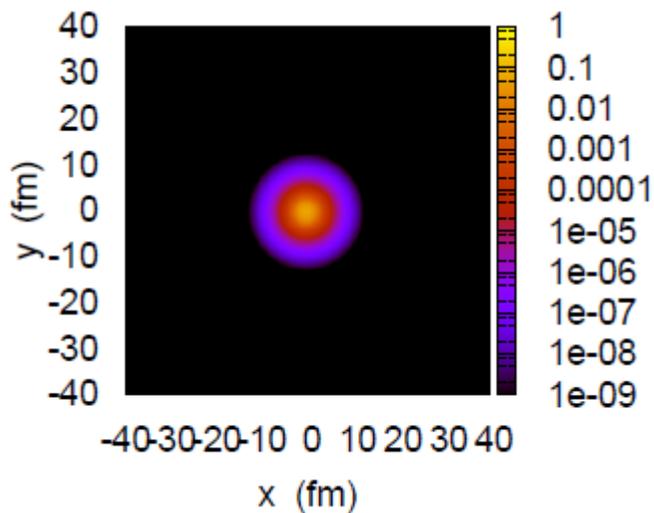
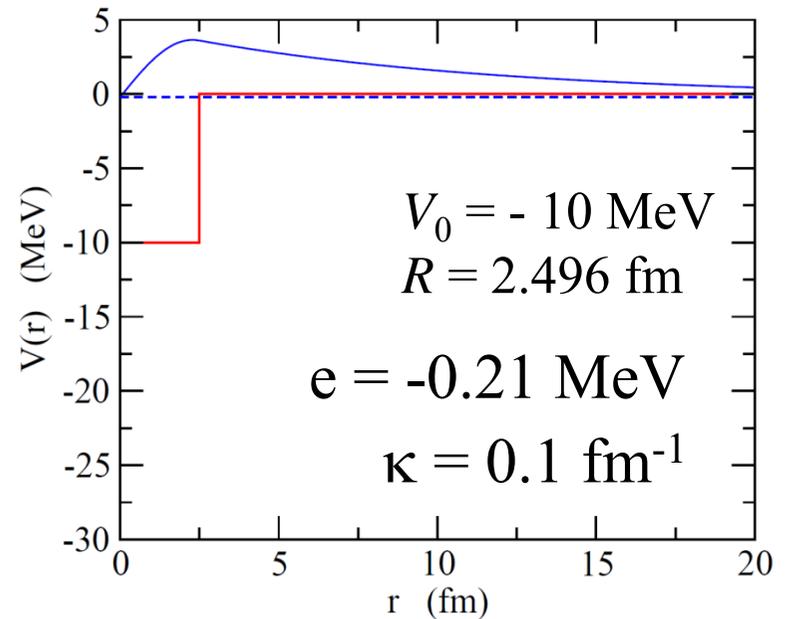
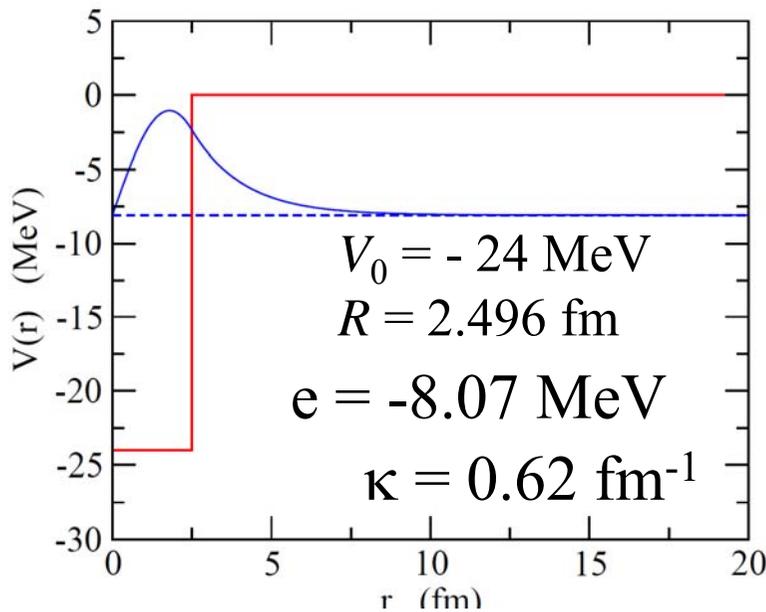
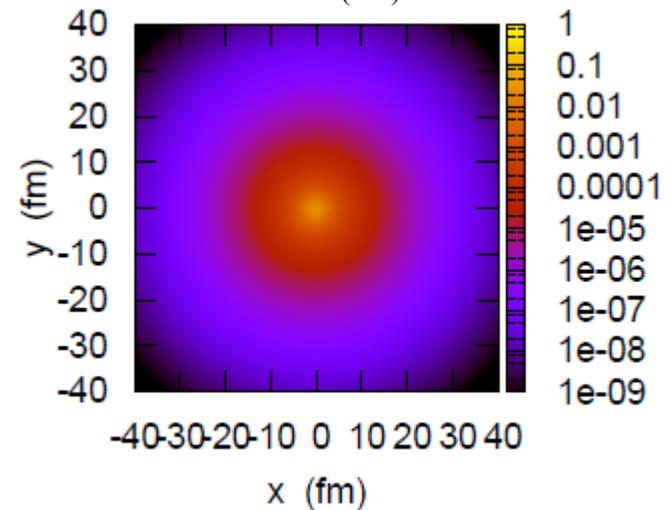


中性子過剰核(弱束縛核)の物理

井戸型ポテンシャル ($l=0$ 束縛状態) $u(r) \sim e^{-\kappa r}$, $\kappa = \sqrt{2m|e|/\hbar^2}$



弱束縛

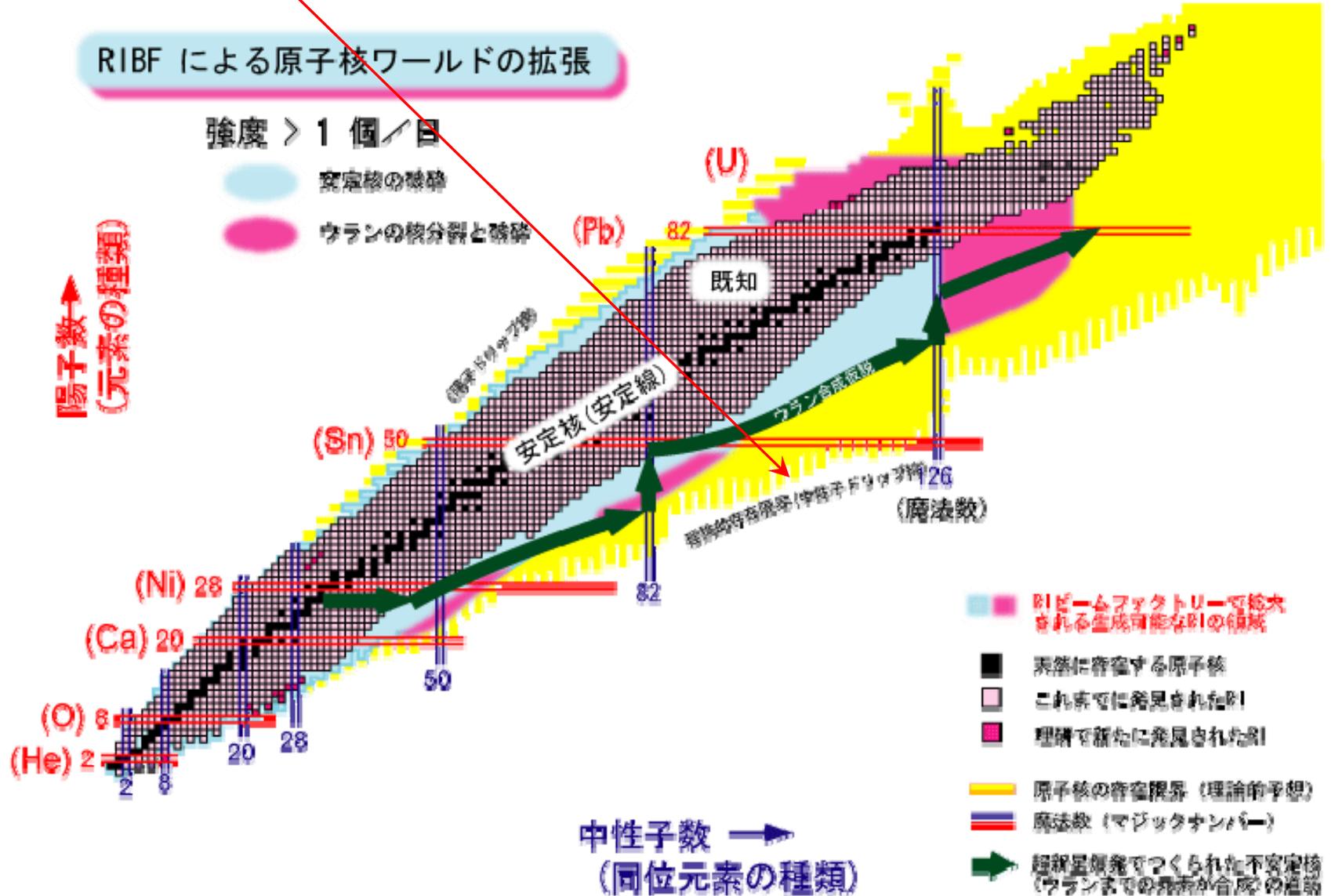


中性子過剰核の物理

ドリップ線近傍の原子核の性質は？

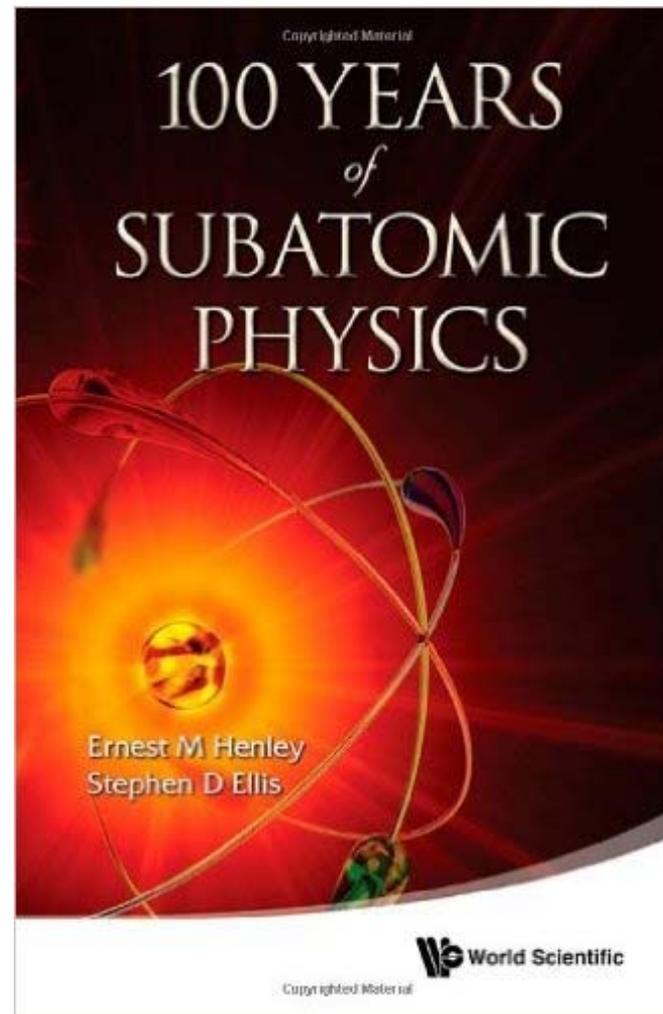
中性子過剰核 = 新物質

中性子ドリップ線





おすすめ



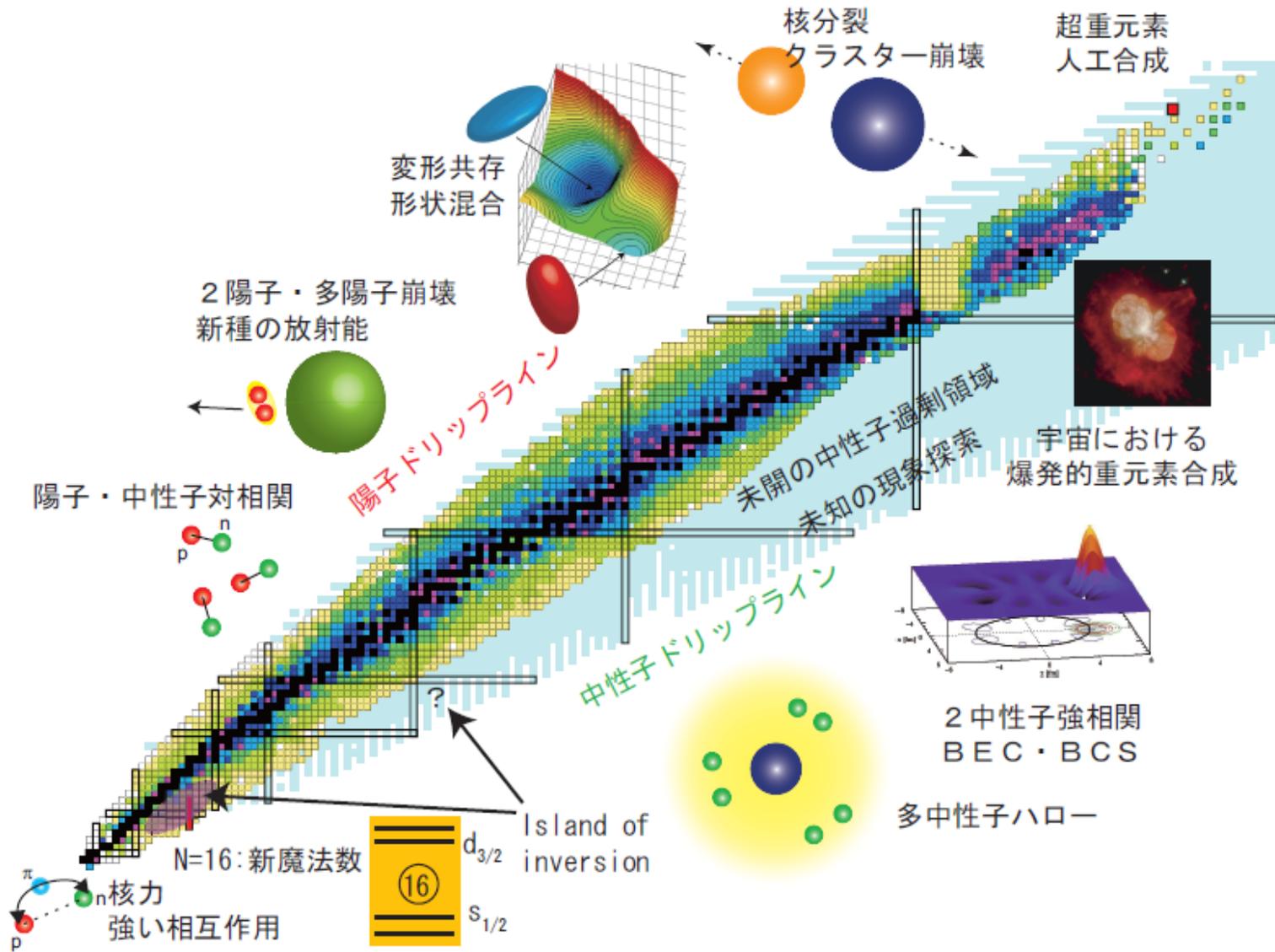
ed. by E.M. Henley and S.D. Ellis (2013)

“Exotic nuclei far from the stability line”
K.H., I. Tanihata, and H. Sagawa

中性子過剰核の物理

ドリップ線近傍の原子核の性質は?

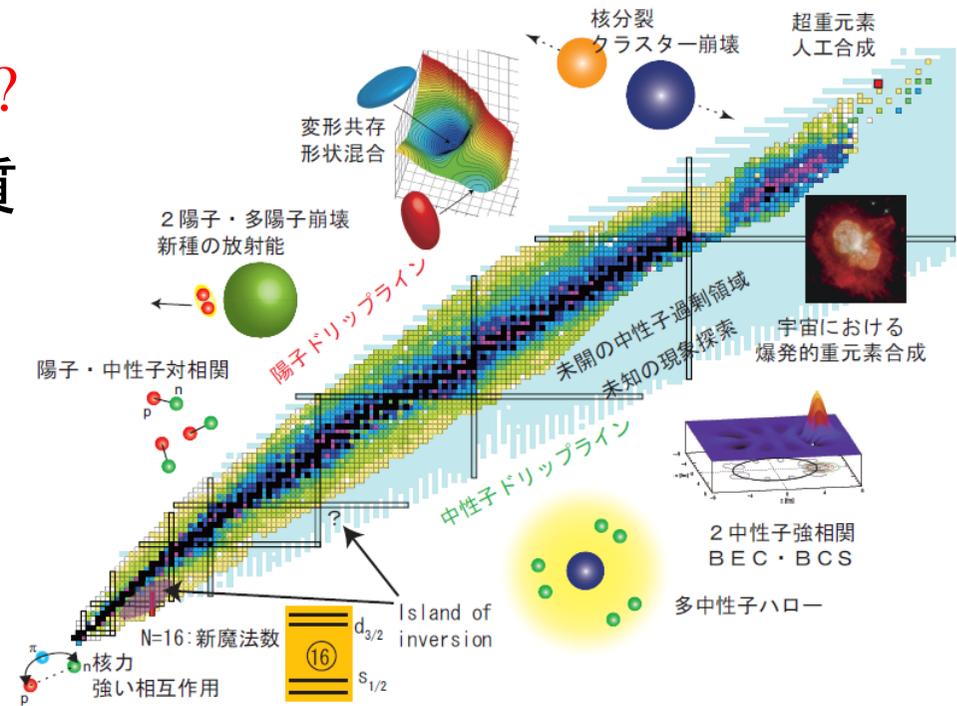
中性子過剰核 = 新物質



中性子過剰核の物理

ドリップ線近傍の原子核の性質は?

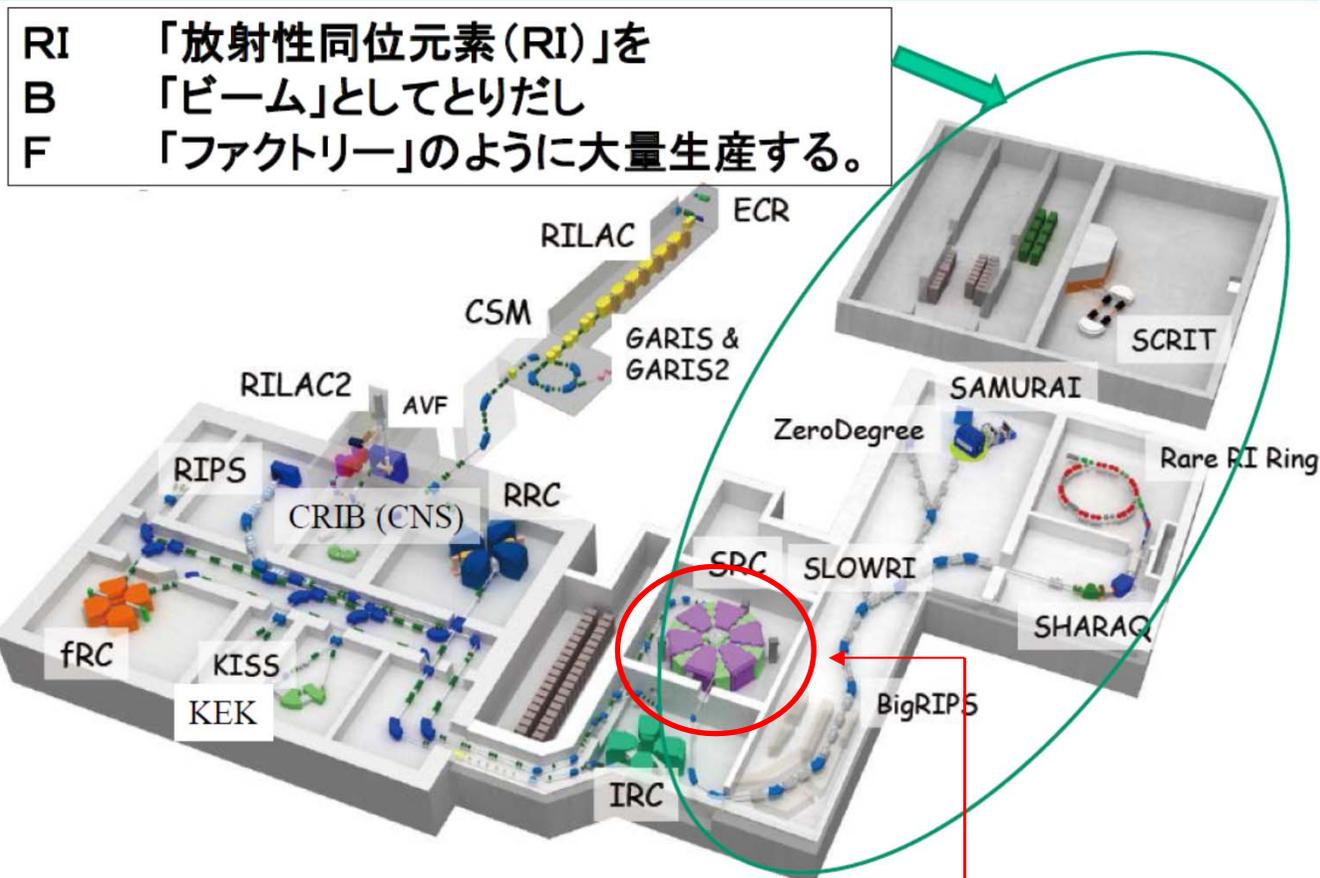
中性子過剰核 = 新物質



- ✓ 陽子・中性子数の人工的制御によって原子核の新しい形態を明らかにする
- ✓ 様々な陽子・中性子密度における核物質の新しい相とダイナミクスを探索する
- ✓ 元素の起源と宇宙の核現象を理解する
- ✓ 超重核に挑戦する
- ✓ 微視的核子多体論を体系化し、未知領域を预言する

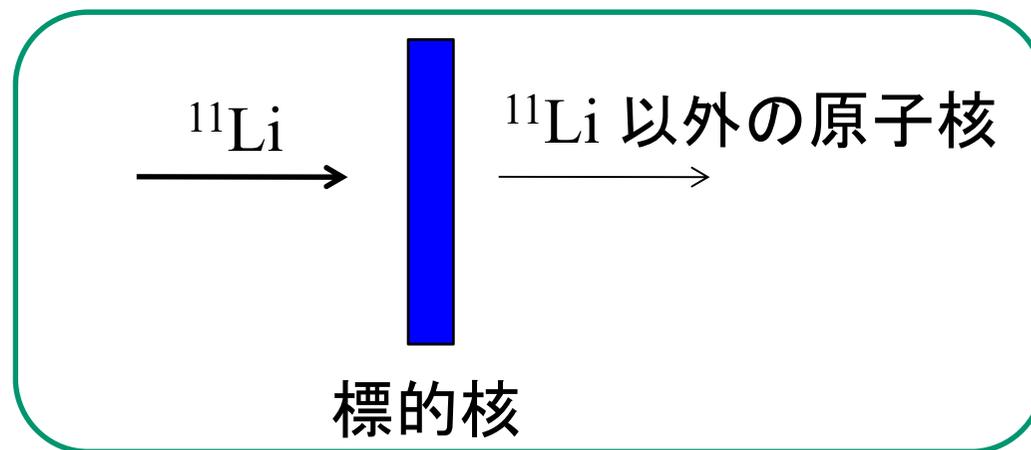
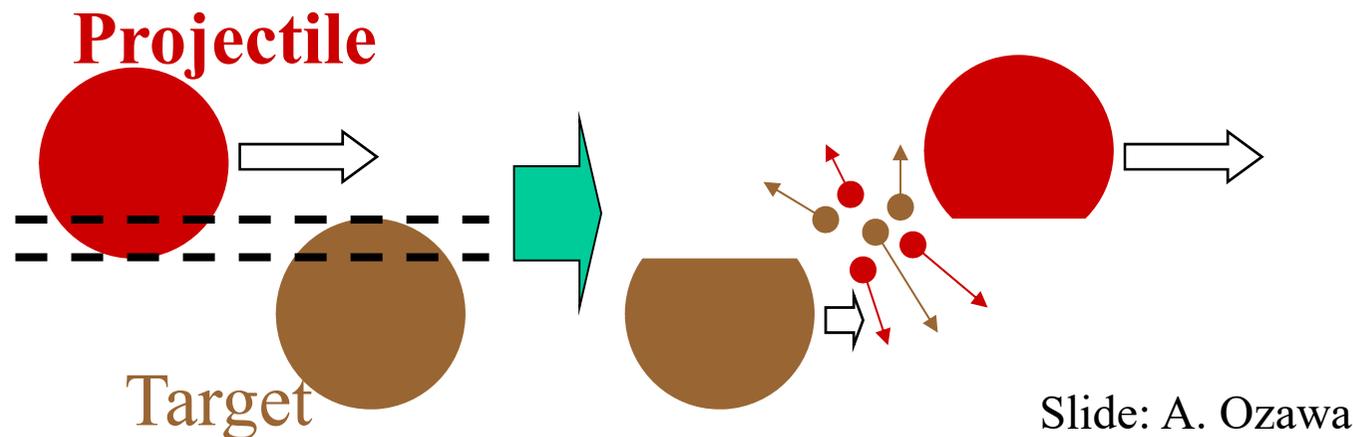
新世代不安定核ビーム施設: 理研 RIBF (Radioactive Isotope Beam Factory)

世界最大強度で不安定核を作り出す施設



- 不安定原子核の物理
- 元素の起源の研究
- 超重元素 (新元素113番) の研究

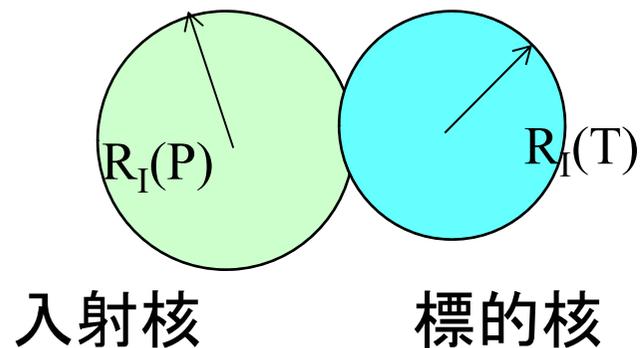
不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)



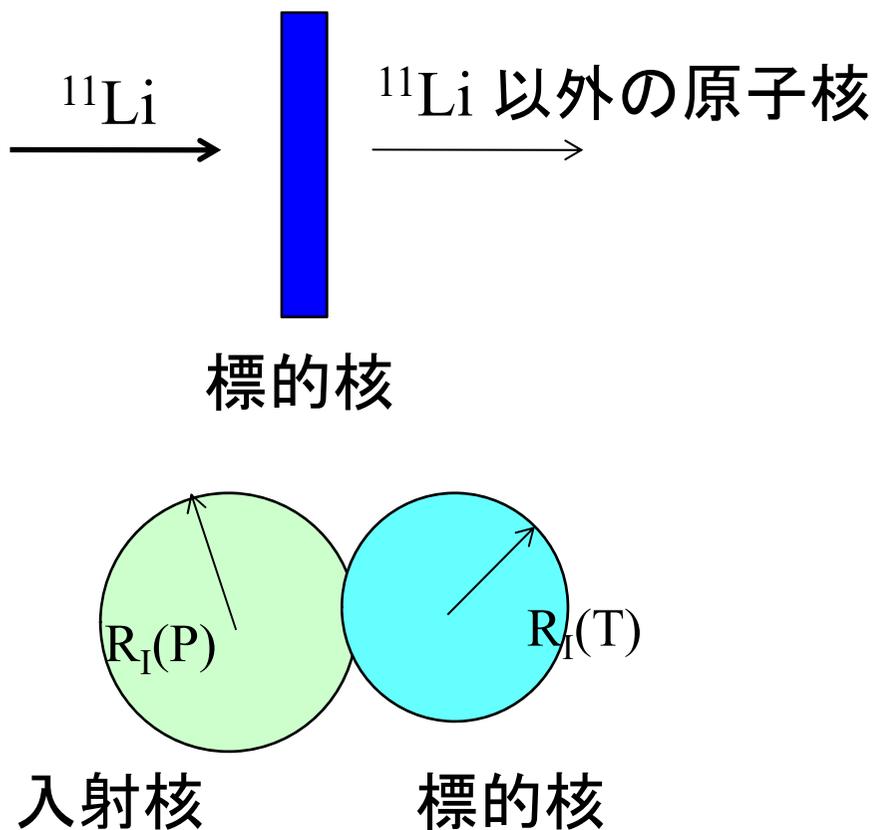
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

$$\sigma_I \sim \pi [R_I(P) + R_I(T)]^2$$

→ $R_I(P)$



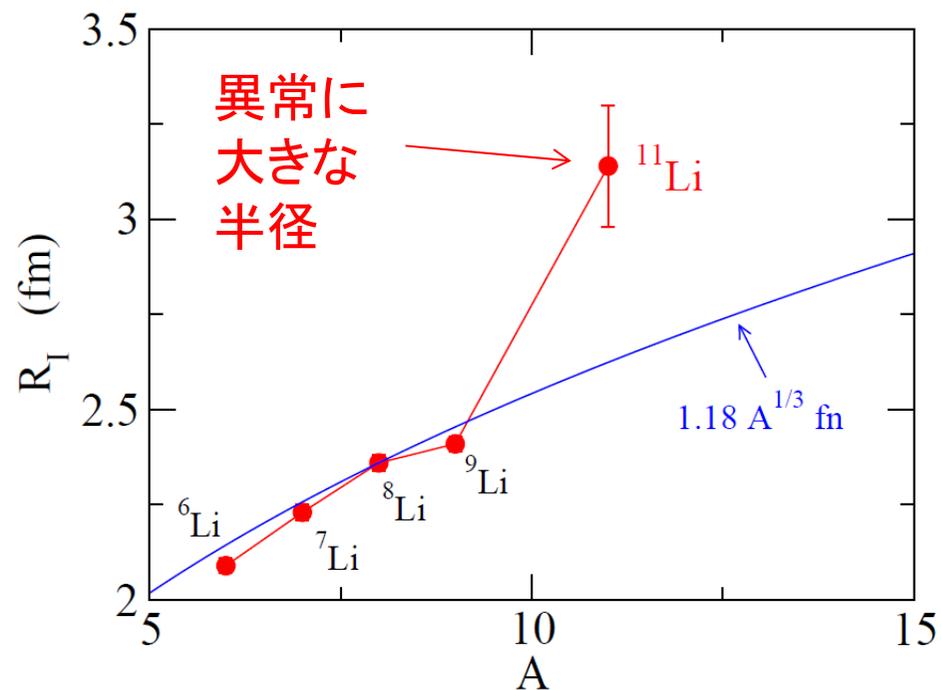
不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)



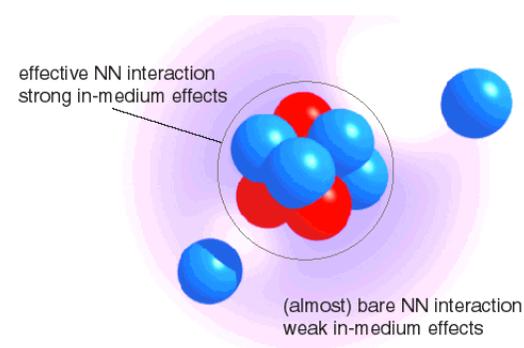
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

$$\sigma_I \sim \pi [R_I(P) + R_I(T)]^2$$

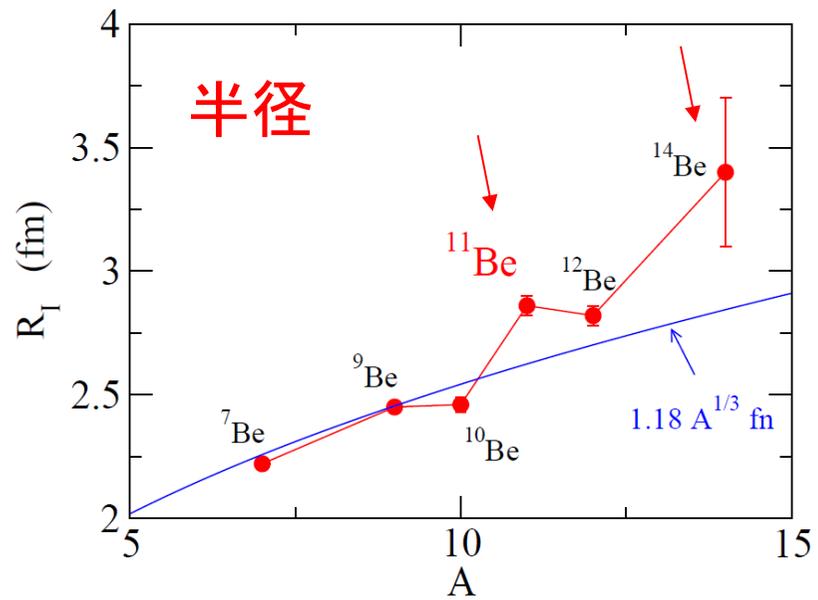
$$\longrightarrow R_I(P)$$



I. Tanihata et al., PRL55('85)2676



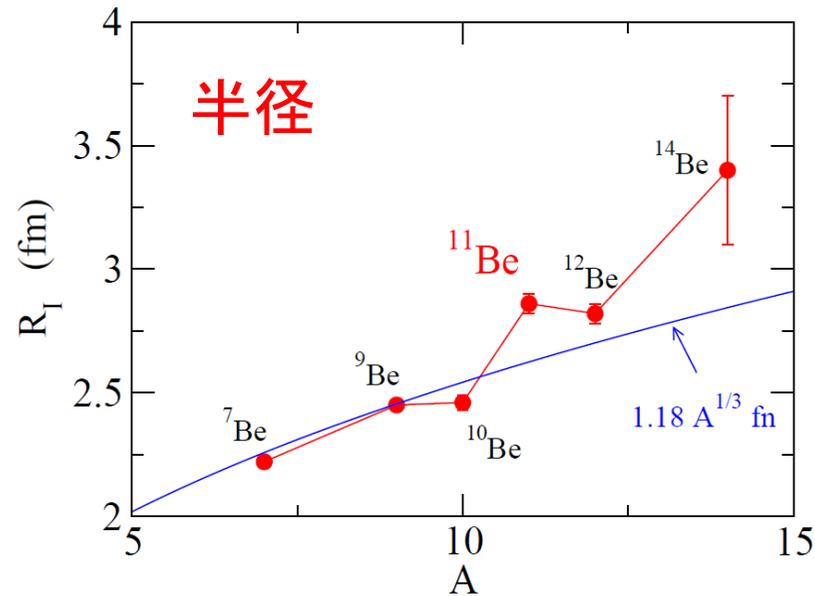
Beアイソトープでも



I. Tanihata et al.,
PRL55('85)2676; PLB206('88)592

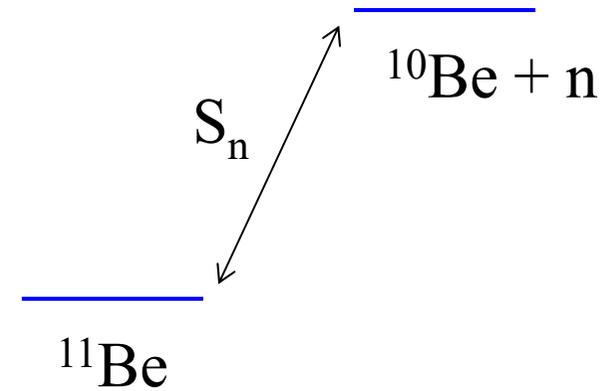
1 中性子ハロ一核

典型的な例： $^{11}_4\text{Be}_7$



I. Tanihata et al.,
PRL55('85)2676; PLB206('88)592

1 中性子分離エネルギー



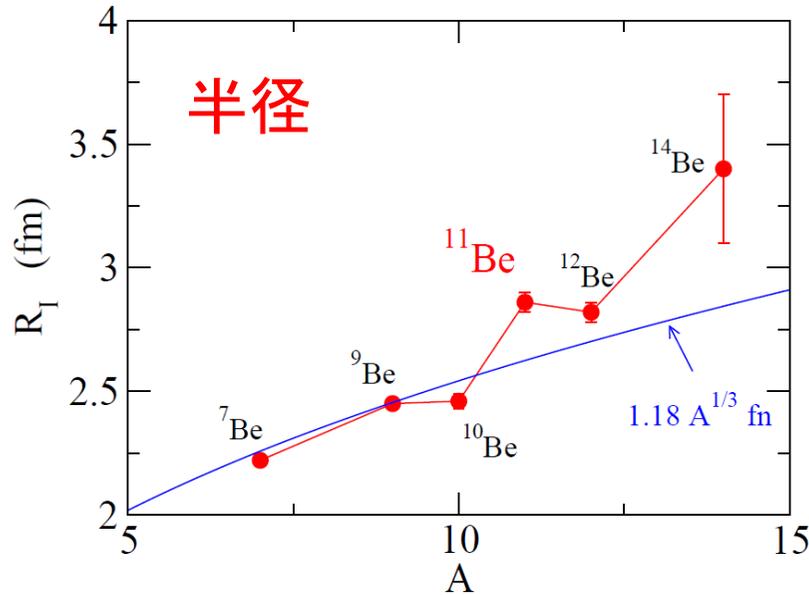
$$S_n = 504 \pm 6 \text{ keV}$$

非常に小さい

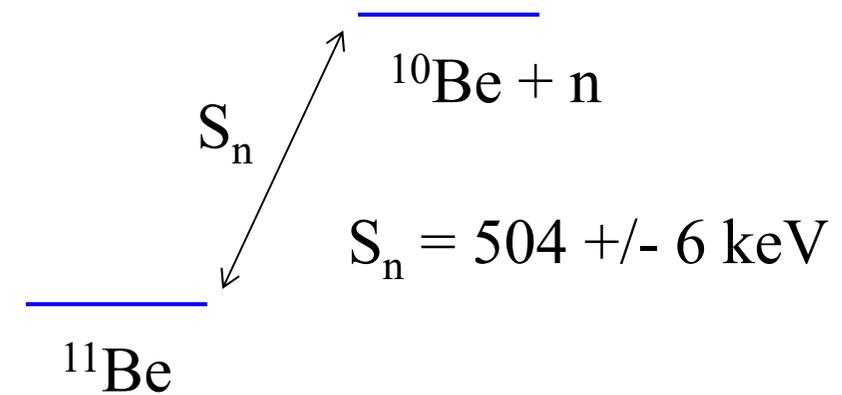
ちなみに ^{13}C では、
 $S_n = 4.95 \text{ MeV}$

1 中性子ハロー核

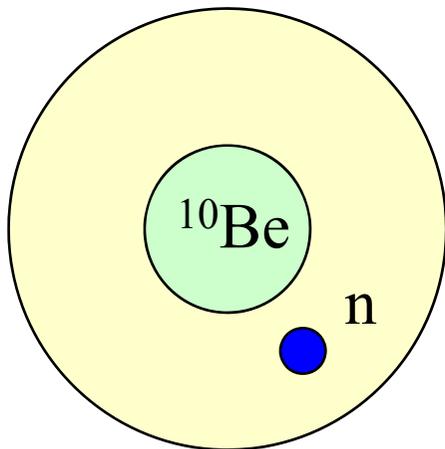
典型的な例： $^{11}_4\text{Be}_7$



1 中性子分離エネルギー



解釈： ^{10}Be のまわりに1つの中性子が弱く束縛され薄く広がっている



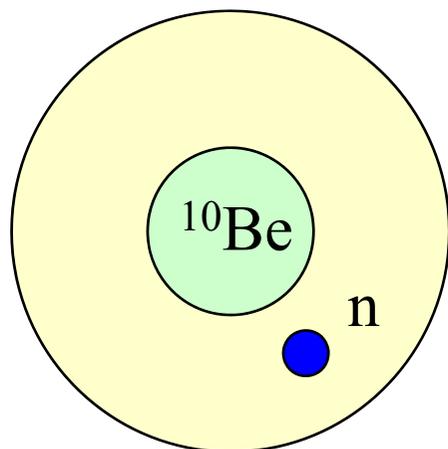
$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \quad \kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

弱く束縛された系



密度分布の空間的広がり(ハロー構造)

解釈： ^{10}Be のまわりに1つの中性子が弱く束縛され薄く広がっている



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

弱く束縛された系

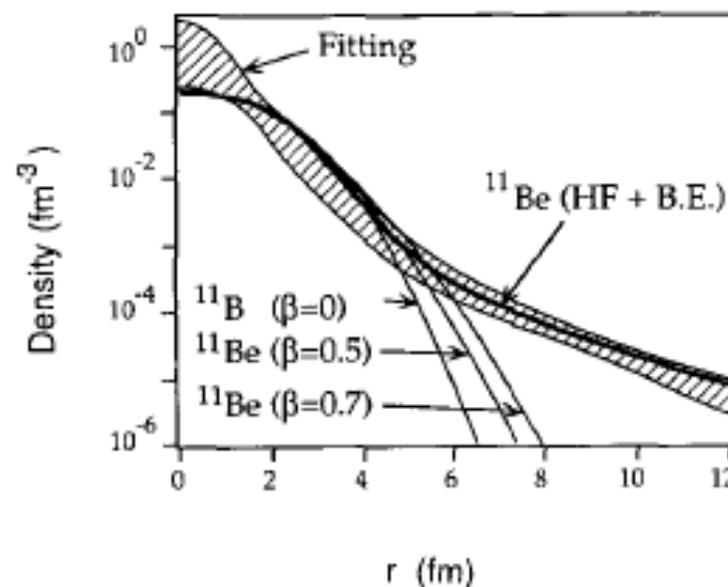


密度分布の空間的広がり(ハロー構造)

反応断面積の実験値を説明する
密度分布

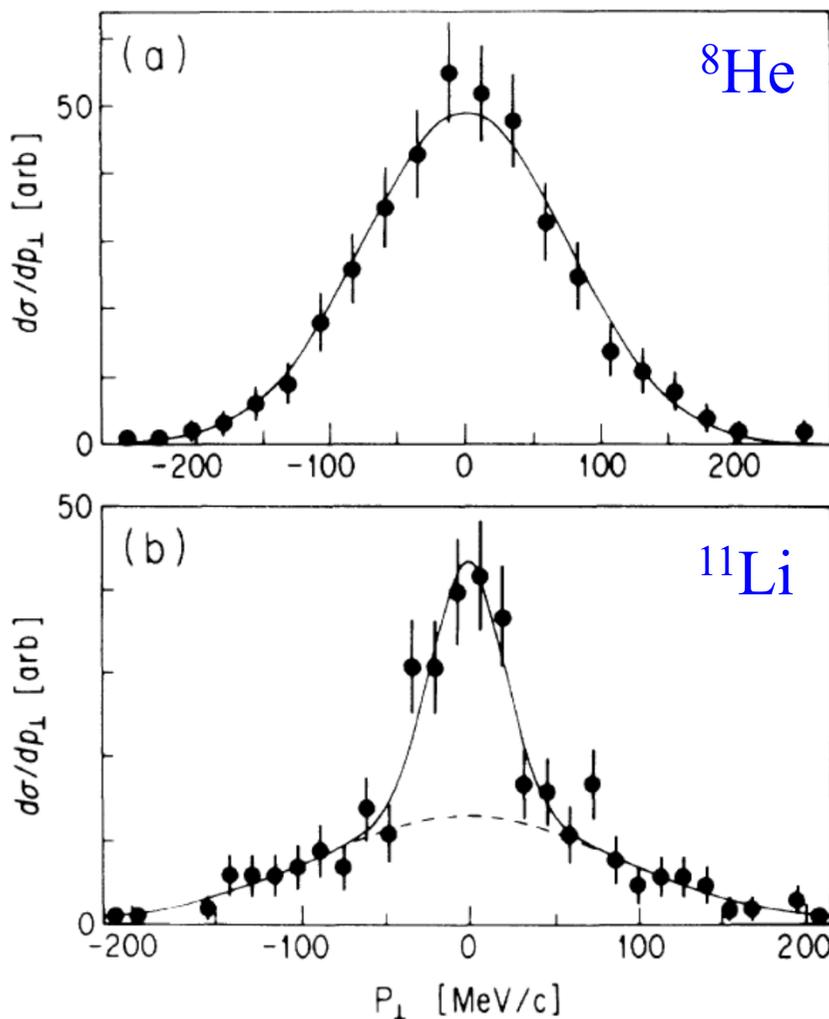


月暈(月のまわりに広がる
薄い輪。ハロー。)



M. Fukuda et al., PLB268('91)339

運動量分布(不確定性関係)



$S_{2n} \sim 2.1 \text{ MeV}$

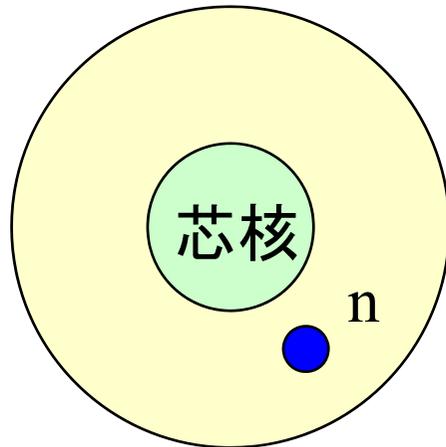
$S_{2n} \sim 300 \text{ keV}$

束縛が弱くなり空間的に広がると運動量分布が狭くなる

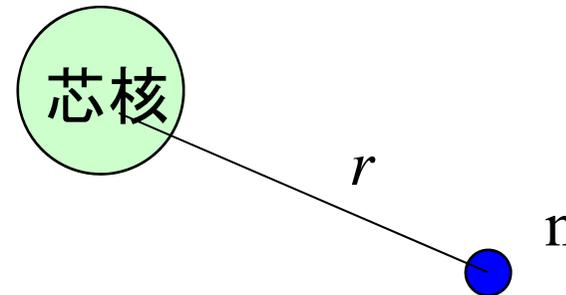
↔ 中性子ハロー

FIG. 1. Transverse-momentum distributions of (a) ${}^6\text{He}$ fragments from reaction ${}^8\text{He} + \text{C}$ and (b) ${}^9\text{Li}$ fragments from reaction ${}^{11}\text{Li} + \text{C}$. The solid lines are fitted Gaussian distributions. The dotted line is a contribution of the wide component in the ${}^9\text{Li}$ distribution.

一粒子運動の性質: 束縛状態



芯核と中性子でできる2体問題と近似



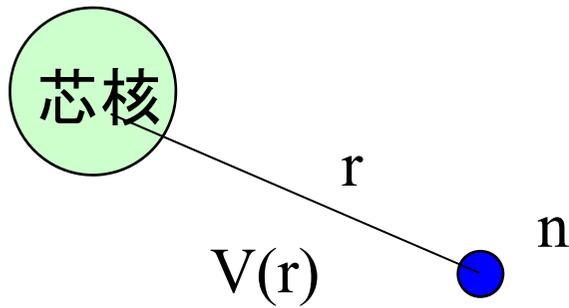
相対距離 r の関数として球対称ポテンシャル $V(r)$ を仮定。

cf. 平均場ポテンシャル:

$$V(r) \sim \int v(r, r') \rho(r') dr'$$

相対運動のハミルトニアン

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r)$$

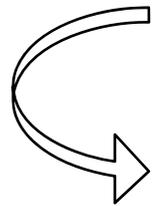


相対運動のハミルトニアン

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)$$

簡単のためスピン軌道相互作用はないとすると(l_s 力がなくても本質は変わらない)

$$\psi_{lm}(r) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\hat{r})$$



$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - \epsilon_l \right] u_l(r) = 0$$

境界条件(束縛状態):

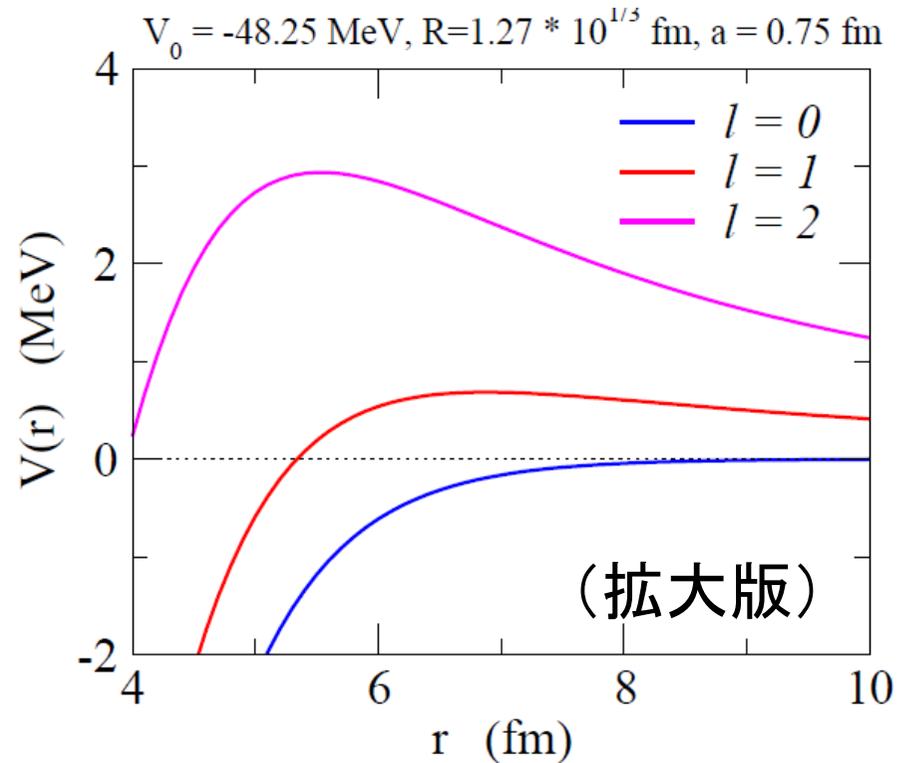
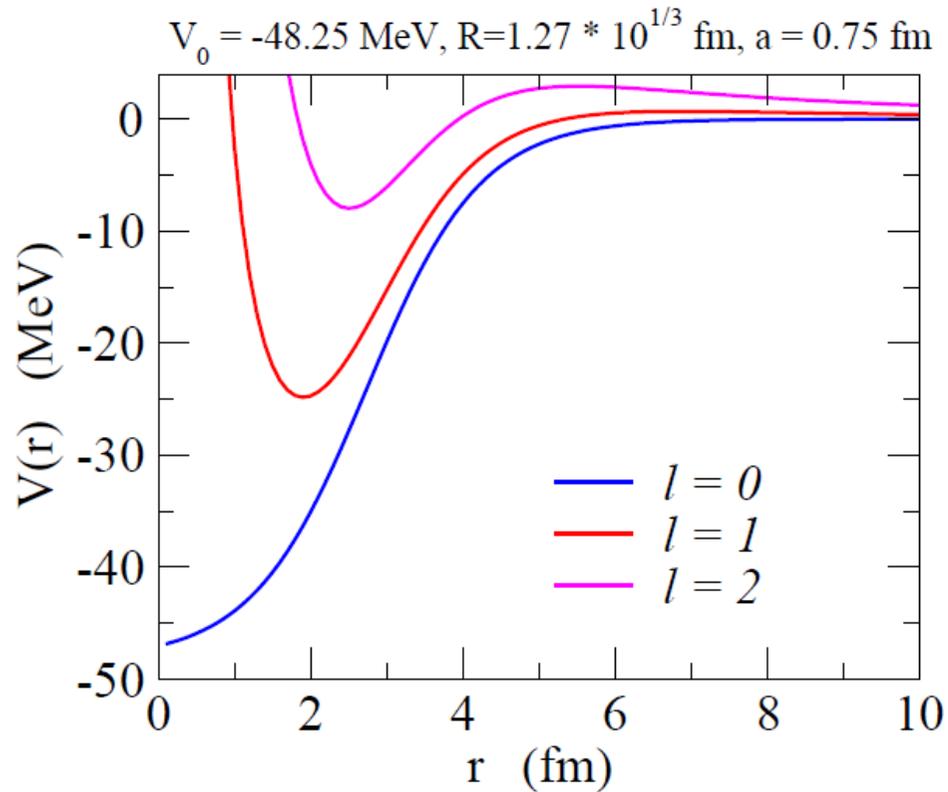
$$\begin{aligned} u_l(r) &\sim r^{l+1} && (r \sim 0) \\ &\rightarrow e^{-\kappa r} && (r \rightarrow \infty) \end{aligned}$$

* 正確には modified 球ベッセル関数

角運動量とハロー現象

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - \epsilon_l \right] u_l(r) = 0$$

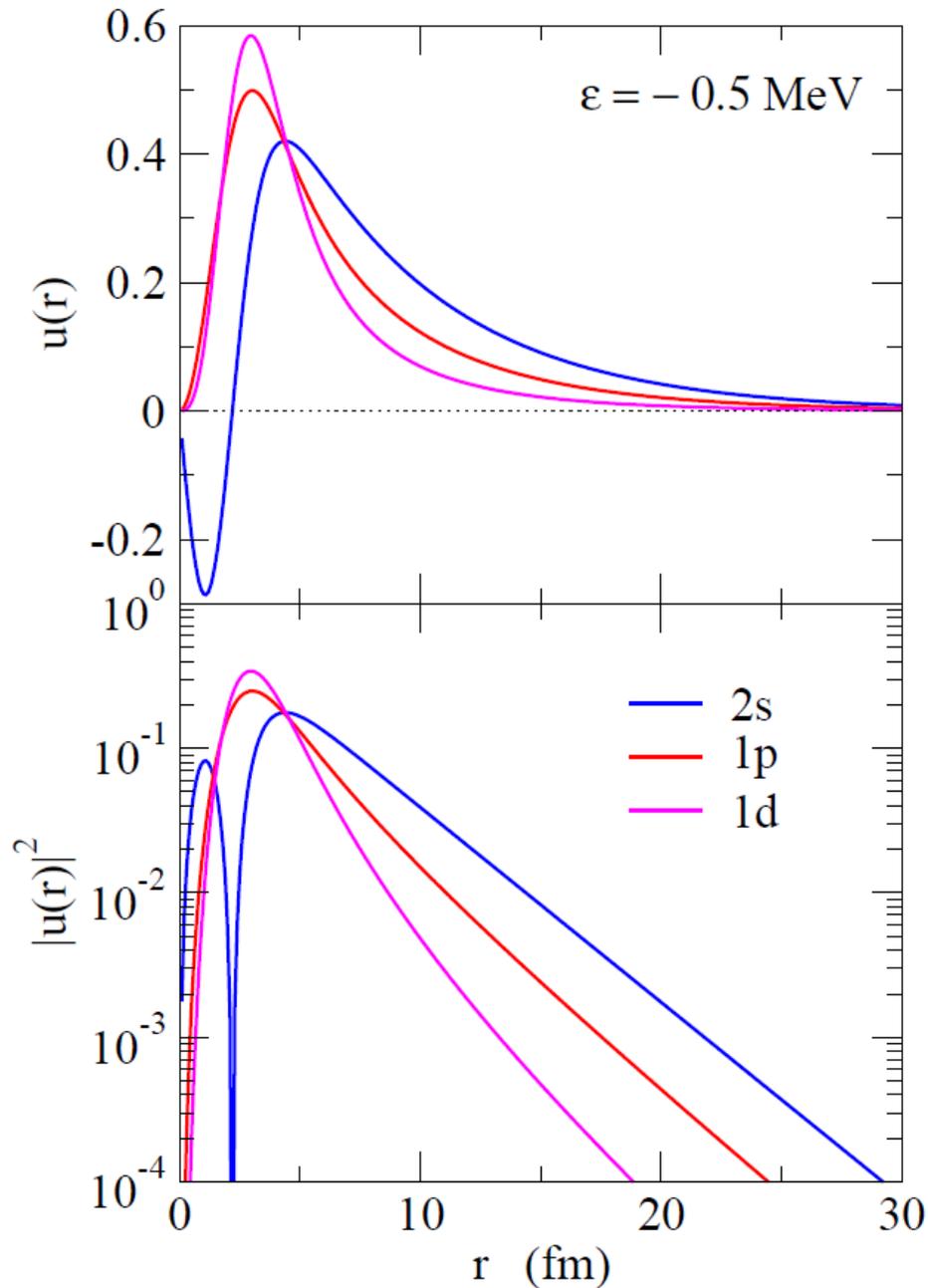
遠心力ポテンシャル



遠心力障壁の高さ: 0 MeV ($l = 0$), 0.69 MeV ($l = 1$), 2.94 MeV ($l = 2$)

波動関数

$\epsilon = -0.5 \text{ MeV}$ となるように各 l ごとに V_0 を調整



$l = 0$:長いテール

$l = 2$:局在

$l = 1$:その中間

平均2乗半径:

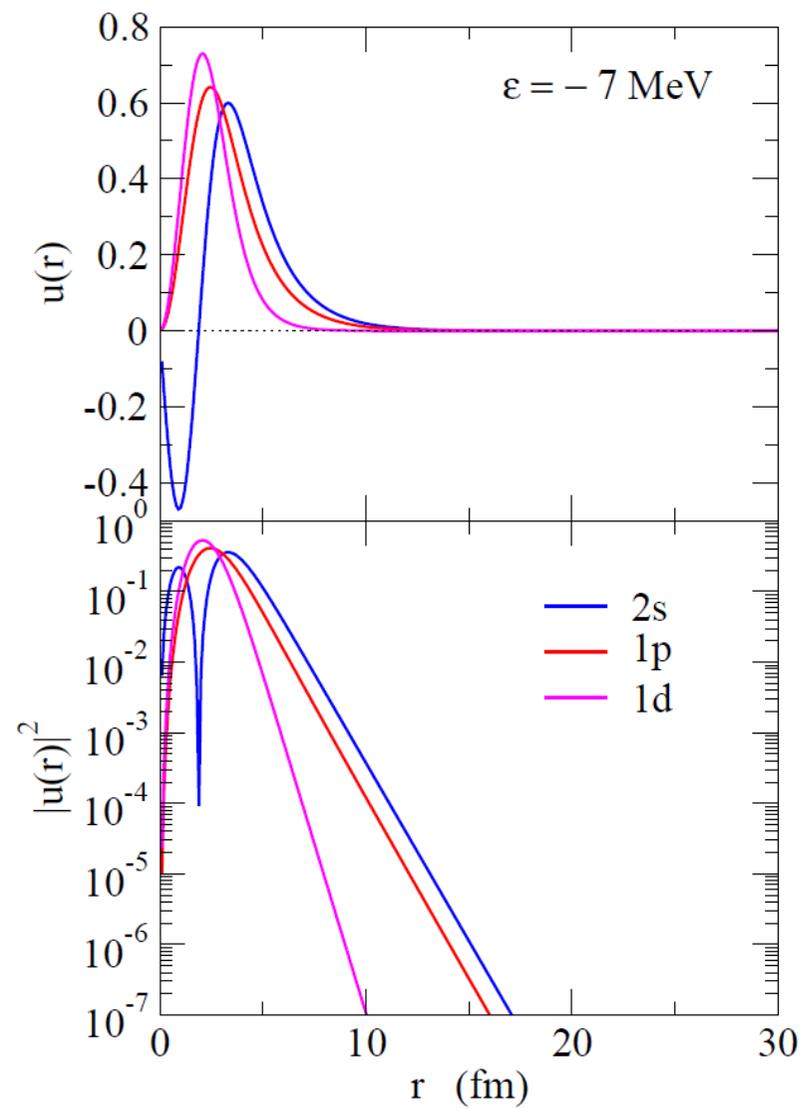
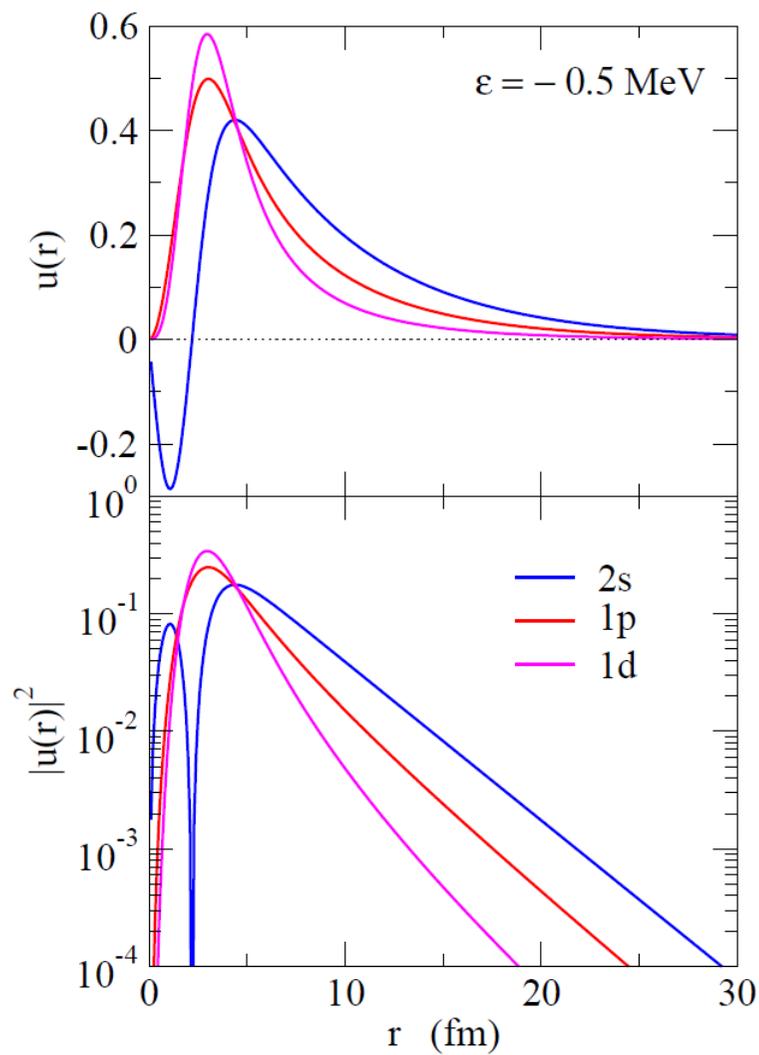
$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\int_0^\infty dr r^2 u_l(r)^2}$$

7.17 fm ($l = 0$)

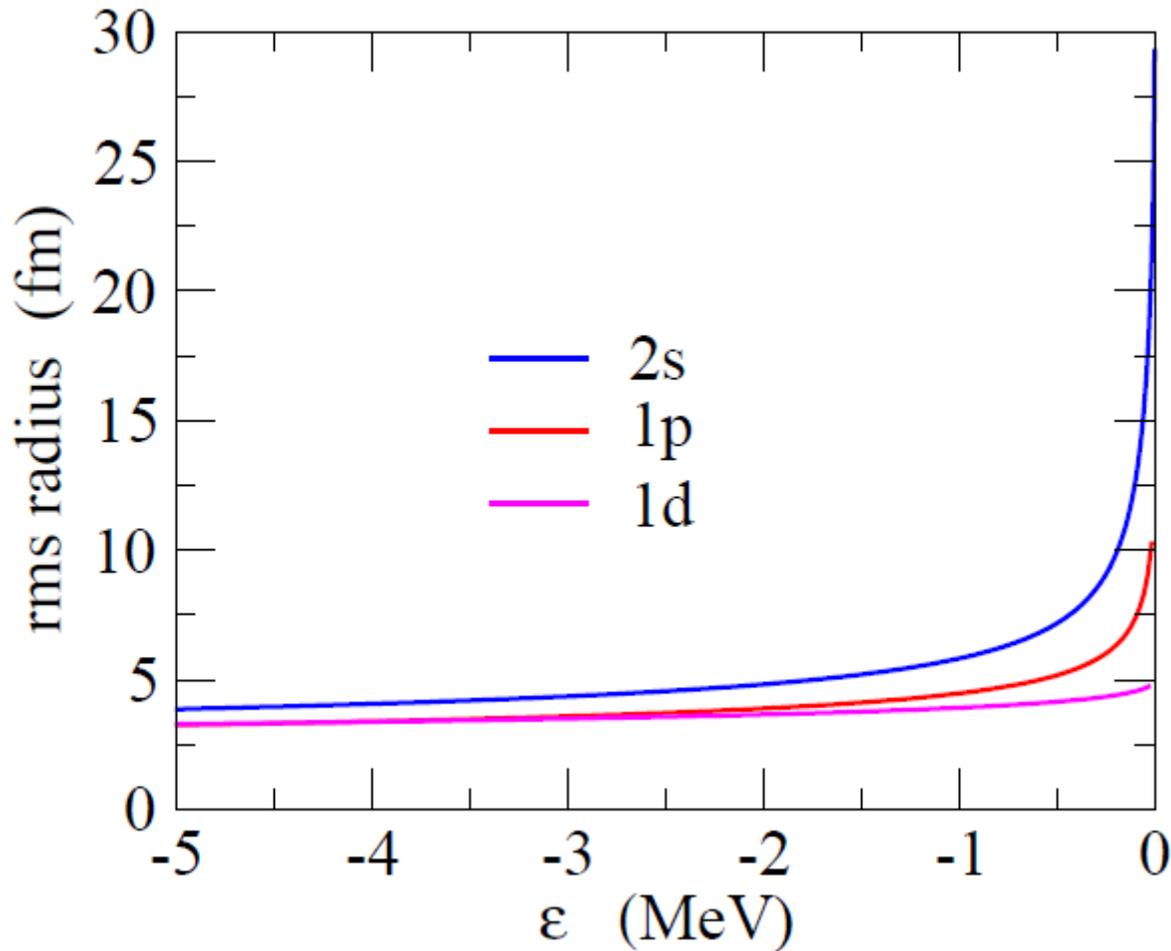
5.17 fm ($l = 1$)

4.15 fm ($l = 2$)

波動関数



$$\langle r^2 \rangle \propto \begin{cases} 1/|\epsilon_0| & (l=0) \\ 1/\sqrt{|\epsilon_1|} & (l=1) \\ \text{const.} & (l=2) \end{cases}$$



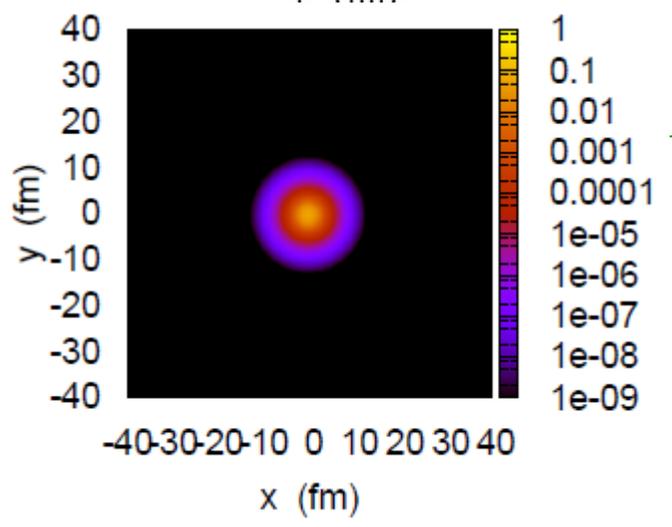
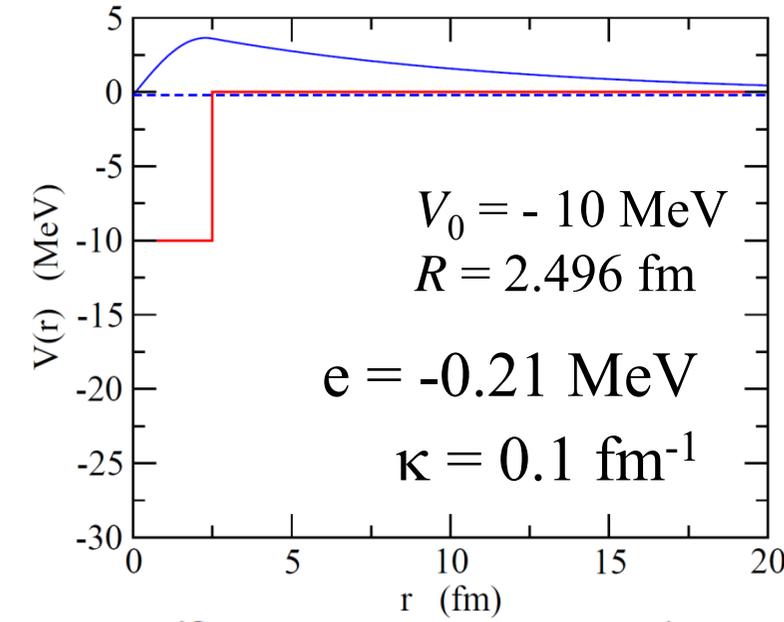
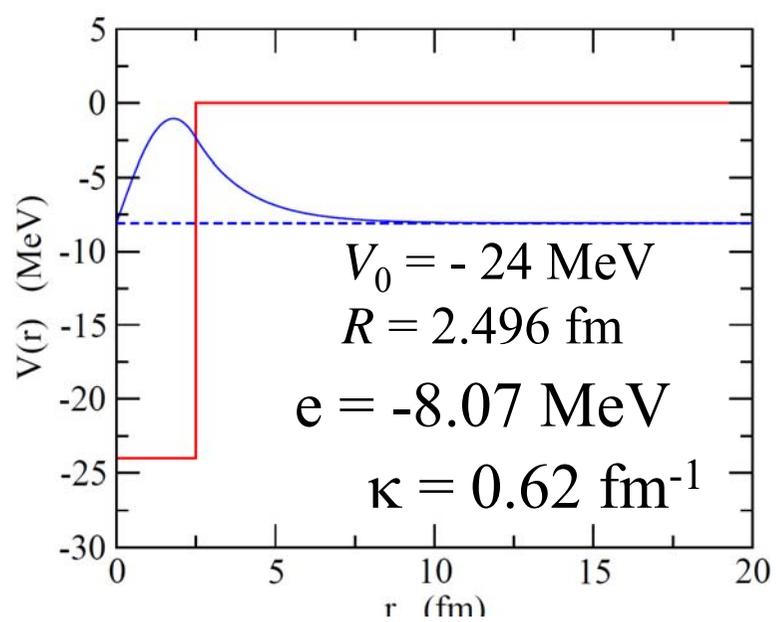
↓

半径は $l=0,1$ では発散
(ゼロ・エネルギー極限)

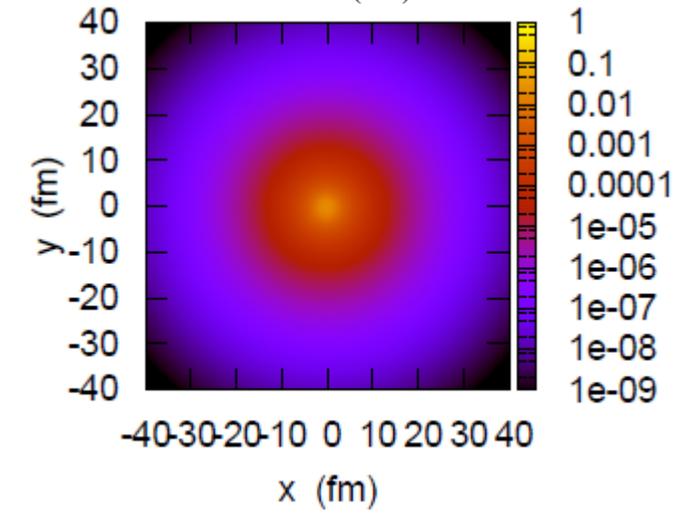
↓

ハロー(異常に大きい
半径)は $l=0$ or 1 で
のみおこる

井戸型ポテンシャル ($l=0$ 束縛状態) $u(r) \sim e^{-\kappa r}$, $\kappa = \sqrt{2m|e|/\hbar^2}$

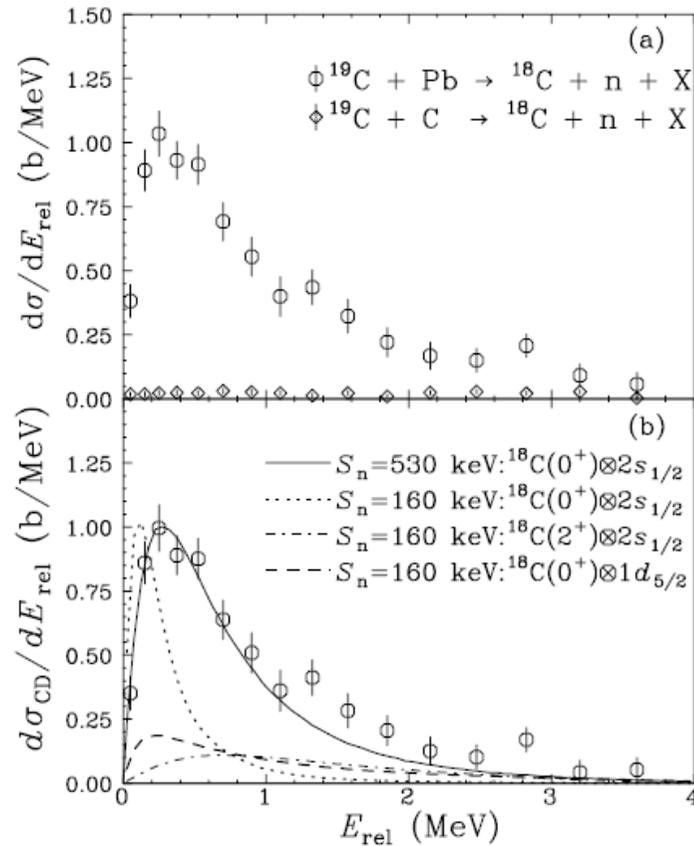


弱束縛



1n ハロ一核の他の候補

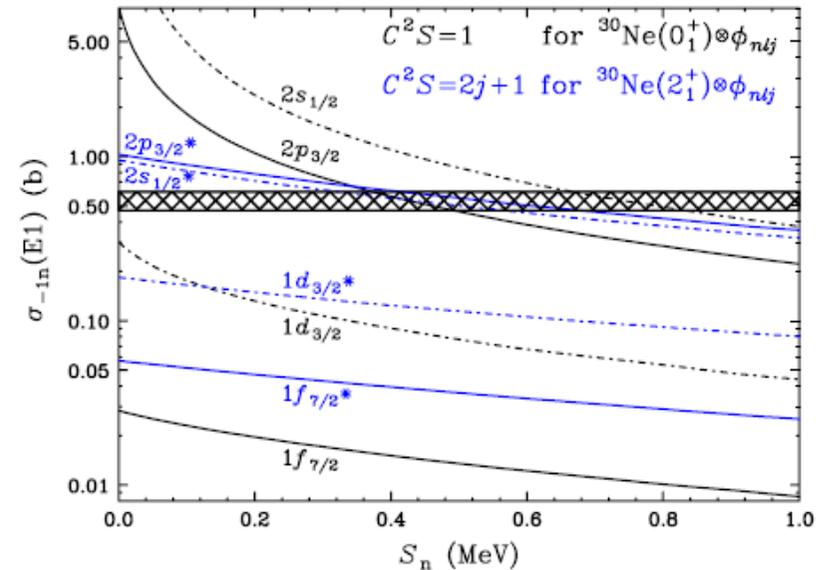
^{19}C : $S_n = 0.58(9)$ MeV



^{19}C のクーロン分解反応

T. Nakamura et al., PRL83('99)1112

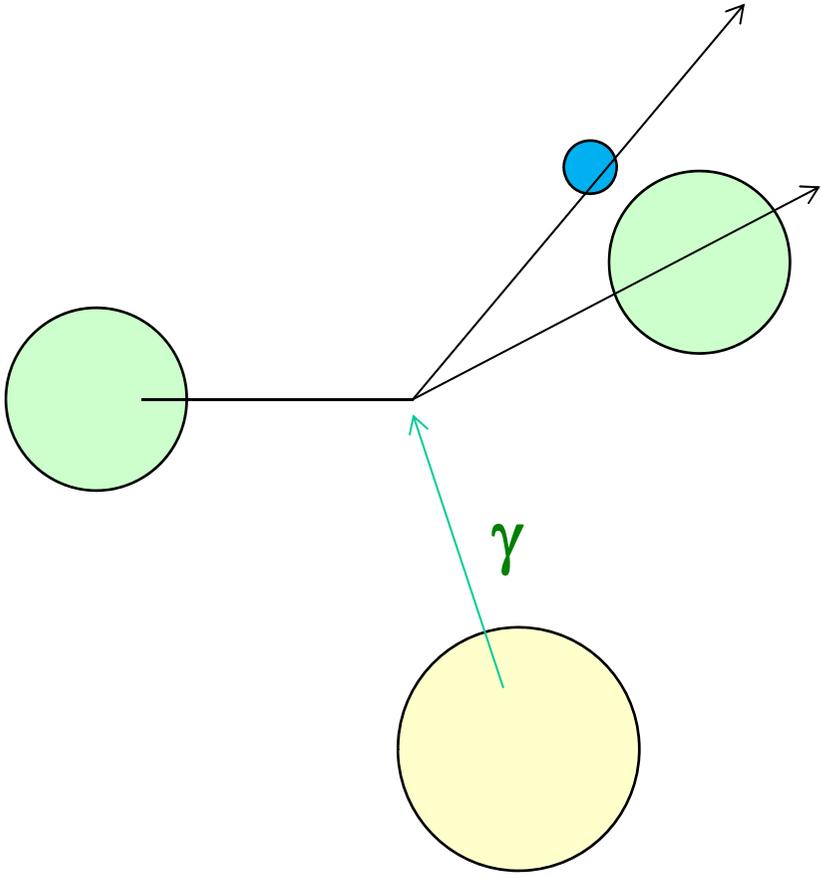
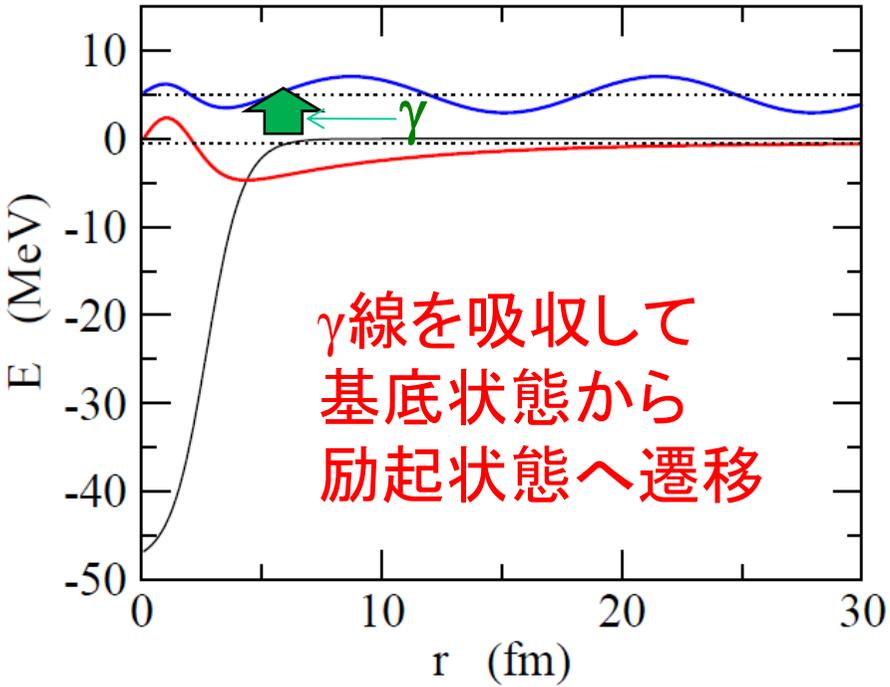
^{31}Ne : $S_n = 0.29 \pm 1.64$ MeV



大きなクーロン分解反応の
断面積

T. Nakamura et al.,
PRL103('09)262501

1 中性子ハロー核のクーロン励起

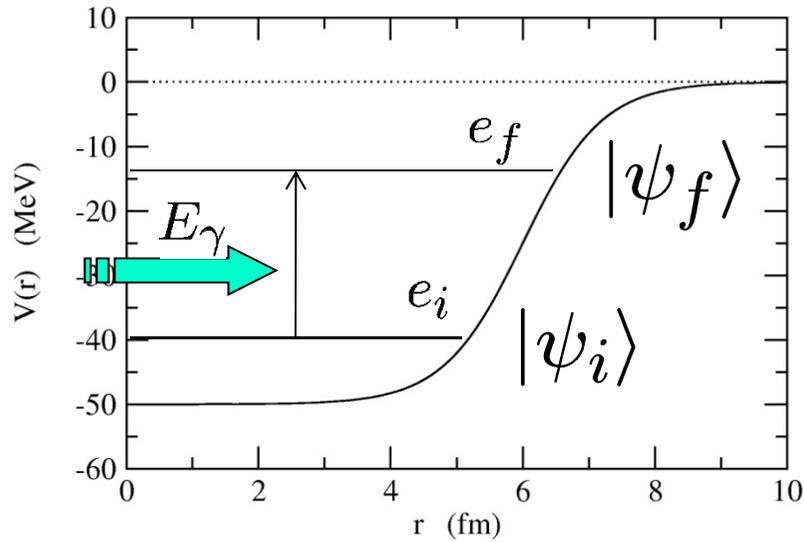


連続状態へ励起されれば
分解が起きる

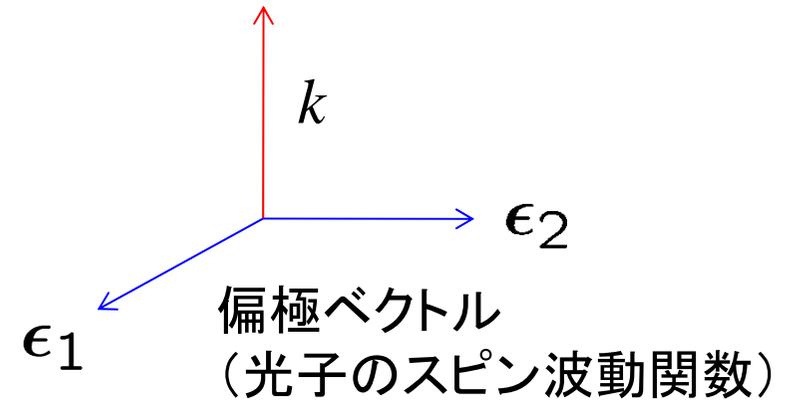


標的核の作るクーロン場による励起

電磁遷移



光子



初期状態: $|\psi_i\rangle |n_{k\alpha} = 1\rangle$



原子核の状態が Ψ_i ,
運動量 k , 偏極 α を持つ
1個のフォトン ($\alpha = 1$ or 2)

遷移



H_{int}
(原子核と電磁場
の相互作用)

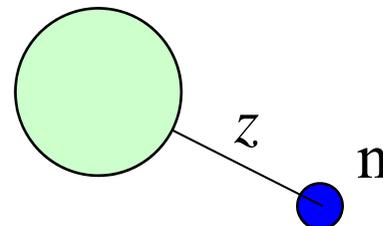
終状態: $|\psi_f\rangle |n_{k\alpha} = 0\rangle$

今の問題に適用すると（長波長 (dipole) 近似）:

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2\pi\hbar} \left(\frac{Ze}{A+1} \right)^2 (e_f - e_i) |\langle \psi_f | z | \psi_i \rangle|^2 \delta(e_f - e_i - \hbar\omega)$$



$$P_{i \rightarrow f} \sim |\langle \psi_f | z | \psi_i \rangle|^2$$



$$\begin{aligned} \rightarrow \sum_f P_{i \rightarrow f} &= \sum_f \langle \psi_i | z | \psi_f \rangle \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle \\ &= \langle \psi_i | z^2 | \psi_i \rangle \end{aligned}$$

$\rightarrow z$ の広がりが大きいと遷移確率が大きくなる

E1 電磁遷移強度分布の簡単な見積もり(解析的な模型)

$l=0$ 状態から $l=1$ 状態への遷移:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{初期状態の波動関数: } \Psi_i(r) = \sqrt{2\kappa} \frac{e^{-\kappa r}}{r} Y_{00}(\hat{r}) \\ \text{終状態の波動関数: } \Psi_f(r) = \sqrt{\frac{2\mu k}{\pi \hbar^2}} j_1(kr) Y_{1m}(\hat{r}) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \kappa = \sqrt{\frac{2\mu |E_b|}{\hbar^2}} \\ j_1(kr) \text{ は球ベッセル関数} \end{array}$$

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E_c}{\hbar^2}}$$

とすると、

$$\frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3}{4\pi} e_{E1}^2 \left| \int_0^\infty r^2 dr \underbrace{r \cdot \frac{\sqrt{2\kappa} e^{-\kappa r}}{r}}_{\text{dipole } \Psi_i} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2\mu k}{\pi \hbar^2}} j_1(kr)}_{\Psi_f} \right|^2$$

積分は解析的に実行可能 dipole Ψ_i Ψ_f



$$\frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3\hbar^2}{\pi^2 \mu} e_{E1}^2 \frac{\sqrt{|E_b|} E_c^{3/2}}{(|E_b| + E_c)^4}$$

Refs. (一般的な l_i, l_f の場合の式も)

- M.A. Nagarajan, S.M. Lenzi, A. Vitturi, Eur. Phys. J. A24('05)63
- S. Typel and G. Baur, NPA759('05)247

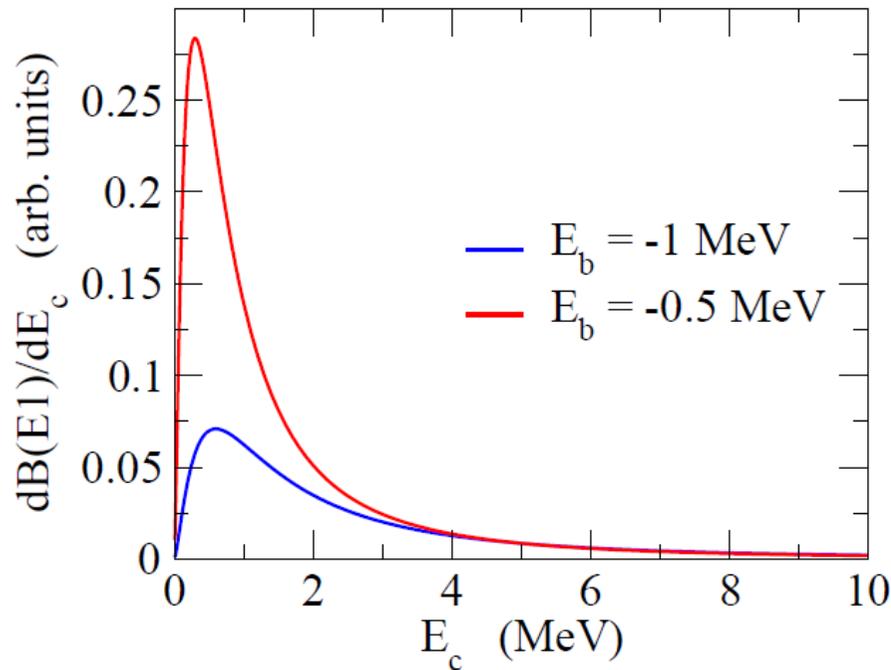
(参考) Wigner-Eckart の定理と換算遷移確率

$$\begin{aligned} |\langle \psi_f | r Y_{10} | \psi_i \rangle|^2 &\rightarrow \frac{1}{2l+1} \sum_{m,m'} |\langle \psi_{l'm'} | r Y_{10} | \psi_{lm} \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{2l+1} |\langle \psi_{l'} || r Y_1 || \psi_l \rangle|^2 \end{aligned}$$

換算遷移確率

$$\frac{dB(E1)}{dE_\gamma} = \frac{1}{2l+1} |\langle \psi_f || e_{E1} r Y_1 || \psi_i \rangle|^2 \delta(e_f - e_i - E_\gamma)$$

$$\frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3\hbar^2}{\pi^2\mu} e_{E1}^2 \frac{\sqrt{|E_b|} E_c^{3/2}}{(|E_b| + E_c)^4}$$



ピークの位置: $E_c = \frac{3}{5} |E_b|$
 $(E_x = E_c - E_b = \frac{8}{5} |E_b|)$

ピークの高さ: $\propto 1/|E_b|^2$

全遷移確率:

$$B(E1) = S_0 = \frac{3\hbar^2 e_{E1}^2}{16\pi^2\mu |E_b|}$$



➤ 束縛状態のエネルギーが小さくなると
鋭くて高いピーク

➤ 束縛状態のエネルギーが小さくなると
ピークのエネルギーが小さくなる

$$E_{\text{peak}} = 0.28 \text{ MeV } (E_b = -0.5 \text{ MeV})$$

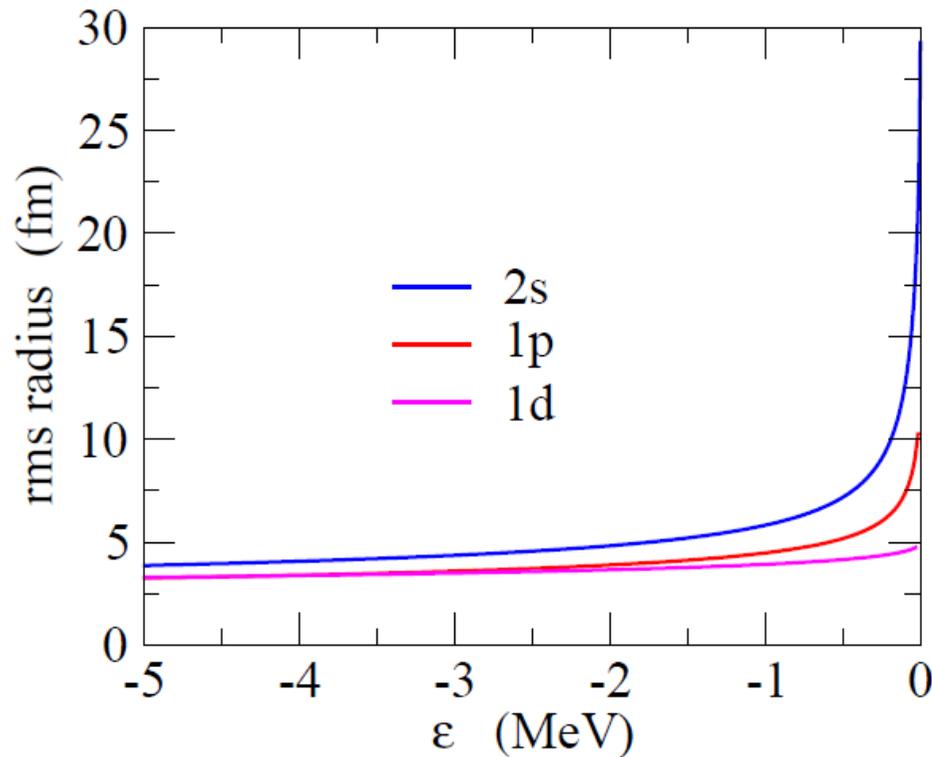
$$\text{cf. } \frac{3}{5} |E_b| = 0.3 \text{ MeV}$$

和則(わそく): Sum Rule

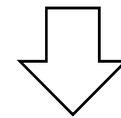
$$S_0 = \int_0^\infty dE_c \frac{dB(E1)}{dE_c} = \frac{3}{4\pi} e_{E1}^2 \langle r^2 \rangle_i$$



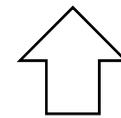
全E1遷移確率は r^2 の(基底状態)期待値に比例



初期状態が $l=0$ または $l=1$ だと
束縛が弱くなるほど半径は増大



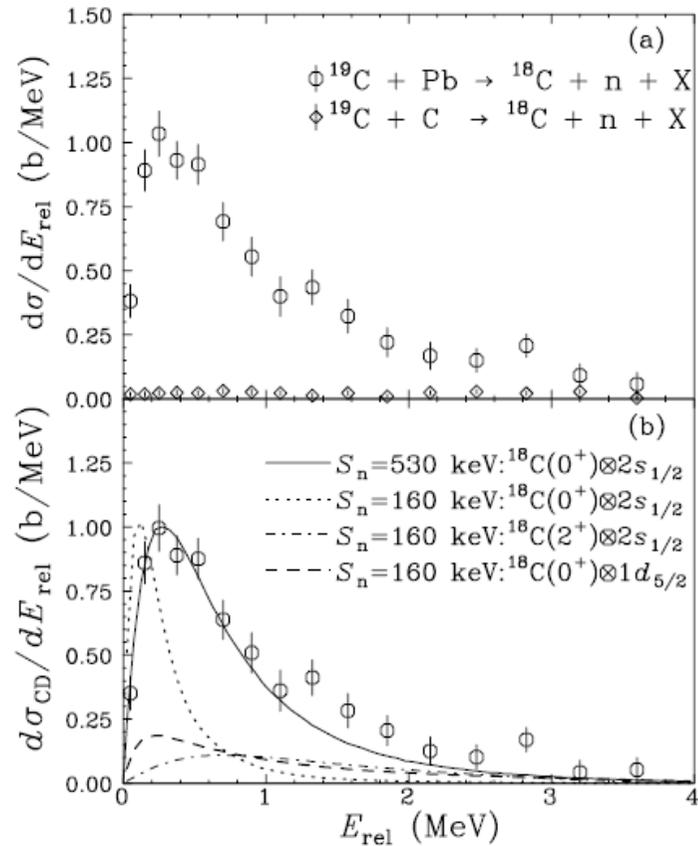
全E1遷移確率も増大



逆に大きな全E1遷移確率
(またはクーロン分解断面積)
が観測されたら $l=0$ or $l=1$ が示唆
される \rightarrow ハロー構造

1n ハロ一核の他の候補

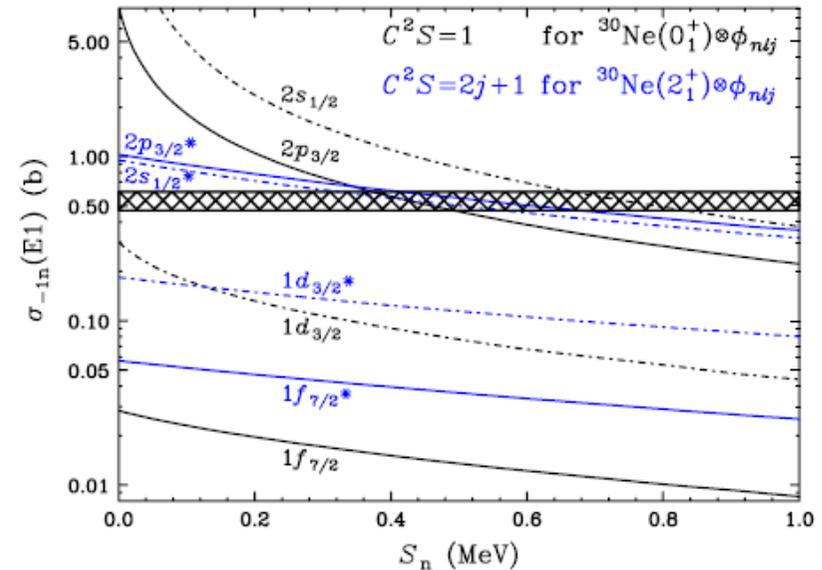
^{19}C : $S_n = 0.58(9)$ MeV



^{19}C のクーロン分解反応

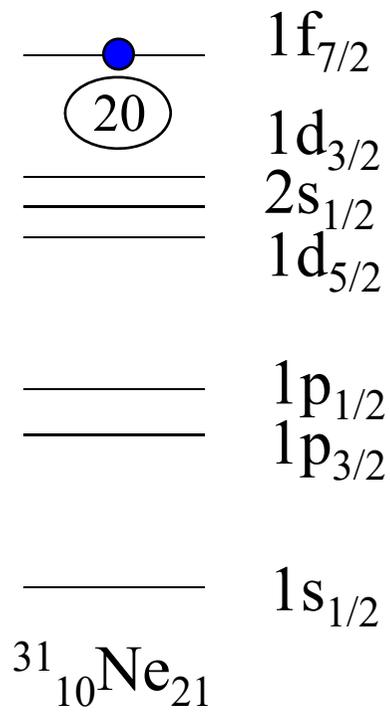
T. Nakamura et al., PRL83('99)1112

^{31}Ne : $S_n = 0.29 \pm 1.64$ MeV



大きなクーロン分解反応の
断面積

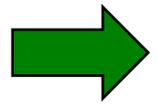
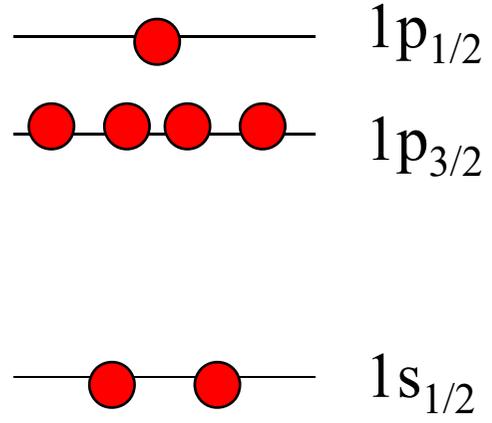
T. Nakamura et al.,
PRL103('09)262501



^{31}Ne がハロー構造を
持つためには球形だと
ダメ (f 波なので)

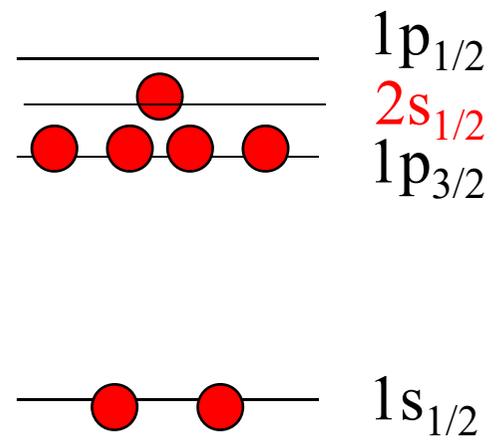
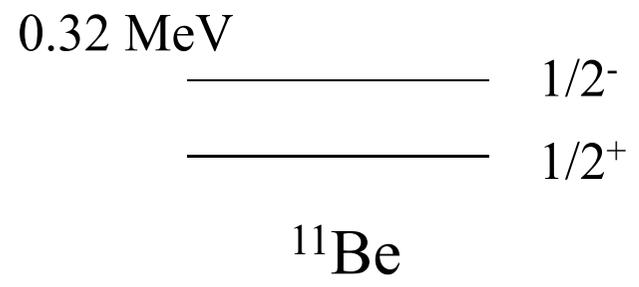
原子核の変形

球形ポテンシャルの準位



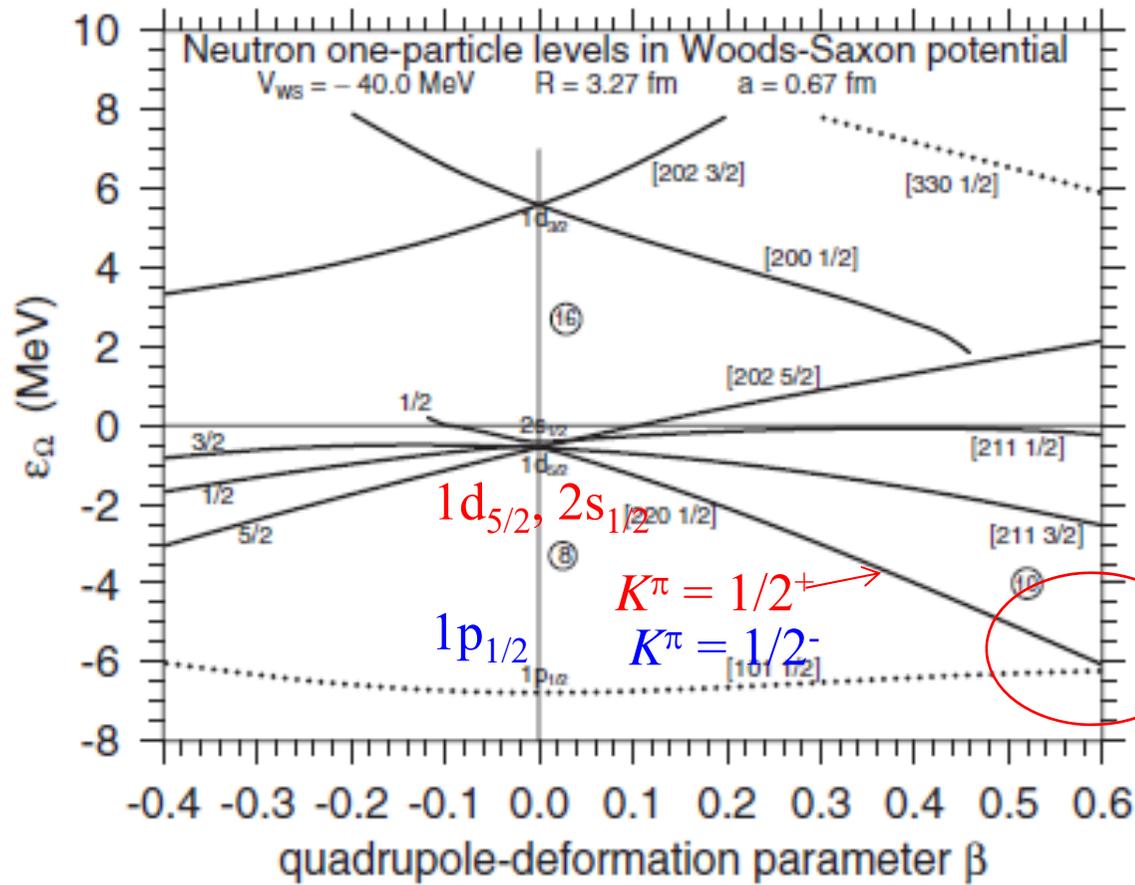
^{11}Be の基底状態は $I^\pi = 1/2^-$

実際の ^{11}Be の準位



“parity inversion”

^{11}Be は変形している? \longrightarrow 変形したポテンシャル中の一粒子運動



← 変形度が大きくなると正パリティ状態と負パリティ状態が確かに逆転する

I. Hamamoto, J. Phys. G37('10)055102

変形核では様々な l の成分が混ざる:

$$\begin{aligned}\Psi_{K\pi=0+}(\boldsymbol{r}) &= R_0(r)Y_{00}(\hat{\boldsymbol{r}}) + R_2(r)Y_{20}(\hat{\boldsymbol{r}}) \\ &\quad + R_4(r)Y_{40}(\hat{\boldsymbol{r}}) + \cdots\end{aligned}$$

s-wave dominance 現象

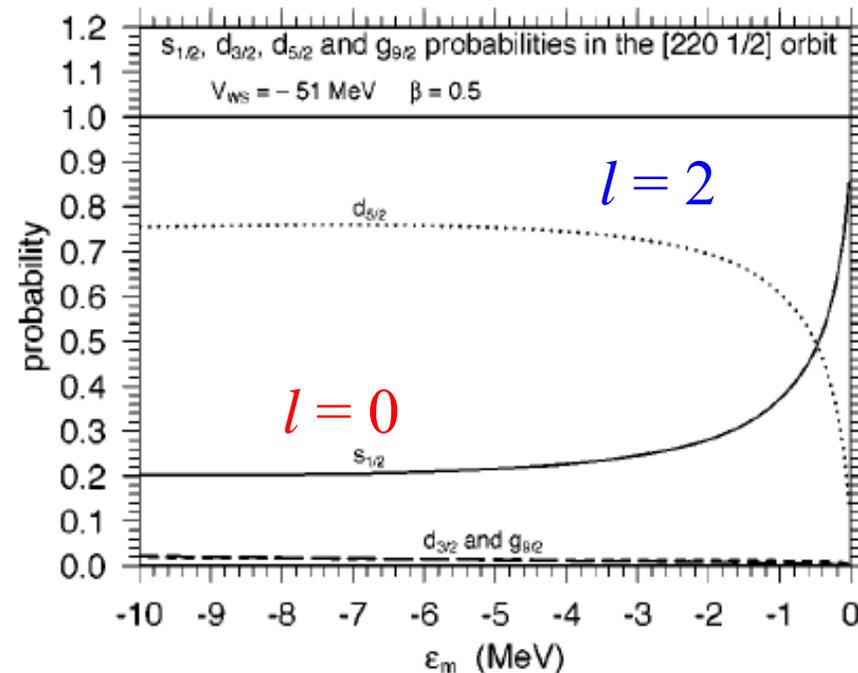
変形核では様々な l の成分が混ざる:

$$\Psi_{K\pi=0^+}(r) = R_0(r)Y_{00}(\hat{r}) + R_2(r)Y_{20}(\hat{r}) + R_4(r)Y_{40}(\hat{r}) + \dots$$

束縛が弱くなると、どんなに小さな変形においても、 $l=0$ の項がドミナントになる。

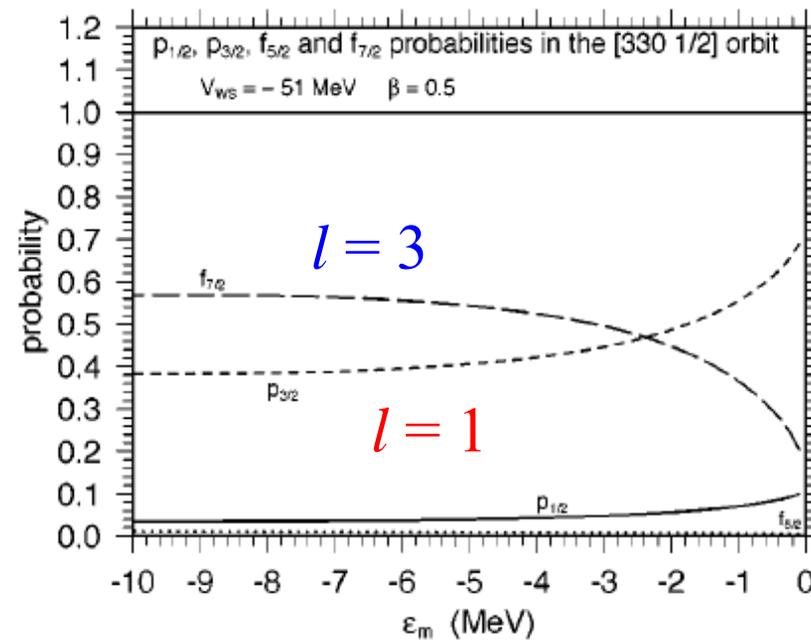
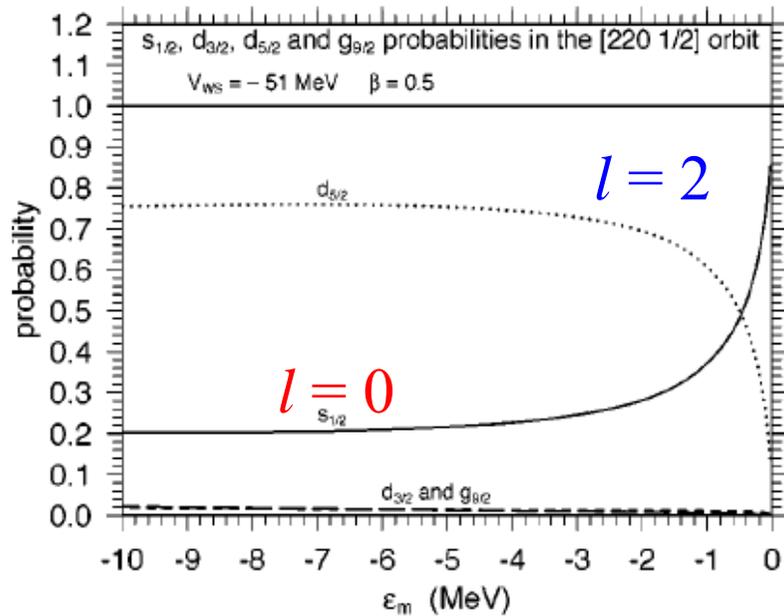
(束縛エネルギーがゼロの極限では $l=0$ の成分が 100%)

T. Misu, W. Nazarewicz,
and S. Aberg, NPA614('97)44



I. Hamamoto, PRC69('04)041306(R)

s-wave dominance 現象

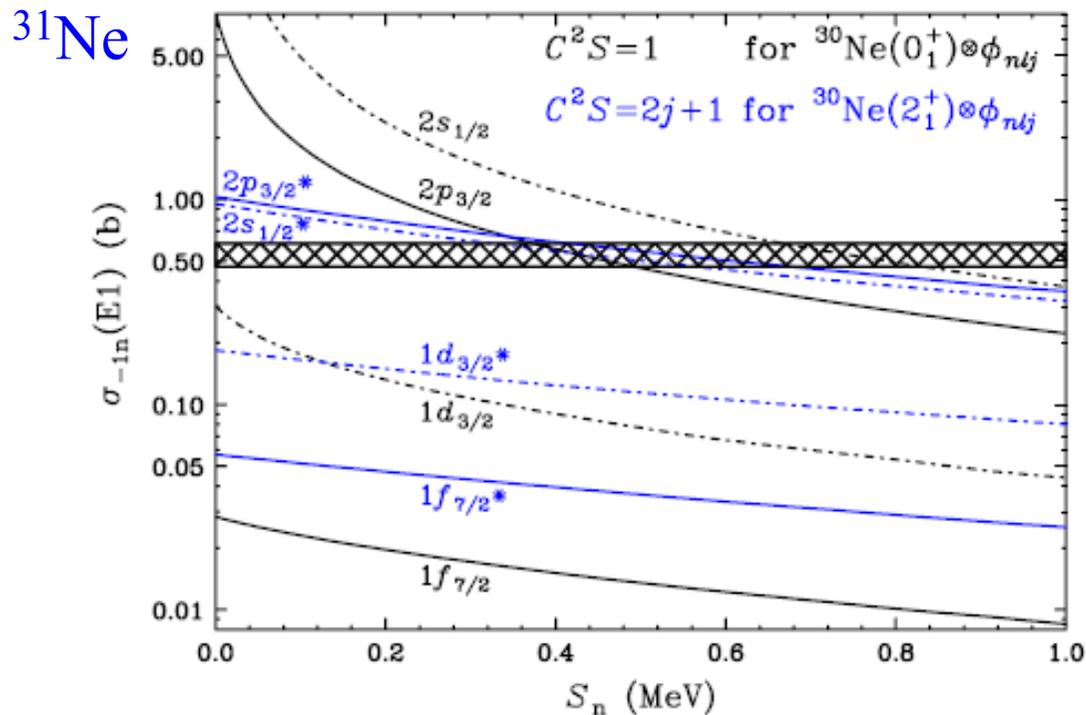


I. Hamamoto, PRC69('04)041306(R)

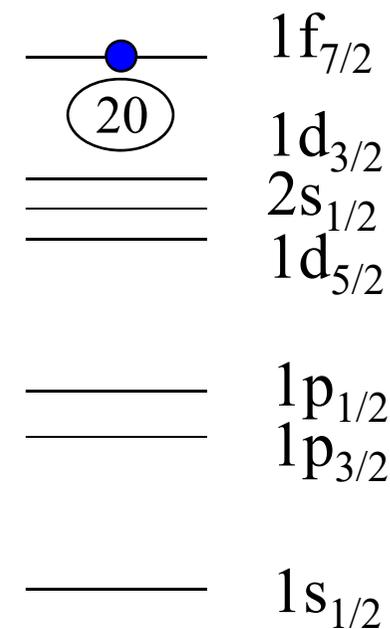
$l = 1$ の成分も同様に弱束縛で増大(但し 100% にはならない)

➡ 変形したハロー核の可能性: ^{31}Ne

変形ハロ一核



T. Nakamura et al.,
PRL103('09)262501



${}^{31}_{10}\text{Ne}_{21}$

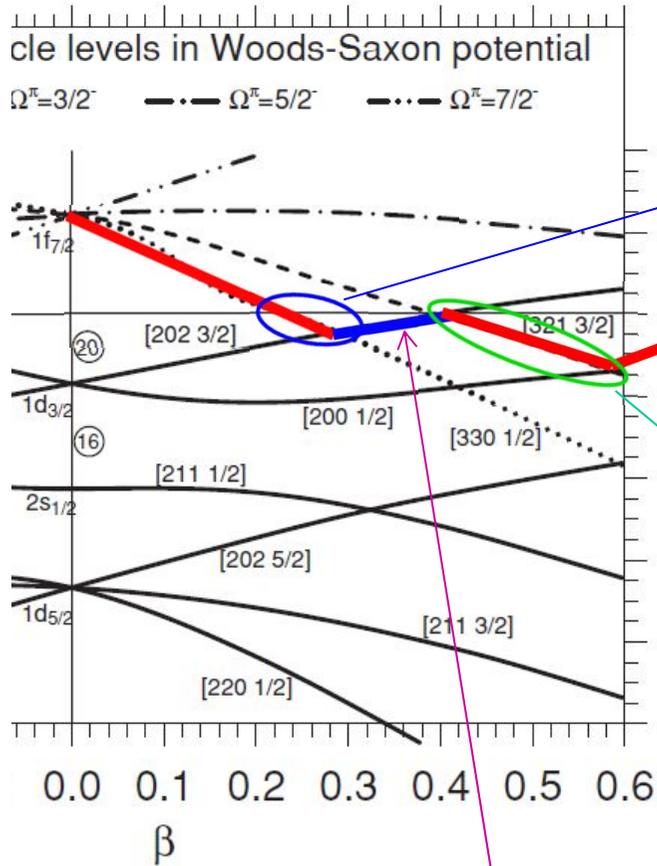


${}^{31}\text{Ne}$ がハロ一構造を持つためには球形だとダメ (f 波なので)

→ 変形?

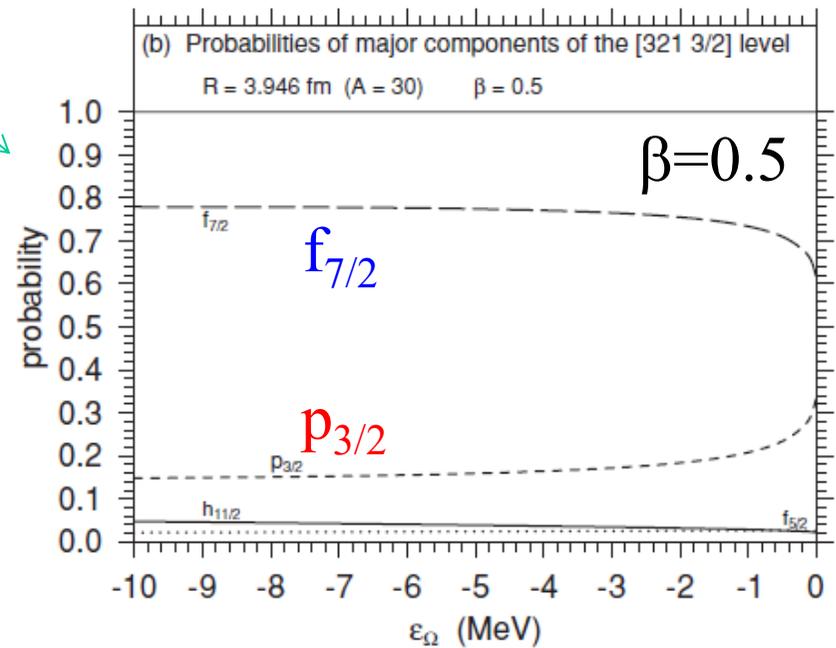
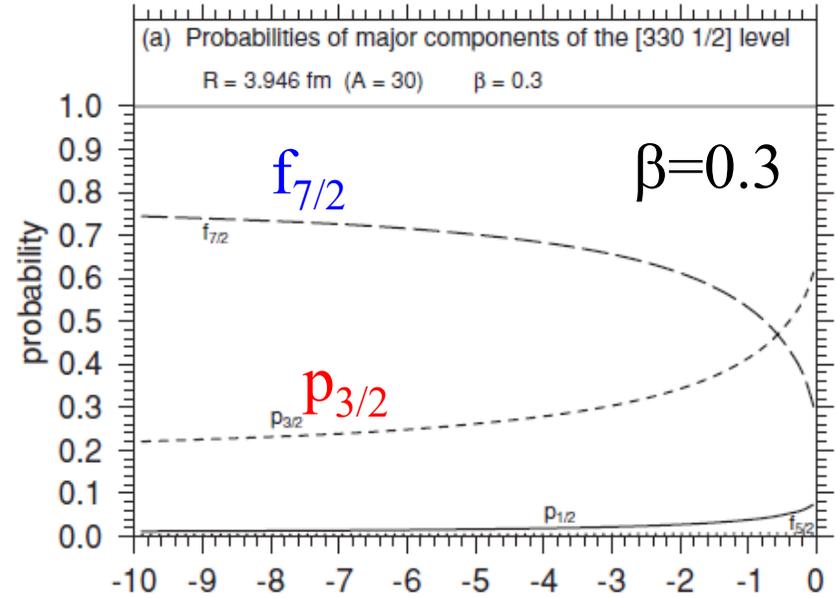
大きなクーロン分解反応の断面積
→ ハロ一構造を示唆

Nilsson model analysis [I. Hamamoto, PRC81('10)021304(R)]

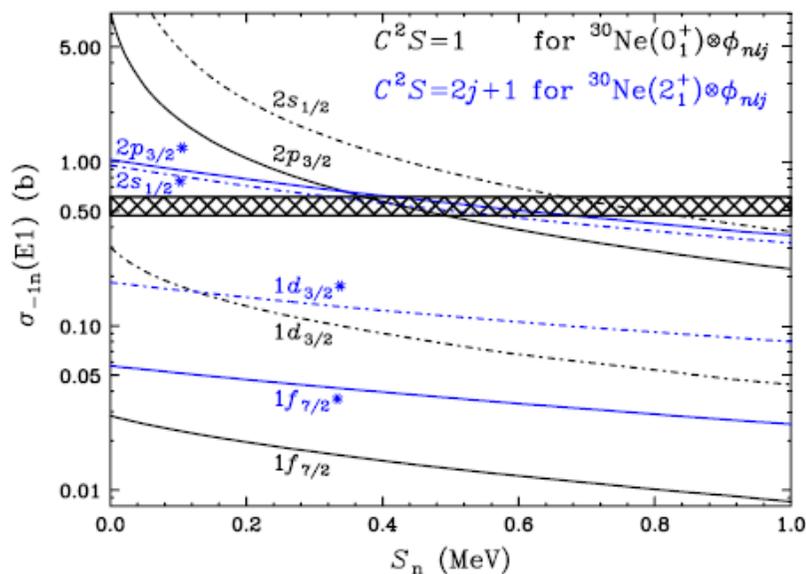


21st
neutron

non-halo
($\Omega^\pi = 3/2^+$)



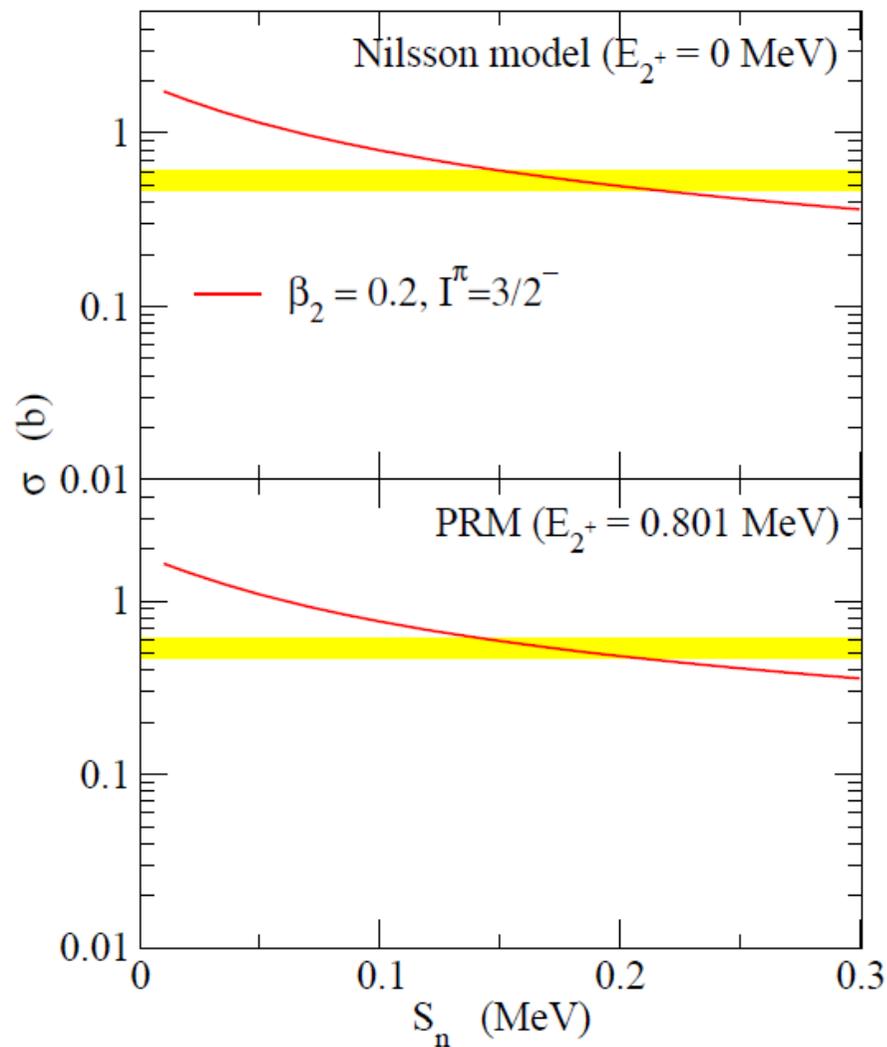
^{31}Ne



T. Nakamura et al.,
PRL103('09)262501

大きなクーロン分解反応の
断面積

$E_{2^+} (^{30}\text{Ne}) = 0.801(7) \text{ MeV}$
P. Doornenbal et al.,
PRL103('09)032501
 $S_n (^{31}\text{Ne}) = 0.29 \pm 1.64 \text{ MeV}$



Y. Urata, K.H., and H. Sagawa,
PRC83('11)041303(R)

変形ハロ一核の他の例: ^{37}Mg

PRL 112, 242501 (2014)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
20 JUNE 2014

Observation of a p -Wave One-Neutron Halo Configuration in ^{37}Mg

N. Kobayashi,^{1,*} T. Nakamura,¹ Y. Kondo,¹ J. A. Tostevin,^{2,1} Y. Utsuno,³ N. Aoi,^{4,†} H. Baba,⁴ R. Barthelemy,⁵
M. A. Famiano,⁵ N. Fukuda,⁴ N. Inabe,⁴ M. Ishihara,⁴ R. Kanungo,⁶ S. Kim,⁷ T. Kubo,⁴ G. S. Lee,¹ H. S. Lee,⁷
M. Matsushita,^{4,‡} T. Motobayashi,⁴ T. Ohnishi,⁴ N. A. Orr,⁸ H. Otsu,⁴ T. Otsuka,⁹ T. Sako,¹ H. Sakurai,⁴ Y. Satou,⁷
T. Sumikama,^{10,§} H. Takeda,⁴ S. Takeuchi,⁴ R. Tanaka,¹ Y. Togano,^{4,¶} and K. Yoneda⁴

¹Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 O-Okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan

²Department of Physics, Faculty of Engineering and Physical Sciences, University of Surrey,
Guildford, Surrey GU2 7XH, United Kingdom

³Japan Atomic Energy Agency, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan

⁴RIKEN Nishina Center, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan

⁵Department of Physics, Western Michigan University, Kalamazoo, Michigan 49008, USA

⁶Astronomy and Physics Department, Saint Mary's University, Halifax, Nova Scotia B3 H 3C3, Canada

⁷Department of Physics and Astronomy, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

⁸LPC-Caen, ENSICAEN, IN2P3-CNRS, Université de Caen, 14050 Caen Cedex, France

⁹CNS, University of Tokyo, RIKEN Campus, Wako, Saitama 351-0198, Japan

¹⁰Department of Physics, Tokyo University of Science, Chiba 278-8510, Japan

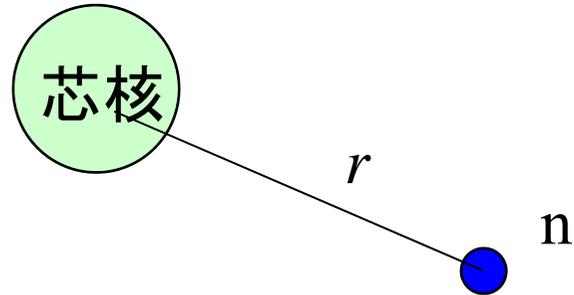
(Received 13 March 2014; published 18 June 2014)

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{CBU}} &= 490 (50) \text{ mb} \\ S_n &= 0.16 \pm 0.68 \text{ MeV} \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad \text{ハロ一?}$$

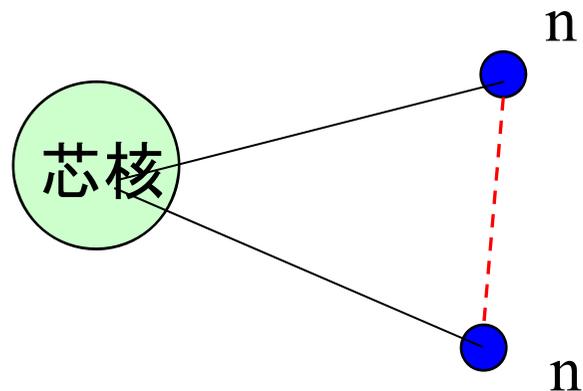
$$\begin{aligned} \text{cf. } \sigma_{\text{CBU}} (^{31}\text{Ne}) &= 529 (63) \text{ mb} \\ S_n &= 0.29 \pm 1.64 \text{ MeV} \end{aligned}$$

2中性子ハロー核

これまで、芯核のまわりに中性子が1個ある場合を考えてきた

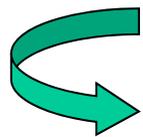
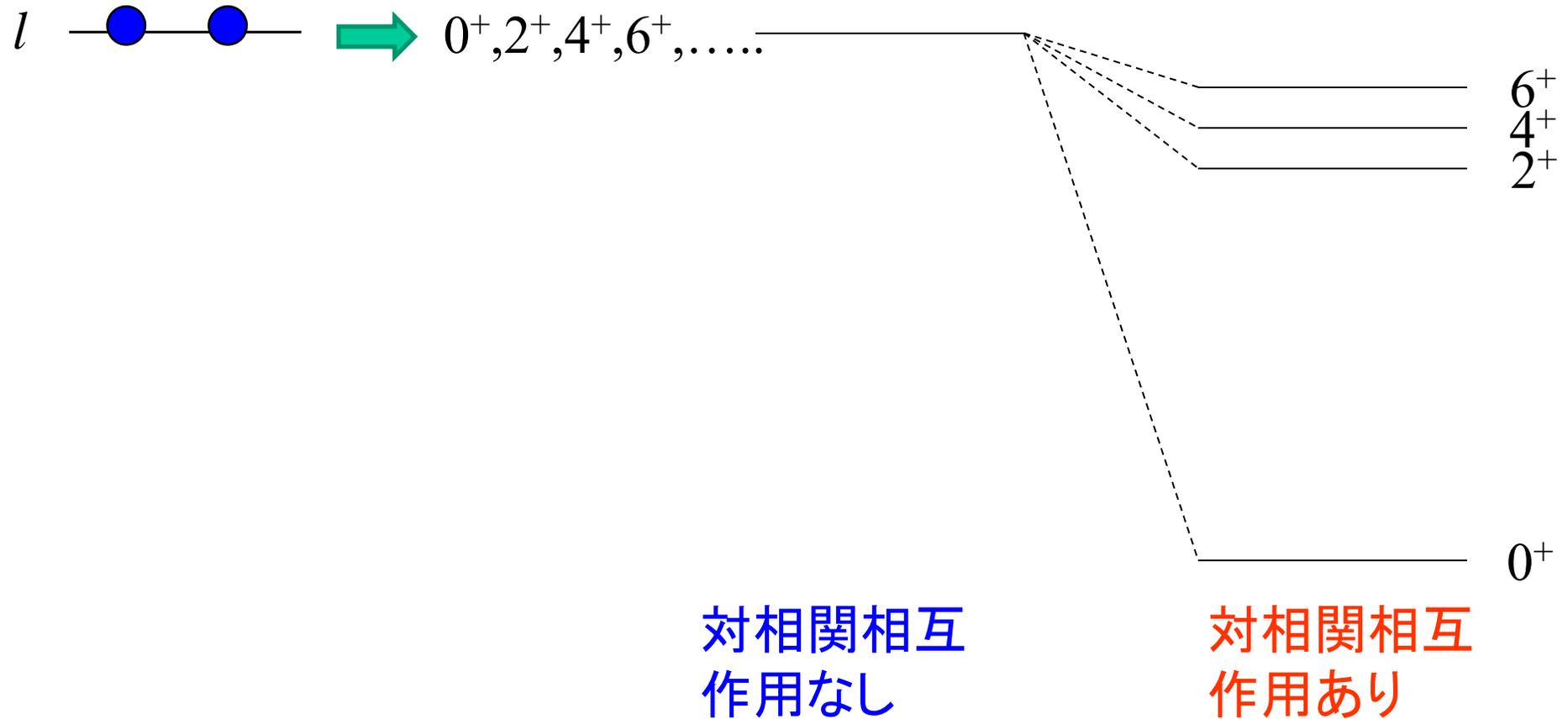


芯核のまわりに中性子が2個あるとどうなる?



2中性子間に働く相互作用の影響は?

対相関(ペアリング)

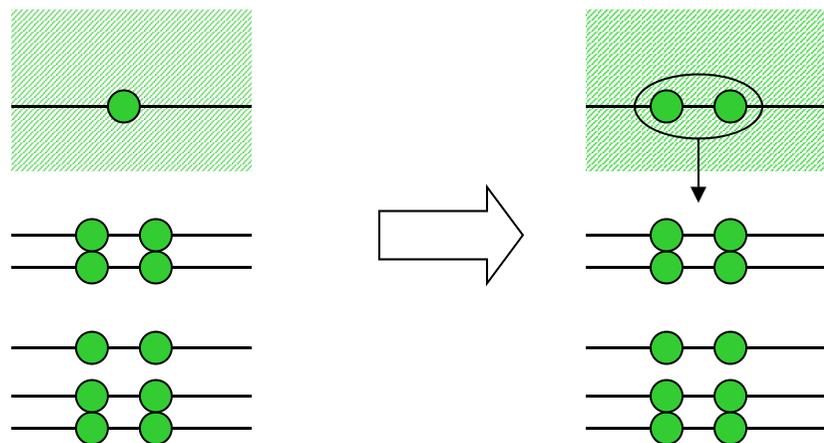


原子核の基底状態のスピ

➤ 偶々核: 例外なしに 0^+

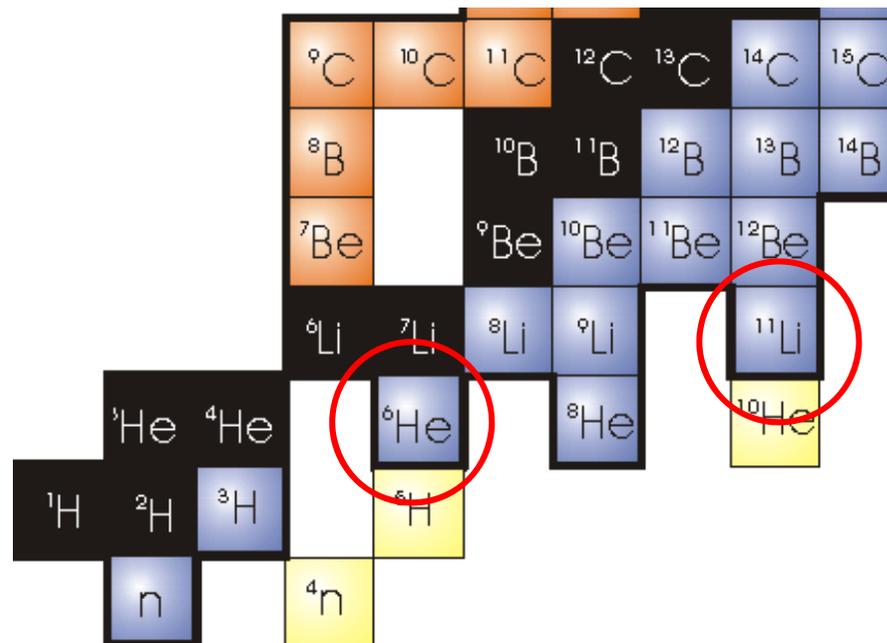
ボロミアン原子核

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)

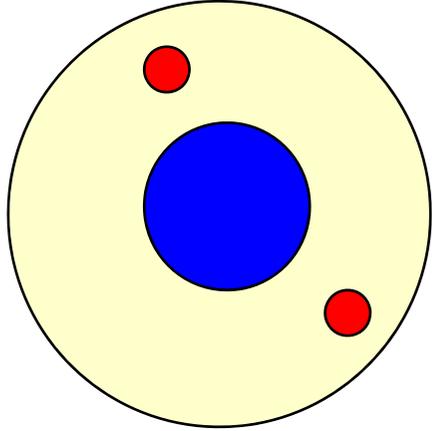
ミラノの近く



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

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?

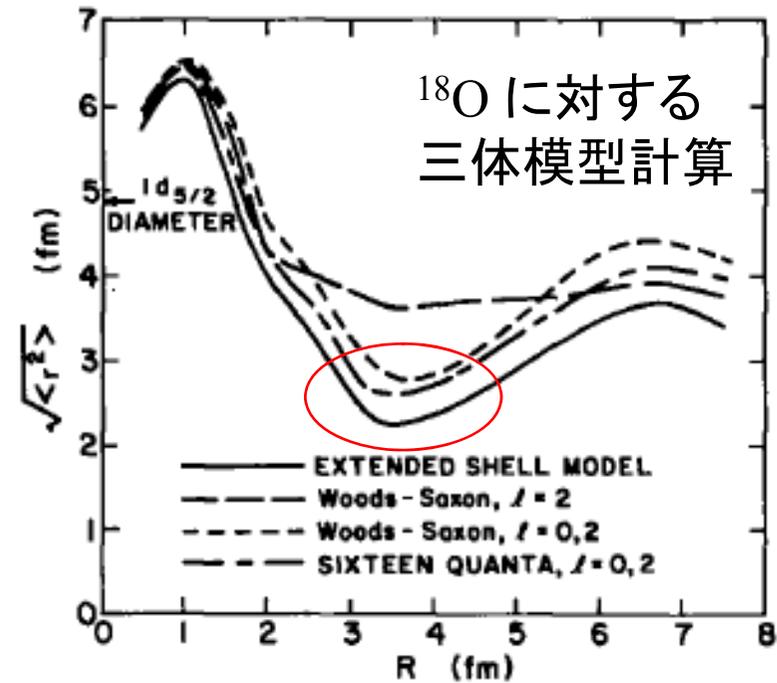
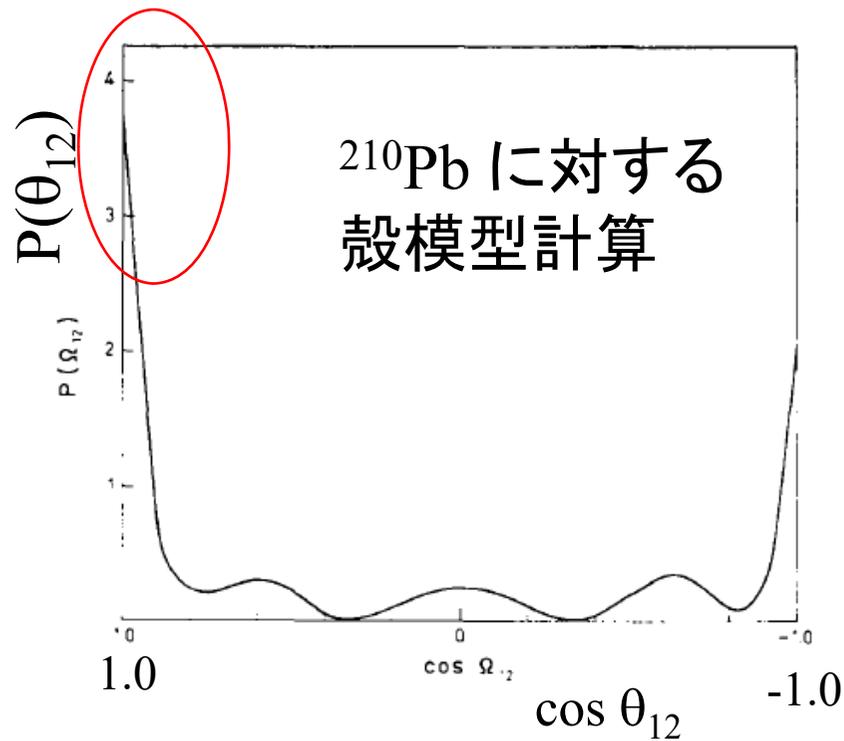
独立粒子

→片方の中性子がどこにしようとも関知せず



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



R.H. Ibarra et al.,
NPA288('77)397

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

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.

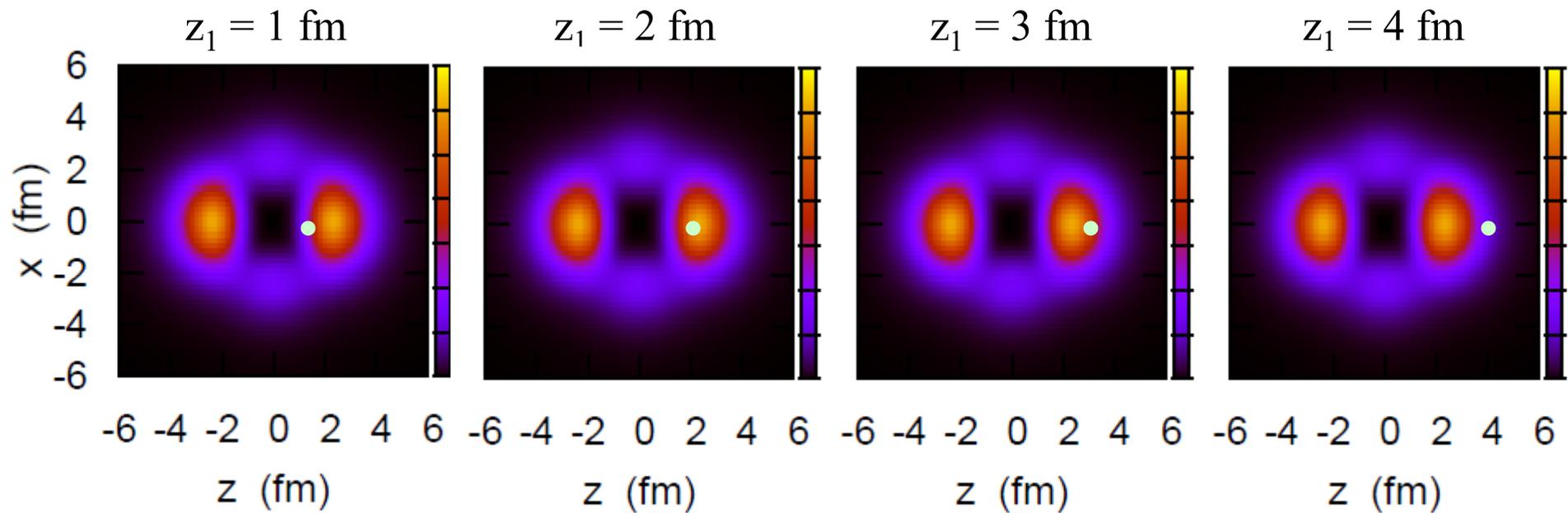
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 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

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

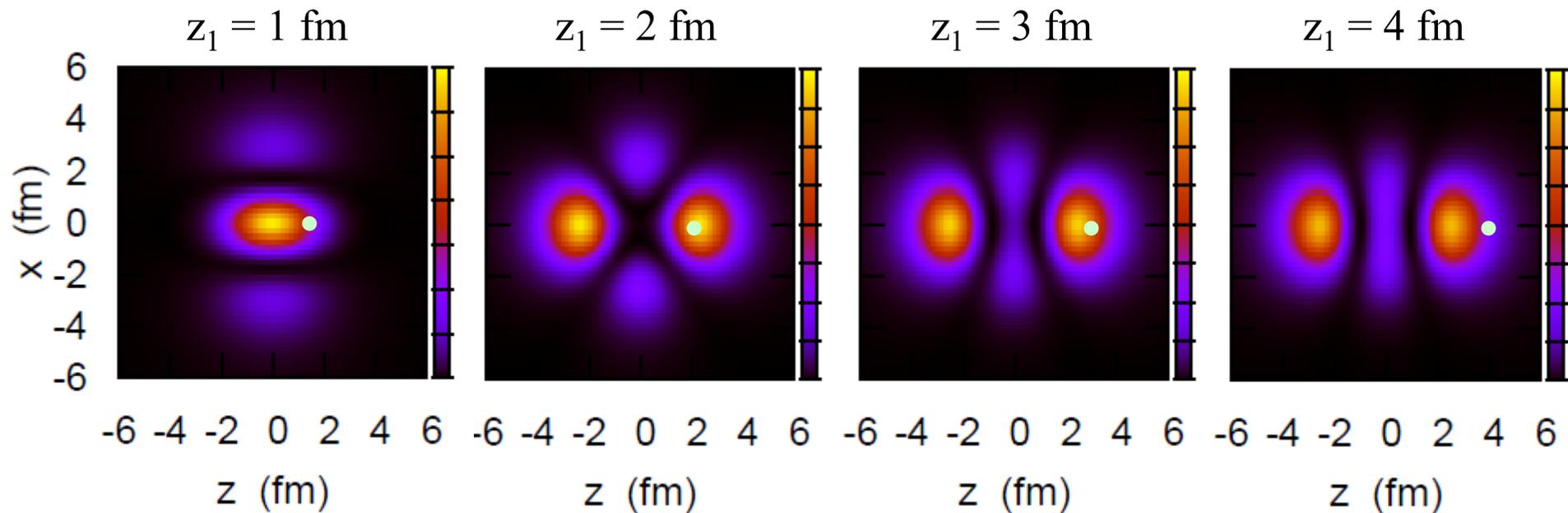
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 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

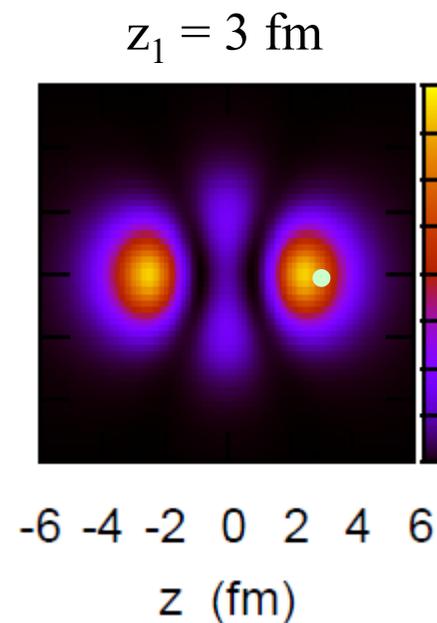
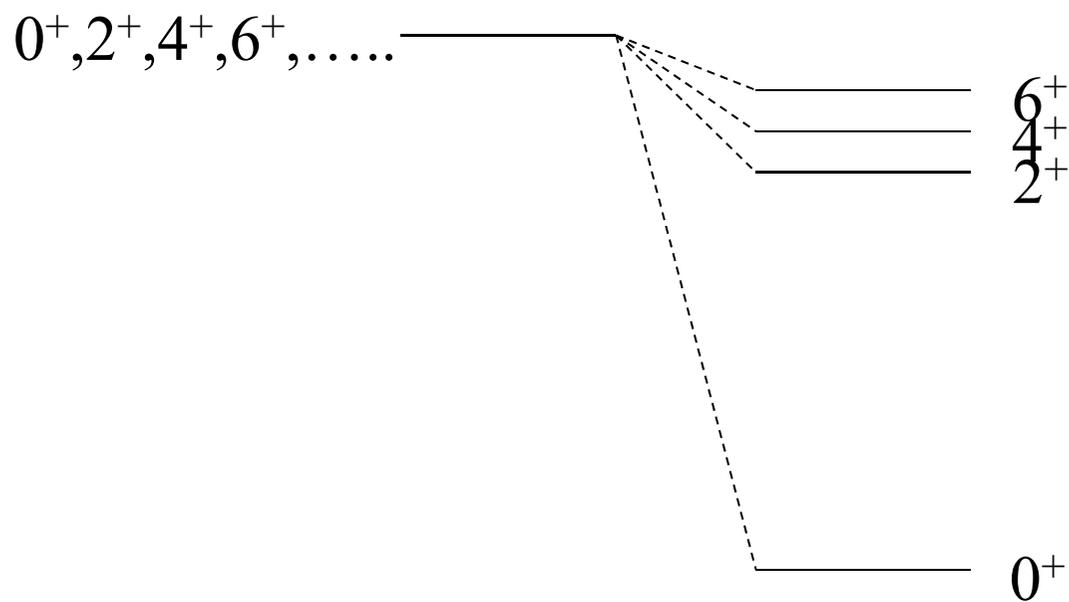
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 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

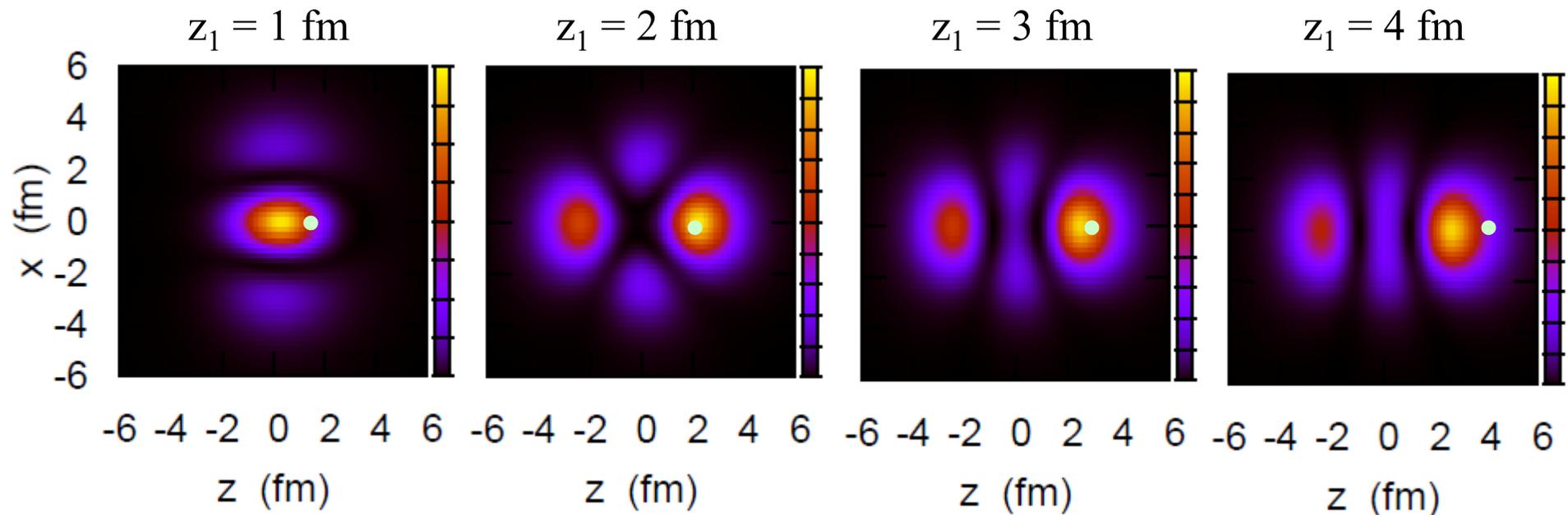
Dineutron 相関とはどういうものか?

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

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 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

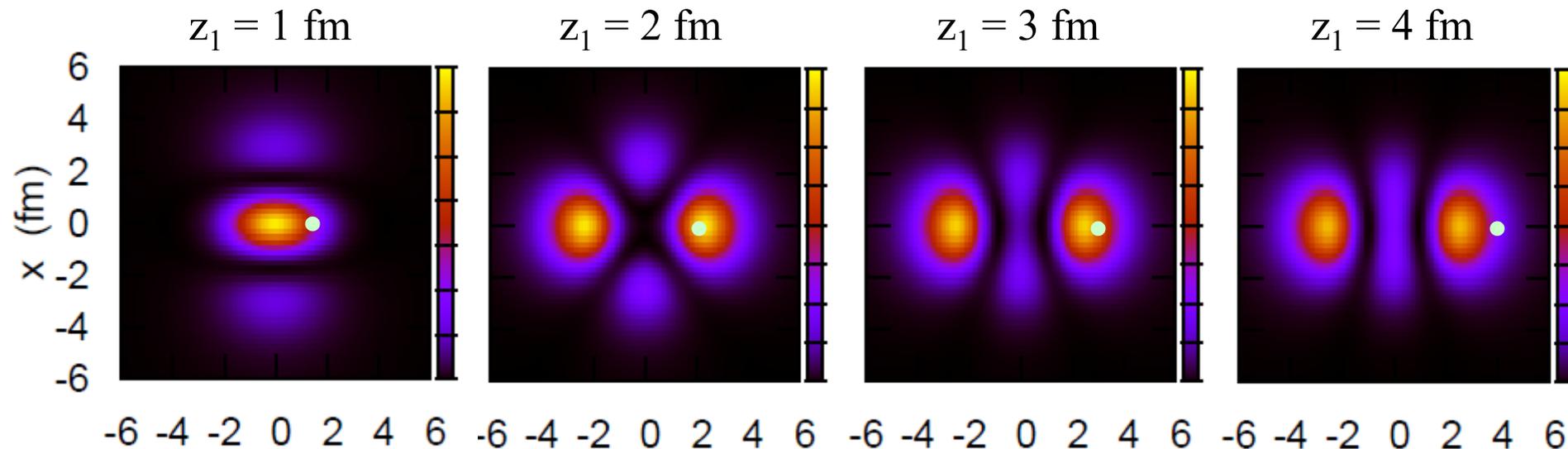
✓パリティ混合が本質的な役割

(dineutron 相関)

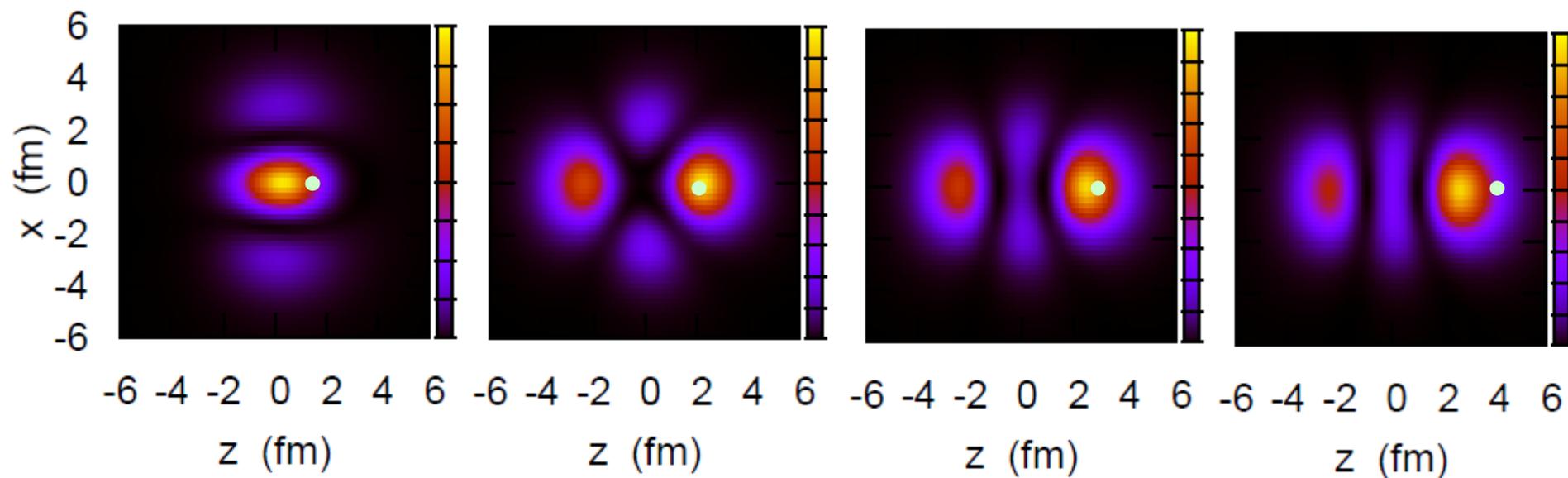
cf. F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, PRC29('84)1091

例) $^{18}\text{O} = ^{16}\text{O} + n + n$ cf. $^{16}\text{O} + n$: 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)

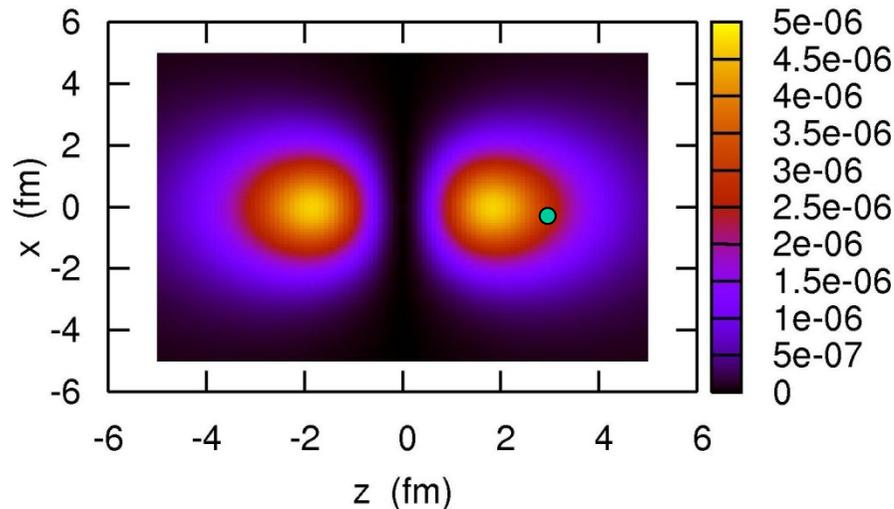


ダイニュートロン相関

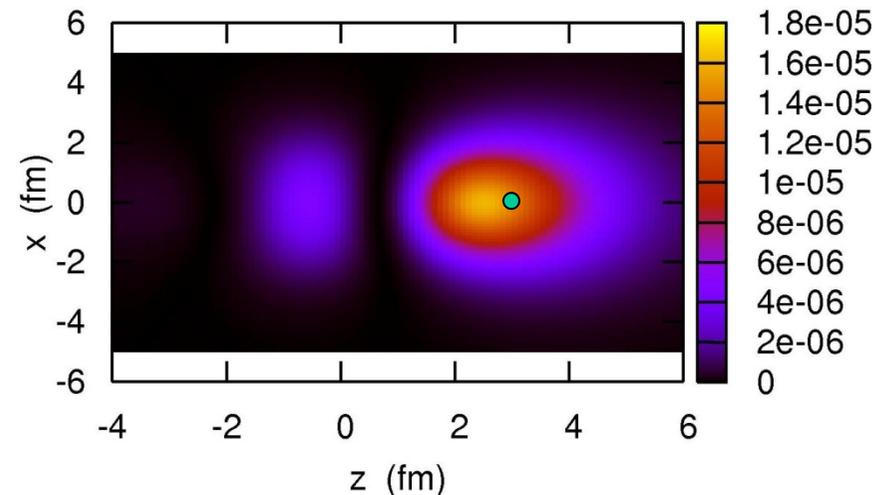
対相関力がある場合とない場合の比較

^{11}Li 1つの中性子を $(z_1, x_1)=(3.4 \text{ fm}, 0)$ に置いたときのもう一つの
中性子の分布

対相関がない場合 $[1p_{1/2}]^2$

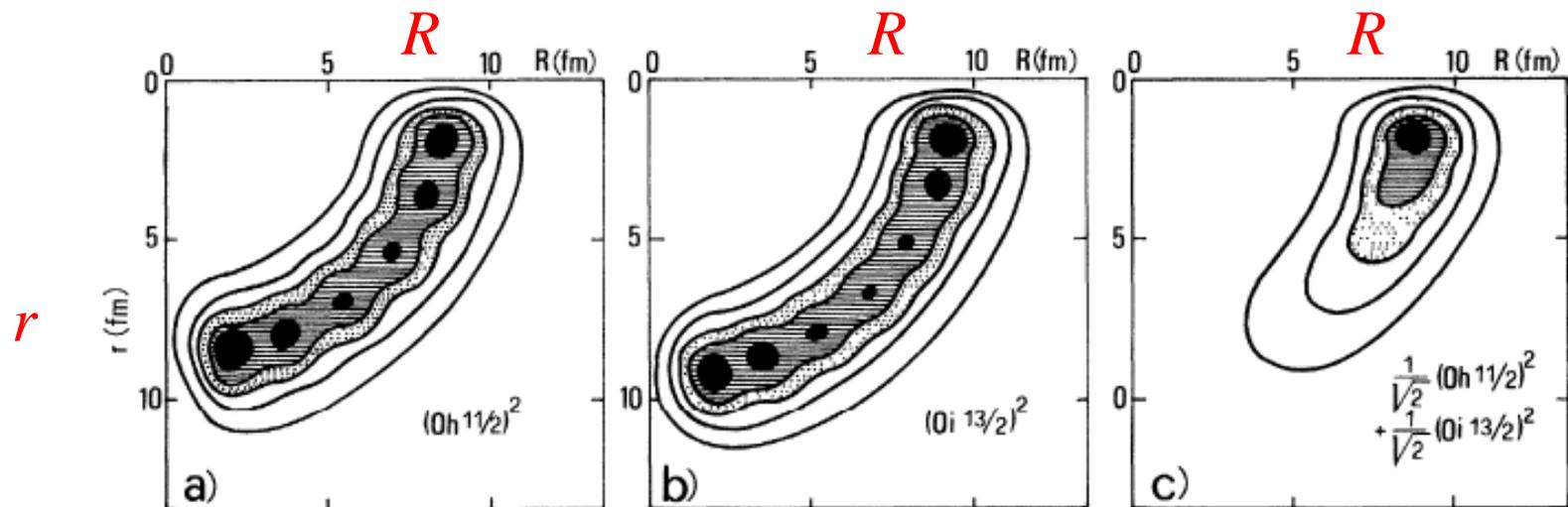


対相関がある場合



- 対相関がないと、 z と $-z$ で対称的な分布。片方の中性子がどこにいても分布は変わらない。
- 対相関があると、2つの中性子は近くにいる。1つの中性子の場所が変わると、もう1つも変わる。

dineutron 相関は異なるパリティ状態の混合によって生じる

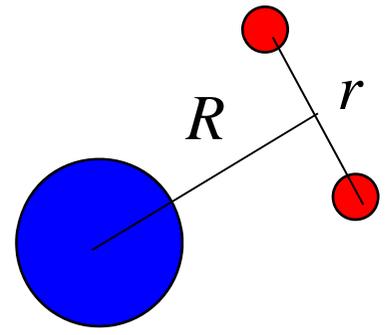


$$(0h_{11/2})^2$$

$$(0i_{13/2})^2$$

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

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



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

弱束縛核

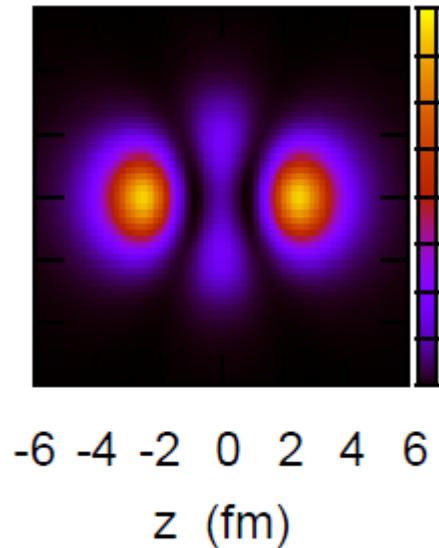
→連続状態のためにパリティ混合が起きやすい

+ 表面領域における対相関力の増大

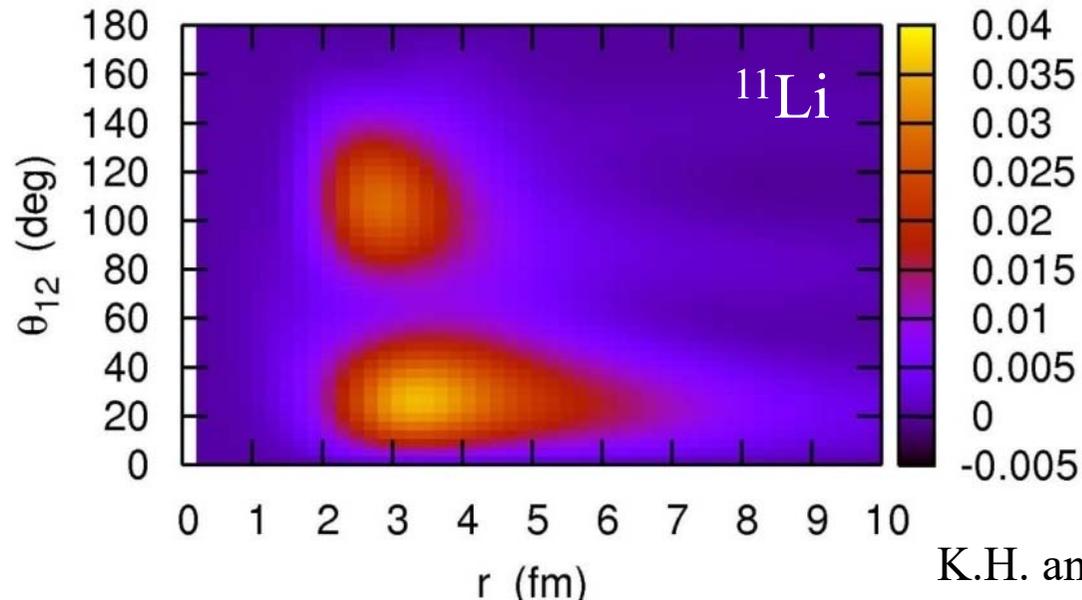
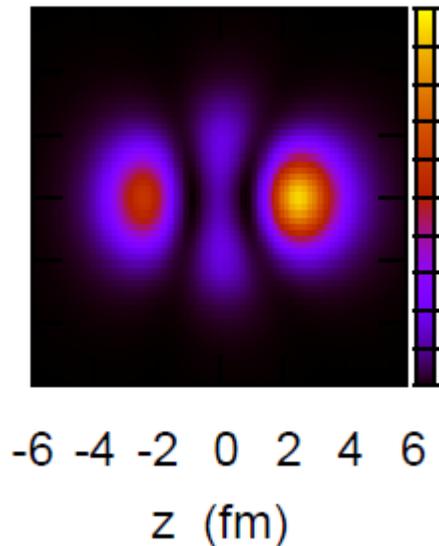
→dineutron 相関が増幅される

cf. - Bertsch, Esbensen, Ann. of Phys. 209('91)327

- M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa,
PRC71('05)064326

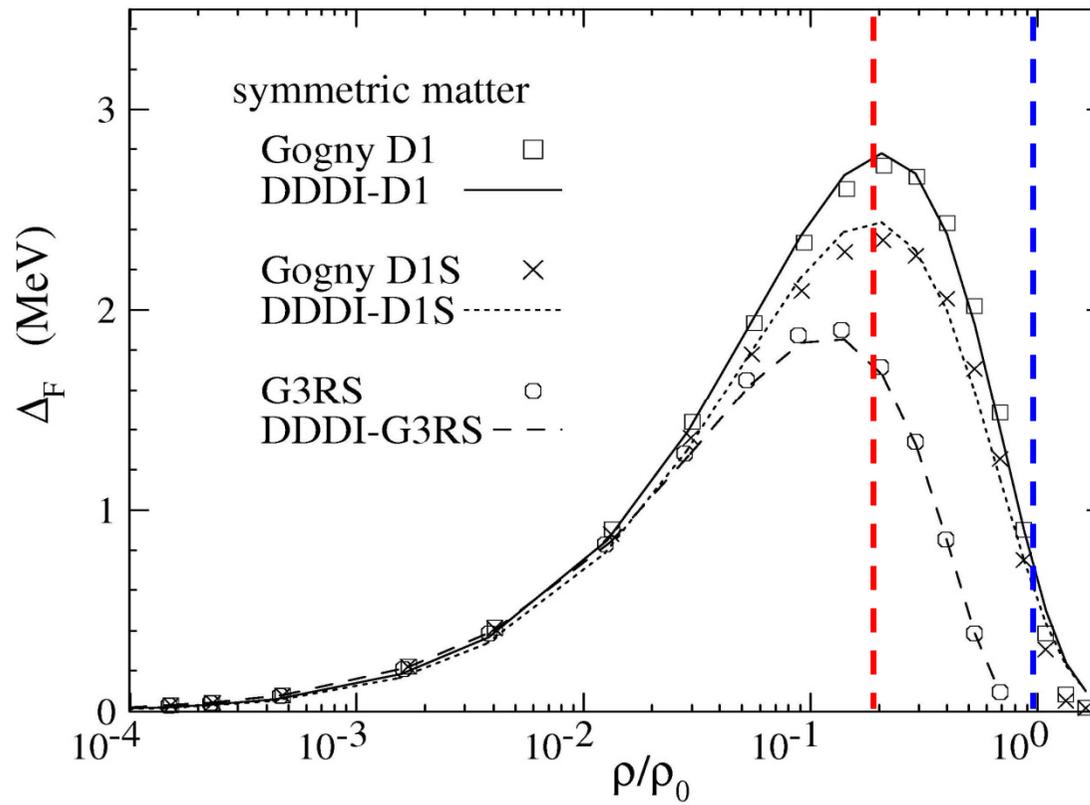


パリティ混合



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

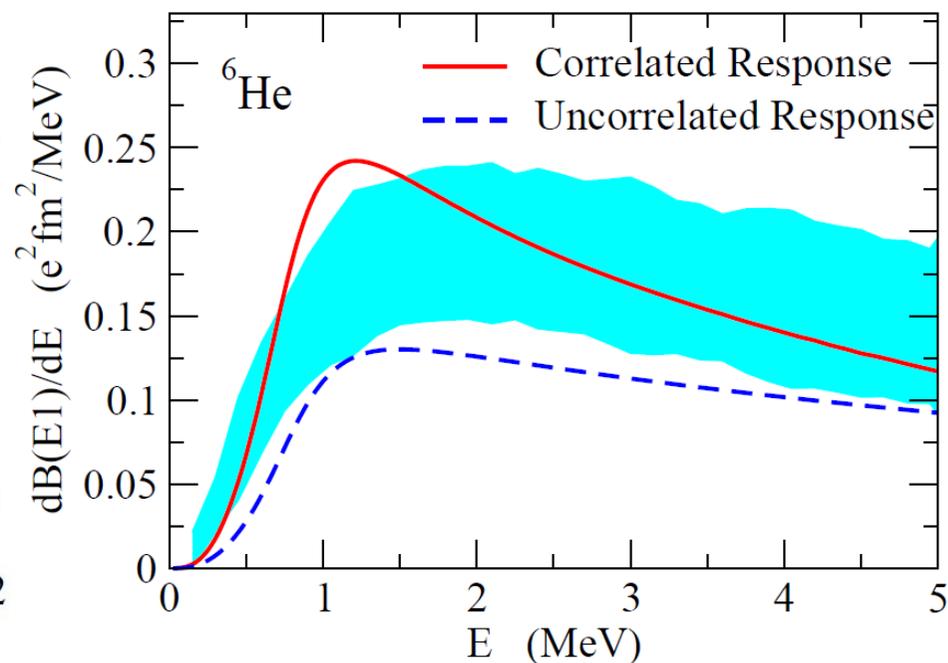
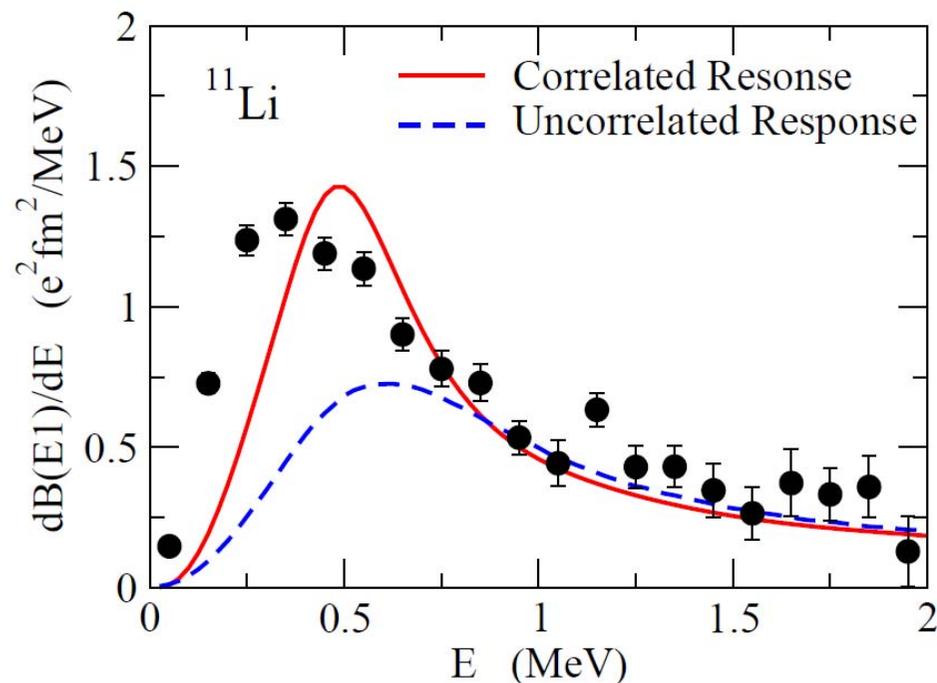
無限核物質の対ギャップ



M. Matsuo, PRC73('06)044309

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

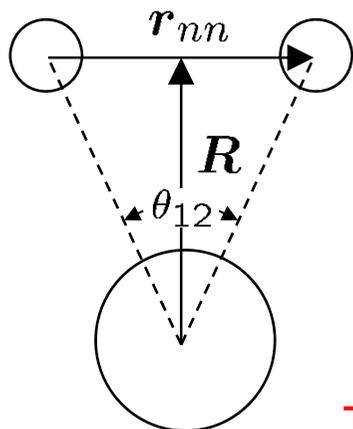
三体模型計算:

K.H., H. Sagawa, T. Nakamura, S. Shimoura, PRC80('09)031301(R)

cf. Y. Kikuchi et al., PRC87('13)034606 ← ^9Li の構造

他にも ^{22}C , ^{14}Be , ^{19}B など (T. Nakamura et al.)

ボロミアン原子核の幾何学



クラスター和則

$$B_{\text{tot}}(E1) \sim \frac{3}{\pi} \left(\frac{Z_{ce}}{A_c + 2} \right)^2 \langle R^2 \rangle$$

基底状態の相関のみが反映

nn 間角度の「実験値」

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

$$\sqrt{\langle r_{nn}^2 \rangle} \longleftarrow \text{matter radius or HBT}$$

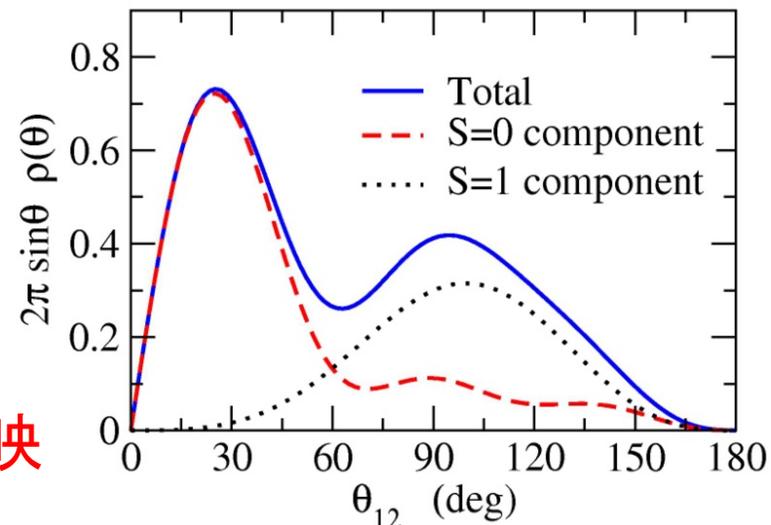
$$\begin{aligned} \langle \theta_{12} \rangle &= 65.2 \pm 12.2 \text{ } (^{11}\text{Li}) \\ &= 74.5 \pm 12.1 \text{ } (^6\text{He}) \end{aligned}$$

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

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

C.A. Bertulani and M.S. Hussein, PRC76('07)051602

3体模型計算 (^{11}Li)

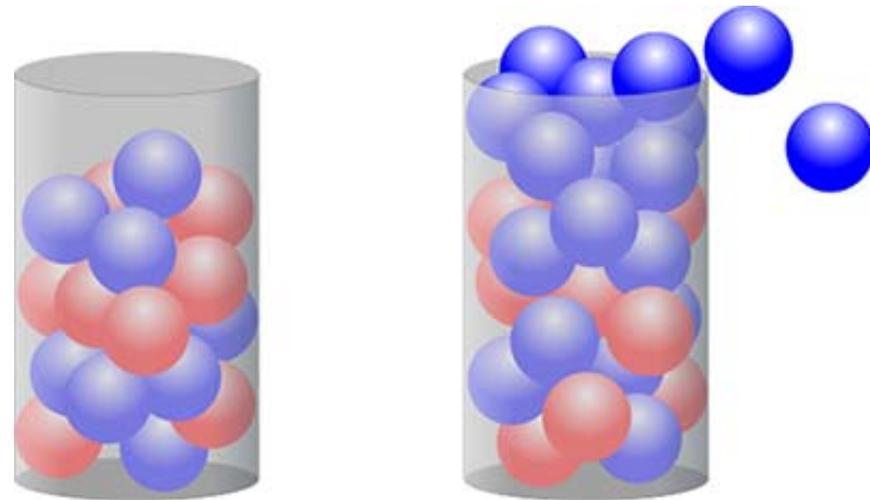
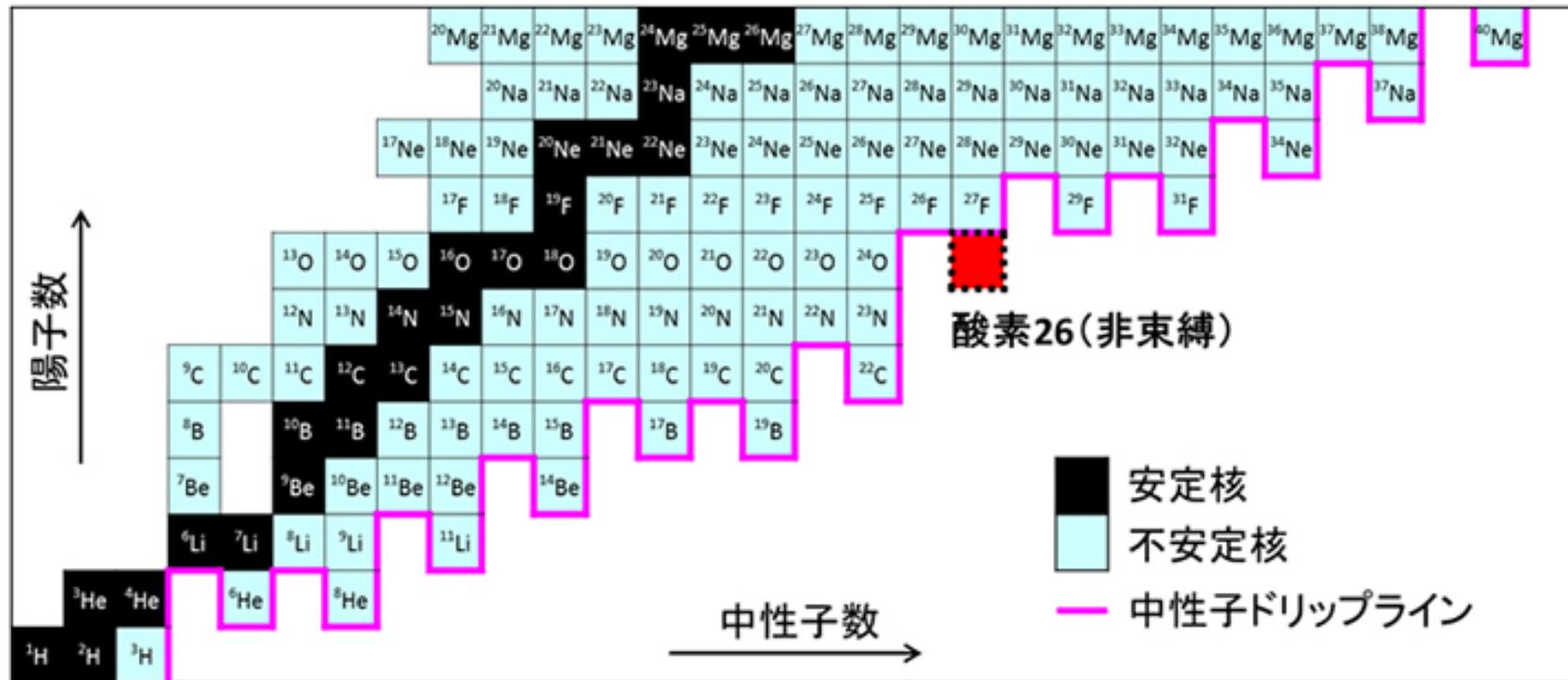


$$\langle \theta_{12} \rangle = 65.29 \text{ deg.}$$

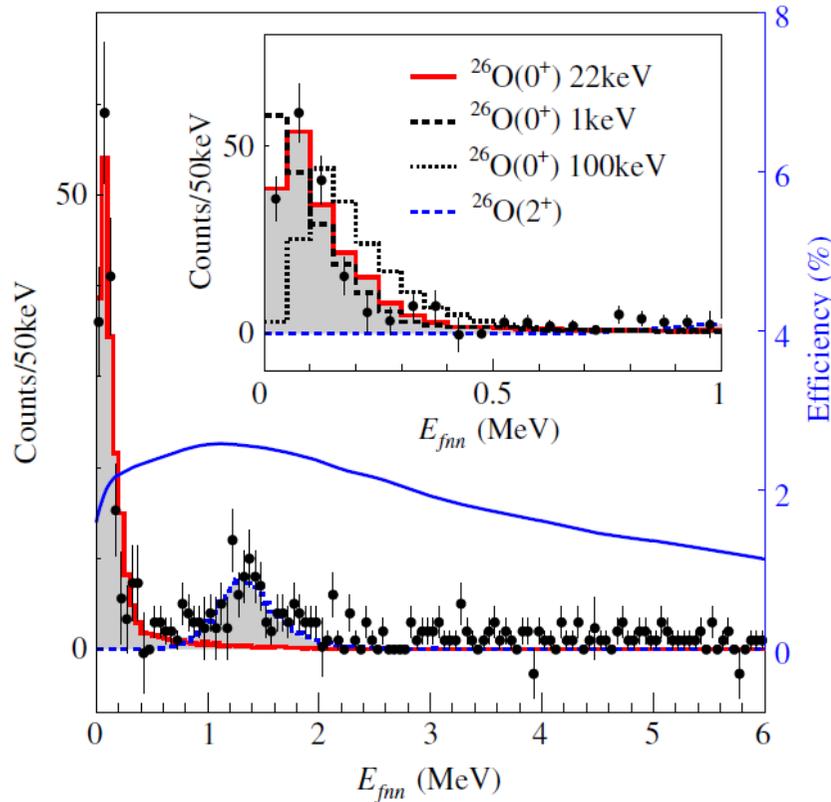
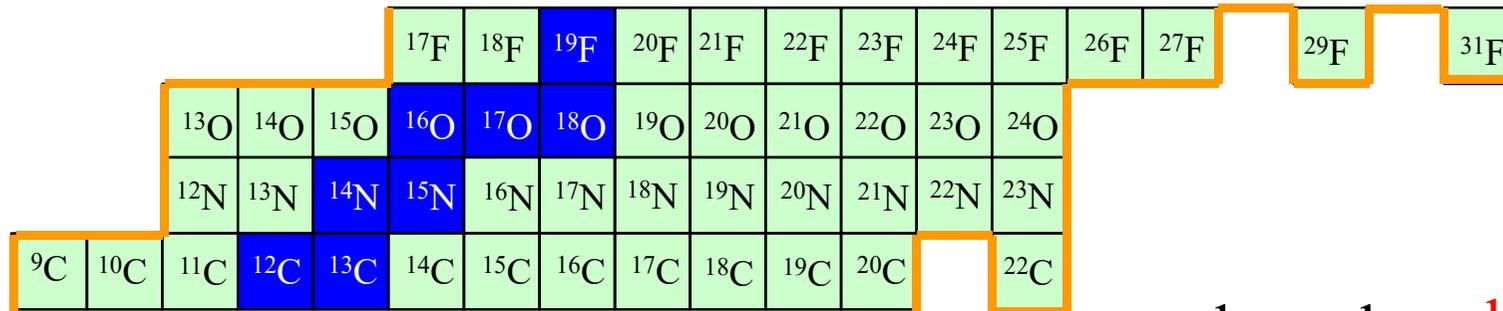
$\langle \theta_{12} \rangle$ が90度より著しく小

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)

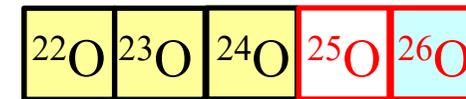
2中性子ハロ一核の最新の話: 非束縛核 ^{26}O の2n 崩壊



中性子ドリップ線を超えた非束縛核の2中性子放出崩壊



← bound unbound →

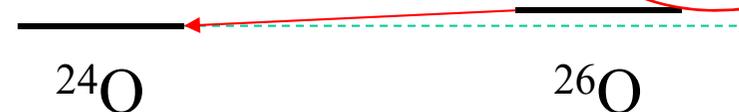


749 keV
25O

almost bound!

2n decay

18 keV



(neutron drip line)