

$^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ における Λ 粒子のp軌道状態の分析

井坂政裕^A, 本間裕明^A, 木村真明^A, 土手昭伸^B, 大西明^C

北大理^A, KEK^B, 京大基研^C

ハイパー核構造研究の可能性

pシェル Λ ハイパー核の研究

- 少数体問題の精密解法^[1]
- ΛN 相互作用とG-matrixによる有効相互作用^[2]
- γ 線分光実験によるデータの蓄積^[3]

→ ΛN 相互作用の理解が進展

- AMDを用いた核構造研究^[4]

→ 核構造を記述する理論模型が進展

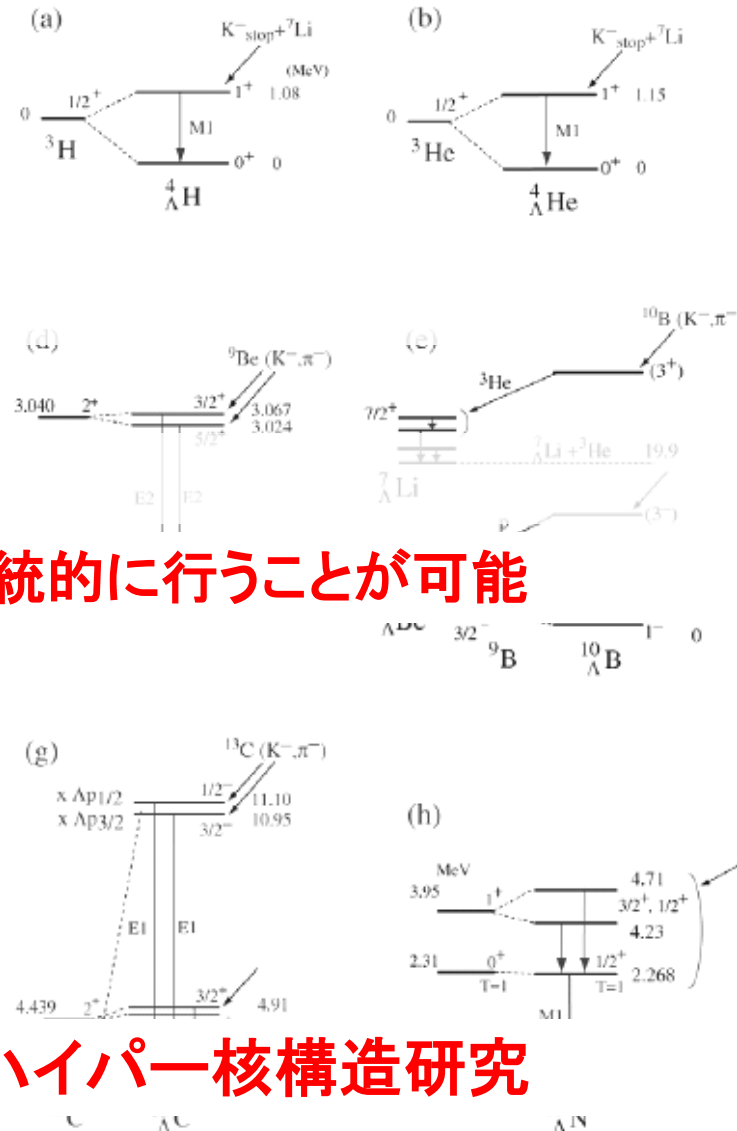
Λ ハイパー核の理論的な構造研究を系統的に行うことが可能

J-PARCやJLabでの実験

● 様々な Λ ハイパー核を生成

- sdシェル Λ ハイパー核
- 中性子過剰 Λ ハイパー核 など

sdシェル領域や中性子過剰領域のハイパー核構造研究

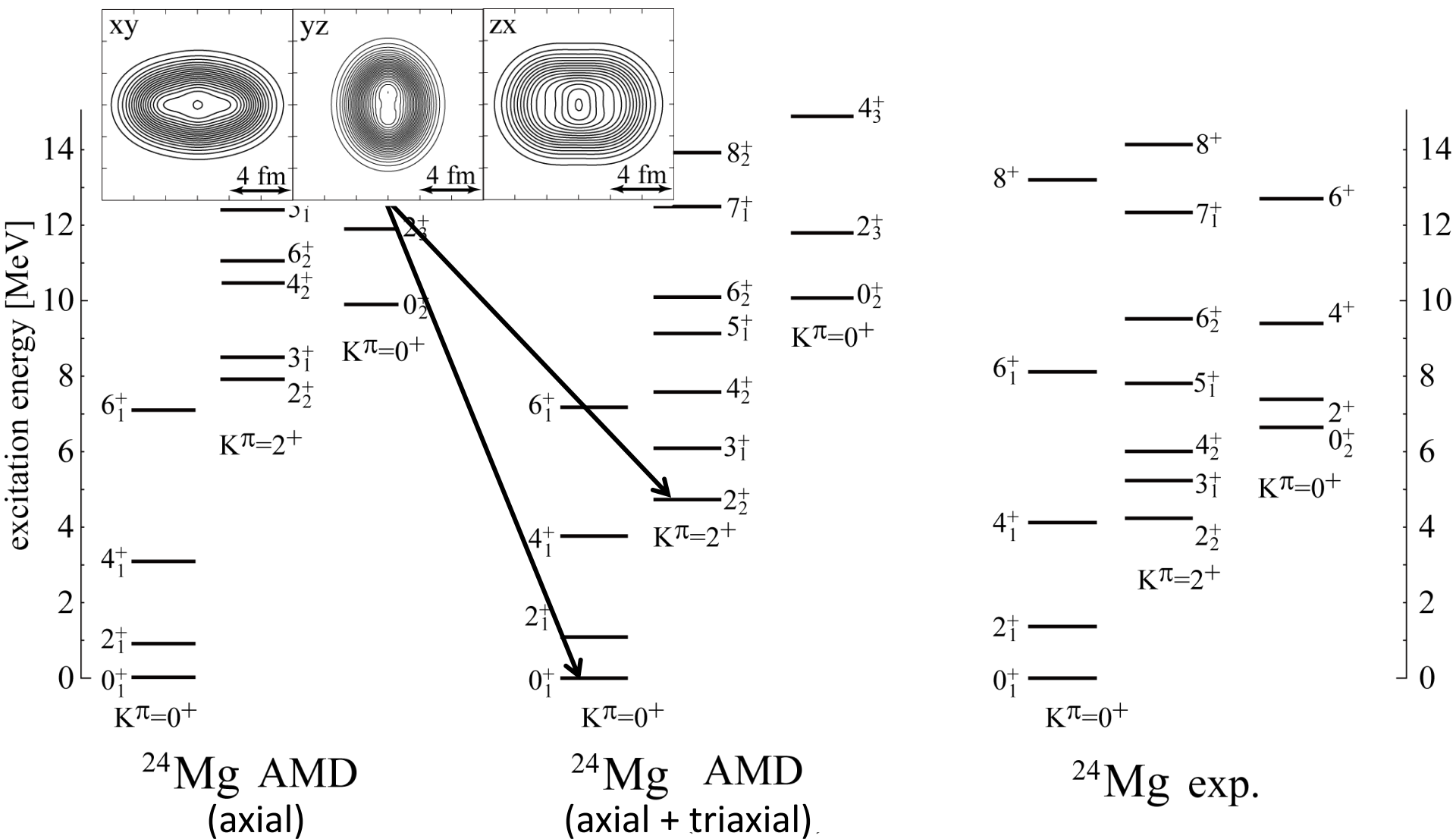


[1] E. Hiyama, NPA **805** (2008), 190c, [2] Y. Yamamoto, et al., PTP Suppl. **117** (1994), 361.,

[3] O. Hashimoto and H. Tamura, PPNP **57** (2006), 564., [4] Y. Kanada-En'yo et al., PTP **93** (1995), 115.

芯核 ^{24}Mg

- 非常に大きく変形した原子核 ... 三軸非対称変形をしている可能性

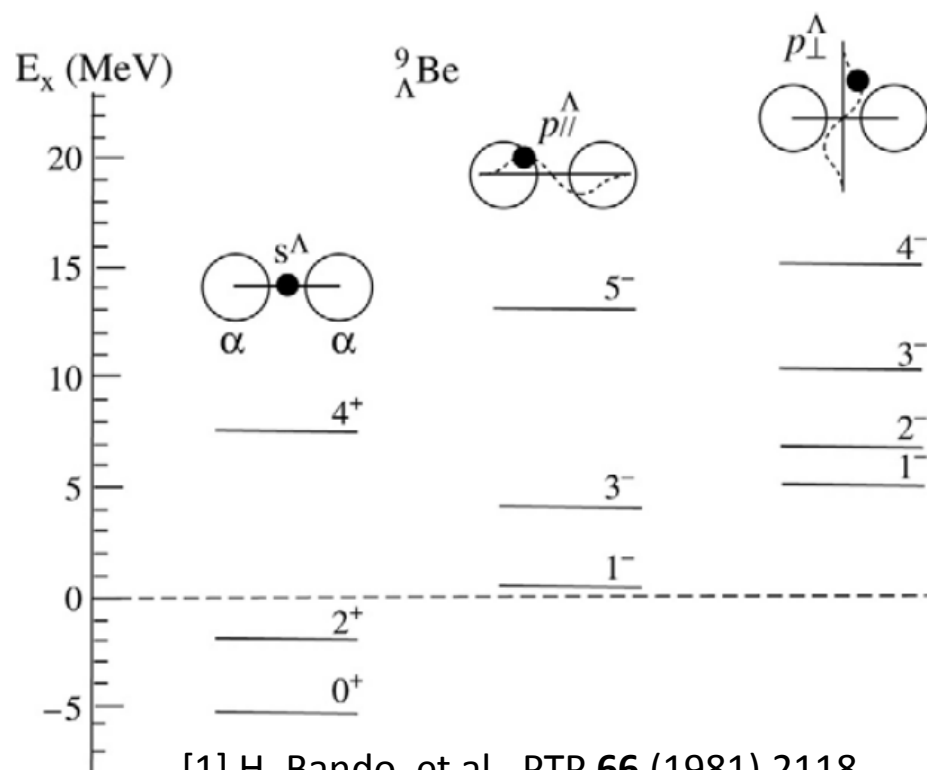


Λ 粒子のp軌道状態

${}^9_{\Lambda}\text{Be}$: 軸対称変形(クラスター)核でのp軌道状態の例

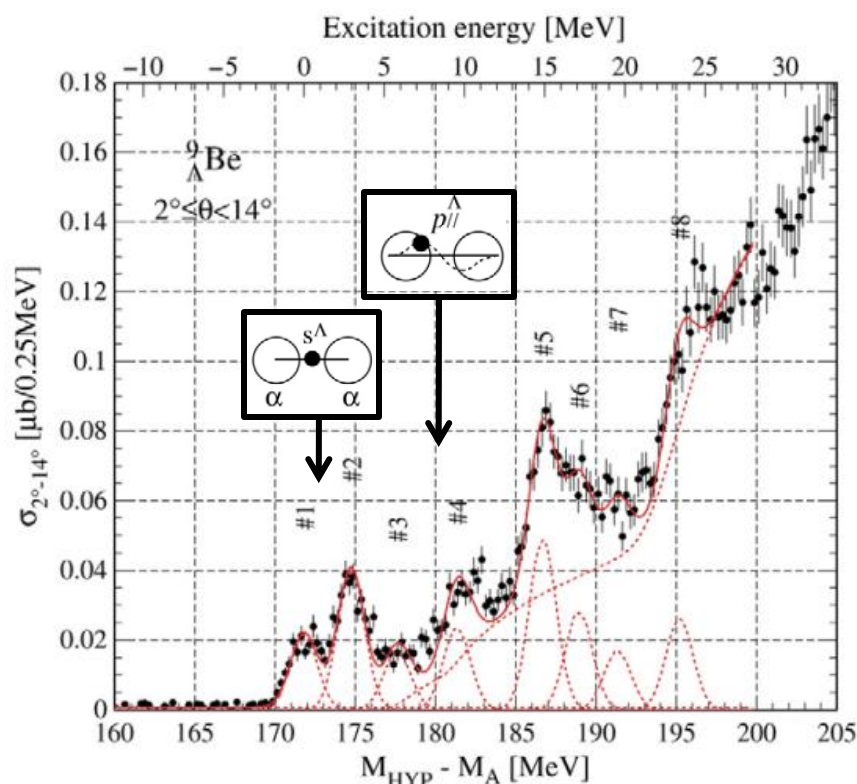
- Λ 粒子のp軌道の非等方性
- 芯核の変形(2α 構造)の非等方性

→ 2α 構造に平行なp軌道と垂直なp軌道の Λ により、2つの回転帯が作られる^[1,2]



[1] H. Bando, et al., PTP **66** (1981) 2118.

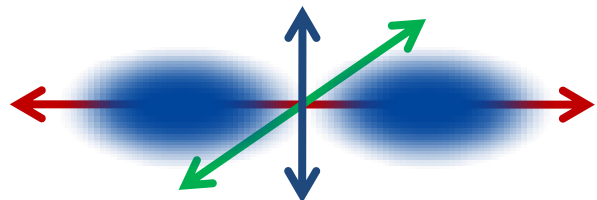
[2] H. Bando, et al., IJMP **21** (1990) 4021.



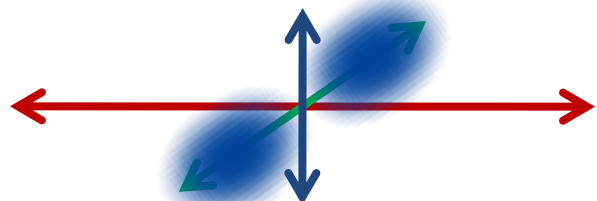
[3] O. Hashimoto et al., NPA **639** (1998) 93c.

三軸非対称変形核での Λ のp軌道状態

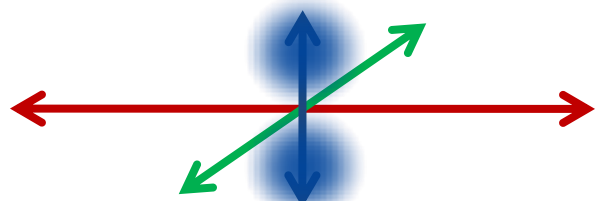
◆ 三軸非対称変形



Λ と核子のOverlap 大 束縛 深い



Λ と核子のOverlap 中 束縛 中

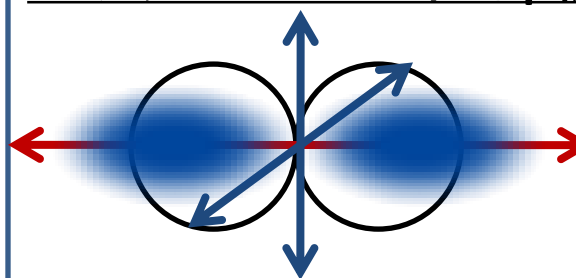


Λ と核子のOverlap 小 束縛 浅い

cf. 軸対称(prolate)変形

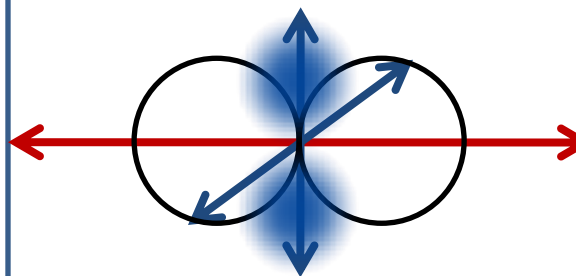
例: ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$

2 α クラスターに平行なp軌道(長軸方向)



Λ 粒子と核子の
overlap大きい
深く束縛

2 α クラスターに垂直なp軌道(短軸方向)



Λ 粒子と核子の
overlap小さい
浅く束縛

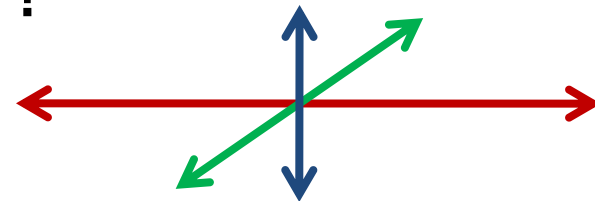
p軌道状態が、長軸・短軸方向の2つにsplit

- ${}^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ が三軸非対称変形をしていれば、p軌道状態が方向ごと3つにsplitするはず
- 3方向のp軌道状態を観測できれば、芯核 ${}^{24}\text{Mg}$ の三軸非対称変形を確かめられる

研究目的

◆ 研究目的・課題

- $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ にどのようなp軌道状態が現れるのかを調べることで、
芯核 ^{24}Mg が三軸非対称変形をしているのかを理論的に解明する
- $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$
 - ^{24}Mg に3方向のp軌道の Λ 粒子が加わった状態に着目
 - p軌道の方向によって3つにsplitするのだろうか？



◆ 手法

- 理論的枠組み
 - AMDをハイパー核に拡張(HyperAMD)
 - 核の軸対称性を仮定しない
- Λ N有効相互作用: YNG-NF interaction^[1]

Theoretical Framework

AMD模型をハイパー核へ拡張

HyperAMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics for hypernuclei)

◆Hamiltonian

$$\hat{H} = \hat{T}_N + \hat{V}_{NN} + \hat{T}_\Lambda + \hat{V}_{\Lambda N}$$

NN: Gogny D1S

Λ N: YNG-NF interaction (Central force)^[1]

◆波動関数

- 核子部分: スレーター行列式, 空間部分はガウス波束

$$\varphi_N(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\varphi_i(\vec{r}_j)] \quad \varphi_i(r) \propto \exp\left[-\sum_{\sigma=x,y,z} \nu_\sigma (r - Z_i)_\sigma^2\right] \chi_i \eta_i \quad \chi_i = \alpha_i \chi_\uparrow + \beta_i \chi_\downarrow$$

- Λ 粒子の1粒子波動関数: ガウス波束の重ね合わせ

$$\varphi_\Lambda(r) = \sum_m c_m \varphi_m(r) \quad \varphi_m(r) \propto \exp\left[-\sum_{\sigma=x,y,z} \mu \nu_\sigma (r - z_m)_\sigma^2\right] \chi_m \quad \chi_m = a_m \chi_\uparrow + b_m \chi_\downarrow$$

- 全波動関数: $\psi(\vec{r}) = \sum_m c_m \varphi_m(r_\Lambda) \otimes \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\varphi_i(\vec{r}_j)]$

◆拘束条件

- 核の四重極変形度(β, γ)
- 拘束ポテンシャル $V_{forb.}$

Λ 粒子のs軌道状態や低いp軌道状態に波動関数を直交させ、 Λ 粒子を励起させる

$$V_{forb.} = \langle \varphi_\Lambda | \hat{v}_{forb.} | \varphi_\Lambda \rangle \quad \hat{v}_{forb.} = v_0 \left| \varphi_0^\Lambda \right\rangle \left\langle \varphi_0^\Lambda \right|$$

Theoretical Framework

◆ Procedure of the calculation

Variational Calculation

- Imaginary time development method
- Variational parameters: $X_i = Z_i, z_i, \alpha_i, \beta_i, a_i, b_i, \nu_i, c_i$

$$\frac{dX_i}{dt} = \frac{\kappa}{\hbar} \frac{\partial H^\pm}{\partial X_i^*} \quad \kappa < 0$$

Angular Momentum Projection

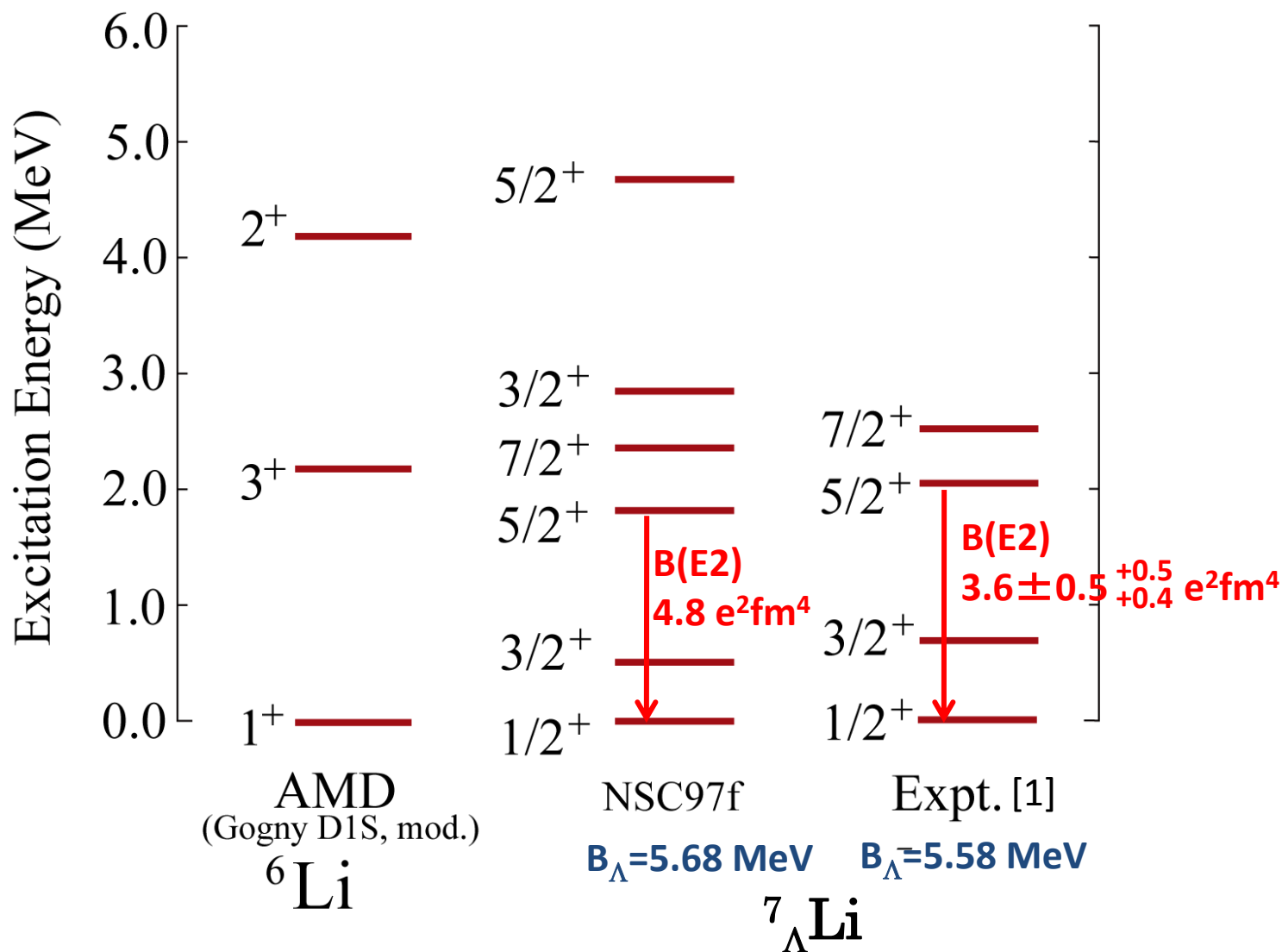
$$\left| \Phi_K^s; JM \right\rangle = \int d\Omega D_{MK}^{J*}(\Omega) R(\Omega) \left| \Phi^{s+} \right\rangle$$

Generator Coordinate Method(GCM)

- Superposition of the w.f. with different configuration
- Diagonalization of $H_{sK,s'K'}^{J\pm}$ and $N_{sK,s'K'}^{J\pm}$

$$H_{sK,s'K'}^{J\pm} = \left\langle \Phi_K^s; J^\pm M \left| \hat{H} \right| \Phi_{K'}^{s'}; J^\pm M \right\rangle$$
$$N_{sK,s'K'}^{J\pm} = \left\langle \Phi_K^s; J^\pm M \left| \Phi_{K'}^{s'}; J^\pm M \right\rangle$$
$$\left| \Psi^{J\pm M} \right\rangle = \sum_{sK} g_{sK} \left| \Phi_K^s; J^\pm M \right\rangle$$

AMD模型の適用例(${}^7_{\Lambda}\text{Li}$)



結果： $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ の Λ のp軌道状態

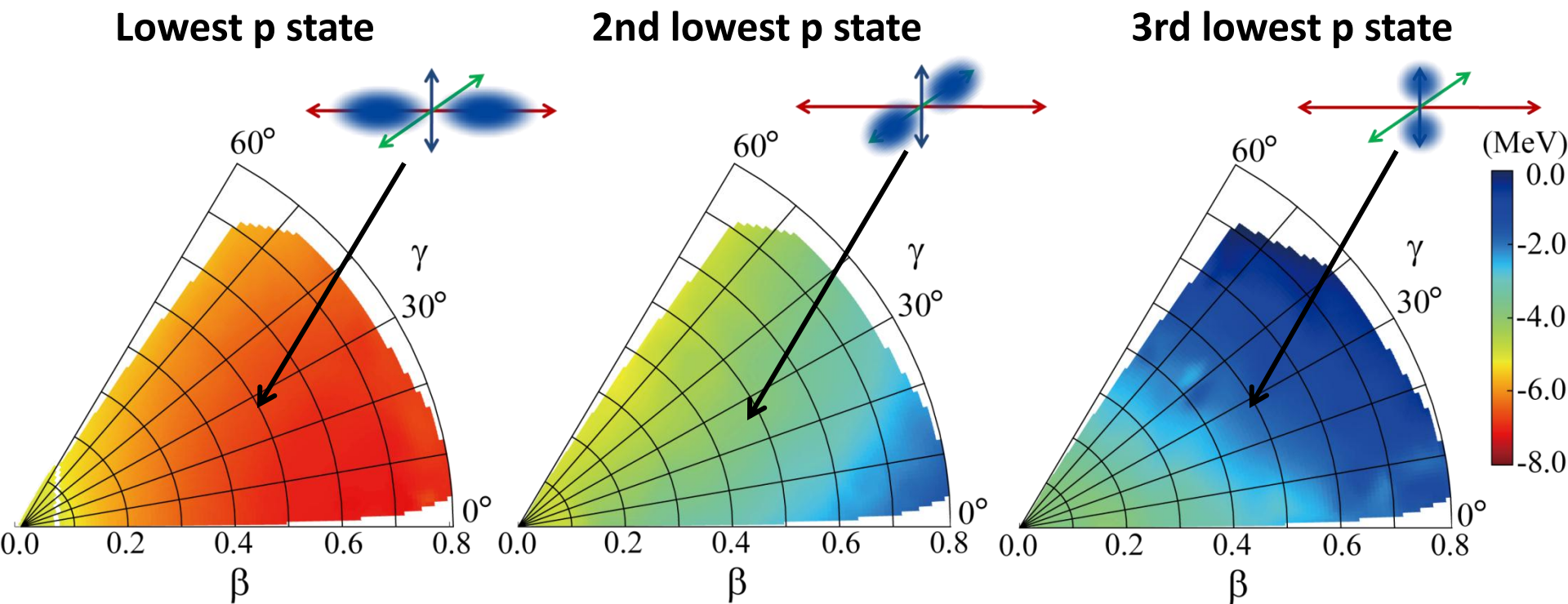
1. p軌道の向きによる
 Λ 粒子の1粒子エネルギーの違い
2. 励起スペクトル

結果： Λ 粒子の1粒子エネルギー

◆ (β, γ) 平面上での Λ 粒子の1粒子エネルギー

$$\varepsilon_{\Lambda}(\beta_i, \gamma_i) = \langle \Psi^{\pi}(\beta_i, \gamma_i) | (\hat{T}_{\Lambda} + \hat{V}_{\Lambda N}) | \Psi^{\pi}(\beta_i, \gamma_i) \rangle$$

$^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ (AMD, Λ in p orbit)

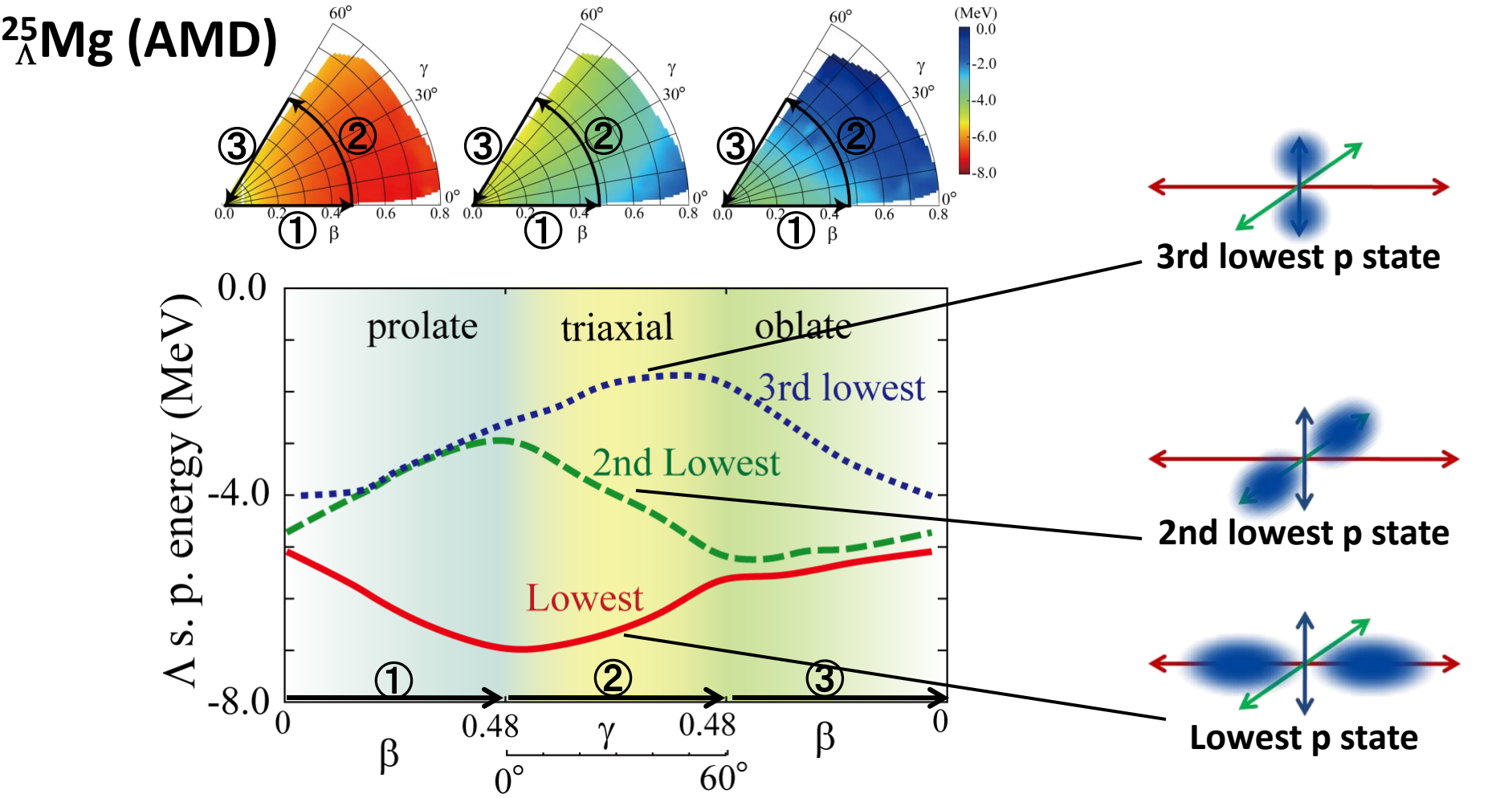


- p 軌道の向きによって深さと分布が異なる
 - 核子と Λ 粒子とのoverlapが異なるため

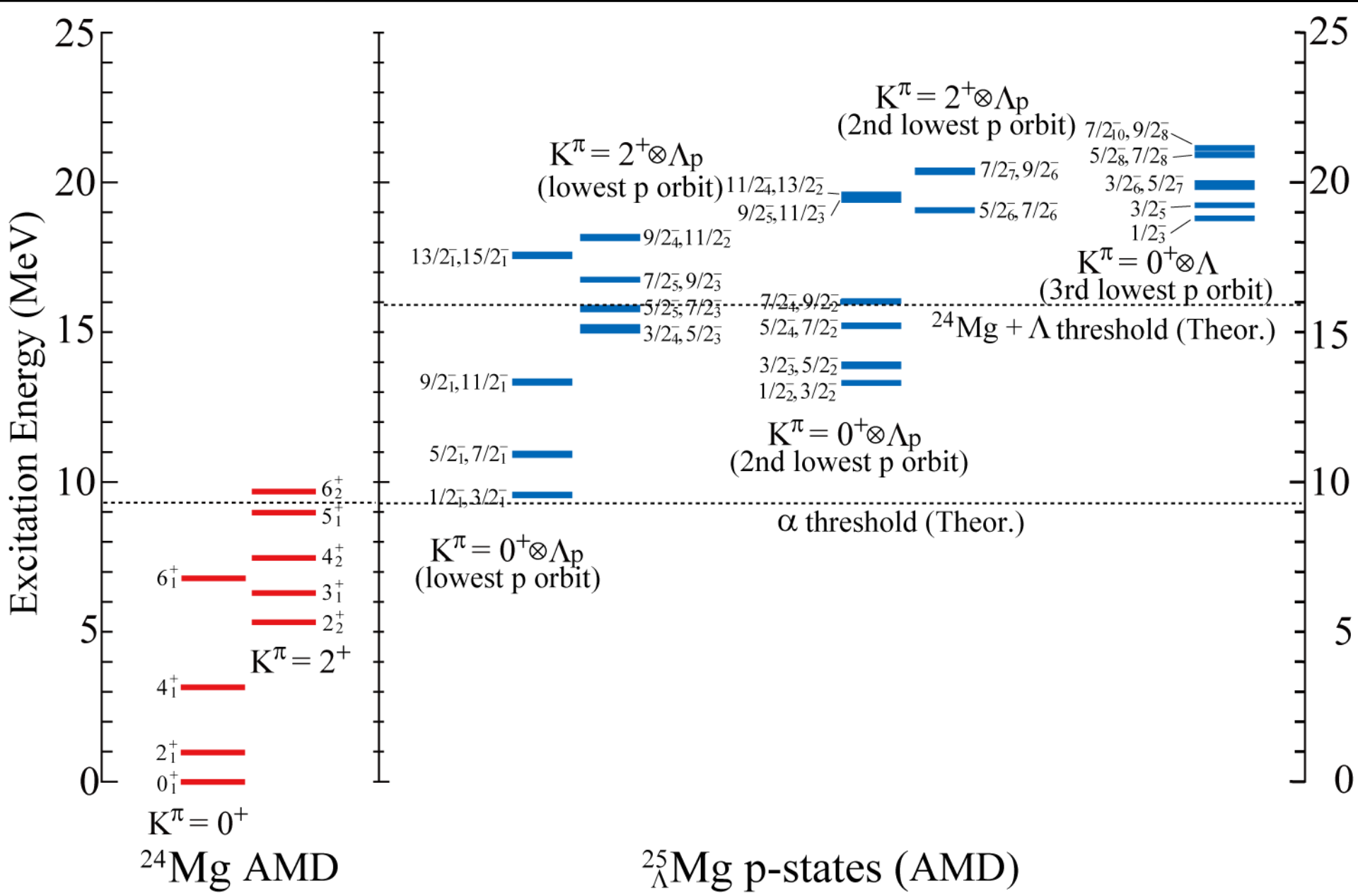
結果： Λ 粒子の1粒子エネルギー

◆ prolate, triaxial, oblate変形での Λ の1粒子エネルギー

● 三軸非対称変形をしている場合、 Λ 粒子の1粒子エネルギーが軌道の向きごとに異なる → p軌道状態が3つにsplit

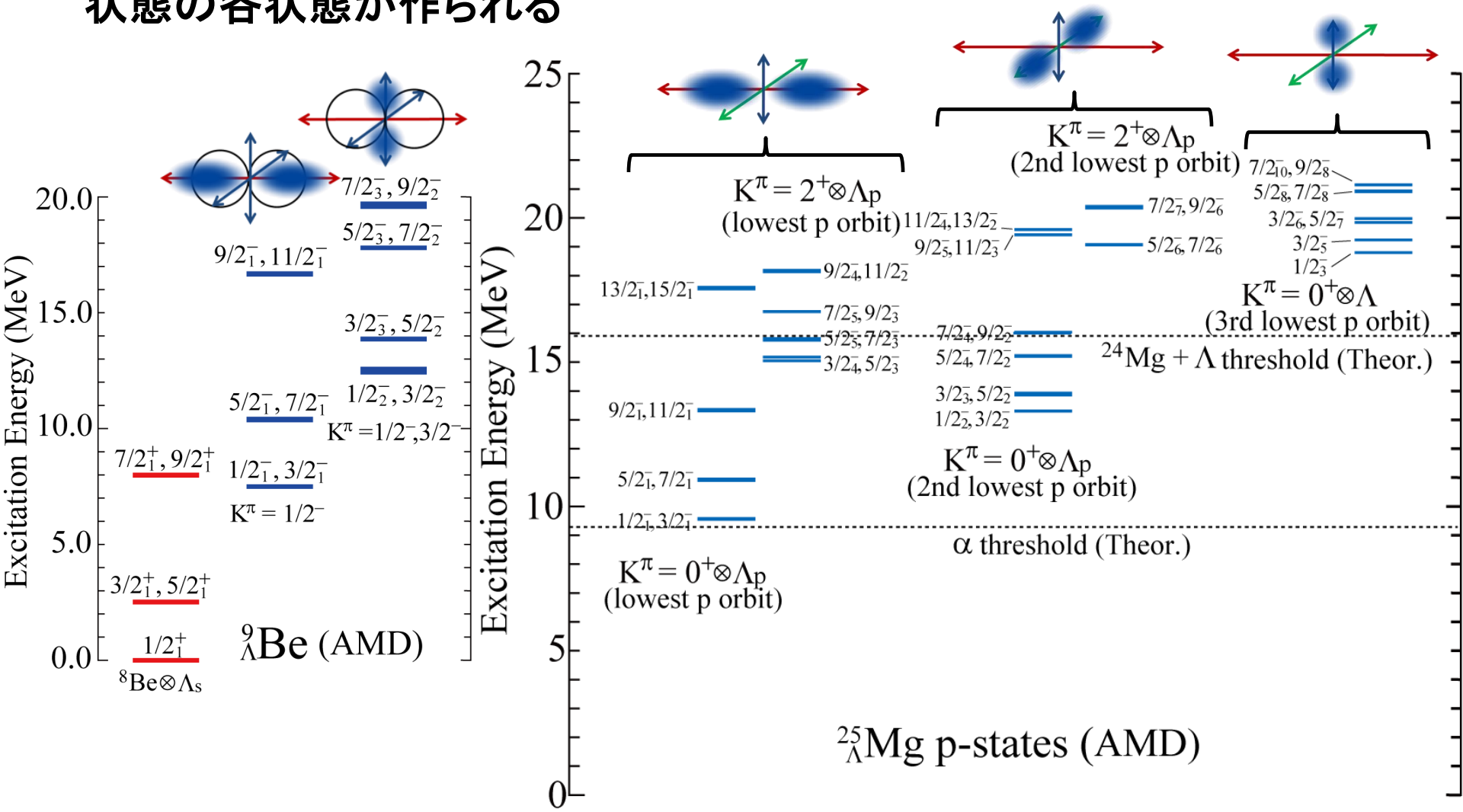


結果：励起スペクトル



結果：励起スペクトル

- Λ pの向き(3方向)により、
 $^{24}\text{Mg} \otimes \Lambda\text{p}(\text{lowest})$ 、 $^{24}\text{Mg} \otimes \Lambda\text{p}(\text{2nd lowest})$ 、 $^{24}\text{Mg} \otimes \Lambda\text{p}(\text{3rd lowest})$
 状態の各状態が作られる

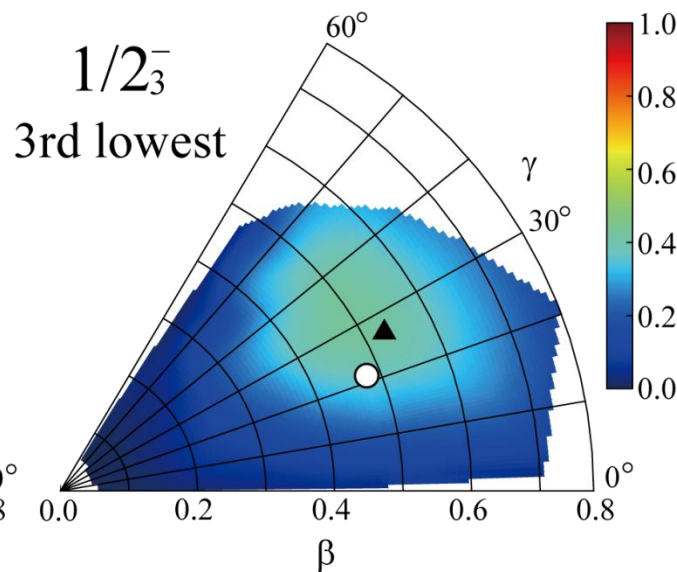
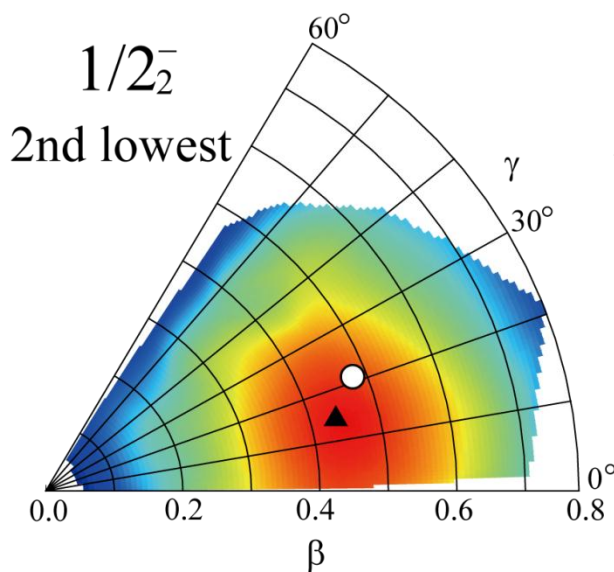
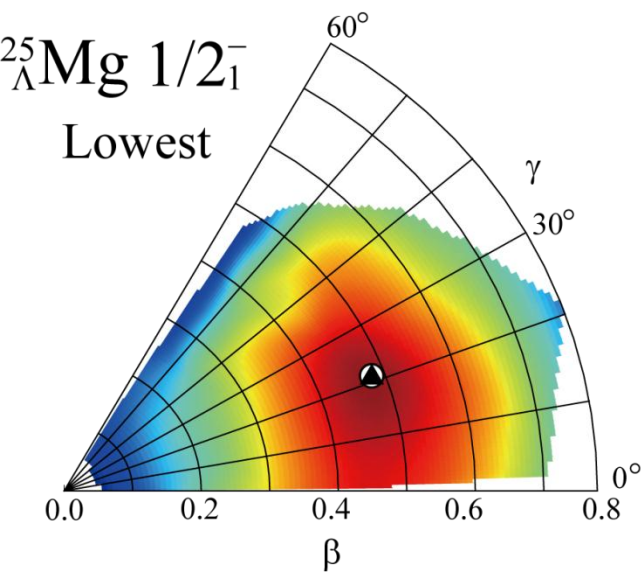
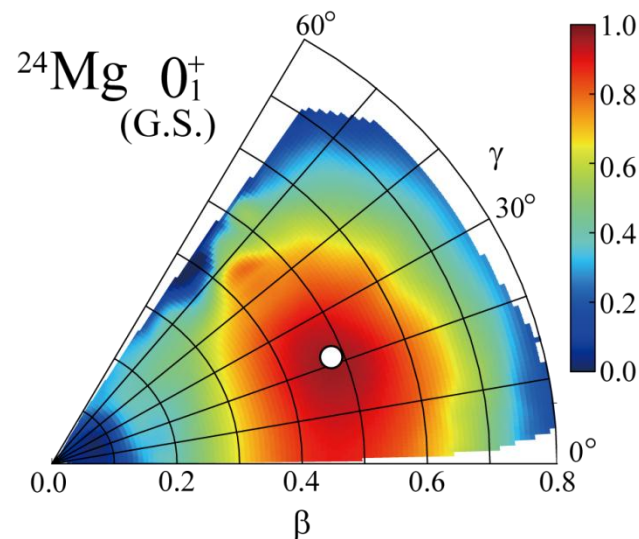


結果：p軌道の Λ 粒子による変形の変化

GCM overlapの変化

$$O_{n\alpha}^{J\pi}(\beta_i, \gamma_i) = |\langle \Psi_n^{J\pi}(\beta_i, \gamma_i) | \Psi_\alpha^{J\pi} \rangle|^2$$

- p軌道の向きによって**変化の傾向が異なる**
- GCM overlapのピークの変化
 - Lowest p: 変化しない
 - 2nd lowest: $(\beta=0.48, \gamma=21^\circ) \rightarrow (\beta=0.43, \gamma=15^\circ)$
 - 3rd lowest: $(\beta=0.48, \gamma=21^\circ) \rightarrow (\beta=0.53, \gamma=27^\circ)$



まとめ

◆ まとめ

- $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ において、**どのような Λ 粒子のp軌道状態**が現れるのかを明らかにするため、AMD模型を $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ に適用した
- その結果、以下の点を明らかにした
 - **p軌道の向き(3方向)に応じて異なる状態(回転帯)**がつくられる
cf. $^9_{\Lambda}\text{Be}$ の場合は、 2α 構造に平行/垂直なp軌道状態のみ
 - これは、芯核 ^{24}Mg が三軸非対称変形をしているため、
p軌道の向きによって Λ 粒子の束縛エネルギーが異なるためである
 - 3種類のp軌道状態を観測することにより、
芯核 ^{24}Mg の三軸非対称変形を確かめることが可能であると期待できる

◆ 展望

- $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ (s軌道状態・p軌道状態)の生成断面積の理論的予言