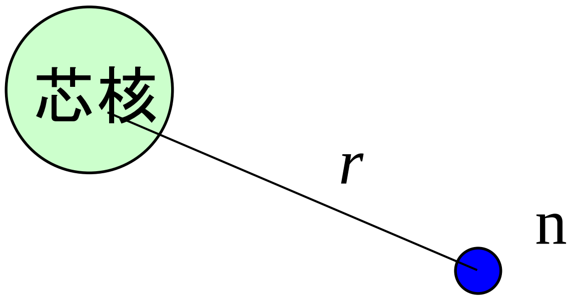
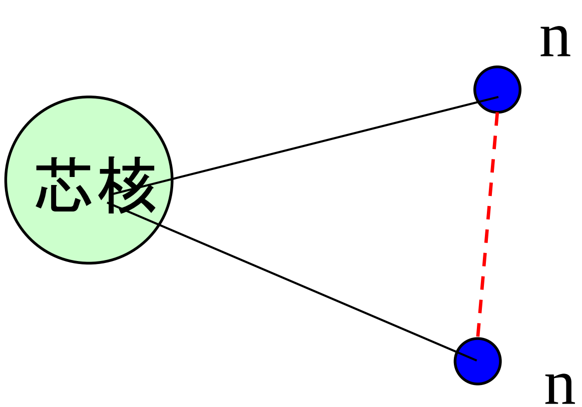
２粒子ハロー核の性質

－ペアリング
－ボロミアン原子核
－ダイ･ニュートロン相関
－ペアリング反ハロー効果

これまでは、芯核のまわりに核子（中性子）
が１個ある場合を考えてきた



芯核のまわりに中性子が２個あるとどうなる?



2中性子間に働く相互作用の影響は?

開殻原子核では対相関が重要な役割

対相関

$^{210}_{84}\mathrm{Po}_{126} = {}^{208}_{82}\mathrm{Pb}_{126} + 2\mathrm{p}$

$1i_{13/2}$
$2f_{7/2}$
$1h_{9/2}$
82
$1h_{11/2}$

独立粒子模型の予測:

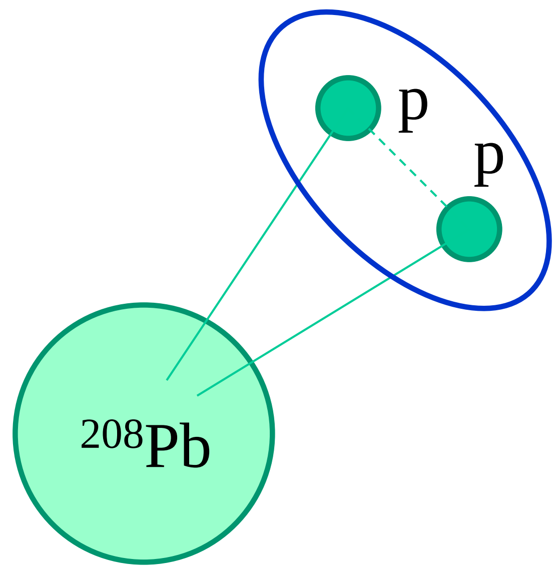
$$E = 0:\ [h_{9/2} \otimes h_{9/2}]^{I} \qquad (I = 0,2,4,6,8)$$

⇨ 基底状態近傍に（少なくとも）5 個の状態

実際に観測されたスペクトル:

1.20 MeV		4^+
0.81 MeV		2^+
0		0^+

$^{210}\mathrm{Po}$



⟷ 陽子間の相互作用の効果

対相関（ペアリング）

$$H=\sum_{i=1}^{A}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}_i^2+V_{\rm HF}(i)\right)+\underline{\underline{\frac{1}{2}\sum_{i,j}^{A}v(\boldsymbol{r}_i,\boldsymbol{r}_j)-\sum_i V_{\rm HF}(i)}}$$

$$=v_{\rm res}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$$

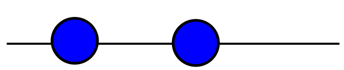
簡単のために、残留相互作用としてデルタ関数を仮定してみる
（超短距離力）

$$v_{\rm res}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\sim -g\,\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$$

摂動論で残留相互作用の効果を見積もってみる:

非摂動な波動関数:

l

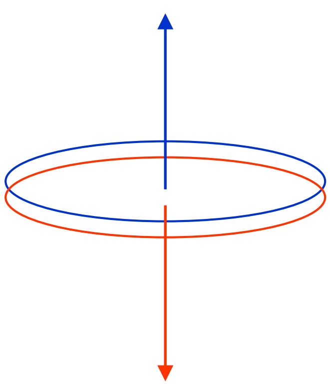


$$\boxed{|(ll)^{LM}\rangle=\sum_{m,m'}\langle lmlm'|LM\rangle\,\psi_{lm}(\boldsymbol{r})\psi_{lm'}(\boldsymbol{r}')}$$

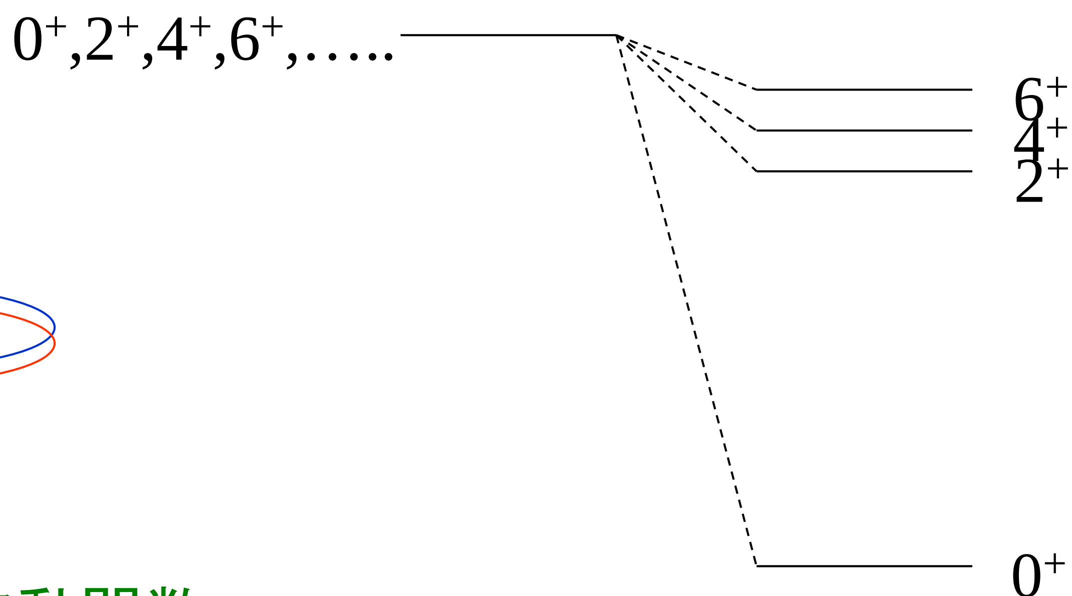
$$\longrightarrow\quad \Delta E_L=\langle (ll)^{LM}|v_{\rm res}|(ll)^{LM}\rangle$$

$$\Delta E_L = -g\, I_r^{(l)} \frac{(2l+1)^2}{4\pi}\begin{pmatrix} l & l & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \equiv -g\, I_r^{(l)} \frac{A(ll;L)}{4\pi}$$

$A(ll;L)$	L=0	L=2	L=4	L=6	L=8
l = 2	5.00	1.43	1.43	---	---
l = 3	7.00	1.87	1.27	1.63	---
l = 4	9.00	2.34	1.46	1.26	1.81



L = 0 対は波動関数の重なりが大きい

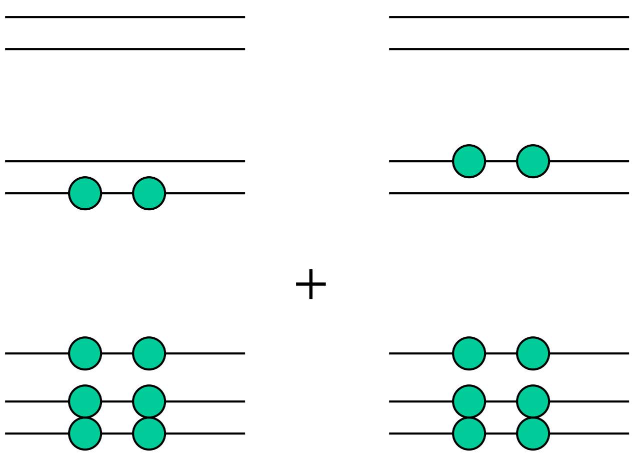


残留相互作用なし

残留相互作用あり

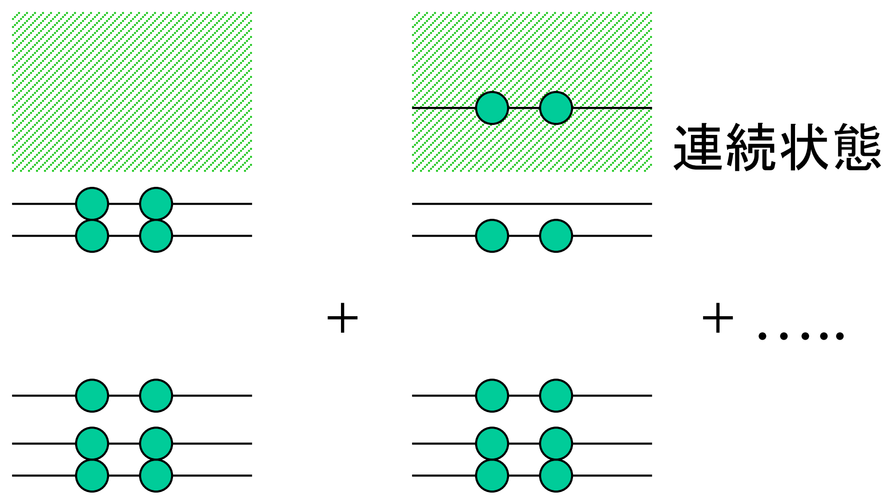
弱束縛核における対相関

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



安定な原子核

$\longrightarrow$ 超流動状態

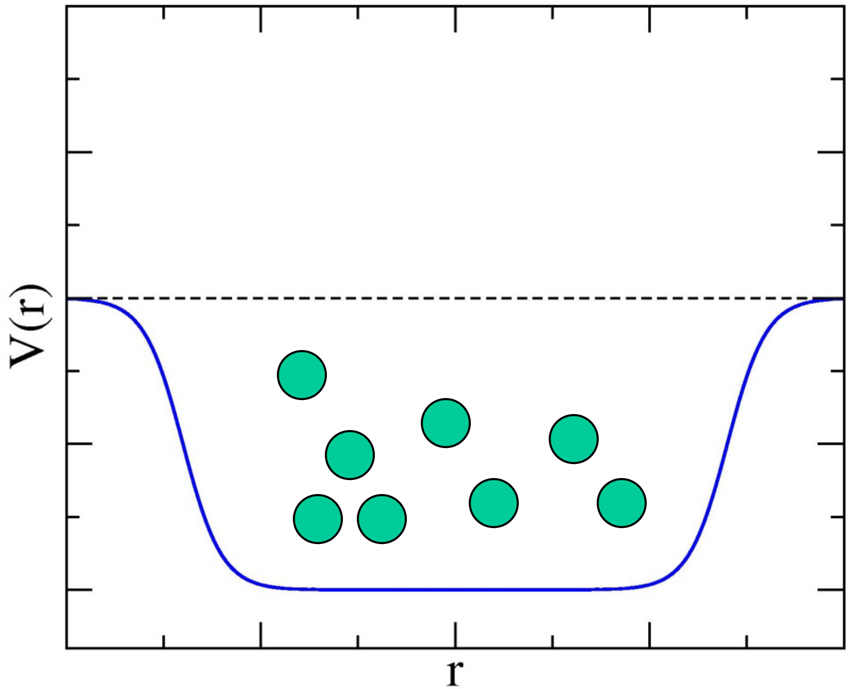


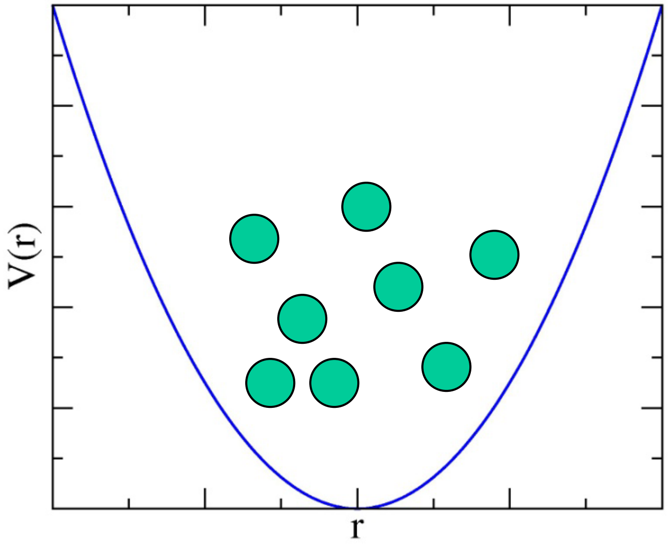
弱く束縛された系

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





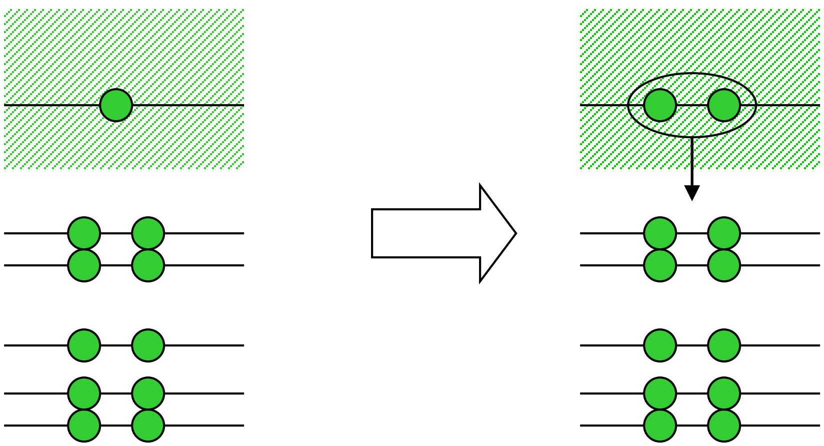
cf. a harmonic trap

- 有限の深さを持つ井戸
- 自己無撞着性

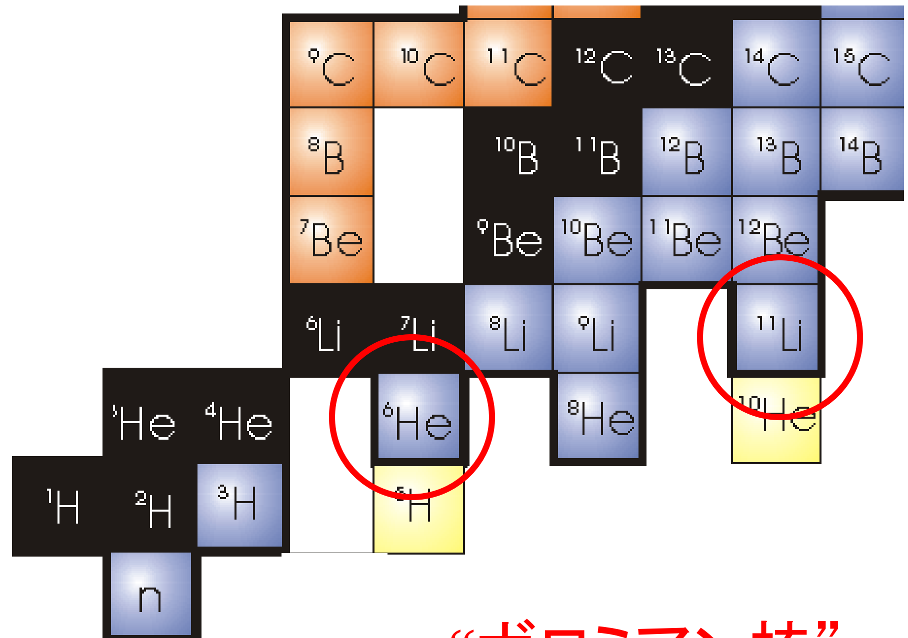
⇒ とてもチャレンジングな問題

ボロミアン原子核

残留相互作用 → 引力



不安定　　　　安定



"ボロミアン核"

ボロミアン核の構造

✓多体相関のため non-trivial
✓多くの注目を集めている

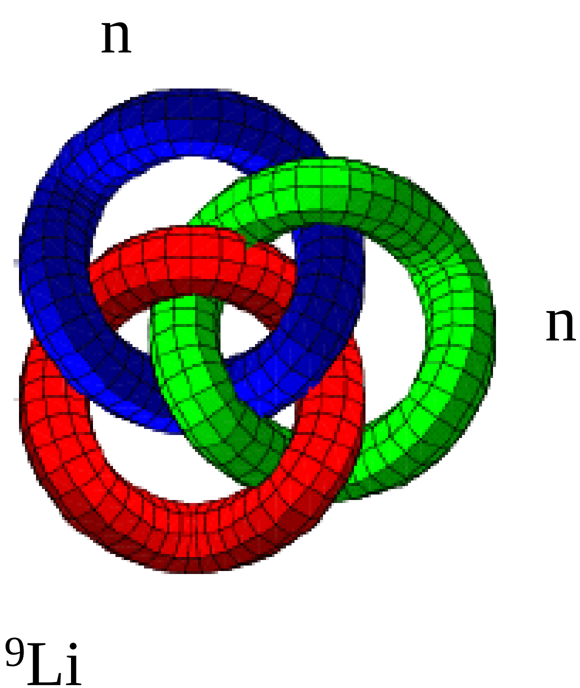
ボロミアンの語源

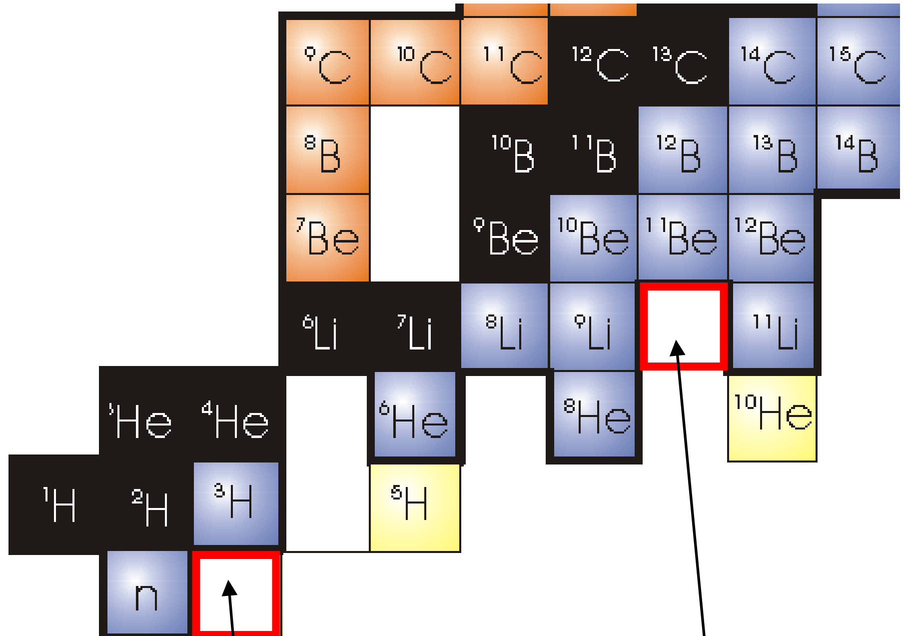
ボッロメオ諸島
（北イタリア、マッジョーレ湖）
ミラノの近く

ボッロメオ家の紋章
（13世紀、北イタリア）

3つの輪はつながっているけど、どれか1つをはずすとバラバラになる
＝ボロミアン・リング

ボロミアン原子核





^{10}Li (^{9}Li+n) は存在せず

ボロミアン核

他にも、^{6}He が典型的な例

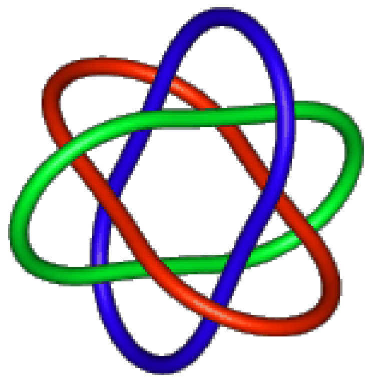
^{2}n (n+n) は存在せず

→ 3体模型（芯核 + n + n）による記述

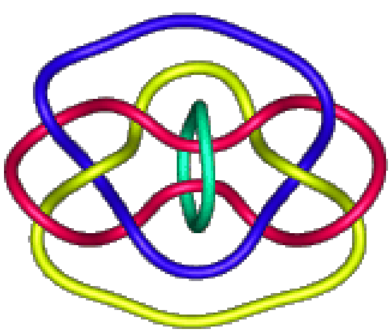
（参考）ブルニアン・リンク：拡張されたボロミアン

結び目理論: 位相幾何学の分野（数学）

n=3: Borromean



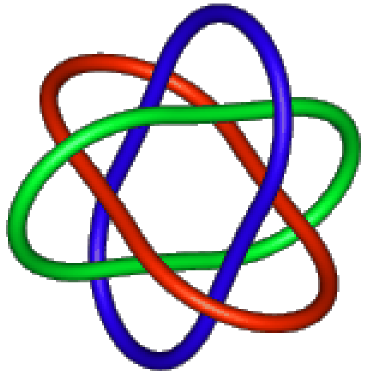
n=4



n=6

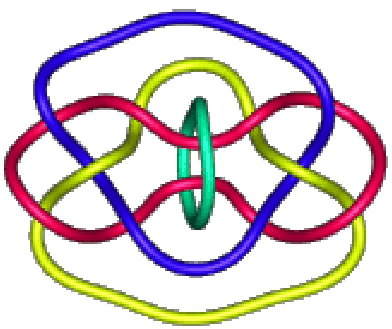
（参考）ブルニアン原子核

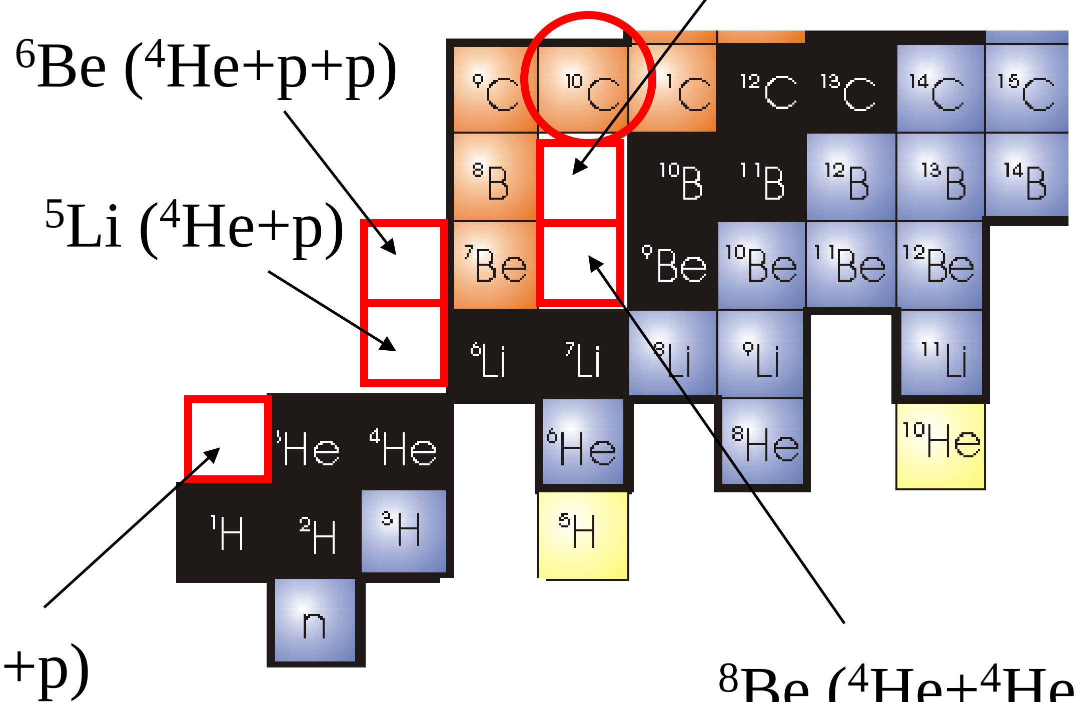
n=3: Borromean



^{11}Li, ^{6}He, etc.

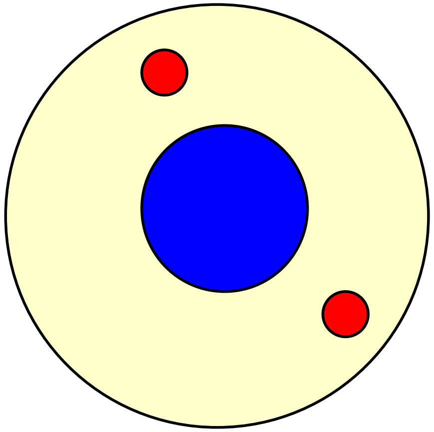
n=4: $^{10}C = {}^{4}He + {}^{4}He + p + p$





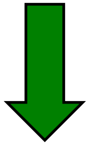
cf. N. Curtis et al., PRC77(‘08)021301(R)

ダイ・ニュートロン相関



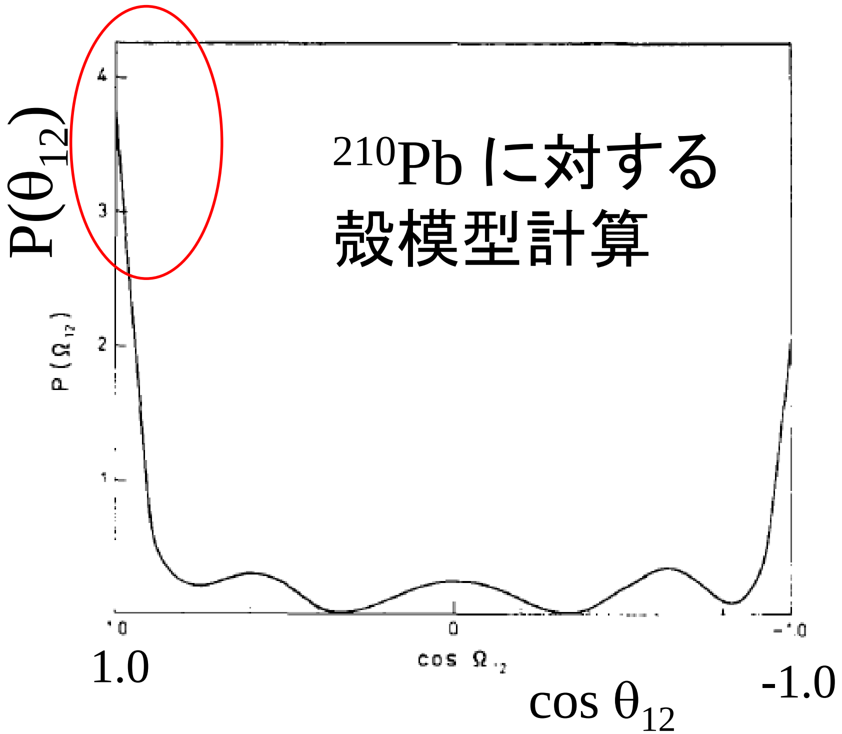
原子核中での2中性子の空間的配置?

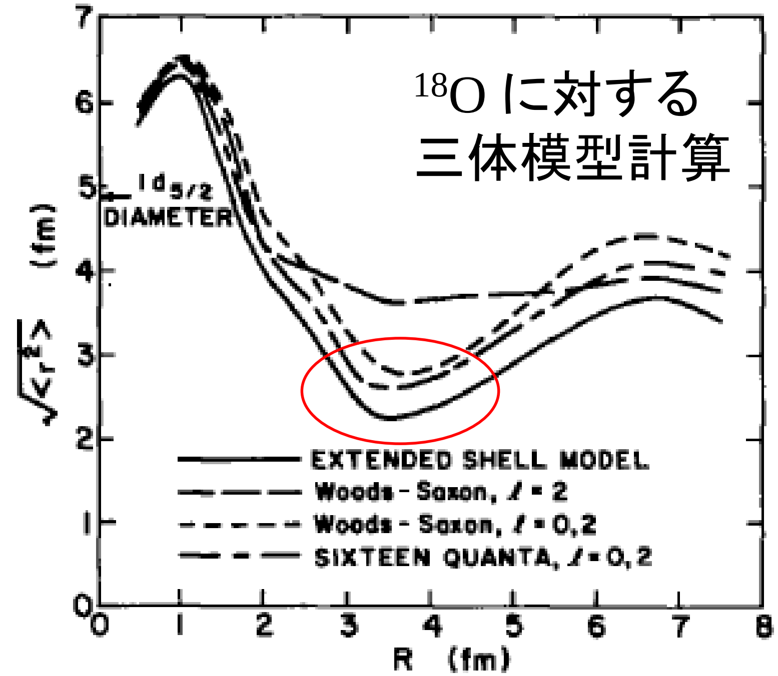
独立粒子
→片方の中性子がどこにいようとも関知せず



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.

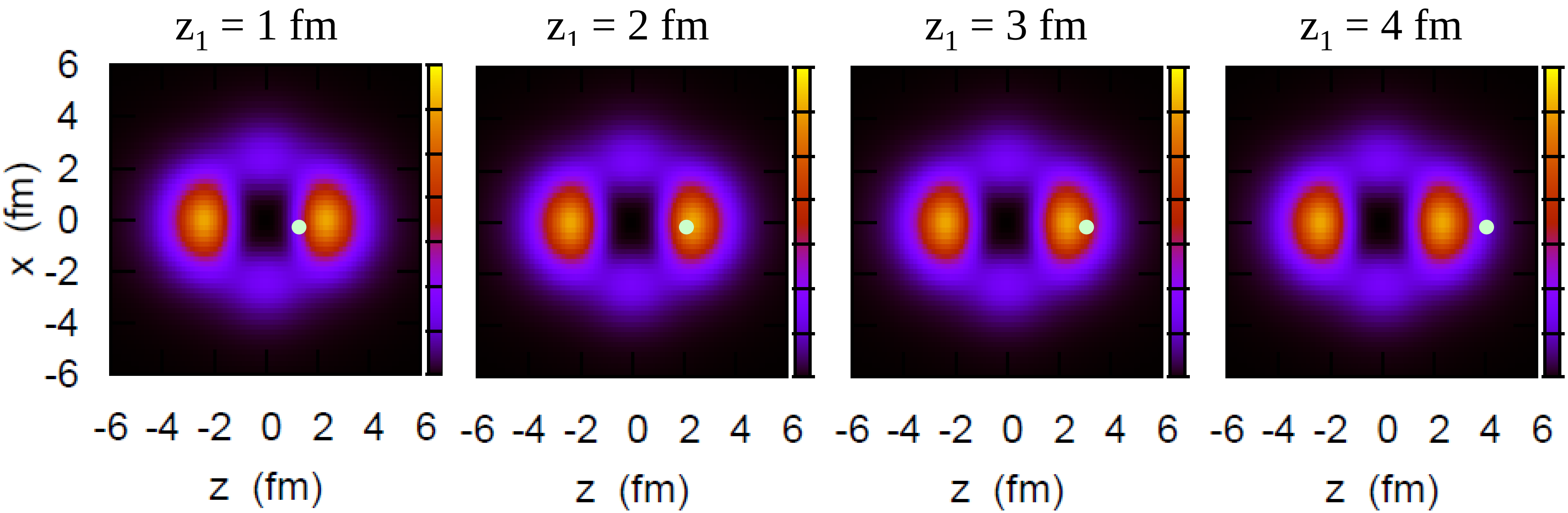
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

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

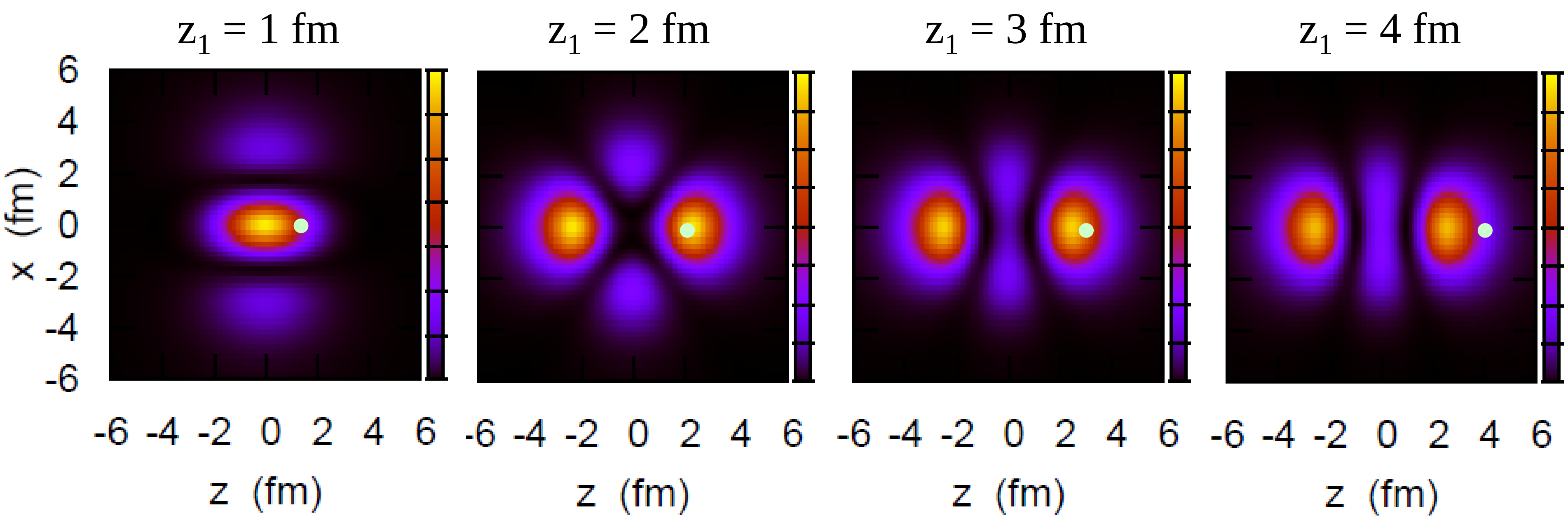
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

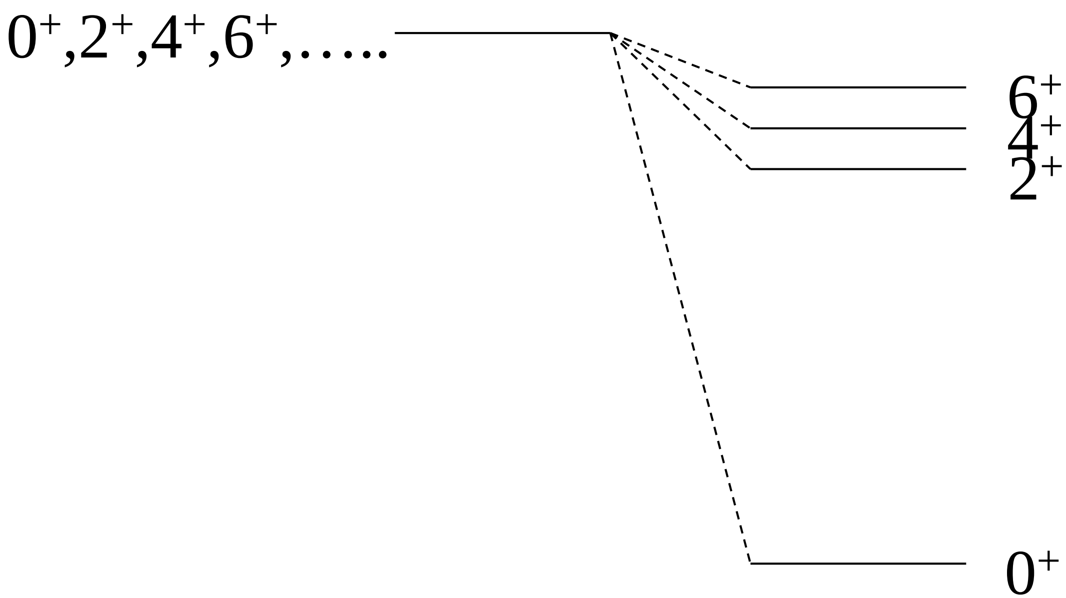
Dineutron 相関とはどういうものか?

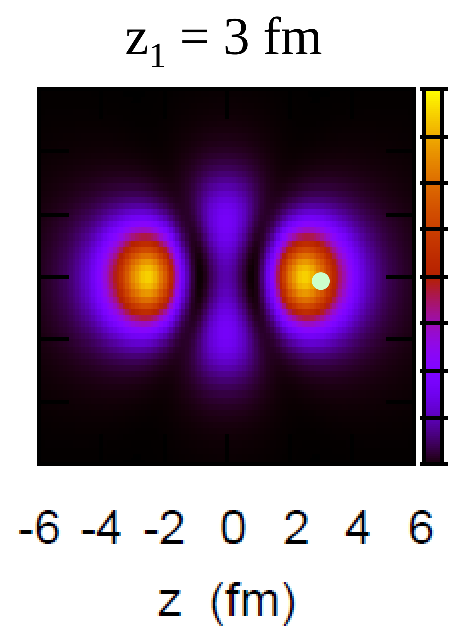
相関: $\langle AB \rangle \neq \langle A \rangle \langle B \rangle$

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

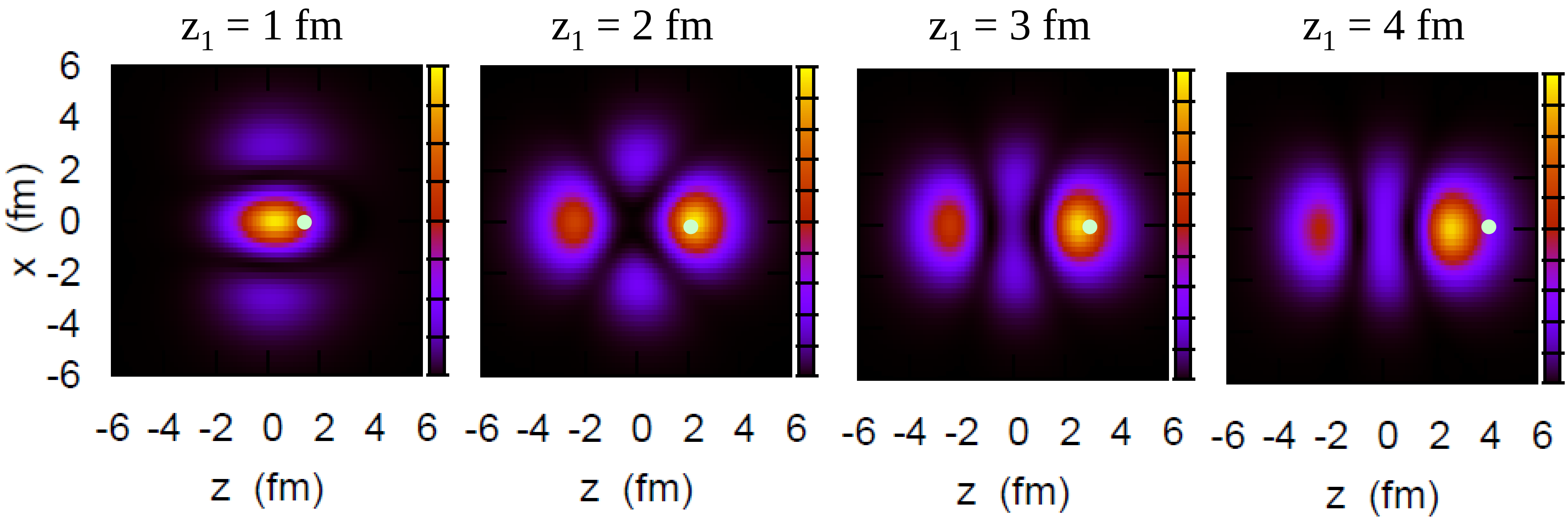
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

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



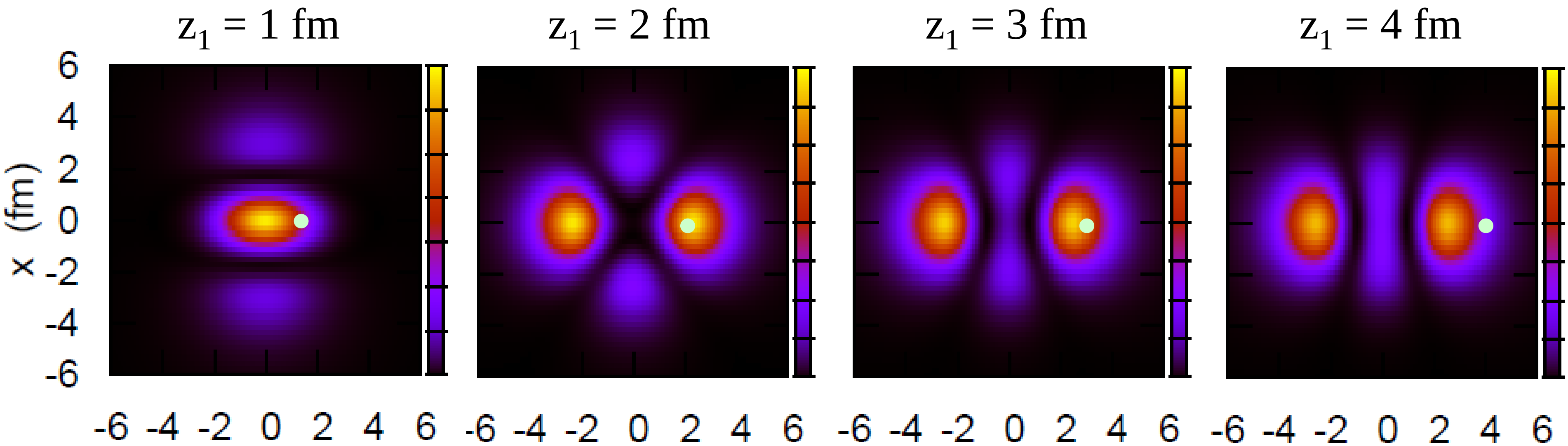
✓空間的な相関: 中性子2の密度は中性子1側にかたよる

✓パリティ混合が本質的な役割 （dineutron 相関）

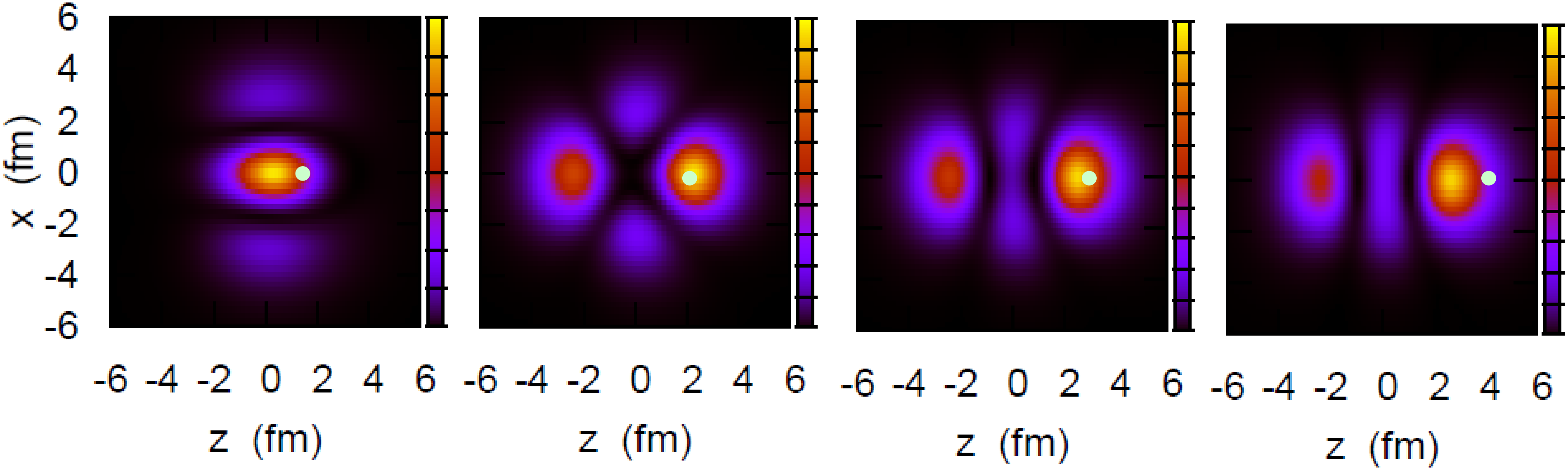
cf. F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091

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

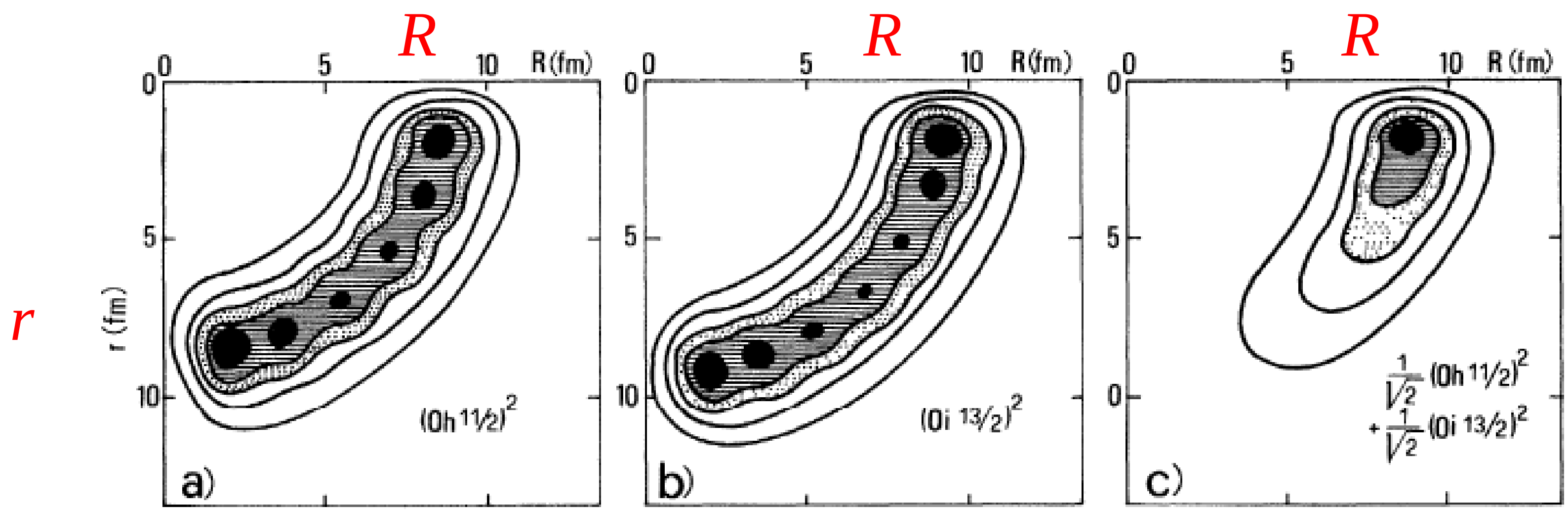
i) 正パリティのみ　$\longrightarrow$　不十分



ii) 正＋負パリティ（束縛＋連続状態）

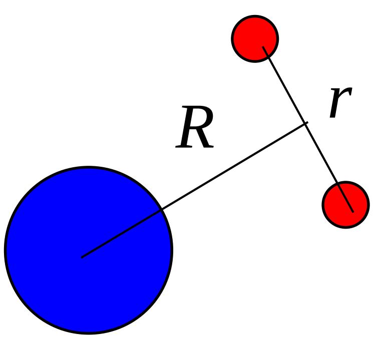


dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



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

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?

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

とする。 $\phi_e(-\boldsymbol{r}) = +\phi_e(\boldsymbol{r}) \quad \phi_o(-\boldsymbol{r}) = -\phi_o(\boldsymbol{r})$

$$\longrightarrow \quad \rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = |\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')|^2$$

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

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

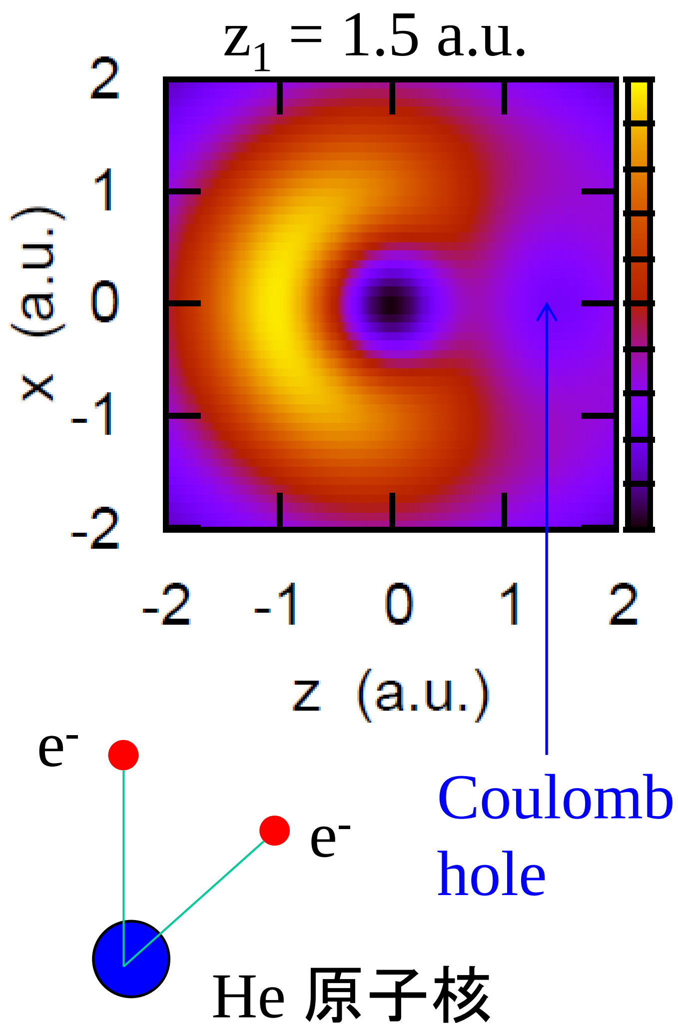
$\longrightarrow$ $C_{\mathrm{ee}}C_{\mathrm{oo}} > 0$ であれば、$\rho(\boldsymbol{r},-\boldsymbol{r})$ が減る

$C_{\mathrm{ee}}C_{\mathrm{oo}} = 0$ であれば常に $\rho(\boldsymbol{r},-\boldsymbol{r}) = \rho(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r})$

（ちなみに）2粒子間の相互作用が斥力だと?

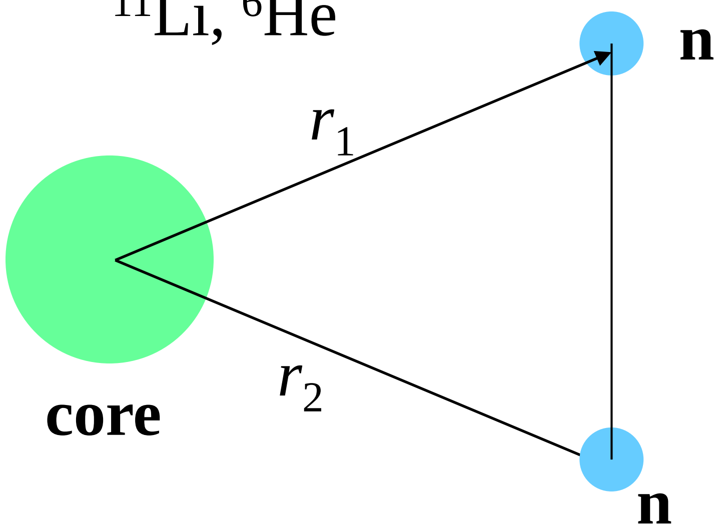
(ちなみに)2粒子間の相互作用が斥力だと?

cf. He 原子の場合



3体模型計算による dineutron 相関(次の時間へのイントロダクション)

^{11}Li, ^{6}He



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

(最後の項は3体系の静止系で考えた芯原子核の運動エネルギー項。)

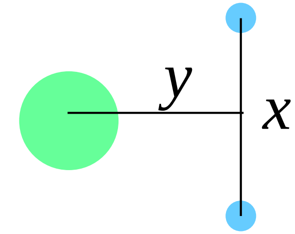
⇨ この3体ハミルトニアンの基底状態を求め、密度分布を調べる:

(例えば) v_{nn} がないときの状態で展開し、展開係数を求める

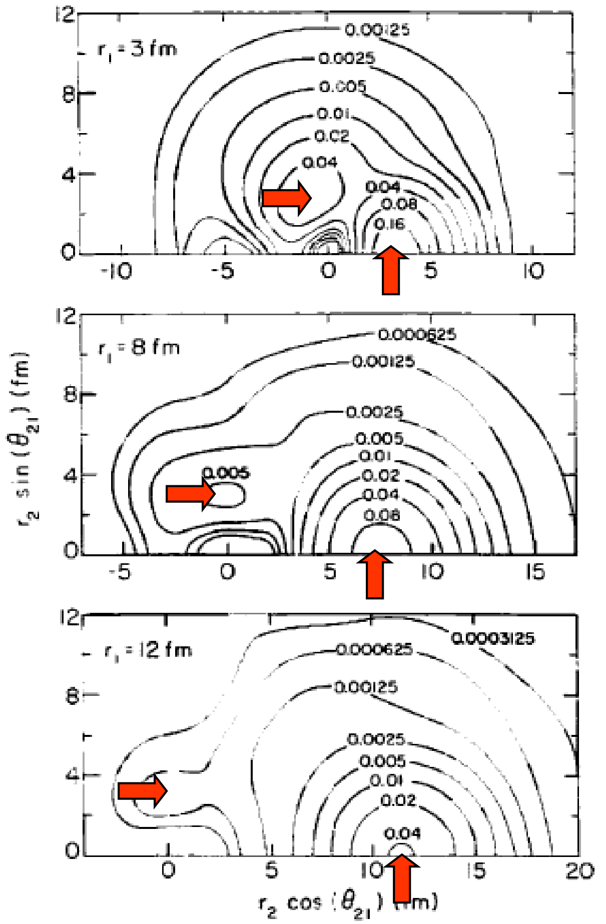
$$\boxed{\Psi_{gs}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \mathcal{A} \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Psi^{(2)}_{nn'lj}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)}$$

$$\Psi^{(2)}_{nn'lj}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \sum_m \langle jmj-m|00\rangle \psi_{nljm}(\boldsymbol{r}_1)\psi_{n'lj-m}(\boldsymbol{r}_2)$$

3体模型計算による dineutron 相関（次の時間へのイントロダクション）



$\rho_2(r_1, r_2, \theta_{12})$ for ^{11}Li



G.F. Bertsch, H. Esbensen,
Ann. of Phys., 209('91)327

$x^2 y^2 \rho_2(x, y)$ for ^{6}He

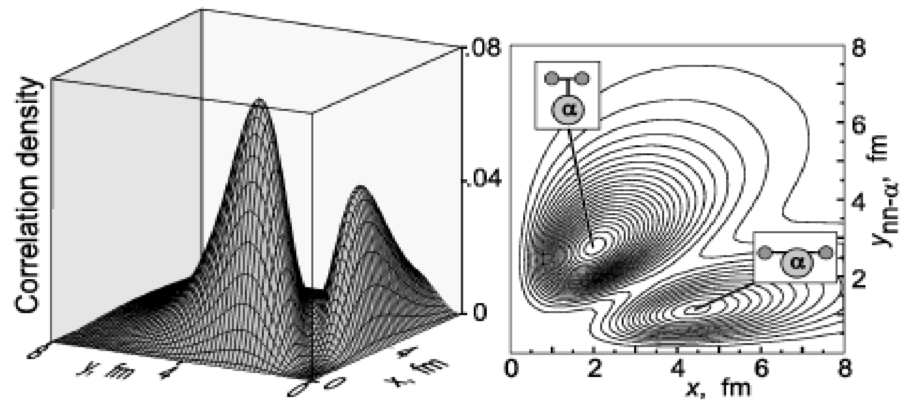


FIG. 1. Spatial correlation density plot for the 0^+ ground state of ^{6}He. Two components—di-neutron and cigarlike—are shown schematically.

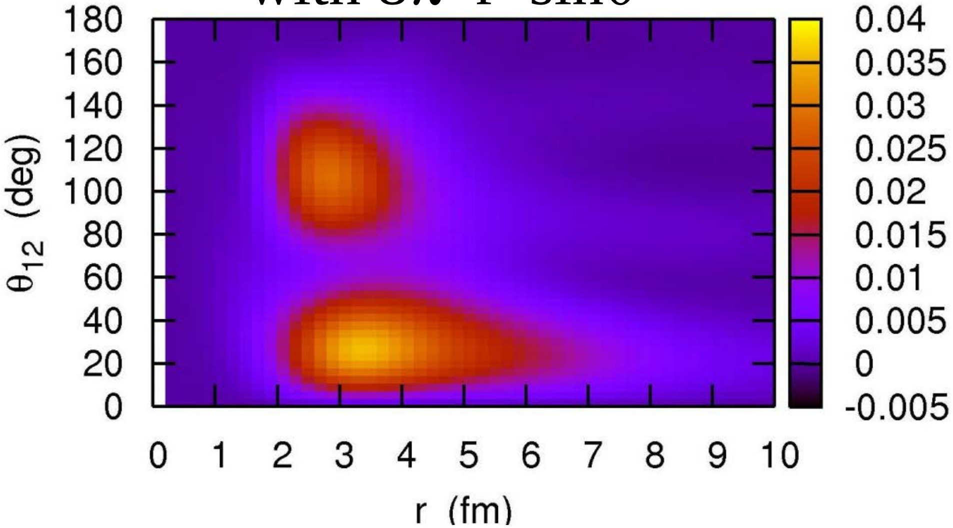
Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev,
and J.S. Vaagen, *PRL82('99)4996*
M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep. 231('93)151*

“*di-neutron*” 配位
“*cigar-like*” 配位

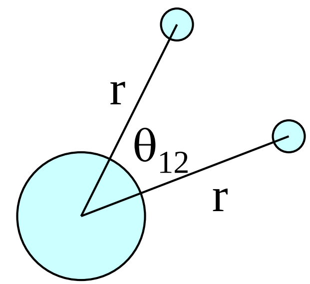
3体模型計算による dineutron 相関（次の時間へのイントロダクション）

^{11}Li

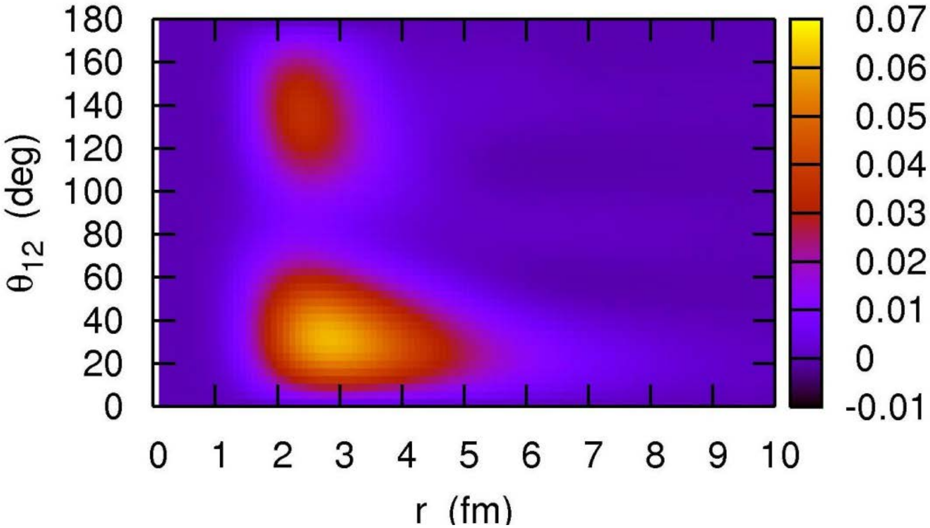
with $8\pi^2 r^4 \sin\theta$



別の representation



^{6}He



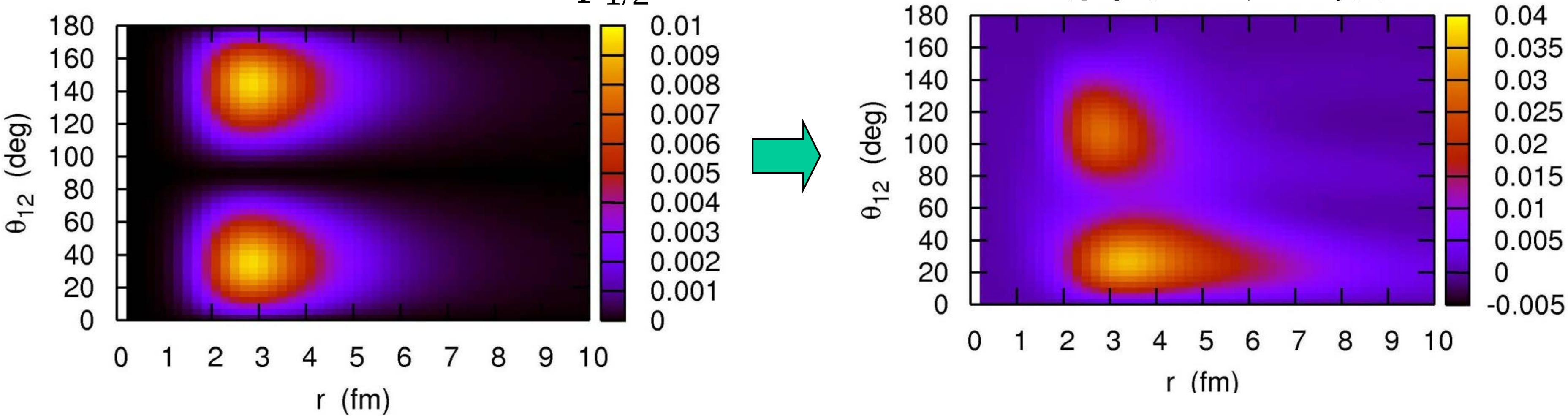
芯核と中性子の間の距離を2つの中性子とも同じにとり、r と θ の2次元プロット

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

対相関力がある場合とない場合の比較:

^{11}Li

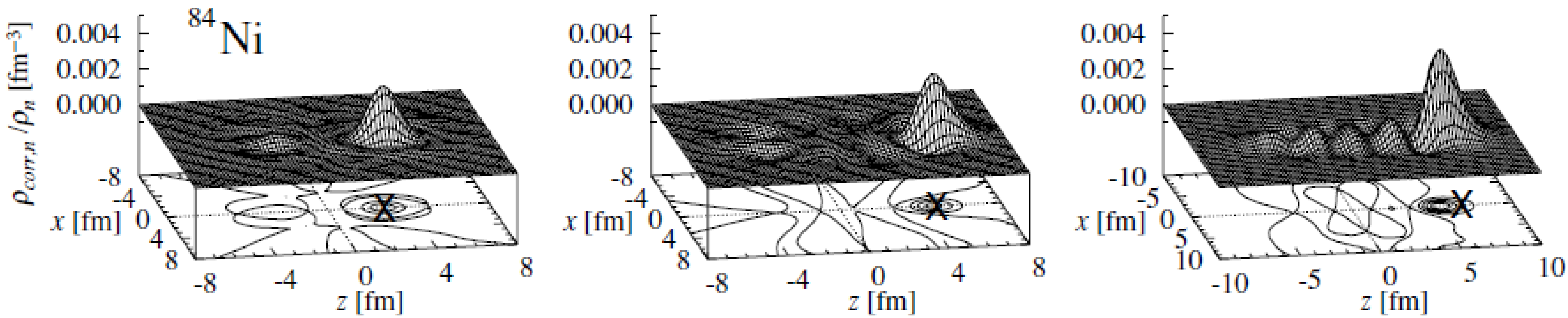
対相関がない場合 $[1p_{1/2}]^2$ 　　　　　　　　対相関がある場合



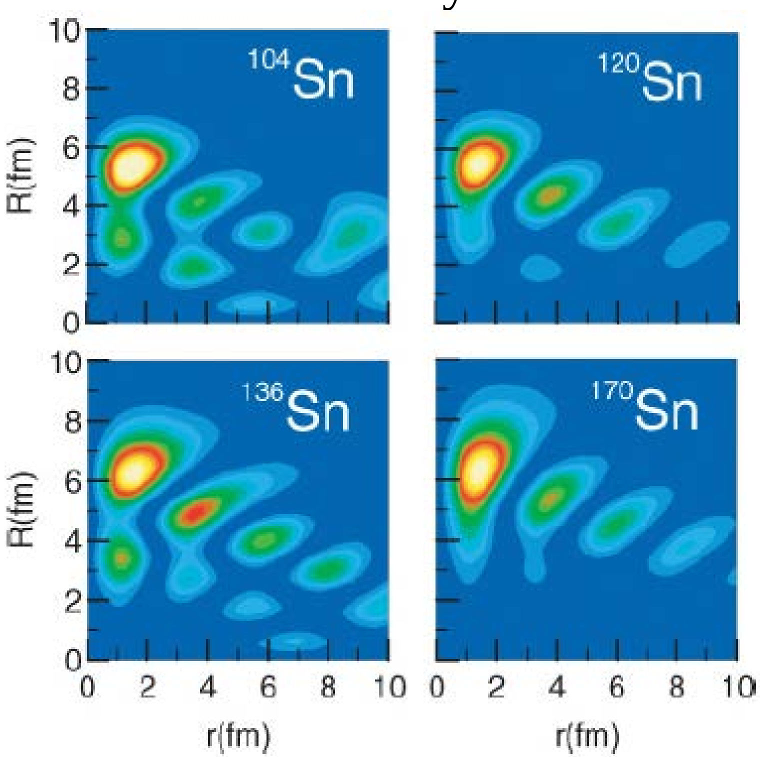
- 対相関がないと、2つの対称的なピーク($p_{1/2}$ 状態を反映)。
- 対相関があると、大きい θ にあるピークが抑制され、小さい θ にあるピークが増幅する(ダイニュートロン相関)。
- 小さい θ にあるピークのテールがのびる(ハロー構造)。

$\longleftarrow$ 　対相関による連続状態との結合の効果

重い中性子過剰核の dineutron 相関

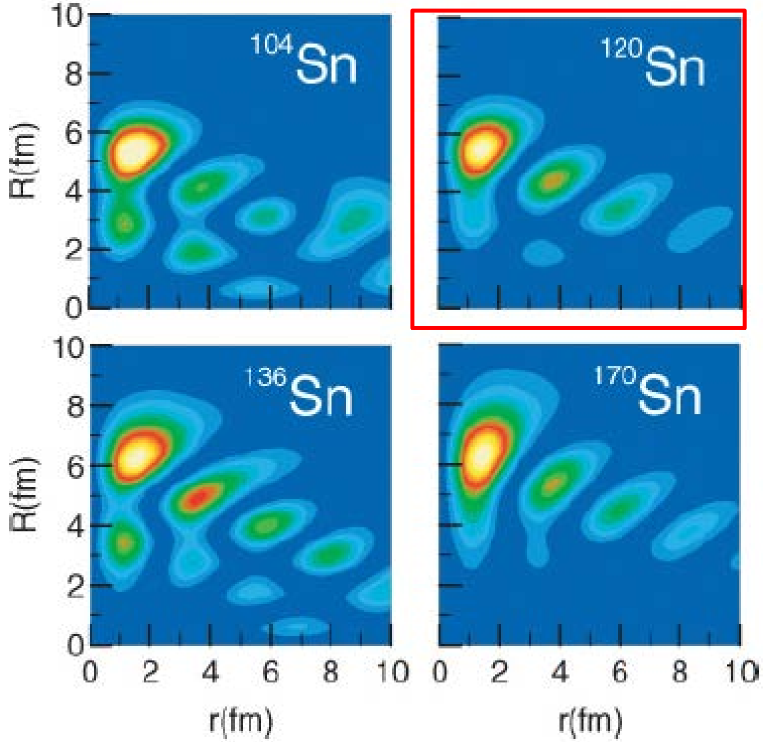


M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, PRC71('05)064326
Skyrme HFB



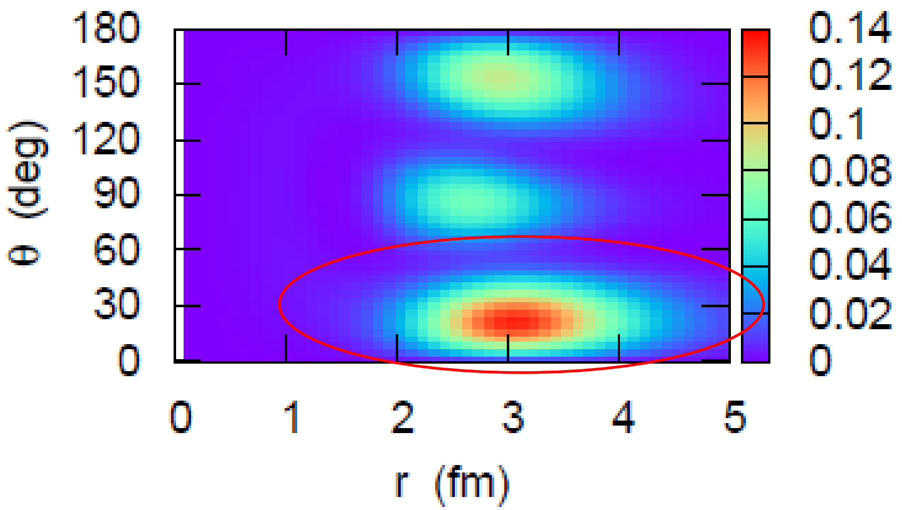
N. Pillet, N. Sandulescu, and P. Schuck, PRC76('07)024310
Gogny HFB

（注）dineutron 相関は弱束縛に特有な現象というわけではない



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

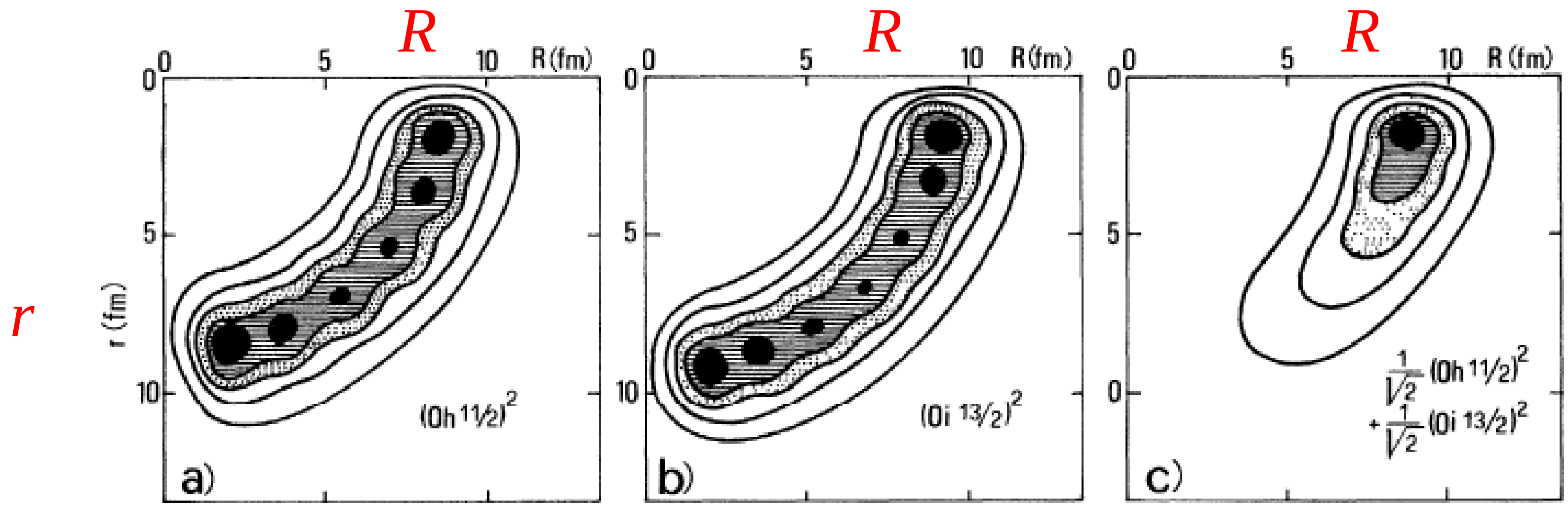
^{18}O の3体模型計算



K. Hagino, H. Sagawa, and
P. Schuck, J. of Phys. G37 (‘10) 064040

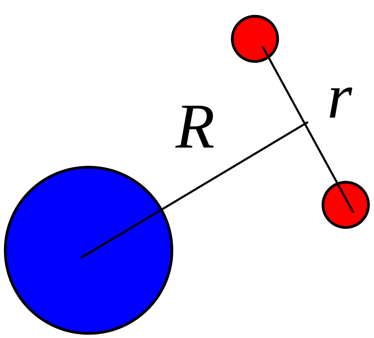
むしろ、対相関力による異なるパリティ状態の混合が本質的

dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる



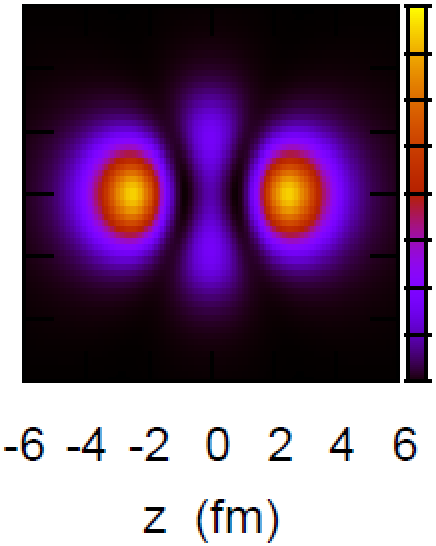
$(0h_{11/2})^2$ $\quad$ $(0i_{13/2})^2$ $\quad$ $\frac{1}{\sqrt{2}}(0h_{11/2})^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(0i_{13/2})^2$

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

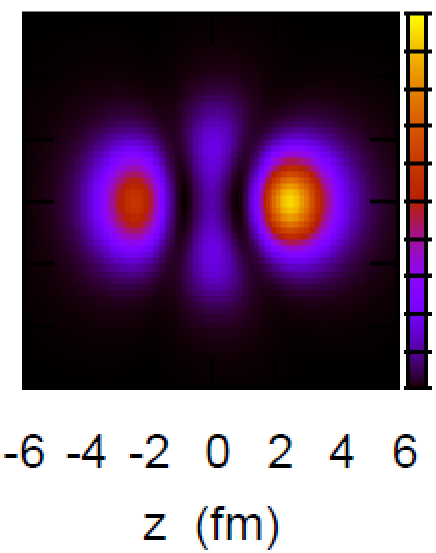


2中性子は空間的に局在（dineutron相関）

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



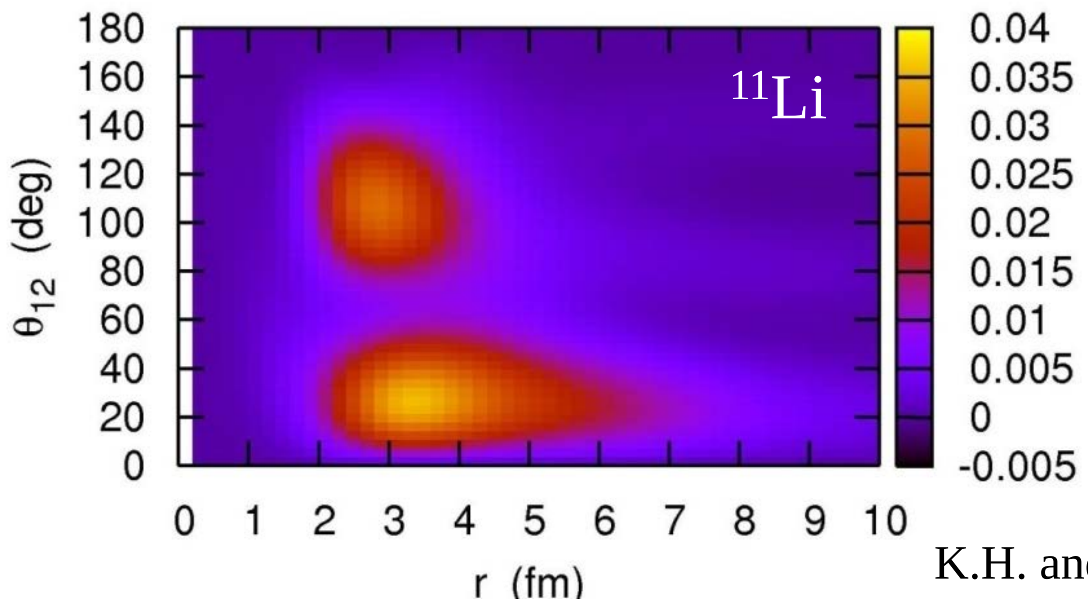
パリティ混合



弱束縛核

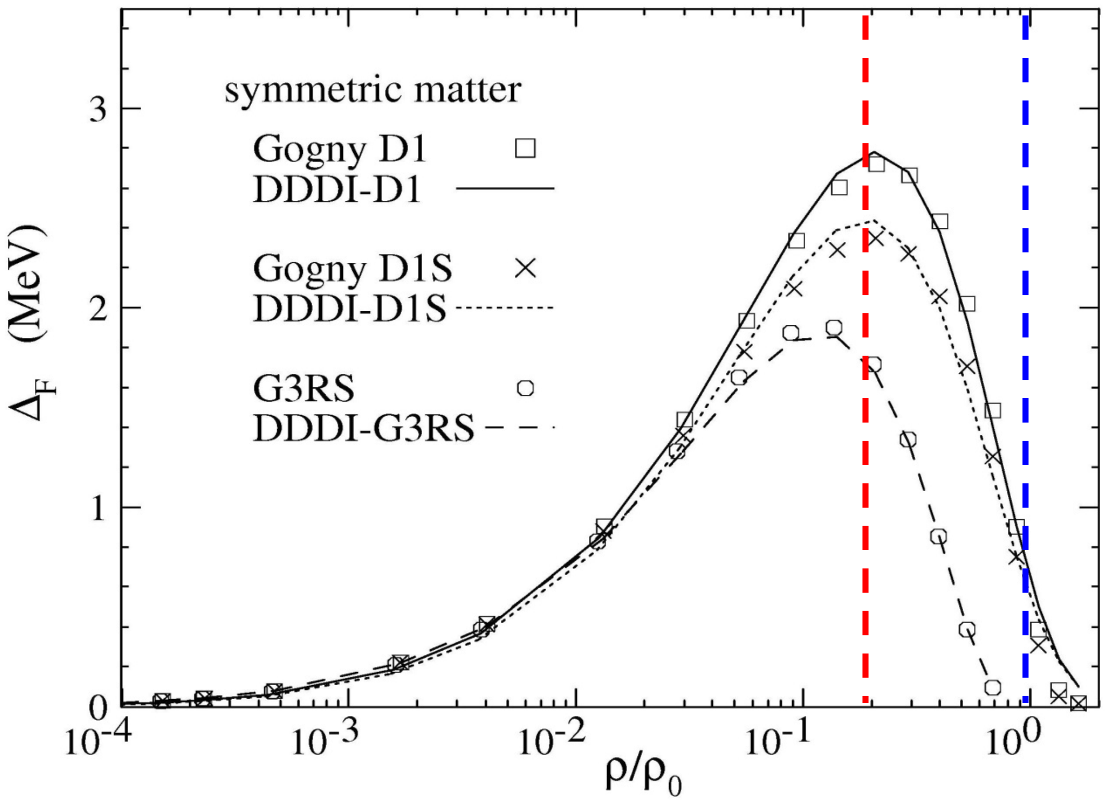
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい
＋ 表面領域における対相関力の増大
→dineutron 相関が増幅される

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

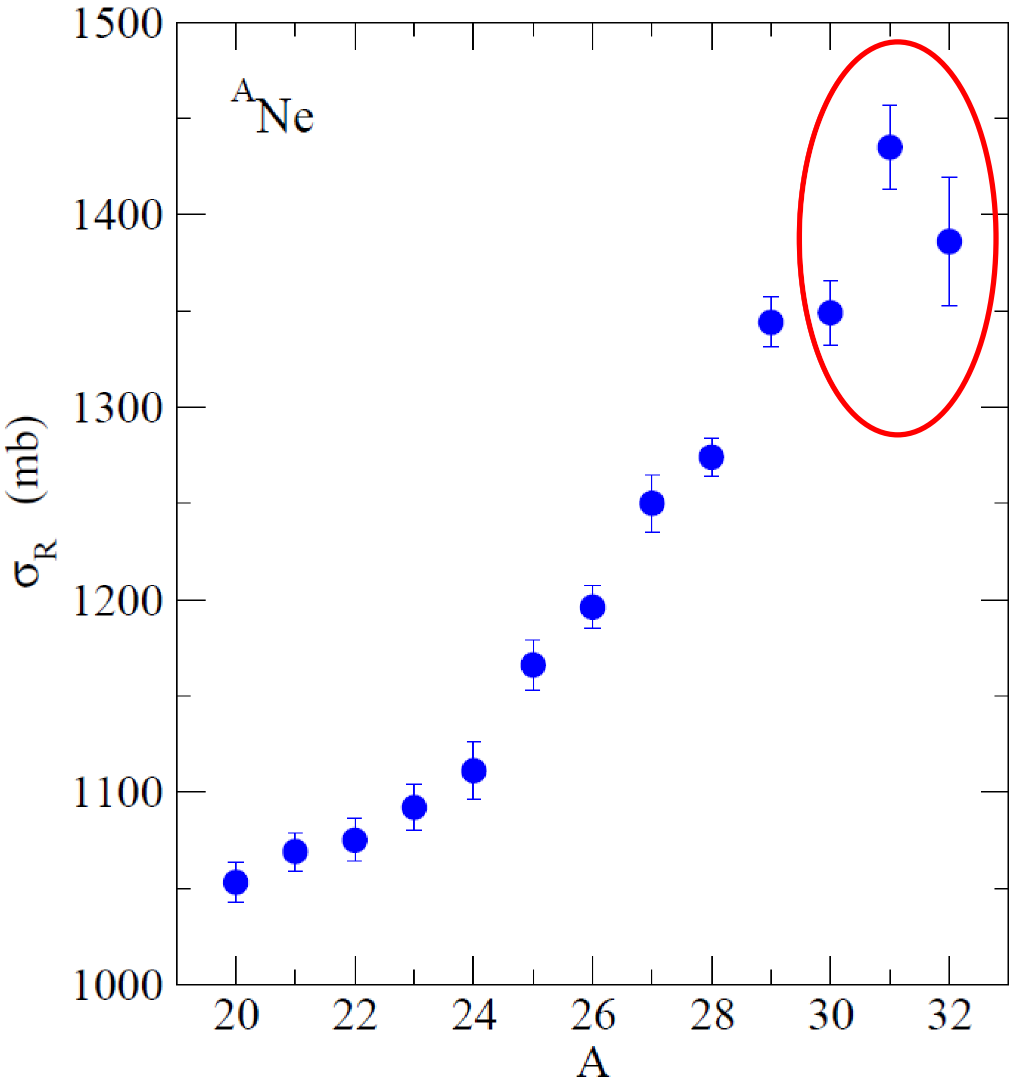
無限核物質の対ギャップ



M. Matsuo, PRC73('06)044309

関連話題：反応断面積の偶奇効果と対相関

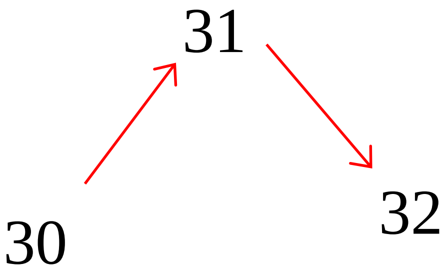
不安定核の反応断面積:しばしば大きな偶奇効果を示す



典型的な例:

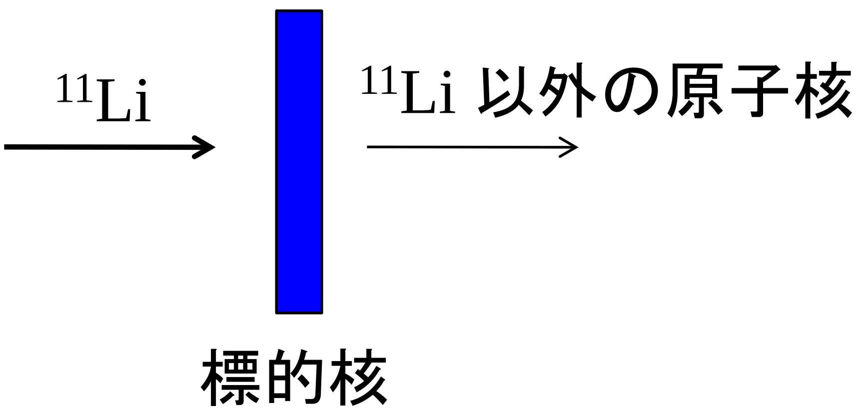
Ne アイソトープの実験データ

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

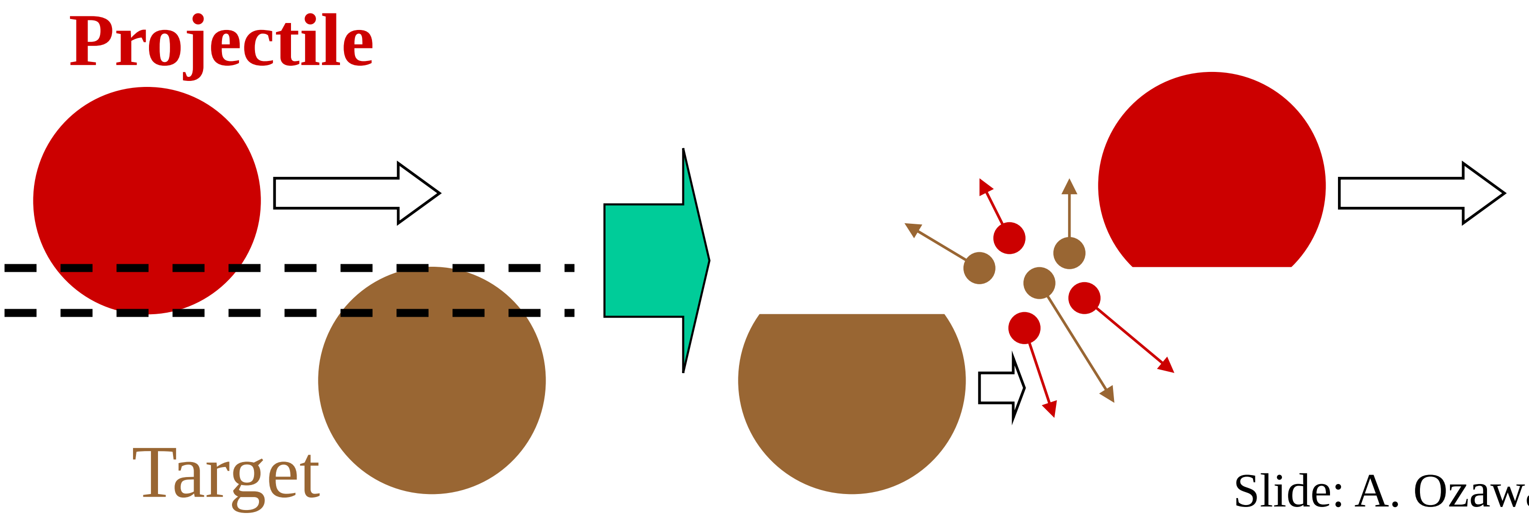


clear odd-even effect

相互作用断面積 ～反応断面積



相互作用断面積 σ_I
= 入射核の N ないしは Zが変化
する断面積



Slide: A. Ozawa

$$\boxed{\sigma_I \sim \pi[R_I(P) + R_I(T)]^2} \longrightarrow R_I(P)$$

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

対相関がある場合:

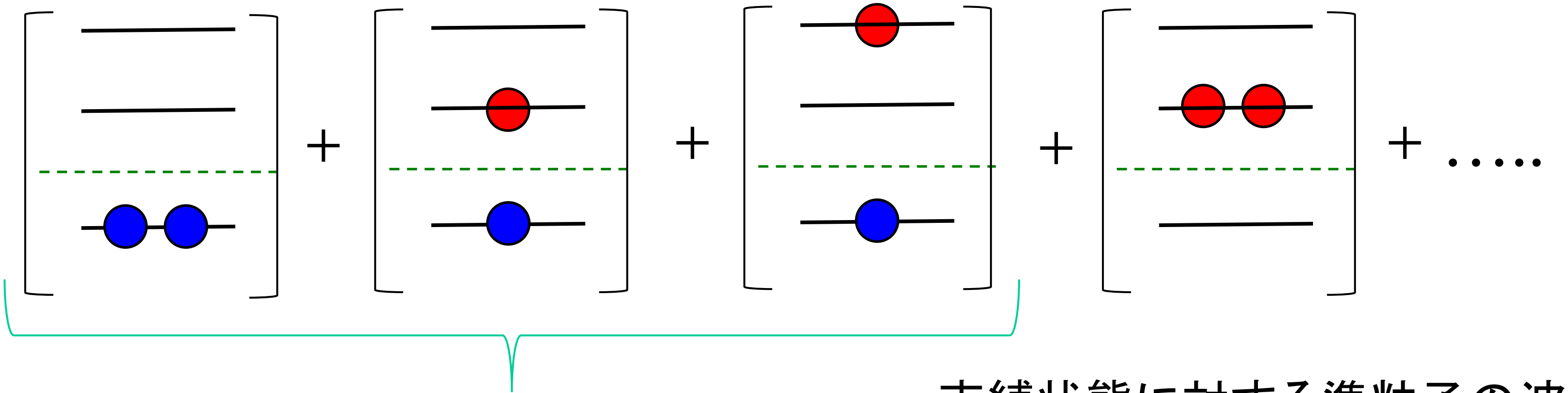
粒子→準粒子

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

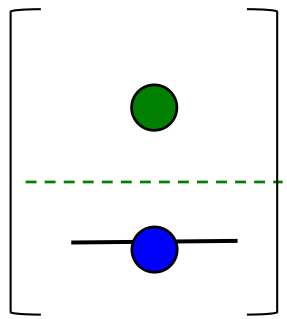
$$E_k \sim \sqrt{(\epsilon-\lambda)^2+\Delta^2} \sim \Delta \qquad (\epsilon, \lambda \rightarrow 0)$$

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

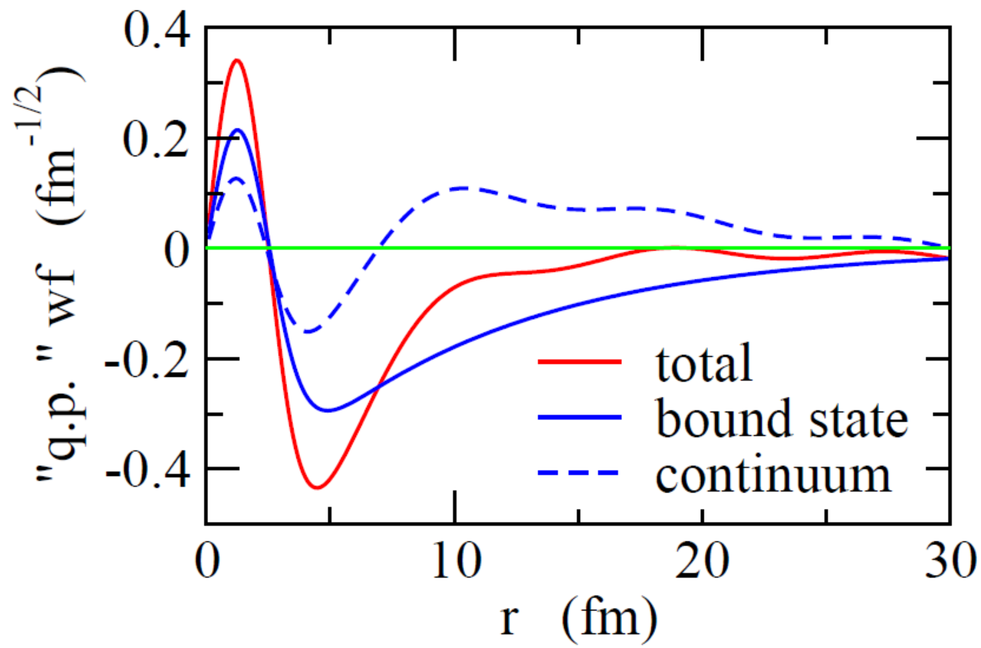
"ペアリング anti-halo 効果"



「準粒子」



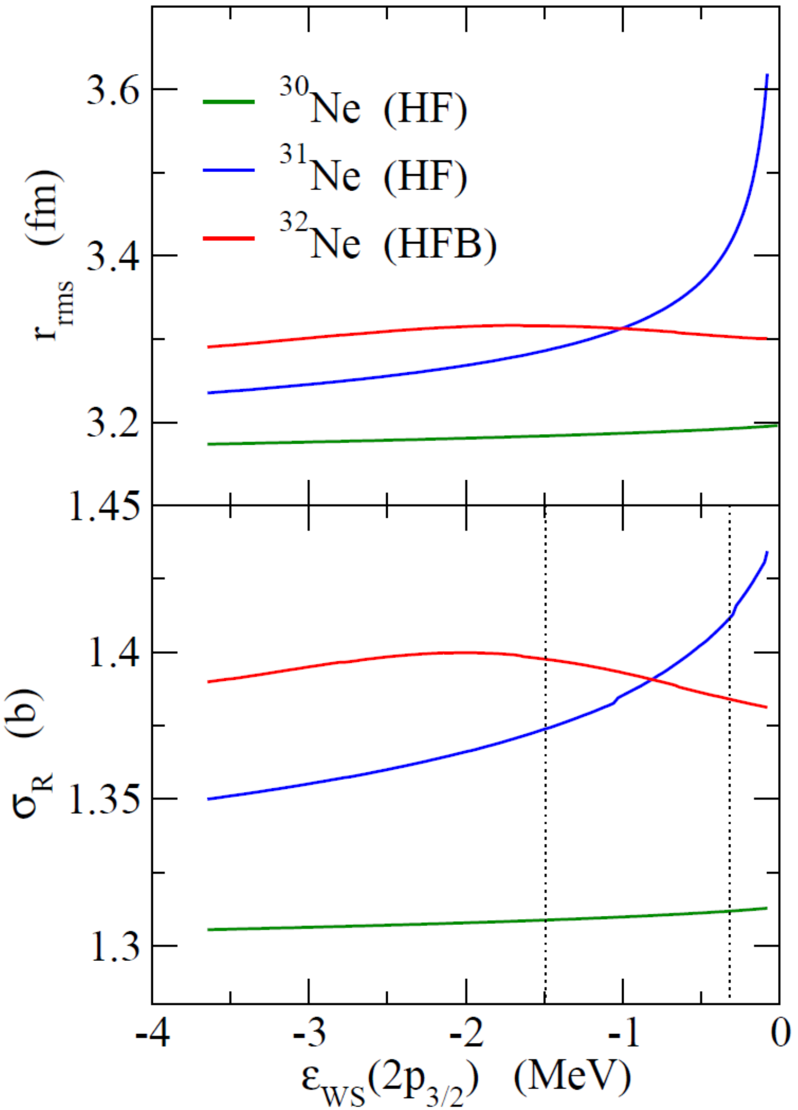
束縛状態に対する準粒子の波動関数



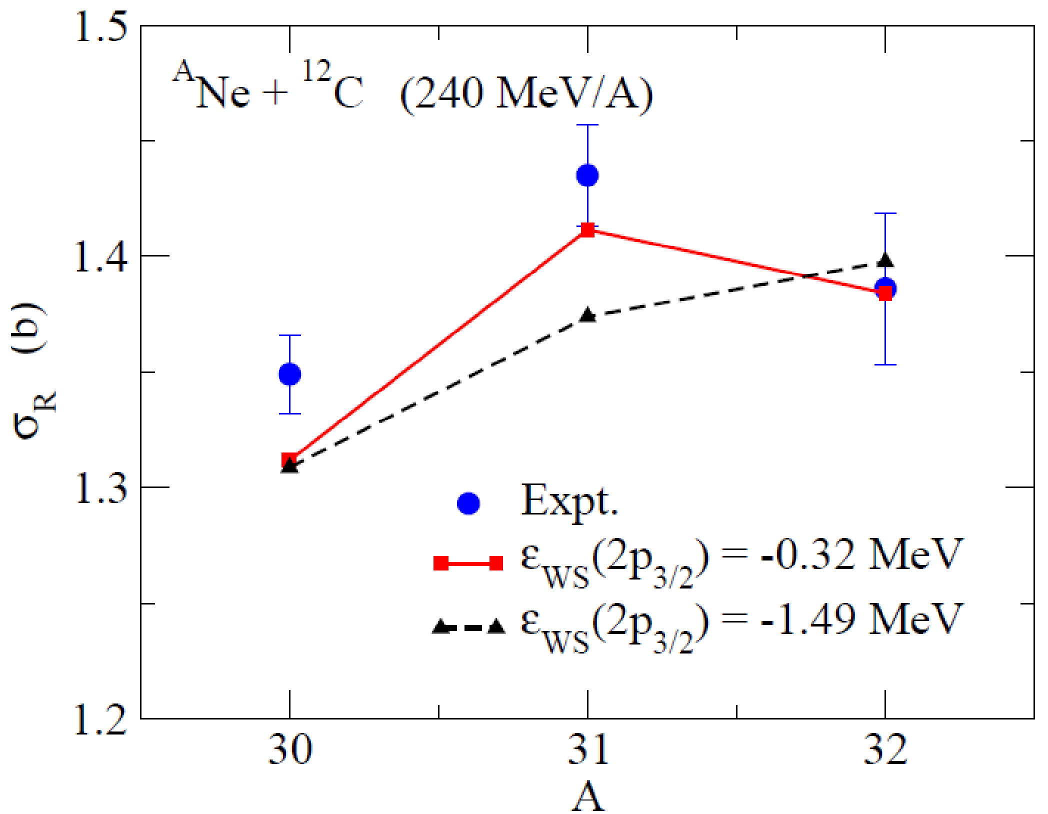
連続状態へコヒーレントに散乱されることにより局在化された波動関数（波束）が形成

K.H. and H. Sagawa,
PRC95 (‘17) 024304

反応断面積の計算:グラウバー理論＋NTG近似(新潟)



K. H. and H. Sagawa,
PRC84('11) 011303(R)



^{30,31,32}Ne の密度：平均場近似

^{12}C の密度：ガウス関数