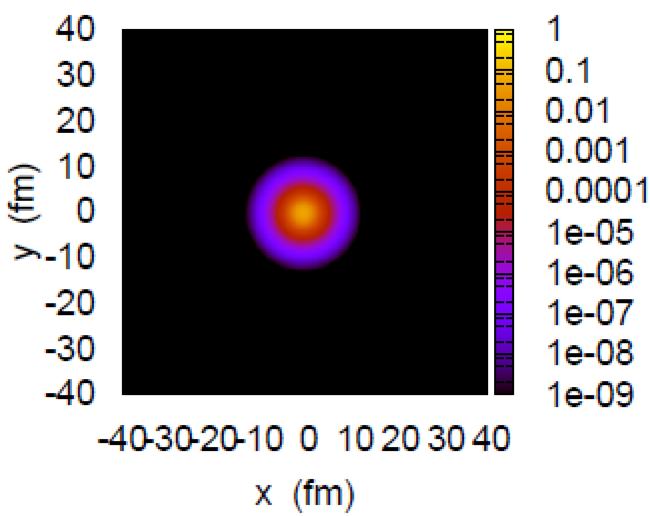
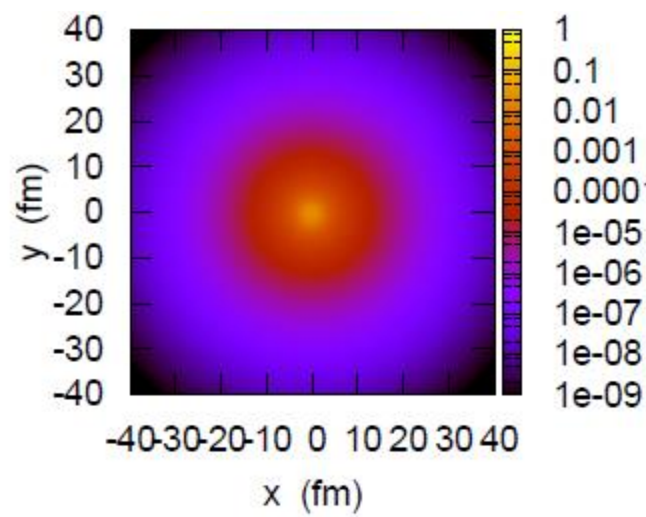
1粒子ハロー核の性質

－束縛状態
－角運動量の効果
－クーロン励起
－変形



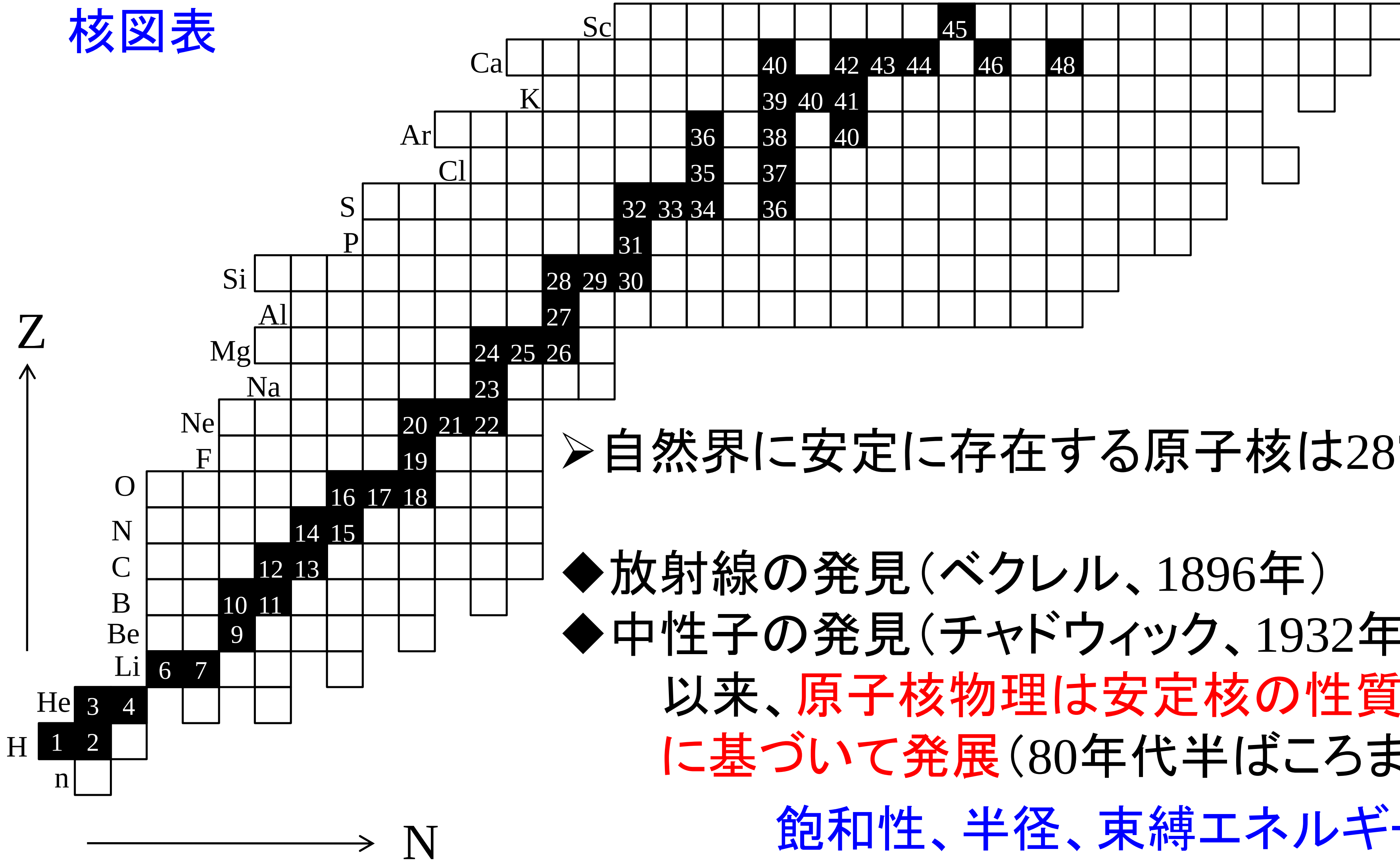
弱束縛



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

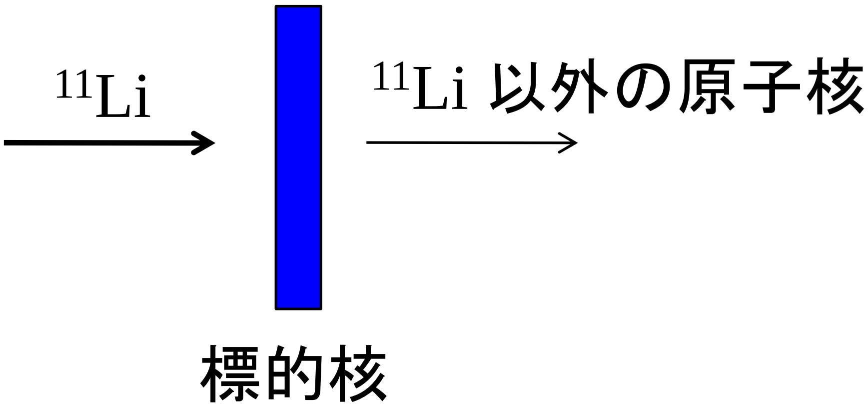
⟶ そうは言っても、自然な疑問として

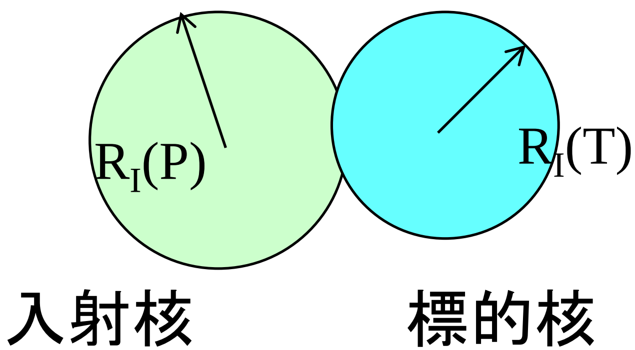
「陽子数が与えられたときに、中性子は何個まで安定にくっつくのか？」

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）

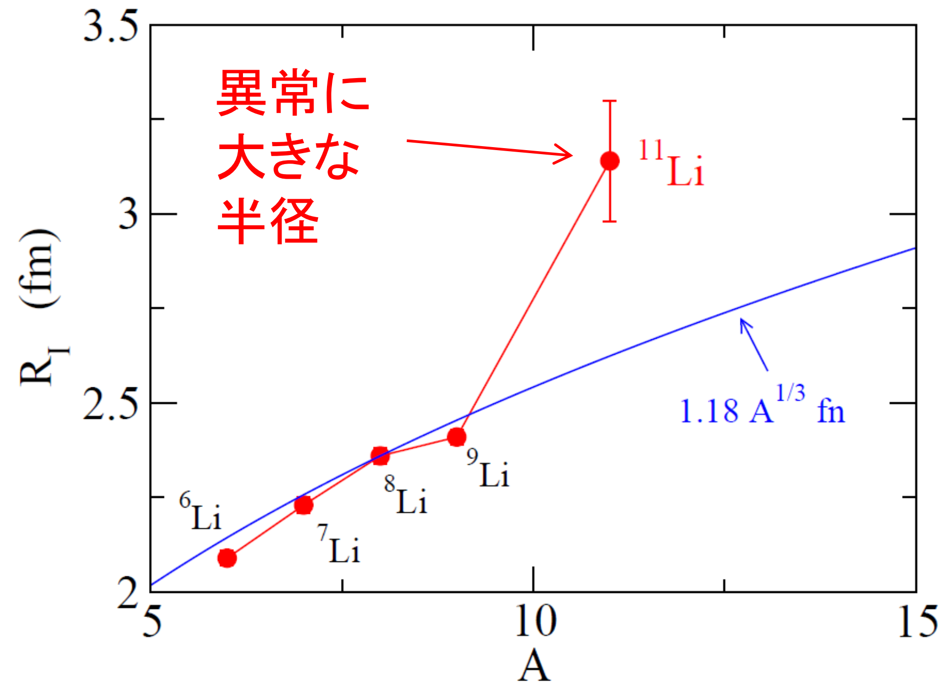




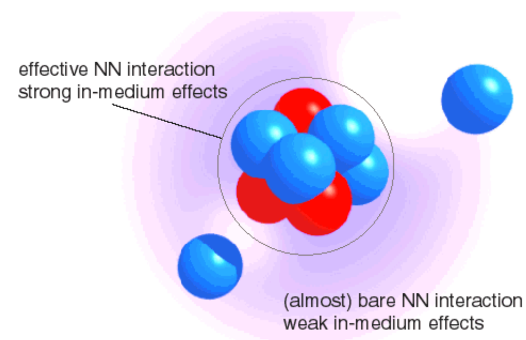
2つの原子核が重なった時に
反応が起こるとすると

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

$$\longrightarrow \quad R_I(\mathrm{P})$$

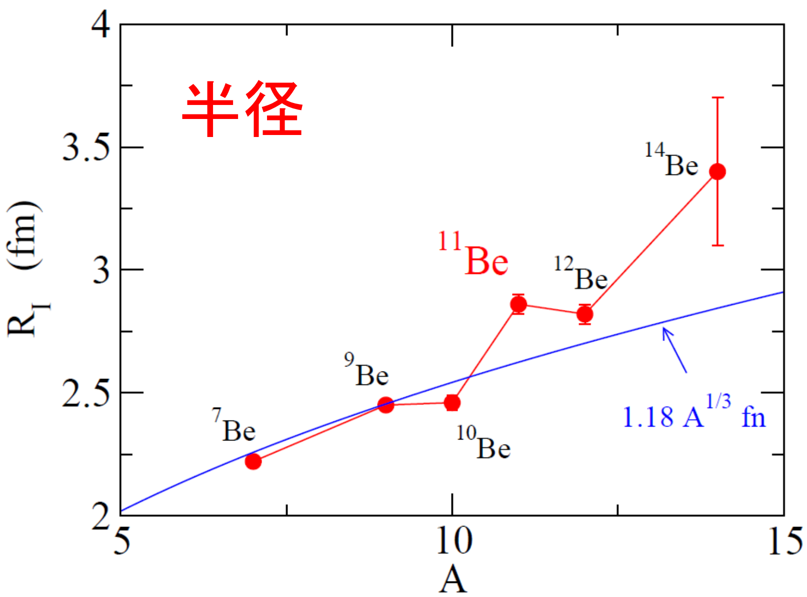


I. Tanihata et al., PRL55('85)2676



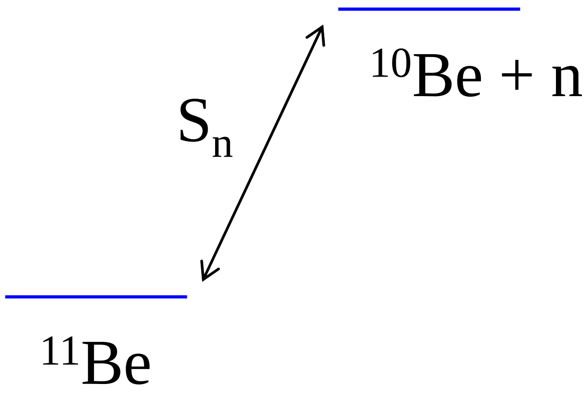
1中性子ハロー核

典型的な例：$^{11}_{4}Be_7$



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

1中性子分離エネルギー



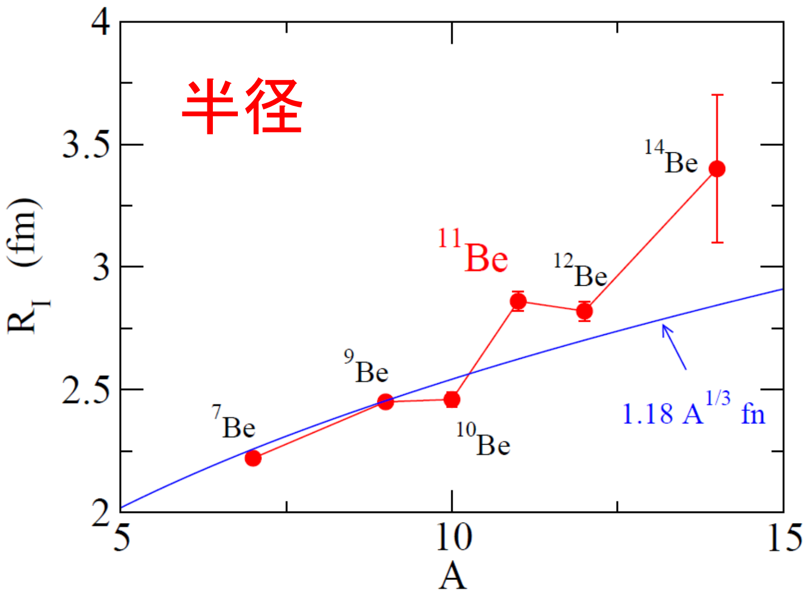
S_n = 504 +/- 6 keV

非常に小さい

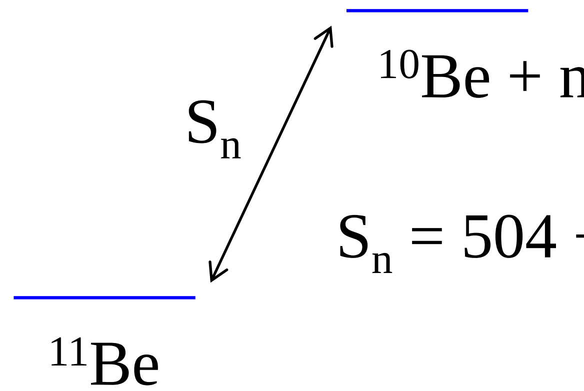
ちなみに ^{10}Be では、
S_n = 6.81 MeV

1中性子ハロー核

典型的な例：$^{11}{}_{4}\mathrm{Be}_{7}$

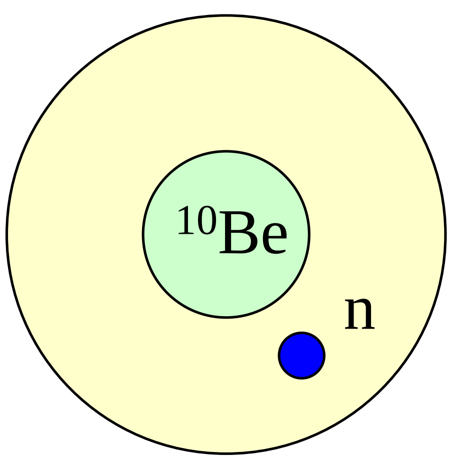


1中性子分離エネルギー



S_n = 504 +/- 6 keV

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



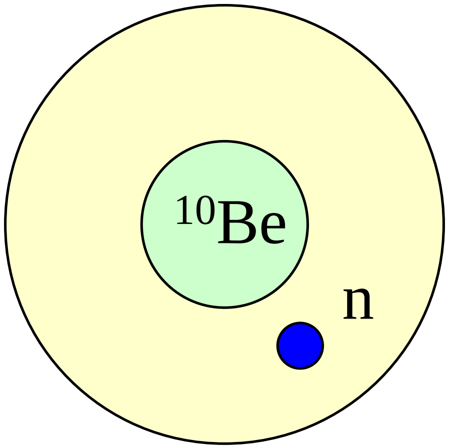
$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \qquad \kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

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



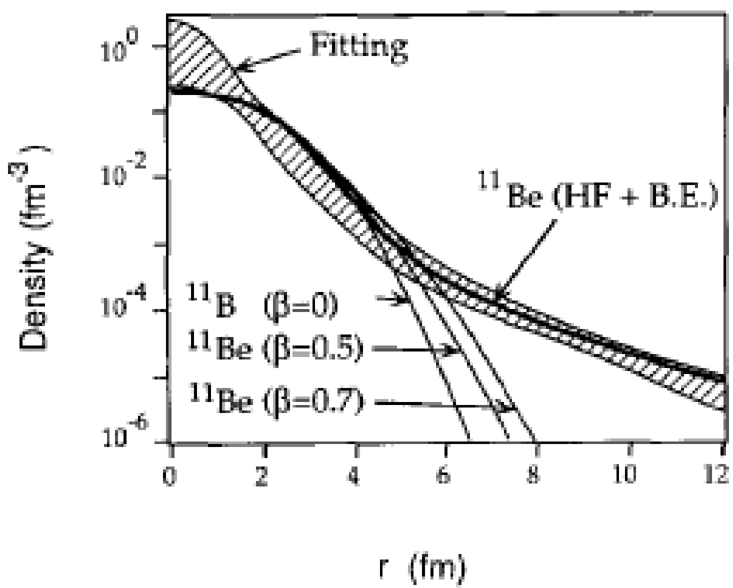
$$\psi(r) \sim \exp(-\kappa r) \qquad \kappa = \sqrt{2m|\epsilon|/\hbar^2}$$

弱く束縛された系

密度分布の空間的広がり（ハロー構造）

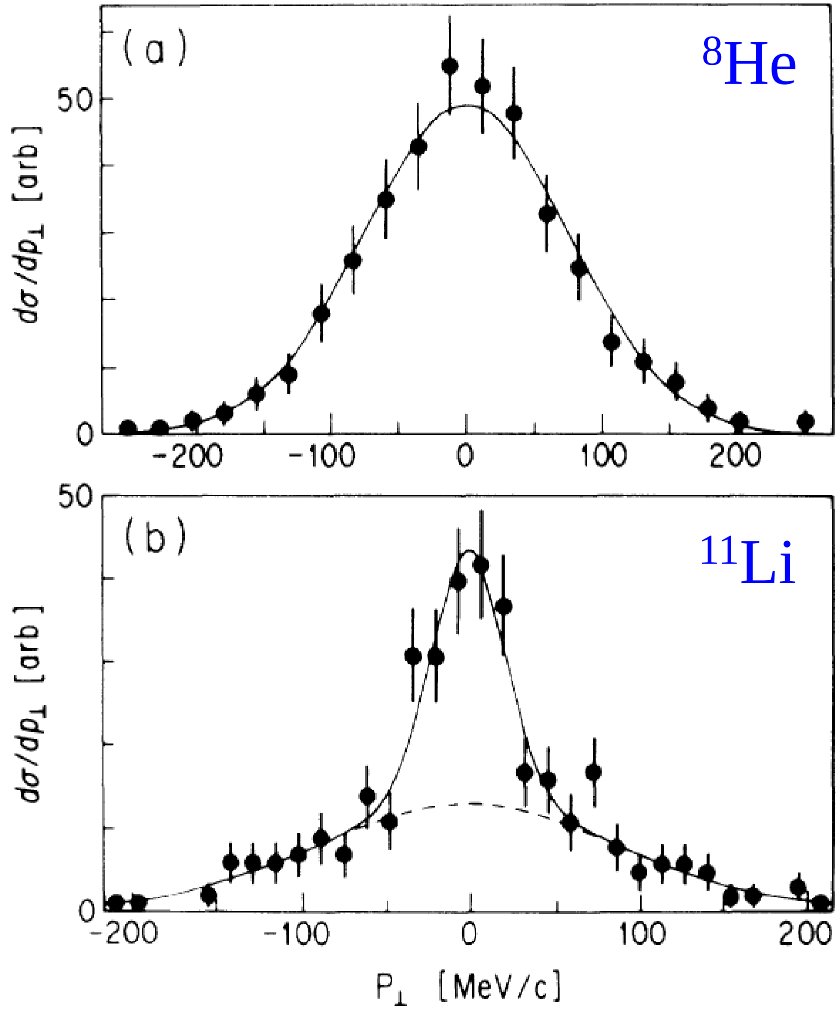
月暈（月のまわりに広がる薄い輪。ハロー。）

反応断面積の実験値を説明する密度分布



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

運動量分布



$S_{2n} \sim 2.1$ MeV

$S_{2n} \sim 300$ keV

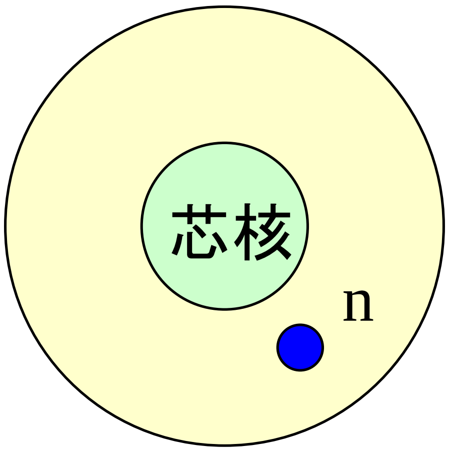
束縛が弱くなり空間的に広がると運動量分布が狭くなる

⟷ 中性子ハロー

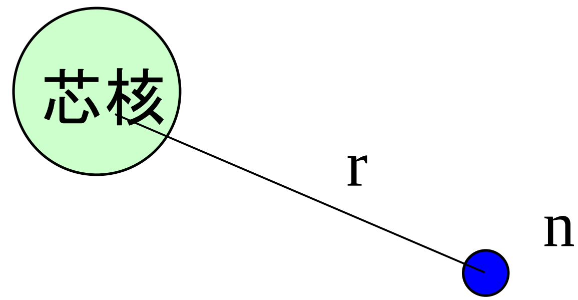
FIG. 1. Transverse-momentum distributions of (a) ^{6}He fragments from reaction ^{8}He+C and (b) ^{9}Li fragments from reaction ^{11}Li+C. The solid lines are fitted Gaussian distributions. The dotted line is a contribution of the wide component in the ^{9}Li distribution.

T. Kobayashi et al., PRL60 ('88) 2599

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



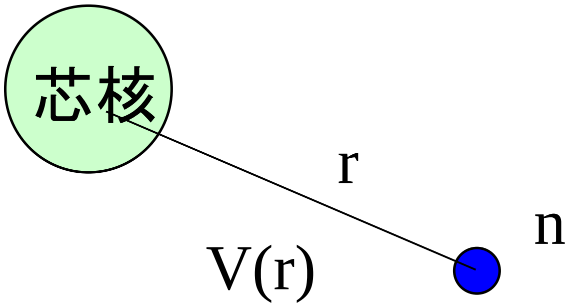
相対距離 r の関数として球対称ポテンシャル V(r) を仮定。

cf. 平均場ポテンシャル：

$$V(\boldsymbol{r}) \sim \int v(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\rho(\boldsymbol{r}')d\boldsymbol{r}'$$

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(ls 力がなくても本質は変わらない)

$$\boxed{\Psi_{lm}(\boldsymbol{r}) = \frac{u_l(r)}{r} Y_{lm}(\hat{\boldsymbol{r}})}$$

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

境界条件(束縛状態):

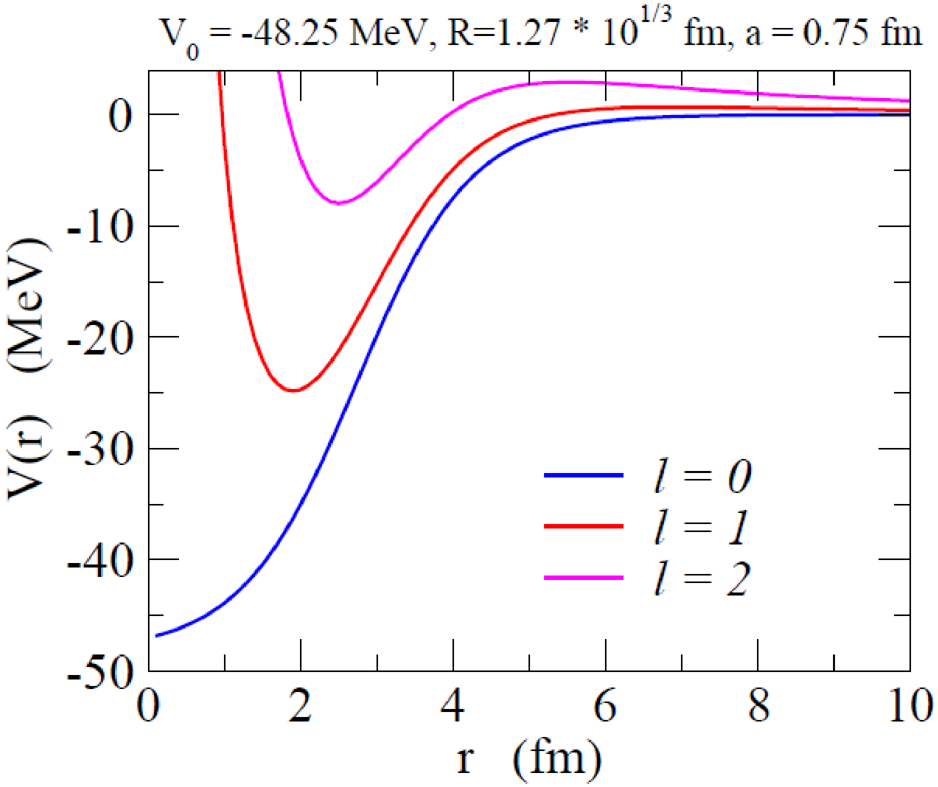
$$\begin{aligned} u_l(r) &\sim r^{l+1} && (r \sim 0) \\ &\to e^{-\kappa r} && (r \to \infty) \end{aligned}$$

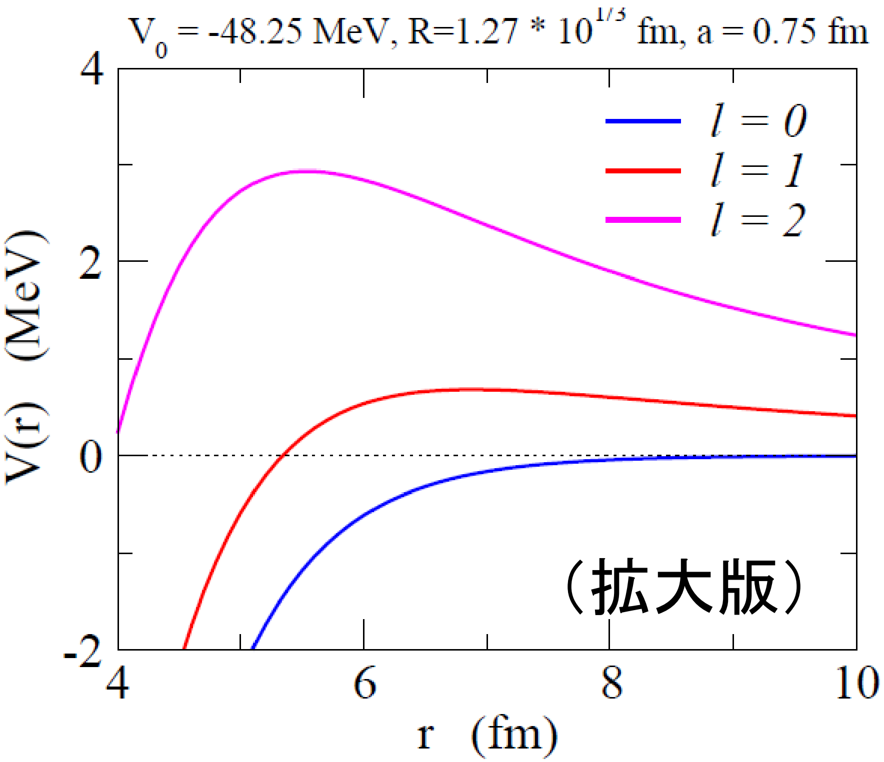
* 正確には modified 球ベッセル関数

角運動量とハロー現象

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

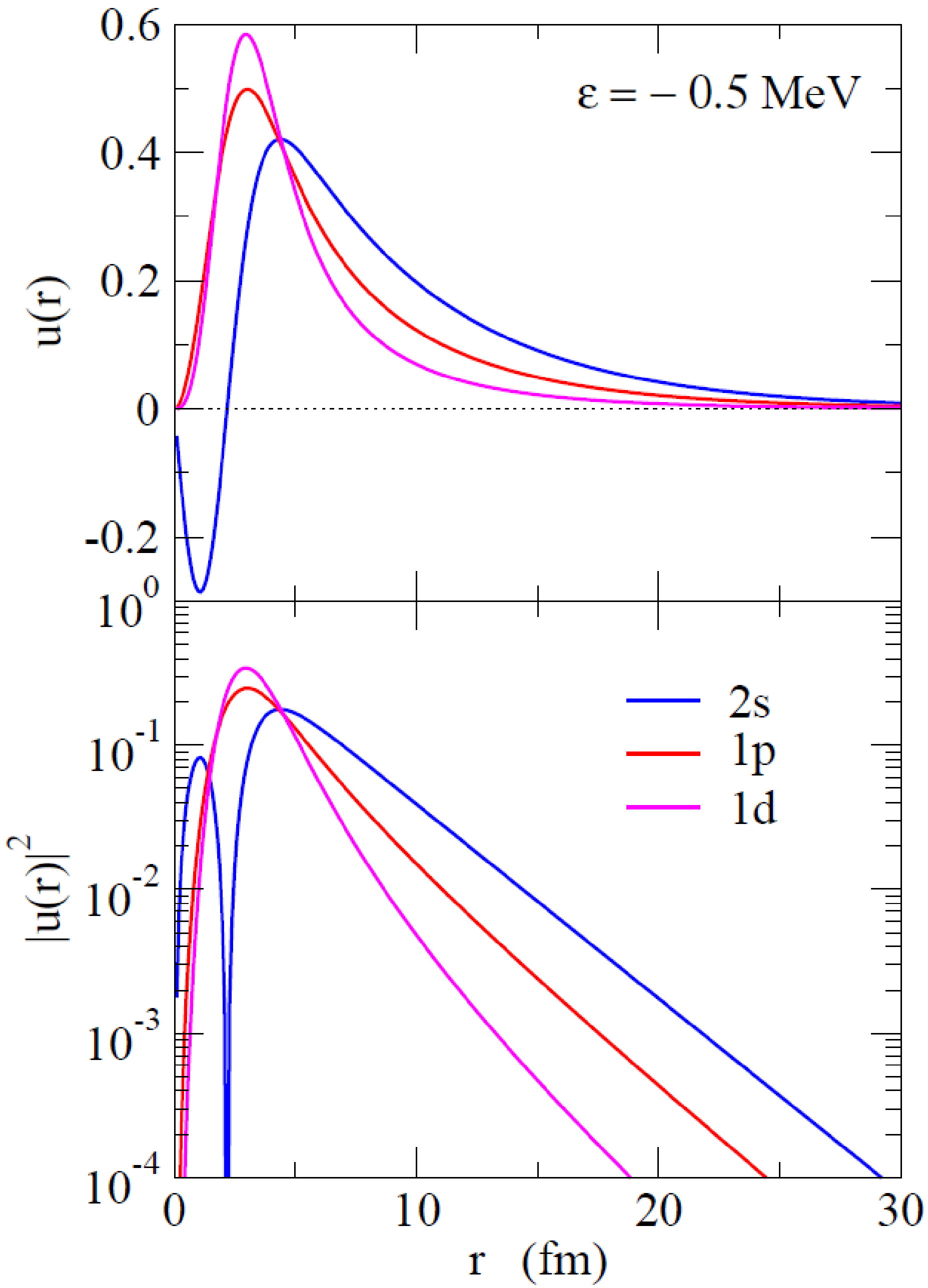
遠心力ポテンシャル





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　　　ε = -0.5 MeV となるように各 l ごとに V_0 を調整



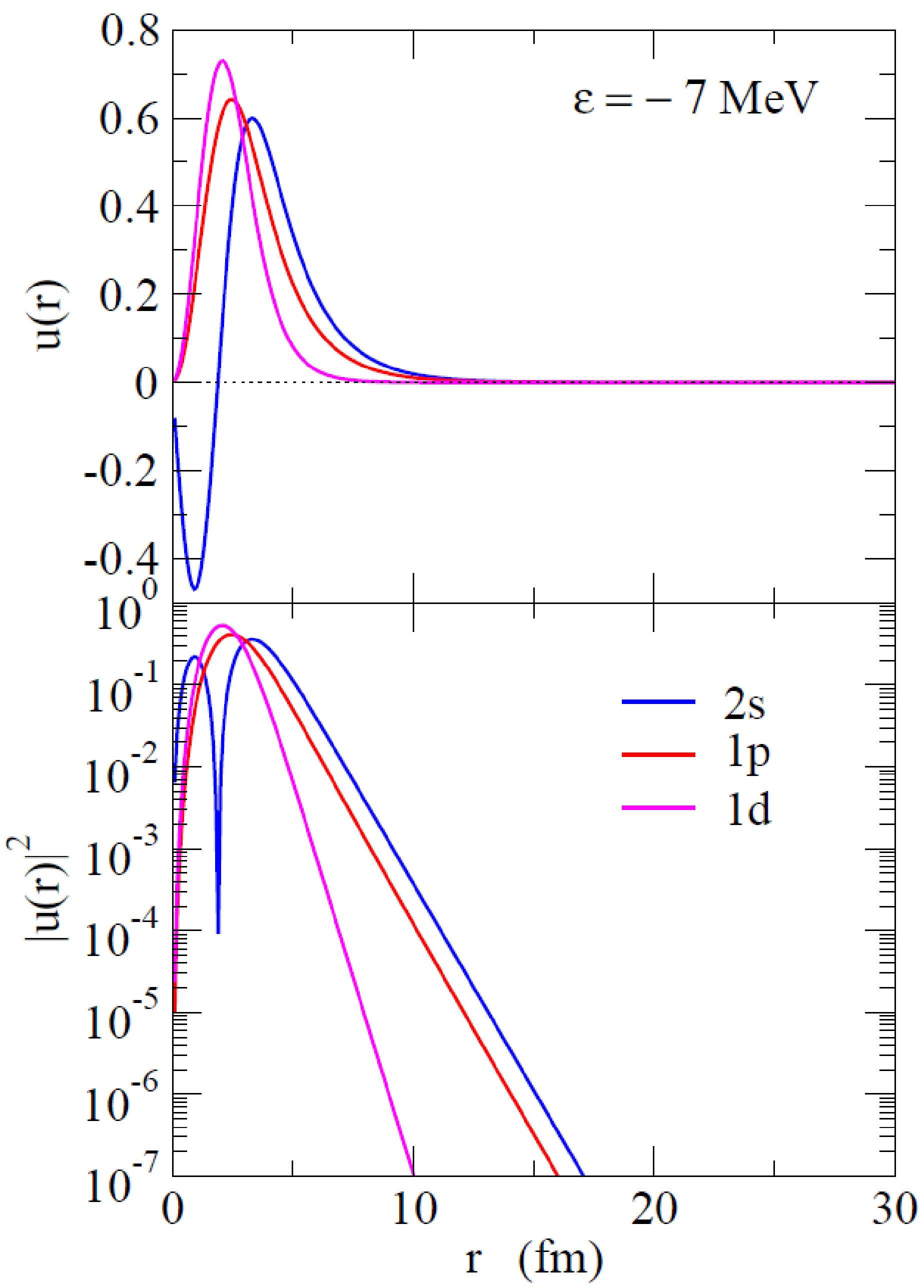
l = 0 :長いテール
l = 2 : 局在
l = 1 : その中間

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　　ε = -7 MeV の場合



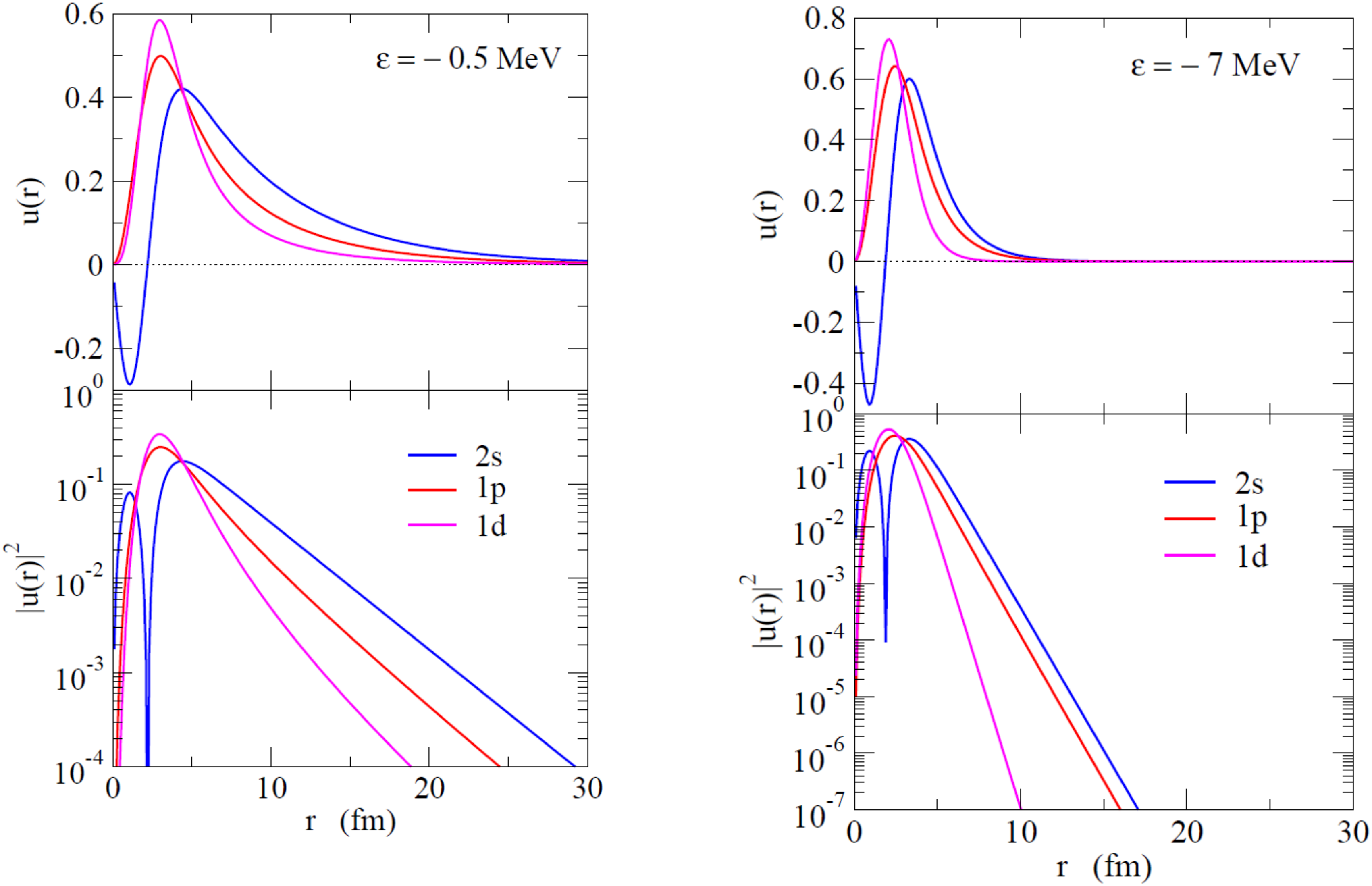
どの l も波動関数は局在

平均2乗半径:

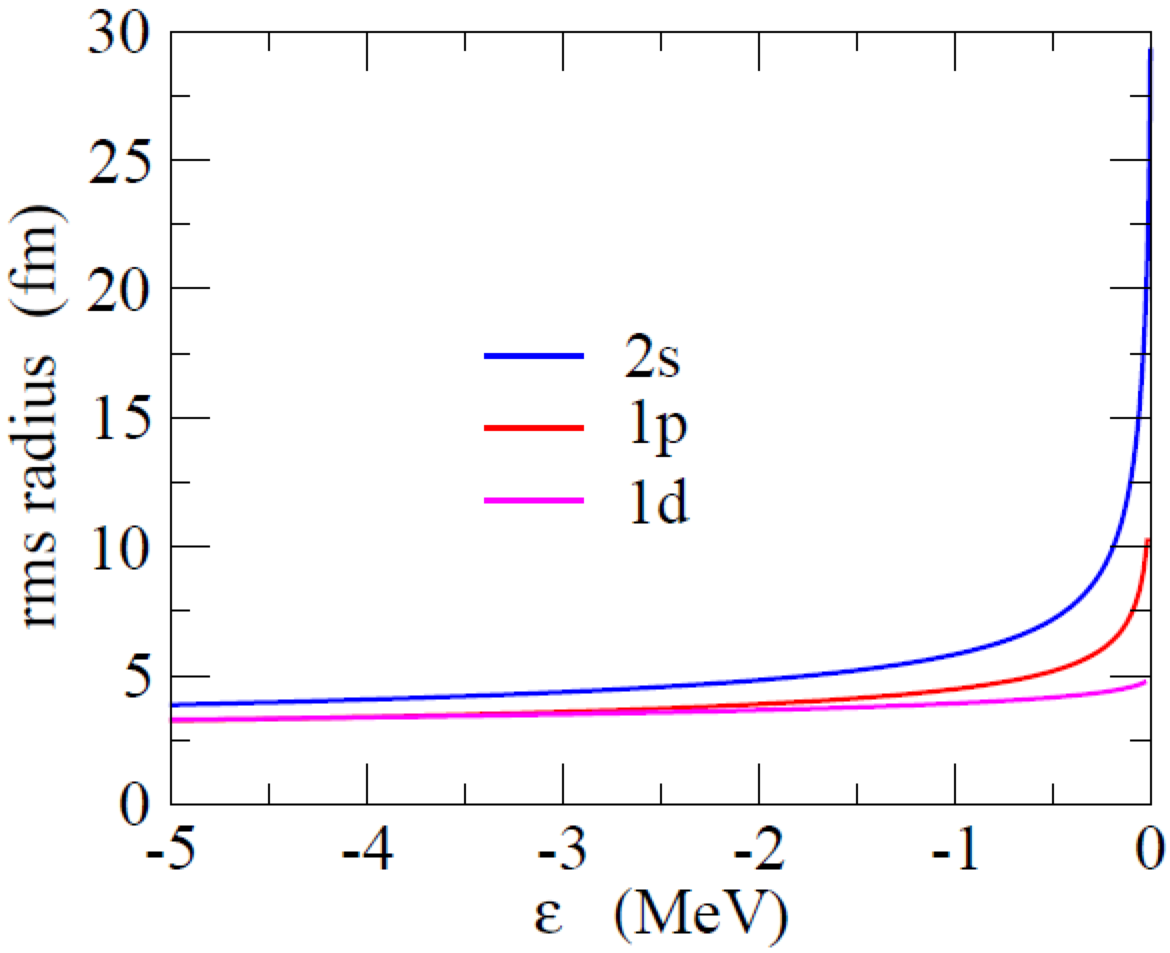
$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\int_0^\infty dr\, r^2 u_l(r)^2}$$

3.58 fm (l = 0)
3.05 fm (l = 1)
3.14 fm (l = 2)

波動関数



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



⇩

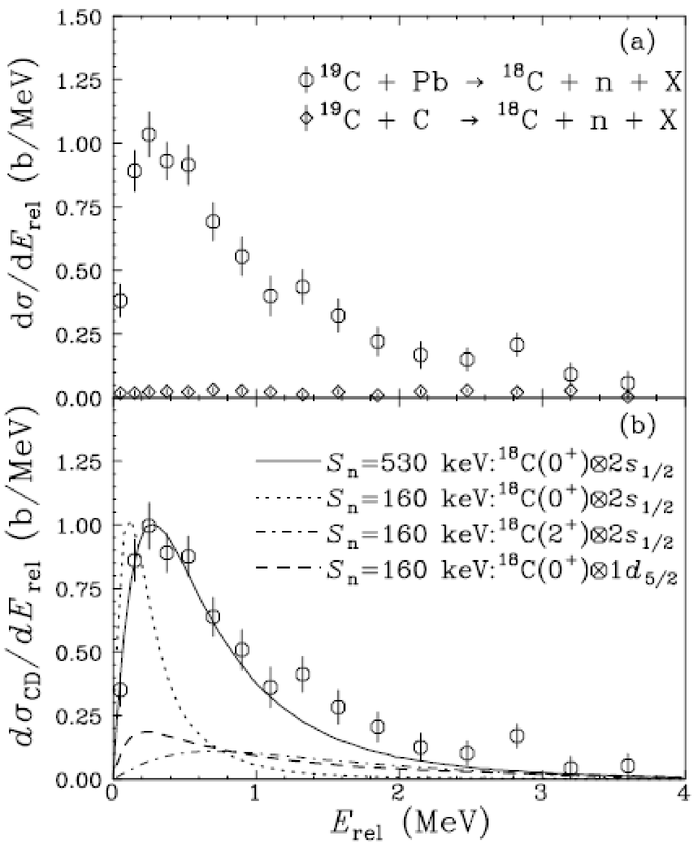
半径は l=0,1 では発散
（ゼロ・エネルギー極限）

⇩

ハロー（異常に大きい半径）は l= 0 or 1 でのみおこる

1n ハロー核の他の候補

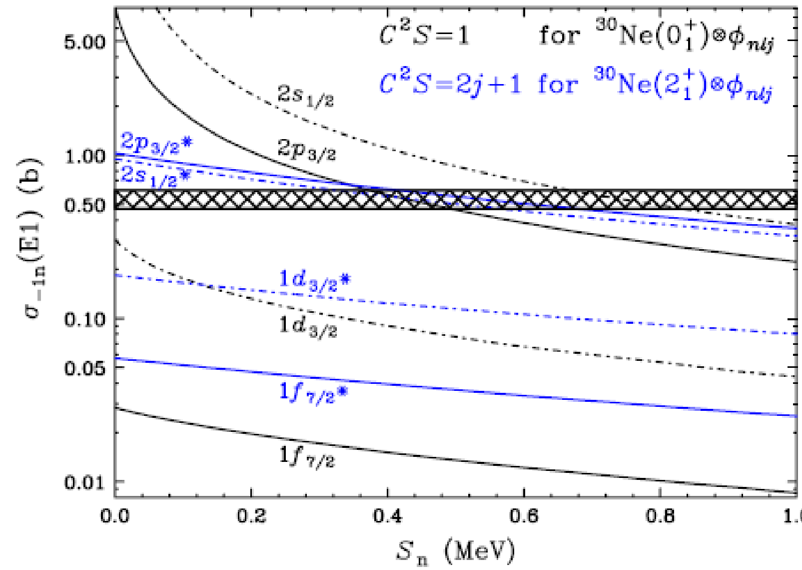
^{19}C: S_n = 0.58(9) MeV



^{19}C のクーロン分解反応

T. Nakamura et al., PRL83(‘99)1112

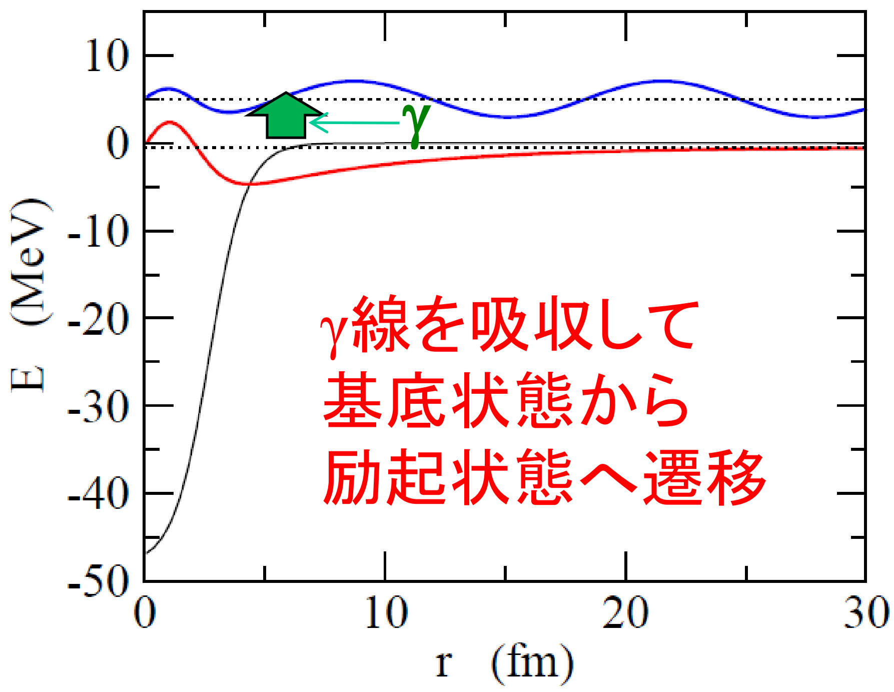
^{31}Ne: S_n = 0.29 +/- 1.64 MeV

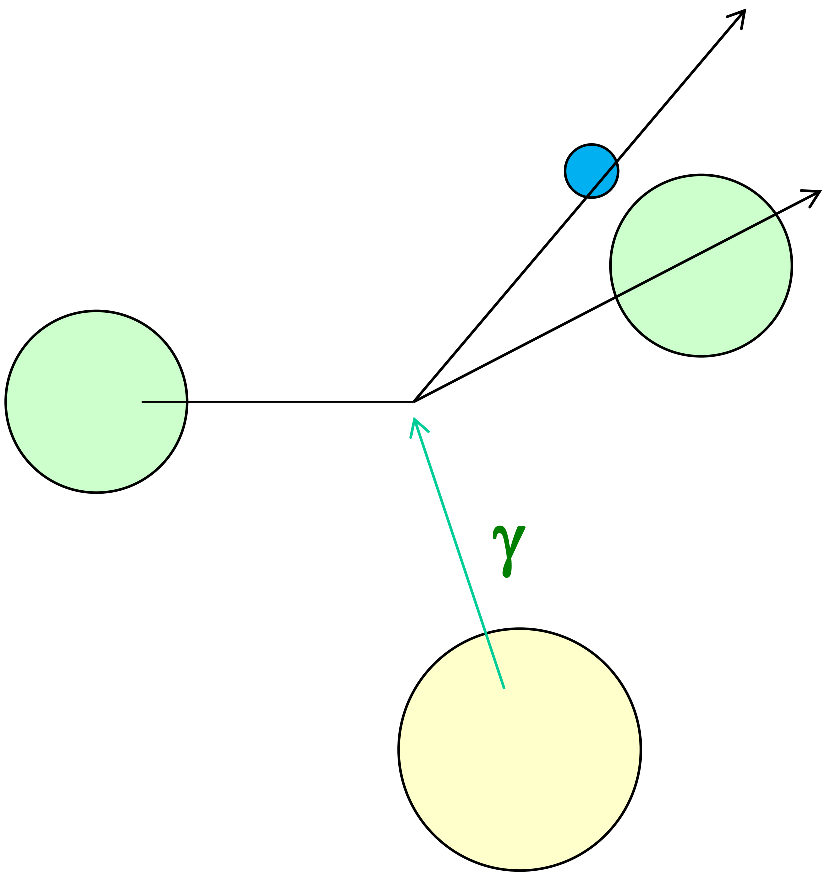


大きなクーロン分解反応の断面積

T. Nakamura et al., PRL103(‘09)262501

１中性子ハロー核のクーロン励起



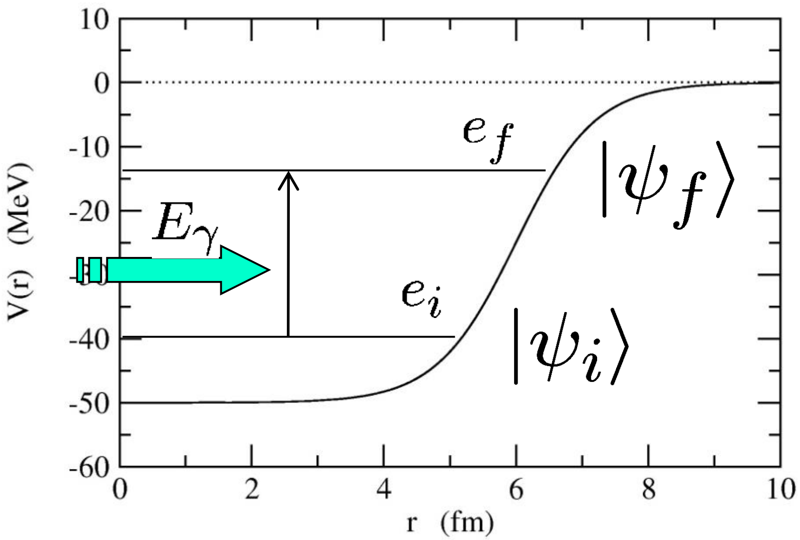


連続状態へ励起されれば
分解が起きる

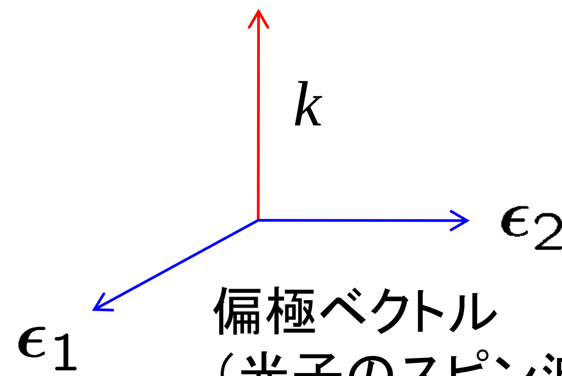
←

標的核の作るクーロン場に
よる励起

電磁遷移



光子



偏極ベクトル
（光子のスピン波動関数）

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 (α = 1 or 2)

遷移 ↓ H_{int}
（原子核と電磁場
の相互作用）

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

（復習）時間に依存する摂動論

$$\boxed{H_{\text{int}} = \frac{1}{Am} \cdot \frac{Ze}{c} \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{p}}$$

$$\boxed{\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) = \sum_\alpha \int \frac{d\boldsymbol{k}}{2\pi} \frac{\hbar c}{\sqrt{\hbar\omega}} \left[a_{\boldsymbol{k}\alpha} \epsilon_\alpha e^{-i\omega t} + a^\dagger_{\boldsymbol{k}\alpha} \epsilon_\alpha e^{i\omega t} \right] = \boldsymbol{A}(t)}$$

(dipole 近似）

$$V(\boldsymbol{r},t) = F(\boldsymbol{r}) e^{\pm i\omega t}$$

による単位時間あたりの遷移確率：
（単一の状態への遷移の場合）

$$\boxed{\Gamma_{i\to f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|F|i\rangle|^2 \, \delta(e_f - e_i \pm \hbar\omega)}$$

Fermi の Golden Rule

今の問題に適用すると:

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

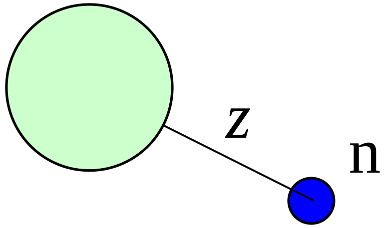
（参考）これをフォトンのフラックス $c/(2\pi)^3$で割れば、光吸収断面積：

$$\sigma_\gamma = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \left(\frac{Ze}{A+1} \right)^2 (e_f - e_i) \left| \langle \psi_f | z | \psi_i \rangle \right|^2 \delta(e_f - e_i - \hbar\omega)$$

今の問題に適用すると:

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

$$\boxed{P_{i\to f} \sim \left|\langle\psi_f|z|\psi_i\rangle\right|^2}$$

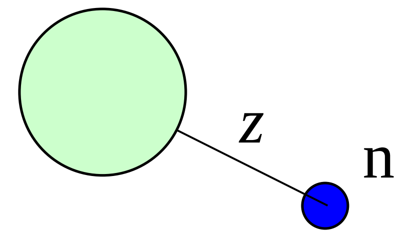


$$\Rightarrow \sum_f P_{i\to f} =$$

今の問題に適用すると:

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

$$\boxed{P_{i\to f} \sim \left|\langle\psi_f|z|\psi_i\rangle\right|^2}$$



$$\sum_f P_{i\to f} = \sum_f \langle\psi_i|z|\psi_f\rangle\langle\psi_f|z|\psi_i\rangle$$

$$= \langle\psi_i|z^2|\psi_i\rangle$$

z の広がりが大きいと遷移確率が大きくなる

Wigner-Eckart の定理と換算遷移確率

$$\boxed{\sigma_\gamma = \frac{16\pi^3}{3\hbar c}\left(\frac{Ze}{A+1}\right)^2 E_\gamma \left|\langle\psi_f|rY_{10}|\psi_i\rangle\right|^2 \delta(e_f - e_i - E_\gamma)}$$

$$E_\gamma = e_f - e_i = \hbar\omega$$

$$\left|\langle\psi_f|rY_{10}|\psi_i\rangle\right|^2 \rightarrow \frac{1}{2l+1}\sum_{m,m'}|\langle\psi_{l'm'}|rY_{10}|\psi_{lm}\rangle|^2$$
$$= \frac{1}{3}\cdot\frac{1}{2l+1}|\langle\psi_{l'}||rY_1||\psi_l\rangle|^2$$

$$\boxed{\begin{aligned}\sigma_\gamma &= \frac{16\pi^3}{9\hbar c}E_\gamma\cdot\frac{1}{2l+1}\left|\langle\psi_f||e_{\mathrm{E1}}rY_1||\psi_i\rangle\right|^2\delta(e_f - e_i - E_\gamma)\\ &= \frac{16\pi^3}{9\hbar c}E_\gamma\cdot\frac{dB(E1)}{dE_\gamma}\end{aligned}}$$

換算遷移確率

$$\boxed{\frac{dB(E1)}{dE_\gamma} = \frac{1}{2l+1}\left|\langle\psi_f||e_{\mathrm{E1}}rY_1||\psi_i\rangle\right|^2\delta(e_f - e_i - E_\gamma)}$$

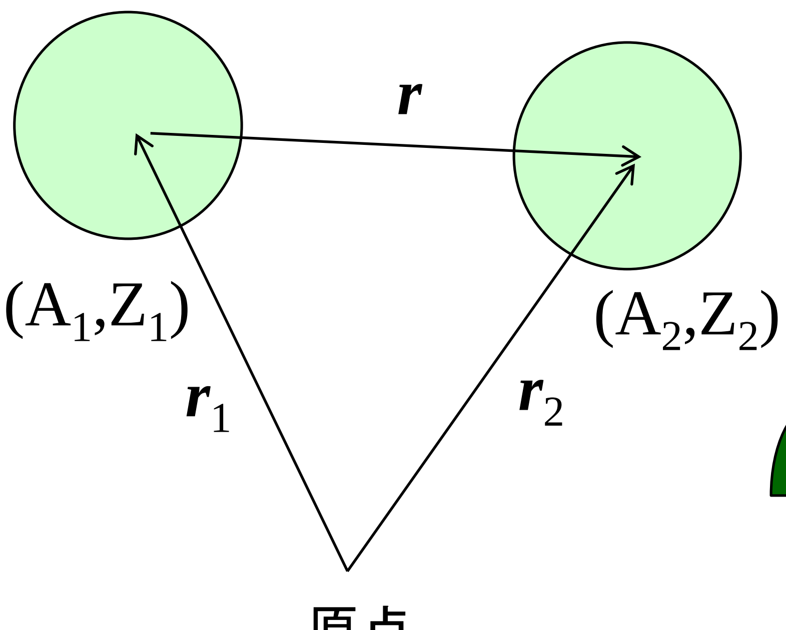
E1 effective charge

$$\sigma_\gamma = \frac{16\pi^3}{3\hbar c}\left(\frac{Ze}{A+1}\right)^2 (e_f - e_i)\left|\langle\psi_f|rY_{10}|\psi_i\rangle\right|^2 \delta(e_f - e_i - \hbar\omega)$$

dipole operator: $$\hat{D}_\mu = e_{\mathrm{E1}}\cdot rY_{1\mu}(\theta,\phi)$$ $$e_{\mathrm{E1}} = \frac{Z}{A+1}e$$

重心から測った電荷の分布 $Z_1(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{R}) + Z_2(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{R})$

$$\boldsymbol{R} = \frac{A_1\boldsymbol{r}_1 + A_2\boldsymbol{r}_2}{A_1 + A_2}$$



$$= \cdots$$

$$= \frac{Z_1A_2 - Z_2A_1}{A_1 + A_2}(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)$$

$$= \frac{Z_1A_2 - Z_2A_1}{A_1 + A_2}\boldsymbol{r}$$

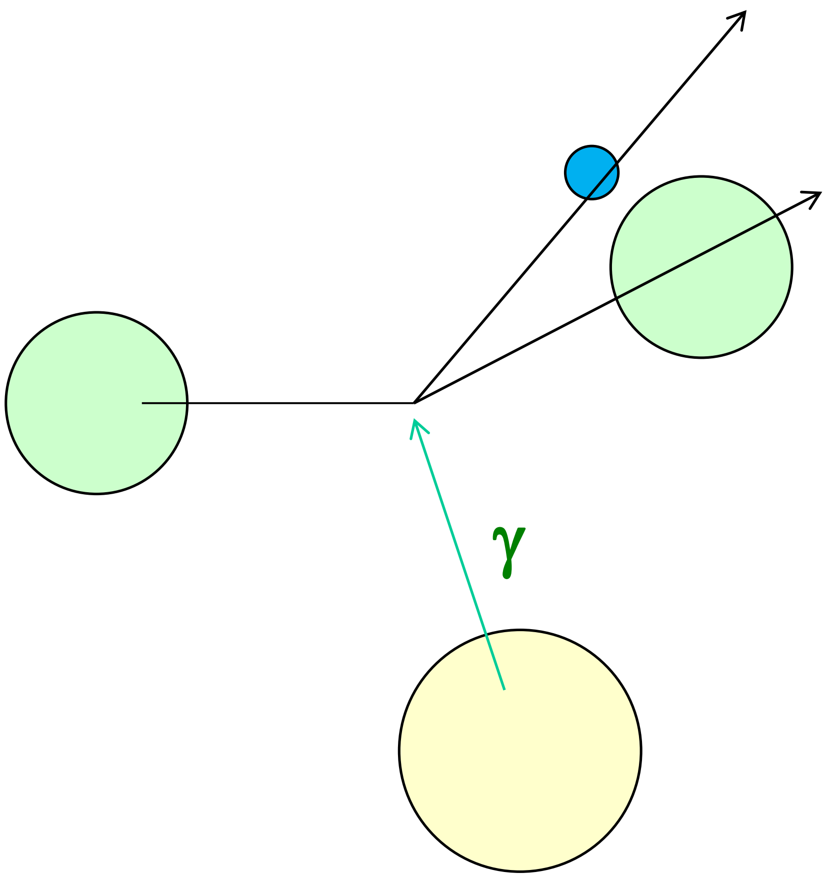
$$e_{\mathrm{E1}} = \frac{Z_1A_2 - Z_2A_1}{A_1 + A_2}e$$

（2体の場合の一般的な式）

クーロン励起の断面積

$$\sigma_\gamma = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} E_\gamma \cdot \frac{dB(E1)}{dE_\gamma}$$

$$\frac{d\sigma_\gamma}{dE_\gamma} \sim \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \cdot \frac{dB(E1)}{dE_\gamma}$$



実際の原子核反応では、
実フォトンではなく
ヴァーチャル・フォトンを吸収
する。

$$\frac{d\sigma}{dE_{\mathrm{ex}}} \sim \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \cdot N_{\mathrm{E1}}(E_{\mathrm{ex}}) \cdot \frac{dB(E1)}{dE_{\mathrm{ex}}}$$

virtual photon の数

＊詳しくは、
C.A. Bertulani and P. Danielwicz,
"Introduction to Nuclear Reactions"

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:

初期状態の波動関数: $\Psi_i(\boldsymbol{r}) = \sqrt{2\kappa}\,\dfrac{e^{-\kappa r}}{r} Y_{00}(\hat{\boldsymbol{r}})$　　$\kappa = \sqrt{\dfrac{2\mu|E_b|}{\hbar^2}}$

終状態の波動関数: $\Psi_f(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\dfrac{2\mu k}{\pi\hbar^2}}\, j_1(kr) Y_{1m}(\hat{\boldsymbol{r}})$　　$j_1(kr)$ は球ベッセル関数

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

とすると、

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

積分は解析的に実行可能

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

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

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

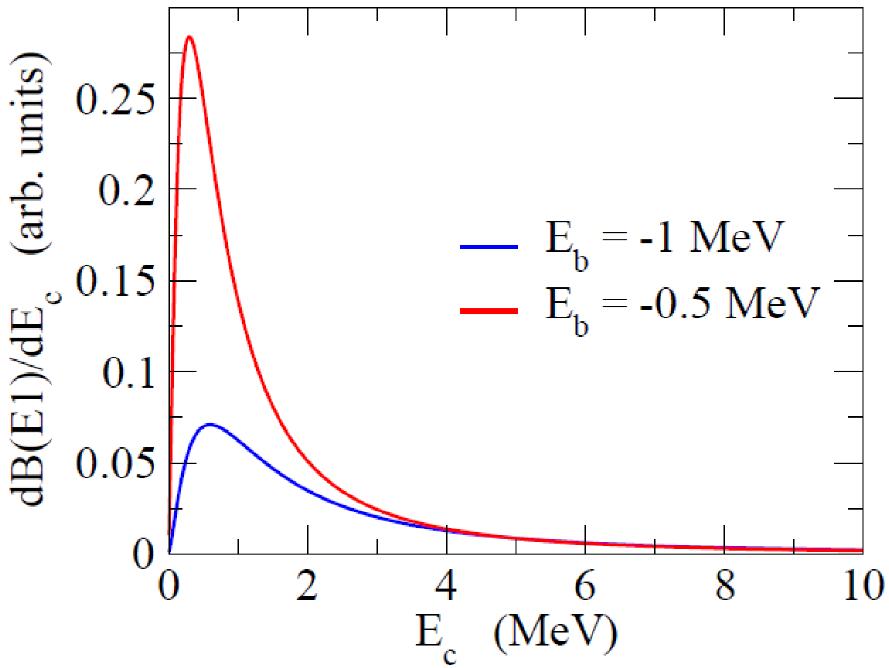
ピークの位置:　$E_c = \dfrac{3}{5}|E_b|$

$$\left(E_x = E_c - E_b = \frac{8}{5}|E_b|\right)$$

ピークの高さ:　$\propto 1/|E_b|^2$

全遷移確率:

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



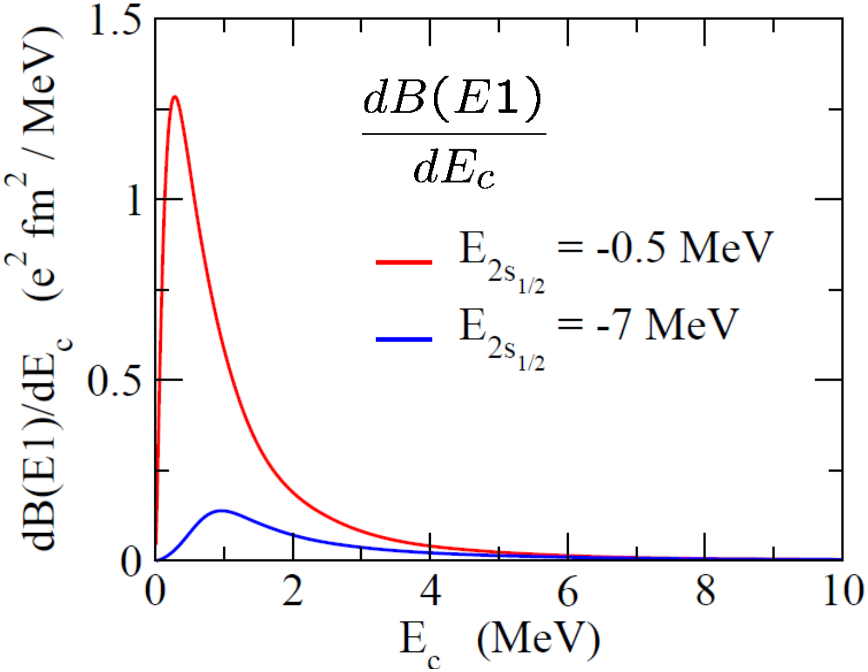
- 東縛状態のエネルギーが小さくなると鋭くて高いピーク
- 東縛状態のエネルギーが小さくなるとピークのエネルギーが小さくなる

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

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

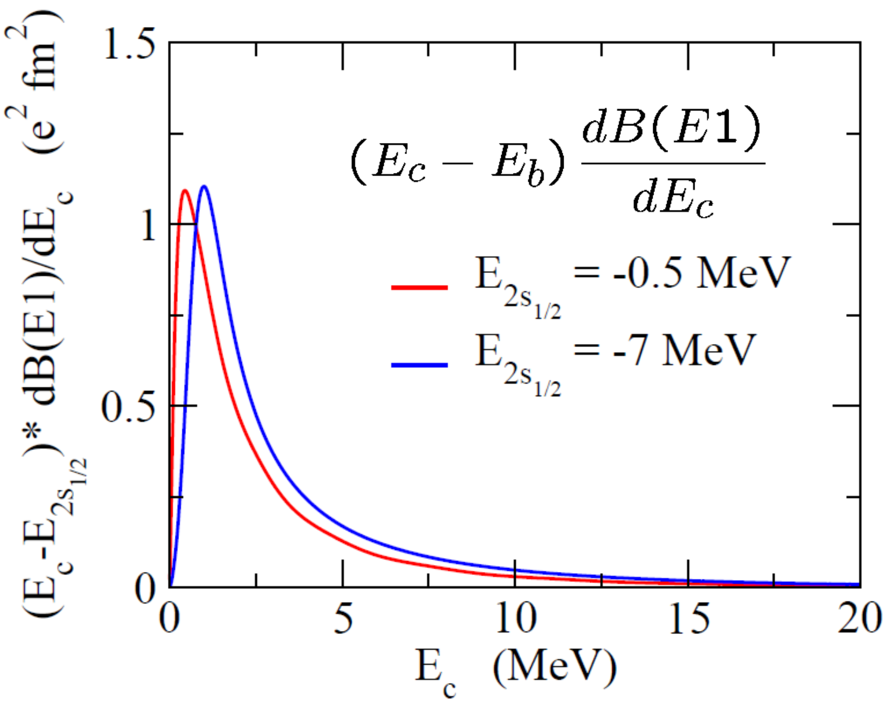
Woods-Saxon ポテンシャルを用いた実際の数値計算

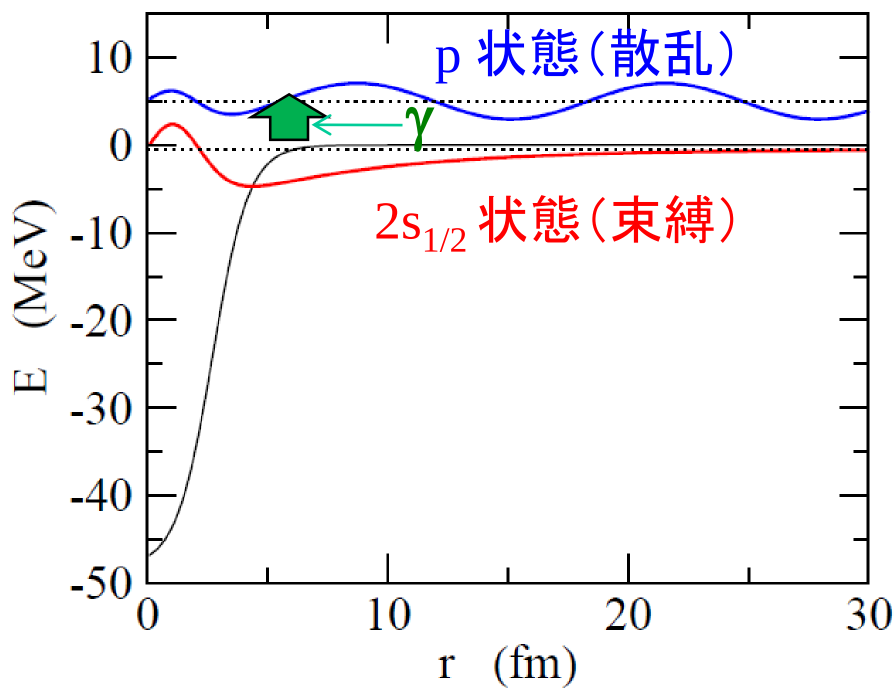
$^{11}\mathrm{Be} = {}^{10}\mathrm{Be} + n$

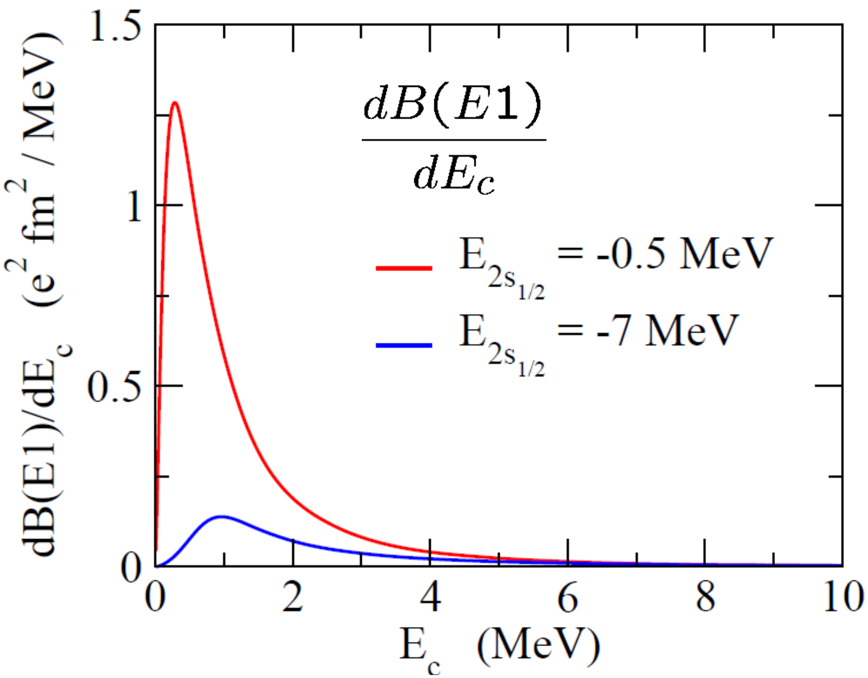


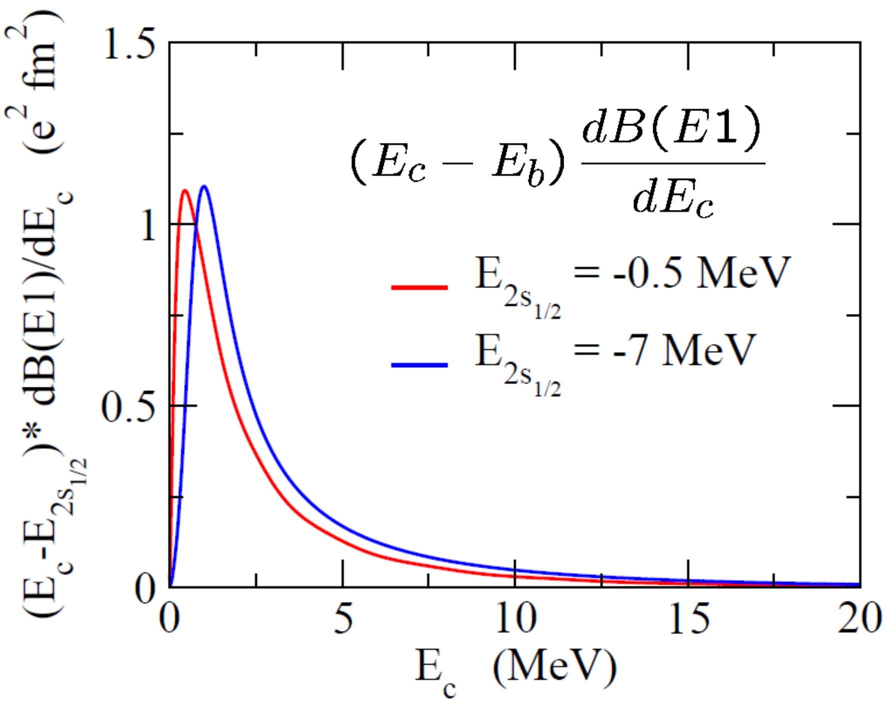
$2s_{1/2}$ 状態（束縛）から p 状態 ($l = 1$) への遷移強度

弱く束縛されている場合と強く束縛されている場合の比較









$^{11}\mathrm{Be} = {}^{10}\mathrm{Be} + n$　　$2s_{1/2} \longrightarrow$ p 状態

- 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

$$S_0 = \int_0^\infty dE_c \frac{dB(E1)}{dE_c}$$

$=1.53\ e^2\mathrm{fm}^2$ (E_b = -0.5 MeV)
$0.32\ e^2\mathrm{fm}^2$ (E_b = -7 MeV)

- 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_{peak} = 0.28 MeV (E_b=-0.5 MeV)
0.96 MeV (E_b = -7MeV)

- 遷移強度に $(E_c - E_b)$ を掛けたものはあまり E_b に依らない

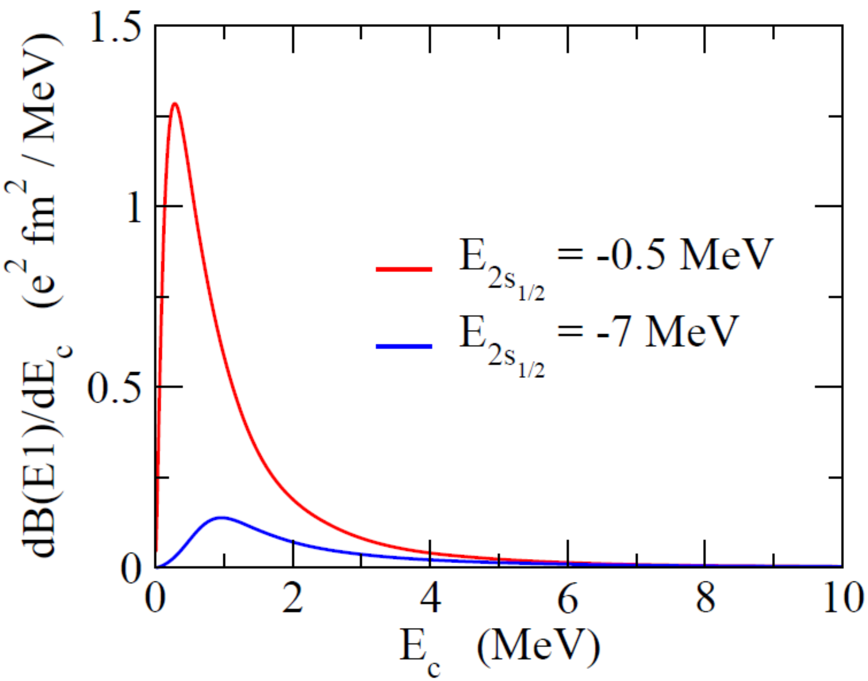
$$S_1 = \int_0^\infty dE_c\,(E_c - E_b)\frac{dB(E1)}{dE_c}$$

$=2.79\ e^2\mathrm{fm}^2$ MeV (E_b = -0.5 MeV)
$3.18\ e^2\mathrm{fm}^2$ MeV (E_b = -7 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



$$S_0 = \int_0^\infty dE_c \frac{dB(E1)}{dE_c}$$

=1.53 $e^2 fm^2$ (E_b = -0.5 MeV)

0.32 $e^2 fm^2$ (E_b = -7 MeV)

$$\frac{3}{4\pi} e_{E1}^2 \langle r^2 \rangle_i$$

=1.62 $e^2 fm^2$ (E_b = -0.5 MeV)

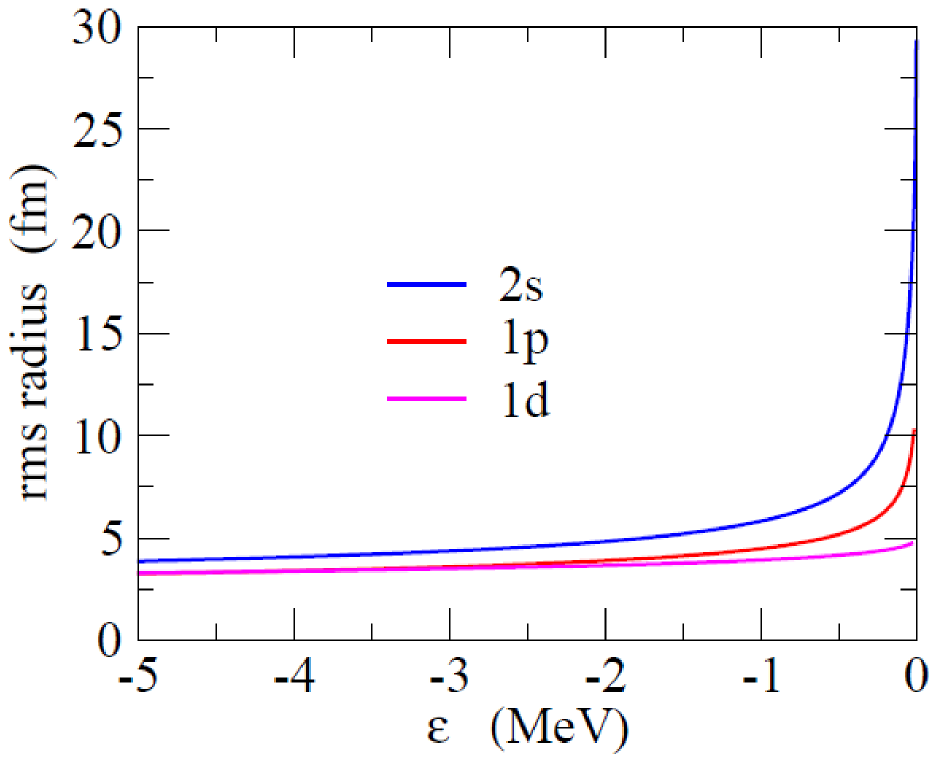
0.41 $e^2 fm^2$ (E_b = -7 MeV)

＊ほぼ一致。
少しずれているのはパウリ禁止遷移(2sから1pへの遷移)のため

和則（わそく）: Sum Rule

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

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

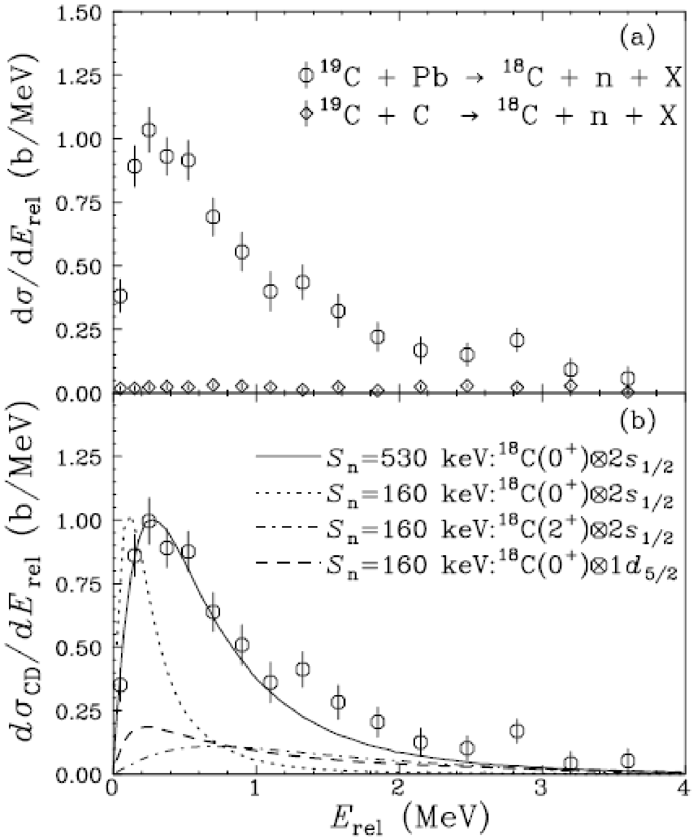
全E1遷移確率も増大

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 ⟶ ハロー構造

1n ハロー核の他の候補

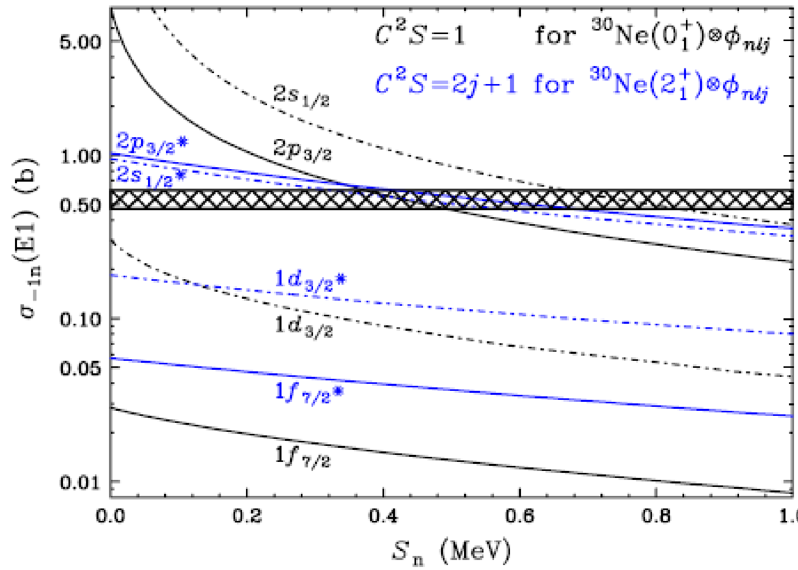
^{19}C: S_n = 0.58(9) MeV

^{31}Ne: S_n = 0.29 +/- 1.64 MeV



^{19}C のクーロン分解反応

T. Nakamura et al., PRL83(‘99)1112

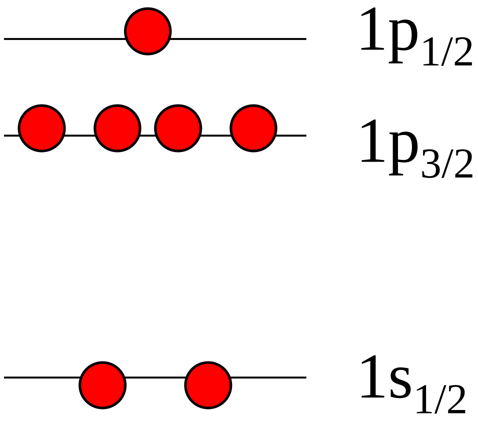


大きなクーロン分解反応の断面積

T. Nakamura et al., PRL103(‘09)262501

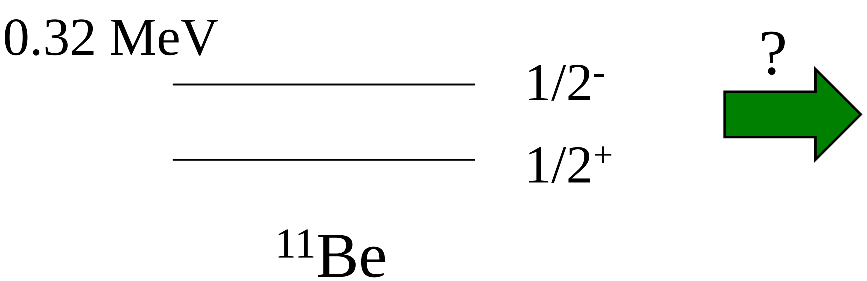
原子核の変形

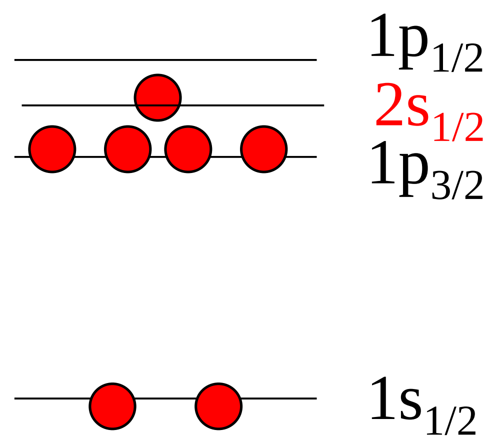
球形ポテンシャルの準位



^{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? ⟶ 変形したポテンシャル中の一粒子運動

s.p. motion in a deformed potential

halo : only for l = 0 or 1

$\Rightarrow$ however, a possibility is enlarged for a deformed nucleus

deformed potential $V(r,\theta)$ $\longrightarrow$ mixture of angular momenta

e.g.,

$$|d_{5/2}\rangle \to |d_{5/2}\rangle + |s_{1/2}\rangle + |g_{7/2}\rangle + \cdots$$

$$|f_{7/2}\rangle \to |f_{7/2}\rangle + |p_{3/2}\rangle + |p_{1/2}\rangle + \cdots$$

(note) $s_{1/2}$: $\Omega^\pi = 1/2^+$ only
$p_{1/2}$: $\Omega^\pi = 1/2^-$ only
$p_{3/2}$: $\Omega^\pi = 3/2^-$ and $1/2^-$ only

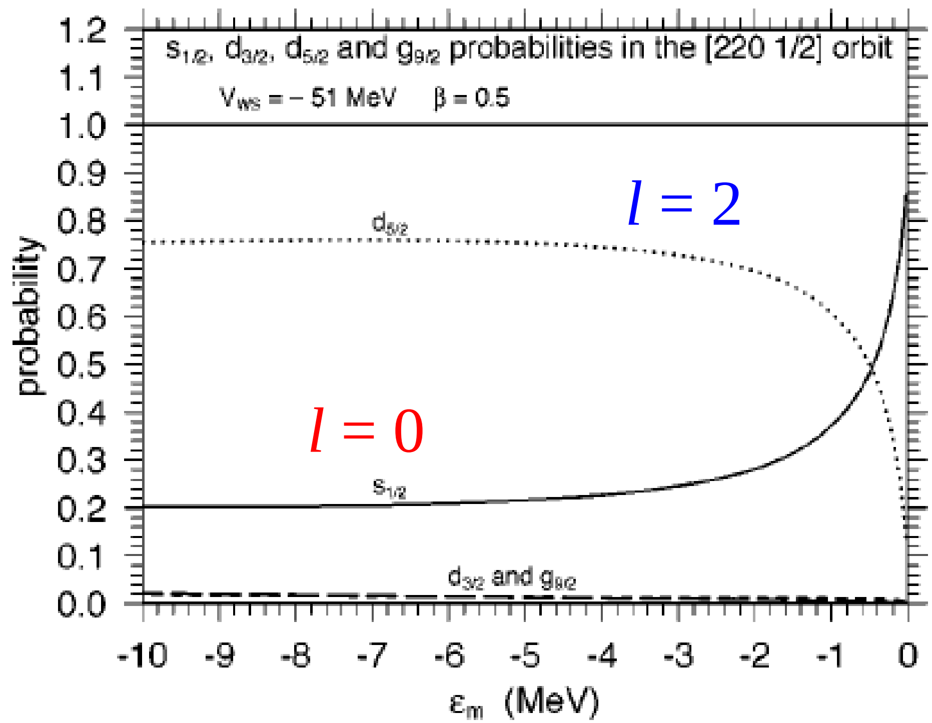
$\longrightarrow$ possibility of halo only for s.p. states with $\Omega^\pi = 1/2^+, 1/2^-, 3/2^-$

s.p. motion in a deformed potential

$$|d_{5/2}\rangle \;\to\; |d_{5/2}\rangle + |s_{1/2}\rangle + |g_{7/2}\rangle + \cdots$$

$$\to\; |s_{1/2}\rangle \qquad (|\epsilon| \to 0)$$

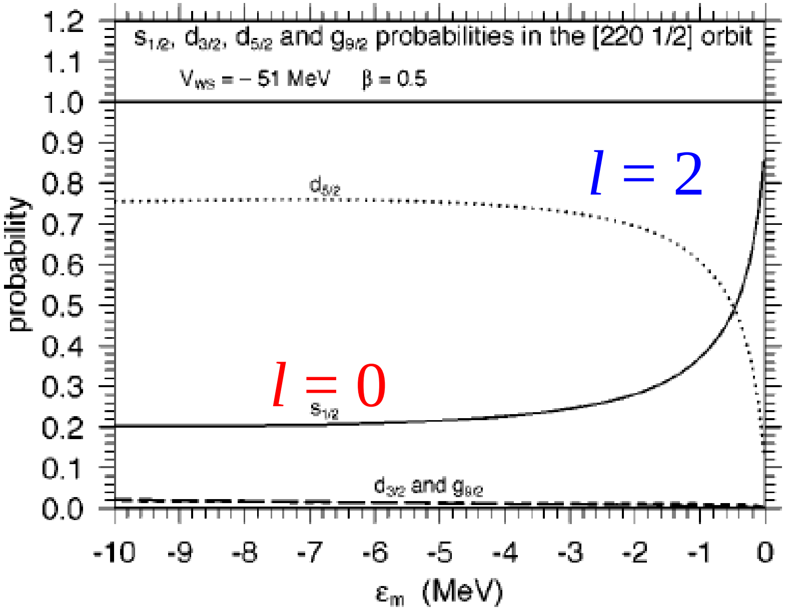
T. Misu, W. Nazarewicz,
and S. Aberg, NPA614(‘97)44
(deformed square well)



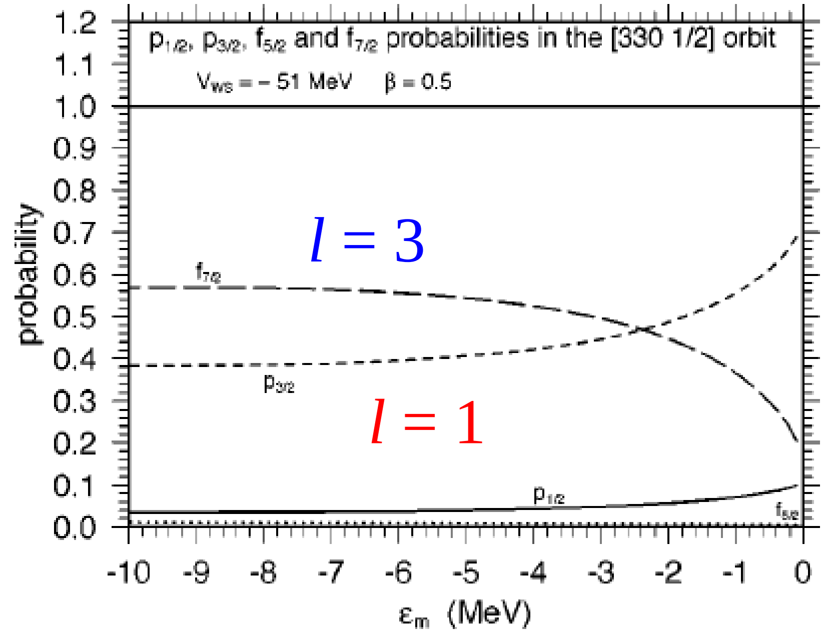
I. Hamamoto, PRC69(‘04)041306(R)
(deformed Woods-Saxon)

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%）

s-wave dominance 現象



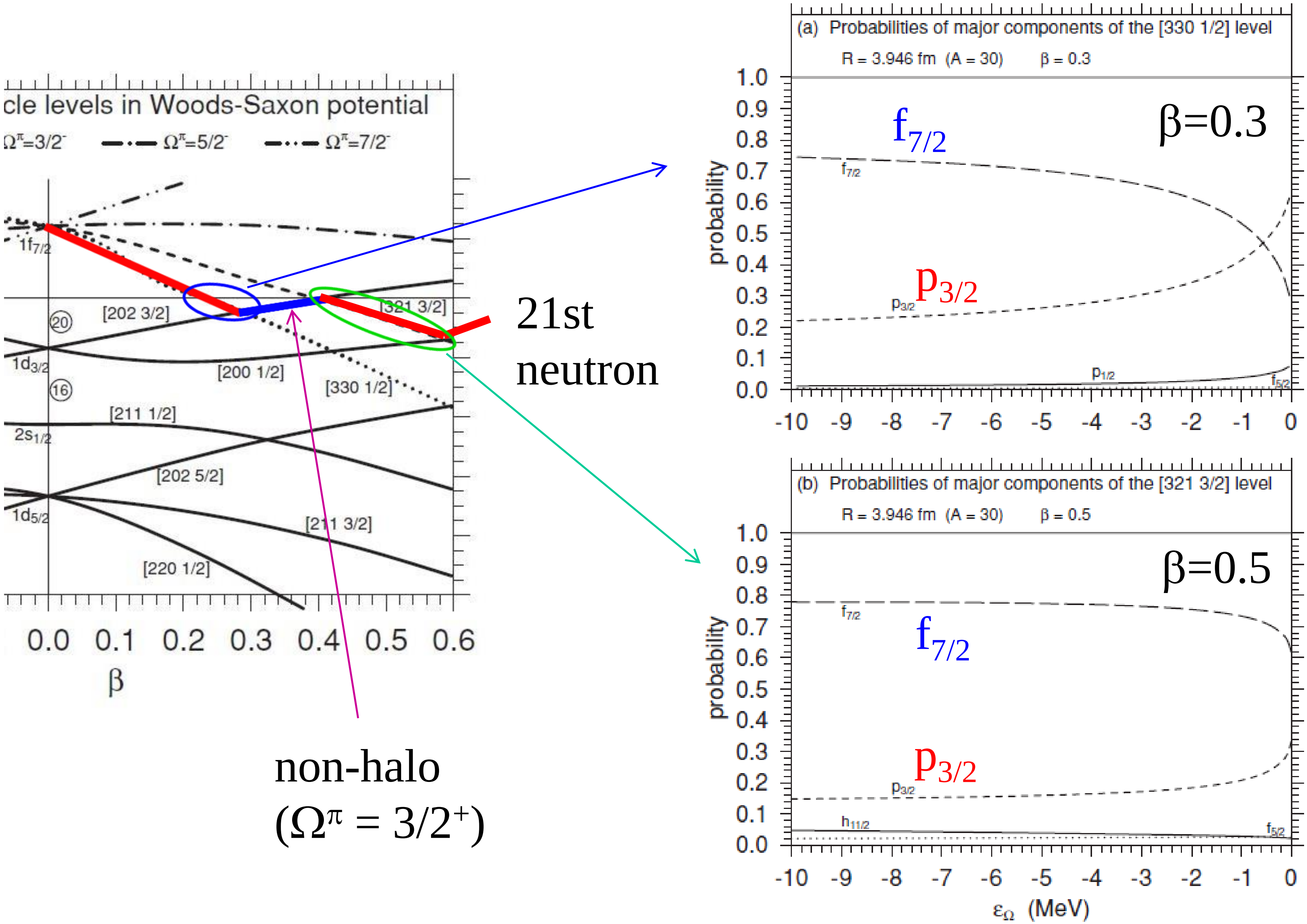
I. Hamamoto, PRC69('04)041306(R)



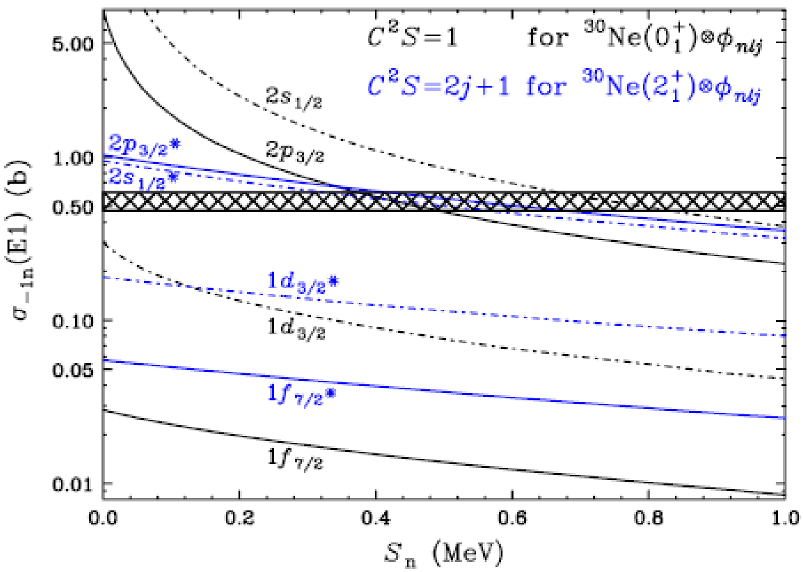
$l = 1$ の成分も同様に弱束縛
で増大（但し 100% にはならない）

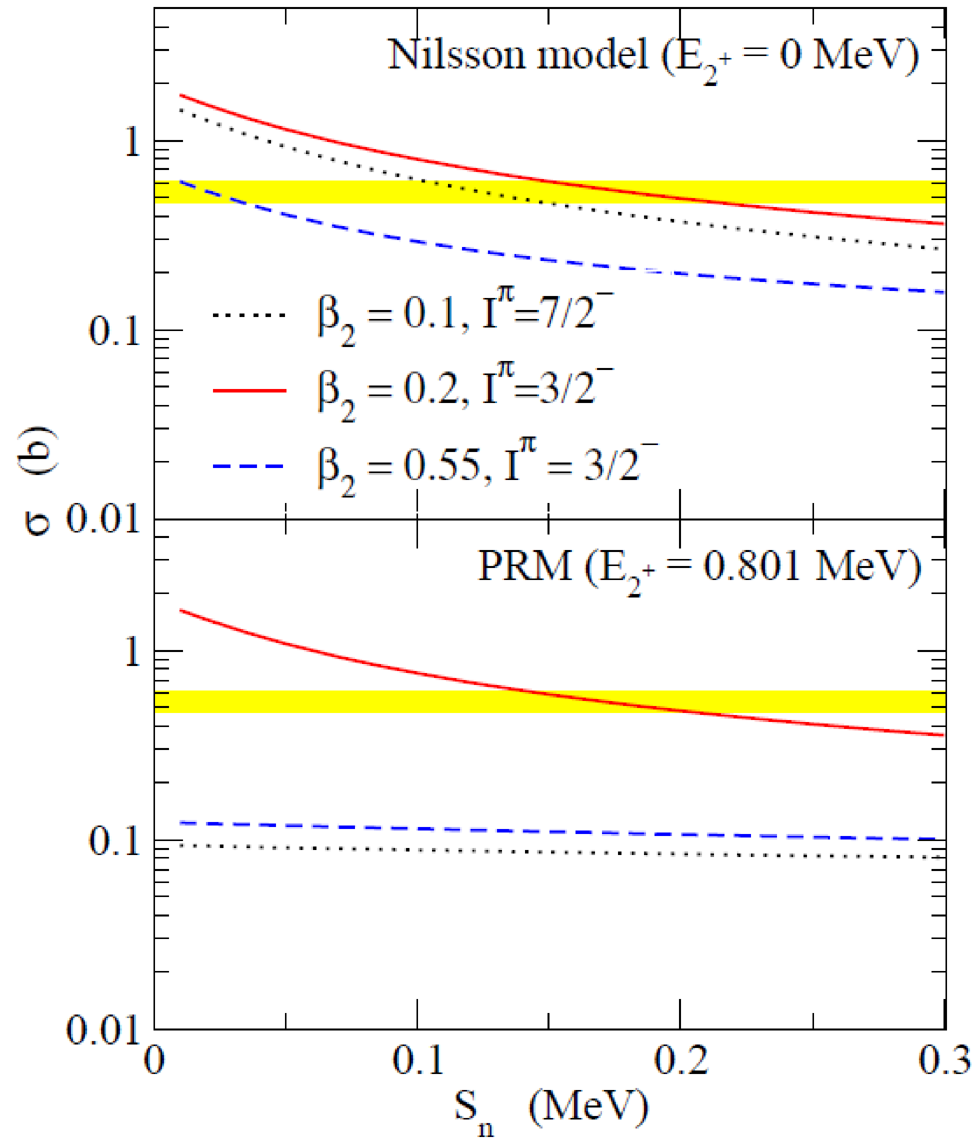
→ 変形したハロー核の可能性: ^{31}Ne

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



^{31}Ne





大きなクーロン分解反応の断面積

T. Nakamura et al., PRL103(‘09)262501

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

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. Yoneda[4]

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

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

[3]*Japan Atomic Energy Agency, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan*

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

[5]*Department of Physics, Western Michigan University, Kalamazoo, Michigan 49008, USA*

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

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

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

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

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

(Received 13 March 2014; published 18 June 2014)