

夏の学校

2016年8月3日（水）

16 のモノポール遷移とクラスター構造

松野 秀昭（京大理）

共同研究者

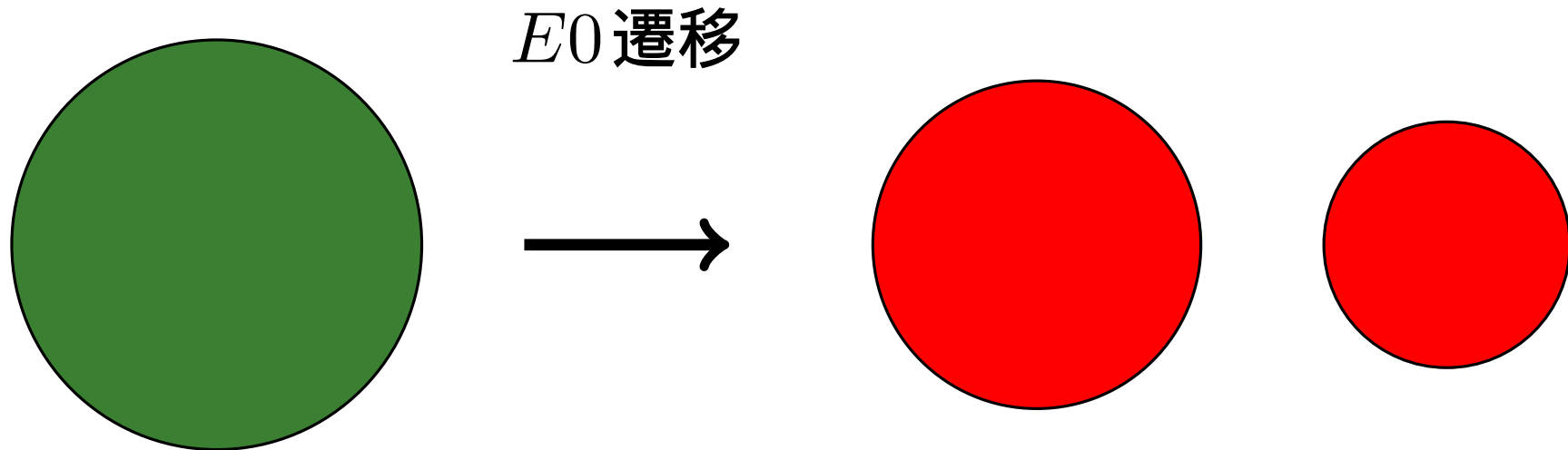
板垣 直之（YITP）・延与 佳子（京大理）

近年、軽い原子核における $E0$ 遷移（モノポール遷移）が励起状態における **クラスター構造の根拠** になりうるとして着目されている

T. Kawabata *et al.*, Phys. Lett. B **646**, 6 (2007).

基底状態

クラスターの励起状態



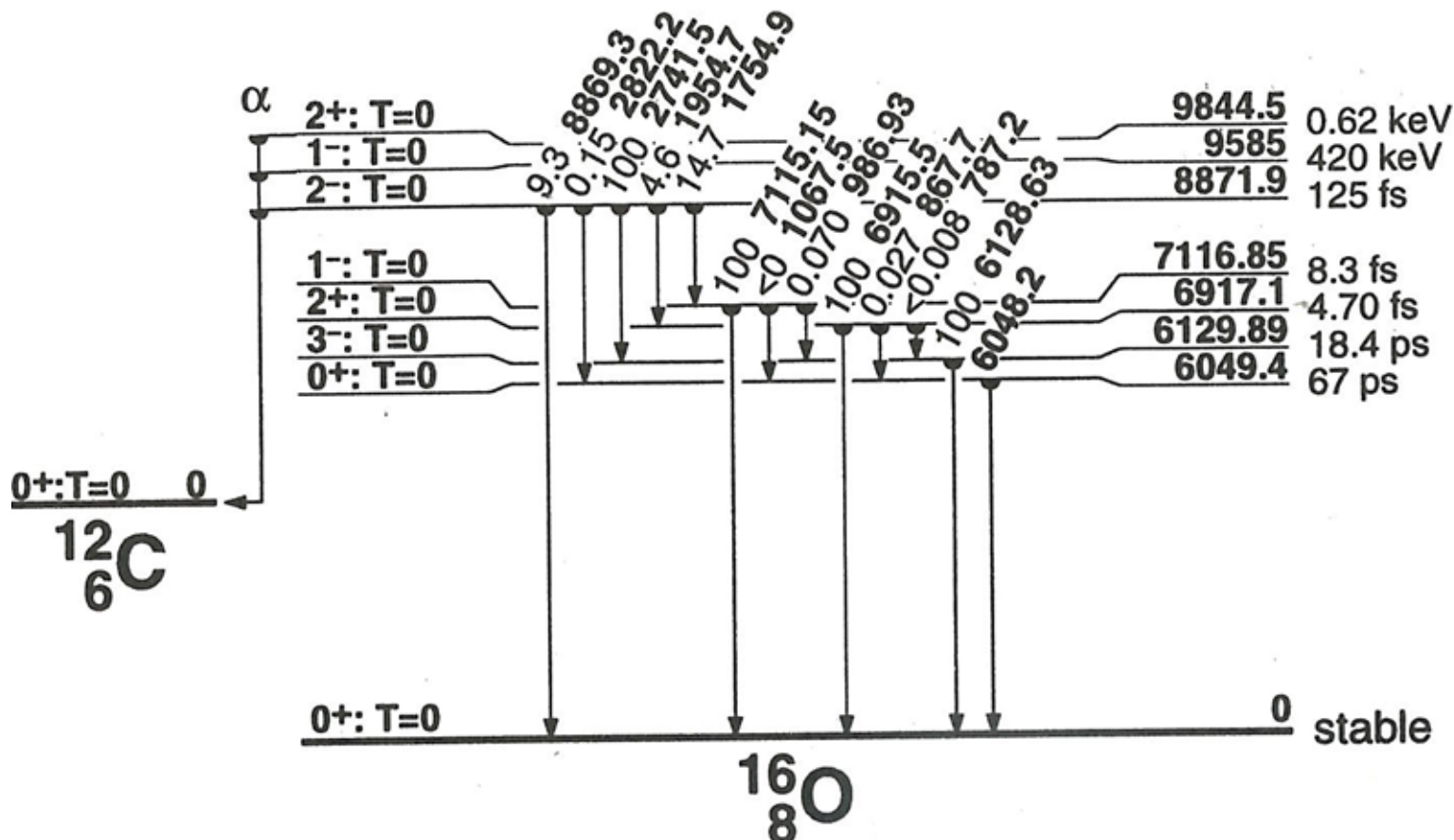
例： ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O , ^{24}Mg

モノポール遷移演算子

$$\hat{O}_{\text{monopole}} = \sum_{i=1}^A (\hat{r}_i - \hat{r}_G)^2$$

^{16}O のエネルギー準位

(Table of Isotope)

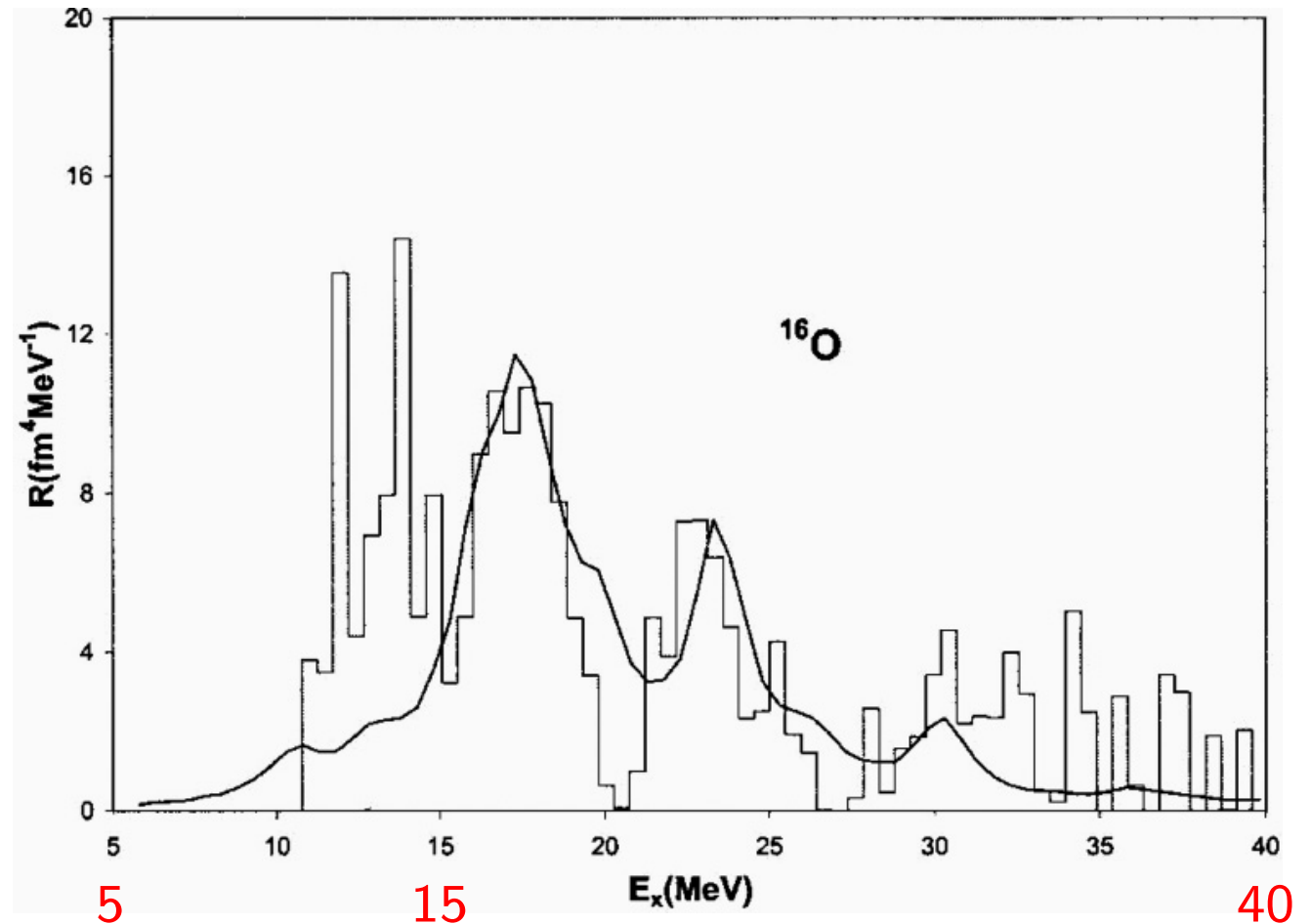


- ^{16}O の第一励起状態 ($E_x = 6.05 \text{ MeV}$) は $J^\pi = 0^+$ で $^{12}\text{C} + \alpha$ 閾値近傍にあり、 $^{12}\text{C} + \alpha$ クラスタ構造を持つことが知られてきた

^{16}O の $E0$ 遷移強度

(ヒストグラム : 実験、実線 : RPA 計算)

$E_x = 16 \text{ MeV}$ 以下の
実験の $E0$ 遷移強度は
 $^{12}\text{C} + \alpha$ クラスターの
自由度なしには
説明できない



Exp.: Y.-W. Lui, H. L. Clark, and D. H. Youngblood, Phys. Rev. C **64**, 064308 (2001).
RPA: Z. Ma, N. Van Giai, H. Toki, and M. L'Huillier, Phys. Rev. C **55**, 2385 (1997).
T. Yamada, Y. Funaki, T. Myo, H. Horiuchi, K. Ikeda, G. Röpke, P. Schuck, and A. Tohsaki,
Phys. Rev. C. **85**, 034315 (2012).

基底状態 (0_1^+) からの $E0$ 遷移行列要素

$(e\text{ fm}^2)$	$^{12}\text{C}(\text{AMD})^3$			Exp. ⁴
	$^{12}\text{C} + \alpha \text{ OCM}^1$	$4\alpha \text{ OCM}^2$	$+\alpha(\text{GCM})$	
$M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	3.88	3.9	4.0	3.55 ± 0.21
$M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_3^+)$	3.50	2.4	3.5	4.03 ± 0.09

1. Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **55**, 1751 (1976); **56**, 111 (1976).
2. T. Yamada *et al.*, Phys. Rev. C. **85**, 034315 (2012).
3. Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C. **89**, 024302 (2014).
4. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **460**, 1 (1986); D. R. Tilley *et al.*, *ibid.* **564**, 1 (1993).

- 4α OCM 計算では $M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_3^+)$ の値が小さい
 - 4α OCM 計算には jj -coupling シェル模型の成分が存在しない

0_1^+ から $0_2^+, 0_3^+$ への $E0$ 遷移は何で決まるか？

本研究の目的：

- クラスタ構造と $E0$ 遷移の関係を明らかにする
- ^{12}C クラスタ部分が 3α 構造であるものに、
 jj -coupling シェル模型の $p_{3/2}$ 閉殻の成分が
混ざった場合に
 $E0$ 遷移がどのように影響を受けるか調べる

手法 : antisymmetrized quasi cluster model (AQCM)

α クラスタを、スピン軌道力が作用する
quasi クラスタに変換する模型

クラスタ間距離 R と、

“ α クラスタの崩れパラメーター” Λ の2つのみで、

簡単に 3α クラスタ構造と $p_{3/2}$ 閉殻構造を表せる

T. Suhara, N. Itagaki, J. Cseh, and M. Płoszajczak, Phys. Rev. C **87**, 054334 (2013).

$(R > 0, \Lambda = 0) \rightarrow 3\alpha$ クラスタ構造

$(R \rightarrow 0, \Lambda = 1) \rightarrow p_{3/2}$ 閉殻構造

本研究では、これを ^{16}O 原子核の
 $^{12}\text{C} + \alpha$ クラスタ構造に応用する

一粒子波動関数

$$\phi_i = \psi_i \chi_{Si} \chi_{Ti}$$

$$\psi_i(\mathbf{r}) \propto \exp \left[-\nu (\mathbf{r} - \zeta_i)^2 \right]$$

$$\nu = \frac{1}{2b^2} \quad b = 1.6 \text{ fm}$$

$$|S\rangle = \cos \frac{\beta}{2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\beta}{2} |\downarrow\rangle$$

$$|T\rangle = |p\rangle \text{ or } |n\rangle$$

基底波動関数

反对称化

$$|\Psi\rangle = \mathcal{A} |\phi_1 \cdots \phi_A\rangle$$

対称性の回復

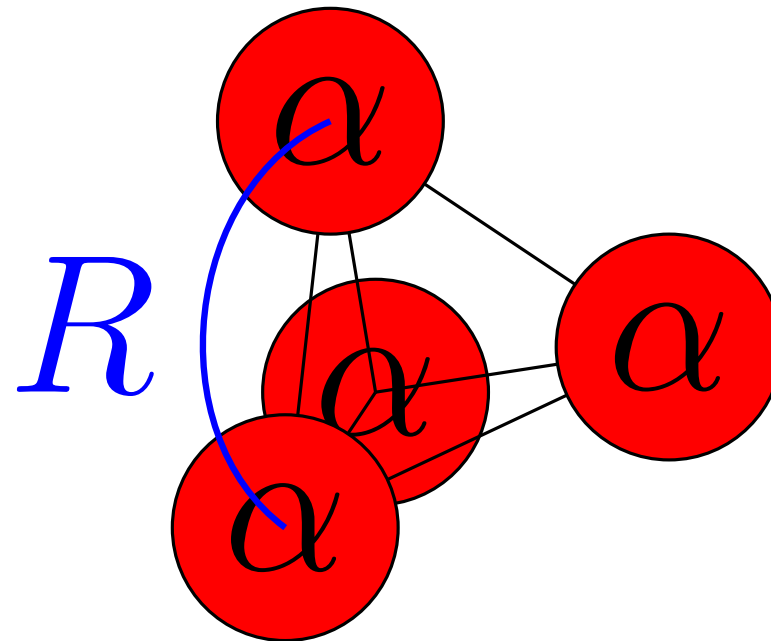
$$|\Psi_{JMK}^{\pm}\rangle = \frac{1 \pm \hat{P}}{2} \hat{P}_{MK}^J |\Psi\rangle$$

最終的には生成座標法 (GCM) を用いて、波動関数を重ね合わせる

波動関数

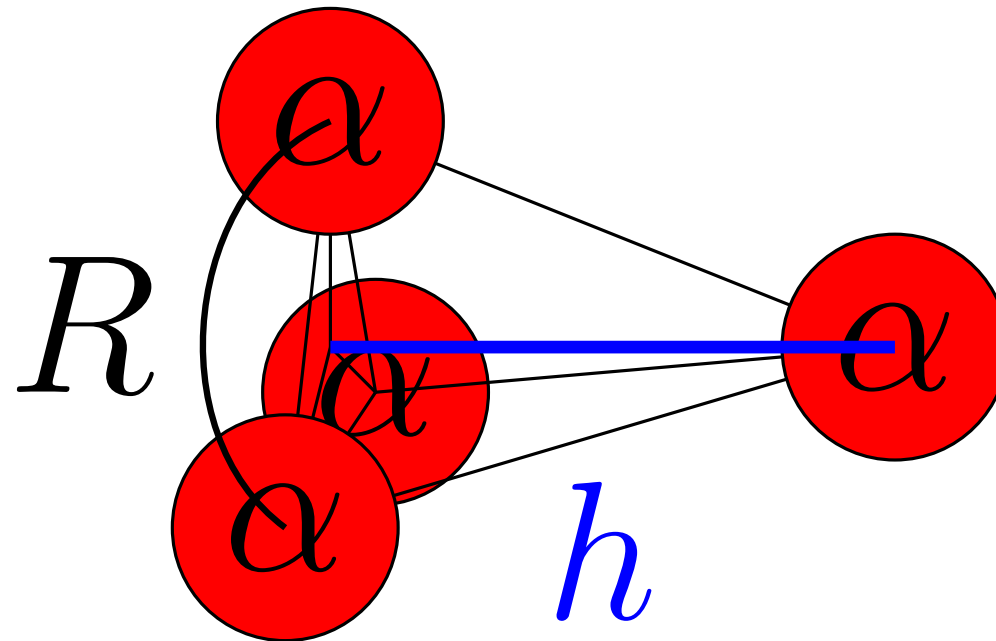
$$\delta \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle} = 0 \longrightarrow |\Phi\rangle = \sum_{n=1}^N c_n |\Psi_{JM}^{\pm} n\rangle$$

三角錐型の底面の大きさ



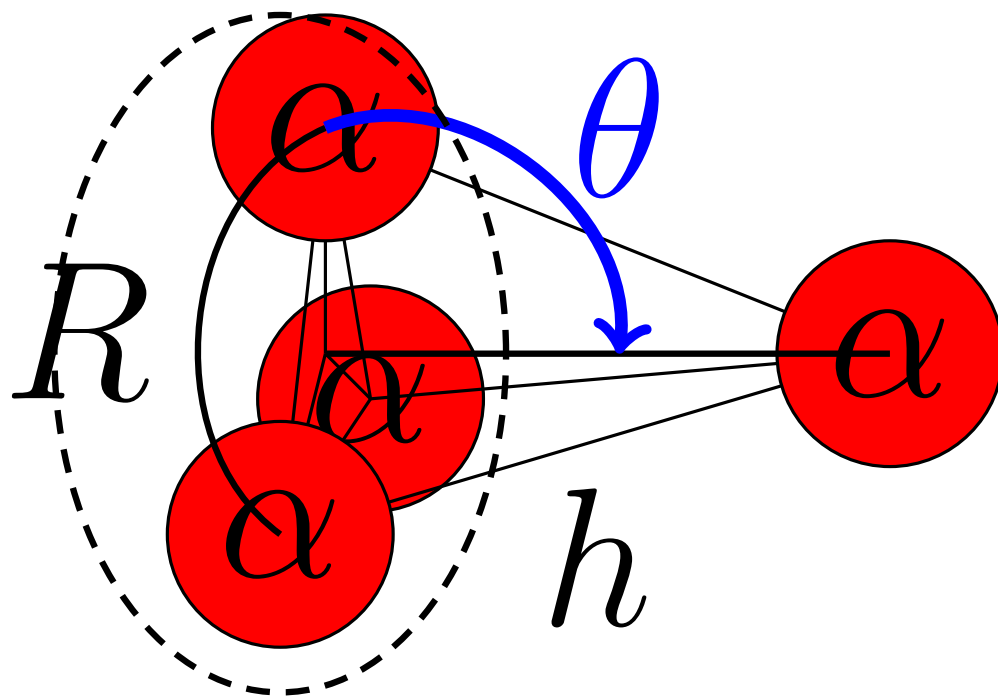
- $R = 1, 2, 3, 4$ (fm)

$^{12}\text{C}(3\alpha) - \alpha$ の距離



- $R = 1, 2, 3, 4$ (fm)
- $h = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (fm)

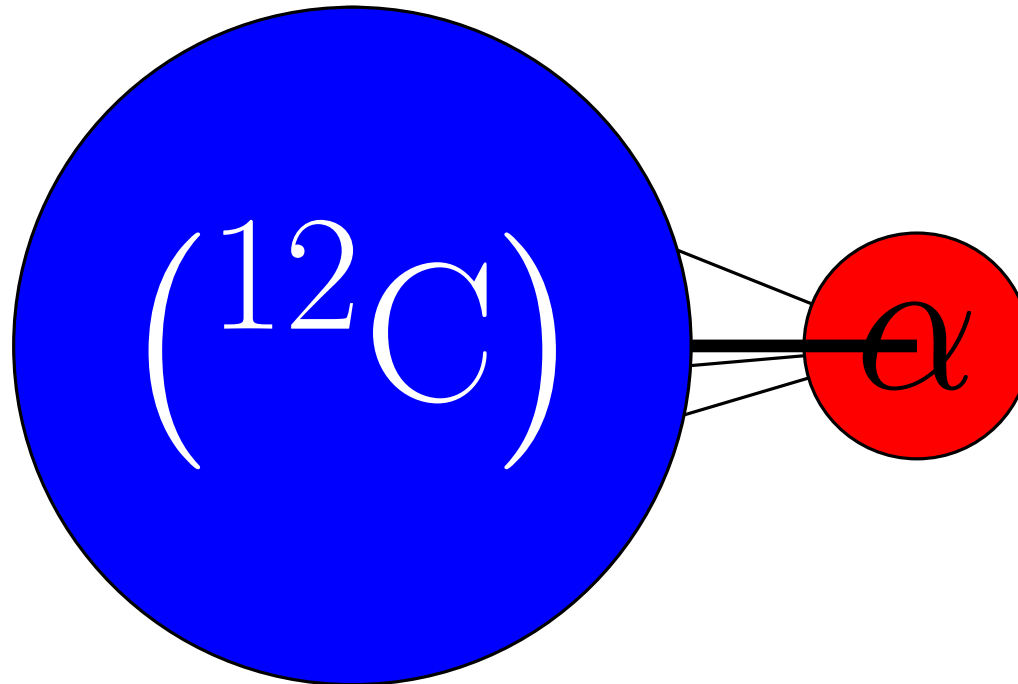
$^{12}\text{C}(3\alpha)$ 部分の回転



- $R = 1, 2, 3, 4$ (fm)
- $h = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (fm)
- $\theta = -\pi/2, -3\pi/8, \dots, \pi/2$

$4 \times 7 \times 9 = 252$ 基底波動関数

$^{12}\text{C}(3\alpha) + \alpha$ に対する $^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$



- $R = 0.1 \simeq 0$ (fm)
- $h = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (fm)

$252 + 7 = 259$ 基底波動関数

ハミルトニアン

$$H = T - T_G + V_C + V_{LS} + V_{\text{Coulomb}}$$

- V_C ; 中心力 (Volkov 2)

A. B. Volkov, Nucl. Phys. **74**, 33 (1965).

$$V_C(r) = \left[V_a \exp\left(-\frac{r^2}{\alpha^2}\right) + V_r \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2}\right) \right] [W + BP^\sigma - HP^\tau - MP^\sigma P^\tau]$$

$$V_a = -60.65 \text{ MeV}, \quad \alpha = 1.80 \text{ fm}, \quad V_r = 61.14 \text{ MeV}, \quad \rho = 1.01 \text{ fm}$$

$$- M = 1 - W = 0.62, \quad B = H = 0.125$$

- V_{LS} : スピン軌道力 (G3RS)

R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **39**, 91 (1968).

$$V_{LS}(r) = \left[V_{LS1} \exp\left(-\frac{r^2}{\eta_1^2}\right) + V_{LS2} \exp\left(-\frac{r^2}{\eta_2^2}\right) \right] P(^3O) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$$

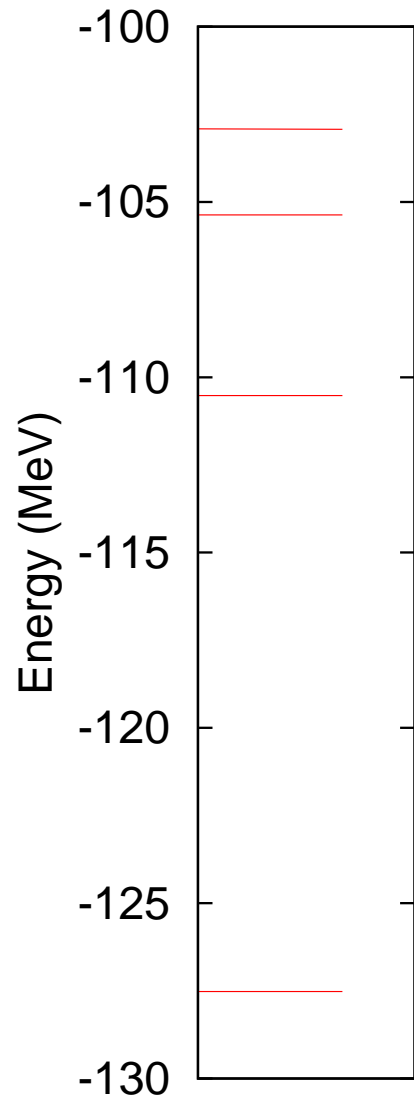
$$\eta_1 = 0.447 \text{ fm}, \quad \eta_2 = 0.6 \text{ fm}$$

$$- V_{LS} \equiv V_{LS1} = -V_{LS2} = 2000 \text{ MeV}$$

(^{12}C の 2_1^+ の励起エネルギーを再現する)

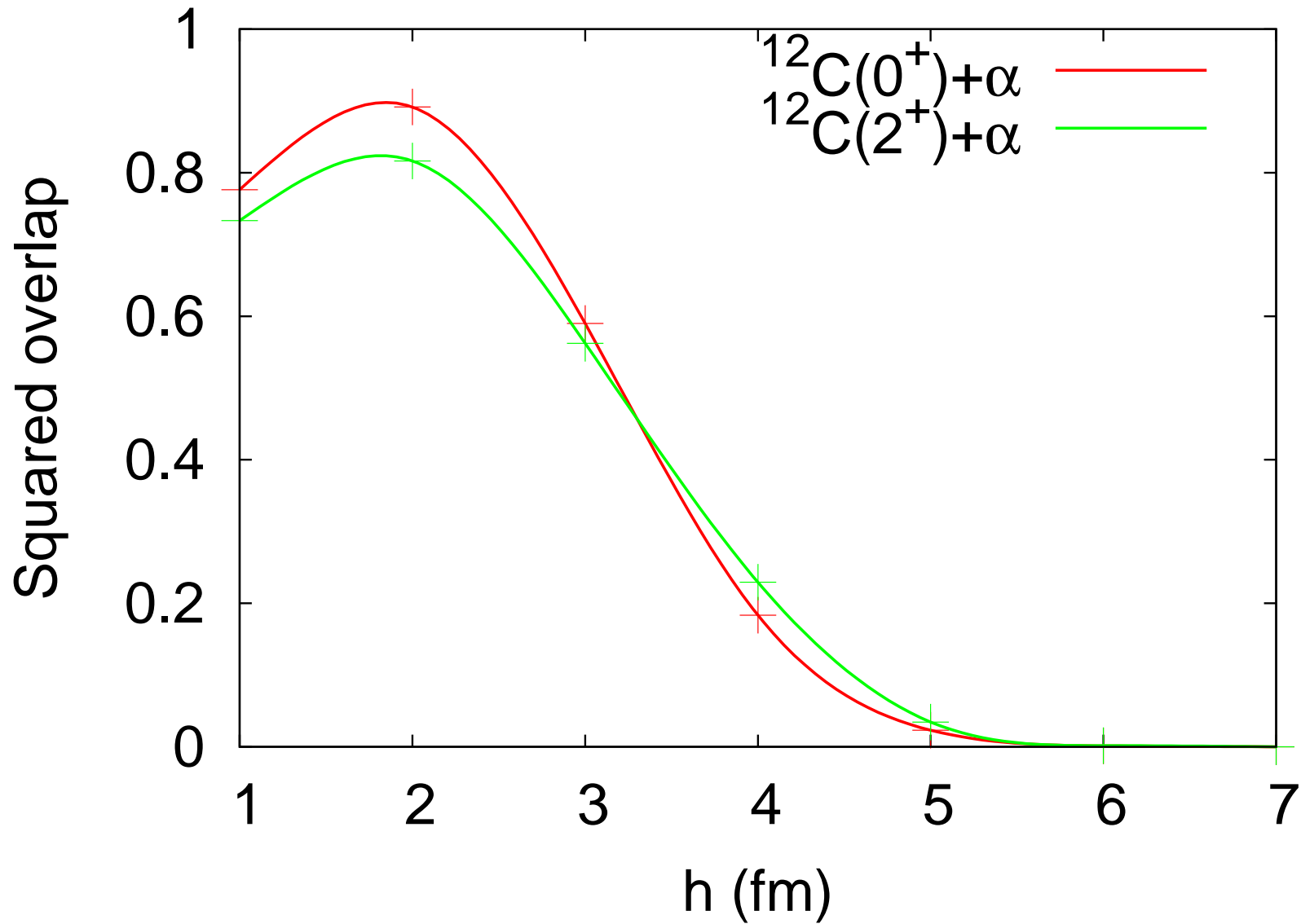
結果

^{16}O の 0^+ のエネルギー準位



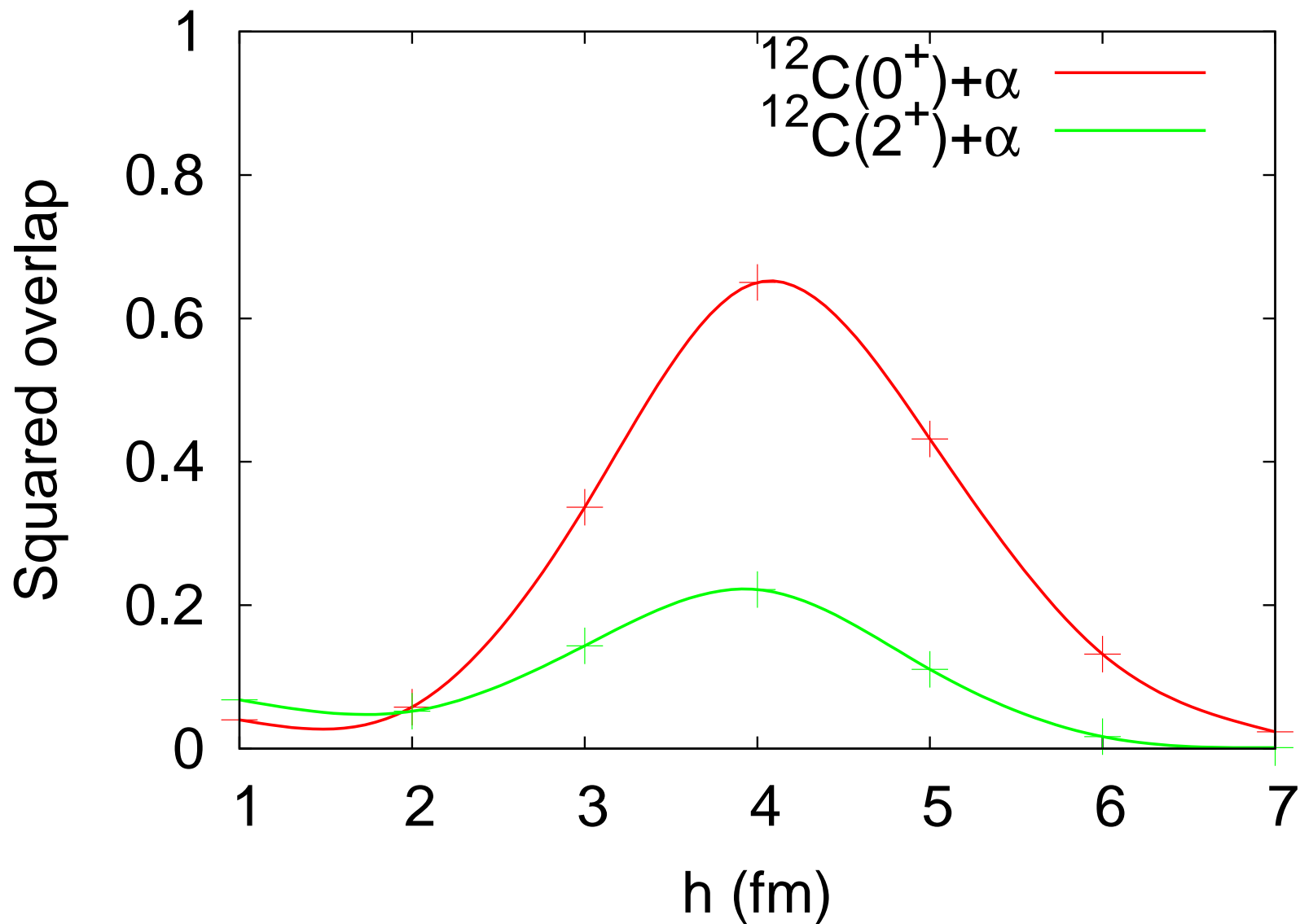
次に各状態の性質を見る

0_1^+ と $^{12}\text{C}(0^+, 2^+) + \alpha$ の squared overlap



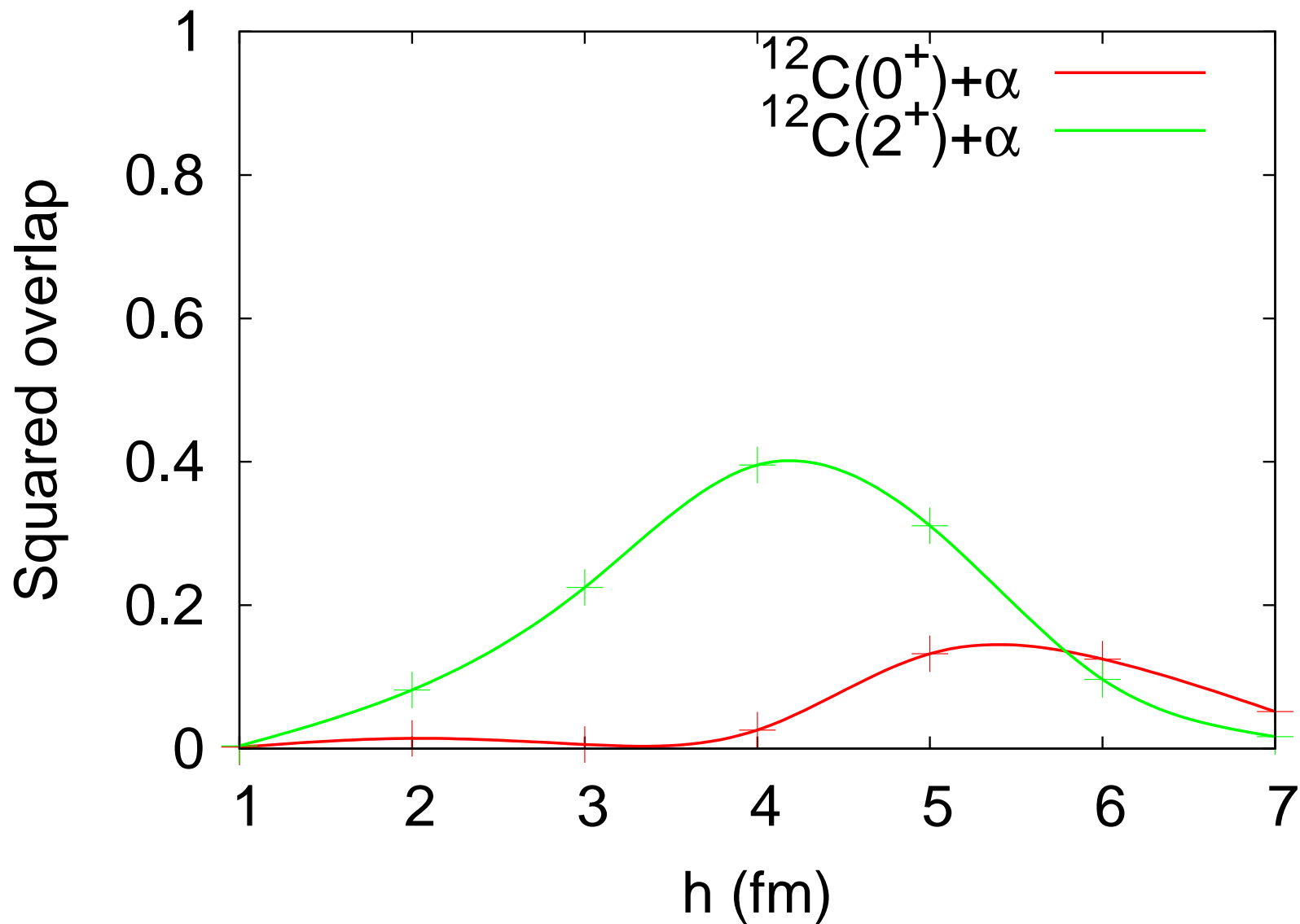
0_1^+ はコンパクトな $^{12}\text{C}(0^+, 2^+) + \alpha$ 構造を持つ

0_2^+ と $^{12}\text{C}(0^+, 2^+) + \alpha$ の squared overlap



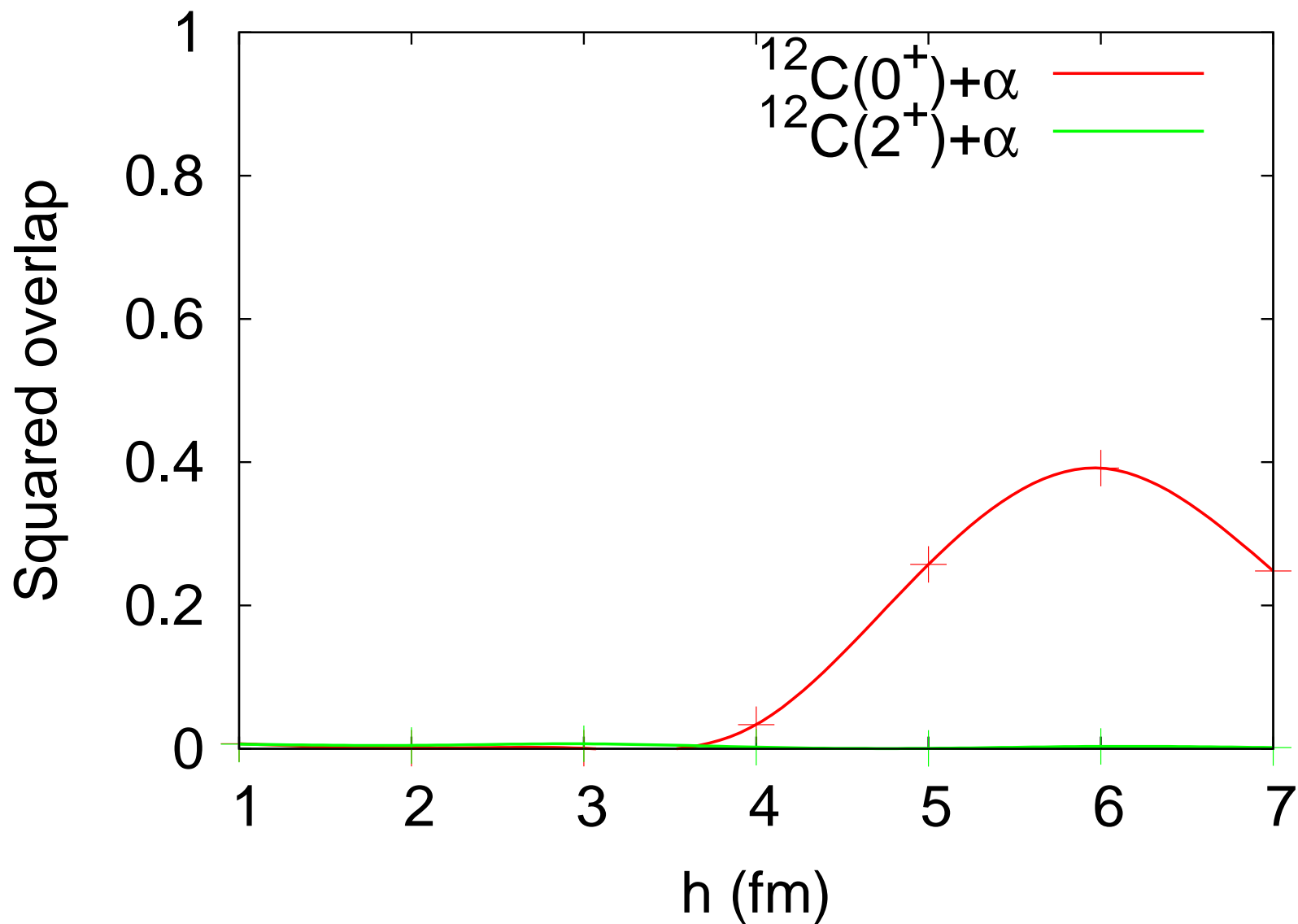
0_2^+ は $^{12}\text{C}(0^+) + \alpha$ 構造を持つ

0_3^+ と $^{12}\text{C}(0^+, 2^+) + \alpha$ の squared overlap



0_3^+ は $^{12}\text{C}(2^+) + \alpha$ 構造を持つ

0_4^+ と $^{12}\text{C}(0^+, 2^+) + \alpha$ の squared overlap



0_4^+ は higher nodal な $^{12}\text{C}(0^+) + \alpha$ 構造を示す

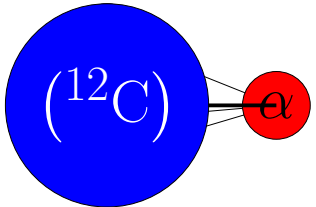
基底状態 (0_1^+) からの $E0$ 遷移行列要素

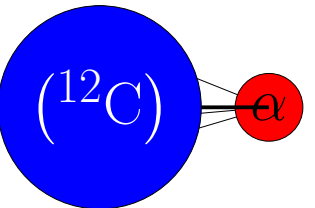
$(e \text{ fm}^2)$	$^{12}\text{C} + \alpha^1$ OCM	$4\alpha^2$ OCM	$^{12}\text{C}(\text{AMD})^3$ $+\alpha(\text{GCM})$	Exp. ⁴	this work
$M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	3.88	3.9	4.0	3.55 ± 0.21	6.03
$M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_3^+)$	3.50	2.4	3.5	4.03 ± 0.09	5.02

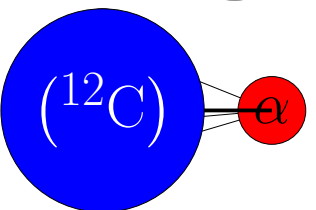
1. Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **55**, 1751 (1976); **56**, 111 (1976).
2. T. Yamada *et al.*, Phys. Rev. C. **85**, 034315 (2012).
3. Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C. **89**, 024302 (2014).
4. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **460**, 1 (1986); D. R. Tilley *et al.*, *ibid.* **564**, 1 (1993).

- 本研究では、低い励起エネルギー領域に基底状態からの $E0$ 遷移が強い状態が2つ (0_2^+ , 0_3^+) 得られた
 - しかし、 $M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ と $M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_3^+)$ は
実験値よりやや大きい

次に、 $^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$ の効果を調べる

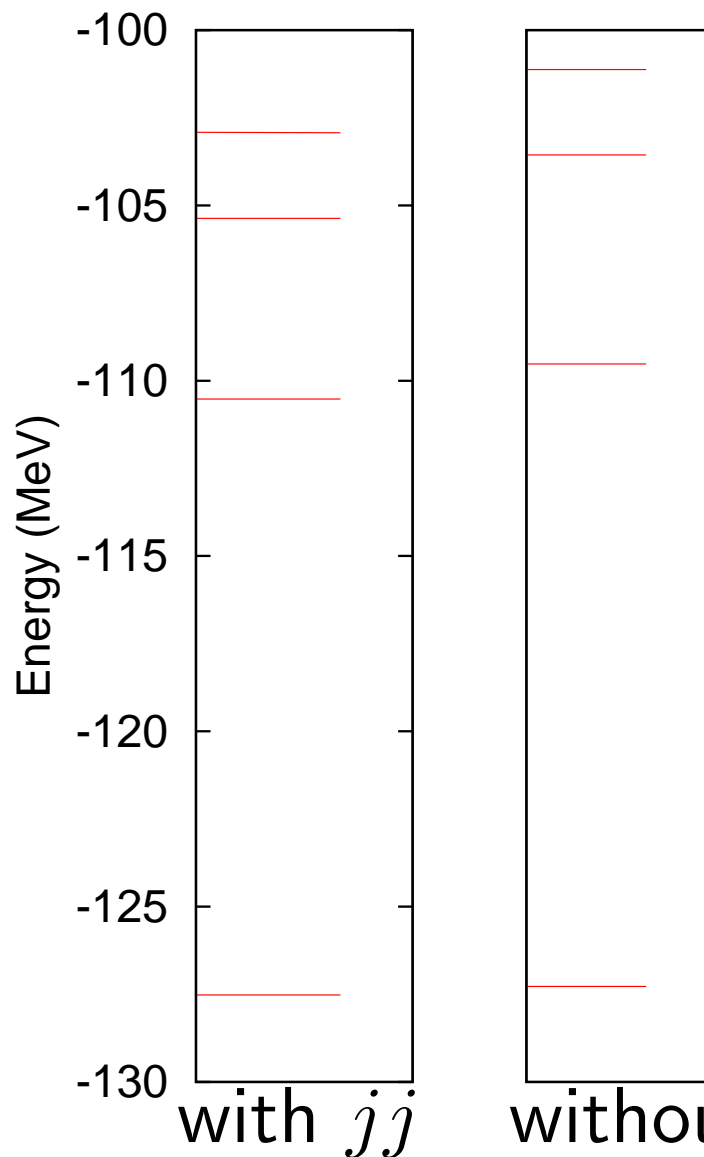
則ち、 基底波動関数が存在しない場合の結果と比較する

今までの結果は  も含まれていた計算であり、

以下で新たに  が無い場合の計算を行う

^{12}C 部分における

jj -coupling シェル模型の $p_{3/2}$ 閉殻成分の有無

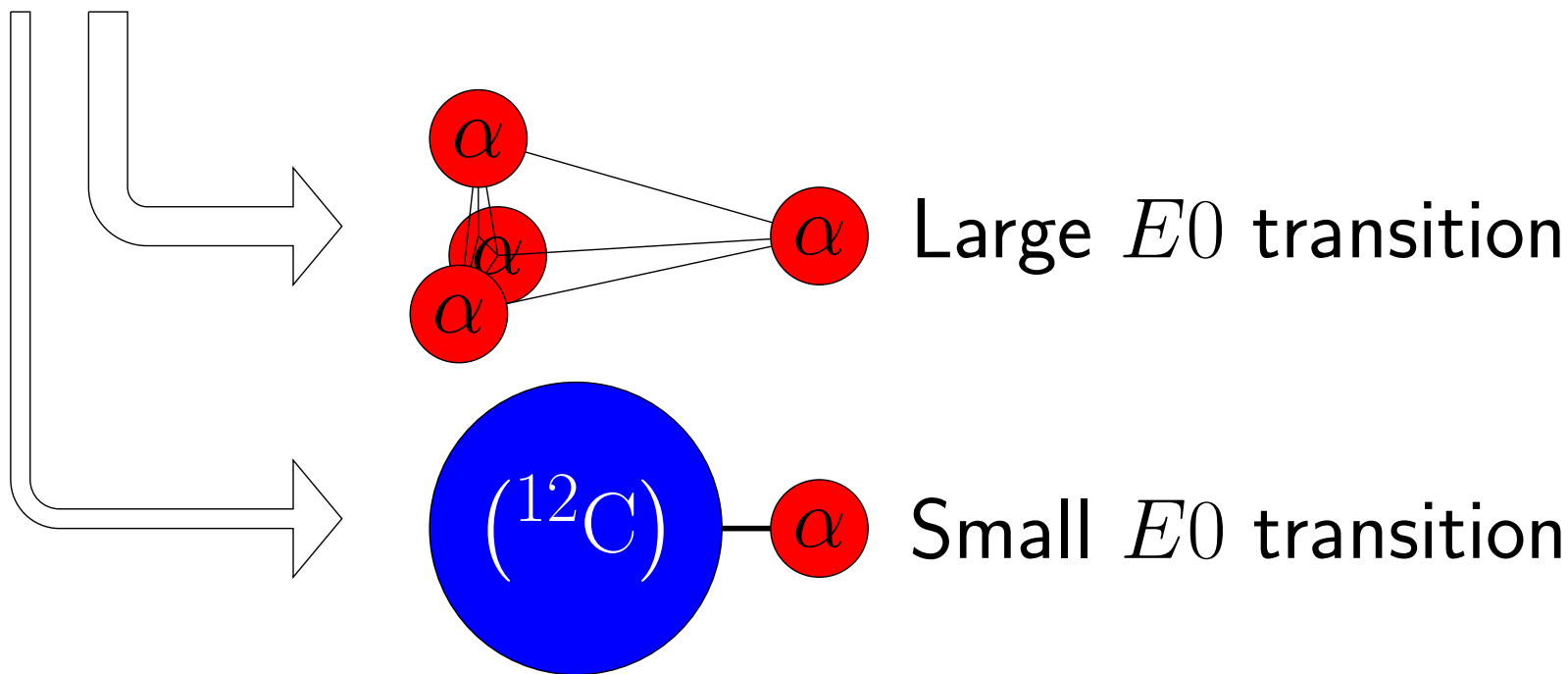
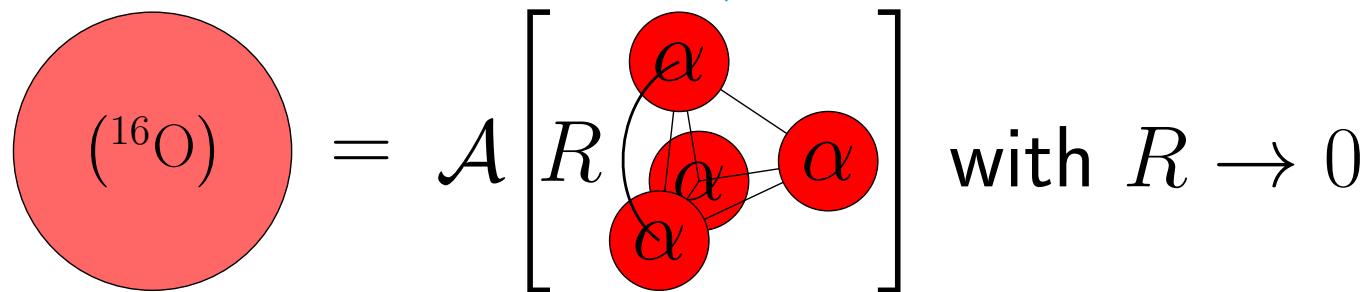


基底状態からの $E0$ 遷移行列要素

($e\text{fm}^2$)	Exp.	with jj (this work)	without jj
0_2^+	3.55 ± 0.21	6.03	6.92
0_3^+	4.03 ± 0.09	5.02	3.98

- ^{12}C 部分に jj -coupling シェル模型の $p_{3/2}$ 閉殻成分が無い場合は、ある場合に比べて 0_2^+ 、 0_3^+ 、 0_4^+ のエネルギーが高い
- jj -coupling シェル模型の $p_{3/2}$ 閉殻成分が混ざると $M(E0; 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ が小さくなる

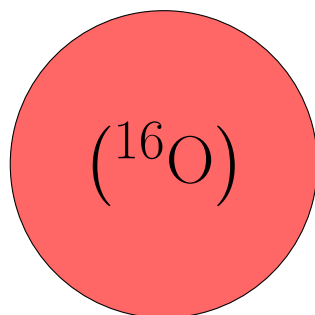
$^{12}\text{C}(3\alpha) + \alpha$ や $^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$ への $E0$ 遷移



$^{12}\text{C}(3\alpha) + \alpha$ への $E0$ 遷移は $^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$ への $E0$ 遷移より大きい

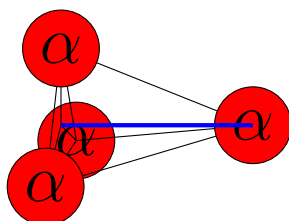
シェル模型とクラスター模型のスピン $\langle S^2 \rangle$

p shell closed state



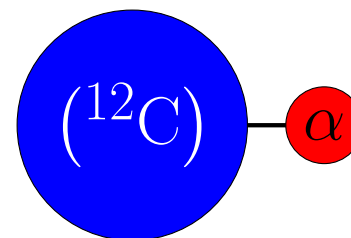
$$\langle S^2 \rangle = 0$$

$^{12}\text{C}(3\alpha) + \alpha$ cluster like state



$$\langle S^2 \rangle = 0$$

$^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$ cluster like state



$$\langle S^2 \rangle \neq 0$$

p 閉殻的な状態や $^{12}\text{C}(3\alpha) + \alpha$ クラスターの的な状態は
スピンの0であるが、
 $^{12}\text{C}(p_{3/2}) + \alpha$ クラスターの的な状態は
スピンの0でない

$E0$ 遷移行列要素のスピン依存性

$$\langle 0^+ \text{ (}^{12}\text{C)} \alpha \mid \sum r_{in}^2 \mid 0^+ \text{ (}^{16}\text{O)} \rangle$$

^

$$\langle 0^+ \text{ (}^{\alpha} \text{)} \mid \sum r_{in}^2 \mid 0^+ \text{ (}^{16}\text{O)} \rangle$$

$E0$ 遷移演算子はスピン部分に作用しないので、
スピンの異なる状態間の $E0$ 遷移は抑制される

結論

- α クラスタ状態と jj -coupling シェル状態を簡単に記述できる AQCM を用いて、
 ^{16}O のエネルギー準位と $E0$ 遷移を調べた
 - 0_2^+ は $^{12}\text{C}(0^+) + \alpha$ 構造、 0_3^+ は $^{12}\text{C}(2^+) + \alpha$ 構造を持ち、
 0_4^+ は higher nodal な $^{12}\text{C}(0^+) + \alpha$ 構造を示す
- ^{12}C 部分への jj -coupling シェル模型成分の寄与について議論した
 - 0_1^+ から 0_2^+ への $E0$ 遷移を抑制し、
 0_1^+ から 0_3^+ への $E0$ 遷移を増大させる