

中性子過剰領域における 高スピン状態原子核の研究

2016年度原子核三者若手夏の学校(2016年7月31日～8月5日)

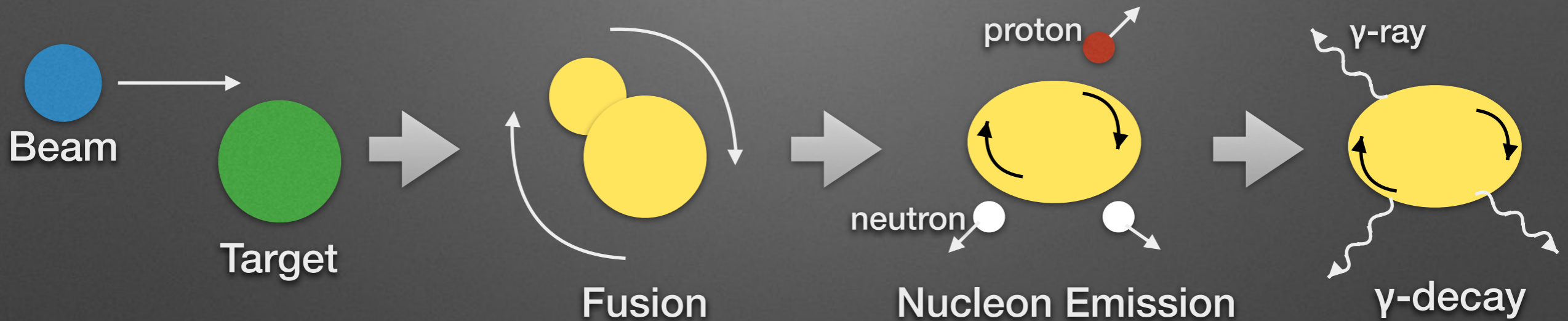
概要

1. 研究背景(高スピン原子核・超変形・中性子過剰領域における超変形原子核)
2. 目的
3. 理論(Cranking-Woods-Saxon計算・波動関数の対称性・BOXの設定)
4. 今後

坂井新九郎、吉田賢市
(新潟大学)

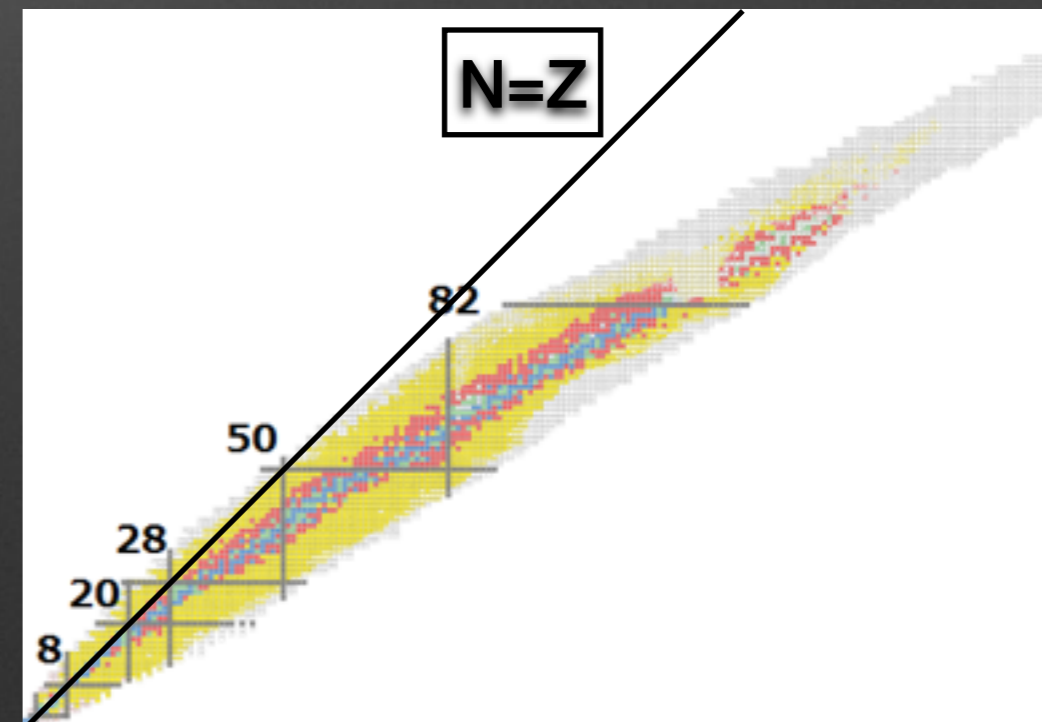
高スピン状態原子核

高スピン状態原子核の生成過程(核融合反応)



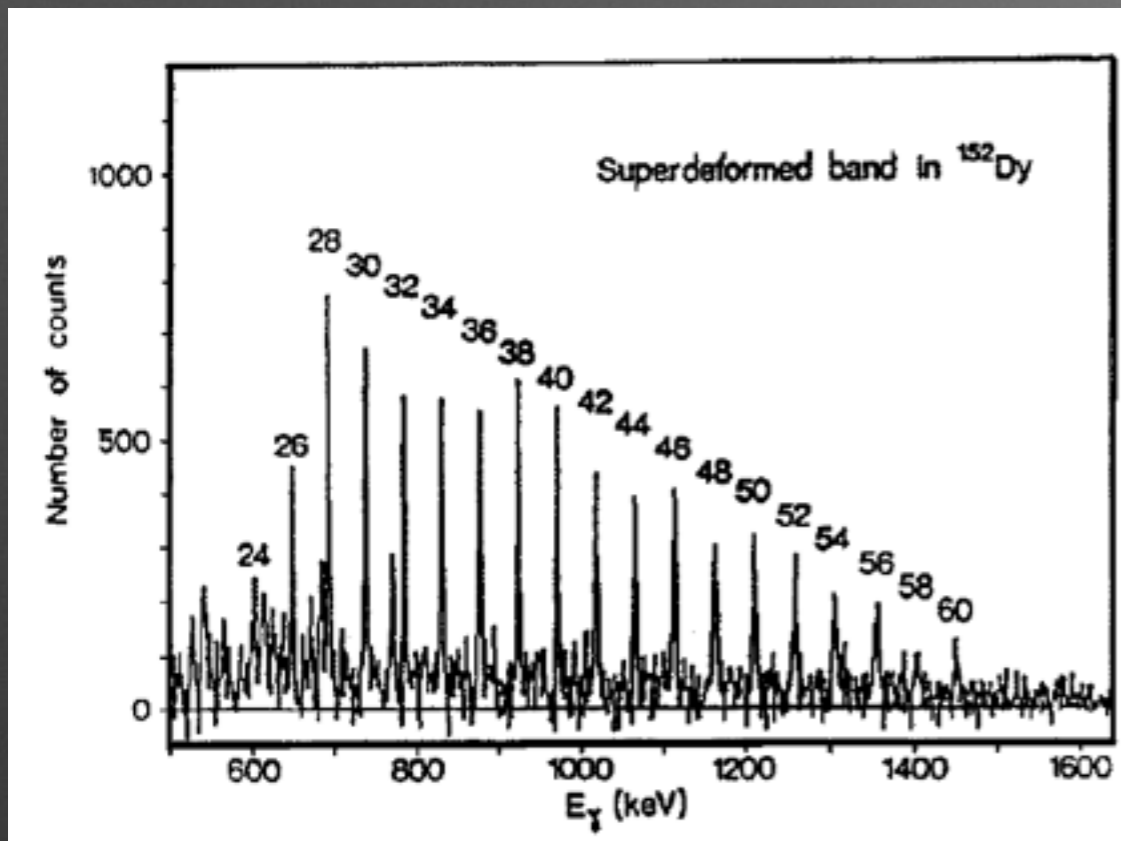
この過程により生成される高スピン状態原子核

ビーム	標的	
安定核	+ 安定核(重核)	→ 陽子過剰核
中性子過剰核	+ 安定核(中重核)	→ 安定核
中性子過剰核	+ 安定核(軽い核)	→ 中性子過剰核



超変形

^{152}Dy 超変形 E2遷移スペクトル

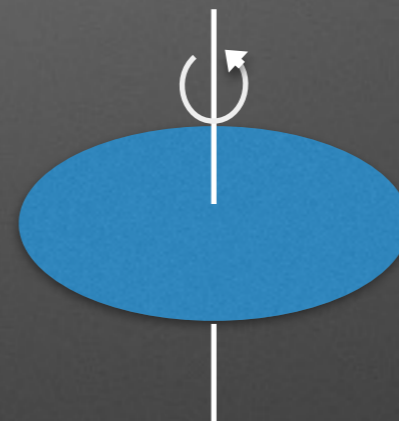


J.D.Garrett Nature 323(1986) Oct. 2 395

- 回転バンドの γ 線ピーク間隔は一定
- γ 線ピークの間隔 \rightarrow 慣性能率
- 慣性能率 \rightarrow 剛体軸対称回転子の変形

超変形原子核

長軸と短軸の比が2:1になる
大きい変形度を持つ原子核



発見された超変形原子核の例

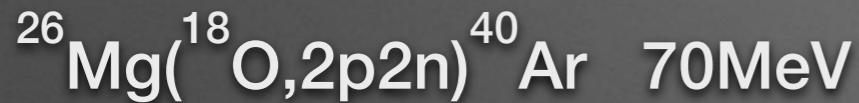
^{36}Ar , ^{62}Zn 安定核

^{82}Sr , ^{132}Ce 陽子過剰

中性子過剰領域における超変形(^{40}Ar)

E.Ideuchi PLB 686(2010)

反応



結果

- $2^+ \sim 12^+$ までの回転バンドを同定
- 四重極変形度 $\beta \sim 0.5$
- $Z=18, N=22$ で超変形魔法数
- ^{40}Ca 、 ^{36}Ar と同様の回転バンドが得られた

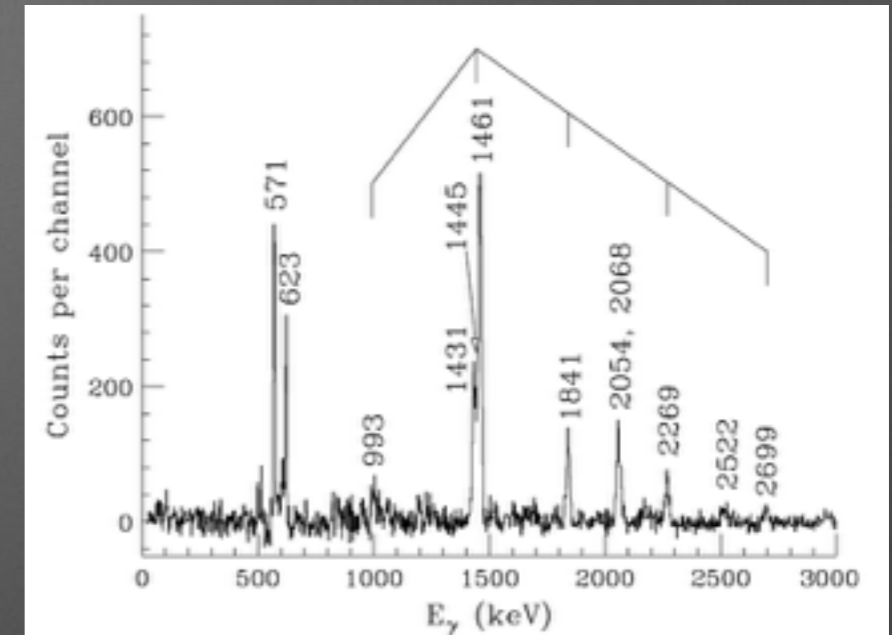


Fig. 1. Gamma-ray energy spectrum created by gating on in-band transition of the superdeformed band in ^{40}Ar .

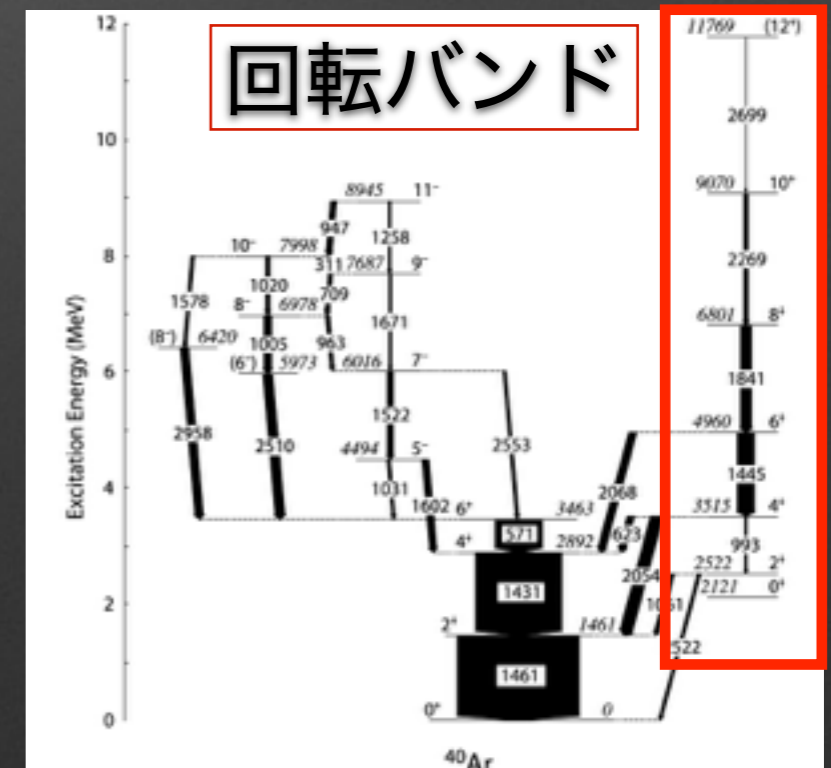


Fig. 2. Partial level scheme of ^{40}Ar constructed in the present study. The width of the arrow of each transition is proportional to its intensity.

目標

- 軽い中性子過剰領域において、超変形構造を持つ他の原子核の存在を预言したい
- また中性子過剰超変形原子核の構造を预言したい

目的を達成するために

- Cranked-Woods-Saxon計算により高スピン状態原子核のイラスト状態の原子核構造を計算
- 中性子過剰原子核を記述するためには弱束縛性に起因する密度の空間的広がりが重要
→座標空間において数値計算を行う
- 3軸対称性を破る変形がしばしば超変形原子核に現れる
→3次元空間において3軸変形を含む計算を行う

3次元座標空間Cranked-Woods-Saxon(Cranked-WS)

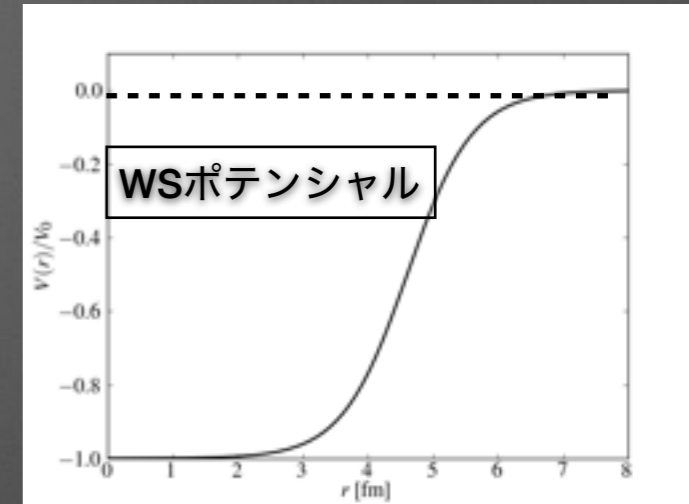
空間座標 r での生成消滅演算子

H.Ogasawara PTP 120(2008) 6

$$\hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) = \sum_k \varphi_k^\dagger(\vec{r}) \hat{c}_k^\dagger = \sum_k (\varphi_{k\uparrow}^*(\vec{r}), \varphi_{k\downarrow}^*(\vec{r})) \hat{c}_k^\dagger$$

$$\hat{\psi}(\vec{r}) = \sum_k \varphi_k(\vec{r}) \hat{c}_k = \sum_k \begin{pmatrix} \varphi_{k\uparrow}(\vec{r}) \\ \varphi_{k\downarrow}(\vec{r}) \end{pmatrix} \hat{c}_k$$

(k : 一粒子状態)



一粒子ハミルトニアン

$$\hat{h} = \int \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) h(\vec{r}, \vec{\nabla}) \hat{\psi}(\vec{r}) d^3\vec{r}$$

$$h(\vec{r}, \vec{\nabla}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{WS}(\vec{r}) \right] \mathbf{1} + V_{so}(\vec{r}, \vec{\nabla}) - \omega_{rot} \hat{J}_z$$

$$V_{WS}(\vec{r}) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta, \phi)}{a}\right)}$$

$$V_{so}(\vec{r}, \vec{\nabla}) = \frac{i\hbar^2 q}{2} \left[\frac{\partial V_{WS}(\vec{r})}{\partial \vec{r}} \times \vec{\sigma} \right] \cdot \vec{\nabla}$$

WSポテンシャル

スピン軌道項

クランキング項

角速度 ω_{rot} を調整することで、ある角運動量でエネルギーの最低の状態(イラスト状態)を得る

$$R(\theta, \phi) = R_0(\beta, \gamma) \left(1 + \beta \cos \gamma Y_{2,0}(\theta, \phi) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma (Y_{2,+2}(\theta, \phi) + Y_{2,-2}(\theta, \phi)) \right)$$

変形度 β 、 γ はパラメータとして入力

3次元波動関数の固有状態

波動関数 $\varphi_k(\mathbf{r})$ の固有状態

$$h(\vec{r}, \vec{\nabla})\varphi_k(\vec{r}) = \epsilon_k\varphi_k(\vec{r}) \quad (\epsilon : \text{single particle energy})$$

$$\hat{P}\varphi_k(\vec{r}) = p_k\varphi_k(\vec{r}) \quad (p_k \equiv \pm 1)$$

$$\hat{R}_z\varphi_k(\vec{r}) = \alpha_k\varphi_k(\vec{r}) \quad (\alpha_k \equiv \pm i)$$

(P : パリティ演算子、z-signature : $\hat{R}_z \equiv \exp(i\pi j_z/\hbar)$)

z-軸まわりの180°回転の演算子

$\alpha = \pm i$ は時間反転パートナーに対応($\omega_{\text{rot}} \neq 0$ で縮退が解ける)

3次元一粒子波動関数はs.p.エネルギー・パリティ・z-signature
により特徴づけられる

BOXの設定・波動関数の対称性

波動関数の対称性(鏡映対称性)

H.Ogasawara PTP 120(2008) 6

$$\varphi_{k\sigma}(-x, y, z) = -i\alpha_k\sigma\varphi_{k\sigma}^*(x, y, z)$$

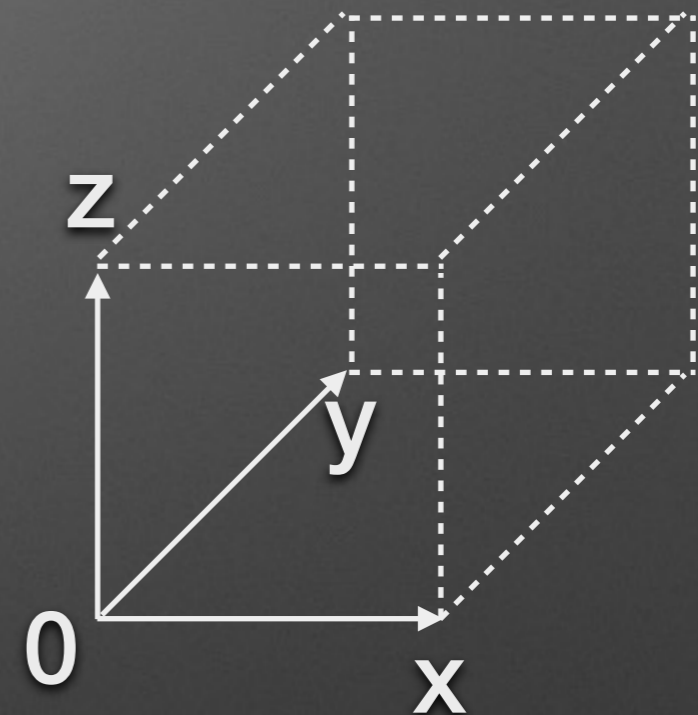
$$\varphi_{k\sigma}(x, -y, z) = \varphi_{k\sigma}^*(x, y, z)$$

$$\varphi_{k\sigma}(x, y, -z) = -ip_k\alpha_k\sigma\varphi_{k\sigma}(x, y, z)$$

BOX

$x>0, y>0, z>0$ 8分の1空間の正方形BOX

$\beta>0$ $0^\circ<\gamma<60^\circ$



対角化

実部と虚部の分離

スピン2成分波動関数 $\varphi_{k\sigma}(\mathbf{r})$ を実部・虚部に分離

$$(\varphi_{k\uparrow}, \varphi_{k\downarrow}) \rightarrow (\operatorname{Re}\varphi_{k\uparrow}, \operatorname{Im}\varphi_{k\uparrow}, \operatorname{Re}\varphi_{k\downarrow}, \operatorname{Im}\varphi_{k\downarrow})$$

$$\varphi_{k\sigma}(-x, y, z) = -i\alpha_k\sigma\varphi_{k\sigma}^*(x, y, z)$$

$$\varphi_{k\sigma}(x, -y, z) = \varphi_{k\sigma}^*(x, y, z)$$

$$\varphi_{k\sigma}(x, y, -z) = -ip_k\alpha_k\sigma\varphi_{k\sigma}(x, y, z)$$

このベクトルの下でハミルトニアンを作り対角化を行う

対角化

微分項において波動関数の対称性により、ハミルトニアン行列は実非対称行列となる

→非対称実行列ハミルトニアンを対角化することで解を得る

(非対称行列対角化プログラムはlapackのDGEEVを使用)

今後

- 変形度をパラメータではなく自己無撞着に導くために3次元座標空間Cranked-Hartree-Fock計算を行う
- 中性子過剰超変形原子核の振動励起モードを(Random-Phase-Approximation)RPAで計算する(中性子過剰超変形原子核に特異なモードの探索)