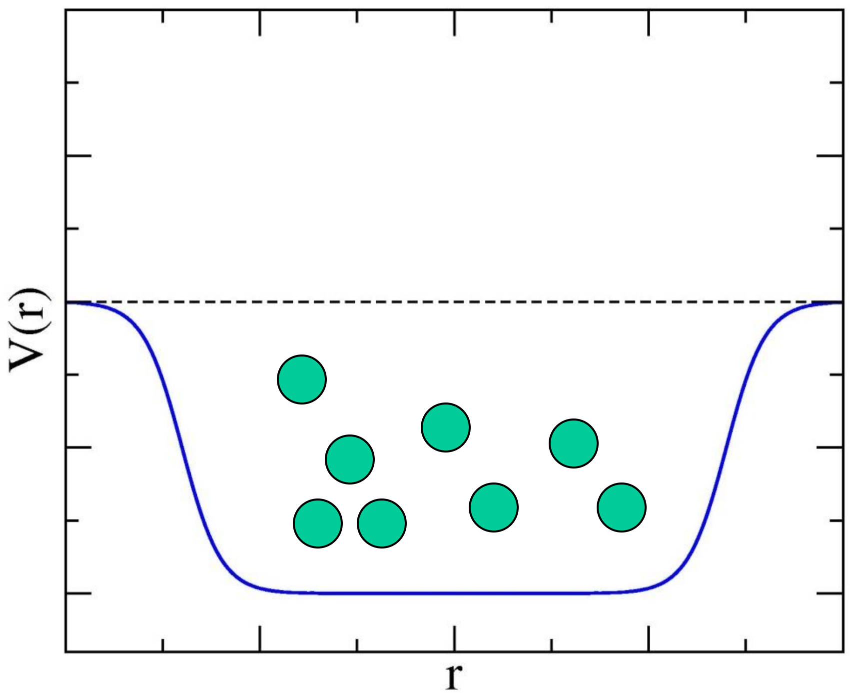
安定な原子核 ⟶ 超流動状態

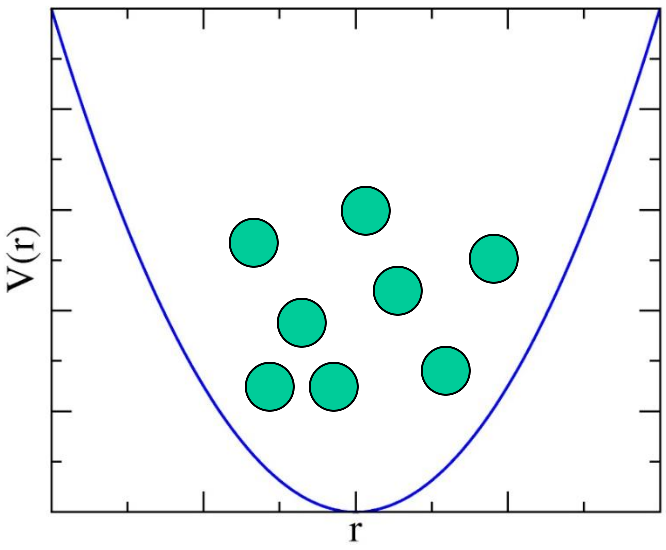
弱く束縛された系

中性子過剰核の物理

- ✓ 弱束縛系
- ✓ 残留相互作用(対相関)
- ✓ 連続状態との結合

ポテンシャルの井戸に束縛された相互作用する多フェルミオン系



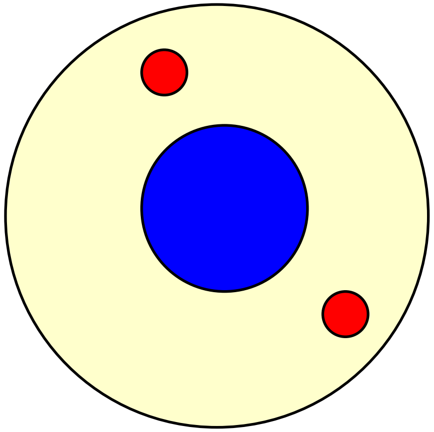


cf. a harmonic trap

- 有限の深さを持つ井戸
- 自己無撞着性

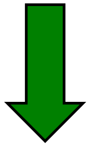
➡ とてもチャレンジングな問題

ダイ・ニュートロン相関



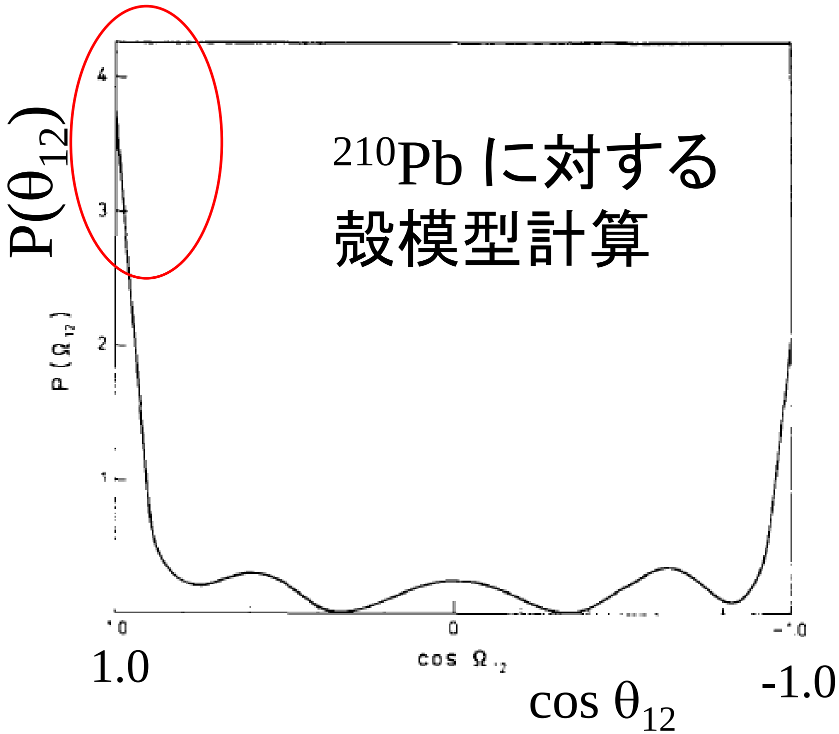
原子核中での2中性子の空間的配置?

独立粒子
→片方の中性子がどこにいようとも関知せず

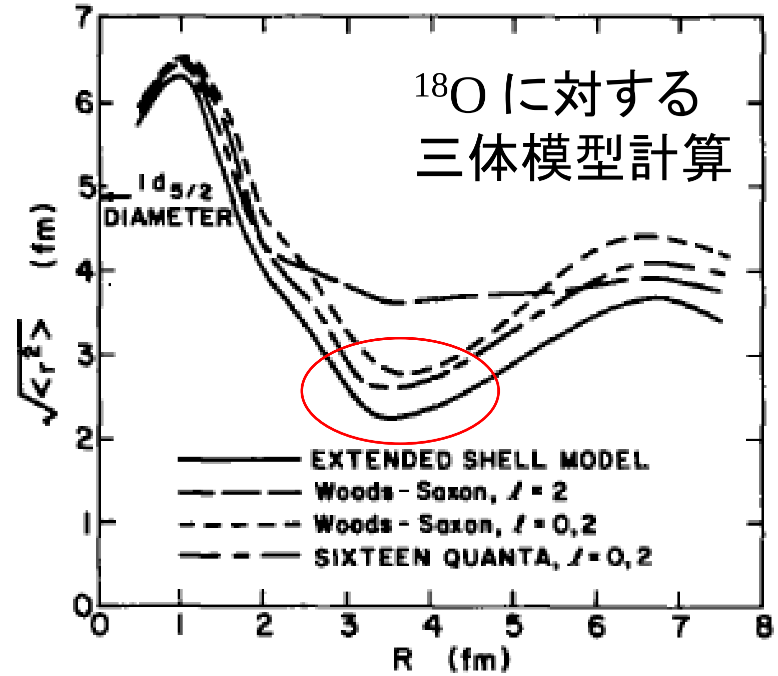


対相関が働くとどうなるか?

この問題はかなり古くから議論されてきた



G.F. Bertsch, R.A. Broglia, and C. Riedel,
NPA91(‘67)123



R.H. Ibarra et al.,
NPA288(‘77)397

2中性子は空間的に局在している（ダイ・ニュートロン相関）

cf. A.B. Migdal, “Two interacting particles in a potential well”,
Soviet J. of Nucl. Phys. 16 (‘73) 238.

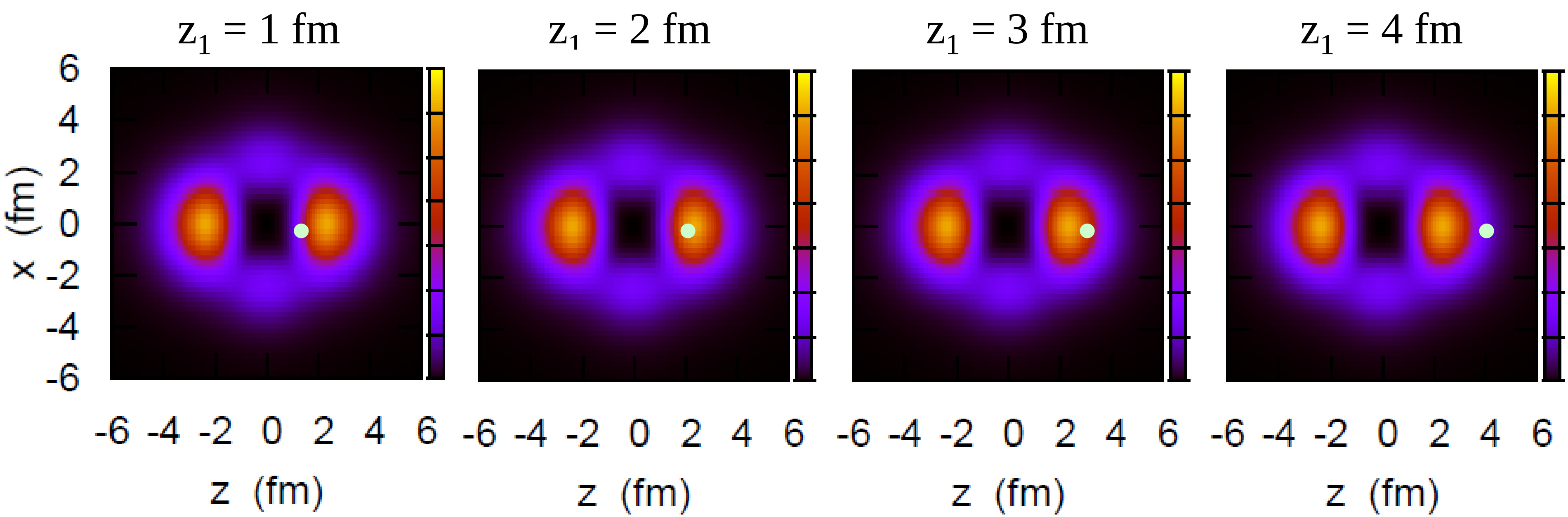
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}O = {}^{16}O + n + n$　　cf. $^{16}O + n$: 3つの束縛状態($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

i) 2中性子相関がない場合　$|nn\rangle = |(1d_{5/2})^2\rangle$

中性子1を z_1 に置いたときの中性子2の分布:



✓2つの粒子が独立に運動

✓中性子1がどこにいても中性子2の分布は影響されない

$$\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$$

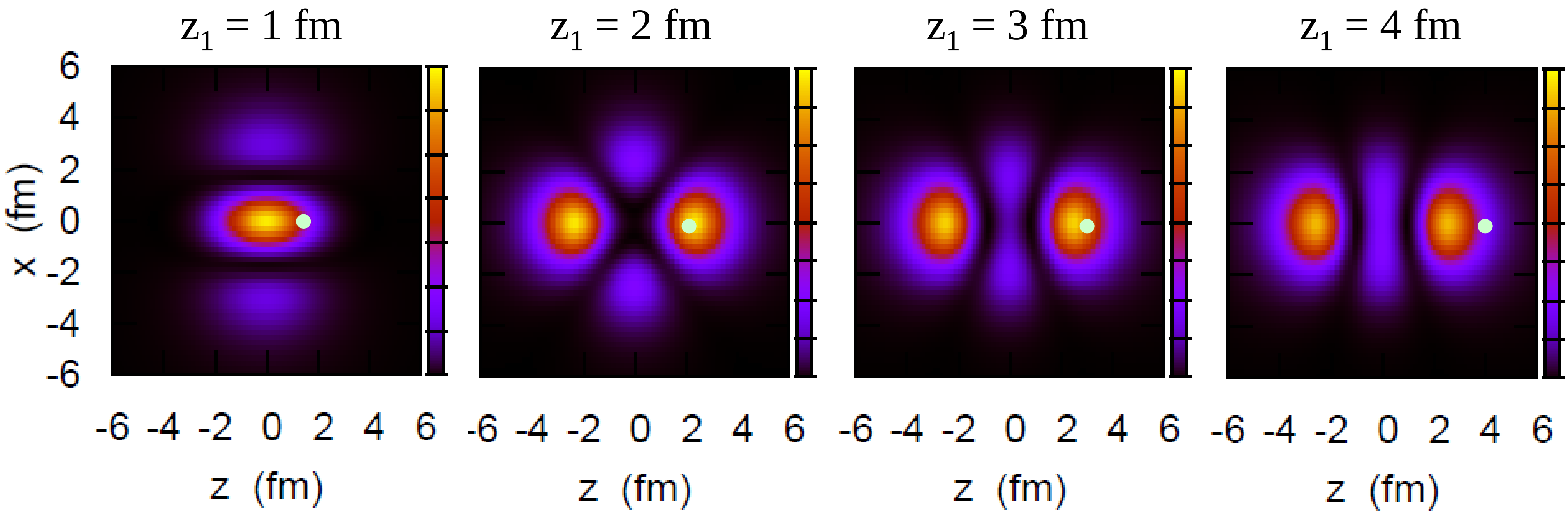
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB\rangle \neq \langle A\rangle\langle B\rangle$

例) $^{18}O = {}^{16}O + n + n$　　cf. $^{16}O + n$: 3つの束縛状態($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

ii) 2中性子相関が同パリティ状態(束縛状態)にのみ働く場合

$$|nn\rangle = \alpha|(1d_{5/2})^2\rangle + \beta|(2s_{1/2})^2\rangle + \gamma|(1d_{3/2})^2\rangle$$

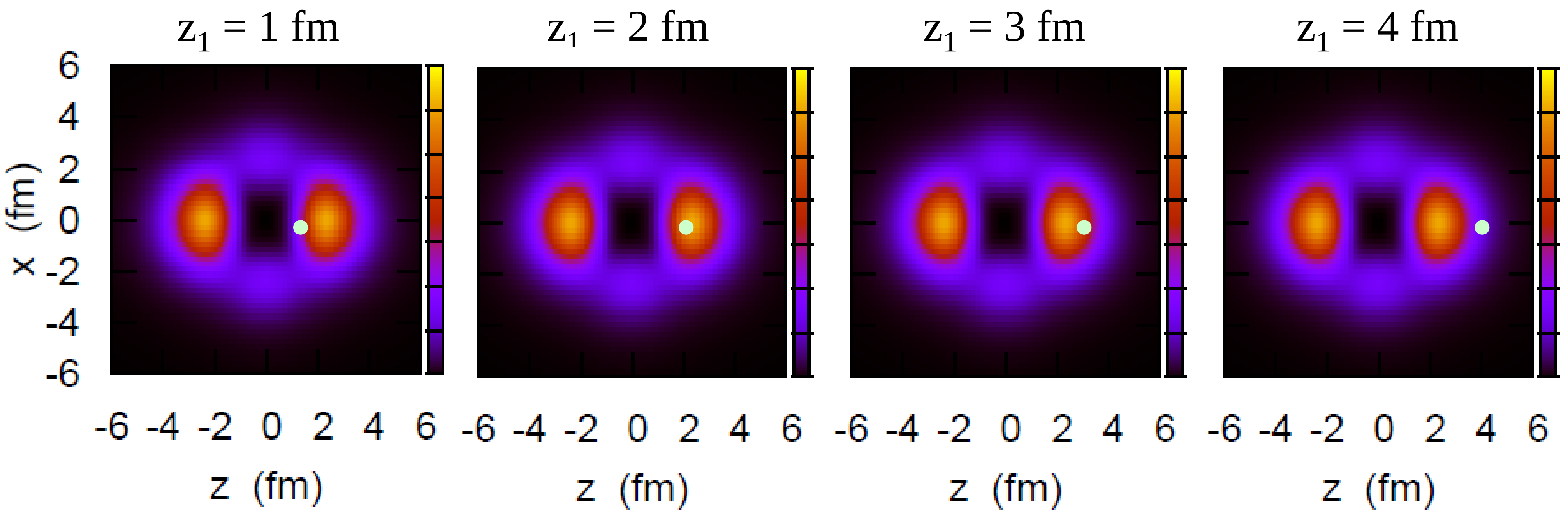


✓中性子1とともに中性子2の分布が変化 (2中性子相関)

✓ただし、中性子2は z_1 と $-z_1$ の両方にピーク

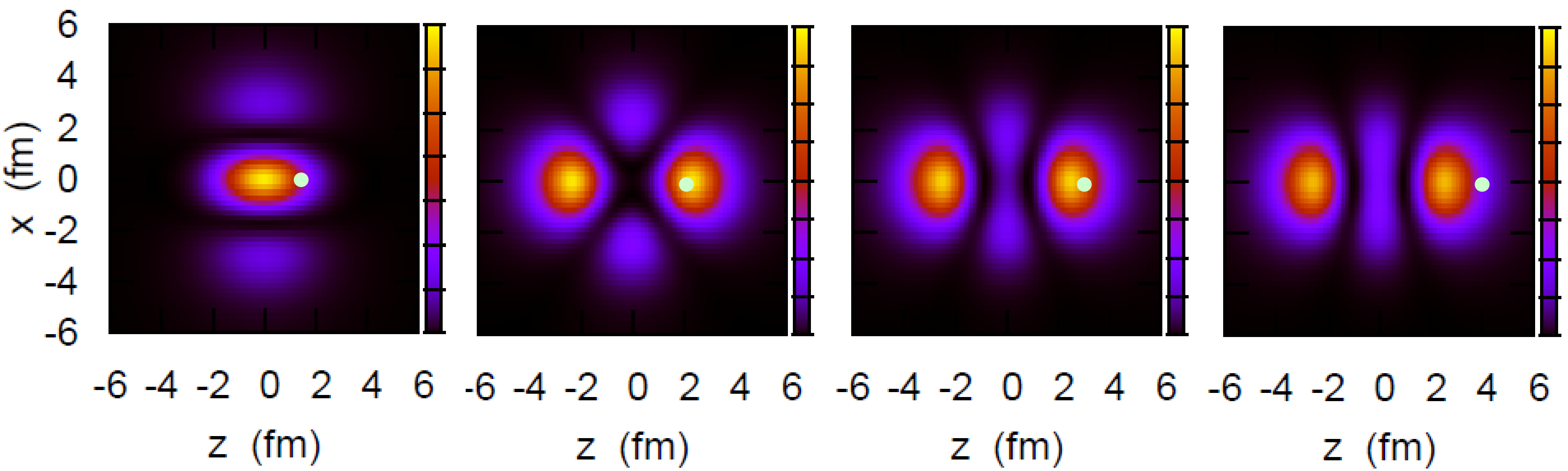
⟶ このようなものは di-neutron 相関とは言わない

相関なし



z_1 = 1 fm
z_1 = 2 fm
z_1 = 3 fm
z_1 = 4 fm
x (fm)
z (fm)
6 4 2 0 -2 -4 -6
-6 -4 -2 0 2 4 6

相関あり



x (fm)
z (fm)
6 4 2 0 -2 -4 -6
-6 -4 -2 0 2 4 6

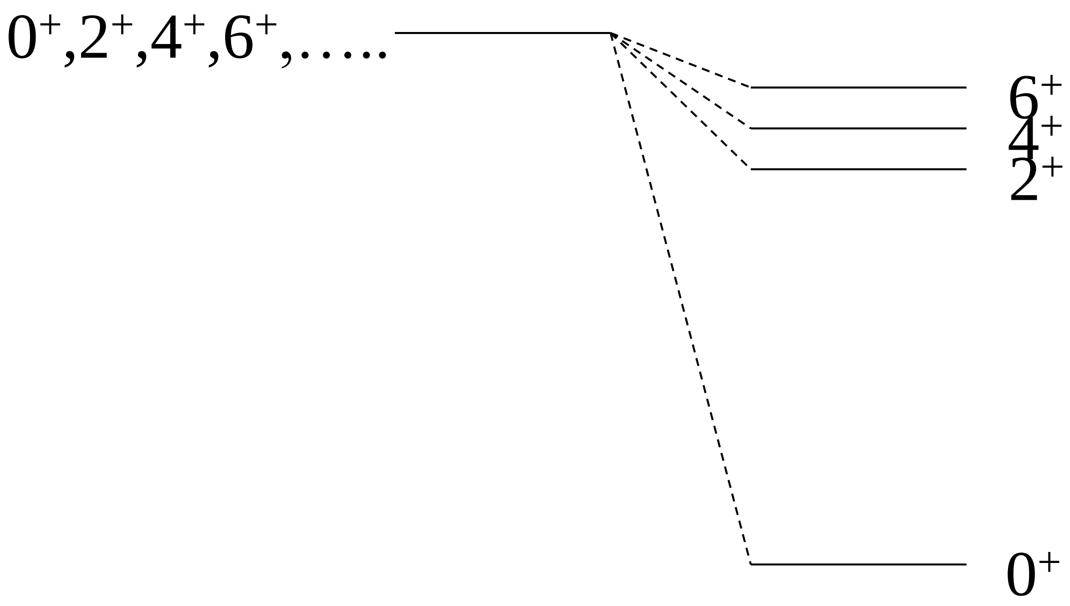
Dineutron 相関とはどういうものか?

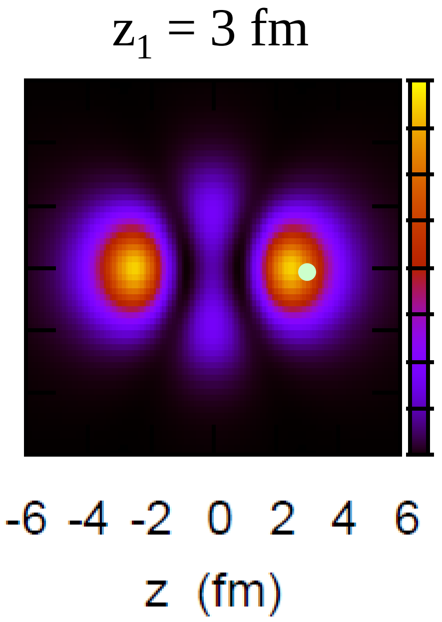
相関:　$\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) $^{18}O = {}^{16}O + n + n$　　cf. $^{16}O + n$: 3つの束縛状態($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

ii) 2中性子相関が同パリティ状態(束縛状態)にのみ働く場合

$$|nn\rangle = \alpha|(1d_{5/2})^2\rangle + \beta|(2s_{1/2})^2\rangle + \gamma|(1d_{3/2})^2\rangle$$





ペアリングを適当に効かせても2中性子の空間分布がコンパクトになるとは限らない

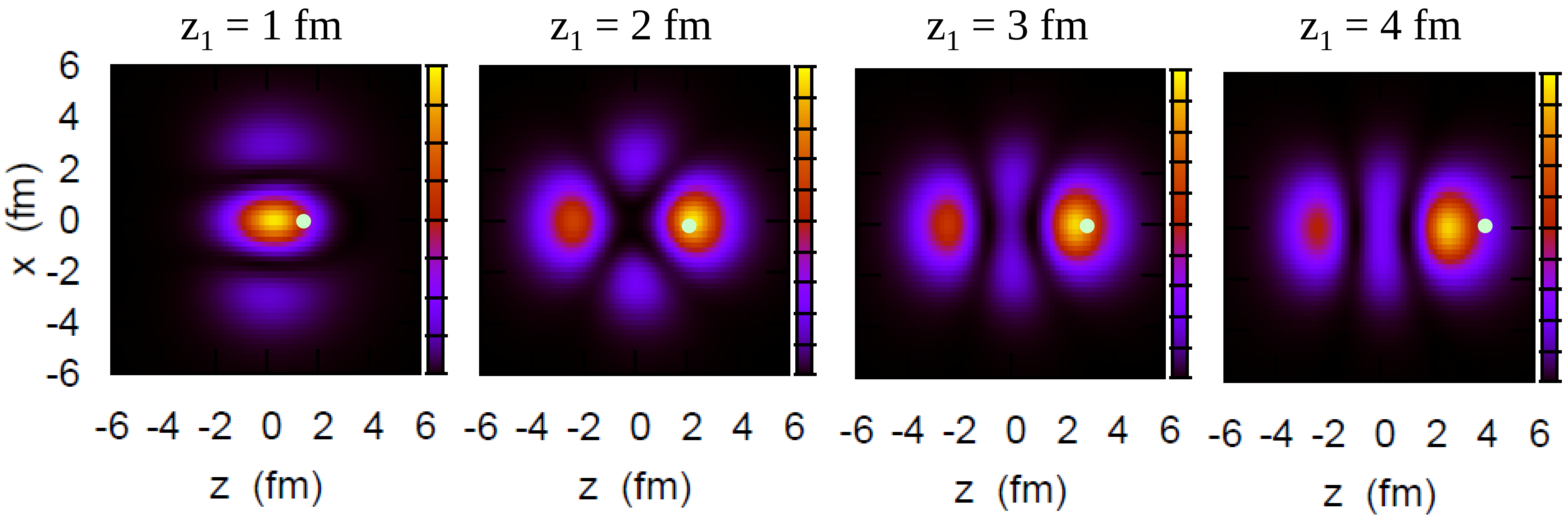
Dineutron 相関とはどういうものか?

相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

例) ^{18}O = ^{16}O + n + n　　cf. ^{16}O + n : 3つの束縛状態($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$)

iii) 2中性子相関が連続状態にも働く場合

$$|nn\rangle = \sum_{n,n',j,l} C_{nn'jl} |(nn'jl)^2\rangle$$



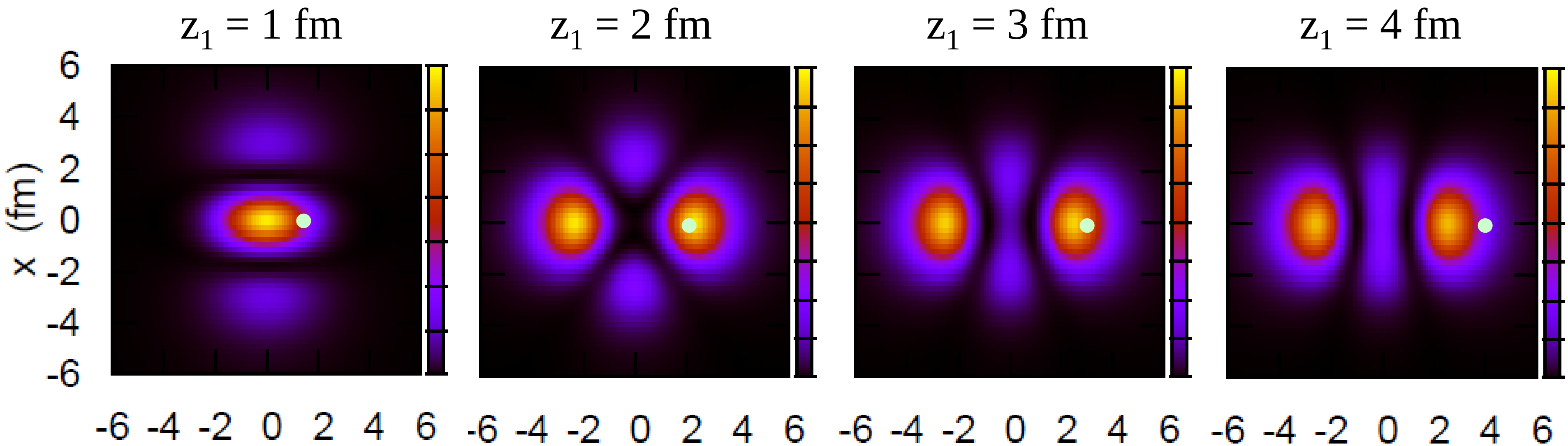
✓空間的な相関: 中性子2の密度は中性子1側にかたよる

✓パリティ混合が本質的な役割　　(dineutron 相関)

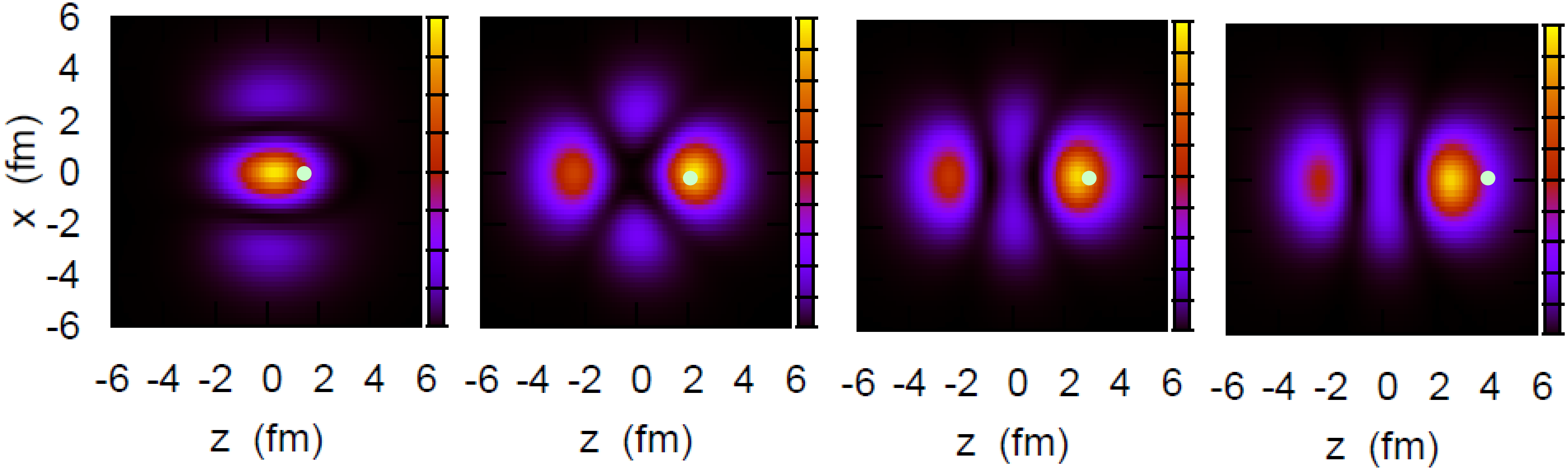
cf. F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091

例）$^{18}\mathrm{O} = {}^{16}\mathrm{O} + n + n$　　cf. $^{16}\mathrm{O} + n$: 3つの束縛状態($1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$)

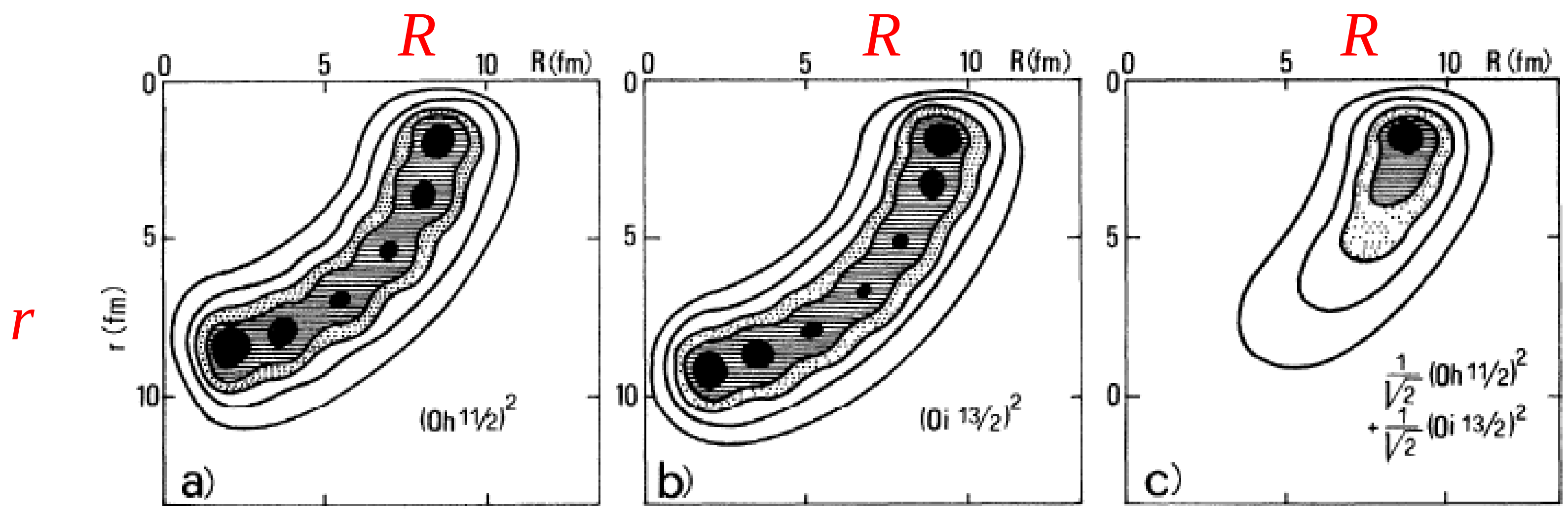
i) 正パリティのみ　$\longrightarrow$　不十分



ii) 正＋負パリティ（束縛＋連続状態）

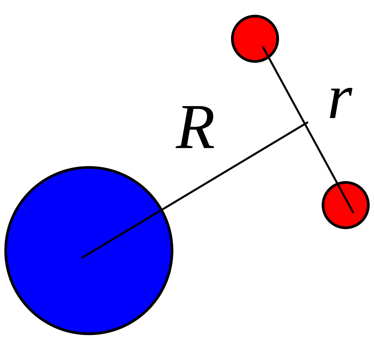


dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



$(0h_{11/2})^2$ $(0i_{13/2})^2$ $\frac{1}{\sqrt{2}}(0h_{11/2})^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(0i_{13/2})^2$

F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091



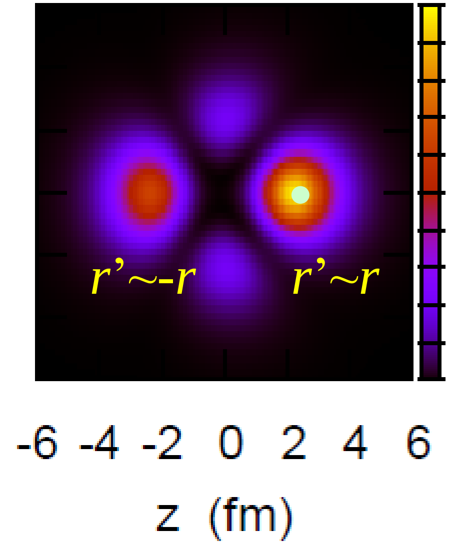
なぜ違うパリティ状態の混合が重要か?

$$\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = \left[C_{\rm ee}\,\phi_e(\boldsymbol{r})\phi_e(\boldsymbol{r}') + C_{\rm oo}\,\phi_o(\boldsymbol{r})\phi_o(\boldsymbol{r}')\right]|S=0\rangle$$

とする。

$$\Psi(\boldsymbol{r},-\boldsymbol{r}') = \left[C_{\rm ee}\,\phi_e(\boldsymbol{r})\phi_e(\boldsymbol{r}') - C_{\rm oo}\,\phi_o(\boldsymbol{r})\phi_o(\boldsymbol{r}')\right]|S=0\rangle$$

$$\begin{aligned}\rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}) &= C_{\rm ee}^2\,|\phi_e(\boldsymbol{r})|^4 + C_{\rm oo}^2\,|\phi_o(\boldsymbol{r})|^2 \\ &\quad \boxed{+C_{\rm ee}C_{\rm oo}\,[\phi_e^*(\boldsymbol{r})]^2[\phi_o(\boldsymbol{r})]^2} \\ &\quad +c.c.\end{aligned}$$



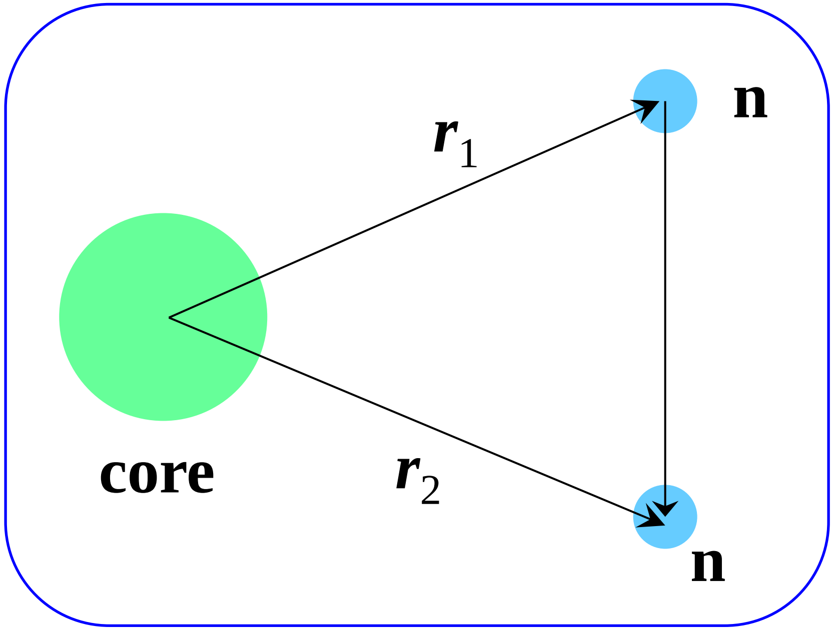
$$\begin{aligned}\rho(\boldsymbol{r},-\boldsymbol{r}) &= C_{\rm ee}^2\,|\phi_e(\boldsymbol{r})|^4 + C_{\rm oo}^2\,|\phi_o(\boldsymbol{r})|^2 \\ &\quad \boxed{-C_{\rm ee}C_{\rm oo}\,[\phi_e^*(\boldsymbol{r})]^2[\phi_o(\boldsymbol{r})]^2} \\ &\quad +c.c.\end{aligned}$$

干渉項の入り方が逆

Bertsch-Esbensenの３体模型

G.F. Bertsch and H. Esbensen,
Ann. of Phys. 209('91)327
H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken,
Phys. Rev. C56('99)3054
K.H. and H. Sagawa, PRC72('05)044321

^{11}Li = ^{9}Li + n + n
^{6}He = ^{4}He + n + n



密度に依存する接触型相互作用

$$v_{nn}(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2) = v_0(1+\alpha\rho_c(r)) \times\delta(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)$$

V-座標

$$\boxed{H=\frac{\boldsymbol{p}_1^2}{2m}+\frac{\boldsymbol{p}_2^2}{2m}+V_{nC}(r_1)+V_{nC}(r_2)+v_{nn}+\frac{(\boldsymbol{p}_1+\boldsymbol{p}_2)^2}{2A_cm}}$$

接触型相互作用

H. Esbensen, G.F. Bertsch, K. Hencken, Phys. Rev. C56('99)3054

$$\boxed{v_{nn}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = v_0\, \delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)}$$

$$v_0 = \frac{2\pi^2\hbar^2}{m} \cdot \frac{2a_{nn}}{\pi - 2k_c\, a_{nn}}$$

* この相互作用は有限核では強すぎる

cf. ^{18}O の3体計算: E= -28.1 MeV (実験値は -12.2 MeV)

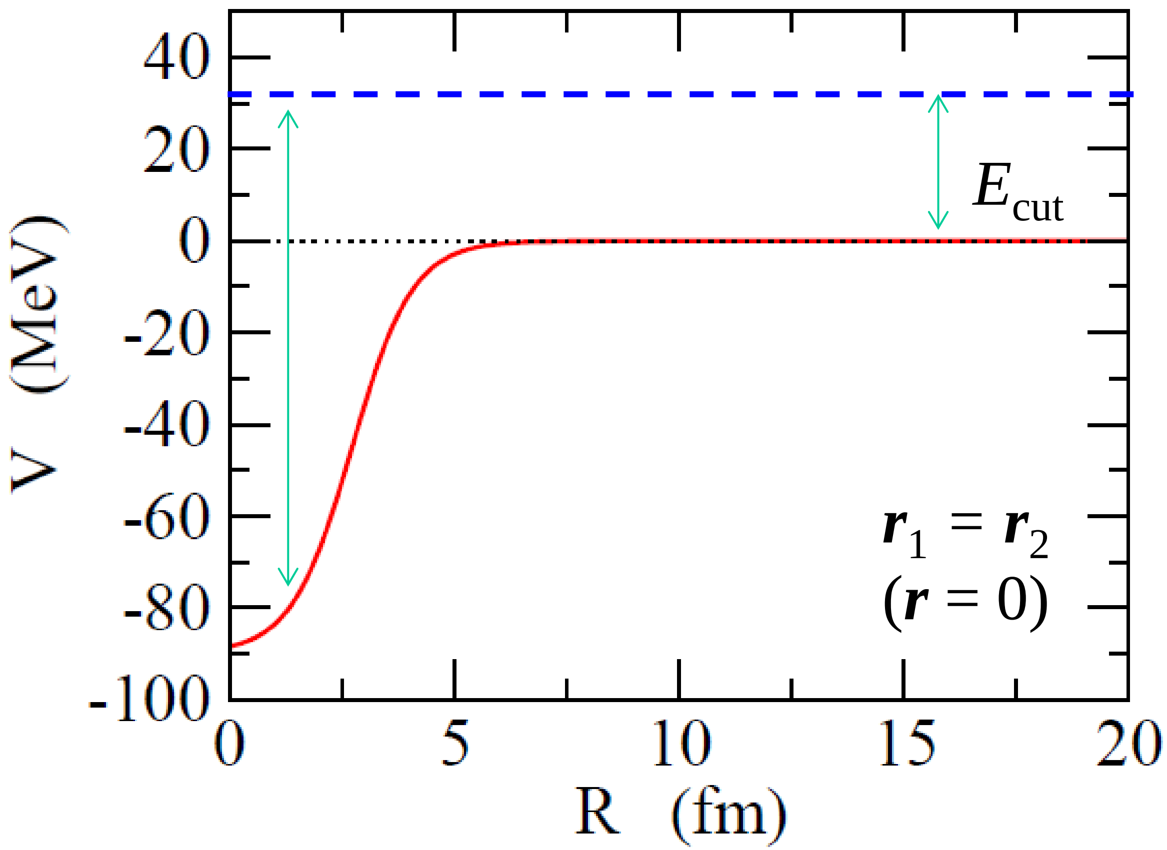
$\longrightarrow$ 核内で引力を弱める(斥力項を密度依存型として導入)

$$v_{nn}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\left(v_0 + \frac{v_\rho}{1 + \exp[(r_1 - R_\rho)/a_\rho]}\right)$$

(密度依存性の詳細はよく分からないので、ここでは WS 型にする)

密度依存項の起源

$$V_{nc}(|\boldsymbol{R}+\boldsymbol{r}/2|)+V_{nc}(|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r}/2|)$$



核内（小さい R）では $E_{\rm cut}$ が実効的に大きくなる

→相互作用が実効的に強くなる

→核内で相互作用を弱める必要がある

（密度依存項の導入）

基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

$$
\begin{aligned}
H &= \frac{\boldsymbol{p}_1^2}{2m} + \frac{\boldsymbol{p}_2^2}{2m} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{(\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2}{2A_c m} \\
&= \frac{\boldsymbol{p}_1^2}{2\mu} + \frac{\boldsymbol{p}_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{p}_2}{A_c m}
\end{aligned}
$$

$$
\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{A_c m}
$$

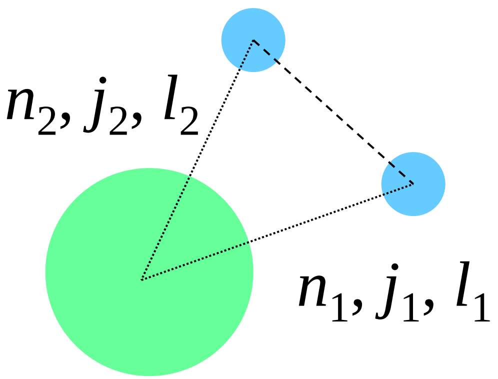
波動関数を適当な基底で展開して対角化する

$$
\Psi_{\mathrm{gs}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \sum_k \alpha_k \, \Phi_k(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')
$$

$$
\longrightarrow \qquad \sum_{k'} \langle \Phi_k | H | \Phi_{k'} \rangle \alpha_{k'} = E \alpha_k
$$

基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

$$H = \frac{\boldsymbol{p}_1^2}{2\mu} + \frac{\boldsymbol{p}_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{p}_2}{A_c m}$$



v_{nn} 及び $\dfrac{\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{p}_2}{A_c m}$ がないときの解:

$$\boxed{\Phi_{nn'lj}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \mathcal{A}[\psi_{njl}(\boldsymbol{r})\psi_{n'jl}(\boldsymbol{r}')]^{(00)}}$$

$$\left[\frac{\boldsymbol{p}^2}{2\mu} + V_{nC}(r)\right]\psi_{njlm_j}(\boldsymbol{r}) = \epsilon_{njl}\,\psi_{njlm_j}(\boldsymbol{r})$$

$* \; J = 0 \longrightarrow j_1 = j_2, \;\; \pi = + \longrightarrow l_1 = l_2$

この基底で波動関数を展開する:

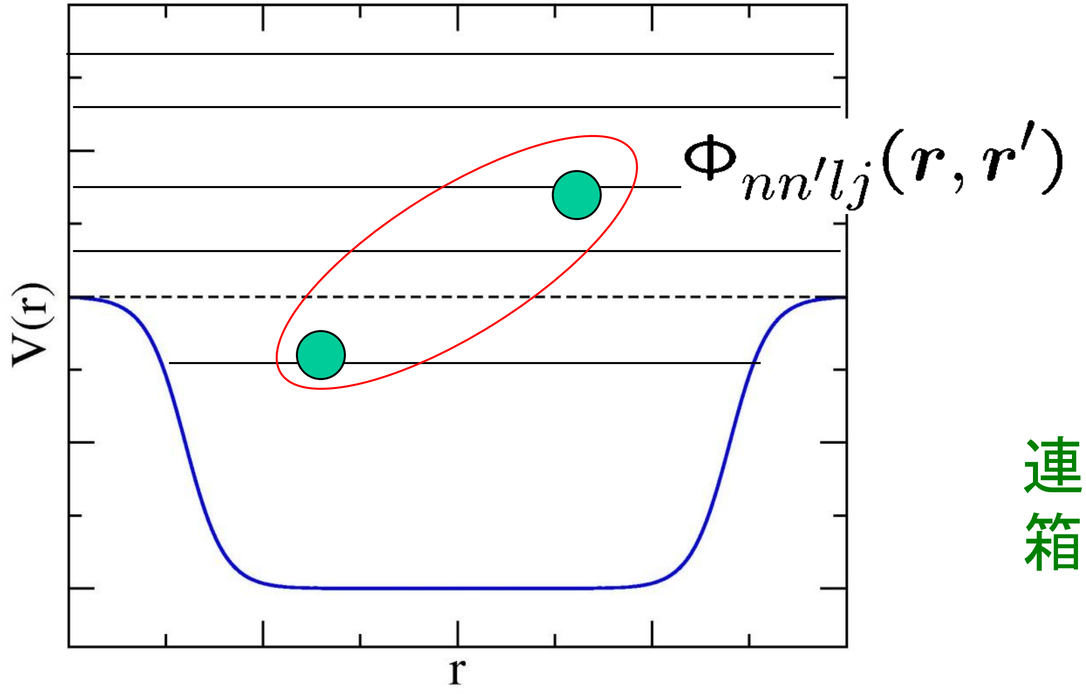
$$\boxed{\Psi_{\rm gs}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj}\,\Phi_{nn'lj}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')}$$

パウリ原理:芯核の軌道は展開の基底から除外

基底状態の構造 ($J^\pi = 0^+$)

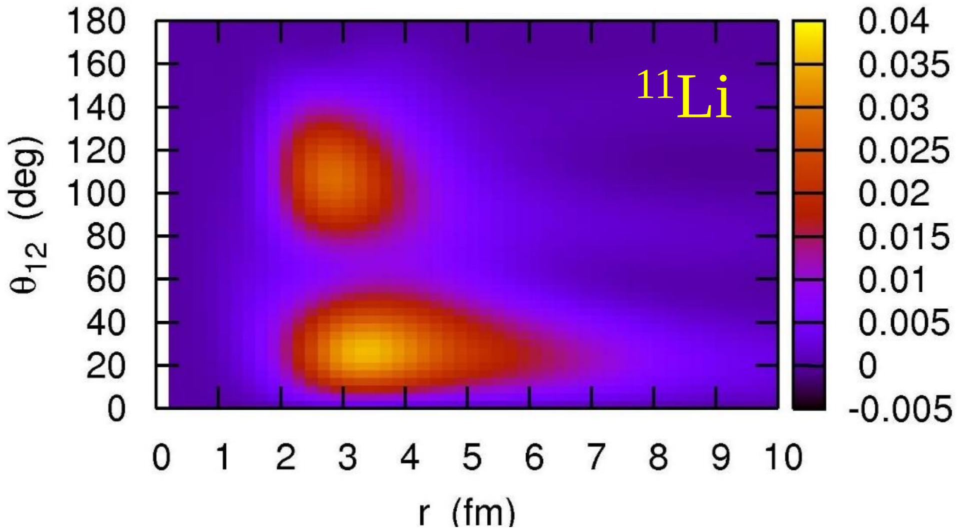
$$H = \frac{\boldsymbol{p}_1^2}{2\mu} + \frac{\boldsymbol{p}_2^2}{2\mu} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + v_{nn} + \frac{\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{p}_2}{A_c m}$$

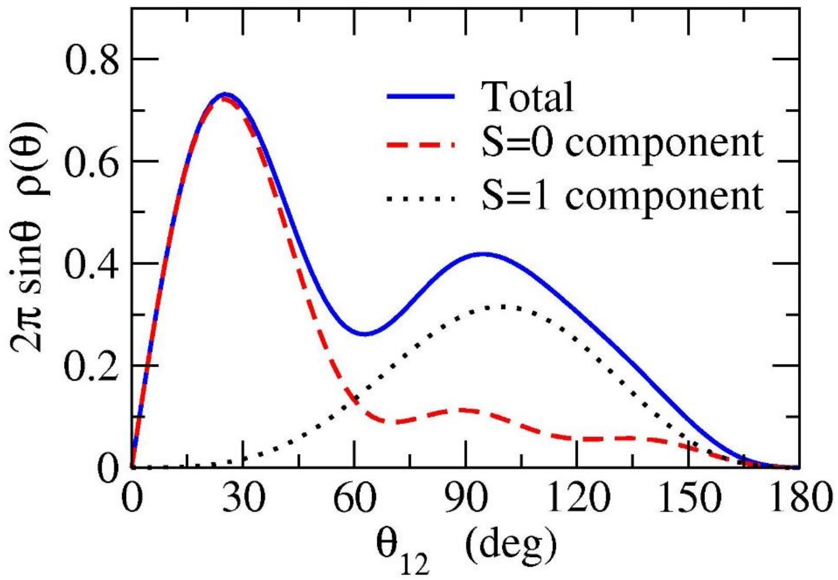
$$\boxed{\Psi_{\rm gs}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \mathcal{A} \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \left[\psi_{njl}(\boldsymbol{r})\psi_{n'jl}(\boldsymbol{r}')\right]^{(00)}}$$

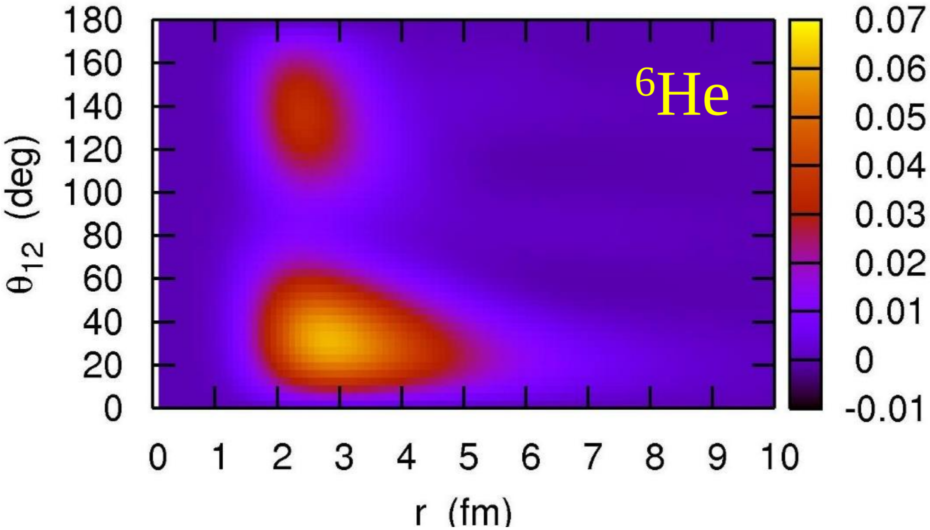


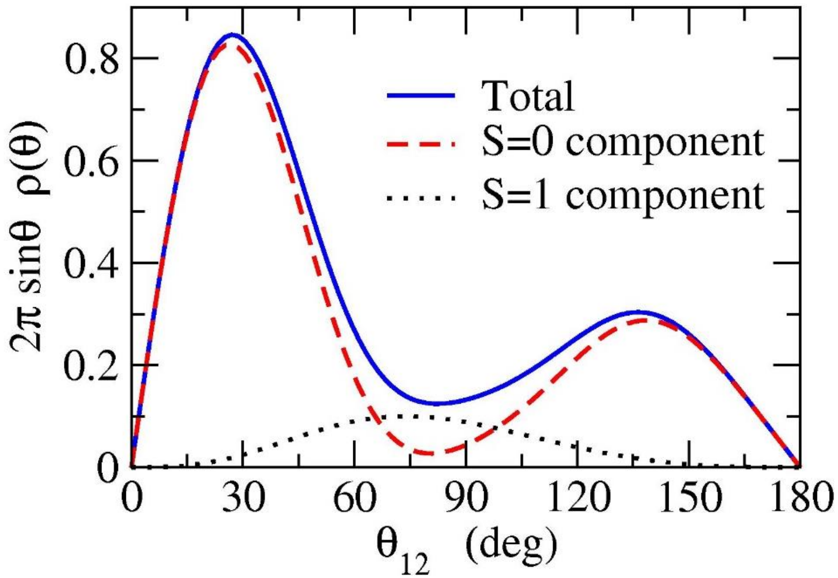
連続状態（散乱状態）は
箱の中に入れて離散化

^{11}Li と ^{6}He の比較





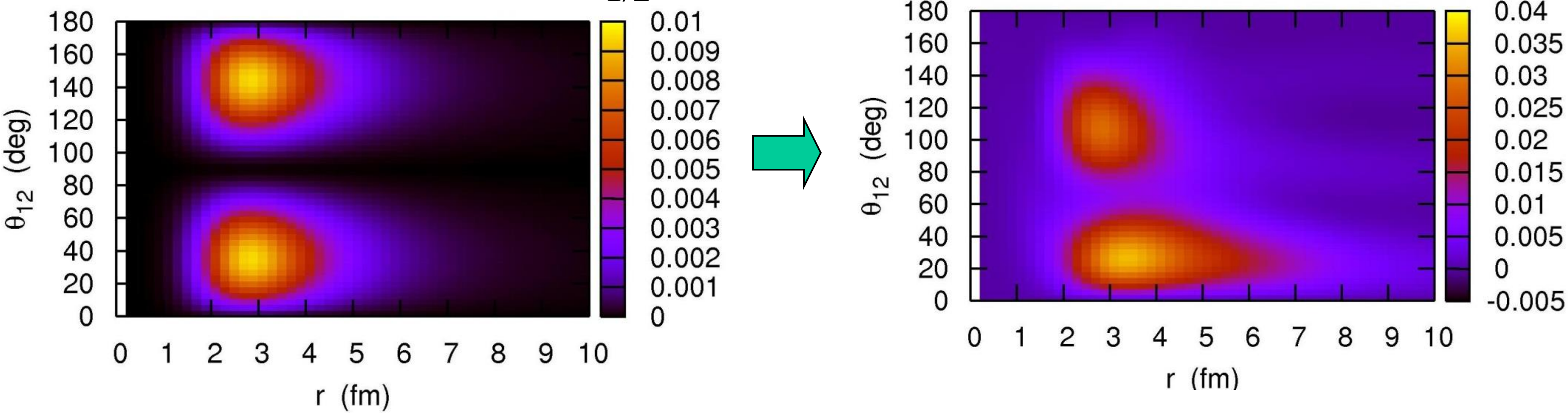




対相関力がある場合とない場合の比較:

^{11}Li

対相関がない場合 $[1p_{1/2}]^2$　　　　対相関がある場合

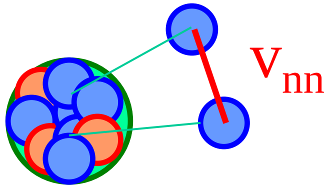


- 対相関がないと、2つの対称的なピーク($p_{1/2}$ 状態を反映)。
- 対相関があると、大きい θ にあるピークが抑制され、
  小さい θ にあるピークが増幅する(ダイニュートロン相関)。
- 小さい θ にあるピークのテールがのびる(ハロー構造)。

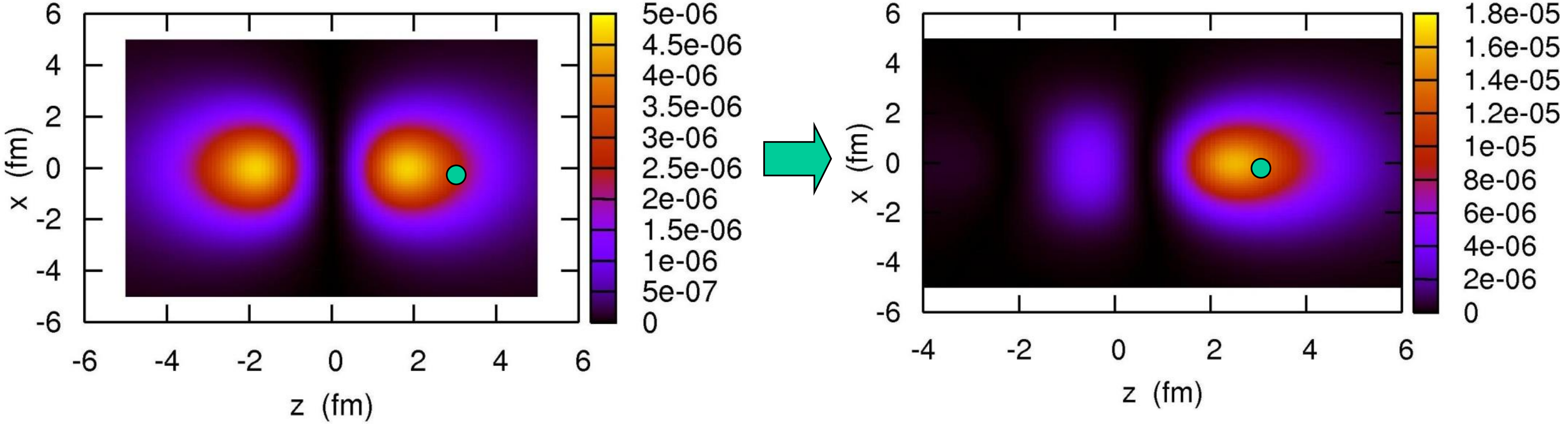
  ⟵　対相関による連続状態との結合の効果

The ground state density: $^{11}Li = {}^{9}Li + n + n$

K.H. and H. Sagawa, PRC72 ('05) 044321

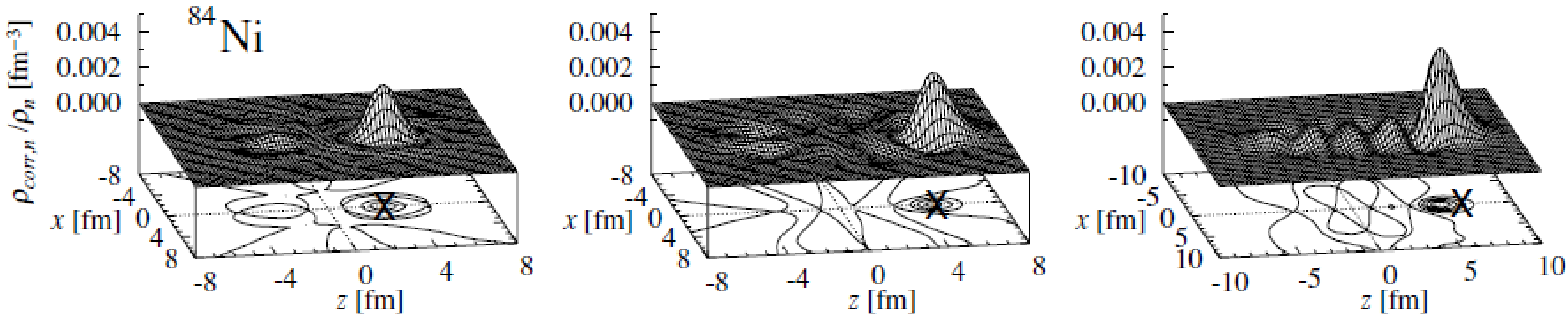


without nn interaction　　　　　　　　with nn interaction

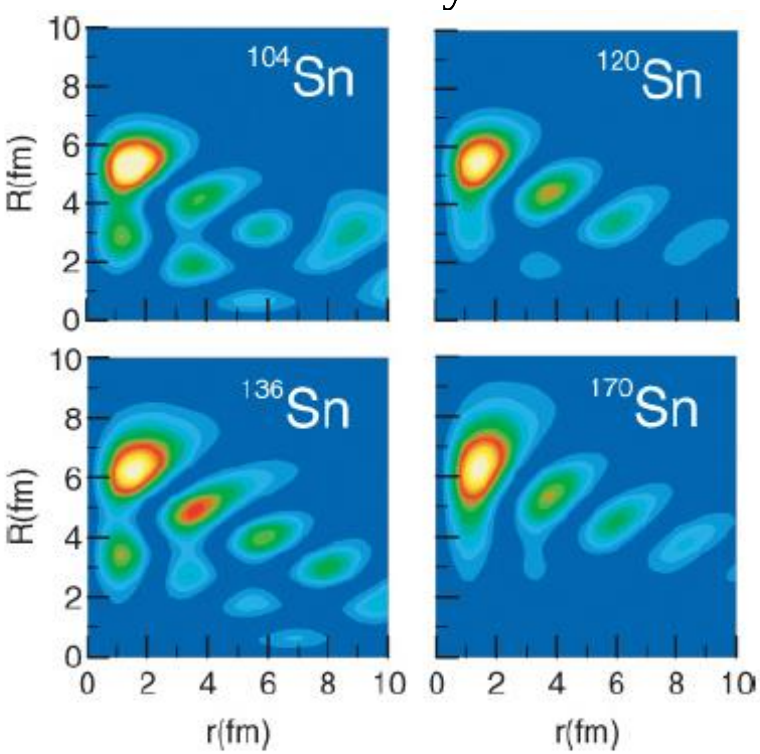


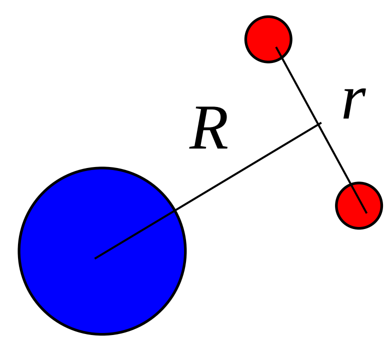
large asymmetry in density distribution = **di-neutron correlation**

重い中性子過剰核の dineutron 相関



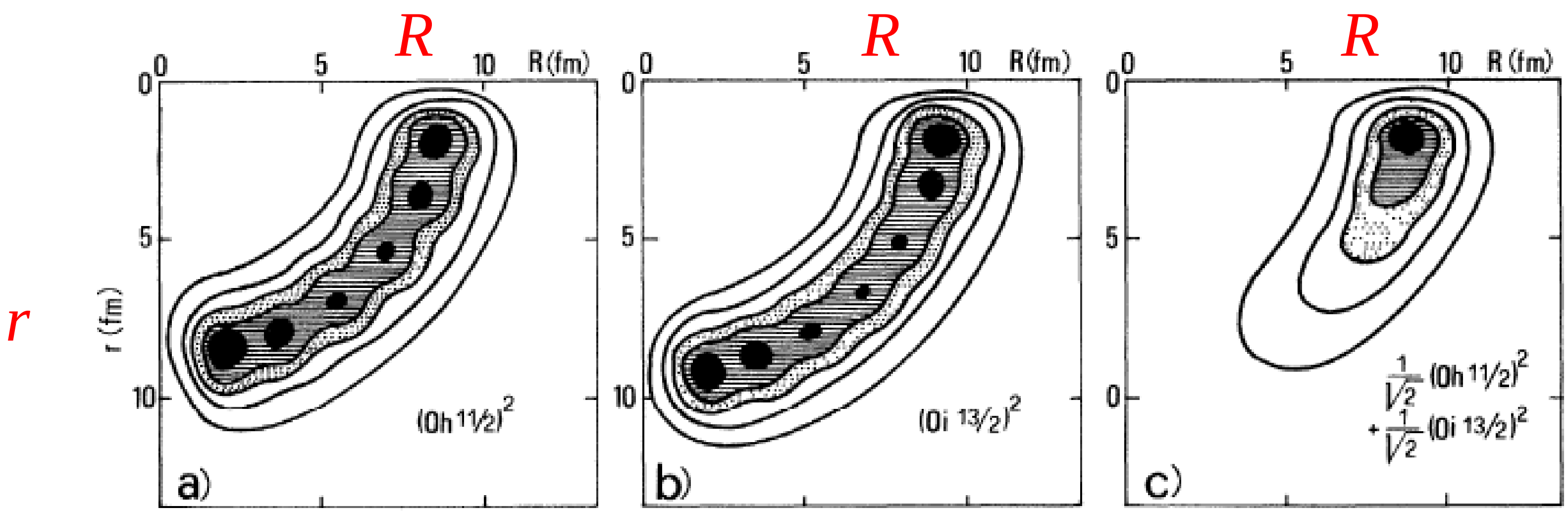
M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, PRC71(‘05)064326
Skyrme HFB





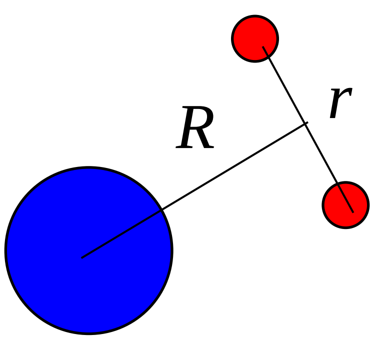
N. Pillet, N. Sandulescu, and P. Schuck,
PRC76(‘07)024310
Gogny HFB

dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



$(0h_{11/2})^2$ $\quad$ $(0i_{13/2})^2$ $\quad$ $\frac{1}{\sqrt{2}}(0h_{11/2})^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(0i_{13/2})^2$

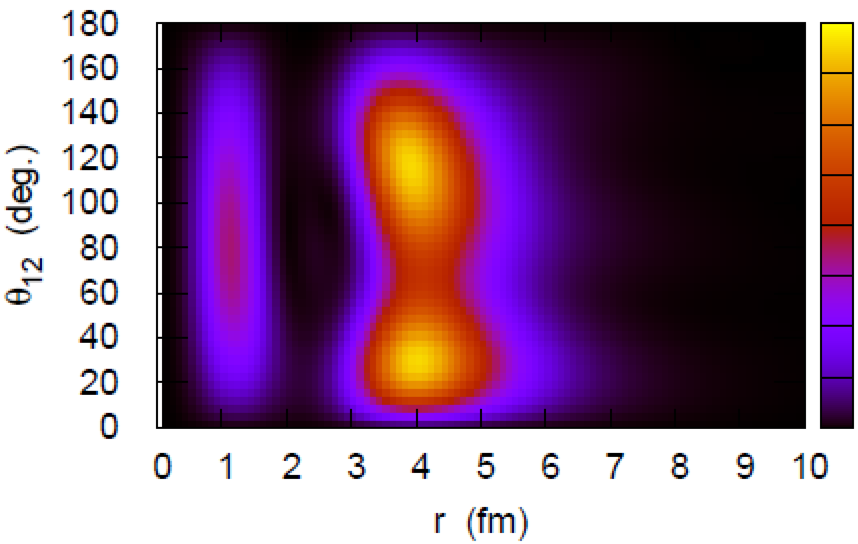
F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091



ダイニュートロン相関の起源：　異なるパリティからなる配位の混合

どの程度混合すれば相関が見えるのか?

$^{24}\mathrm{O} = {}^{22}\mathrm{O} + n + n$

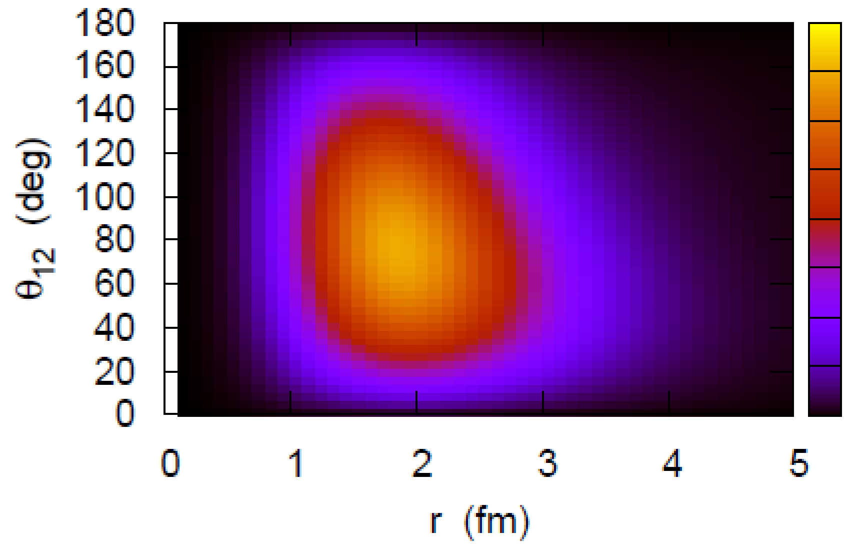


odd^2: 2.49 %

even^2: 97.5% [内、$(s_{1/2})^2$=93.6%]

$<\theta_{12}> = 84.1$ deg.

$^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He} = {}^{4}\mathrm{He} + \Lambda + \Lambda$



odd^2: 1.45 %

even^2: 98.5% [内、$(1s_{1/2})^2$=97.2%]

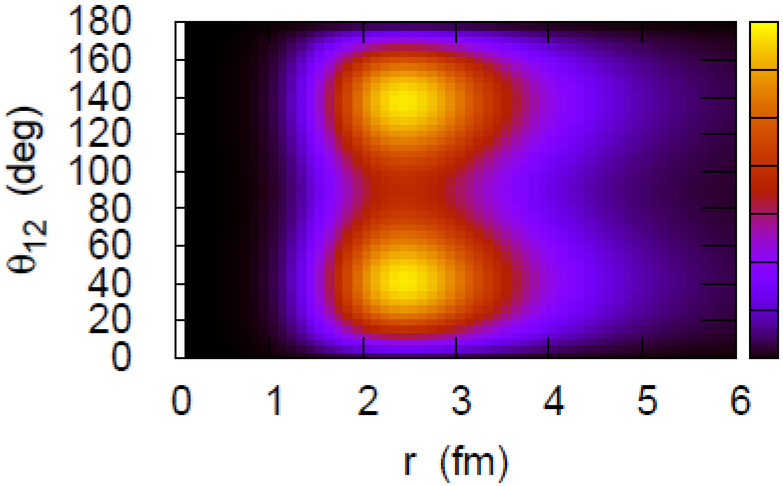
$<\theta_{12}> = 83.0$ deg.

s-wave が主成分だと見えずらいが、混合度合いが小さくても
やはり密度分布に偏りが出る

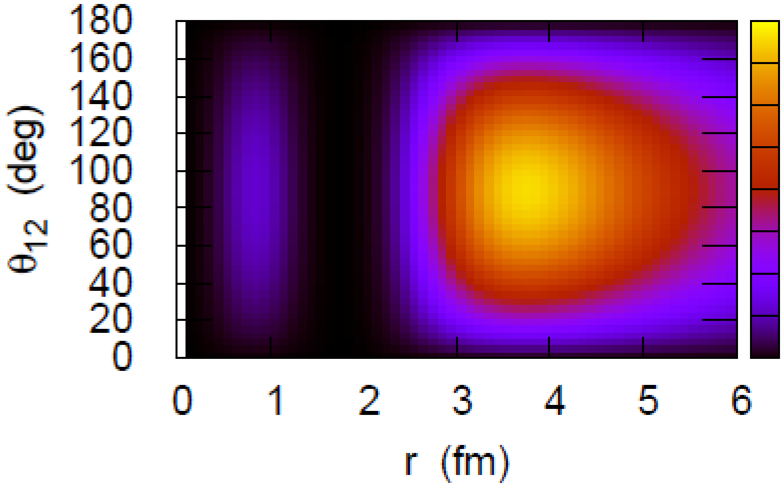
2配位模型による解析 $|\Psi\rangle = \sqrt{\alpha^2}\,|(1p_{3/2})^2\rangle + \sqrt{1-\alpha^2}\,|(2s_{1/2})^2\rangle$

- ✓ $1p_{3/2}$, $2s_{1/2}$ の波動関数は Woods-Saxon ポテンシャルで生成
- ✓ それぞれの一粒子エネルギーが -0.5 MeV になるように調整

100% $p_{3/2}$ のとき



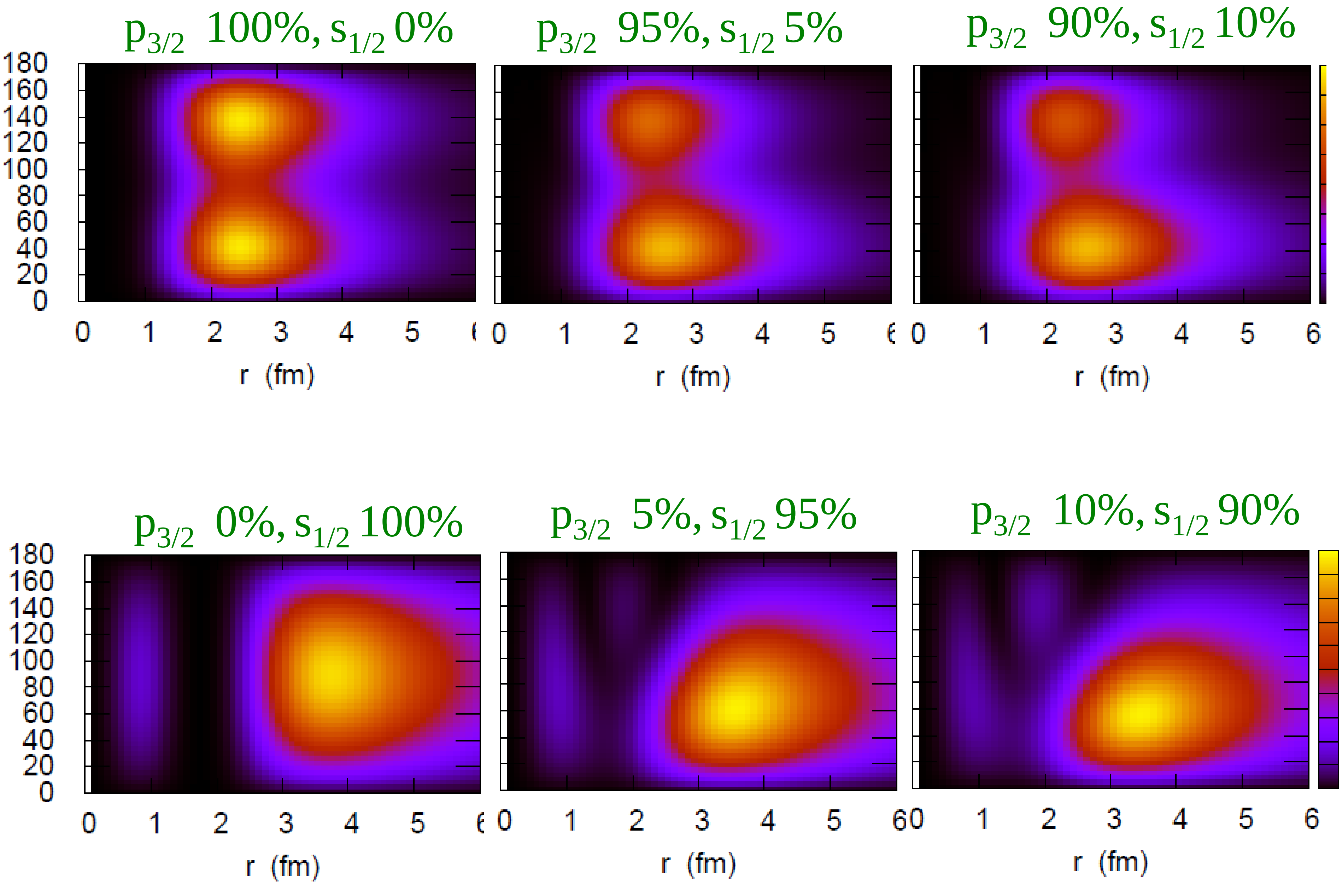
100% $s_{1/2}$ のとき



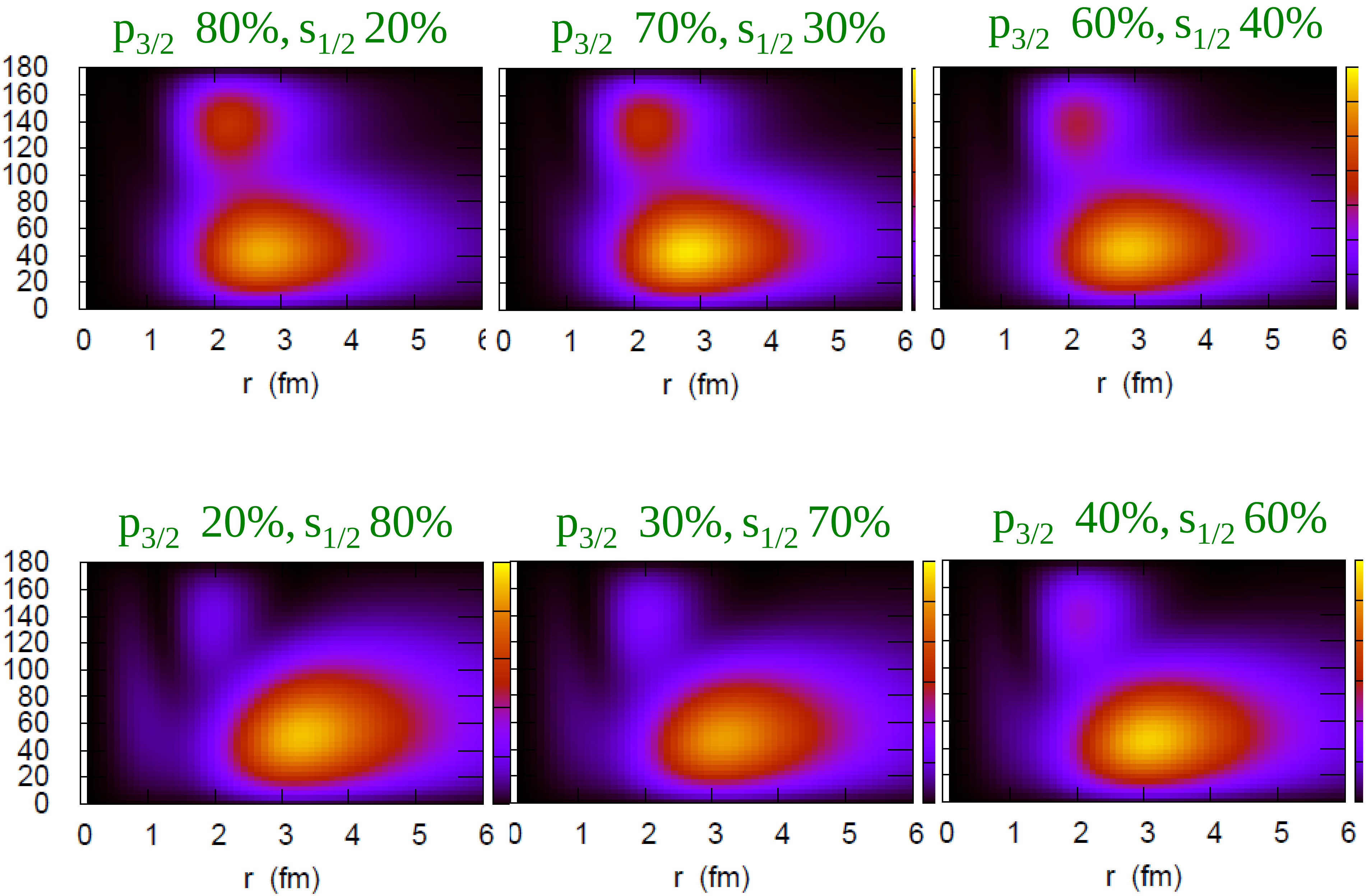
混合度合い α を変えて密度分布の変化を見る

2配位模型による解析

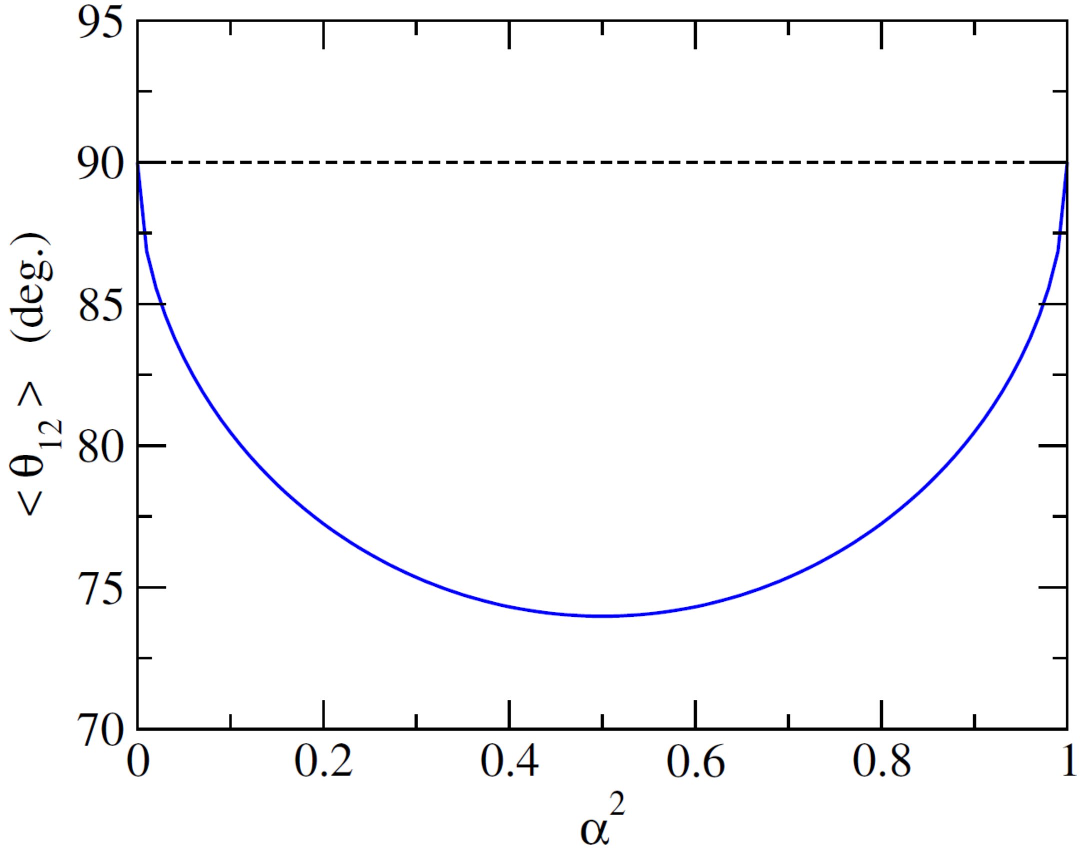
$$|\Psi\rangle = \sqrt{\alpha^2}\,|(1p_{3/2})^2\rangle + \sqrt{1-\alpha^2}\,|(2s_{1/2})^2\rangle$$



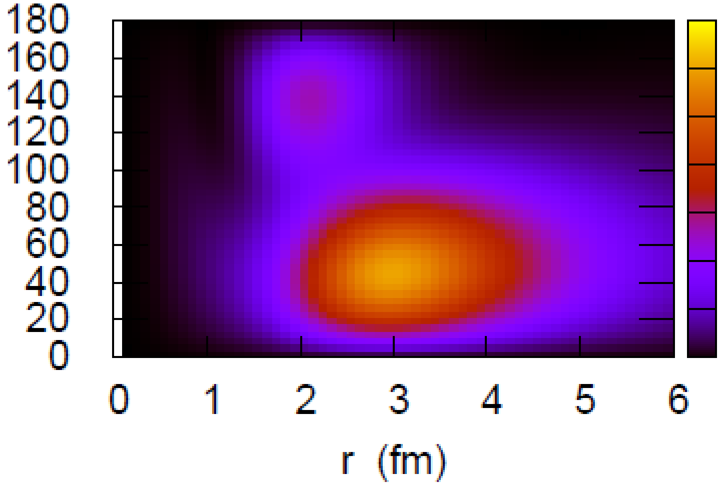
2配位模型による解析 $|\Psi\rangle = \sqrt{\alpha^2}|(1p_{3/2})^2\rangle + \sqrt{1-\alpha^2}|(2s_{1/2})^2\rangle$



2配位模型による解析 $|\Psi\rangle = \sqrt{\alpha^2}\,|(1p_{3/2})^2\rangle + \sqrt{1-\alpha^2}\,|(2s_{1/2})^2\rangle$



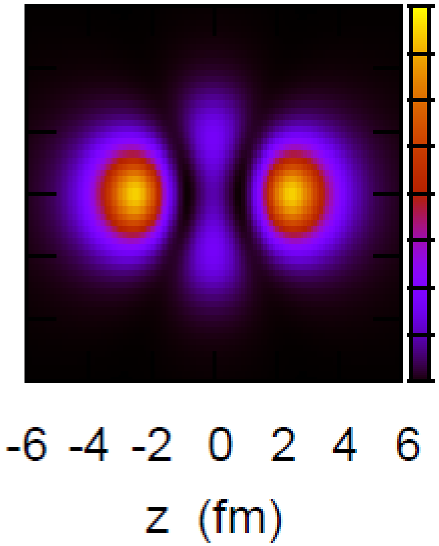
$p_{3/2}$ 50%, $s_{1/2}$ 50%



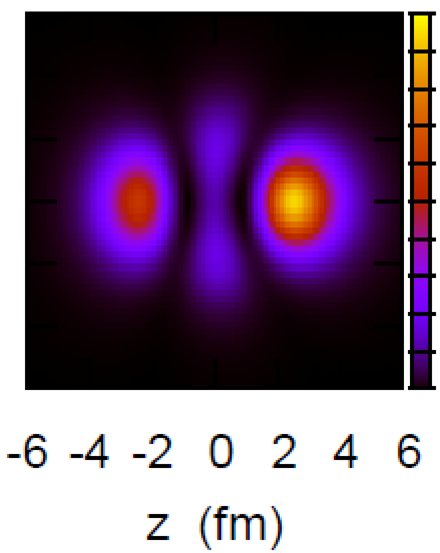
$\alpha^2 = 0.5$ で対称になっている→ $s_{1/2}$ かどうかはあまり関係ない

2中性子は空間的に局在（dineutron相関）

cf. Migdal, Soviet J. of Nucl. Phys. 16 (‘73) 238
Bertsch, Broglia, Riedel, NPA91(‘67)123



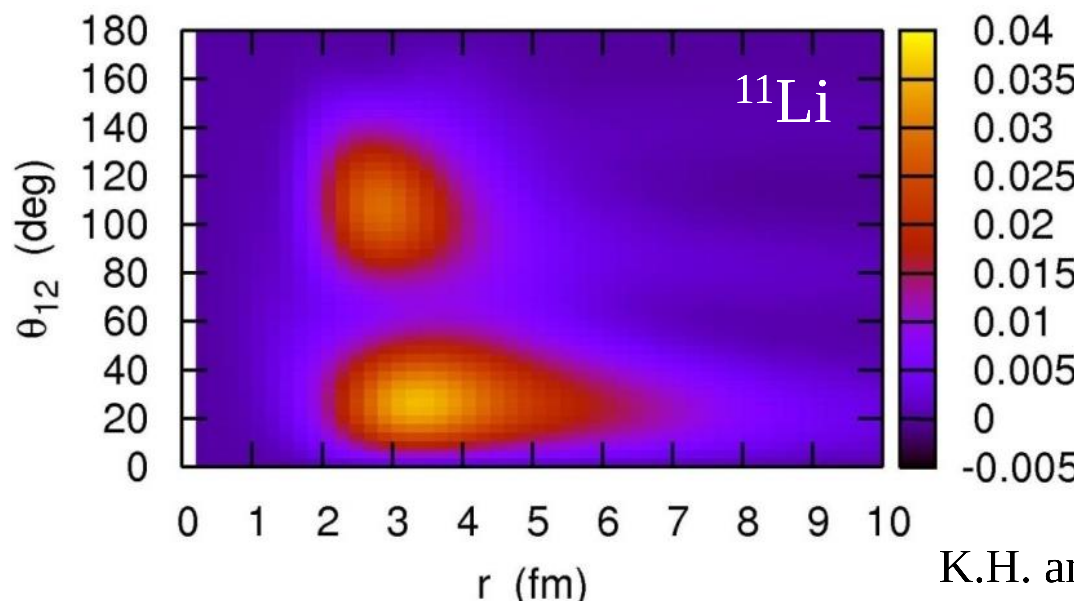
パリティ混合



弱束縛核

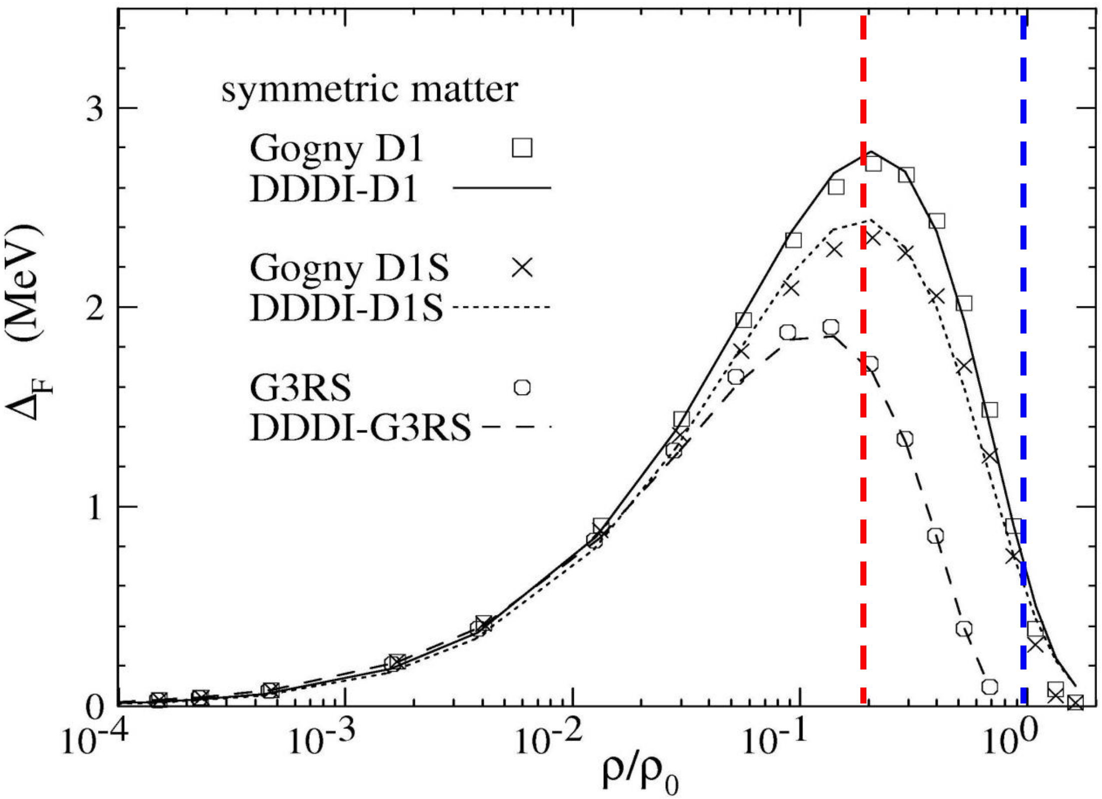
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい
＋ 表面領域における対相関力の増大
→dineutron 相関が増幅される

cf. - Bertsch, Esbensen, Ann. of Phys. 209(’91)327
- M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa, PRC71(‘05)064326



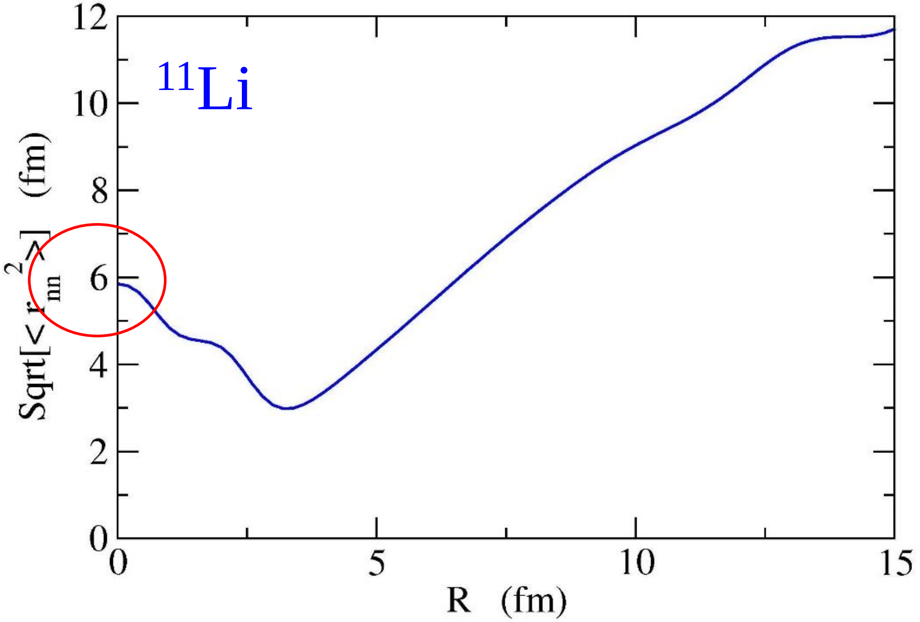
K.H. and H. Sagawa, PRC72(’05)044321

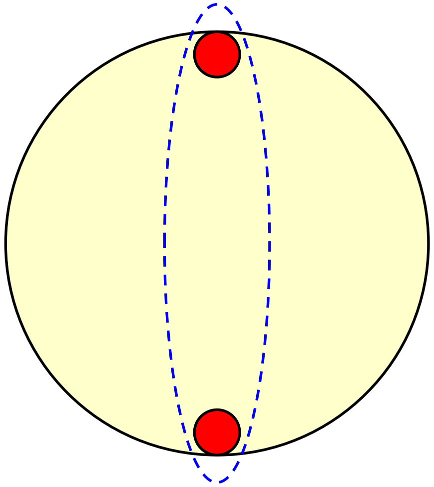
無限核物質の対ギャップ



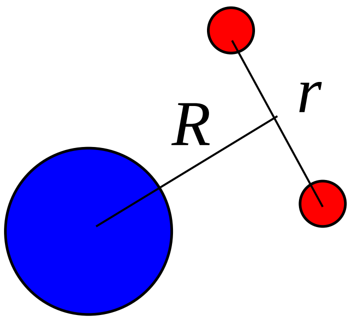
M. Matsuo, PRC73('06)044309

Surface dineutron correlations

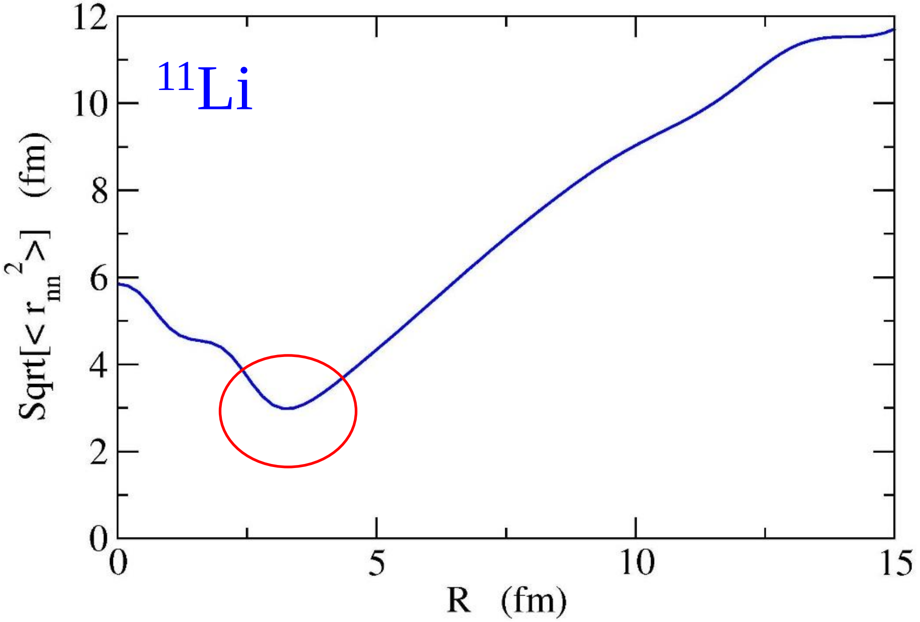




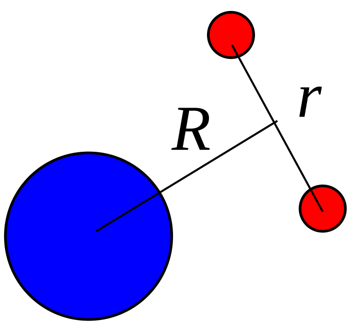
K.H., H. Sagawa, J. Carbonell, and P. Schuck,
PRL99 ('07) 022506

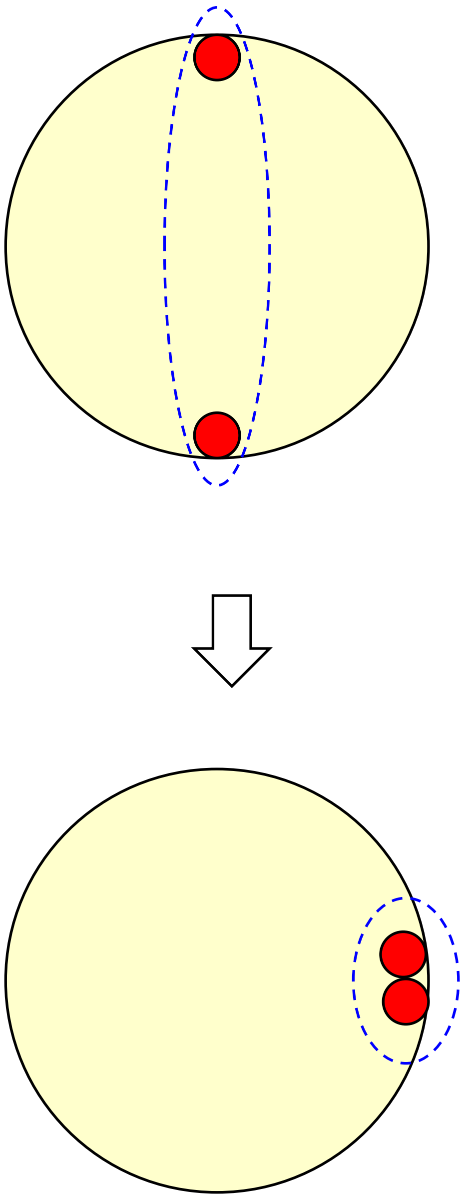


Surface dineutron correlations

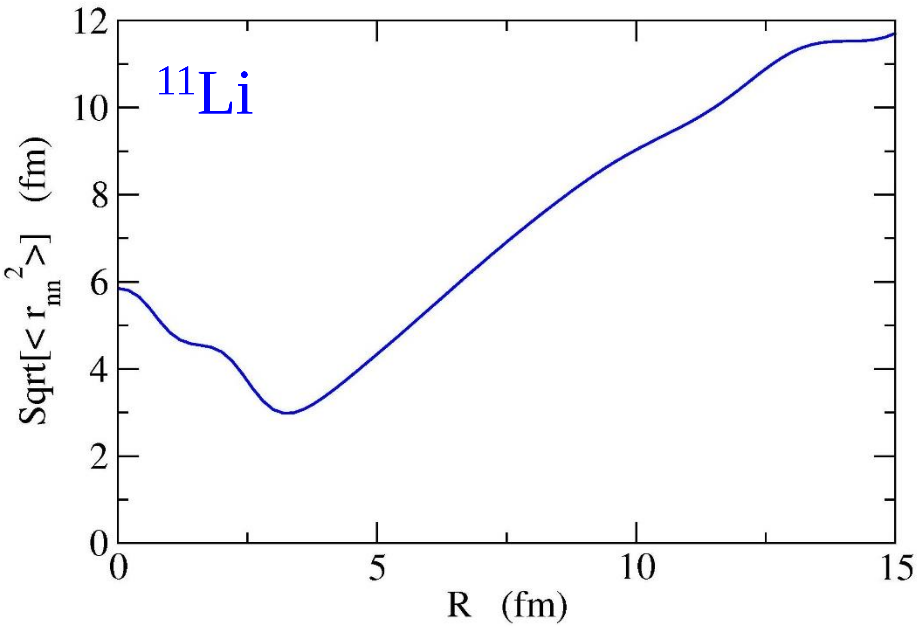


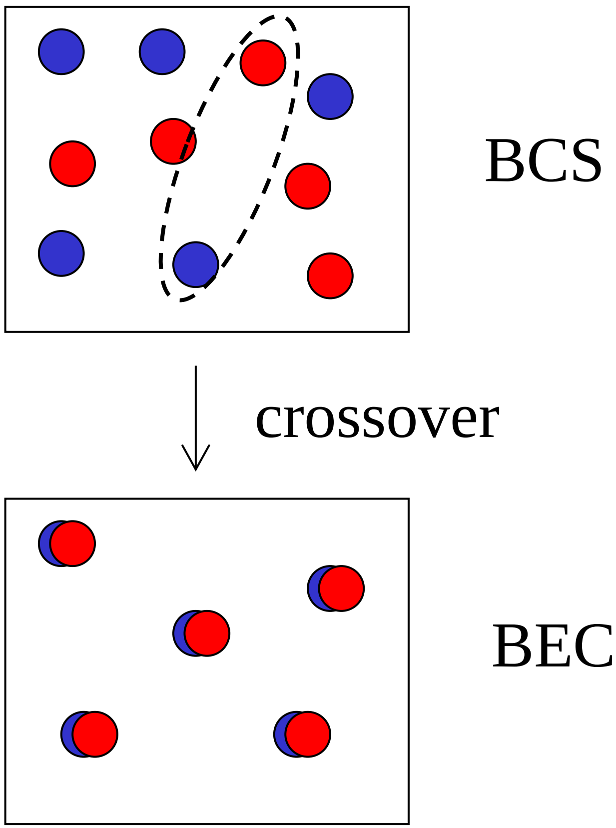
K.H., H. Sagawa, J. Carbonell, and P. Schuck,
PRL99 ('07) 022506



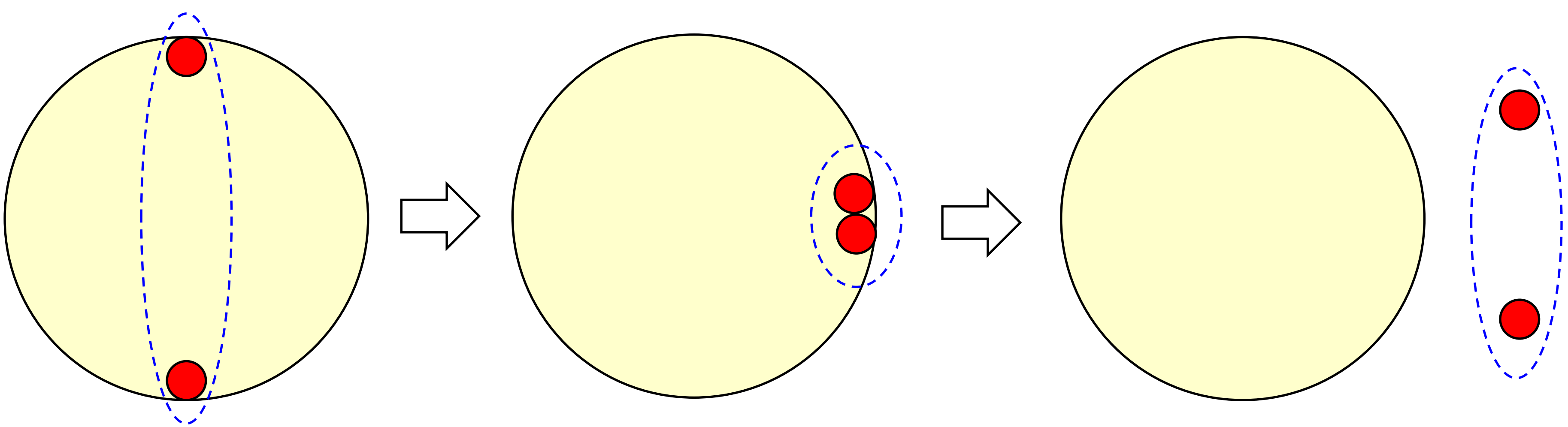


ダイニュートロン相関



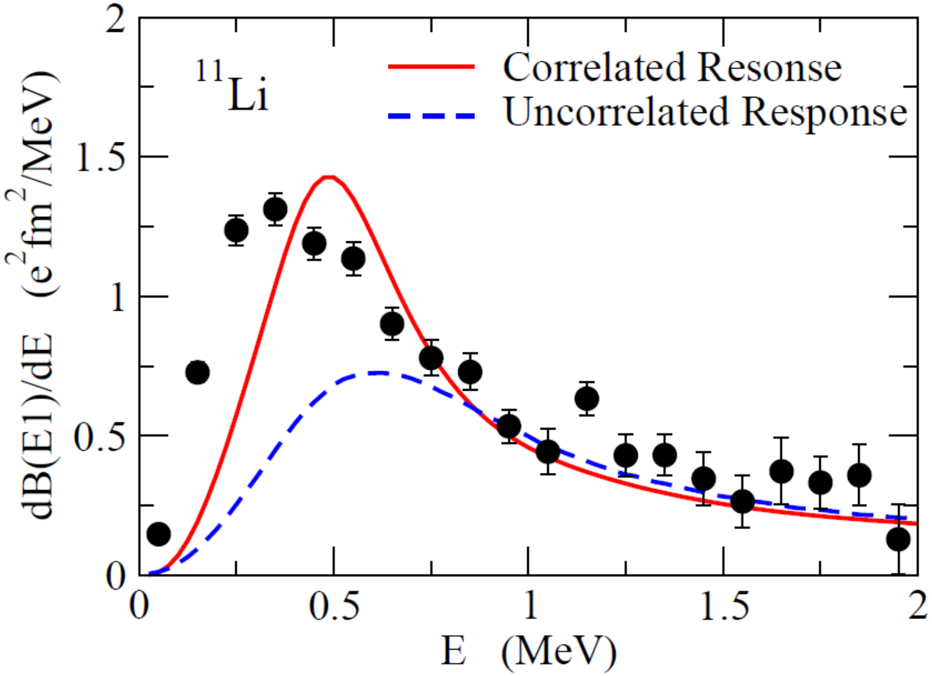


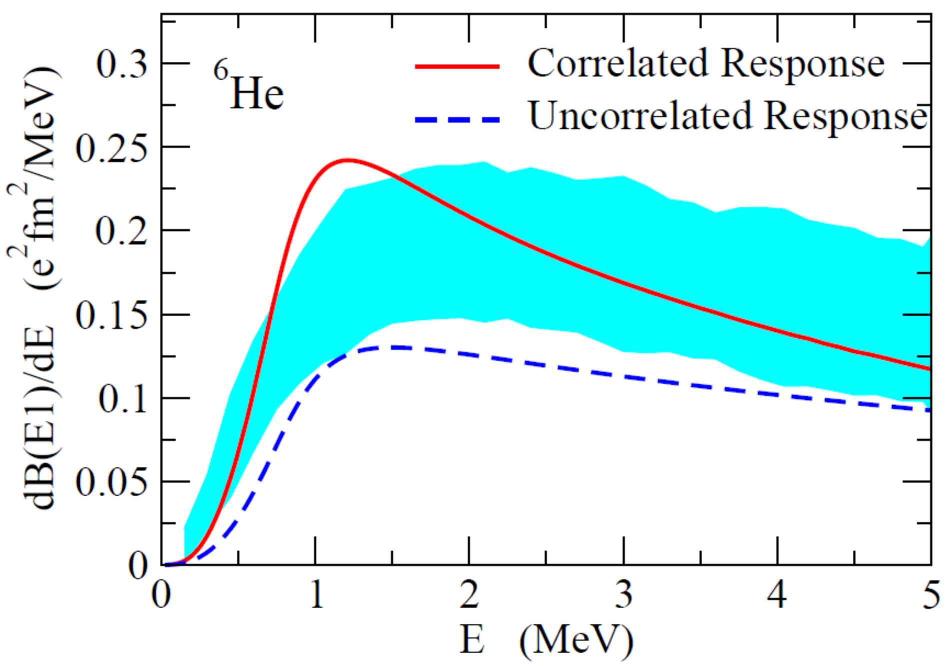
K.H., H. Sagawa, J. Carbonell, and P. Schuck,
PRL99('07)022506



2中性子ハロー核のクーロン分解

外的刺激を与えて放出2粒子(2中性子)を観測する ⟶ クーロン分解

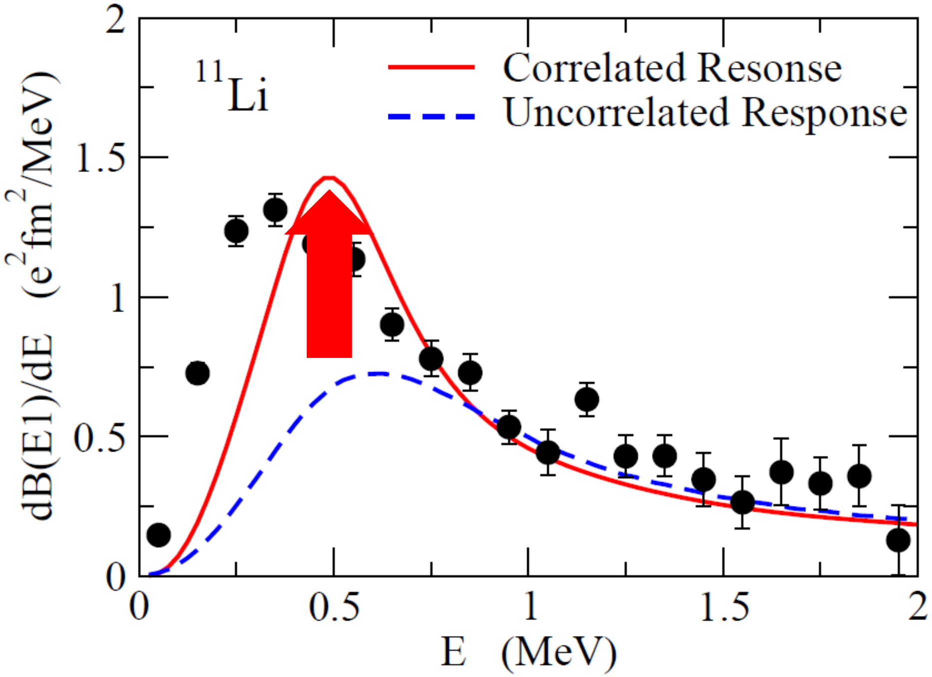


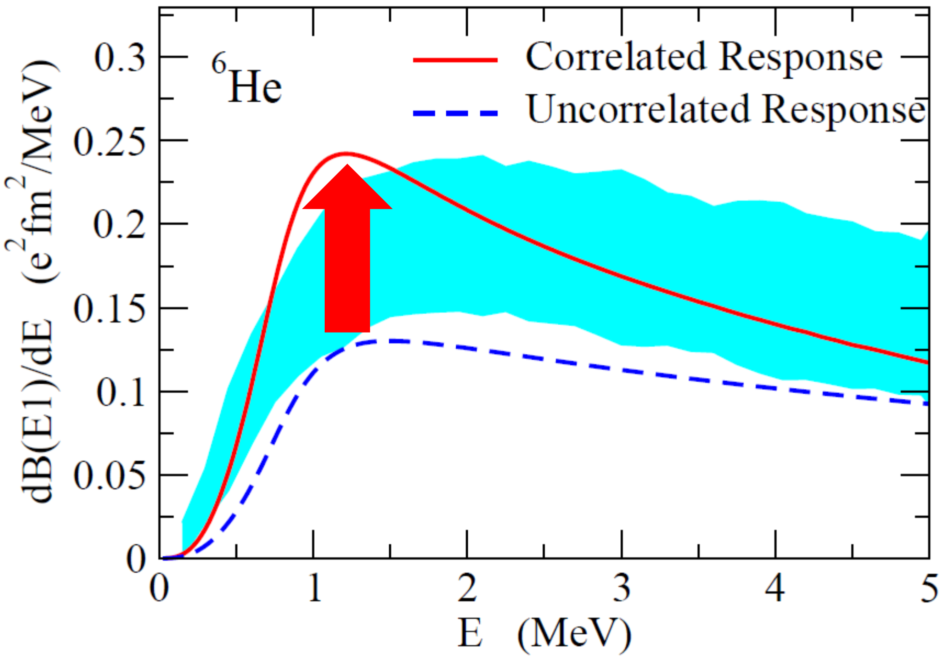


実験:
T. Nakamura et al., PRL96('06)252502

T. Aumann et al., PRC59('99)1252

クーロン分解における核子相関の効果



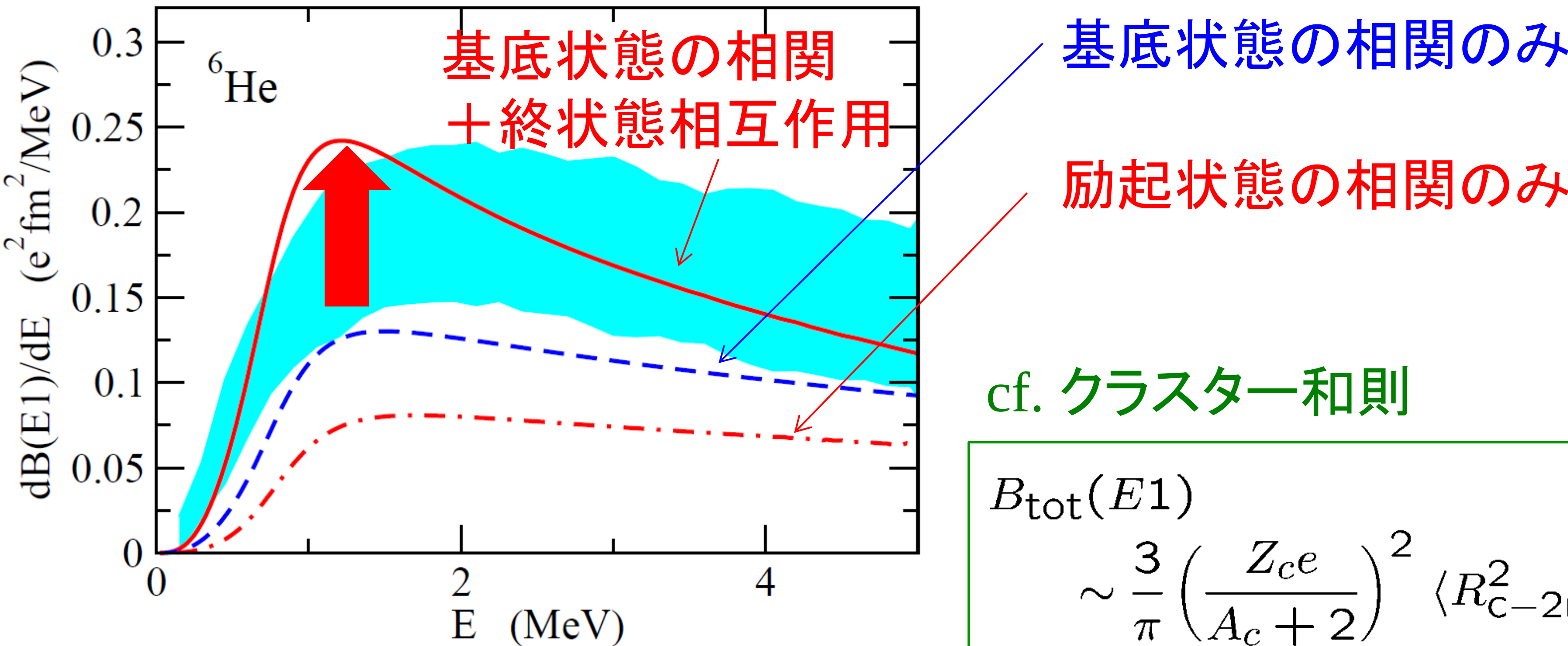


■ 基底状態：相関ありの波動関数
■ 励起状態：相関あり（赤線）、相関なし（青点線）

相関の効果で E1 強度が増大する

→ 基底状態における相関の果たす役割は?

基底状態の相関の果たす役割

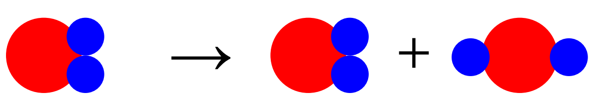


cf. クラスター和則

$$B_{\rm tot}(E1) \sim \frac{3}{\pi}\left(\frac{Z_c e}{A_c+2}\right)^2 \langle R^2_{\rm c-2n}\rangle$$

✓基底状態のdi-neutron相関を切るとE1 強度は小さくなる

← $R_{c\text{-}2n}$ が小さくなるため (3.63 → 2.61 fm)



E1励起には基底状態の相関と励起状態の相関の両方が重要

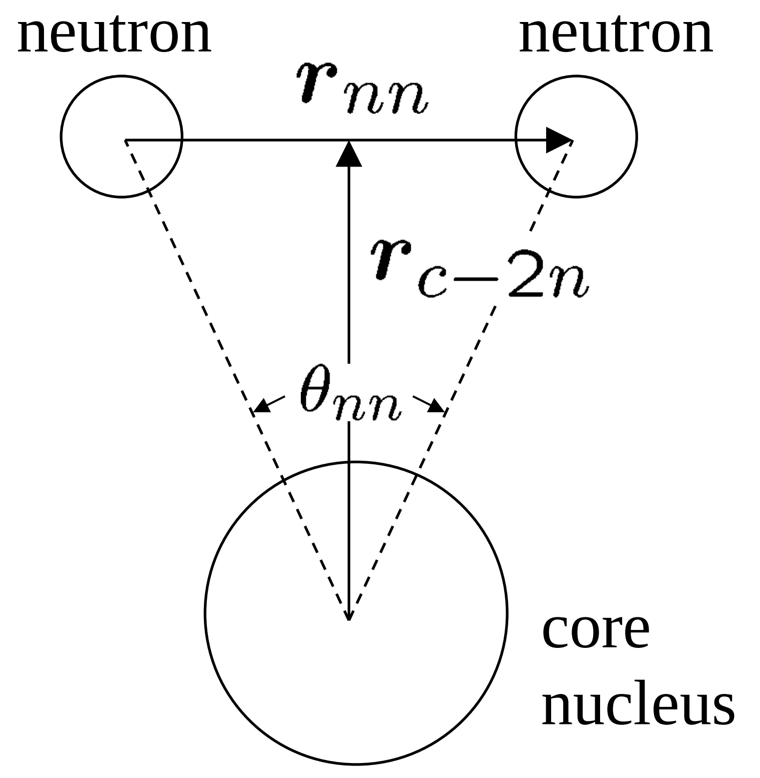
ボロミアン原子核の幾何学

実験データから2中性子の空間的配位を決められないか?

$r_{\text{c-2n}}$ と r_{nn} の情報があれば、
2中性子の間の角度は

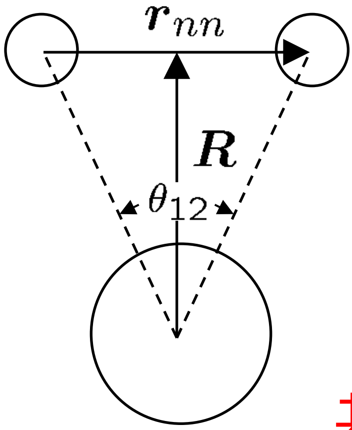
$$\cos\frac{\theta_{\text{nn}}}{2} \sim \frac{r_{\text{c}-2\text{n}}}{\sqrt{r^2_{\text{c}-2\text{n}} + \frac{r^2_{\text{nn}}}{4}}}$$

と見積もることができる。



C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602(R)
K. Hagino and H. Sagawa, PRC76('07)047302

ボロミアン原子核の幾何学



クラスター和則

$$B_{\mathrm{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi}\left(\frac{Z_c e}{A_c+2}\right)^2 \langle R^2\rangle$$

基底状態の相関のみが反映

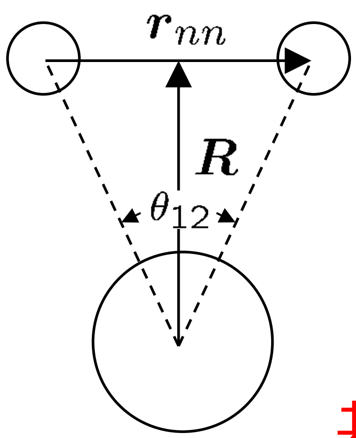
nn 間角度の「実験値」

$\sqrt{\langle R^2\rangle} \longleftarrow$ $B_{\mathrm{tot}}(E1)$

$\sqrt{\langle r_{\mathrm{nn}}^2\rangle} \longleftarrow$ 物質半径

$$\langle r_m^2\rangle = \frac{A_c}{A_c+2}\langle r_m^2\rangle_{A_c} + \frac{2A_c}{(A_c+2)^2}\langle R^2\rangle + \frac{1}{2(A_c+2)}\langle r^2\rangle$$

ボロミアン原子核の幾何学

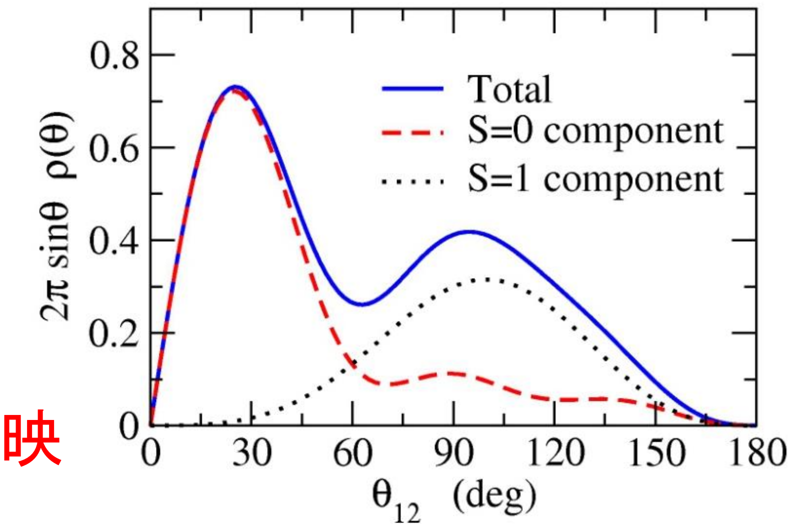


クラスター和則

$$B_{\rm tot}(E1) \sim \frac{3}{\pi}\left(\frac{Z_c e}{A_c+2}\right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

3体模型計算 (^{11}Li)



$\langle\theta_{12}\rangle = 65.29$ deg.

nn 間角度の「実験値」

$\sqrt{\langle R^2\rangle} \longleftarrow$ $B_{\rm tot}(E1)$

$\sqrt{\langle r_{\rm nn}^2\rangle} \longleftarrow$ 物質半径

$$\langle\theta_{12}\rangle = 65.2 \pm 12.2 \quad (^{11}\mathrm{Li})$$
$$= 74.5 \pm 12.1 \quad (^{6}\mathrm{He})$$

K.H. and H. Sagawa,PRC76('07)047302

$\langle\theta_{12}\rangle$ が90度より著しく小

di-neutron 相関を示唆

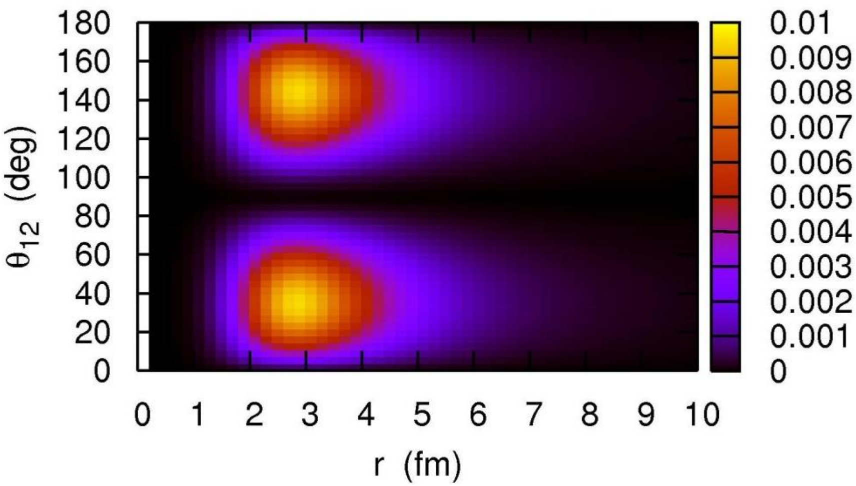
（ただし、大きい角度の成分が混ざって見えている）

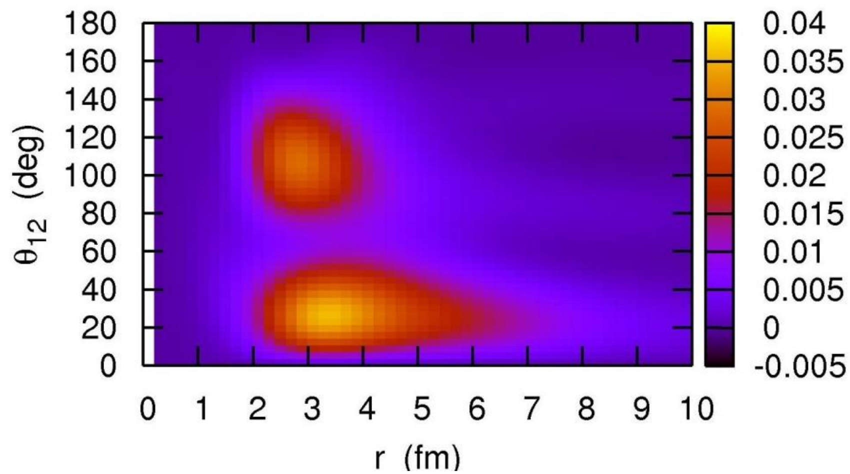
cf. T. Nakamura et al., PRL96('06)252502
C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602

（注意点）

nn 間角度の「実験値」

$$\langle\theta_{12}\rangle = 65.2^{+11.4}_{-13.0} \quad ({}^{11}\mathrm{Li})$$
$$= 74.5^{+11.2}_{-13.1} \quad ({}^{6}\mathrm{He})$$





相関がなければ $\langle\theta_{12}\rangle = 90$ 度

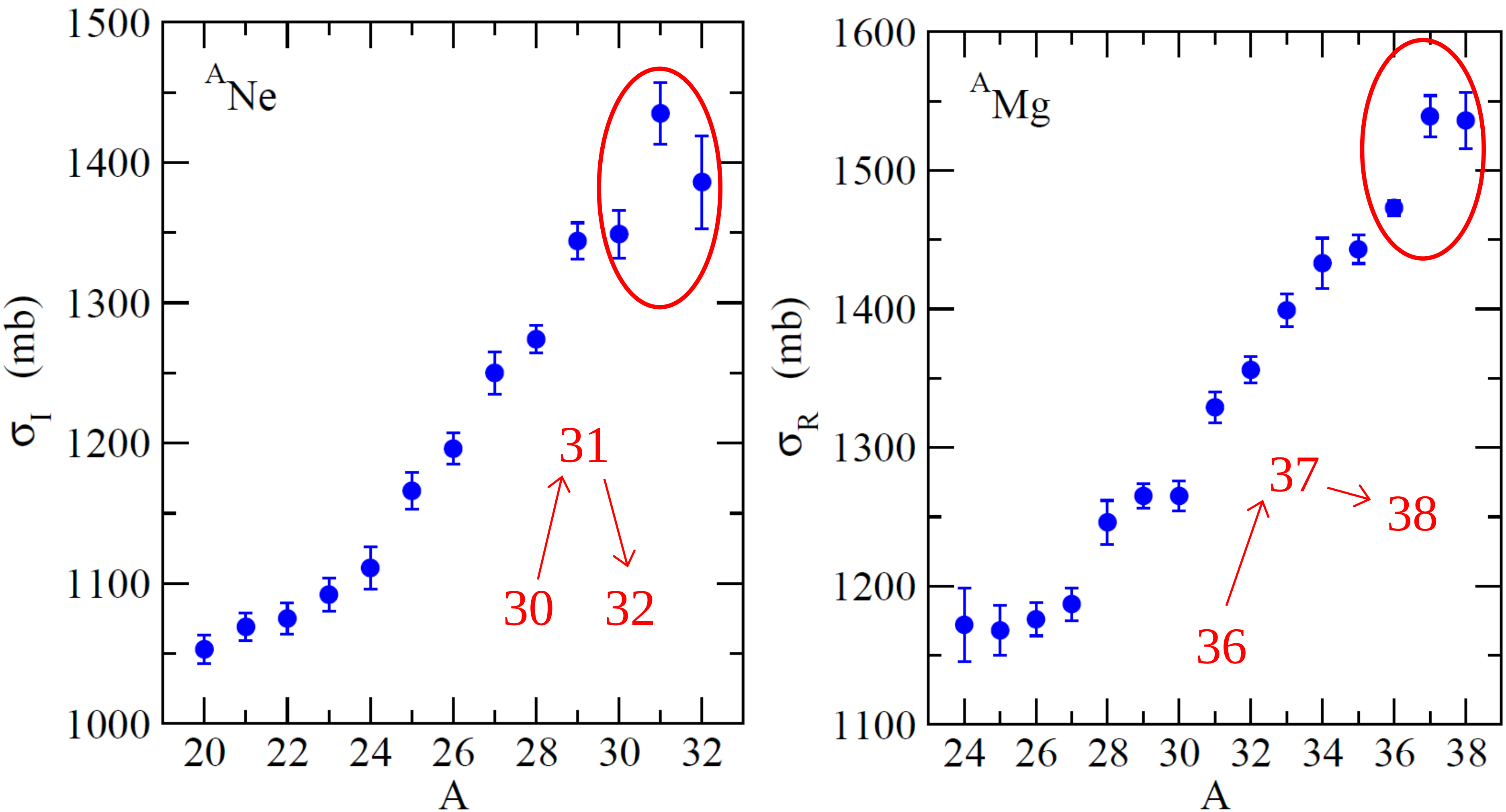
⇩

ここからのずれが相関の強さの度合いを反映する

$\langle\theta_{12}\rangle = 65$ 度は dineutron 相関とは矛盾しない（2つのピークの平均となっているため）

対相関による反ハロー効果

反応断面積に見られる顕著な偶奇効果

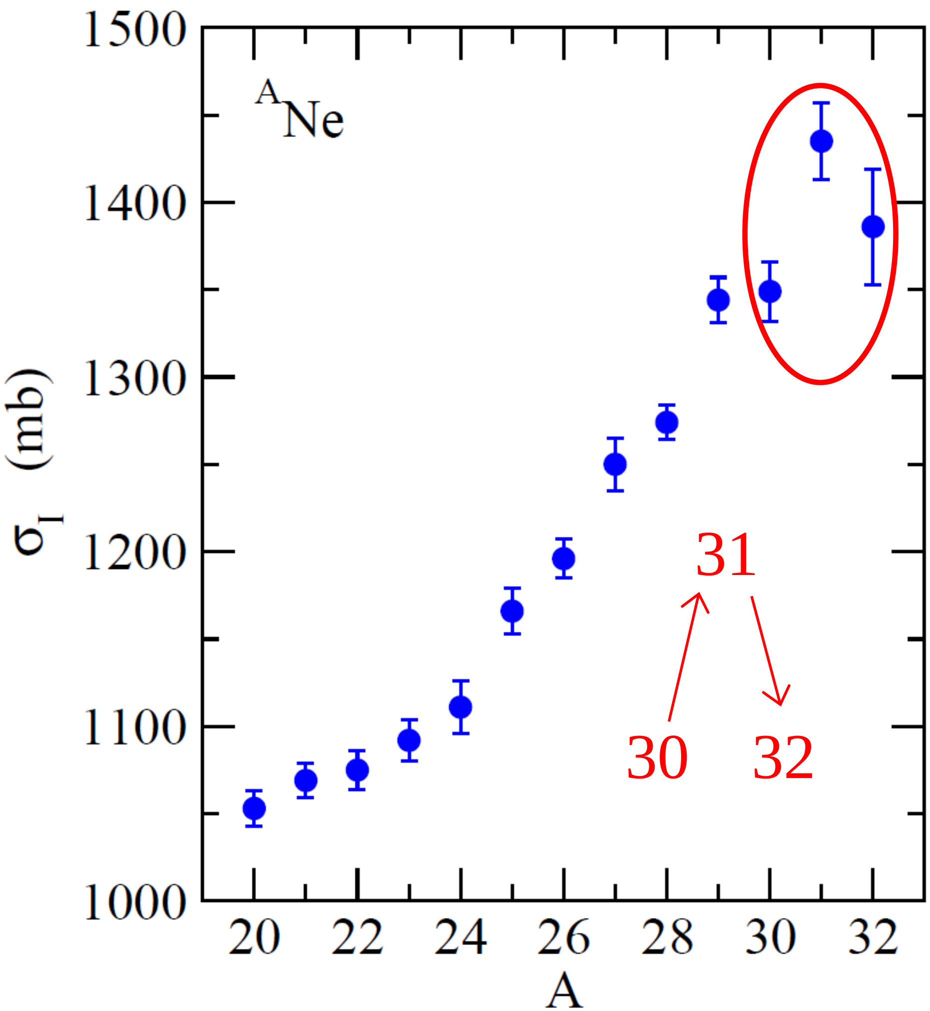


M. Takechi et al.,
Phys. Lett. B707 ('12) 357

M. Takechi et al.,
Phys. Rev. C90 ('14) 061305(R)

対相関による反ハロー効果

反応断面積に見られる顕著な偶奇効果



M. Takechi et al.,
Phys. Lett. B707 (‘12) 357

対相関と関係あるのか?

K.H. and H. Sagawa,
PRC84 (‘11) 011303(R)
PRC85 (‘12) 014303
PRC85 (‘12) 037604

cf. ペアリング anti-halo 効果

K. Bennaceur, J. Dobaczewski, and
M. Ploszajczak, PLB496(‘00)154

対相関

→ 波動関数の遠方での
振る舞いに変化

→ 密度分布の広がりが抑制

ペアリング反ハロー効果とは何か?

i) 対相関がない場合の波動関数の漸近形 ($l = 0$):

$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \qquad \kappa = \sqrt{\frac{2m|\epsilon|}{\hbar^2}}$$

$$\boxed{\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 |\psi(r)|^2 dr}{\int |\psi(r)|^2 dr} \propto \frac{1}{\kappa^2} = \frac{\hbar^2}{2m|\epsilon|} \to \infty}$$

ii) 対相関がある場合:

粒子→準粒子

$\epsilon \to E - \lambda$ （λ はフェルミ･エネルギー）

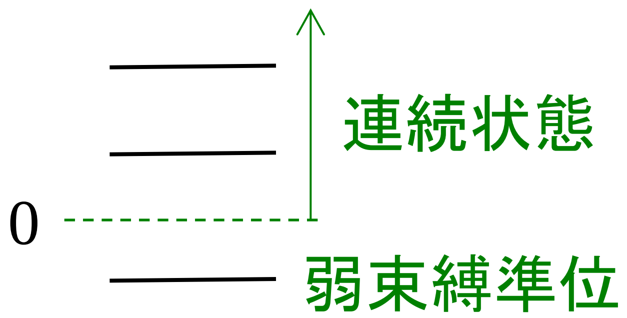
$$E_k \sim \sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 + \Delta^2} \sim \Delta \qquad (\epsilon, \lambda \to 0)$$

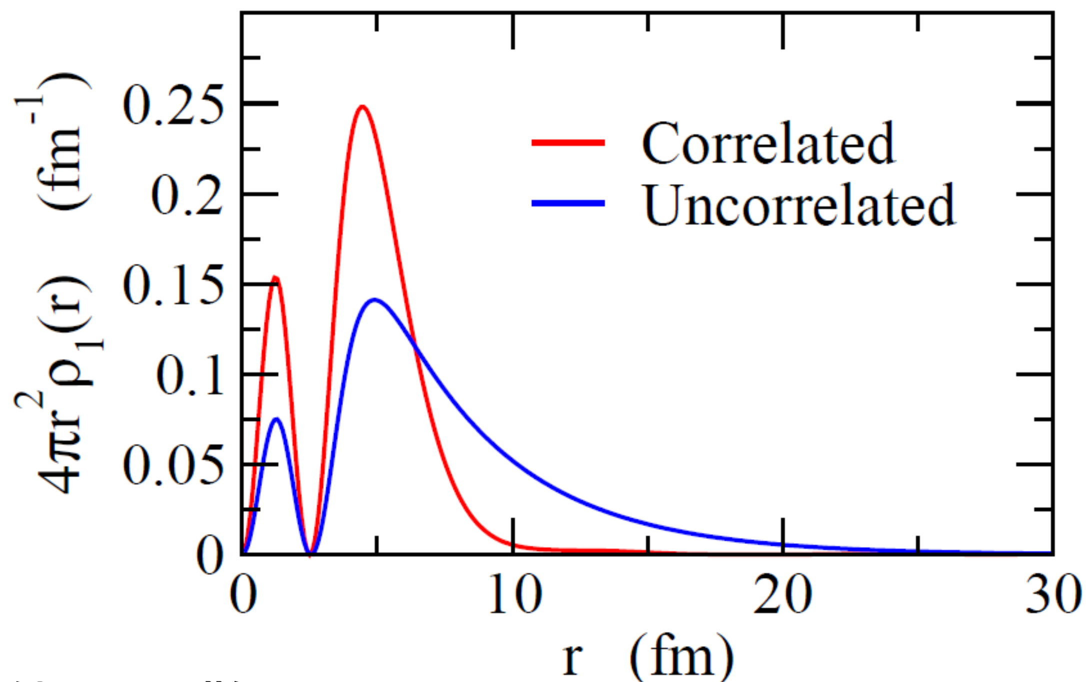
$$\boxed{\langle r^2 \rangle \propto \frac{\hbar^2}{2m\Delta}}$$

"ペアリング anti-halo 効果"

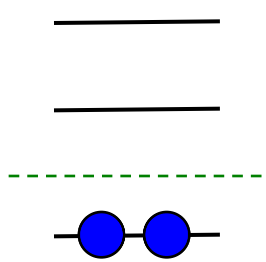
3体模型によるペアリング反ハロー効果

^{24}O (s-wave only)
$e_{2s1/2}$ = -0.275 MeV,
E_{3bd} = -2.46 MeV

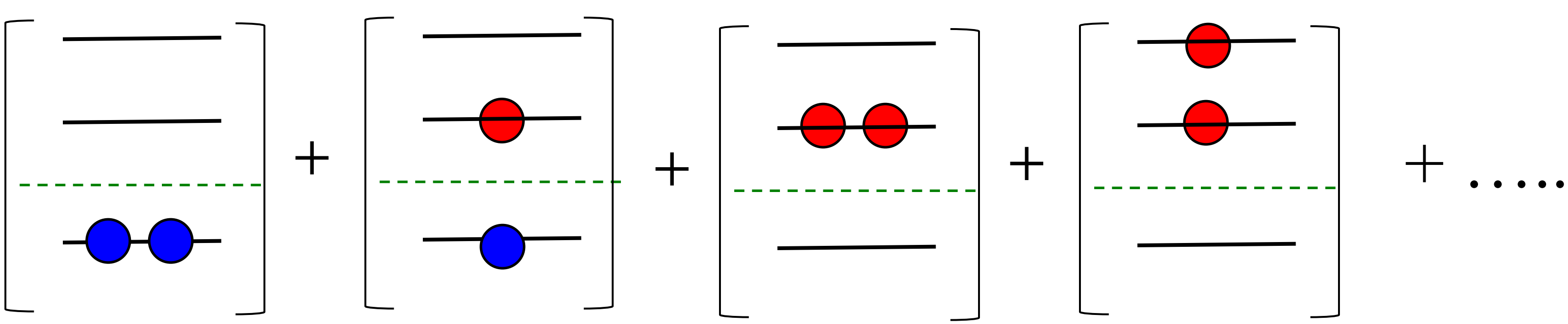


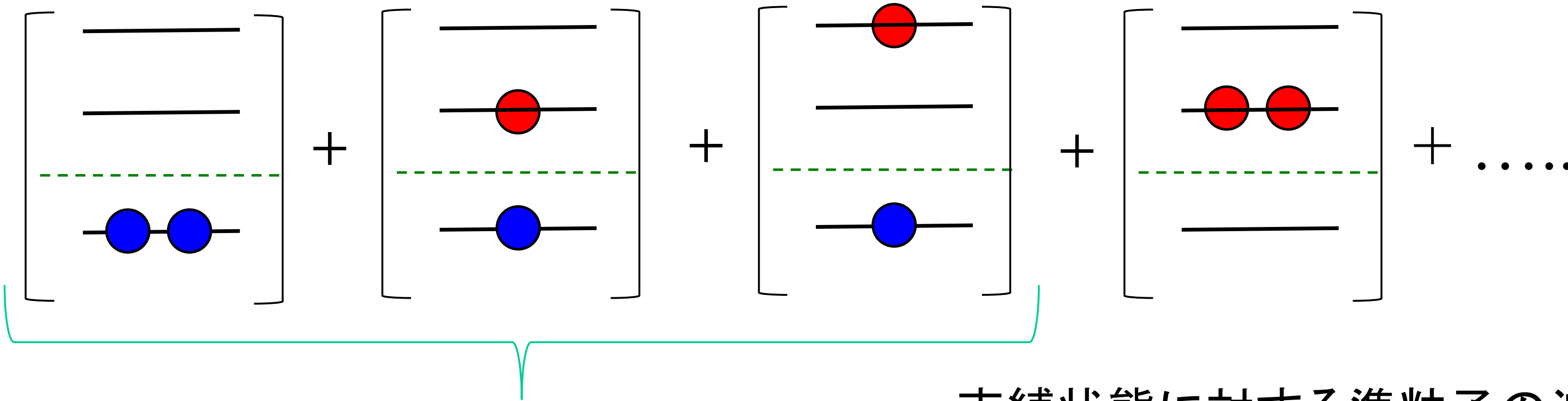


◆ 対相関がない場合

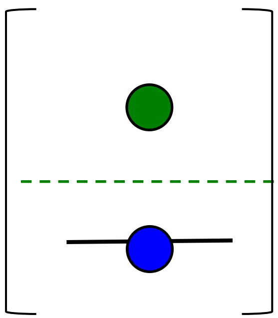


◆ 対相関がある場合：連続状態への散乱





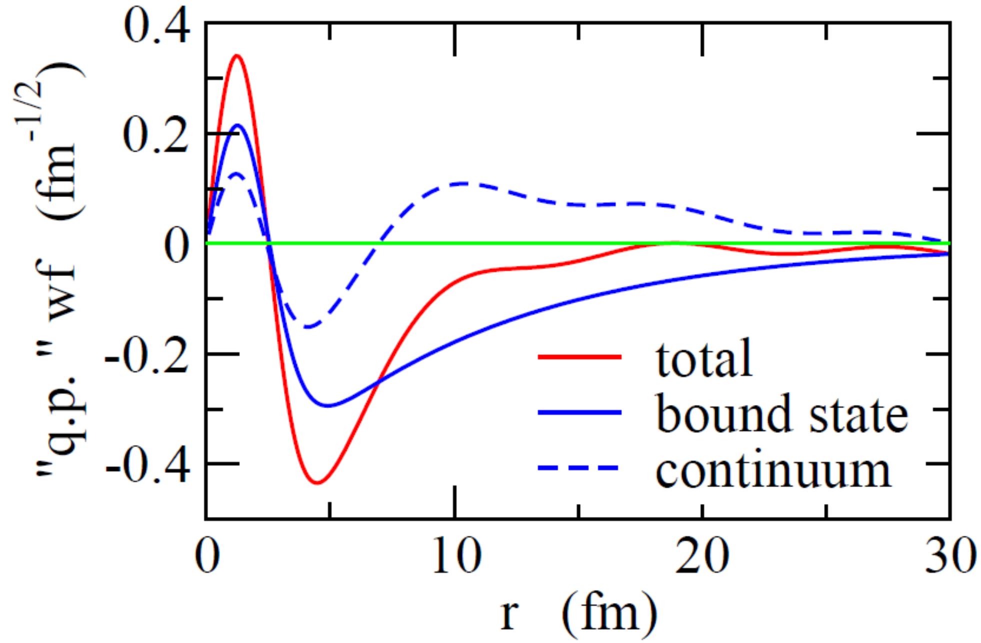
「準粒子」



$$
\begin{aligned}
\Psi(1,2) &= \sum_{k,k'} \alpha_{kk'}\,\phi_k(1)\phi_{k'}(2) \\
&\equiv \sum_{k'} \tilde{\phi}_{k'}(1)\phi_{k'}(2) \\
\to \rho(\boldsymbol{r}) &= \sum_{k'} |\tilde{\phi}_{k'}(\boldsymbol{r})|^2
\end{aligned}
$$

K.H. and H. Sagawa,
PRC95, 024304 (2017).

束縛状態に対する準粒子の波動関数

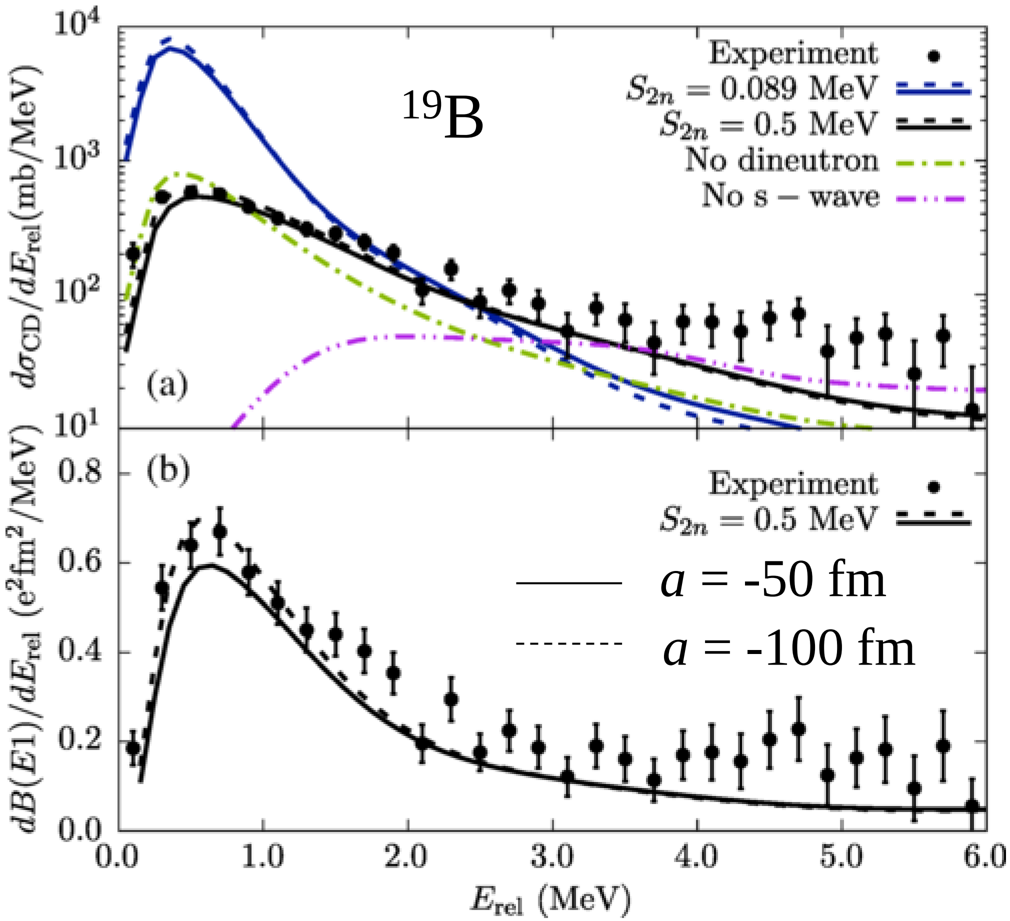


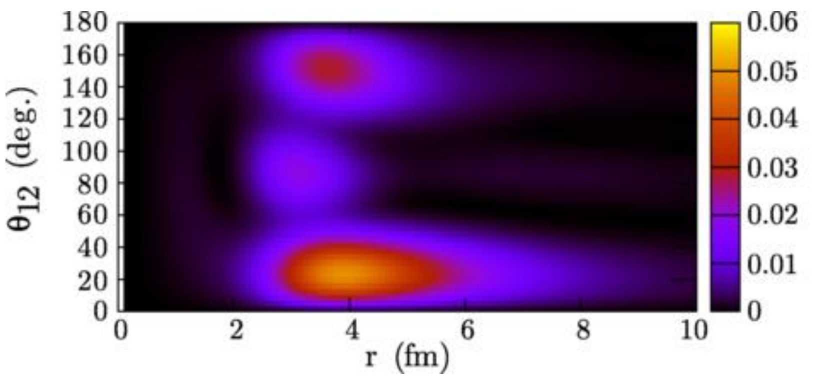
連続状態へコヒーレントに散乱されることにより局在化された波動関数（波束）が形成

どのようにダイニュートロンをプローブするか？

➢ クーロン分解

最近の ^{19}B の実験（東工大グループ）

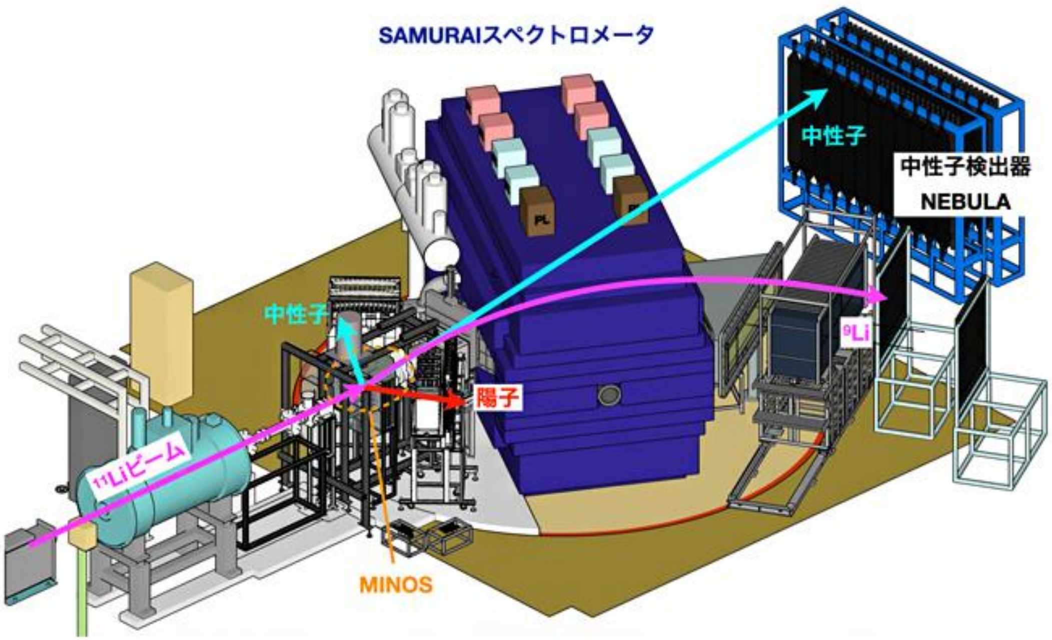


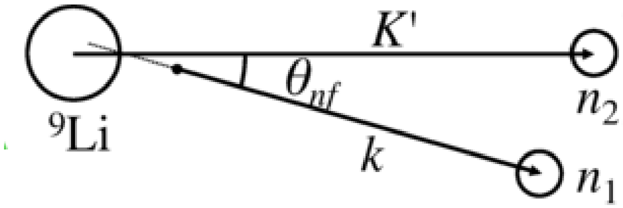


K.J. Cook, T. Nakamura, Y. Kondo, K. Hagino, et al., PRL124, 212503 (2020)

どのようにダイニュートロンをプローブするか？

➢ ノックアウト反応



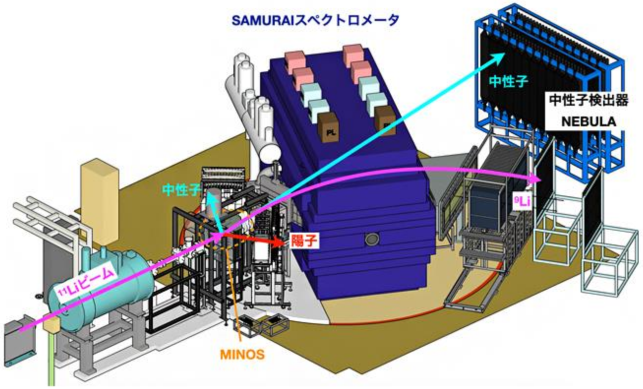


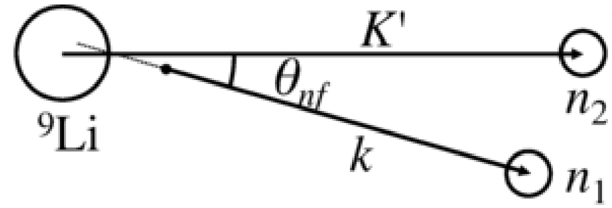
^{11}Li(p,pn) ^{10}Li 反応

Y. Kubota et al.,
PRL 125 (‘20) 252501

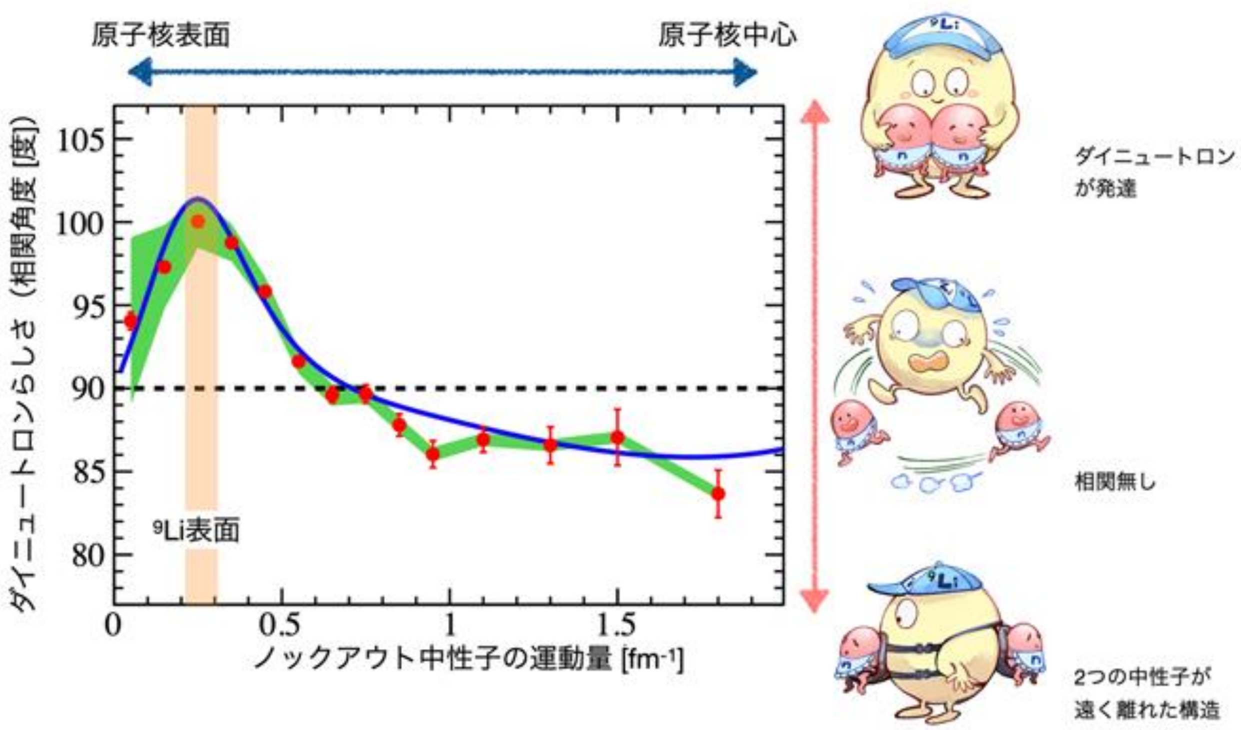
どのようにダイニュートロンをプローブするか？

➢ ノックアウト反応





^{11}Li(p,pn) ^{10}Li 反応

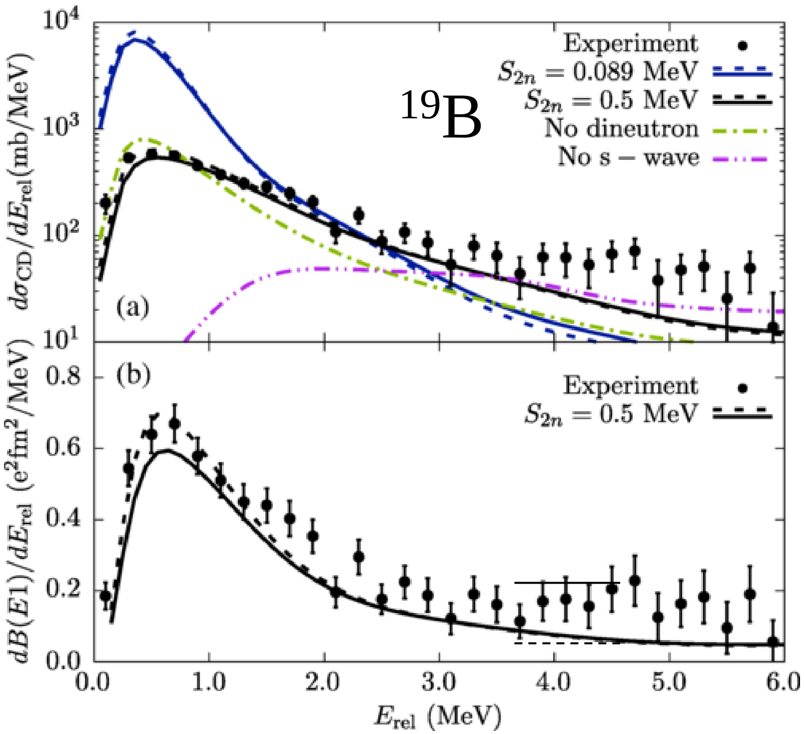


Y. Kubota et al.,
PRL 125 ('20) 252501

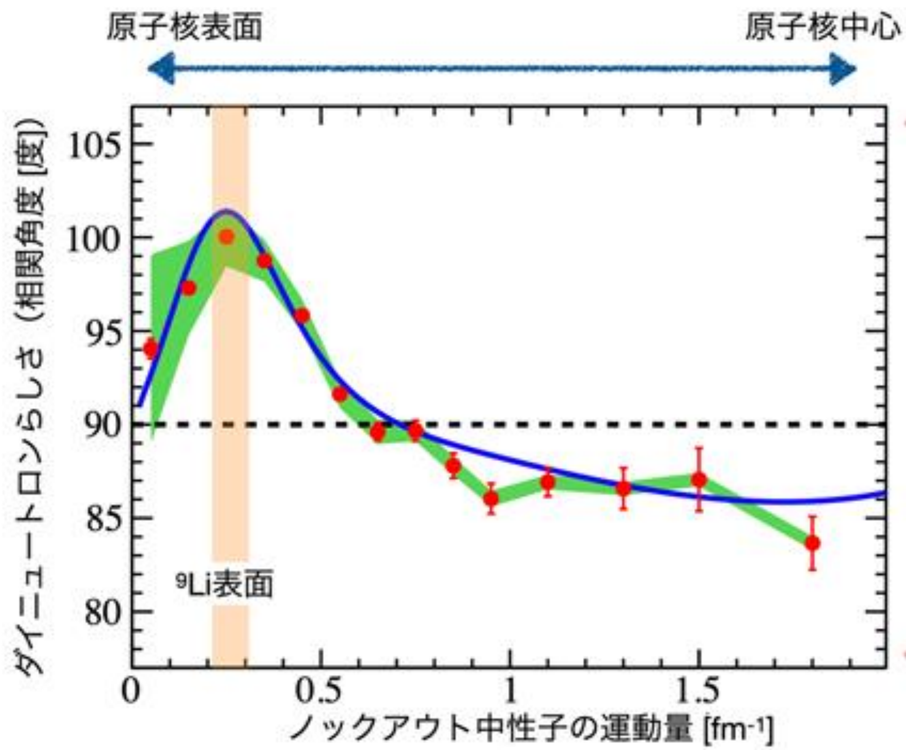
どのようにダイニュートロンをプローブするか？

1．クーロン分解

最近の ^{19}B の実験



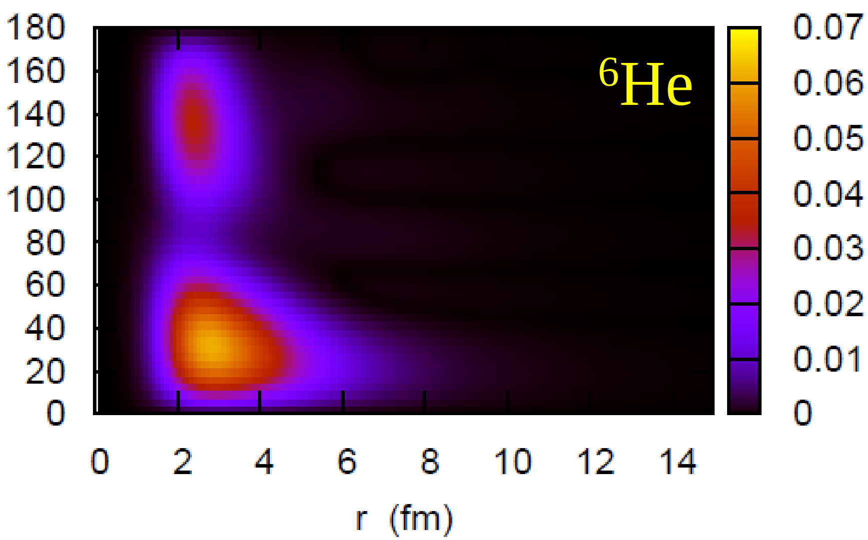
2．ノックアウト反応



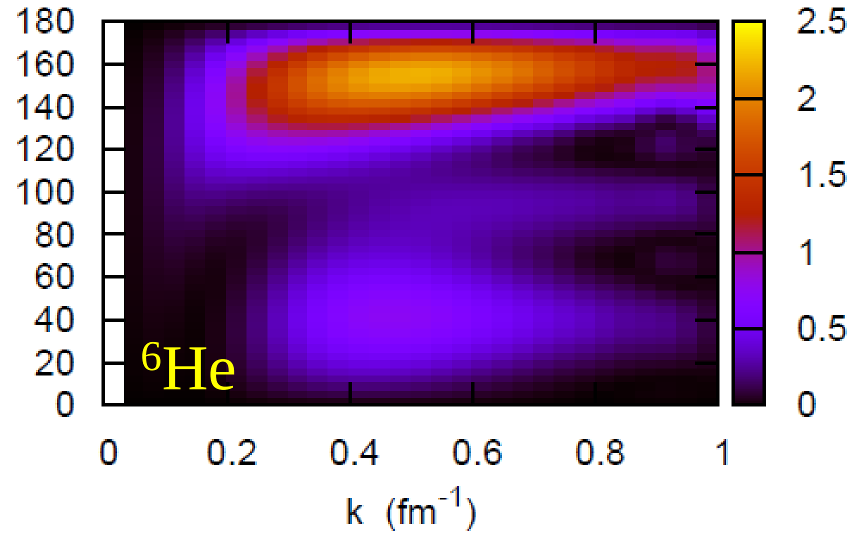
どのようにダイニュートロンをプローブするか？

３. 2p 放出崩壊・2n 放出崩壊

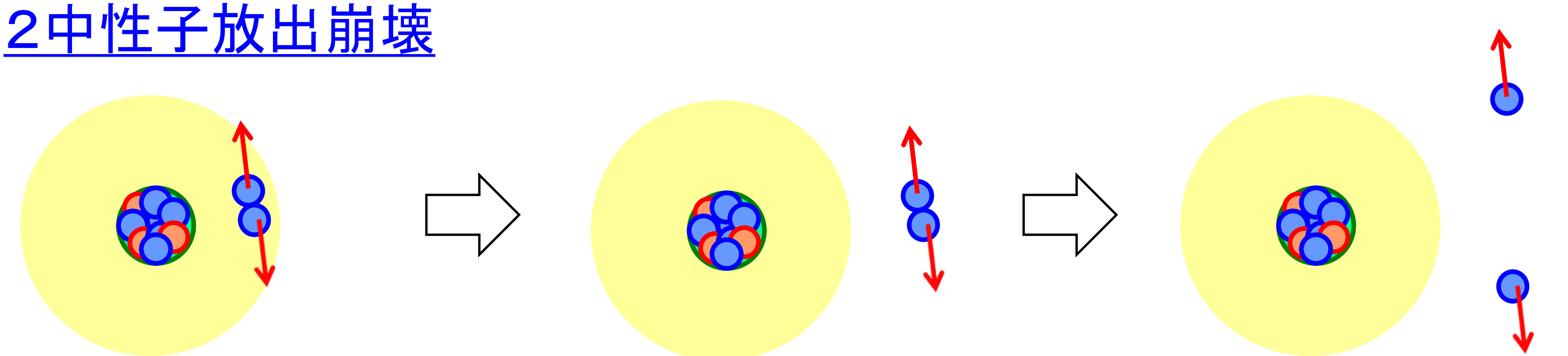
座標空間の分布



運動量空間の分布



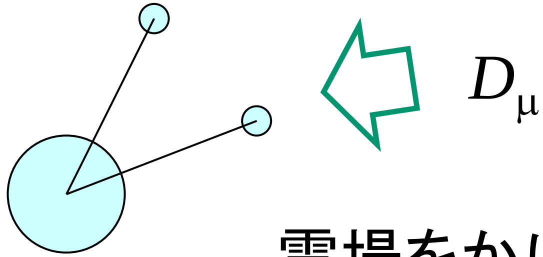
２中性子放出崩壊



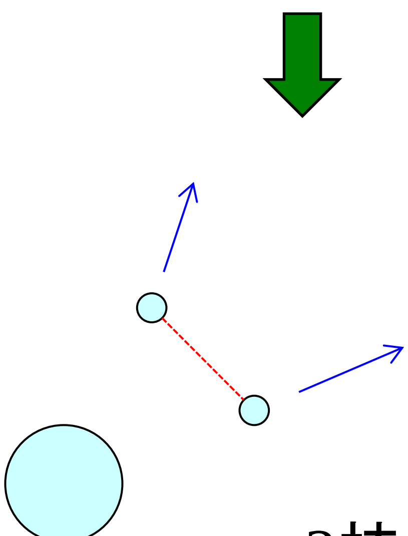
cf. T. Oishi, K. Hagino, and H. Sagawa, PRC90 (‘14) 034303

クーロン分解と2核子放出崩壊

クーロン分解

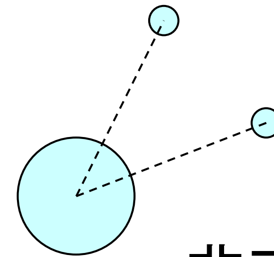


電場をかけて
原子核を揺らす

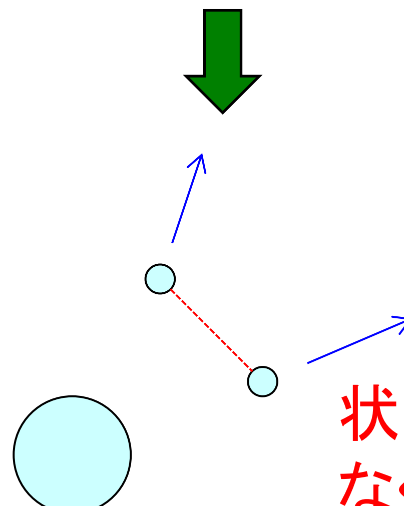


2核子を放出

2核子放出崩壊



非束縛核
(3体共鳴状態)
を原子核反応で作る

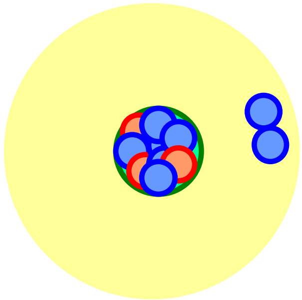


状態を乱されること
なく2核子を自発的
に放出

→ よりクリーンな情報?

考察：運動量空間でのダイ・ニュートロン/ダイ・プロトン相関

$$\boxed{\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = \alpha\,\Psi_{ee}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') + \beta\,\Psi_{oo}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')} \longrightarrow \theta_r = 0\text{: 増大}$$

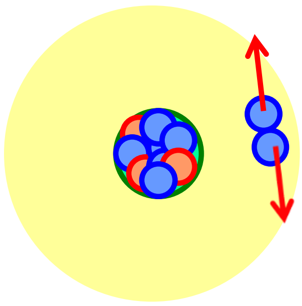


→ フーリエ変換

$$\tilde{\Psi}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') = \int e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} e^{i\boldsymbol{k}'\cdot\boldsymbol{r}'} \Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') d\boldsymbol{r} d\boldsymbol{r}'$$

$$e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} = \sum_l (2l+1) i^l \ldots\ldots \longrightarrow \underset{\overset{\uparrow}{r}}{i^l} \cdot \underset{\overset{\uparrow}{r'}}{i^l} = i^{2l} = (-)^l$$

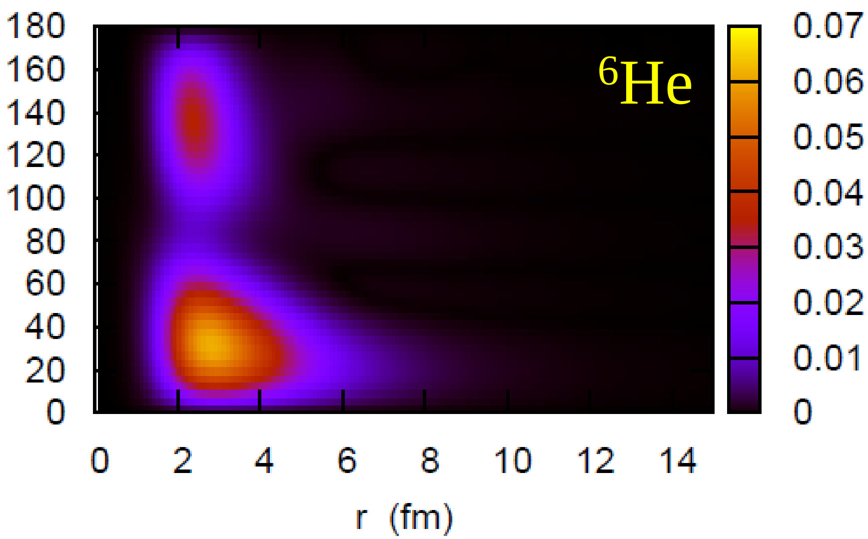
$$\boxed{\tilde{\Psi}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') = \alpha\,\tilde{\Psi}_{ee}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') - \beta\,\tilde{\Psi}_{oo}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')} \longrightarrow \theta_k = \pi\text{: 増大}$$



＊不確定性関係の観点からも理解可

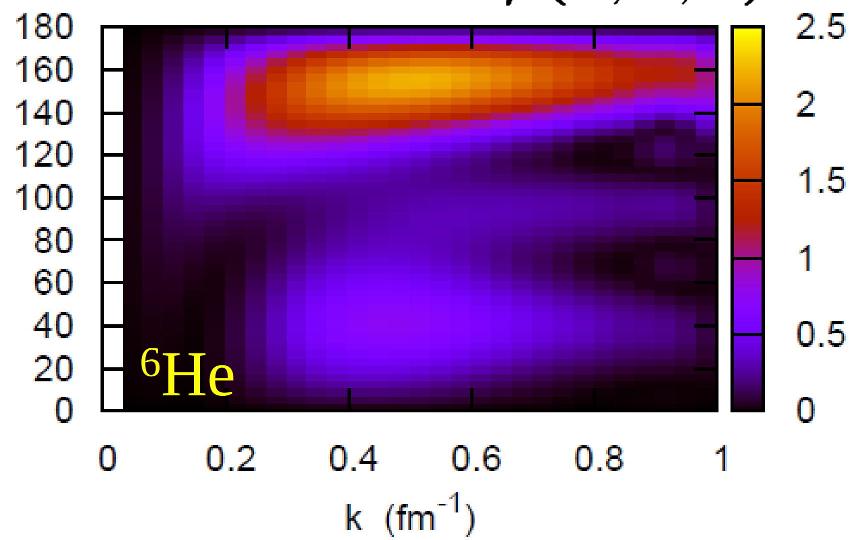
座標空間での2粒子密度:

$$8\pi^2 r^4 \sin\theta \cdot \rho(r,r,\theta)$$

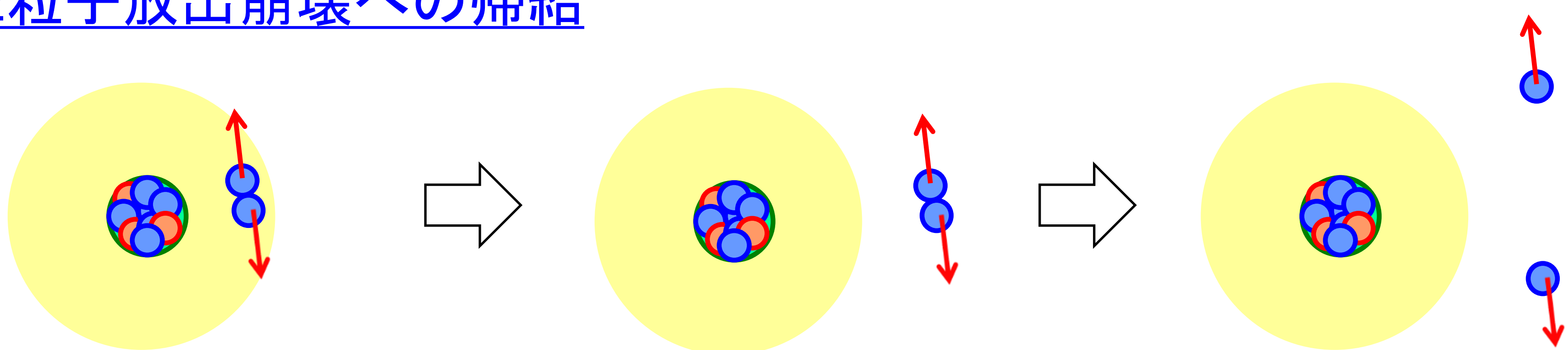


運動量空間での2粒子密度:

$$8\pi^2 k^4 \sin\theta \cdot \rho(k,k,\theta)$$

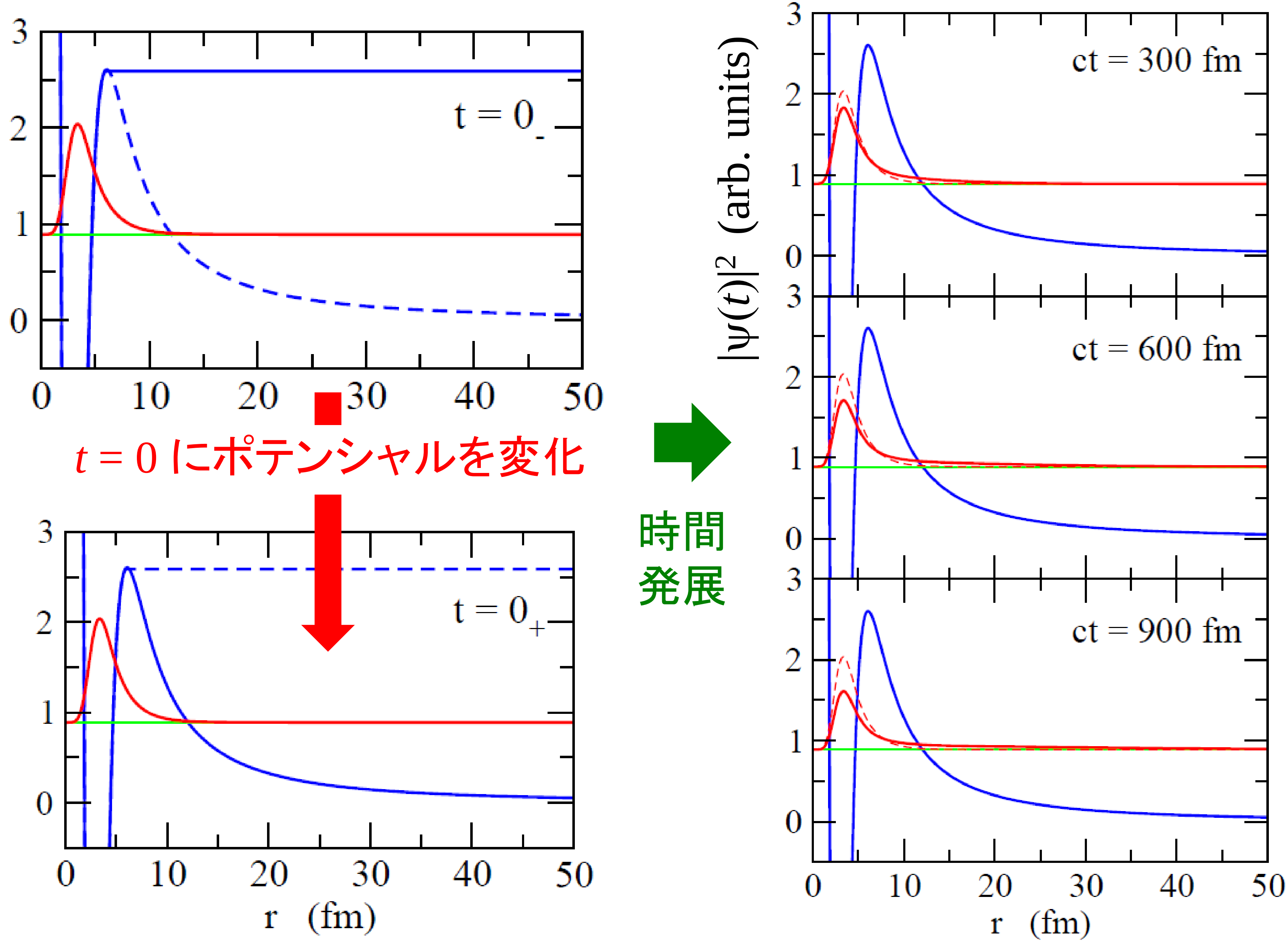


2粒子放出崩壊への帰結

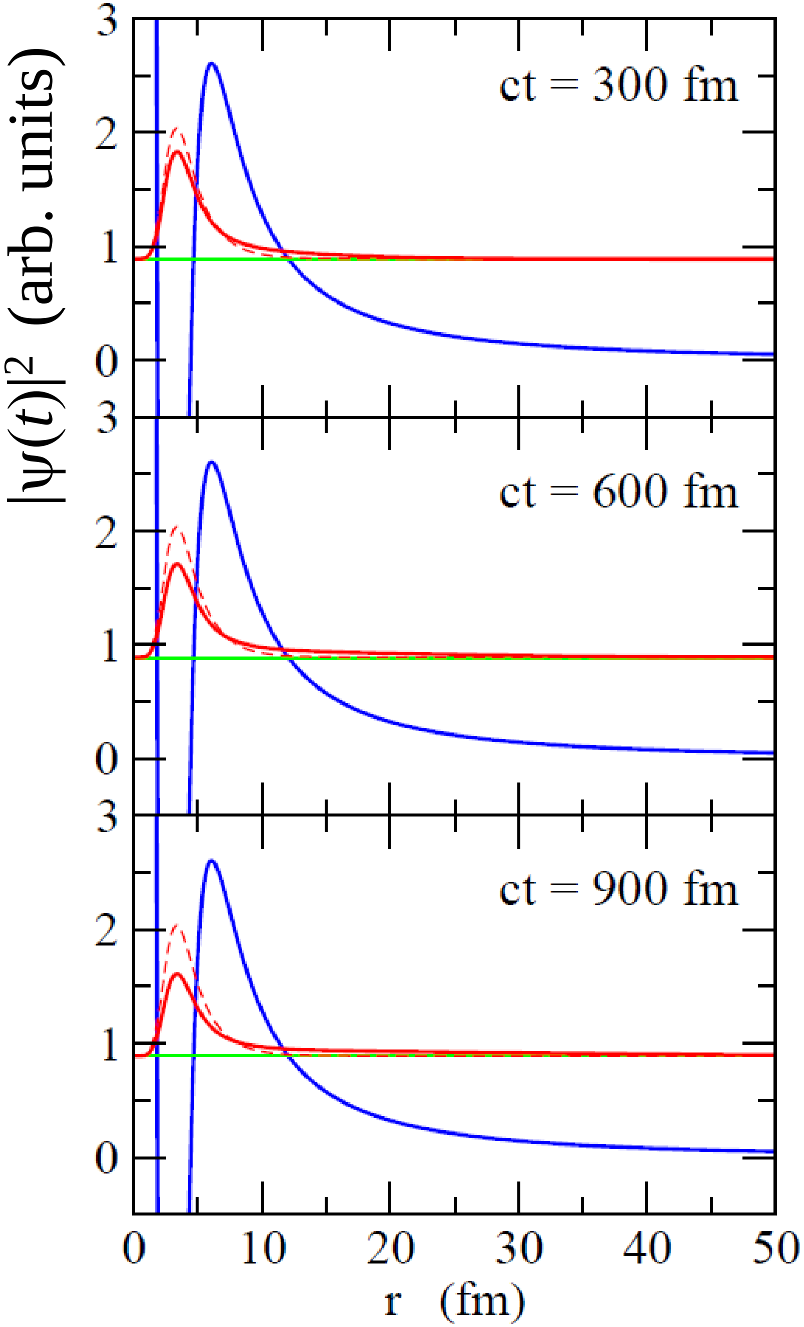


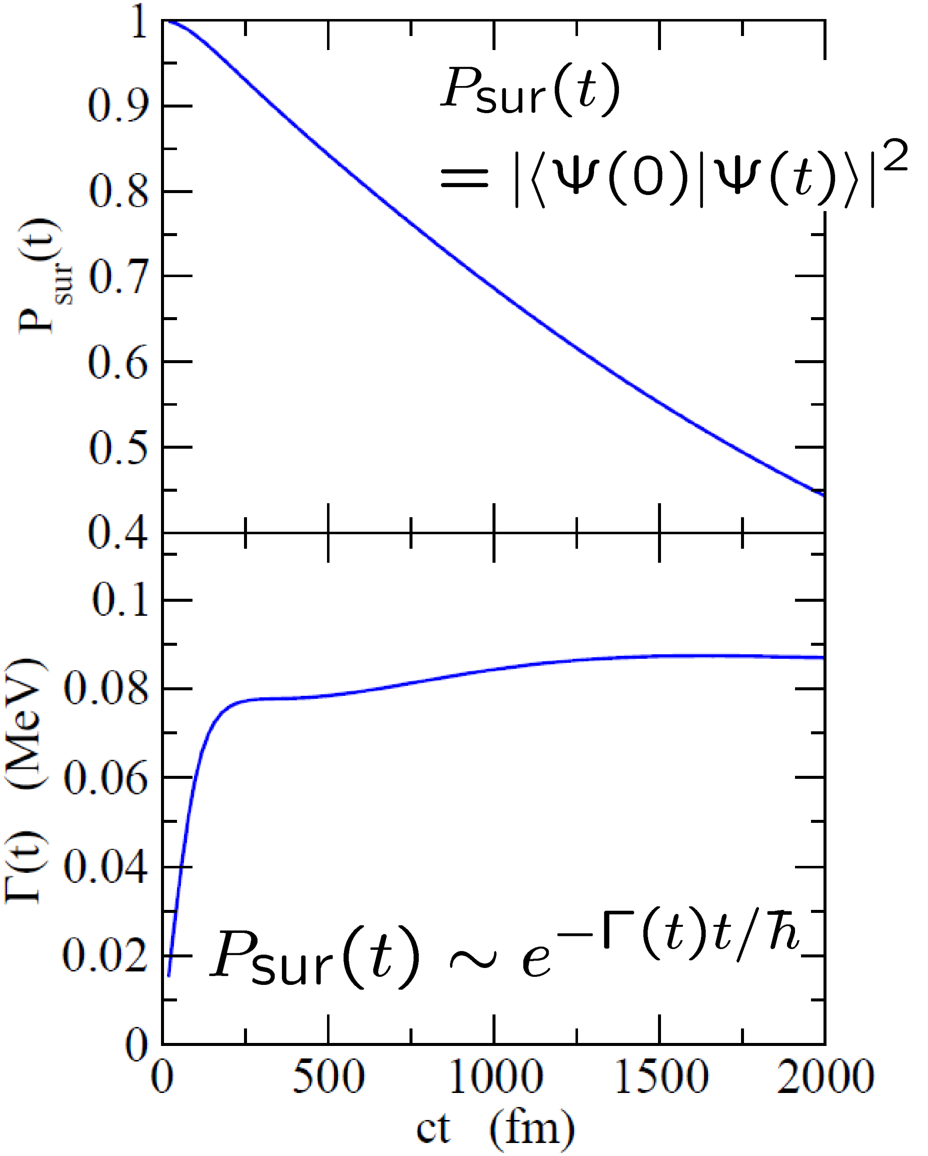
実際にこのようになっているのか? → 時間発展の方法で確かめる。

時間発展法による量子トンネル崩壊の記述



時間発展法による量子トンネル崩壊の記述

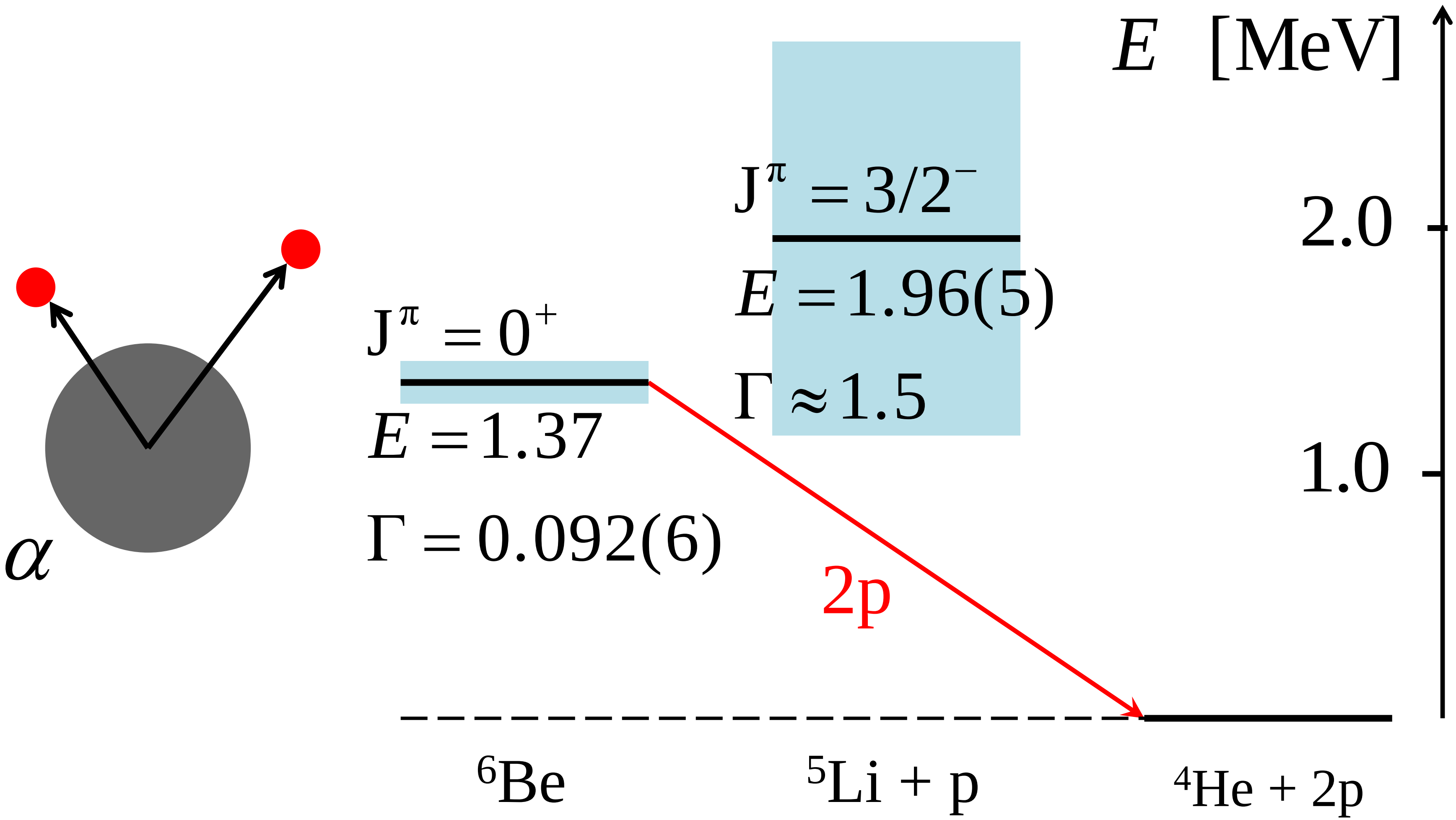




この方法を3体模型に適用

$^6\mathrm{Be} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + p + p$ 崩壊への適用

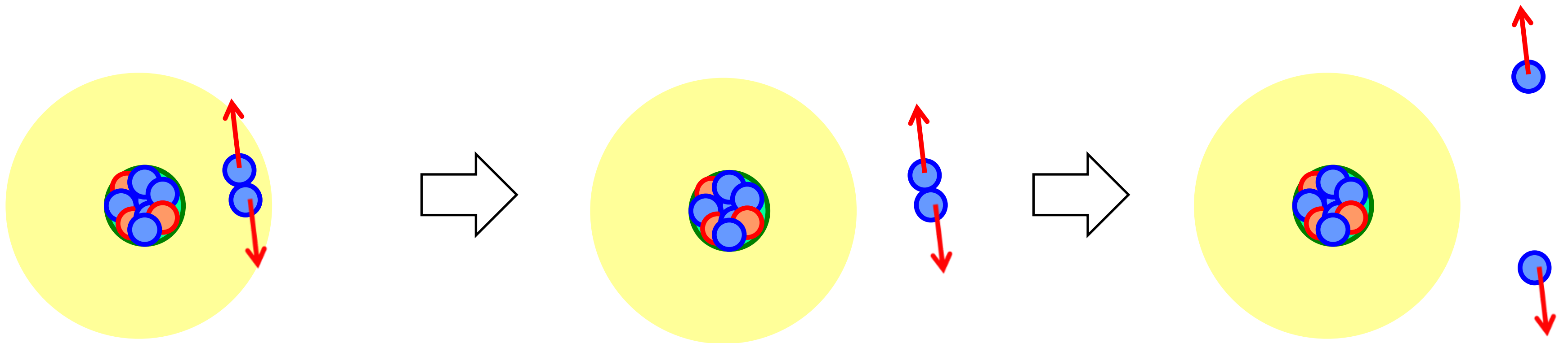
T. Oishi, K.H., and H. Sagawa, PRC90 ('14) 034303

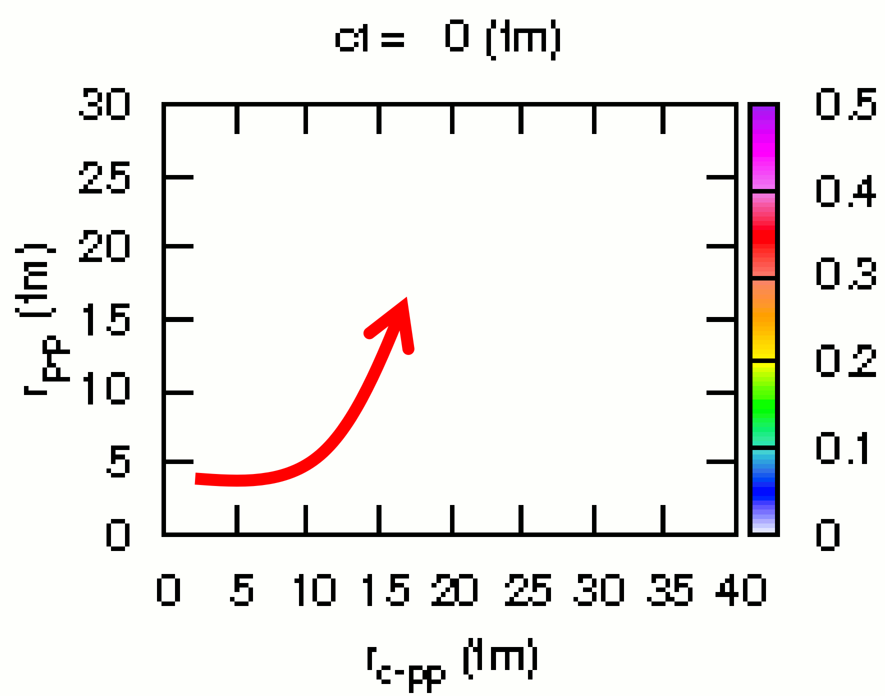


中間状態（^{5}Li）の幅が大きいものの、「正真正銘」の2陽子崩壊に近い状況

$^{6}Be \rightarrow {}^{4}He + p + p$ 崩壊への適用

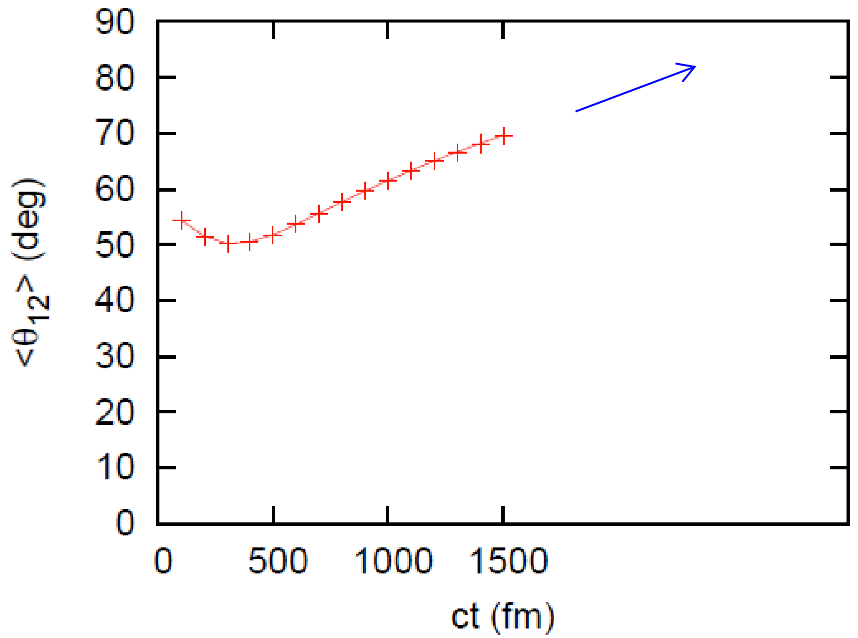
T. Oishi, K.H., and H. Sagawa, PRC90 (‘14) 034303





この予想通りの2陽子放出

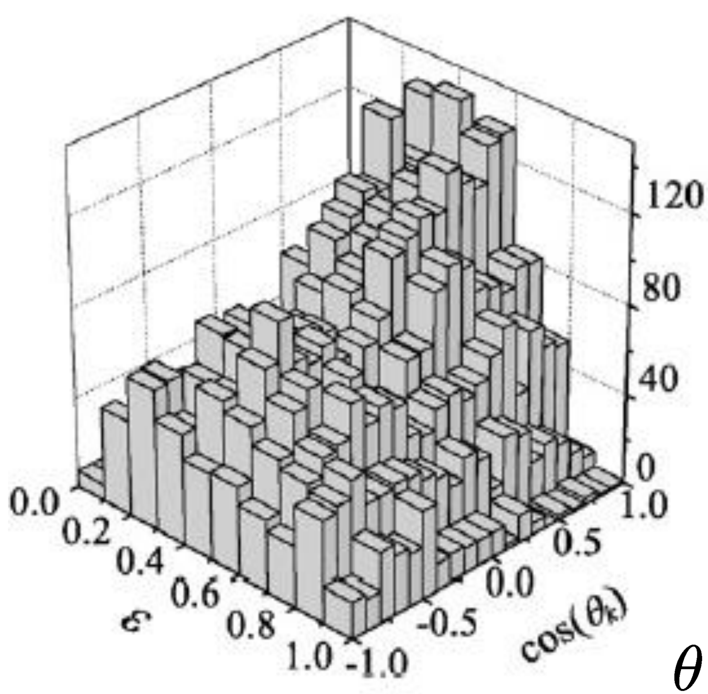
T. Oishi, K.H., H. Sagawa, PRC90 (‘14) 034303



実験データとの比較

→より長時間の時間発展が必要

Grigorenko によると、R~ 10^5 fm
くらいまでとらないと収束しない
（長距離クーロン力のため）
← 計算上挑戦的課題



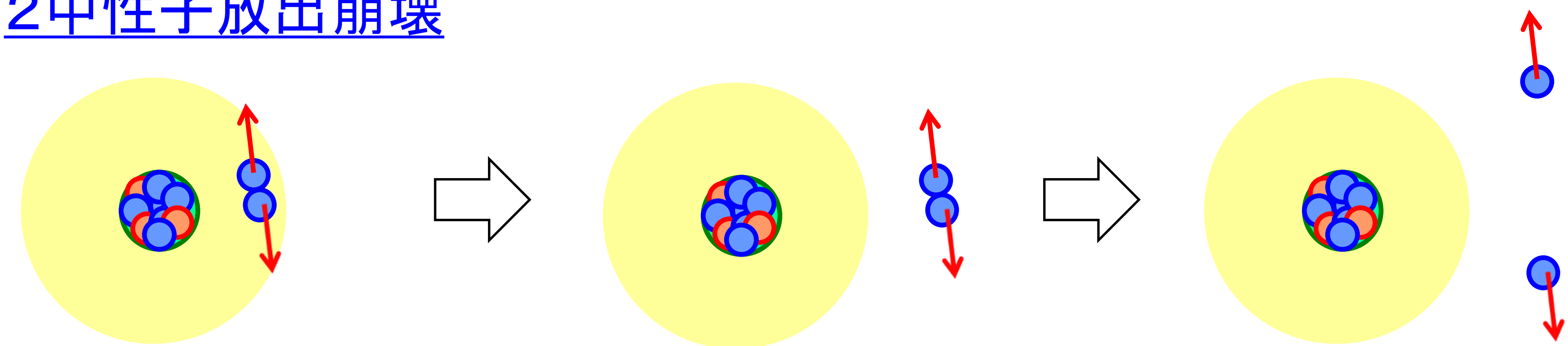
$$\theta_k \sim \pi - \theta_{12}$$

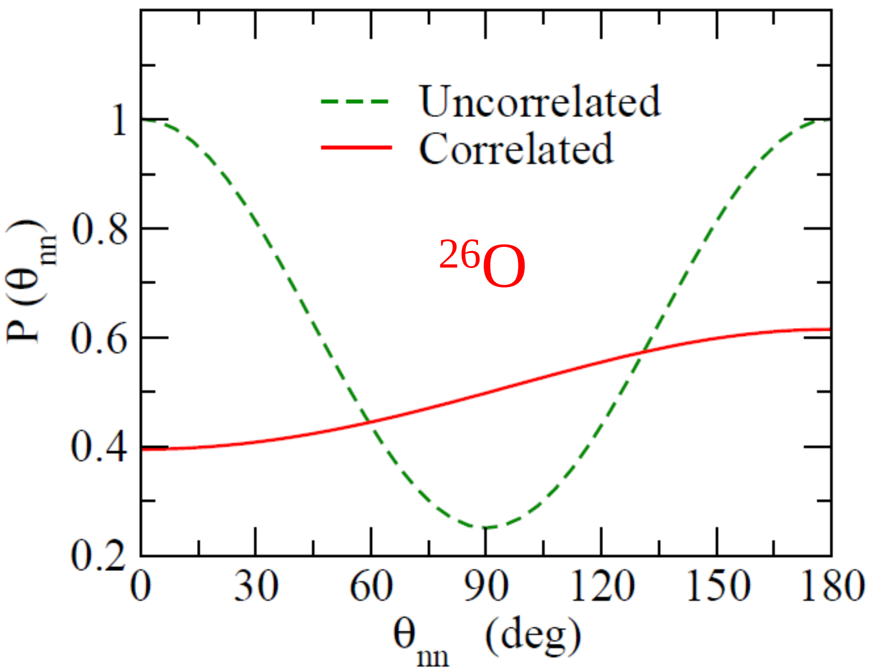
L.V. Grigorenko et al.,
PLB677 ('09) 30

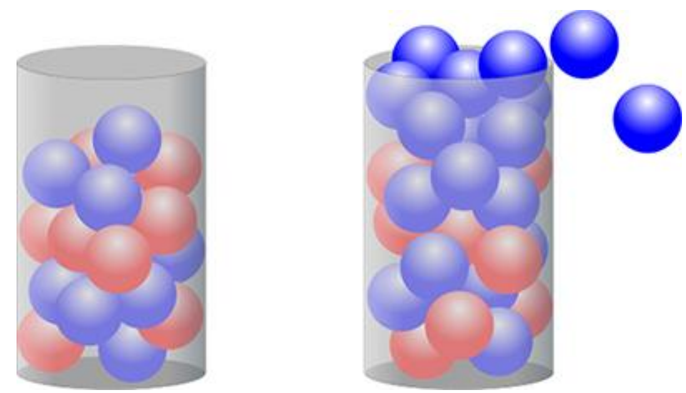
どのようにダイニュートロンをプローブするか？

３. 2p 放出崩壊・2n 放出崩壊

２中性子放出崩壊



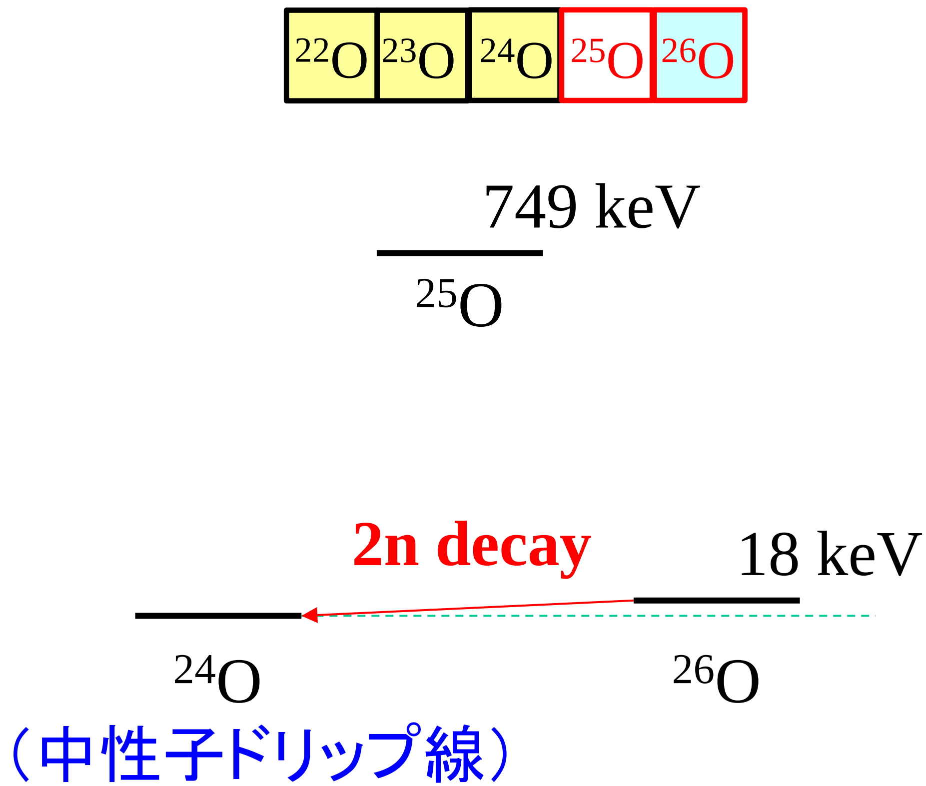


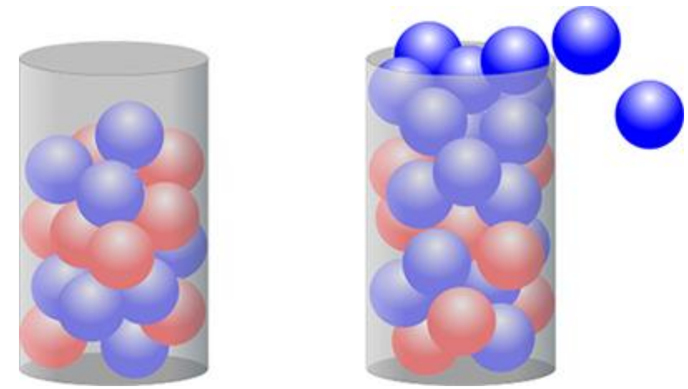


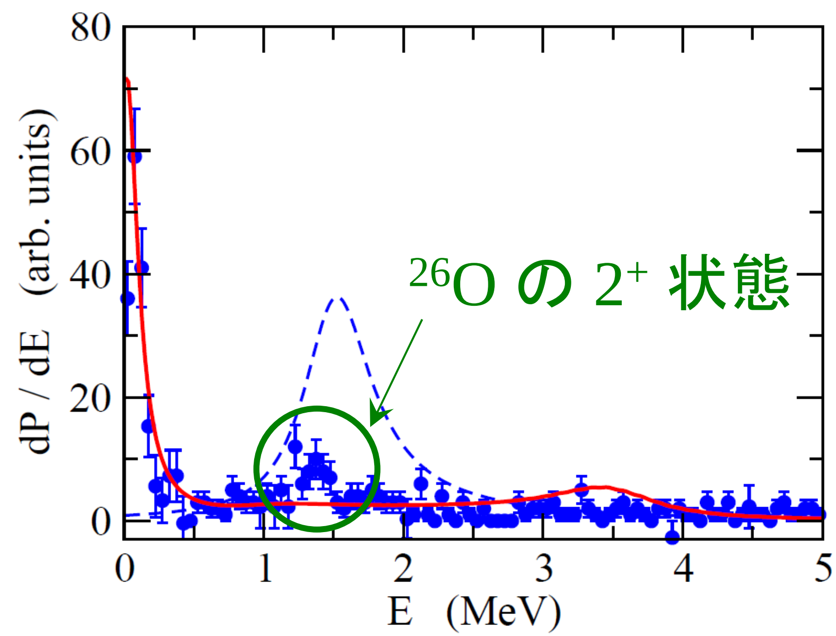
K.H. and H. Sagawa,
PRC89 (‘14) 014331;
PRC93 (‘16) 034330

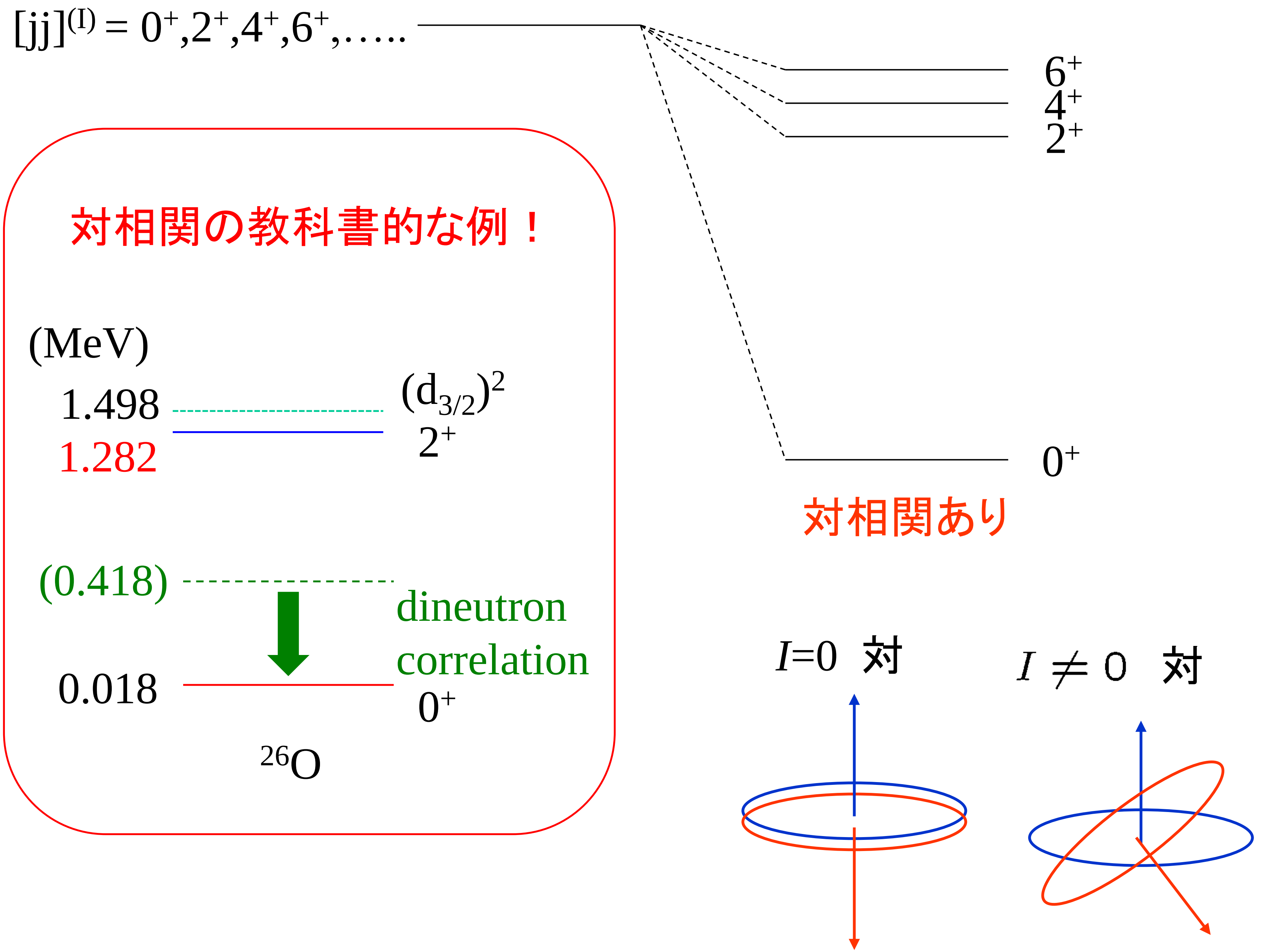
^{26}O 核の2中性子放出崩壊

Y. Kondo et al., PRL116 (‘16) 102503 (RIKEN)





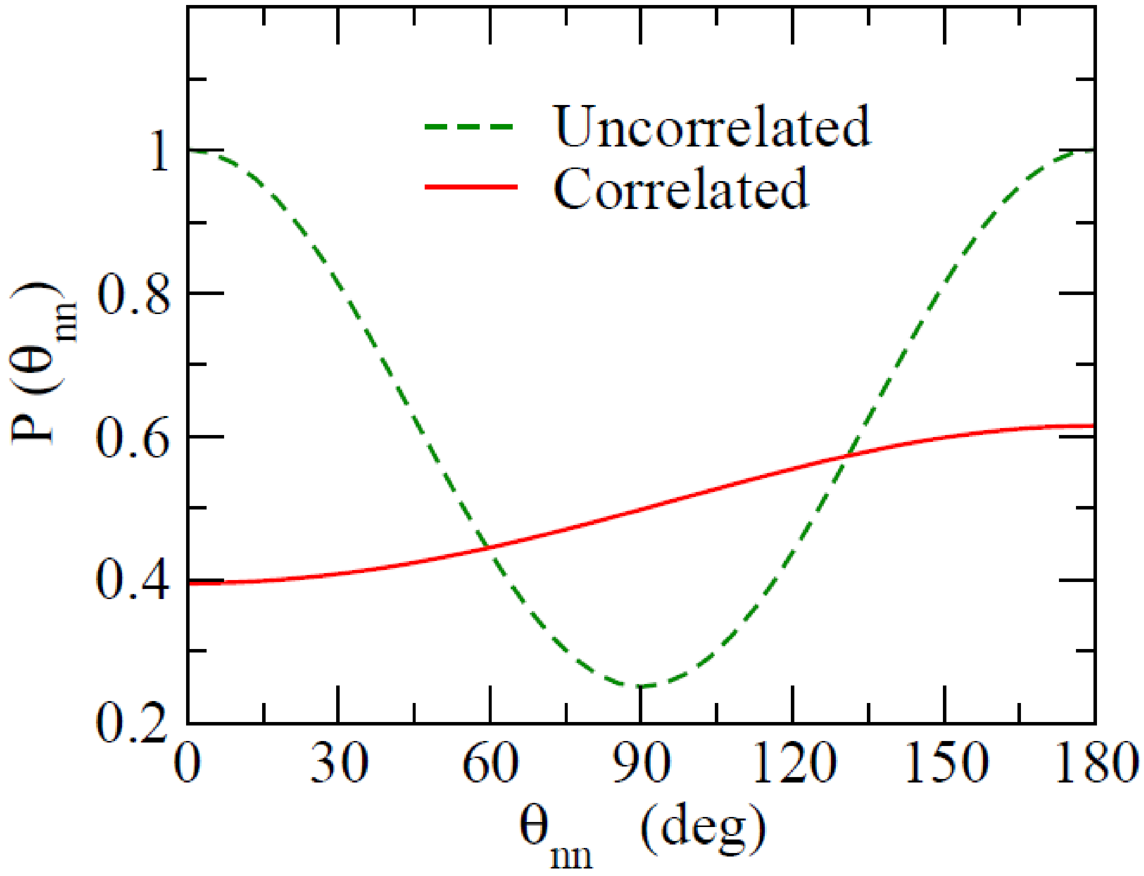



$[jj]^{(I)} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \ldots\ldots$
6^+
4^+
2^+
0^+
対相関あり
対相関の教科書的な例！
(MeV)
1.498
1.282
$(d_{3/2})^2$
2^+
(0.418)
dineutron
correlation
0.018
0^+
^{26}O
I=0 対
$I \neq 0$ 対

放出2中性子の角度相関

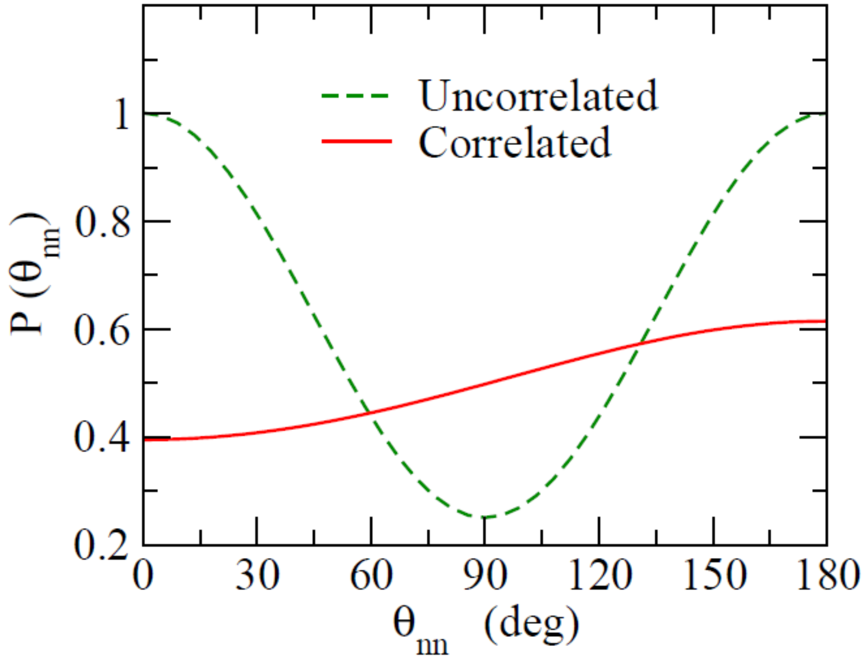
K.H. and H. Sagawa, PRC89 ('14) 014331; PRC93 ('16) 034330.

$$P(\theta) \sim |\langle \boldsymbol{k}_1 \boldsymbol{k}_2 | (1 + vG_0)^{-1} | \Phi_0 \rangle|^2$$



相関 → 逆方向（θ = 180度）への放出が増大

放出2中性子の角度相関

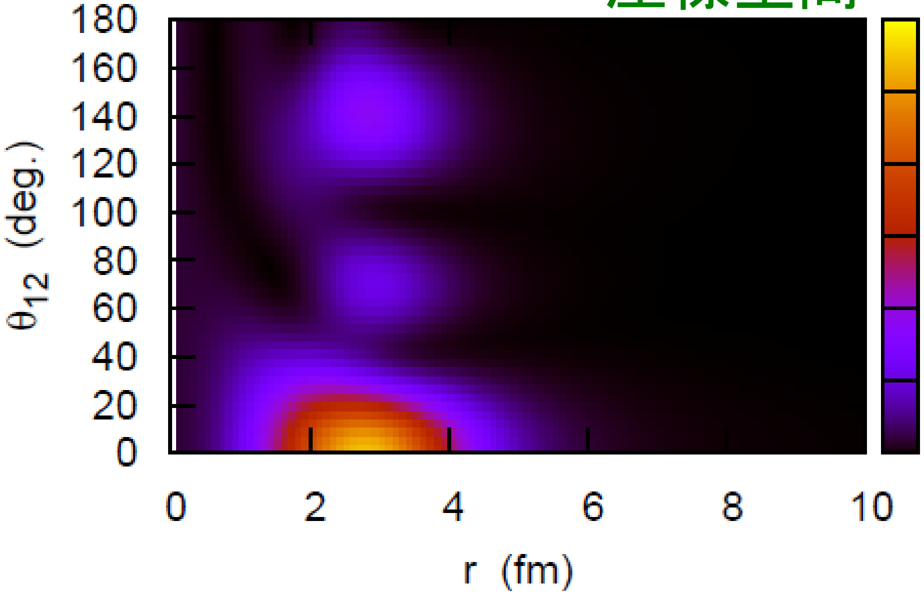


ボックス近似による
共鳴状態の2粒子密度

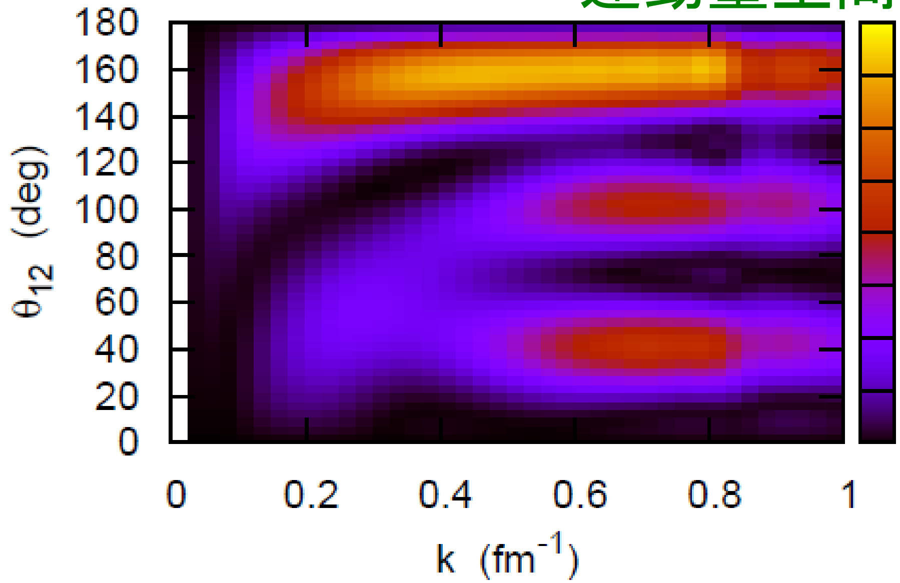
$\rho(r, r, \theta)$

$8\pi^2 k^4 \sin\theta \cdot \rho(k, k, \theta)$

座標空間



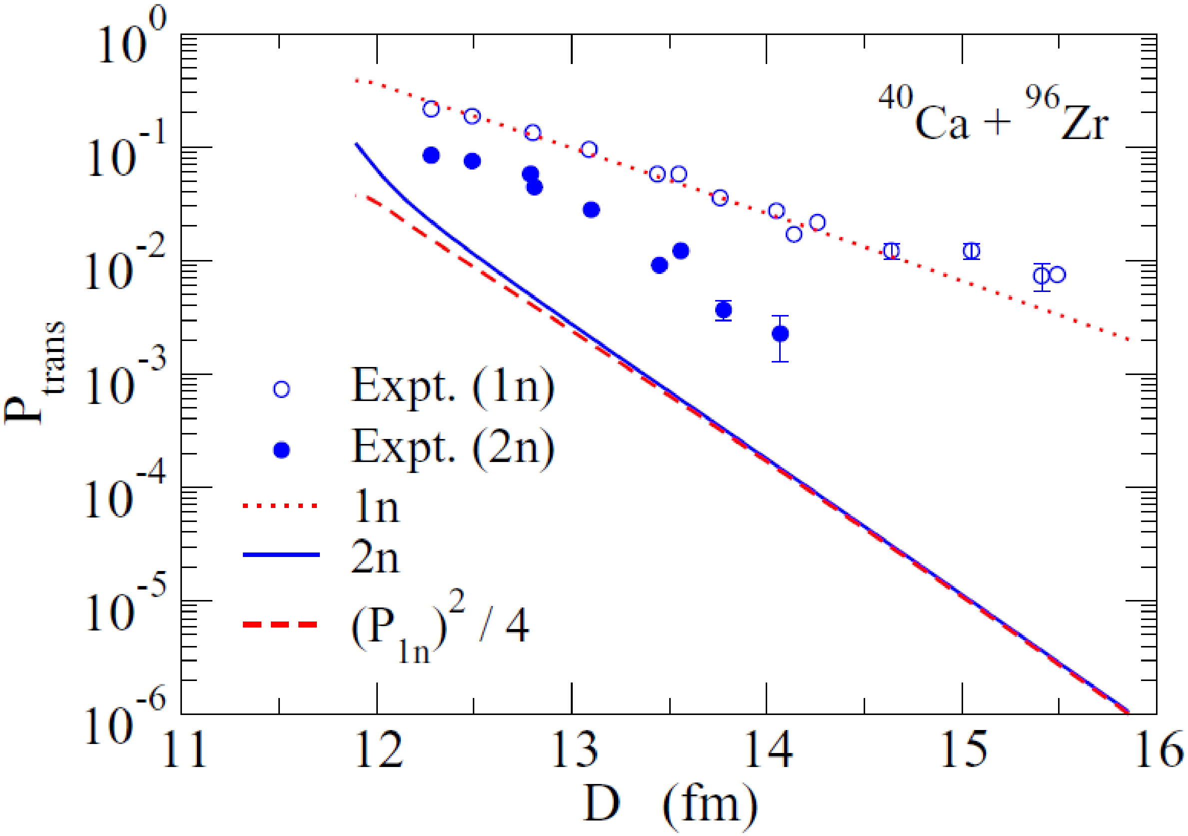
運動量空間



どのようにダイニュートロンをプローブするか？

4. 対移行反応

c.f. H. Shimoyama and M. Matsuo, PRC88, 054308 (2013)



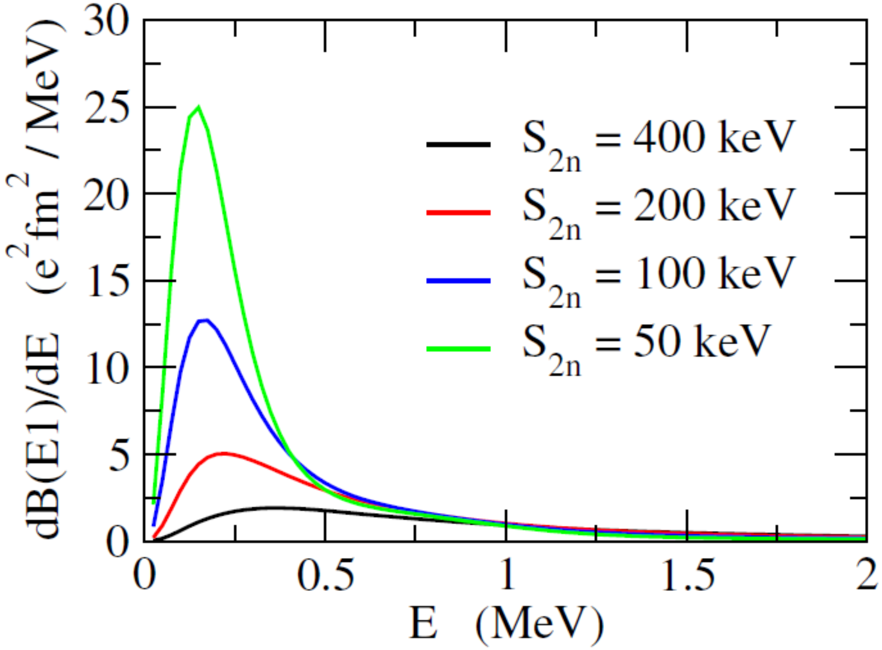
2n移行断面積の増幅
→対相関

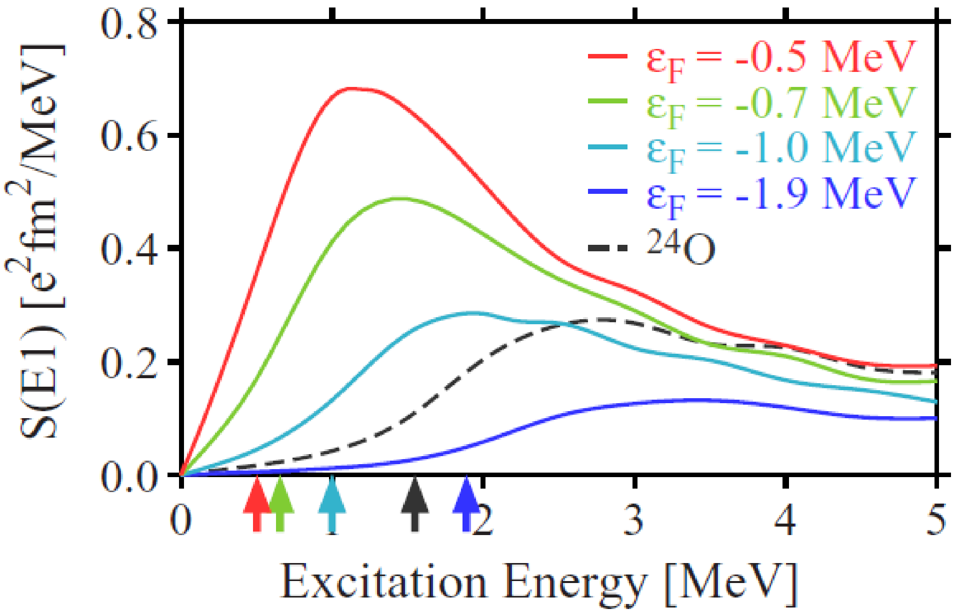
K.H. and G. Scamps, PRC92 ('15) 064602
Data: L. Corradi et al., PRC84 ('11) 034603

理論研究の今後

- 球形核の芯＋２中性子 → 変形核の芯＋２中性子への拡張

^{22}C のクーロン分解





実験データ（中村さん）は1MeV
くらいにピーク

cf. Zhukov らの３体計算でも我々
と同様の結果

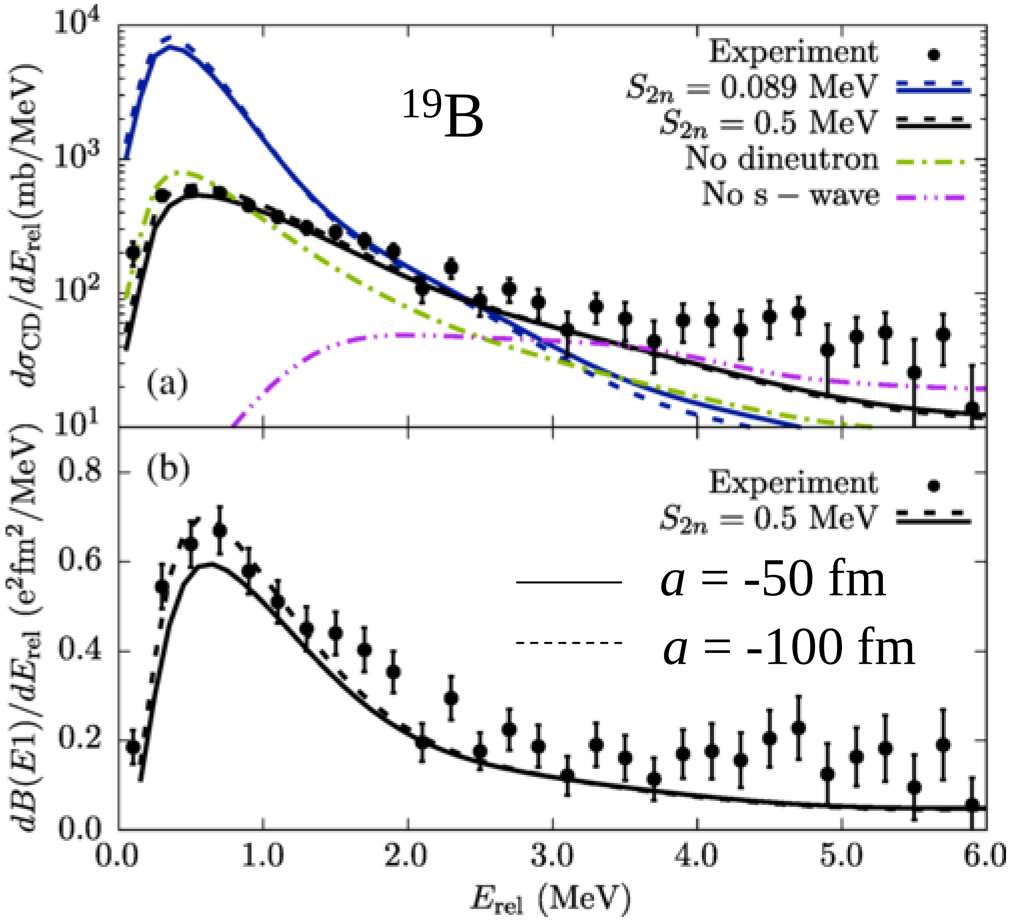
S.N. Ershov, J.S. Vaagen, and M.V. Zhukov, PRC86 (‘12) 034331

Skyrme HF+RPA 計算
→変形の効果を示唆
（ただし、対相関は入っていない）

T. Inakura et al., PRC89 (‘14) 064316

理論研究の今後

➢ 球形核の芯＋2中性子 → 変形核の芯＋2中性子への拡張



^{19}B = ^{17}B (spherical) + n + n
の3体計算

^{15}B, ^{16}B, ^{17}B, ^{18}B, ^{19}B, ^{20}B

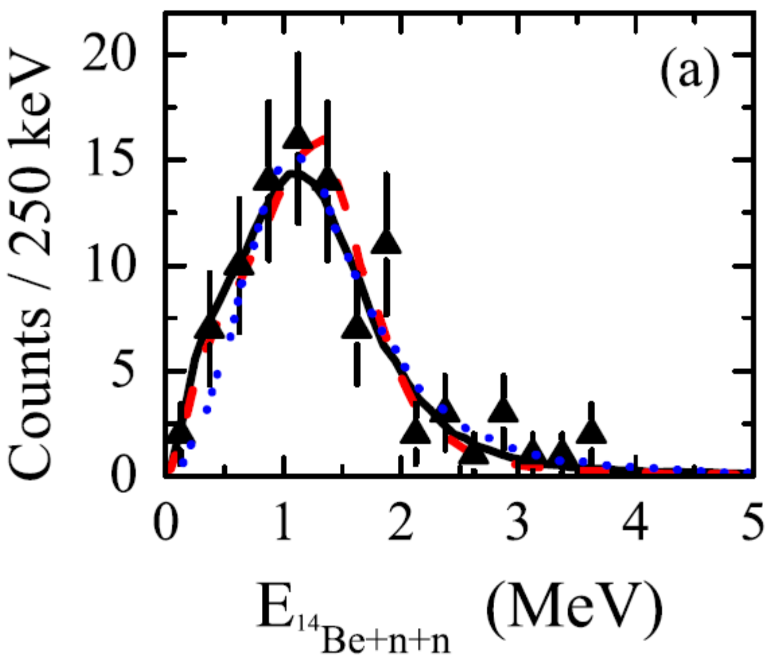
非束縛

束縛核、非束縛核が
交互に現れる
→変形効果を考えると
自然に説明できる可能性

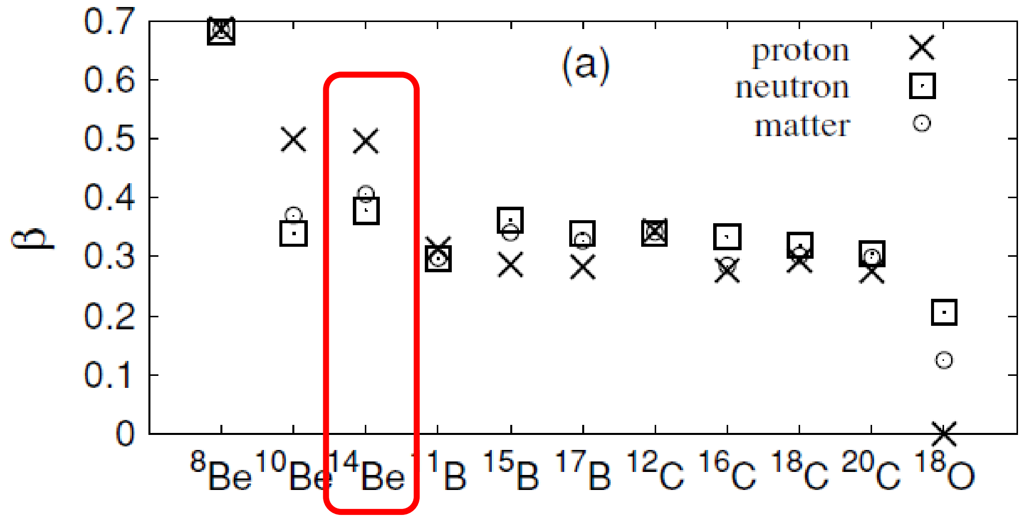
理論研究の今後

➢ 球形核の芯＋2中性子　→　変形核の芯＋2中性子への拡張

^{16}Be 核の2n 放出崩壊



AMD計算



Y. Kanada-En’yo and M. Kimura, PRC72 (‘05) 064301

実験 : A. Spyrou et al., PRL108 (‘12) 102501

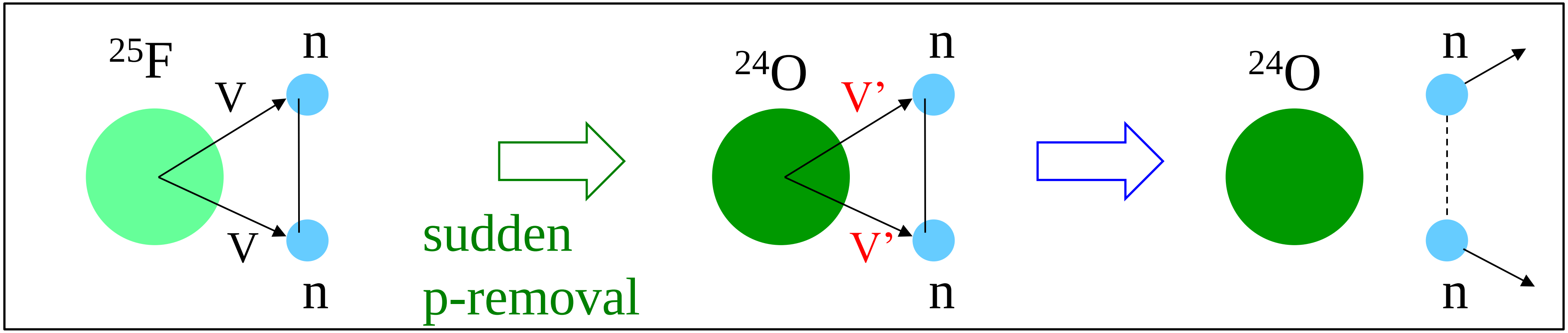
理論（3体計算）: A.E. Lovell, F.M. Nunes, and I.J. Thompson, PRC95 (‘17) 034605

理論研究の今後

- ３体模型　→　５体模型への拡張

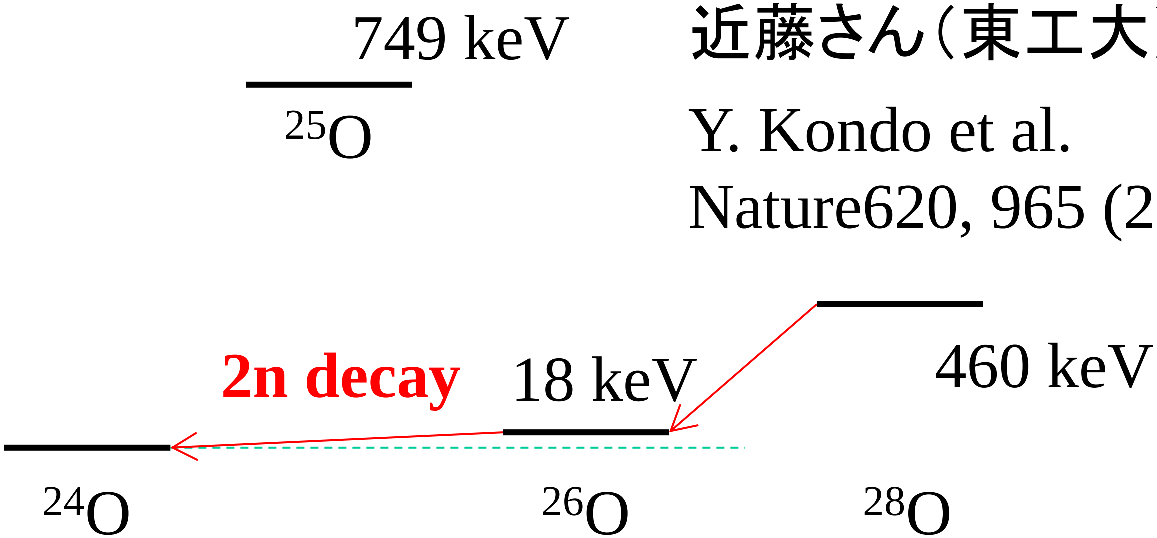
K.H. and H. Sagawa,
PRC89 ('14) 014331;
PRC93 ('16) 034330

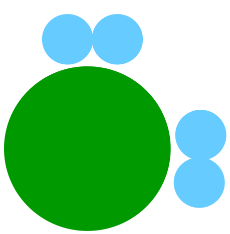
^{26}O の 2n 放出崩壊



近藤さん（東工大）の実験（SAMURAI）

Y. Kondo et al.
Nature620, 965 (2023)





ダブル・ダイニュートロン