

不安定原子核の多体論

萩野浩一

東北大学 理学研究科

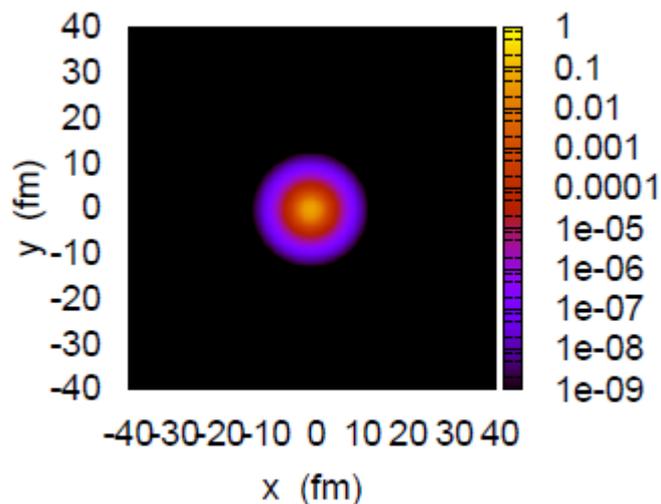
物理学専攻

hagino@nucl.phys.tohoku.ac.jp

www.nucl.phys.tohoku.ac.jp/~hagino

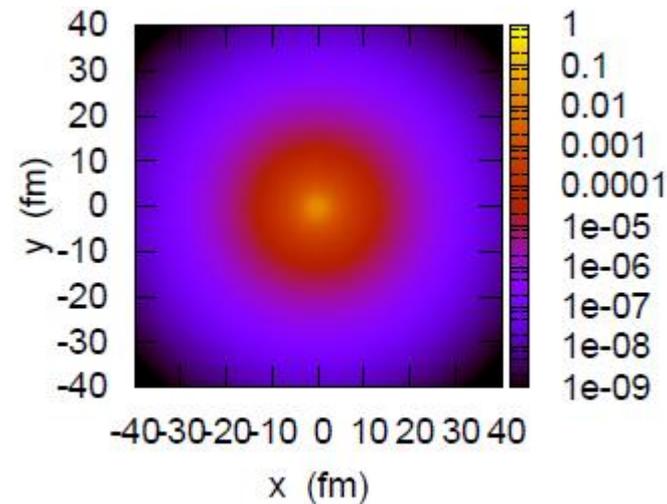


東北大学



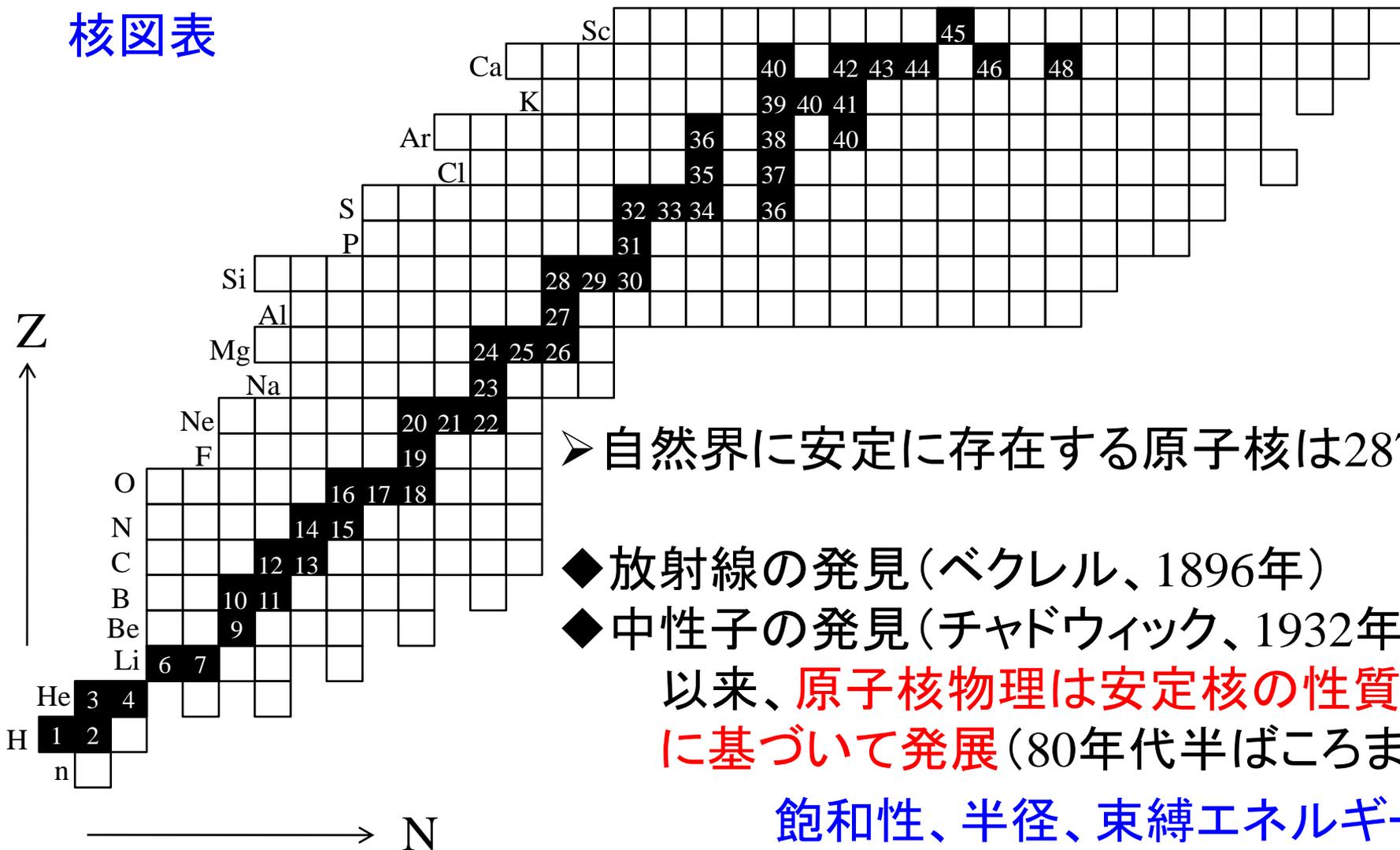
弱束縛

井戸型ポテンシャル
($l=0$ 束縛状態)



イントロダクション

核図表



➤ 自然界に安定に存在する原子核は287種

- ◆ 放射線の発見 (ベクレル、1896年)
 - ◆ 中性子の発見 (チャドウィック、1932年)
- 以来、**原子核物理は安定核の性質に基づいて発展** (80年代半ばころまで)

飽和性、半径、束縛エネルギー
魔法数と独立粒子描像、、、、

原子核物理は安定核の性質に基づいて発展

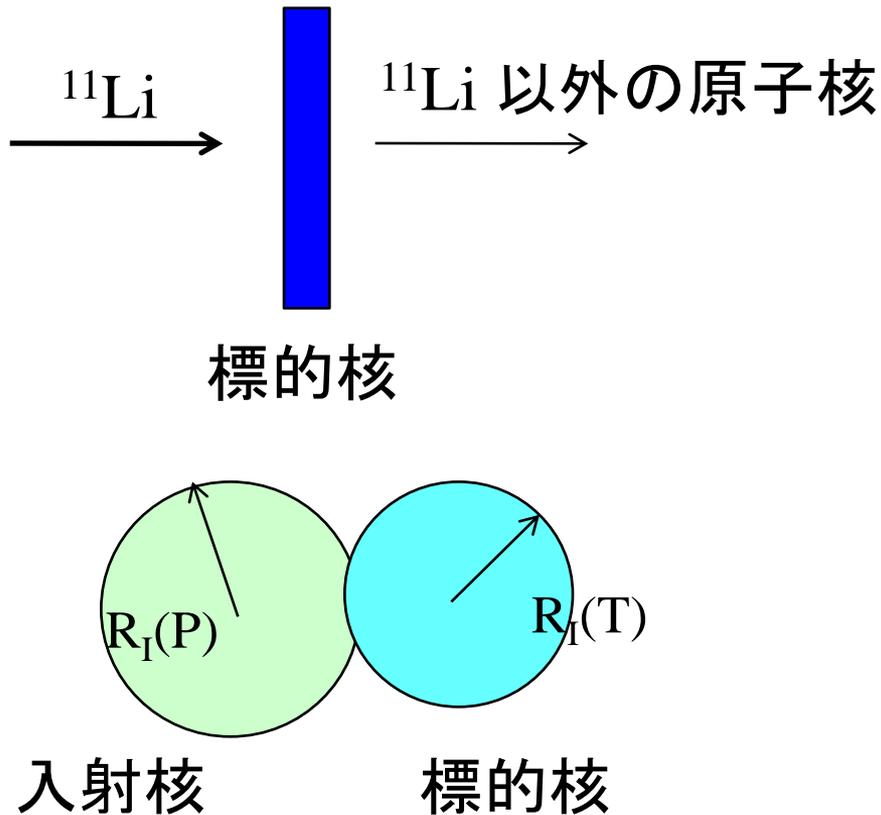
→ そうは言っても、自然な疑問として

「陽子数が与えられたときに、中性子は何個まで安定にくつつくのか？」

古くから関心は持たれていた。

- “Light Nuclei with Large Neutron Excess”
V.V. Volkov, in Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. ('74)
- “Very Neutron Rich Light Nuclei”
G.T. Garvey, Comments on Nucl. and Part. Phys. 5('72)85.
- “Explorations far from stability”
O.L. Keller Jr., Comments on Nucl. and Part. Phys. 5('72)98.
- “Int. Symp. on why and how should we investigate nucleides far off the stability line”, Lysekil, Sweden (1966).
- “Int. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability”, CERN (1970).

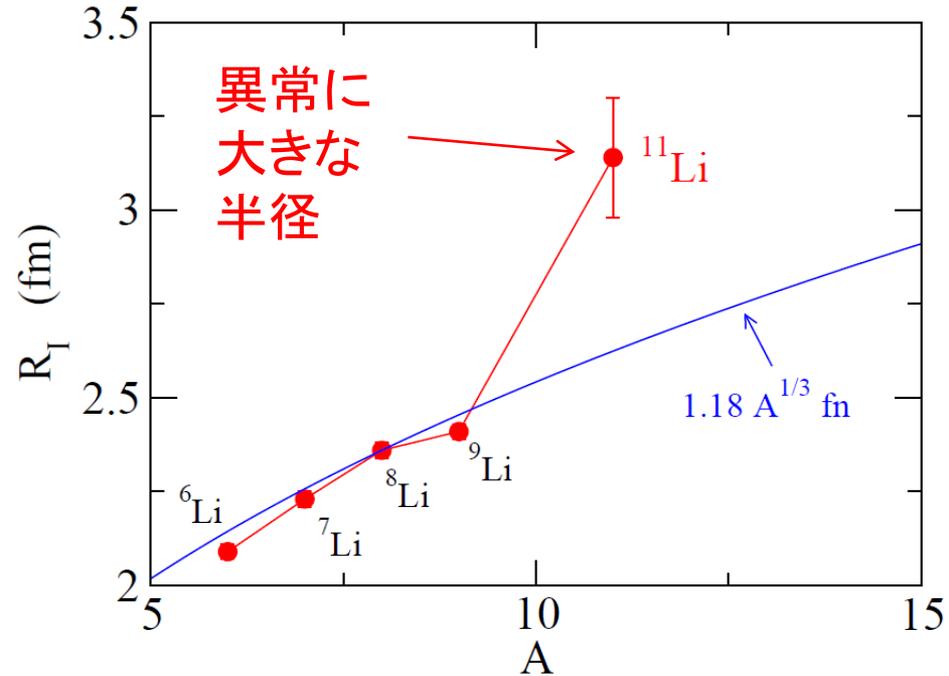
不安定核研究の本格的幕開け: 相互作用断面積測定 (1985)



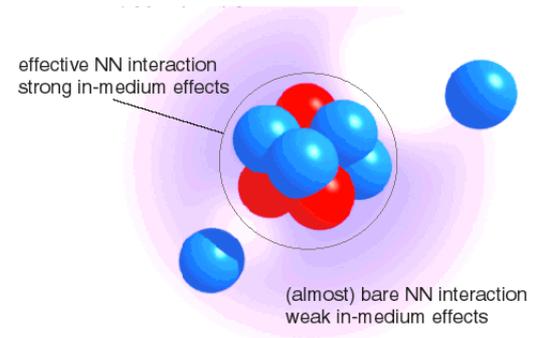
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

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

$$\longrightarrow R_I(P)$$



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

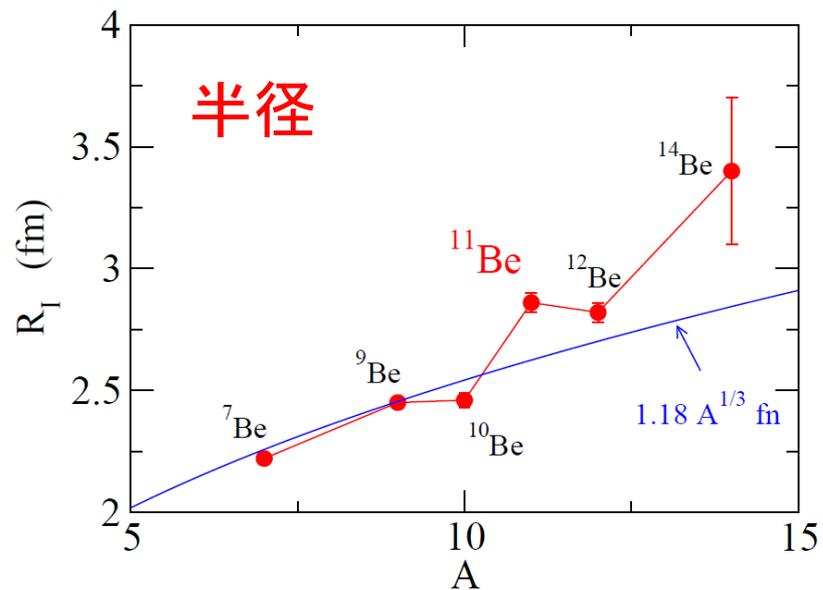


1 粒子ハロー核の性質

- 束縛状態
- 角運動量の効果
- クーロン励起
- 陽子放出崩壊
- 変形

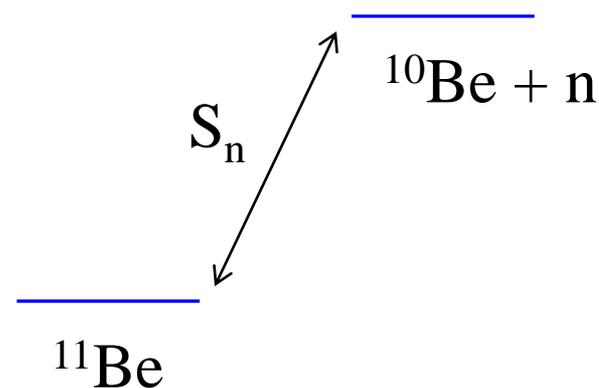
1中性子ハロ一核

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



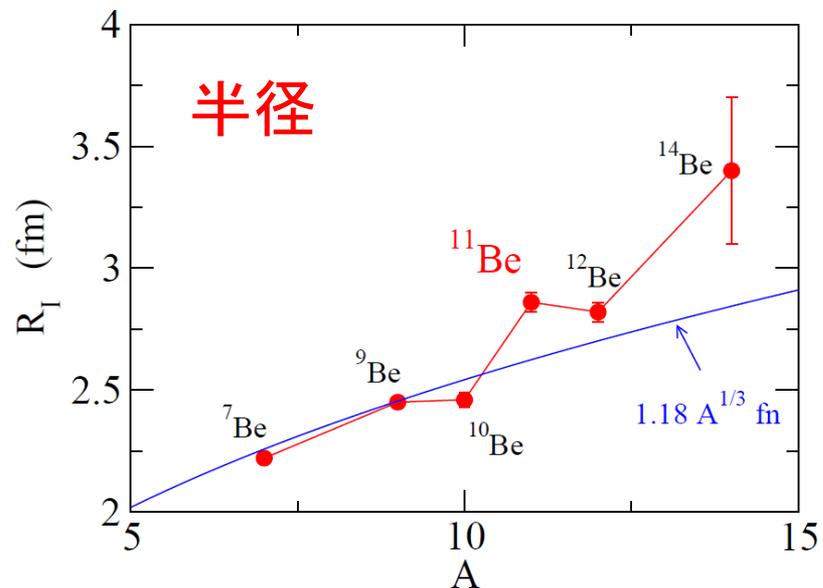
$$S_n = 504 \pm 6 \text{ keV}$$

非常に小さい

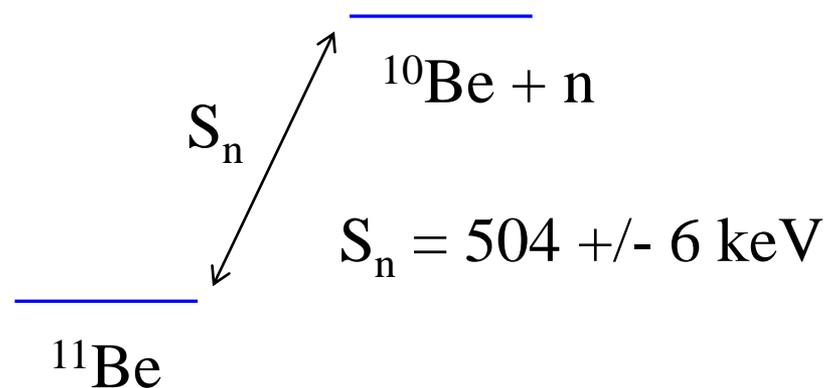
ちなみに ^{10}Be では、
 $S_n = 6.81 \text{ MeV}$

1 中性子ハロー核

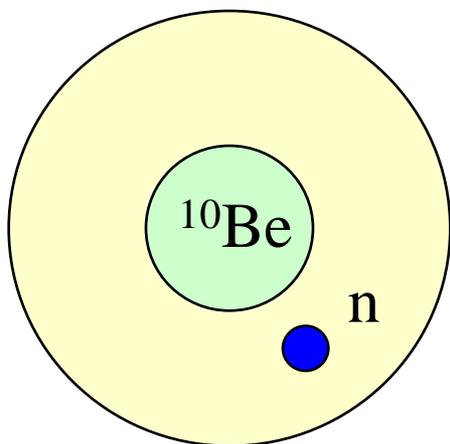
典型的な例： $^{11}_4\text{Be}_7$



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



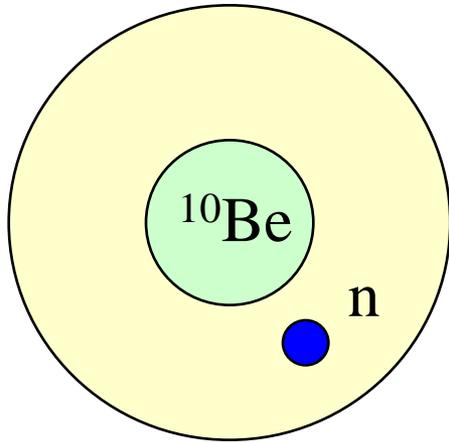
$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \quad \kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

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

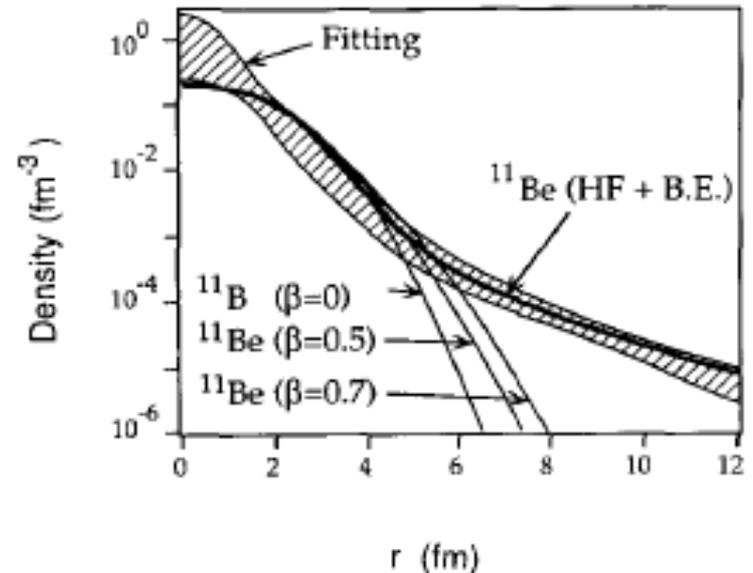


密度分布の空間的広がり(ハロー構造)

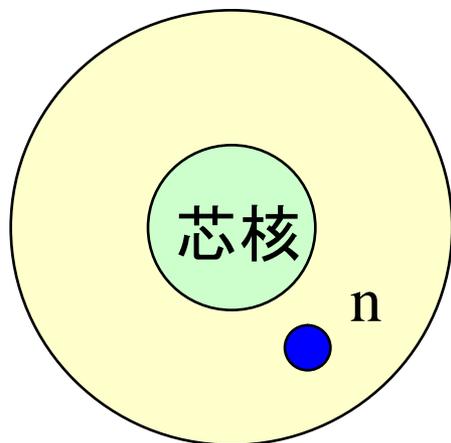
反応断面積の実験値を説明する
密度分布



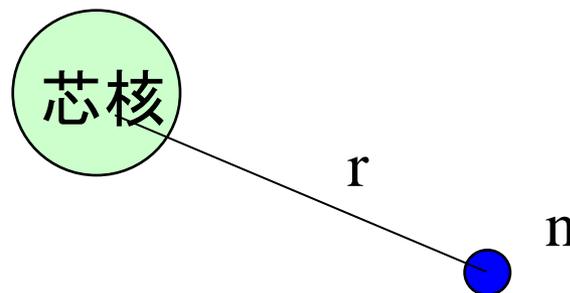
月暈(月のまわりに広がる
薄い輪。ハロー。)



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。

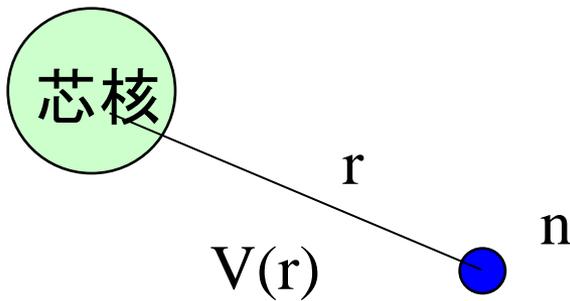
cf. 平均場ポテンシャル:

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

相対運動のハミルトニアン

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

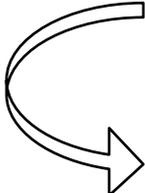
相対運動のハミルトニアン



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

簡単のためスピン軌道相互作用はないとすると(1s 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):

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

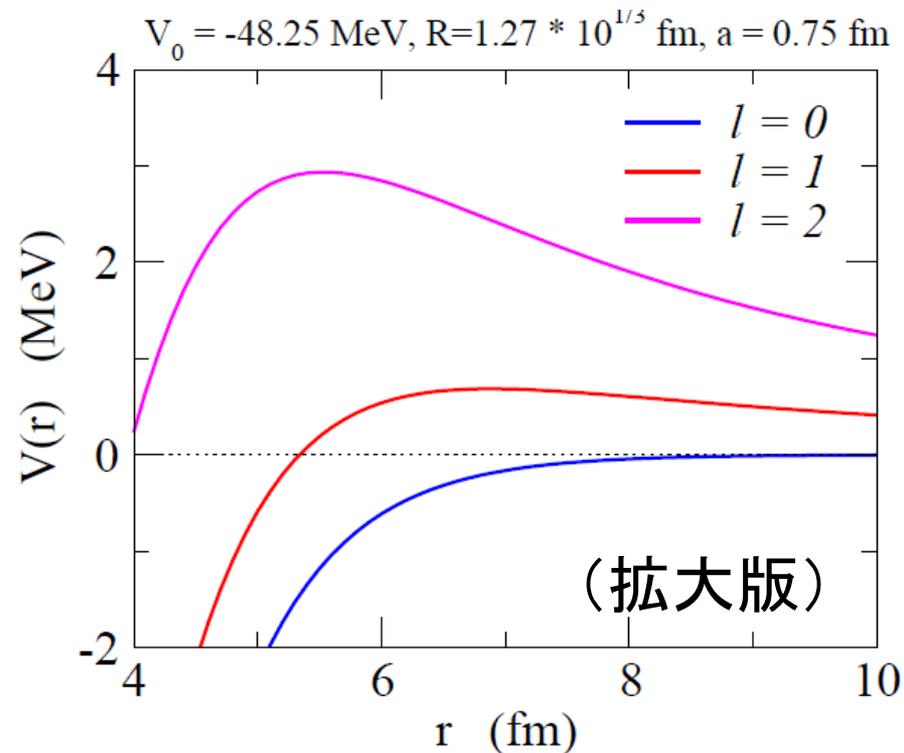
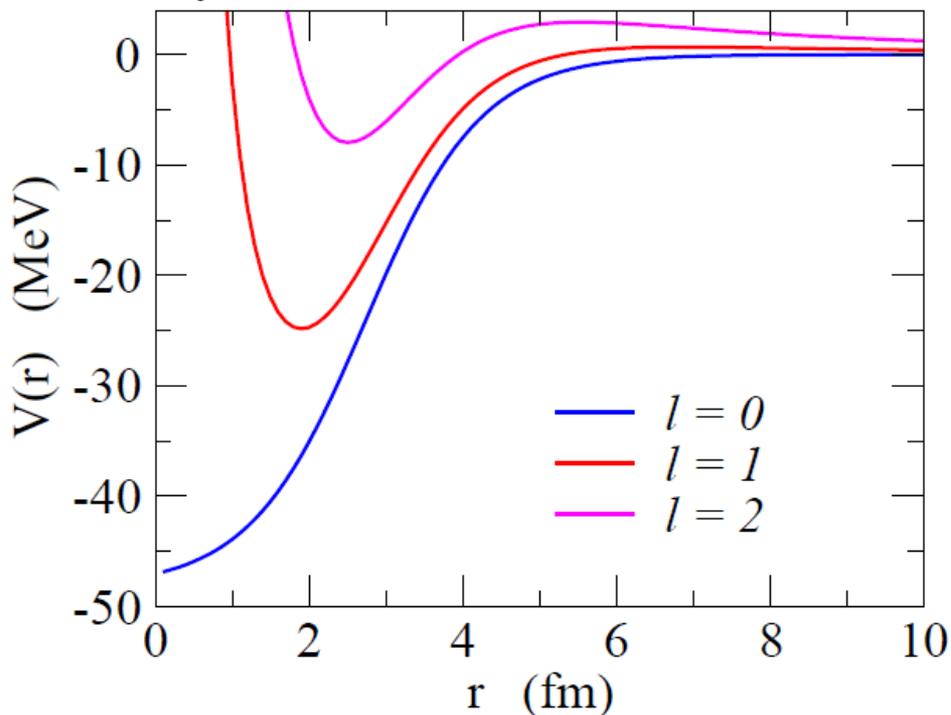
* 正確には modified 球ベッセル関数

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

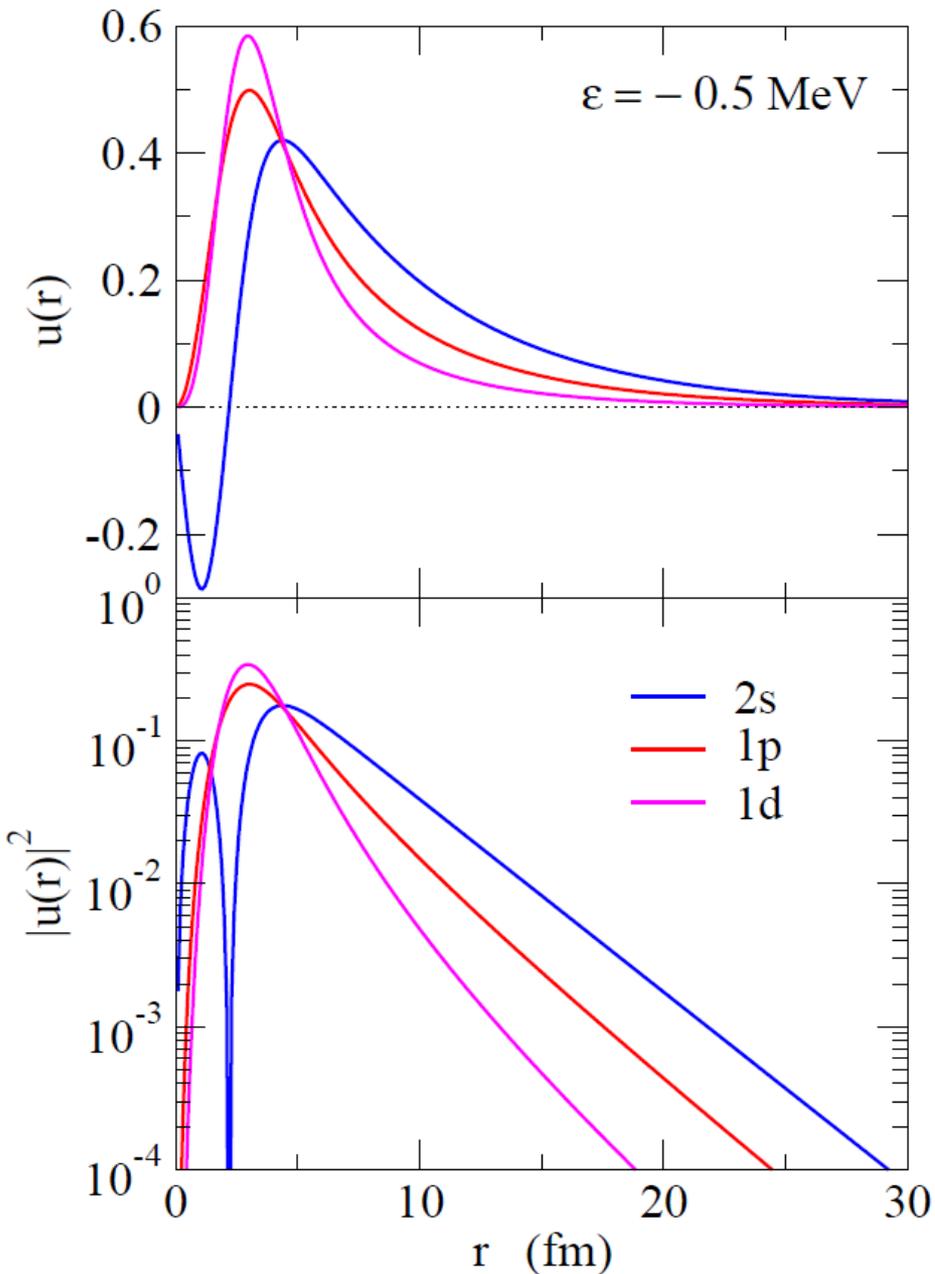
$V_0 = -48.25 \text{ MeV}$, $R = 1.27 * 10^{1/3} \text{ fm}$, $a = 0.75 \text{ fm}$



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

$\varepsilon = -0.5 \text{ MeV}$ 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:

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

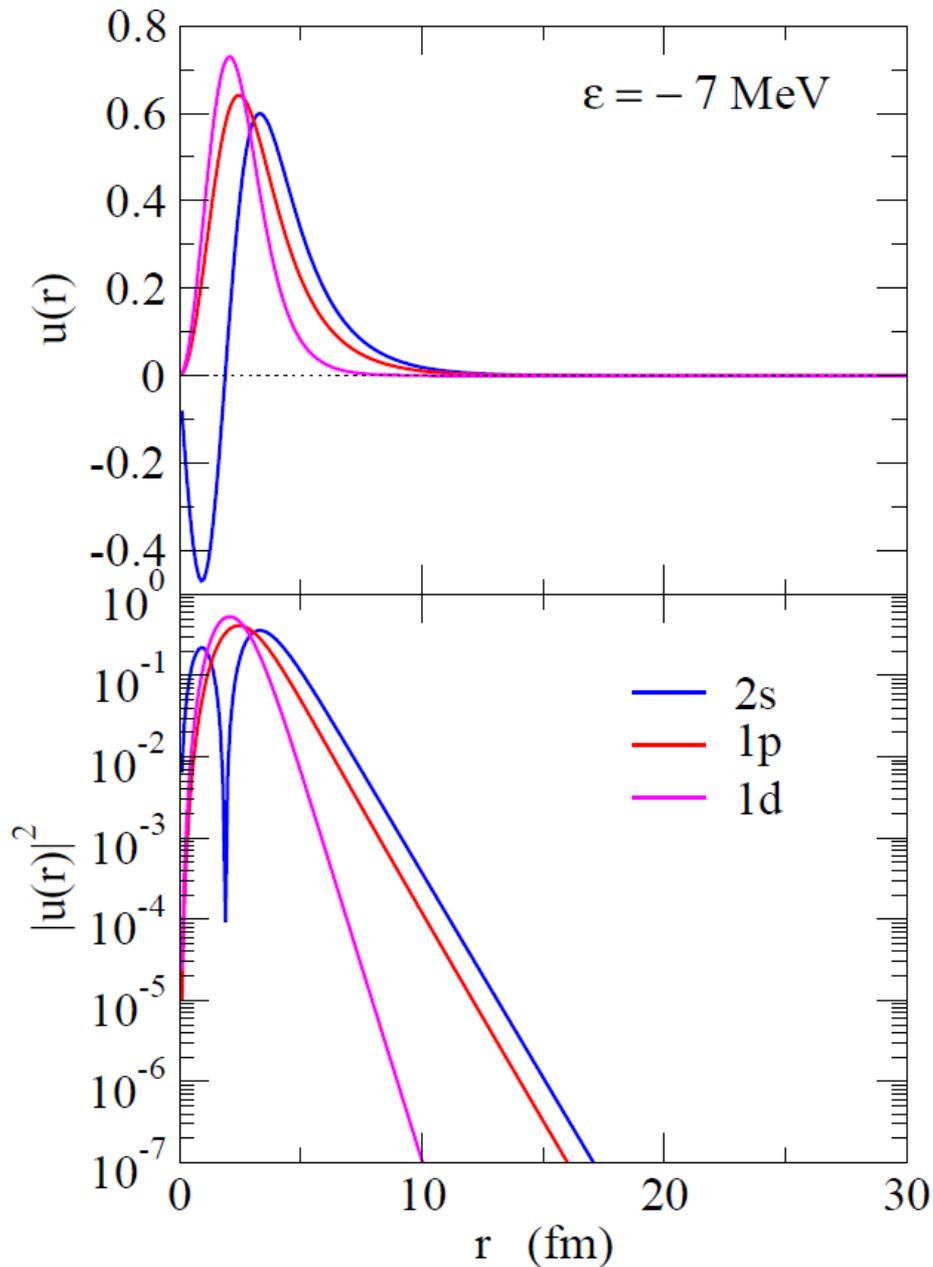
7.17 fm ($l = 0$)

5.17 fm ($l = 1$)

4.15 fm ($l = 2$)

波動関数

$\varepsilon = -7 \text{ MeV}$ の場合



どの l も波動関数は局在

平均2乗半径:

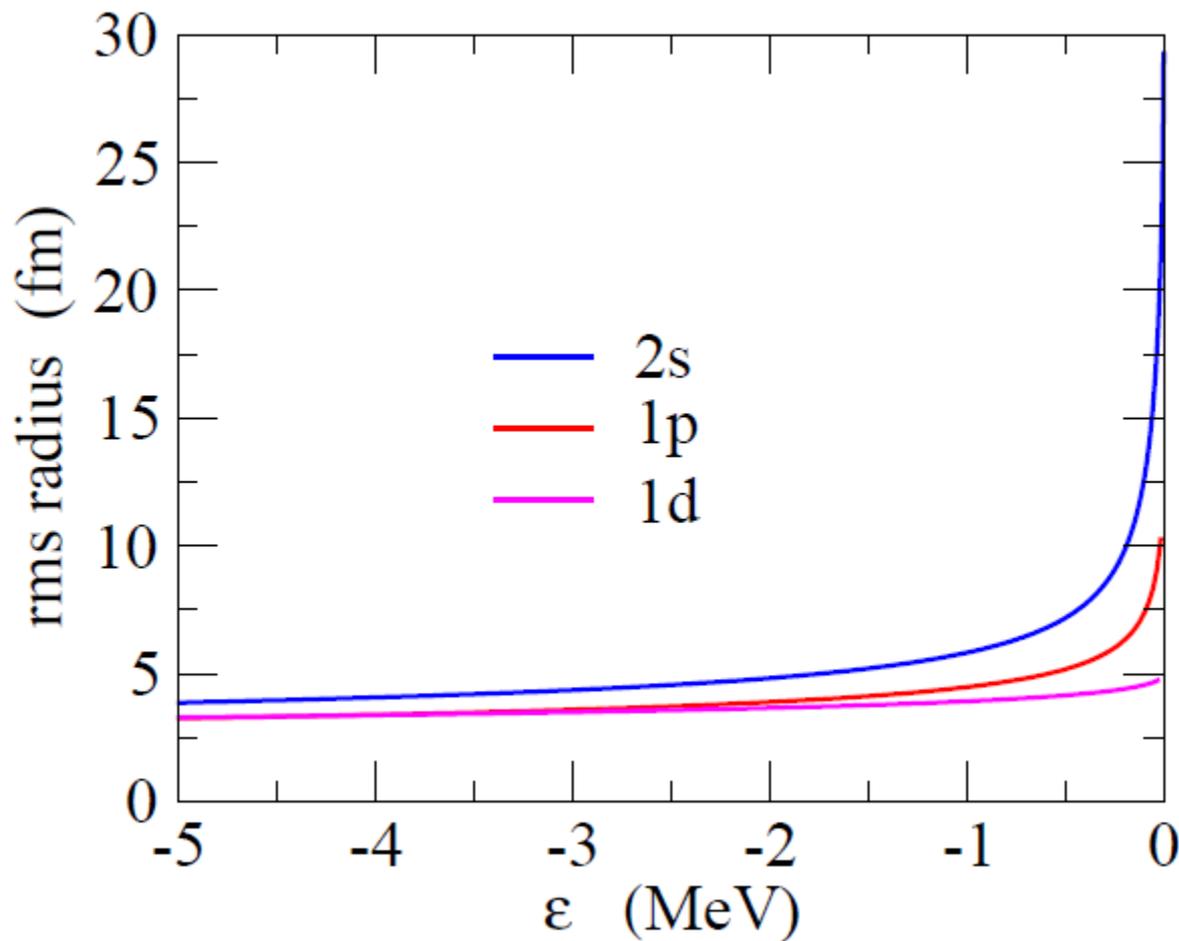
$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\int_0^\infty dr r^2 u_l(r)^2}$$

3.58 fm ($l = 0$)

3.05 fm ($l = 1$)

3.14 fm ($l = 2$)

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



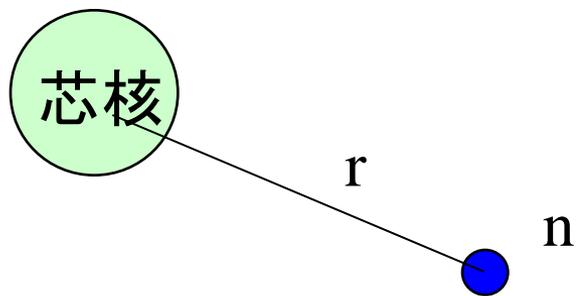
↓
半径は $l=0,1$ では発散
(ゼロ・エネルギー極限)

↓
ハロー(異常に大きい
半径)は $l=0$ or 1 で
のみおこる

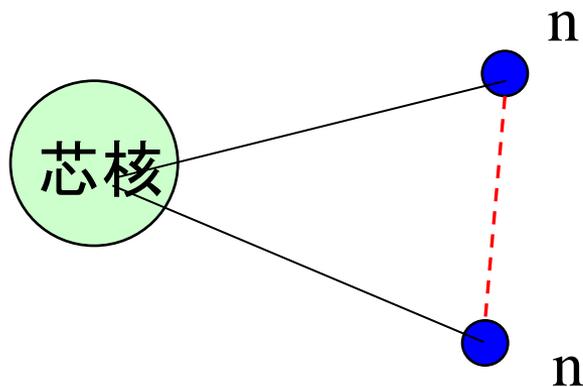
2粒子ハロー核の性質

- ペアリング
- ボロミアン原子核
- 双中性子相関

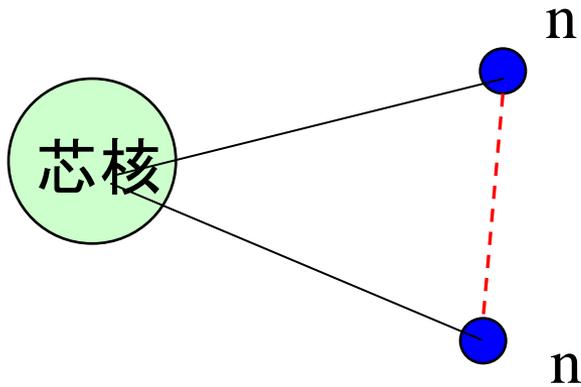
これまでは、芯核のまわりに中性子が1個ある場合を考えてきた



芯核のまわりに中性子が2個あるとどうなる?

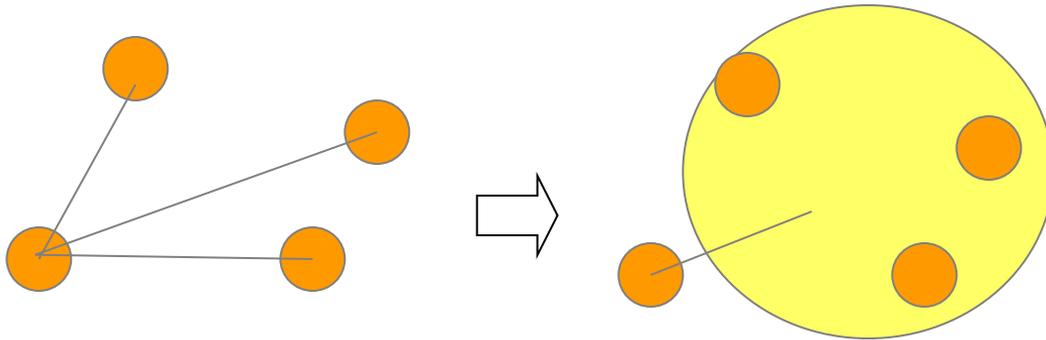


2中性子間に働く相互作用の影響は?



2中性子間に働く相互作用の影響は?

平均場理論



他の核子との相互作用を平均的に取り扱う

単純な平均場近似が完全に成り立っているとすると、2中性子間相互作用は平均場ポテンシャルを通じて考慮され、それ以上の相互作用を考える必要はない。(2中性子が独立に運動。)

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

平均からのずれ
(残留相互作用)

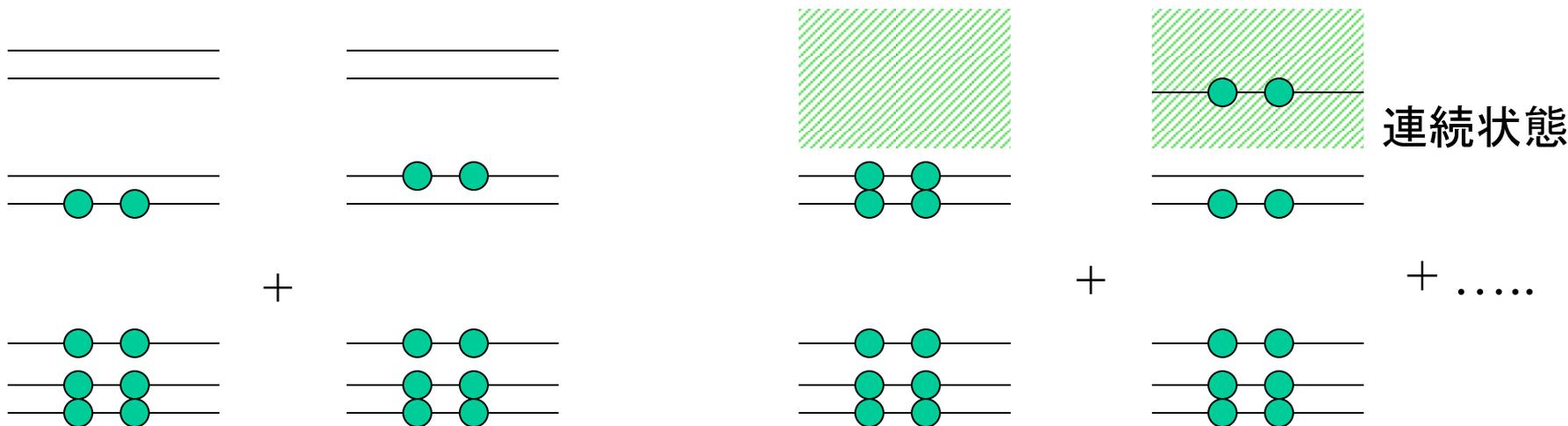
残留相互作用は完全に無視してもよいのか？

→ 開殻原子核では重要な役割を果たすことが知られている(ペアリング)

弱束縛核における対相関

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

平均からのずれ
(残留相互作用)



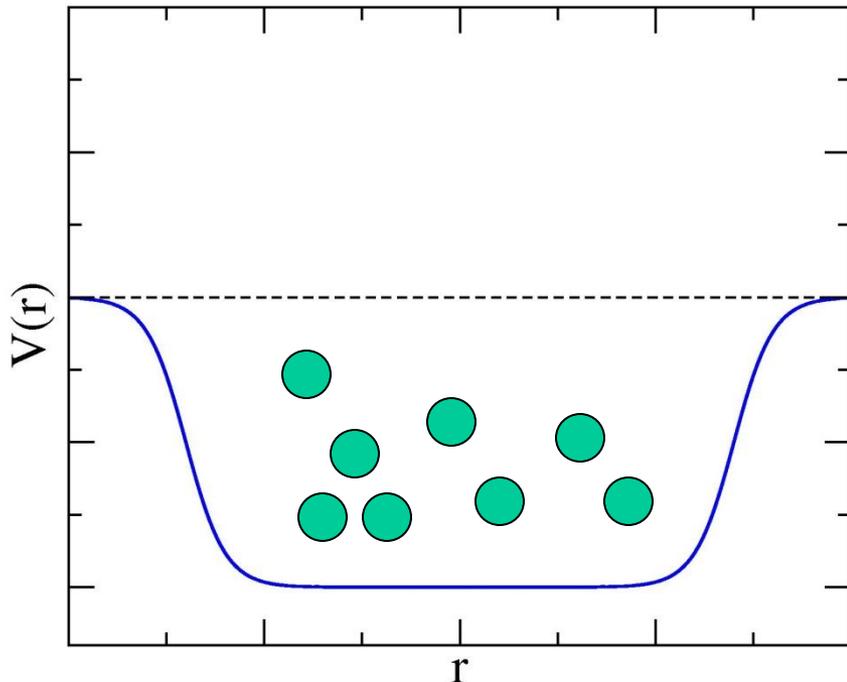
安定な原子核
→ 超流動状態

弱く束縛された系

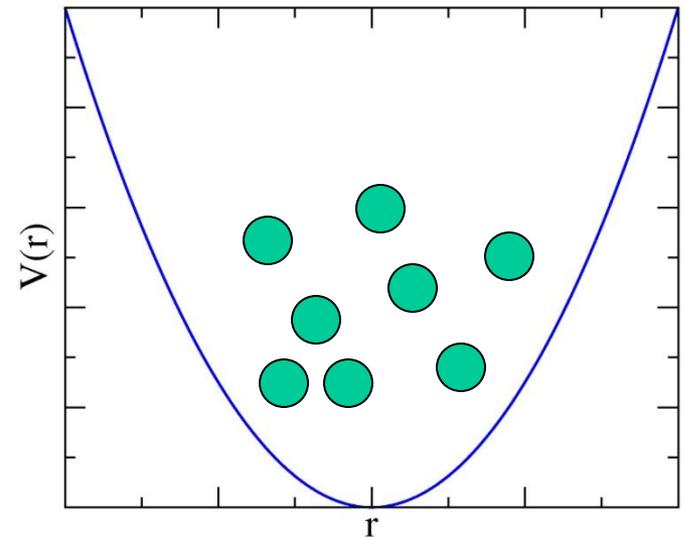
中性子過剰核の物理

- 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



- 有限の深さを持つ井戸
- 自己無撞着性

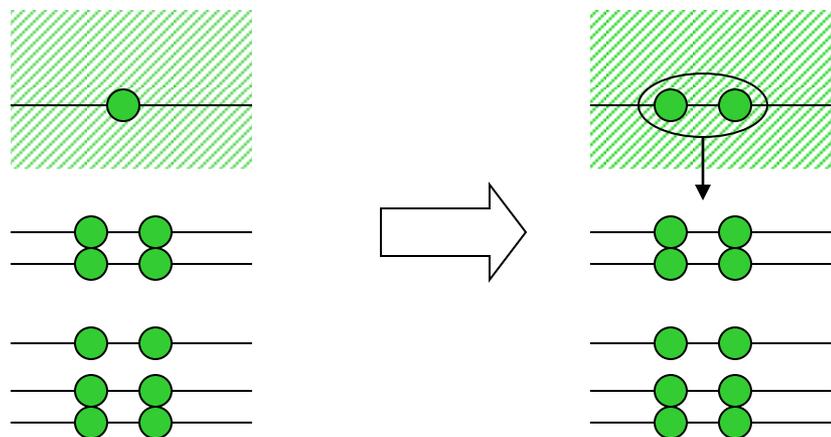


cf. a harmonic trap

とてもチャレンジングな問題
(わからないことは色々ある)

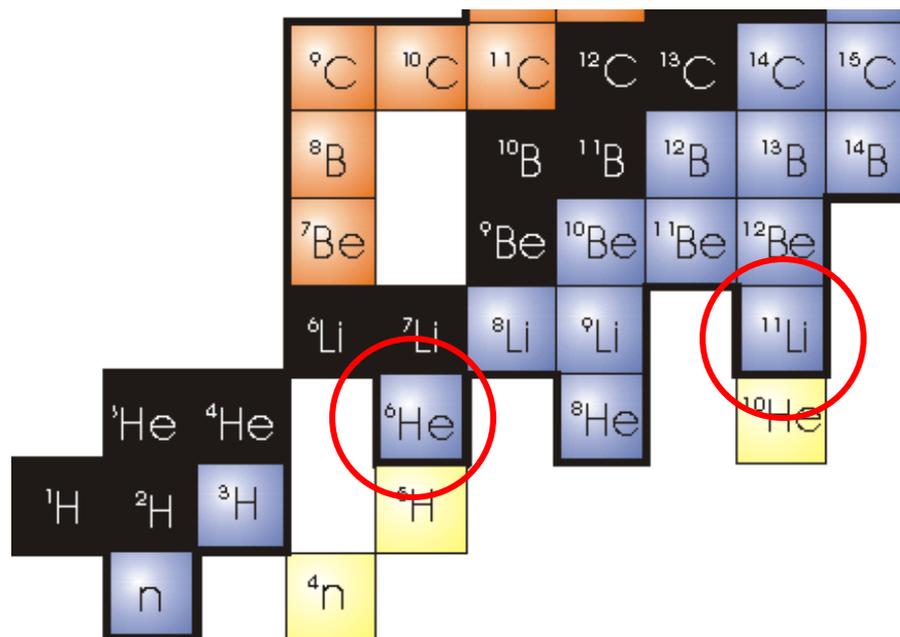
ボロミアン原子核

残留相互作用 → 引力



不安定

安定

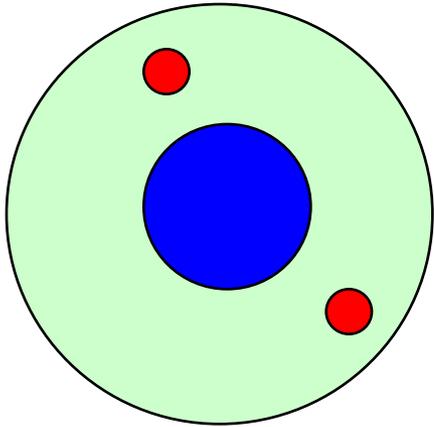


“ボロミアン核”

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

双中性子 (dineutron) 相関



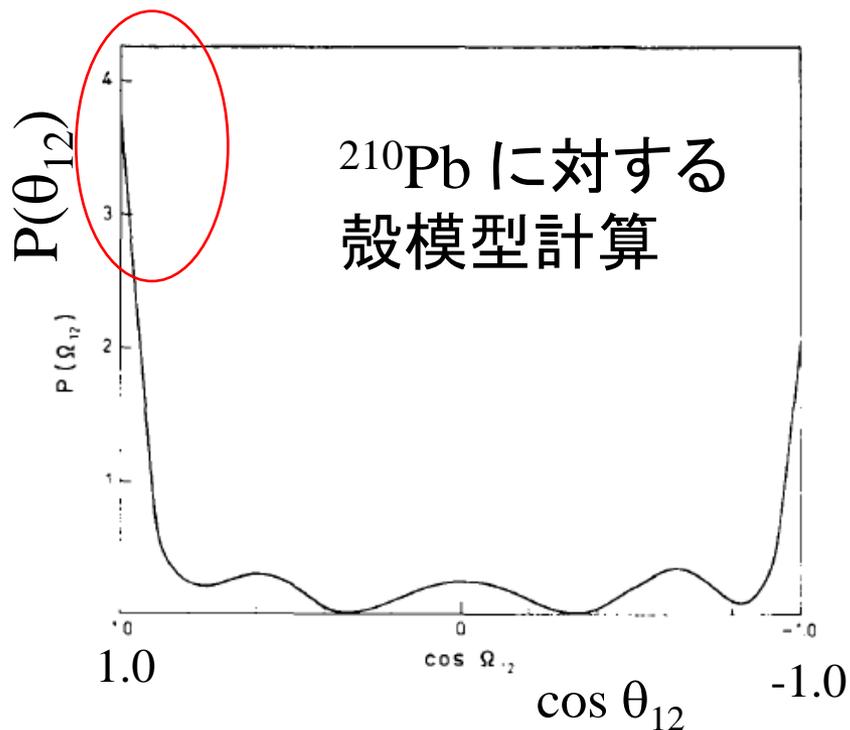
原子核中で2つの中性子は空間的にどのように配置されているのか？

2つの中性子が独立に運動しているとすると、片方の中性子がどこにいてももう片方は関知しない

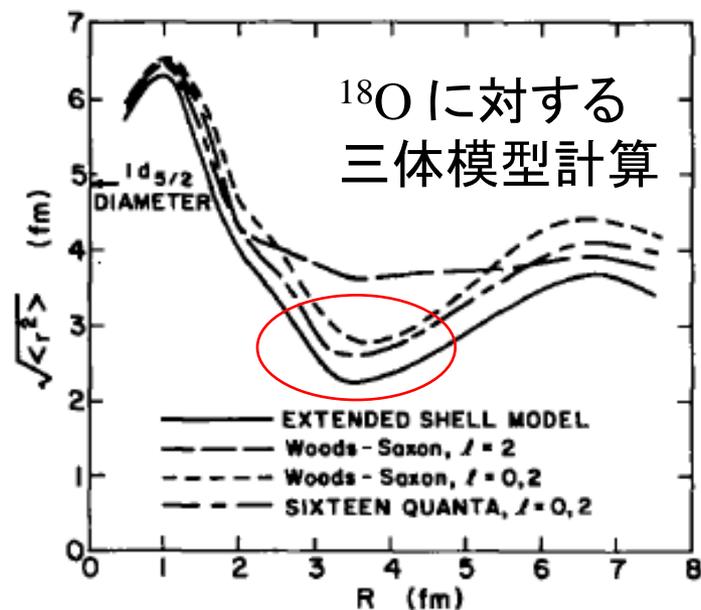


対相関が働くとどうなるか？

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



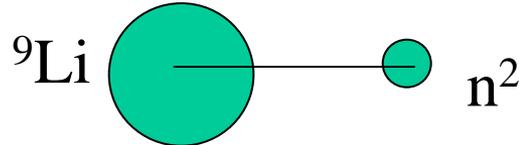
R.H. Ibarra et al.,
NPA288('77)397

2中性子は空間的に局在している(双中性子 – dineutron – 相関)

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

Dineutron クラスタモデル

Dineutron 関連の考えを中性子過剰核へ最初に適用したのは Hansen と Jonson



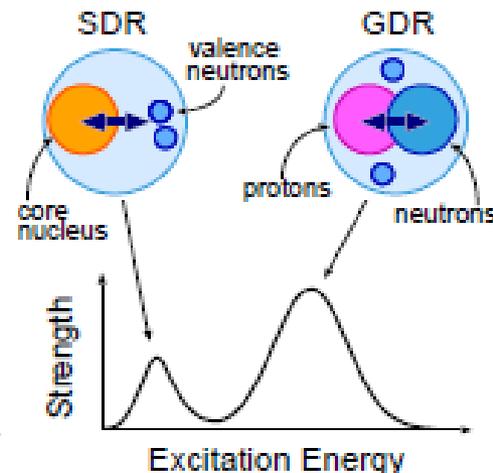
${}^9\text{Li}$ と n^2 の2体系として ${}^{11}\text{Li}$ の構造を考えた ($l=0$ で束縛する)

dineutron は束縛されたクラスターと仮定(構造はナシ)

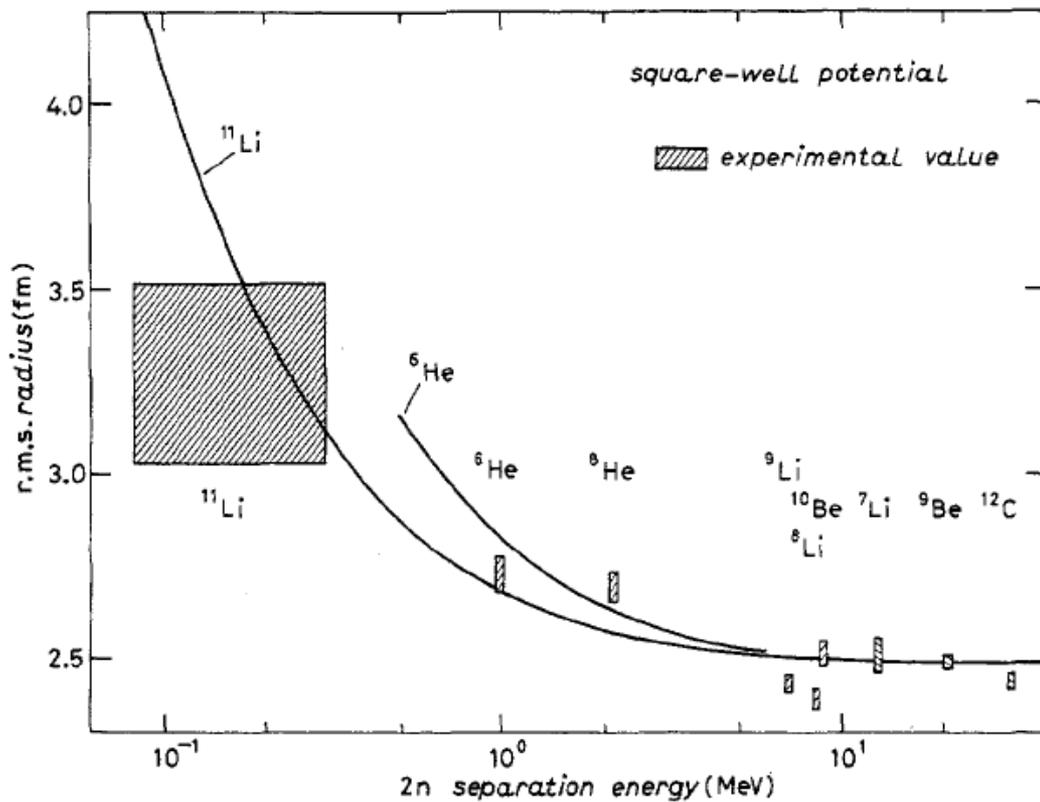
P.G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. 4('87)409

cf. ソフト双極子励起

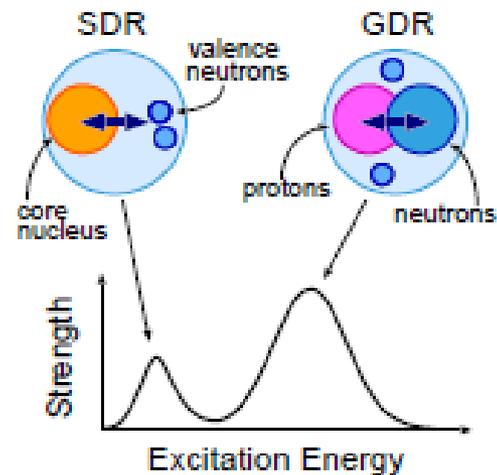
K. Ikeda, INS Report JHP-7 ('88)



K. Ikeda, T. Myo, K. Kato, and H. Toki,
Lecture Note in Phys., vol. 818



この他にソフトE1励起の議論も。

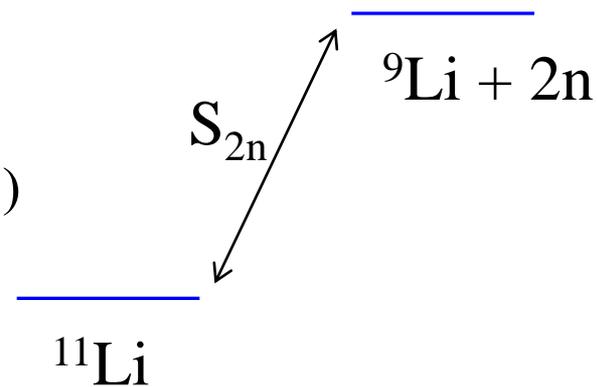


P.G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. 4('87)409

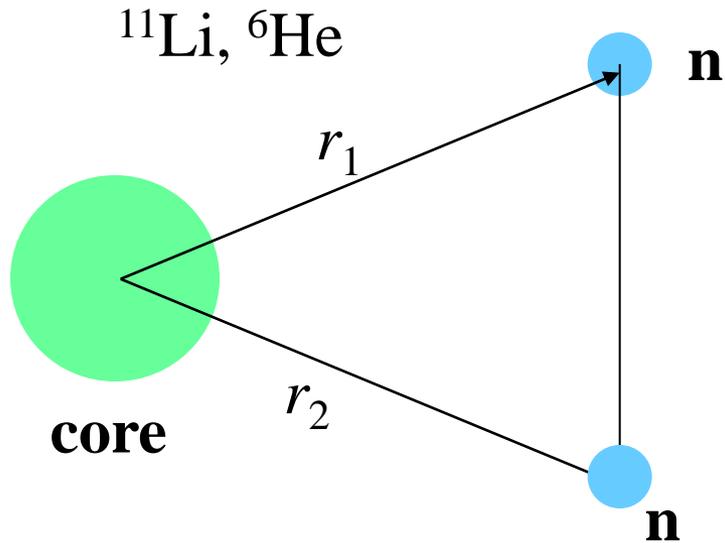
2中性子分離エネルギー:

$S_{2n} = 378 \pm 5 \text{ keV}$ for ^{11}Li (C. Bachelet et al., PRL100('08)182501)
 973 keV for ^6He

⇒ ハロー構造



3体模型計算 ('90~): dineutron クラスタモデルの微視的理解



$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + V_{nC}(r_1) + V_{nC}(r_2) + V_{nn} + \frac{(p_1 + p_2)^2}{2A_c m}$$

(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。)

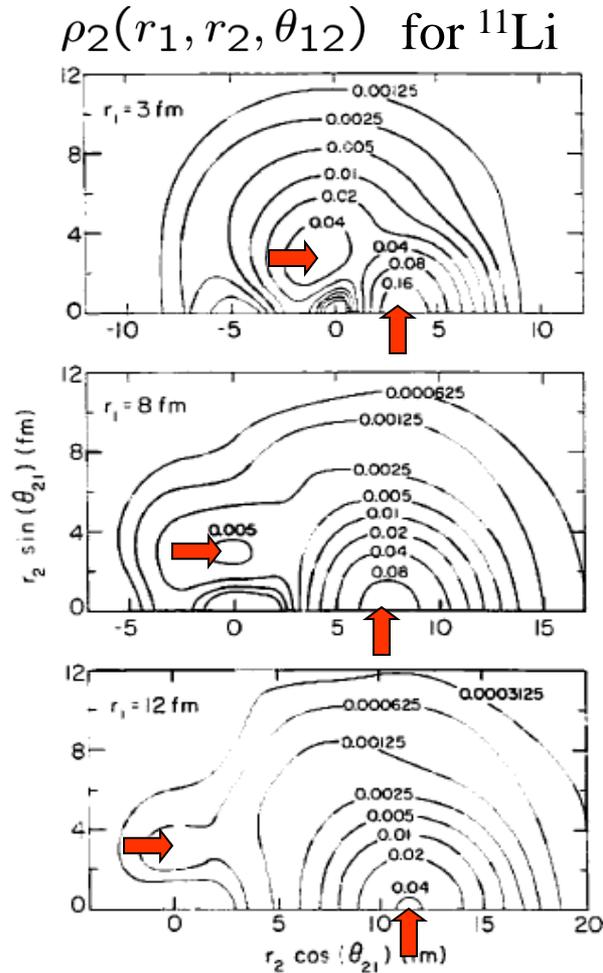
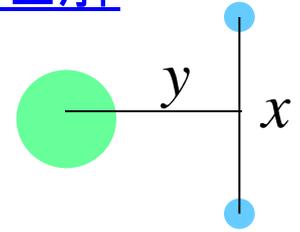
⇒ この3体ハミルトニアンを基底状態を求め、密度分布を調べる:

(例えば) V_{nn} が無いときの状態で展開し、展開係数を求める

$$\Psi_{gs}(r_1, r_2) = A \sum_{nn'lj} \alpha_{nn'lj} \Psi_{nn'lj}^{(2)}(r_1, r_2)$$

$$\Psi_{nn'lj}^{(2)}(r_1, r_2) = \sum_m \langle j m j - m | 0 0 \rangle \psi_{nljm}(r_1) \psi_{n'lj-m}(r_2)$$

3体模型計算 ('90~): dineutron クラスタモデルの微視的理解



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

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

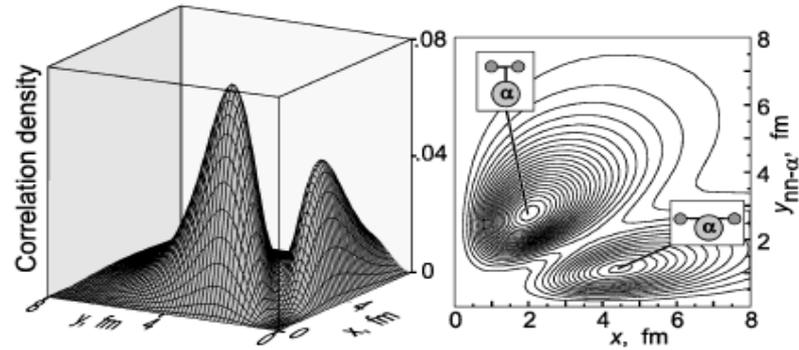


FIG. 1. Spatial correlation density plot for the 0^+ ground state of ^6He . Two components—di-neutron and cigarlike—are shown schematically.

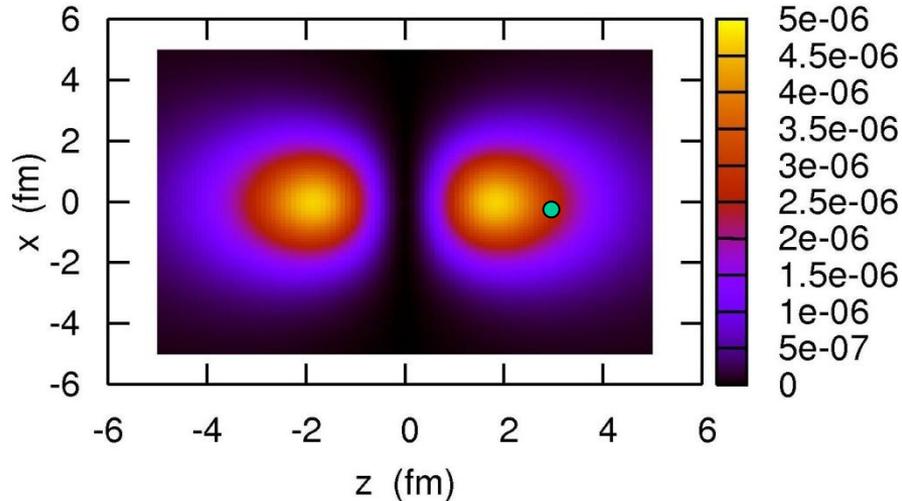
Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev,
and J.S. Vaagen, *PRL*82('99)4996
M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* 231('93)151

“di-neutron” and “cigar-like”
configurations

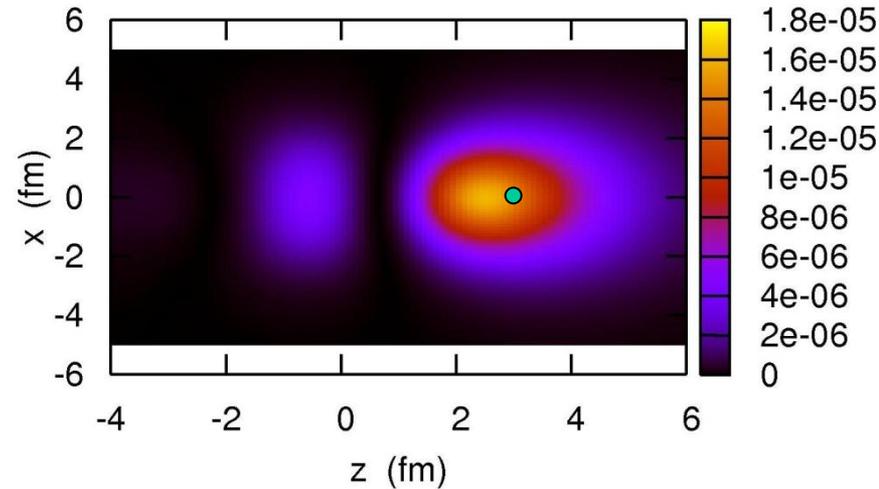
対相関力がある場合とない場合の比較

^{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 $[1p_{1/2}]^2$

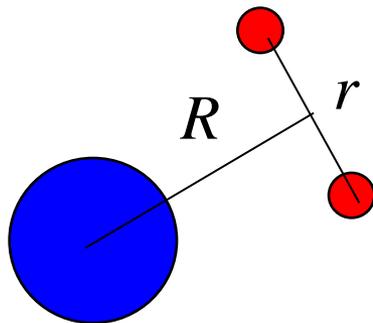
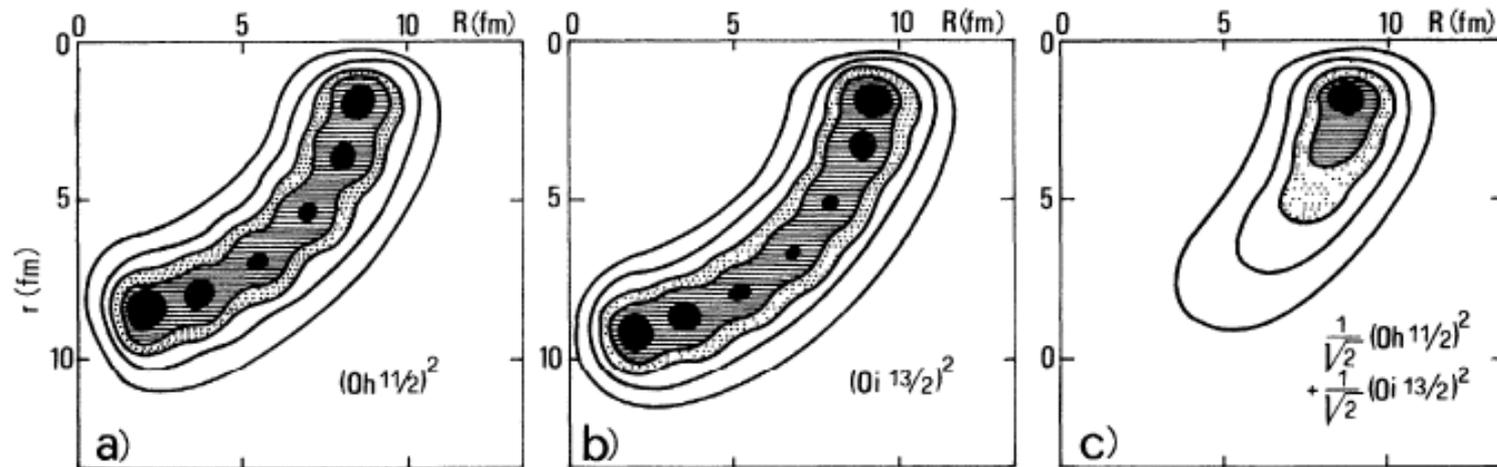


対相関がある場合



- 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



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

何故、異なるパリティが混ざると dineutron 相関が生じるのか?

波動関数の構造:
$$\Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2) = \sum_{n \leq n'} \alpha_{nn'} \Psi_{nn'}(x_1, x_2)$$

$$\Psi_{nn'}(x_1, x_2) \propto \mathcal{S}[\phi_n(x_1)\phi_{n'}(x_2)] \times |S=0\rangle$$

$$\Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2) = \Psi_{\text{ee}}(x_1, x_2) + \Psi_{\text{oo}}(x_1, x_2)$$

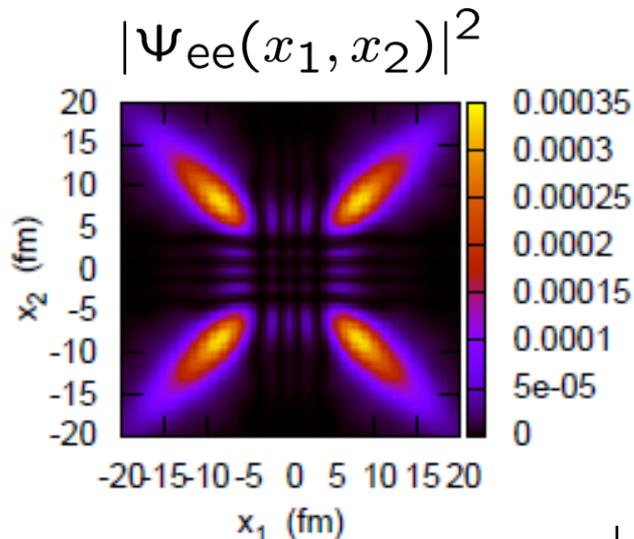
↑
2つの中性子とも
正パリティ状態

↑
2つの中性子とも
負パリティ状態

$$\begin{aligned} \longrightarrow \rho_2(x_1, x_2) &= |\Psi_{\text{gs}}(x_1, x_2)|^2 \\ &= |\Psi_{\text{ee}}(x_1, x_2)|^2 + |\Psi_{\text{oo}}(x_1, x_2)|^2 \\ &\quad + 2\Psi_{\text{ee}}(x_1, x_2)\Psi_{\text{oo}}(x_1, x_2) \end{aligned}$$

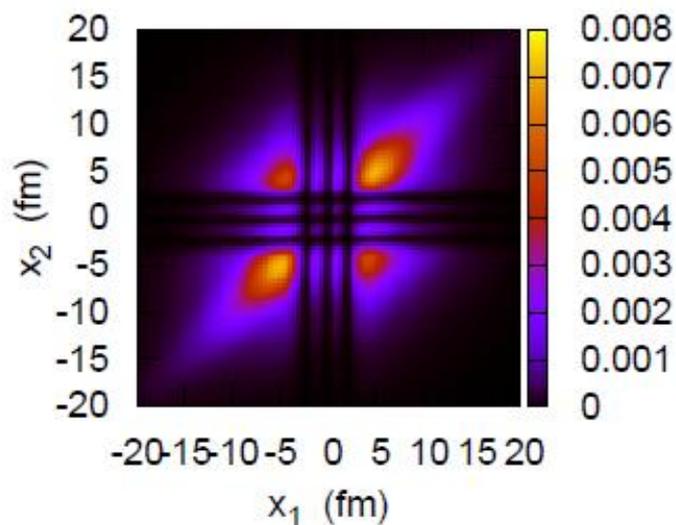
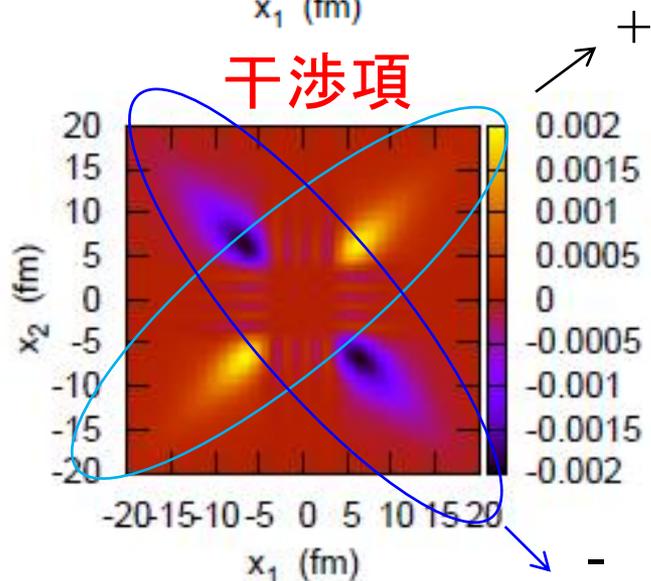
何故、異なるパリティが混ざると dineutron 相関が生じるのか?

$$\rho_2(x_1, x_2) = |\Psi_{ee}(x_1, x_2)|^2 + |\Psi_{oo}(x_1, x_2)|^2 + 2\Psi_{ee}(x_1, x_2)\Psi_{oo}(x_1, x_2)$$

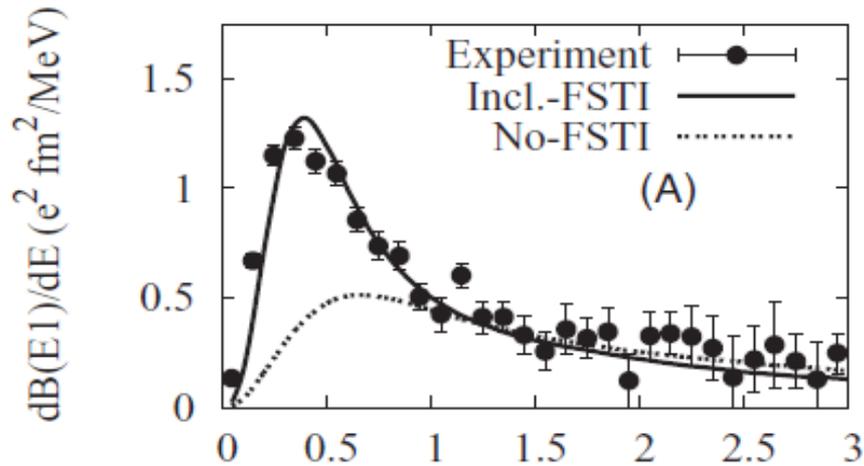


$$\begin{aligned}\Psi_{ee}(-x_1, x_2) &= \Psi_{ee}(x_1, x_2) \\ \Psi_{oo}(-x_1, x_2) &= -\Psi_{oo}(x_1, x_2)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\rho_2(-x_1, x_2) &= |\Psi_{ee}(x_1, x_2)|^2 + |\Psi_{oo}(x_1, x_2)|^2 - 2\Psi_{ee}(x_1, x_2)\Psi_{oo}(x_1, x_2)\end{aligned}$$



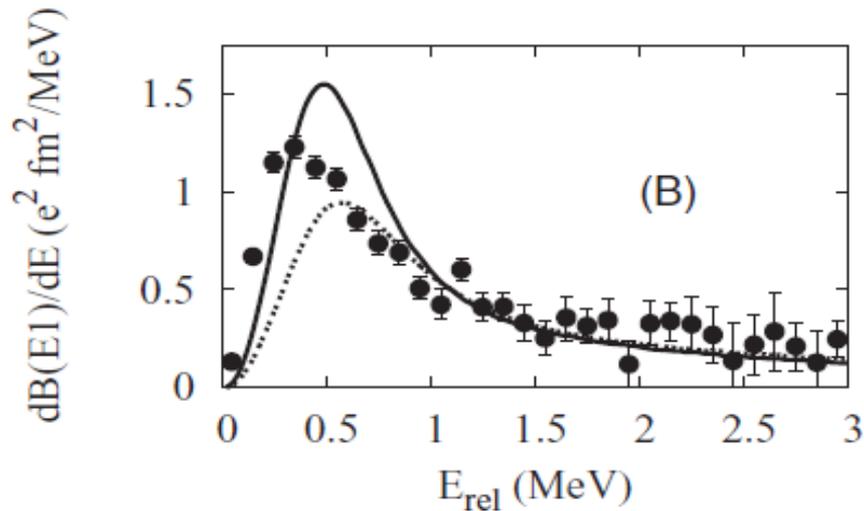
ポロミアン原子核のE1励起



実験データは nn 相関を考慮しない限り説明できない



双中性子相関の有力な実験的証拠



H. Esbensen, K. Hagino,
P. Mueller, and H. Sagawa,
PRC76('07)024302