

# 核構造の基本概念\_最新版

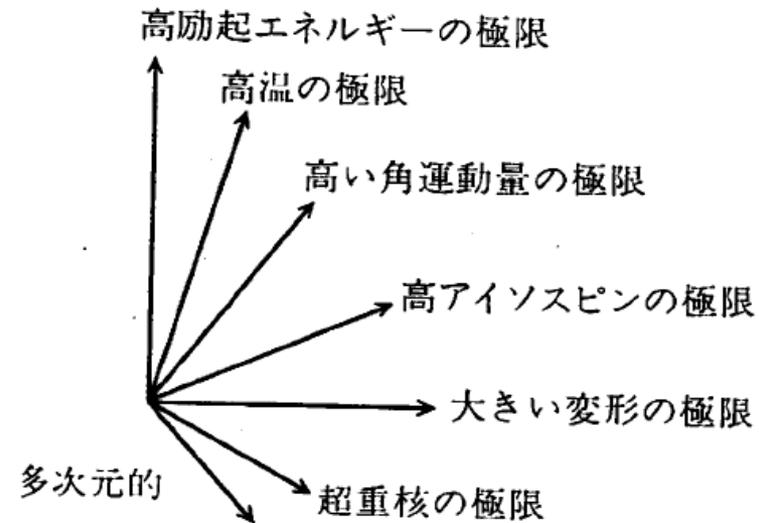
- ♥ 多様で複雑な核構造現象を**統一的に理解する**ために  
有用な視点と概念的枠組みについて  
できるだけ易しく解説する。
- ♥ 原子核という**極めて不思議な量子多体系**の性質を  
深く理解するという目標に向かって、  
最も基本的な少数の現代的概念(キーワード)の意味を  
**最新の実験事実に基づいて**  
具体的に理解することを目指す。
- ♥ シェルモデル、平均場モデル、集団運動モデル、  
クラスターモデル、液滴モデル、複合核モデルなどの  
**相互の関係と位置付け**を明確にする。

# 座標軸は多元的、複眼的思考が求められる

アイソスピン(陽子-中性子比)、  
励起エネルギー、温度、角運動量、  
変形自由度などに関する  
多次元空間のなかでの

様々な極限状況にある  
原子核の実験的探求に基づいて

原子核という不思議な量子物質を理解したい。  
そのためのひとつの座標軸を提示する。

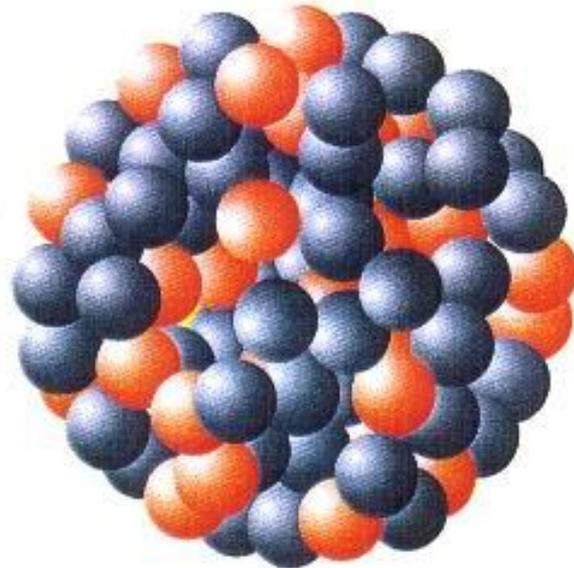


## Key Concepts

- ♥ 真空とその励起モード
- ♥ 有限量子系における対称性の破れと回復
- ♥ 大振幅集団運動
- ♥ 秩序運動とカオス運動の統一的理解

# オープニング クイズ

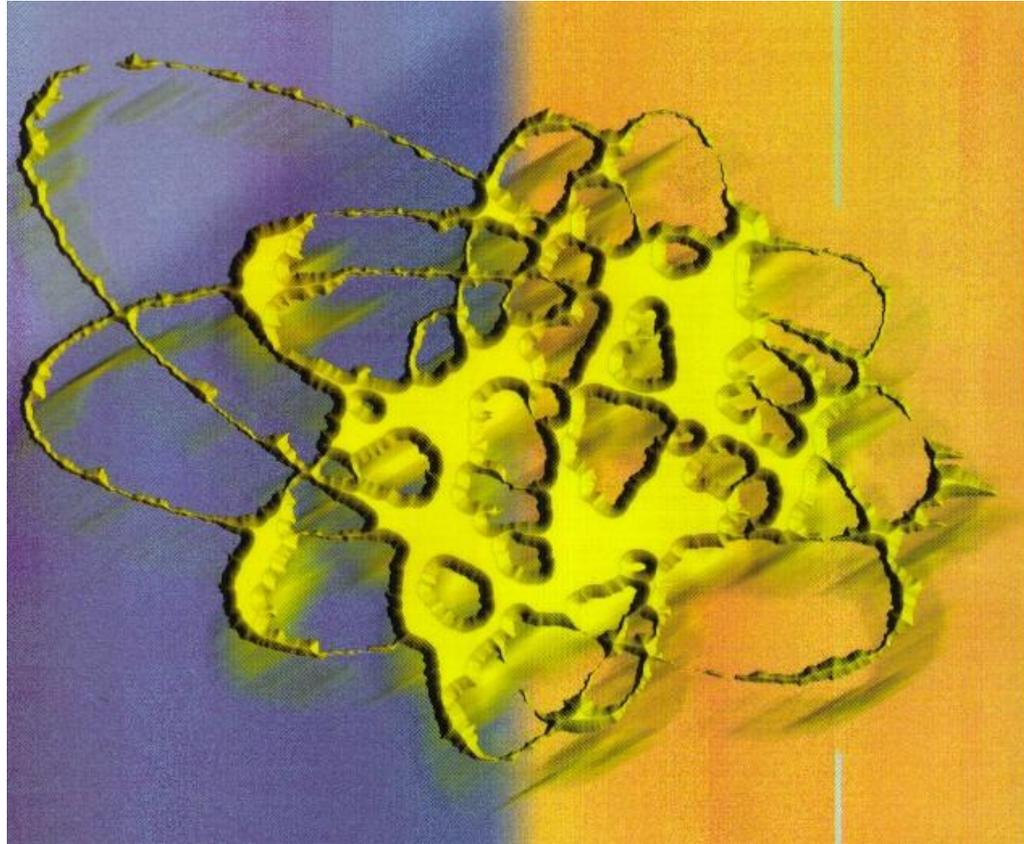
あなたがイメージしている原子核の描像は .....  
例えば ?



でも、この描像は何かおかしい。

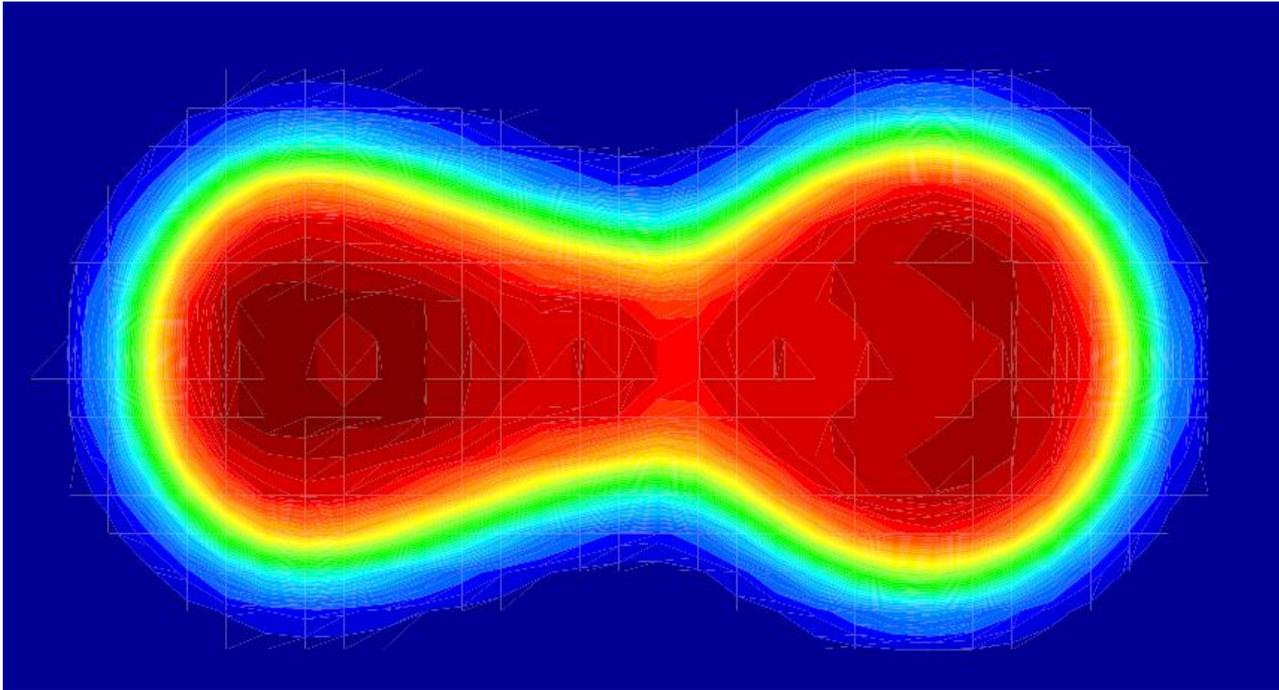
どこが可笑しいのでしょうか ???

## 原子核に対する 一つの芸術的イメージ



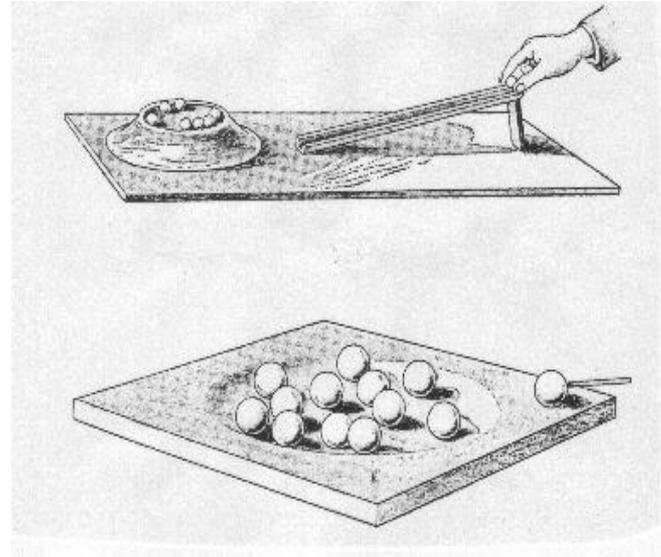
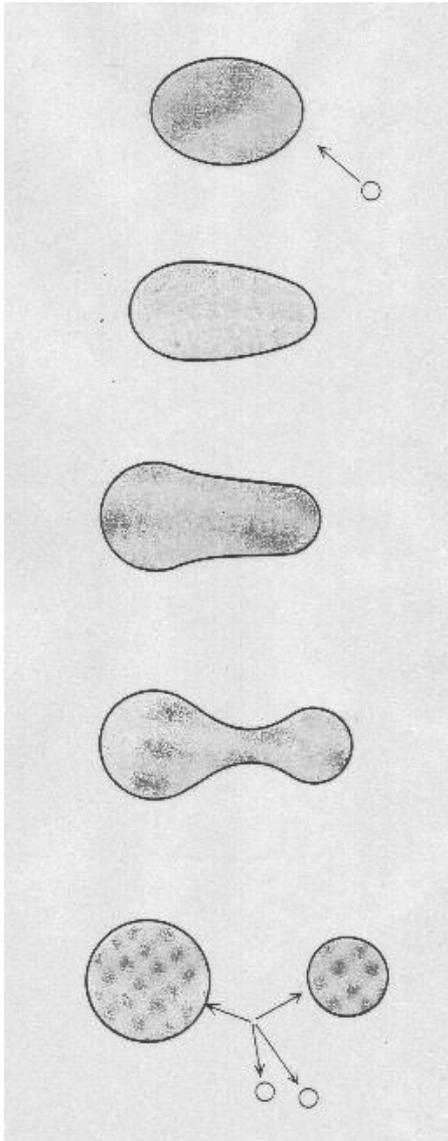
Bohr-Mottelsonの教科書の表紙に描かれている絵

Aage Bohr and Ben R. Mottelson,  
Nuclear Structure, Vol. 1 and 2,  
World Scientific 1998版のカバー



A shape isomer in  $^{240}\text{Pu}$  (theory) A.S. Umar et al., J. Phys. G. 37(2010) 064037

# 複合核モデルと液滴モデル(1936-1939)



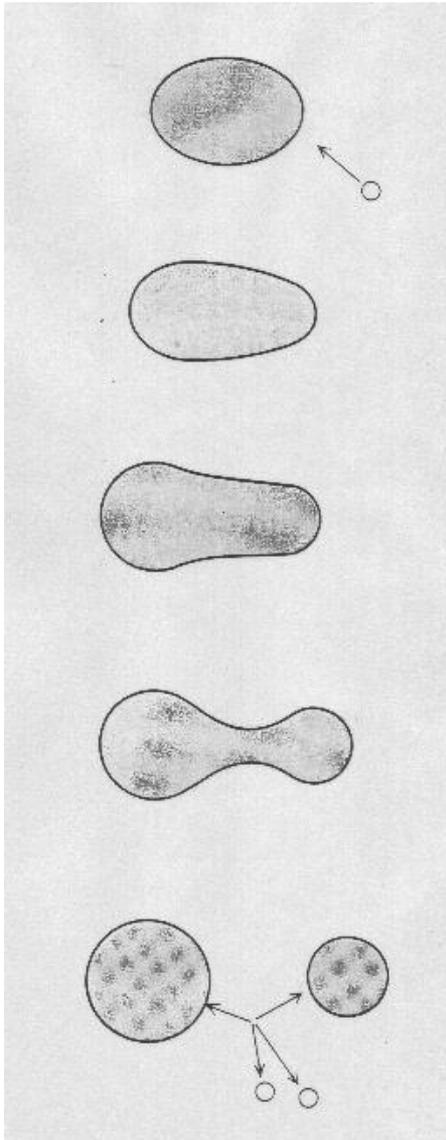
原子核はゼロエネルギーの中性子によって簡単に分裂する !!



液滴のように、体積を保ちながら容易に形を変える

密度の飽和性

# 核分裂は基礎物理



♡ 密度とエネルギーの飽和性、  
表面エネルギーの起源は？

♡ 核分裂は量子・非線形・非平衡ダイナミクス  
の宝庫、本来、基礎物理なのに.....

♡ 原子核の存在も励起運動も集団現象



集団運動の微視的理論、  
大振幅集団運動を記述できる理論の必要性

## オープニング クイズ

# ヒ格斯粒子とは ?

「ヒ格斯粒子は万物に質量を与えた」

「何も無いように思っているこの真空中に実はぎっしり詰まっている小さな粒粒」

「この小さな粒粒に邪魔されて弱い力は遠くに届かない」

(水飴のように)

この説明にはウソがある。

どこが可笑しいでしょうか ???

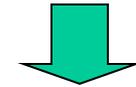
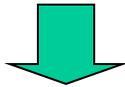
## コメント

- いかにかに素人向けとはいえ  
古典的粒子描像によるこのような説明はおかしい
- 質量と粘性は全く異なる概念
- 対称性が破られるダイナミクスについても  
質量を生成する機構についても全くの現象論

対称性が破れるダイナミクスについても  
質量が生成される機構についても  
凝縮系や原子核の集団現象に対して  
はるかに高度な研究が進んでいる。

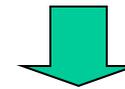
1957 BCS理論

(対称性の自発的破れ)



1961 Nambu-Jona-Lasinio

1958 Bohr-Mottelson-Pines



素粒子論は変わった

核構造論も変わった

励起モードとしての「素粒子」  
(質量の起源)

粒子の質量



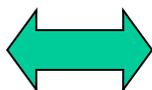
励起エネルギー

Dirac粒子



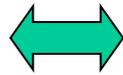
準粒子

$$\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}$$



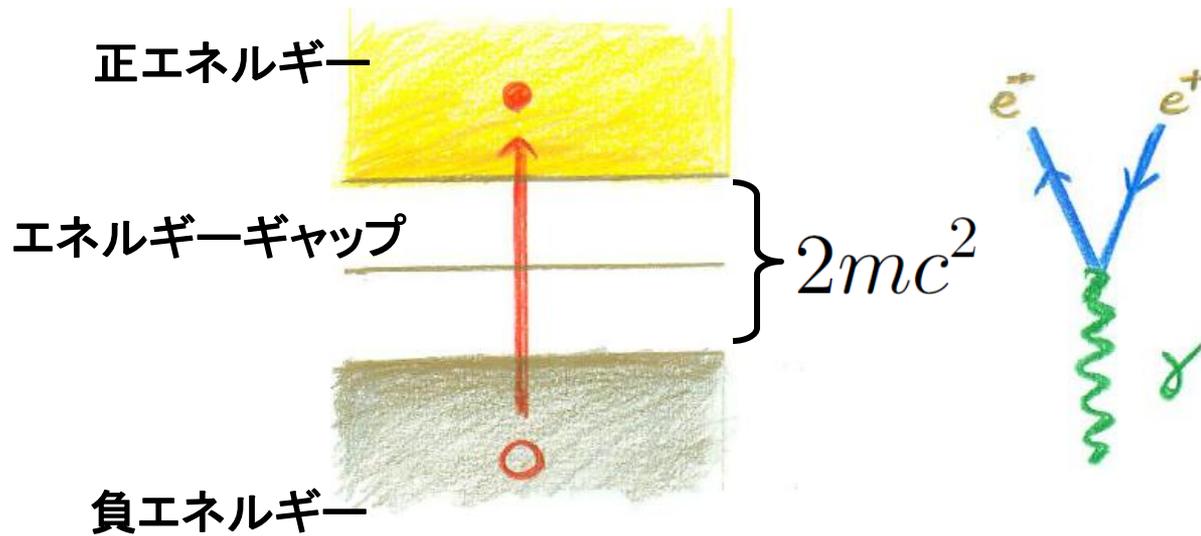
$$\sqrt{(e - \lambda)^2 + \Delta^2}$$

$$\begin{pmatrix} pc & \mp mc^2 \\ \mp mc^2 & -pc \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\pm}(p) \\ v_{\pm}(p) \end{pmatrix} = E_p \begin{pmatrix} u_{\pm}(p) \\ v_{\pm}(p) \end{pmatrix}$$



$$\begin{pmatrix} e_i - \lambda & \Delta \\ \Delta & -e_i + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_i \\ v_i \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} u_i \\ v_i \end{pmatrix}$$

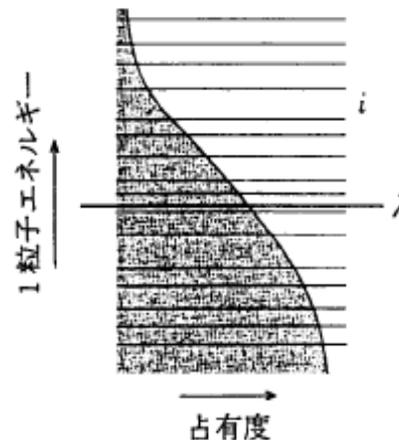
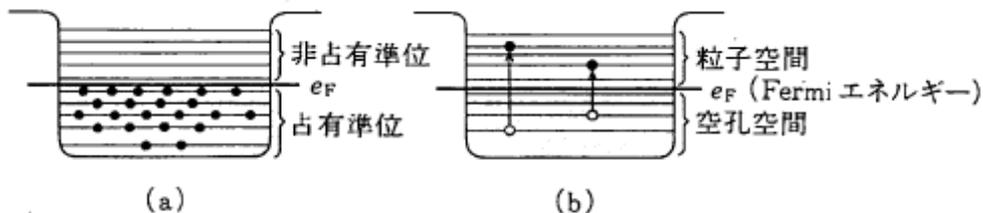
1個の電子といえども、その背後に無数の電子がいる !



「最初ディラックはただ1個の孤立した電子に対する理論の構成が可能であると仮定して出発したにもかかわらず負エネルギーの困難につきあたり、この矛盾を解決するために仮定に反して無限に多数の電子を同時に考えねばならなくなった」

坂田昌一「原子物理学の発展とその方法」(1946)

# 真空とその励起(1粒子モード)



## 粒子と空孔

$$c_i^\dagger = (1 - \theta_i) a_i^\dagger + \theta_i b_{\bar{i}}$$

$$c_{\bar{i}} = (1 - \theta_i) a_{\bar{i}} - \theta_i b_i^\dagger$$

$$a_i |\phi_{\text{HF}}\rangle = b_{\bar{i}} |\phi_{\text{HF}}\rangle = 0$$

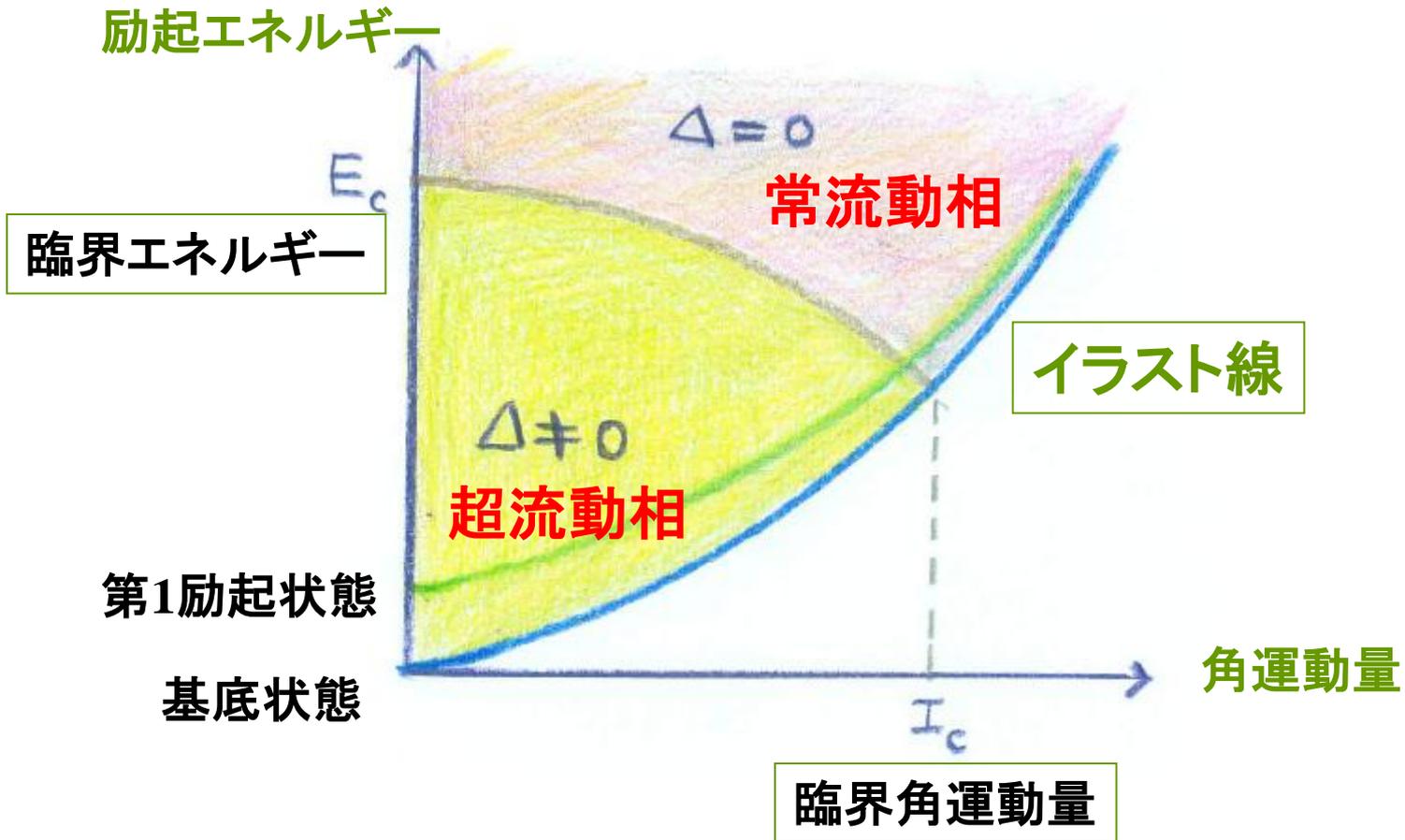
## Bogoliubov準粒子

$$c_i^\dagger = u_i a_i^\dagger + v_i a_{\bar{i}}$$

$$c_{\bar{i}} = u_i a_{\bar{i}} - v_i a_i^\dagger$$

$$a_i |\phi_{\text{BCS}}\rangle = a_{\bar{i}} |\phi_{\text{BCS}}\rangle = 0$$

# ペアリングに関する相図



70年代以降の研究によって、イラスト線近傍もペアリング相転移領域も、この予想よりはるかに豊富な構造をもっていることが明らかになった

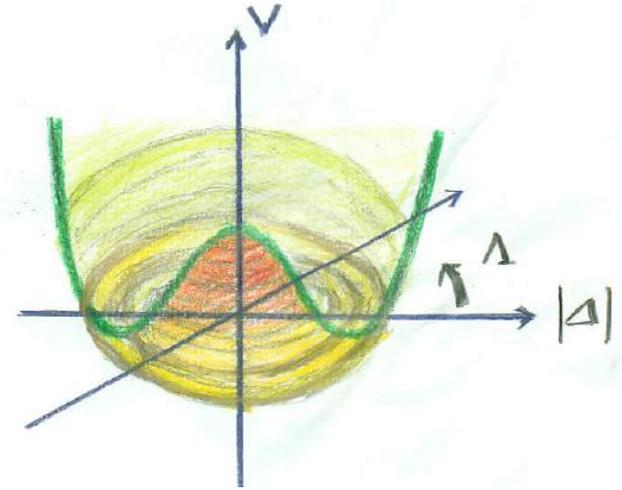
## 対回転 (Pairing Rotation)

ゲージ空間での回転

$$U(\Lambda) = e^{-i\Lambda\hat{n}}, \quad \hat{n} = \hat{N}/2$$

ゲージ空間における変形状態

$$\begin{aligned} |\phi(\Lambda)_{\text{BCS}}\rangle &= U(\Lambda)|\phi_{\text{BCS}}\rangle \\ &= \prod_i (u_i + e^{-i\Lambda} v_i A_i^\dagger) |0\rangle \\ &= \prod_i (u_i + v_i A_i^\dagger(\Lambda)) |0\rangle \end{aligned}$$



$$A_i^\dagger = c_i^\dagger c_i^\dagger$$

$$A_i^\dagger(\Lambda) = e^{-i\Lambda} A_i^\dagger$$

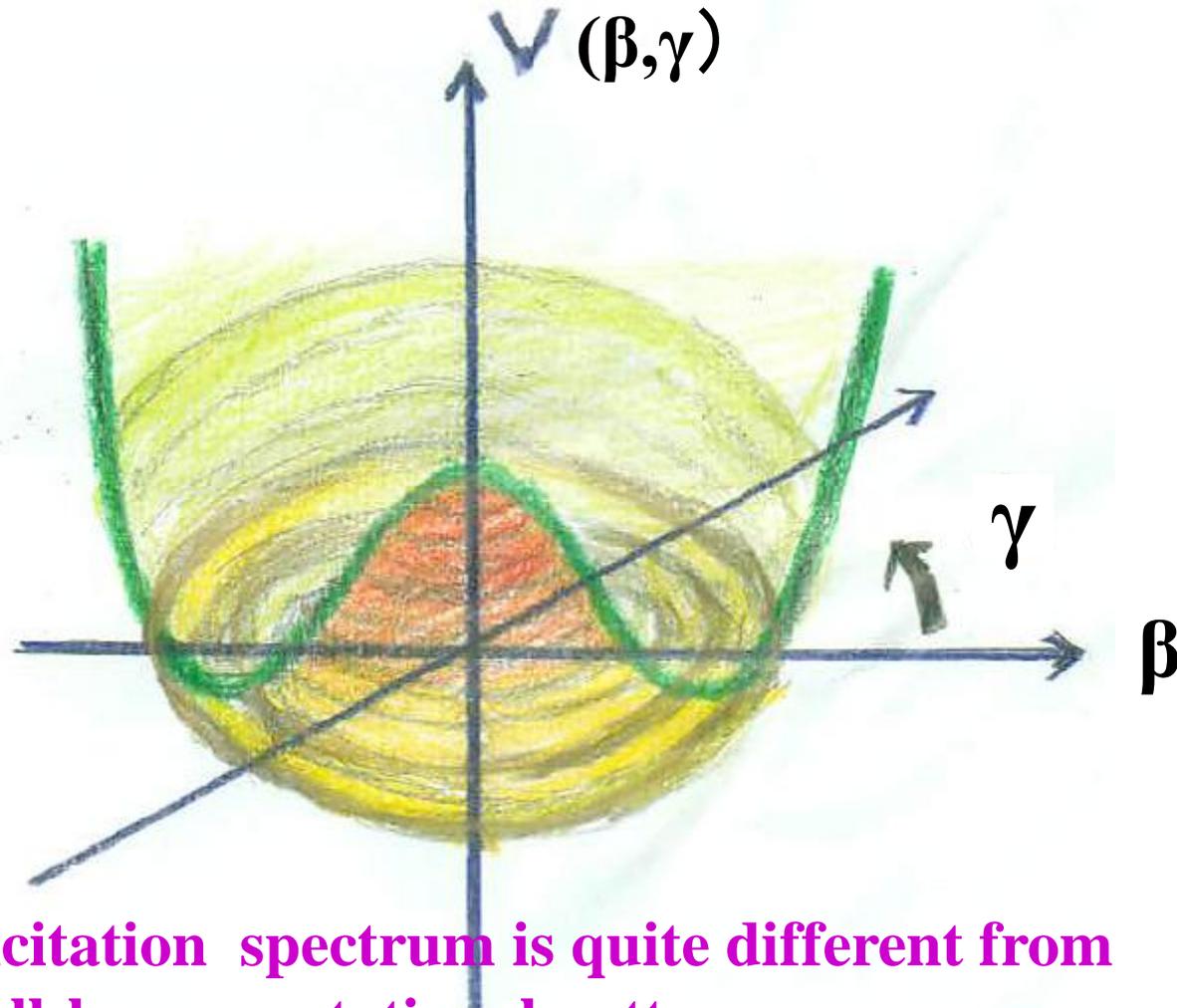
## 位相表示と粒子数表示

$$\int_0^{2\pi} e^{in\Lambda} |\phi(\Lambda)_{\text{BCS}}\rangle d\Lambda \propto (A^\dagger)^n |0\rangle,$$

$$A^\dagger = \sum_i \frac{v_i}{u_i} A_i^\dagger$$

注意: このペアは角運動量ゼロではない

# Wilets-Jean $\gamma$ -unstable model



The excitation spectrum is quite different from the well-known rotational pattern.

## 消える「魔法数」28

### — 重いマグネシウム同位体の原子核は全て大きく変形 —

#### 今後の期待

今回見いだされた変形領域(34Mg、36Mg、38Mg、40Mg)の原子核は、中性子が非常に過剰で、中性子の束縛エネルギーが小さく、中性子だけが原子核の表面に存在する中性子スキン構造[9]を持っていると考えられます。そして、**これらの原子核の形は大きく変形している**ことが分かりました。このように中性子過剰領域の中で、形が大きく変形している原子核がある領域は非常に珍しく、今後、この領域の原子核を詳細に調べることで、中性子過剰領域に特有の新しい量子現象を発見できる可能性があります。

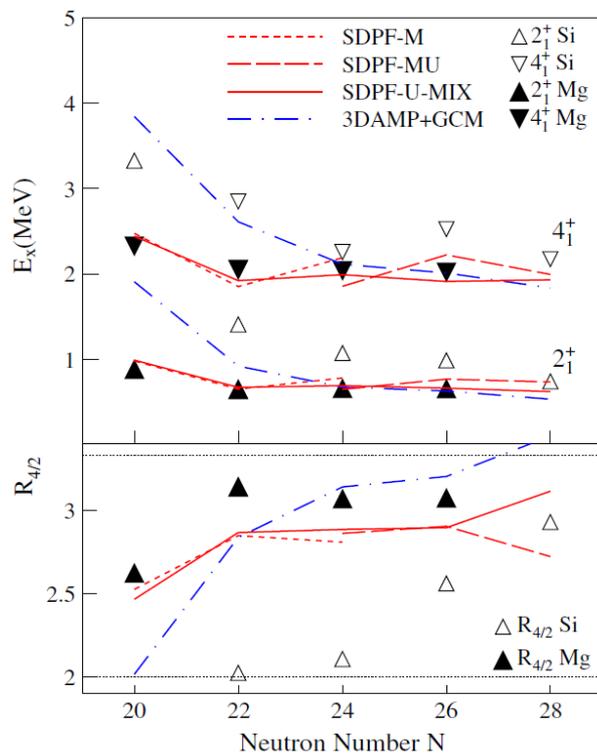
スキン構造は、いわば中性子が原子核の表面にしみだしていると例えることができます。しかし、この領域の原子核は変形しているので、「そのしみだし方は球対称で一様なのか？」という疑問が生じます。もし一様でない場合、陽子物質と中性子物質の変形度が異なっているかもしれません。

**また、束縛エネルギーが小さいと中性子同士が対をつくりやすいと考えられており、この対が外側にはみでることで変形を促進しているのかもしれない。**これらの疑問に答えるためには、原子核のサイズを測定したり、陽子・中性子物質の変形度をそれぞれ独立に測定したり人工的に中性子対を付けたり、抜いたりして中性子対の存在する確率を調る実験が必要です。**こうした原子核が変形する領域の研究によって、数多くの粒子からなる量子多体系に現れる特異の現象が発見される可能性があり、未知の量子メカニズムの解明に向け、今後ますます注目されていくと考えられます。**

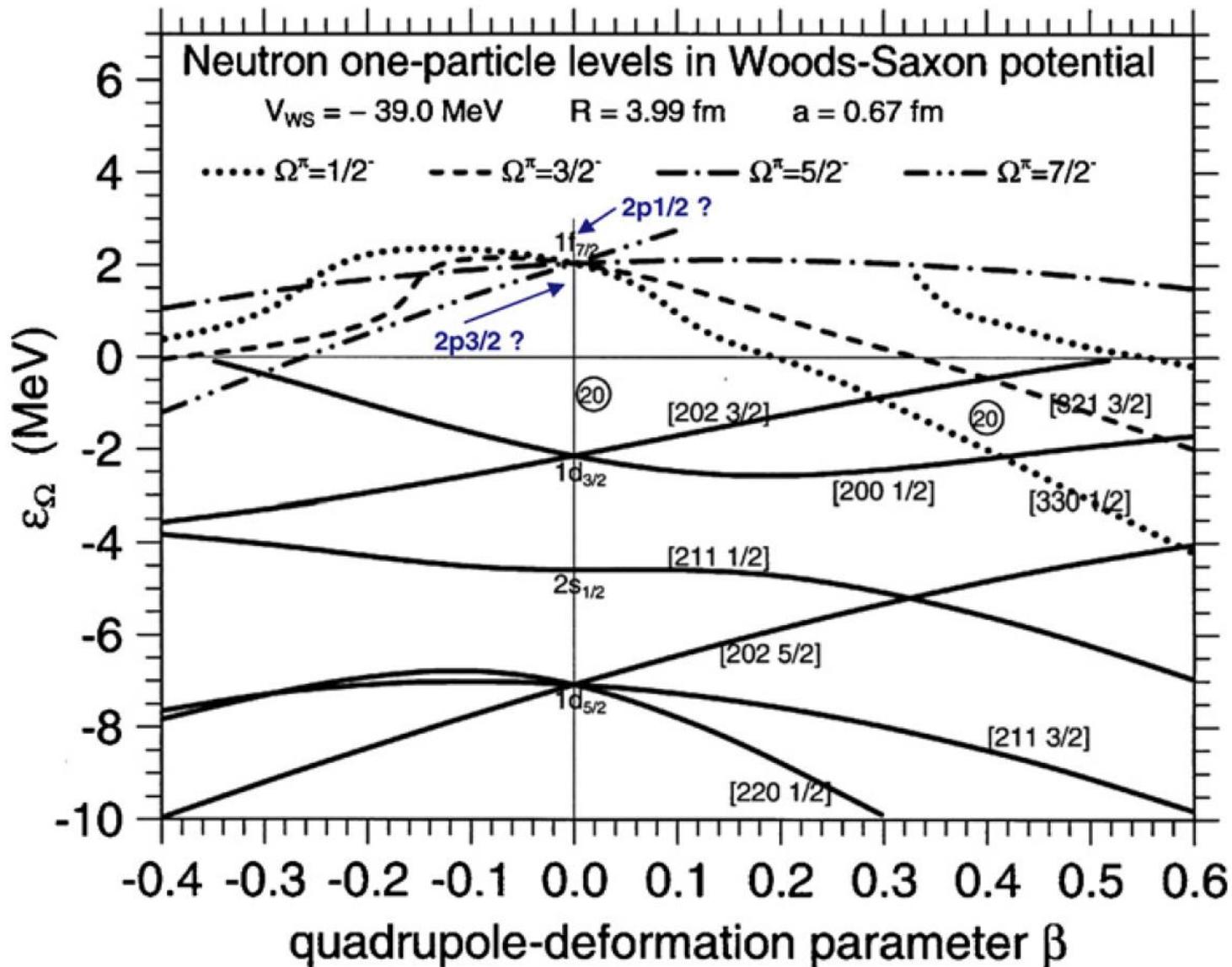
また、RIBFは今回のような中性子が非常に過剰な原子核の研究を行うことができる世界で唯一の実験施設であり、不安定原子核をも含む原子核の成り立ちの普遍的理解に向け、未踏の領域における新奇の現象の発見が期待できます。

## In-Beam $\gamma$ -Ray Spectroscopy of $^{34,36,38}\text{Mg}$ : Merging the $N = 20$ and $N = 28$ Shell Quenching

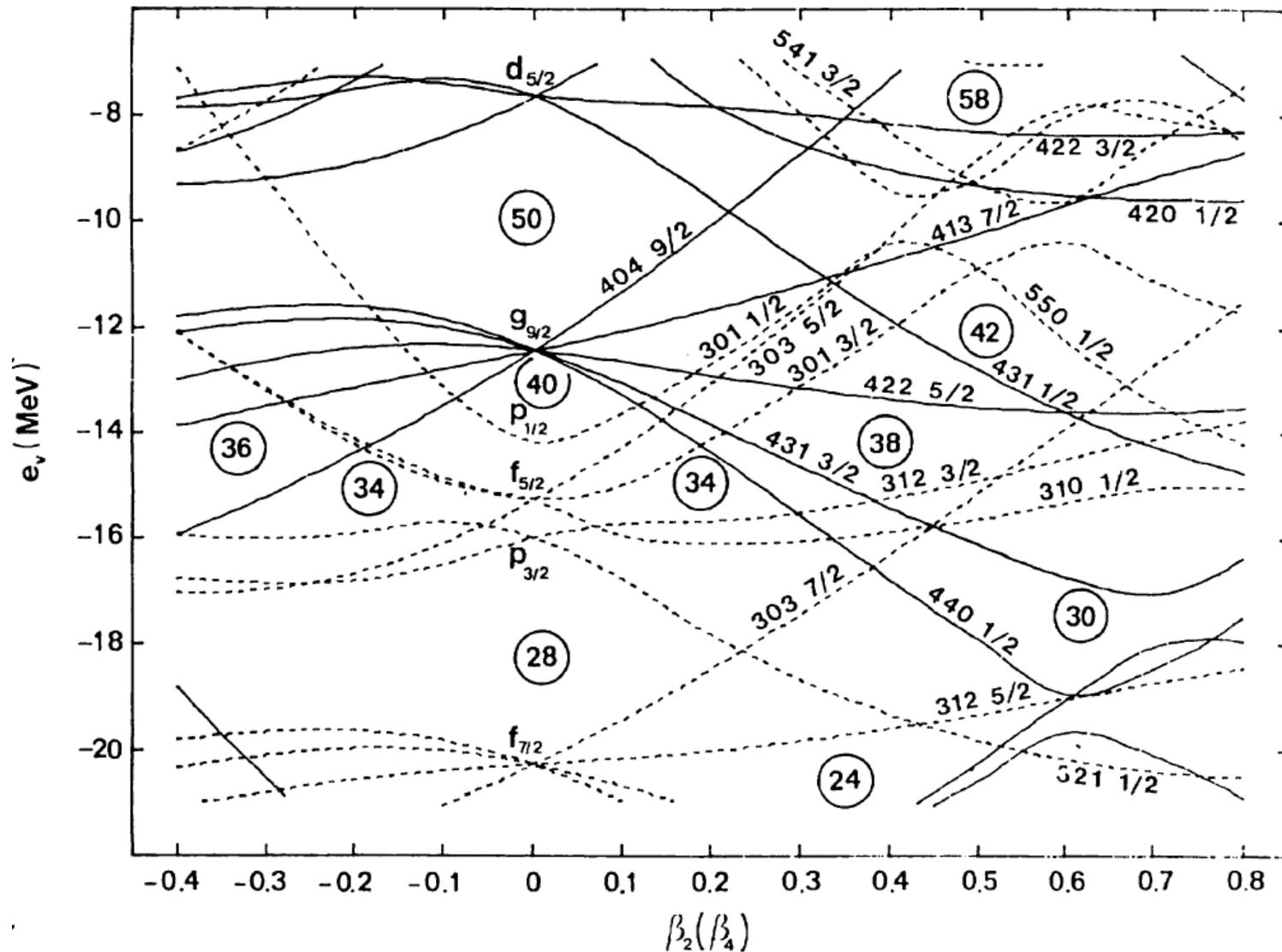
P. Doornenbal,<sup>1,\*</sup> H. Scheit,<sup>1,2</sup> S. Takeuchi (武内 聡),<sup>1</sup> N. Aoi (青井考),<sup>1</sup> K. Li (李闊昂),<sup>1,2</sup>  
M. Matsushita (松下昌史),<sup>1,3</sup> D. Steppenbeck,<sup>1</sup> H. Wang (王赫),<sup>1,2</sup> H. Baba (馬場秀忠),<sup>1</sup> H. Crawford,<sup>4</sup> C. R. Hoffman,<sup>5</sup>  
R. Hughes,<sup>6</sup> E. Ideguchi (井手口栄治),<sup>7</sup> N. Kobayashi (小林信之),<sup>8</sup> Y. Kondo (近藤洋介),<sup>8</sup> J. Lee (李曉菁),<sup>1</sup>  
S. Michimasa (道正新一郎),<sup>7</sup> T. Motobayashi (本林透),<sup>1</sup> H. Sakurai (櫻井博儀),<sup>1</sup> M. Takechi (武智麻耶),<sup>1</sup>  
Y. Togano (桐野泰宏),<sup>1</sup> R. Winkler,<sup>9</sup> and K. Yoneda (米田健一郎)<sup>1</sup>







# 变形魔法数



$^{64}\text{Ge}$

$^{68}\text{Se}$

$^{72}\text{Kr}$

$^{76}\text{Sr}$

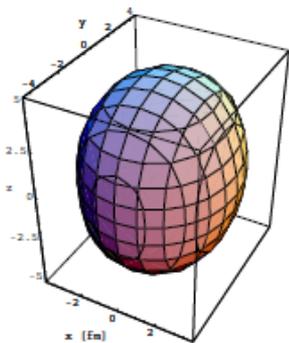
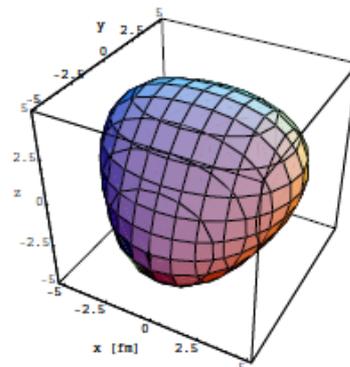
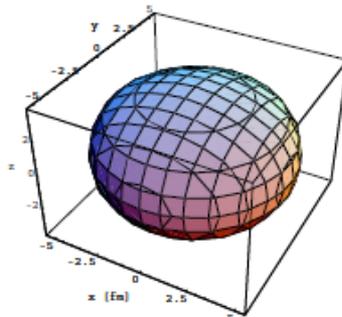
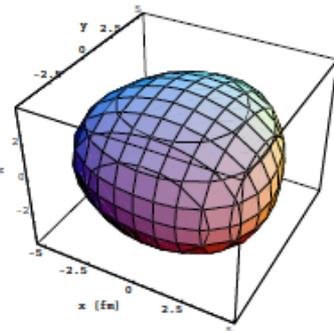
$^{80}\text{Zr}$

triangular (g.s.)

oblate (g.s.)

tetrahedral

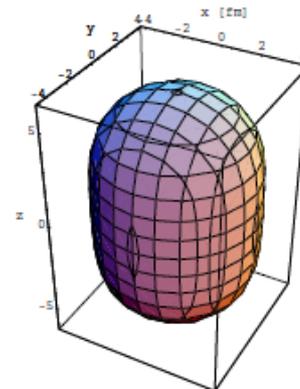
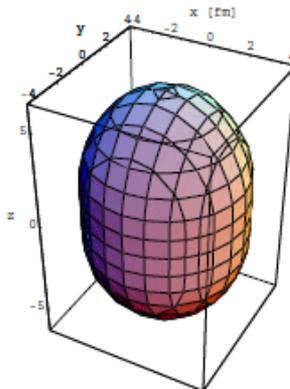
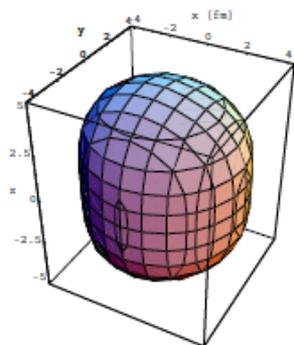
triaxial (g.s.)



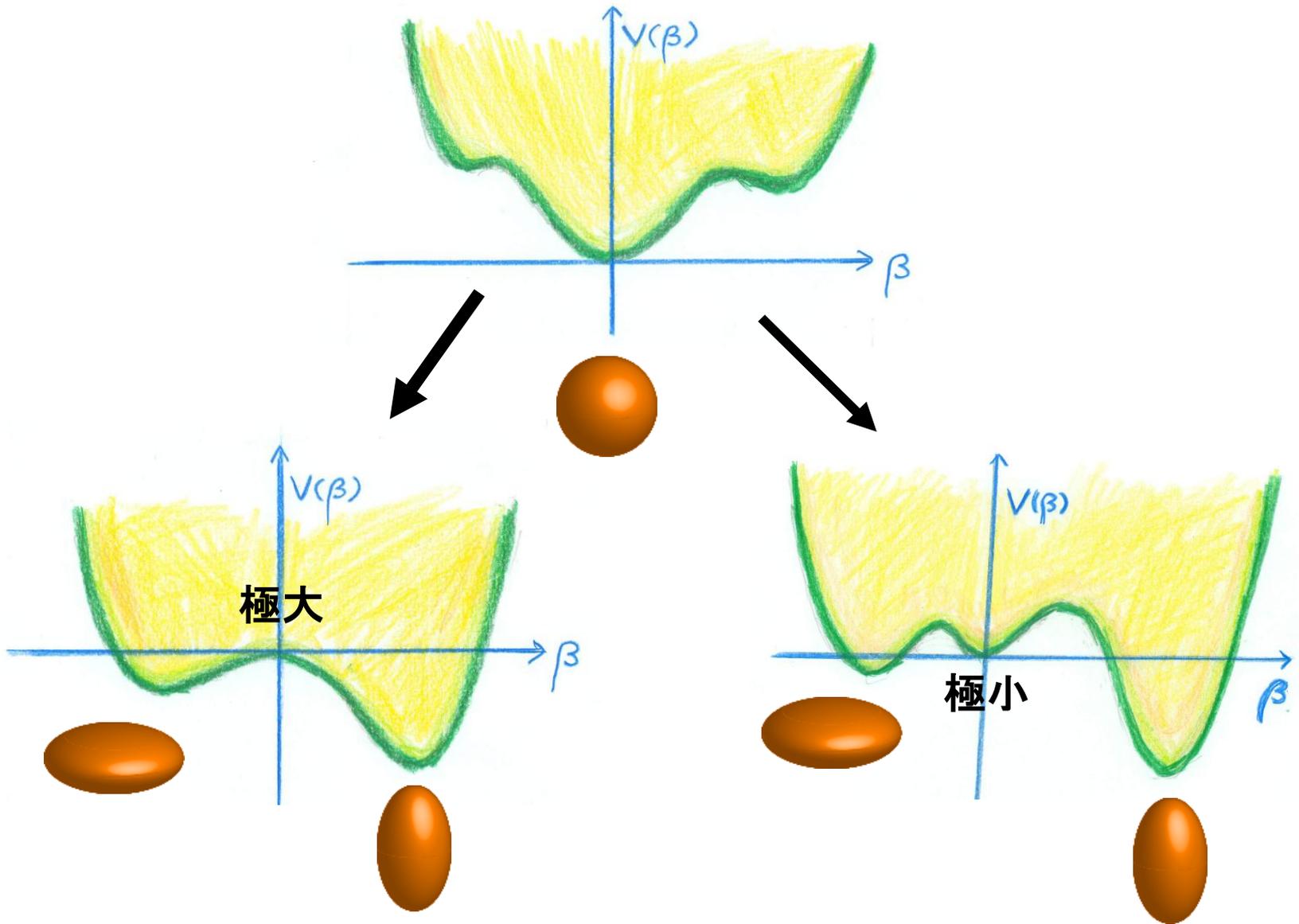
prolate

prolate (g.s.)

prolate (g.s.)

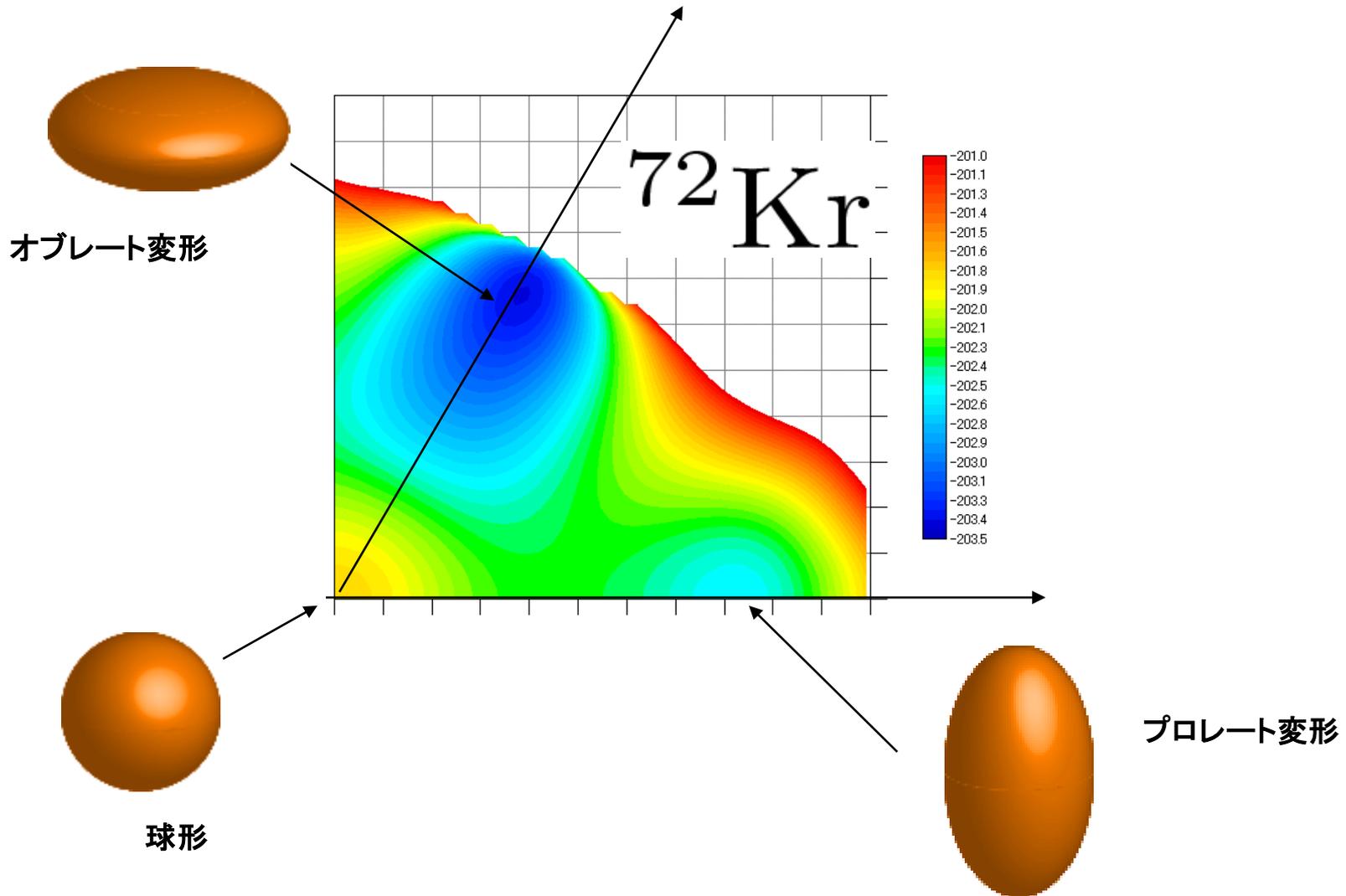


# 變形共存現象



# 複数の真空(平均場)の間の巨視的トンネル現象

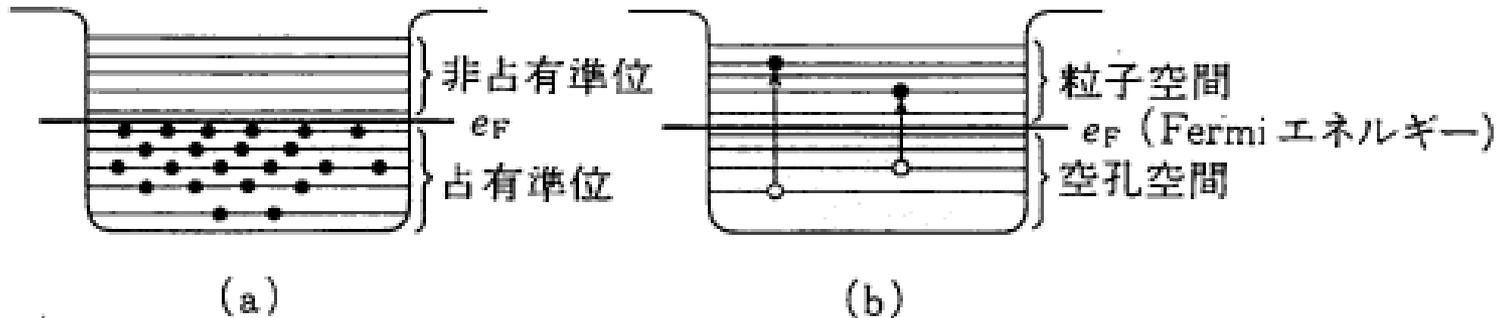
## オブレート・プロレート変形共存現象



## いくつかの質問

- 「球形ポテンシャル＋残留相互作用」という伝統的シェルモデルの枠組みのなかで「**原子核の形とその変形**」をどのように定義しているのでしょうか
- 原子核の形を実験的にどのようにして測るのでしょうか、 $B(E2)$ から決められますか
- 平均場と一粒子ポテンシャルは同じことですか、違うとしたら何が違いますか  
**一粒子運動という描像はどのようにして導かれるのでしょうか**
- 「一粒子運動と集団運動はコインの表と裏のように切り離せない」とはどういうことでしょうか
- 「**集団運動の慣性**」とは何のことでしょうか、これを実験的に決められれば何が分かるでしょうか、  
このことを示すよい実例がありますが、それは何でしょうか
- 「**軸対称から非軸対称への拡張**」は「特殊相対論から一般相対論への拡張」とアナログな側面をもっています。それは何でしょうか

## ナイーブな平均場描像を乗り越えよう

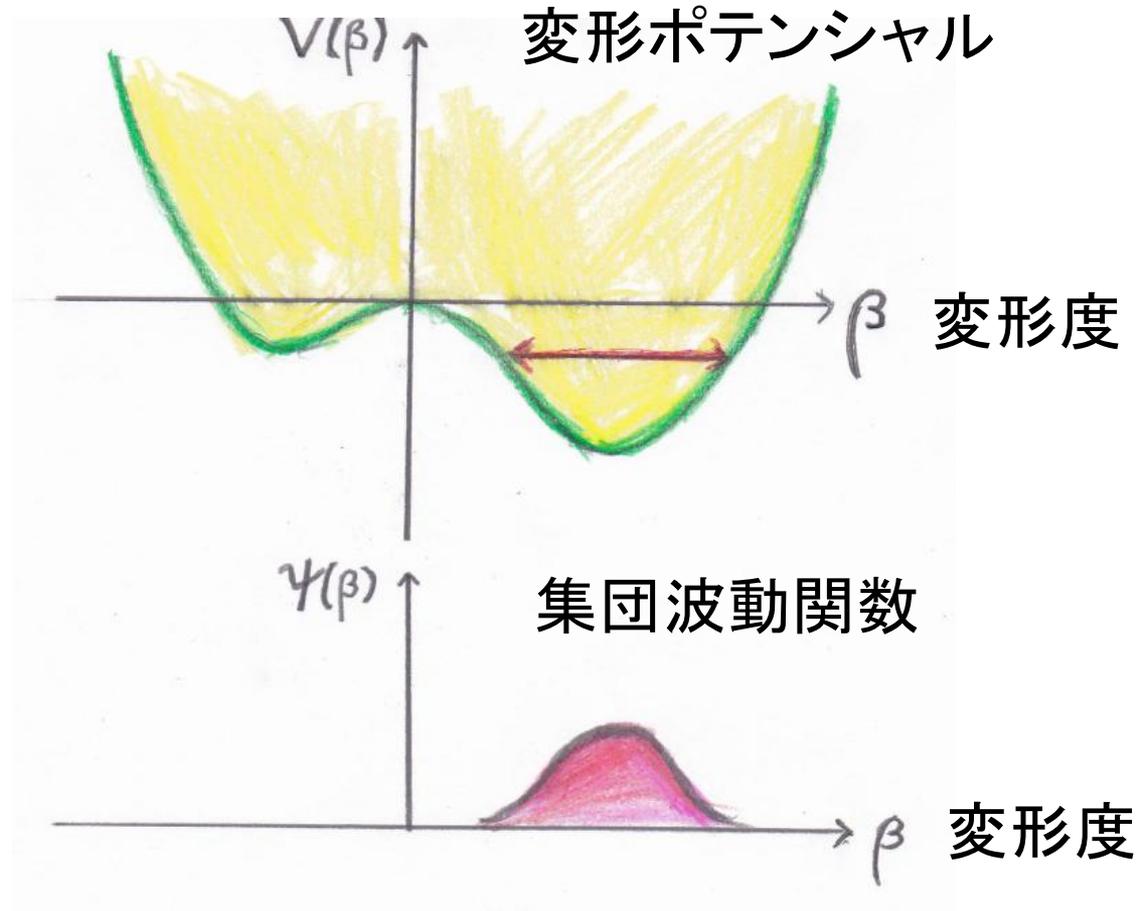


これから議論すること

- 1) 飽和性 → 運動量依存項、密度依存項、有効質量
- 2) 対称性の自発的破れが不可欠
- 3) 形の量子揺らぎが必ず存在
- 4) 平均場の運動(時間依存性)を考えるということの意味
- 5) 有限量子系と無限量子系の関係

# Quantum Shape Fluctuation

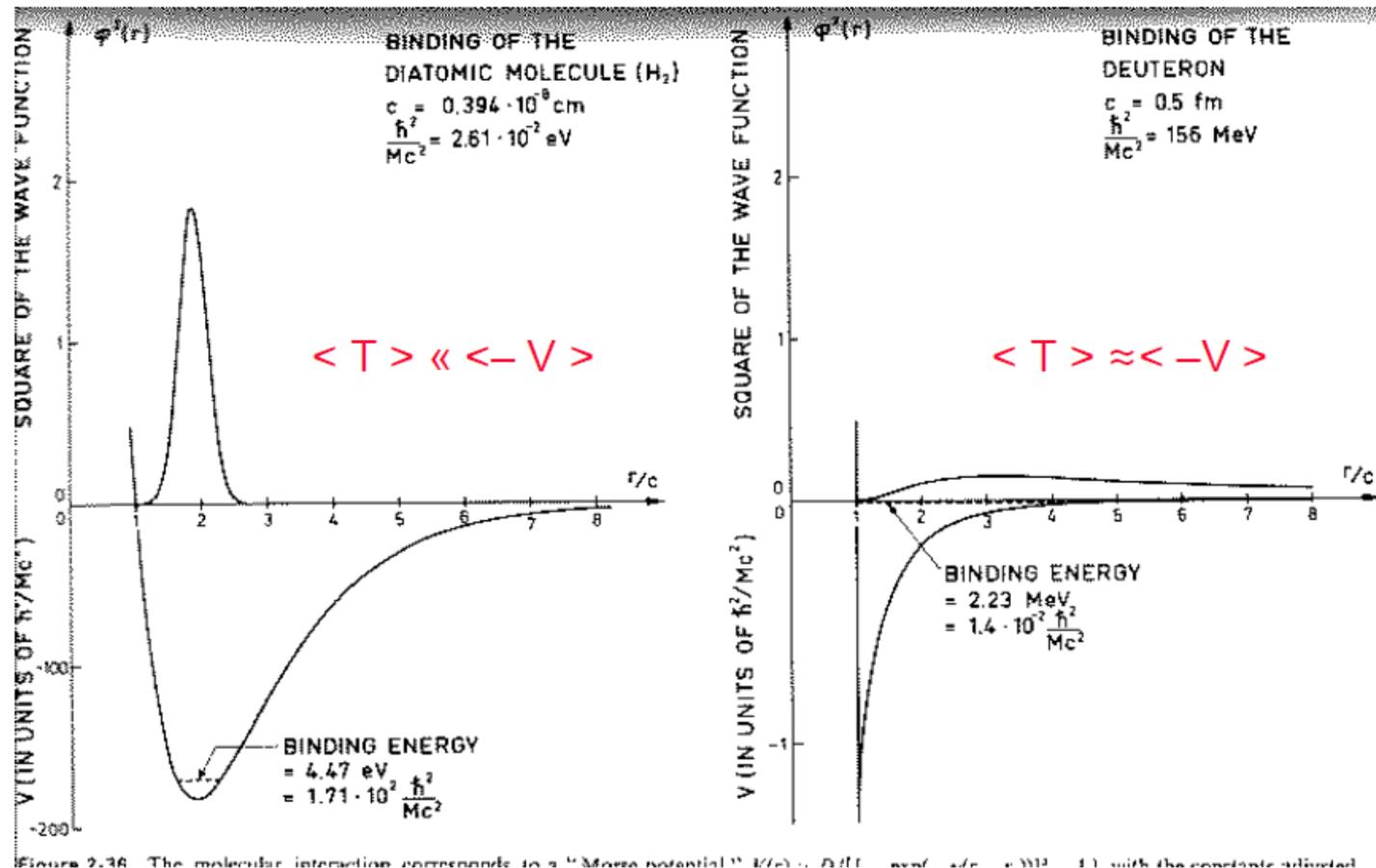
原子核の形は量子的に揺らいでいる



「形の固有状態」はありえない

# Nuclear force vs molecular force

Bohr, Mottelson, Nucl. Str. Vol.1



Crystallized at low temperature

Classical  $\rightarrow$  MD

Liquid at low temperature

Quantum

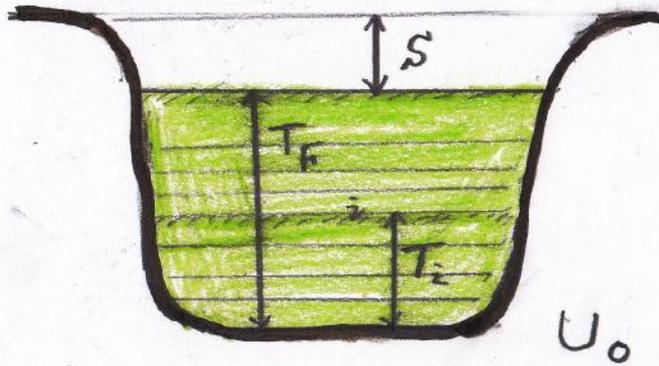
## もうすこし具体的な質問

シェルモデルで1粒子運動の質量として核子の裸の質量が使われますが、それでよいのでしょうか？

凝縮系の理論では通常、電子の質量として裸の質量でなく有効質量が用いられています。

量子多体系の理論では媒質効果を考慮した有効質量を用いるべきではありませんか

参考までに



## 1粒子分離エネルギー

$$S = -(T_F + U_0)$$

## 1核子あたりの平均結合エネルギー

$$\begin{aligned} -\frac{B}{A} &= \sum_{i=1}^A (T_i + \frac{1}{2} U_0) \times \frac{1}{A} \\ &= \frac{3}{5} T_F + \frac{1}{2} U_0 \end{aligned}$$

if  $U_0^i = \sum_j V_{ij}$

$$S = \frac{B}{A} \quad \text{結合エネルギーの飽和性}$$

$$\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$$

$$k_F \approx 1.36 \text{ fm}^{-1} = (3\pi^2 \rho)^{1/3}$$

$$T_F = \frac{k_F^2}{2m} \approx 40 \text{ MeV}$$

then  $T_F + U_0 = \frac{3}{5} T_F + \frac{1}{2} U_0$

$$U_0 = -\frac{4}{5} T_F$$

$$S = -\frac{1}{5} T_F < 0$$

//  
矛盾 !!

## Skyrme-HF における一粒子運動の描像

$$\left\{ -\nabla \frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla + U(\mathbf{r}) + \mathbf{W} \frac{1}{i} (\nabla \times \boldsymbol{\sigma}) \right\} \varphi_i(\mathbf{r}) = \epsilon_i \varphi_i(\mathbf{r}).$$

### 有効質量

$$m^*(\mathbf{r}) = m \left( 1 + \frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \rho \right)^{-1}$$

### 平均場

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{3}{16} t_3 \rho^2 + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \tau \\ + \frac{1}{32} (5t_2 - 9t_1) \nabla^2 \rho - \frac{3}{4} W_0 \nabla \mathbf{J},$$

### スピン軌道項

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}) = \frac{3}{4} W_0 \nabla \rho.$$

### 密度、運動エネルギー密度、スピン軌道密度

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,t} |\varphi_i(\mathbf{r}, s, t)|^2$$

$$\tau(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,t} |\nabla \varphi_i(\mathbf{r}, s, t)|^2$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = (-i) \sum_{itss'} \varphi_i^*(\mathbf{r}, s, t) [\nabla \varphi_i(\mathbf{r}, s', t) \times \boldsymbol{\sigma}_{ss'}]$$

### 密度汎関数

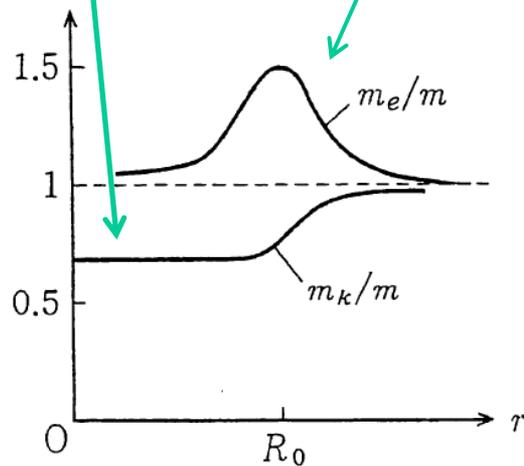
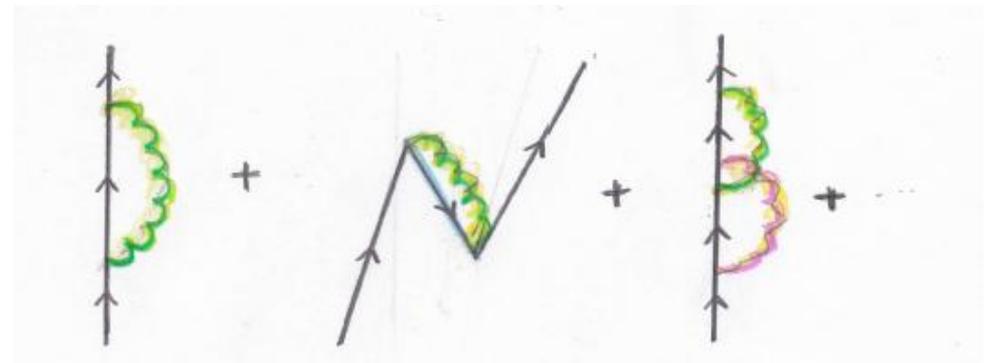
$$H(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \tau(\mathbf{r}) + \frac{3}{8} t_0 \rho^2 + \frac{1}{16} t_3 \rho^3 + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \rho \tau \\ + \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2) (\nabla \rho)^2 - \frac{3}{4} W_0 \rho \nabla \mathbf{J} + \frac{1}{32} (t_1 - t_2) \mathbf{J}^2.$$

for N=Z

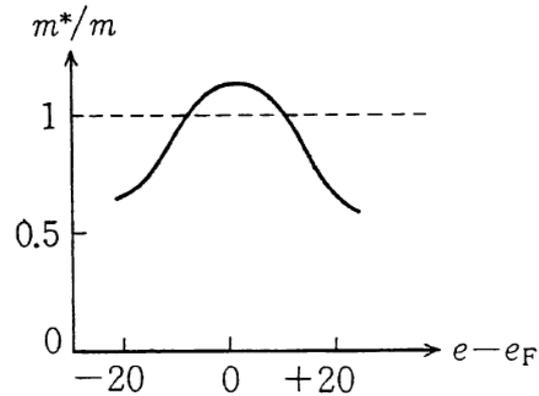
# 有効質量

1) 飽和性を満足する平均場は運動量に依存する

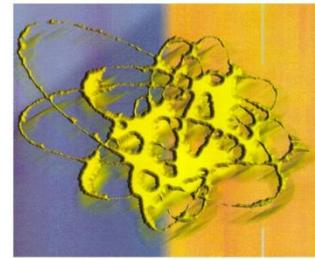
2) 平均場のなかの核子は表面振動の着物を着る



両方の効果を考慮すると



## この講義で伝えたいこと



Bohr-Mottelsonの教科書の表紙に描かれている絵



**「平均場と1粒子運動モード」は集団現象である.**

平均場は強い相互作用している核子集団が生み出す秩序である  
その基底状態は量子場の理論の真空に対応し、  
量子多体系を記述するための出発点を与える



**有限量子系で1粒子運動モードの描像を得るためには対称性を破った平均場を導入する必要がある.**

より高次の対称性が破れるにつれて1粒子運動の概念が拡張される。  
核構造論の歴史はより良い1粒子運動モードの発見の歴史でもあった。

球対称性の破れ---変形シェルモデル

粒子数(ゲージ対称性)の破れ---超伝導BCSモデルの準粒子

時間反転対称性の破れ---回転座標系シェルモデル

## この講義で伝えたいこと(続き)



「集団現象が1粒子描像を作る(創発する)」ことを端的に教えてくれたのが超伝導のBCS理論であった。

Bogoliubov準粒子はクーパーペアーの凝縮という集団現象のもとでの1粒子励起モードである



対称性を破った平均場の基底状態は縮退している。

- 破られた対称性が連続対称性の場合, この縮退を解き,

破られた対称性を回復する運動が(一般化された)回転運動

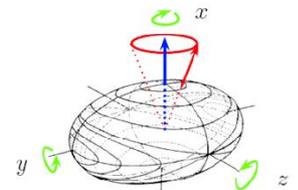
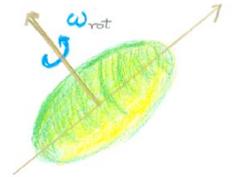
有限量子系ではこの運動が実際に起こり, 様々なタイプの回転スペクトルとして観測される

軸対称性の破れ---Wobbling回転バンド

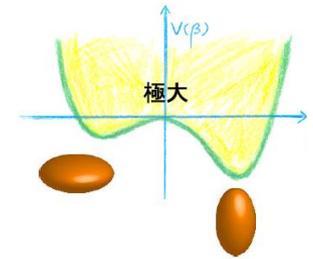
- 破られた対称性が離散対称性の場合には多重項が出現する

空間反転対称性の破れ---パリティ-2重項

カイラル対称性の破れ---カイラル2重項

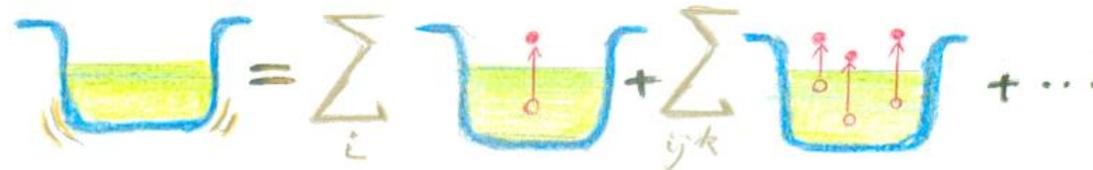


## この講義で伝えたいこと(続き)



♡ 平均場は時間変化する。この運動が振動モードとして観測される

有限量子系の平均場の固有関数はそれぞれが多様な個性をもっているためきわめて多彩な振動自由度がある



♡ 現実の多くの核は平均場の量子相転移の近傍にあり、また、異なった平均場が共存/競合する変形共存現象が広範に知られている

このような大振幅振動も「(一般化された)時間に依存する平均場近似」に基づいて記述することが可能と思われる

## Shape fluctuations in the ground and excited $0^+$ states of $^{30,32,34}\text{Mg}$

Nobuo Hinohara,<sup>1,\*</sup> Koichi Sato,<sup>1</sup> Kenichi Yoshida,<sup>1,2</sup> Takashi Nakatsukasa,<sup>1</sup> Masayuki Matsuo,<sup>2</sup> and Kenichi Matsuyanagi<sup>1,3</sup>

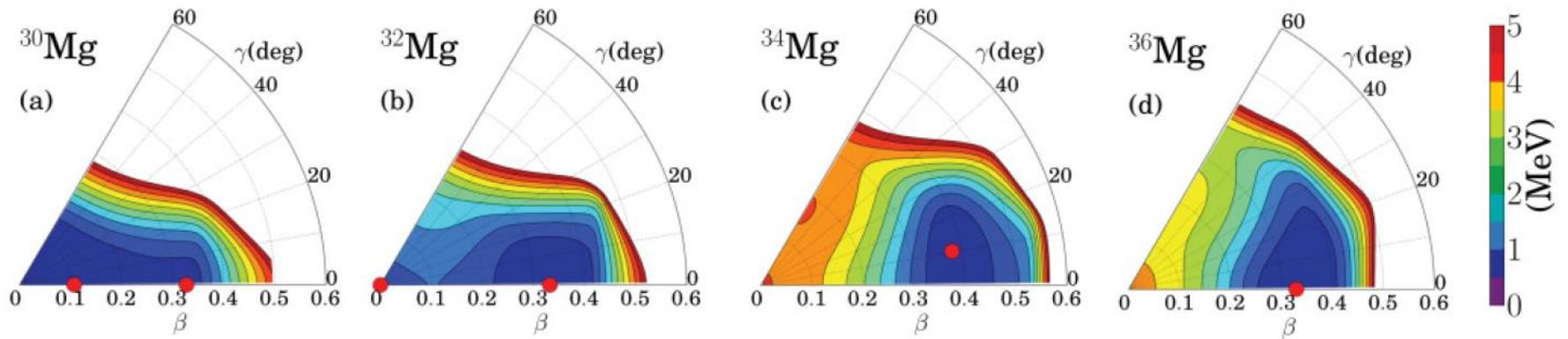
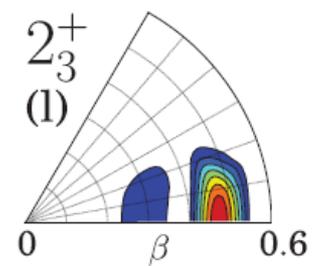
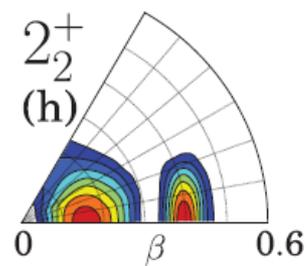
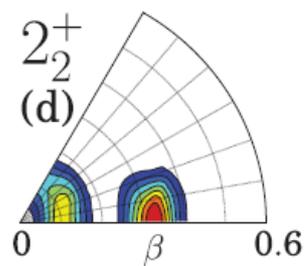
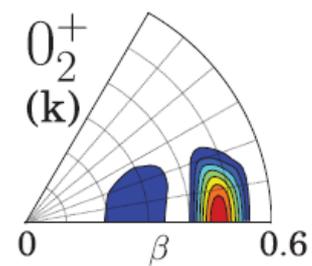
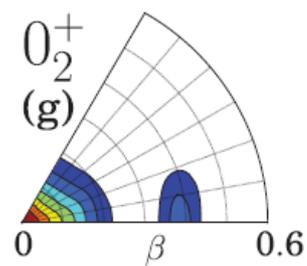
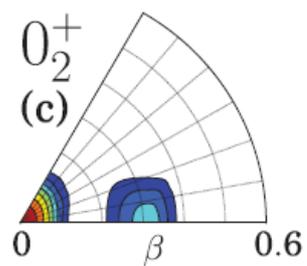
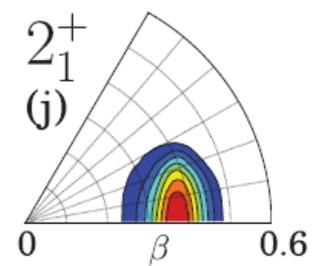
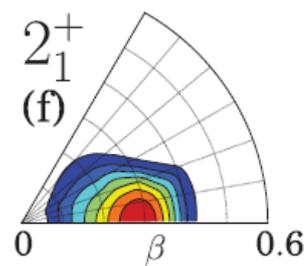
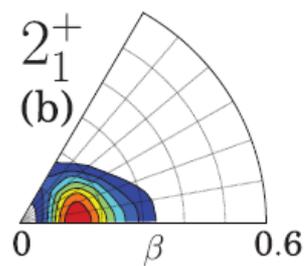
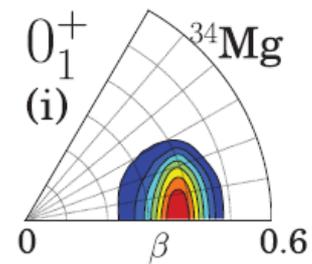
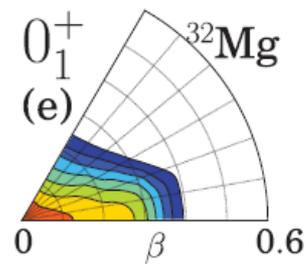
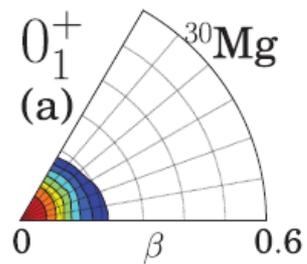
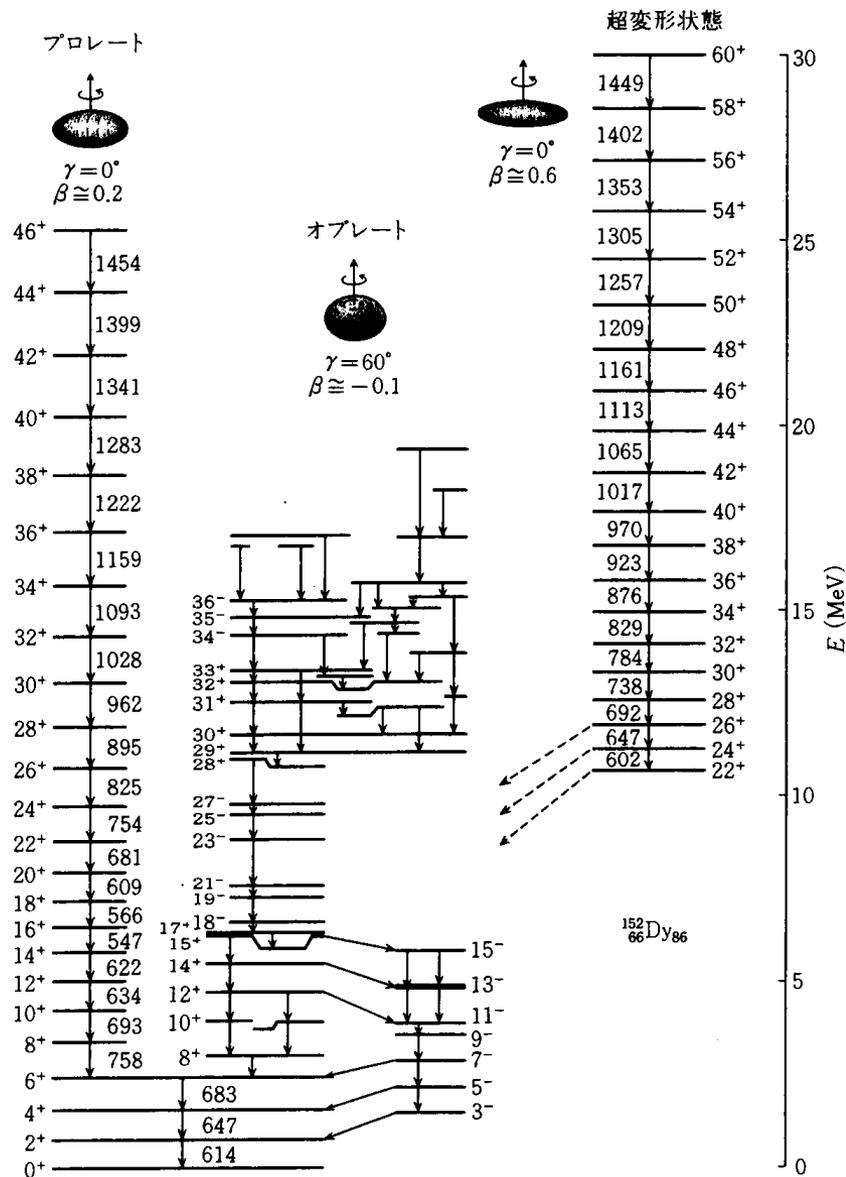
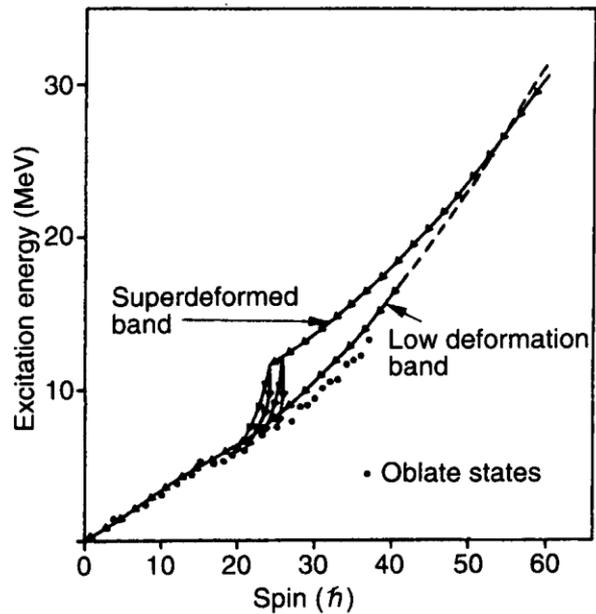
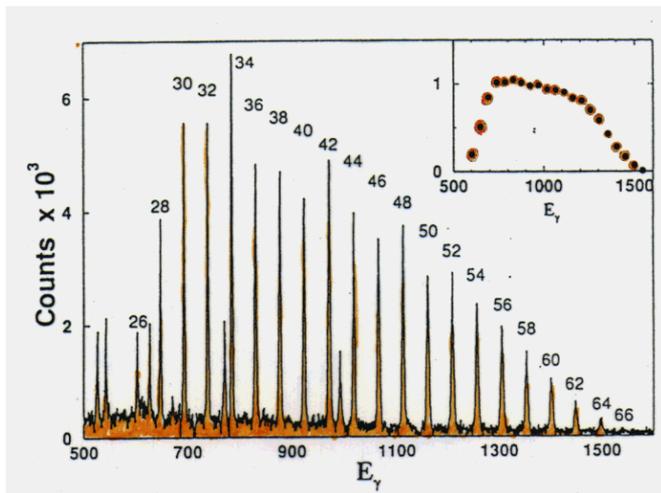


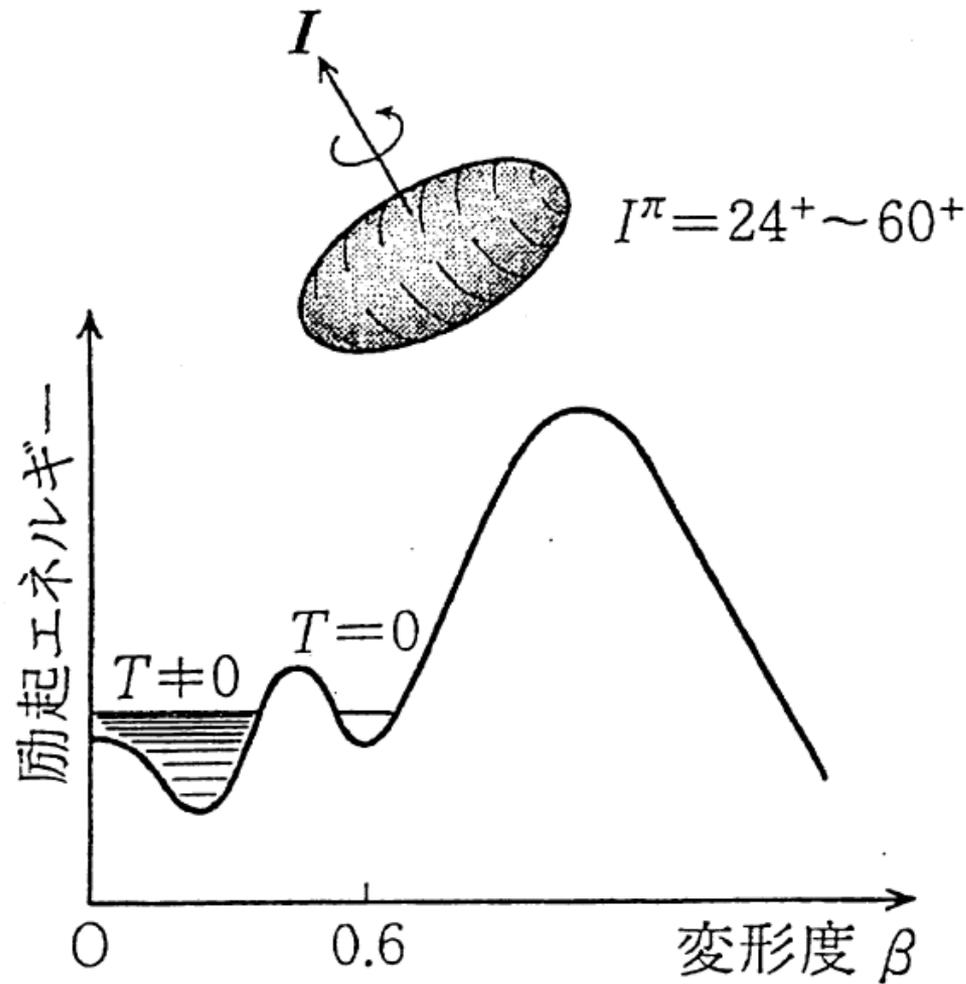
FIG. 1. (Color online) Collective potentials for  $^{30-36}\text{Mg}$ . The HFB equilibrium points are indicated by red circles.



# 超変形回転バンド



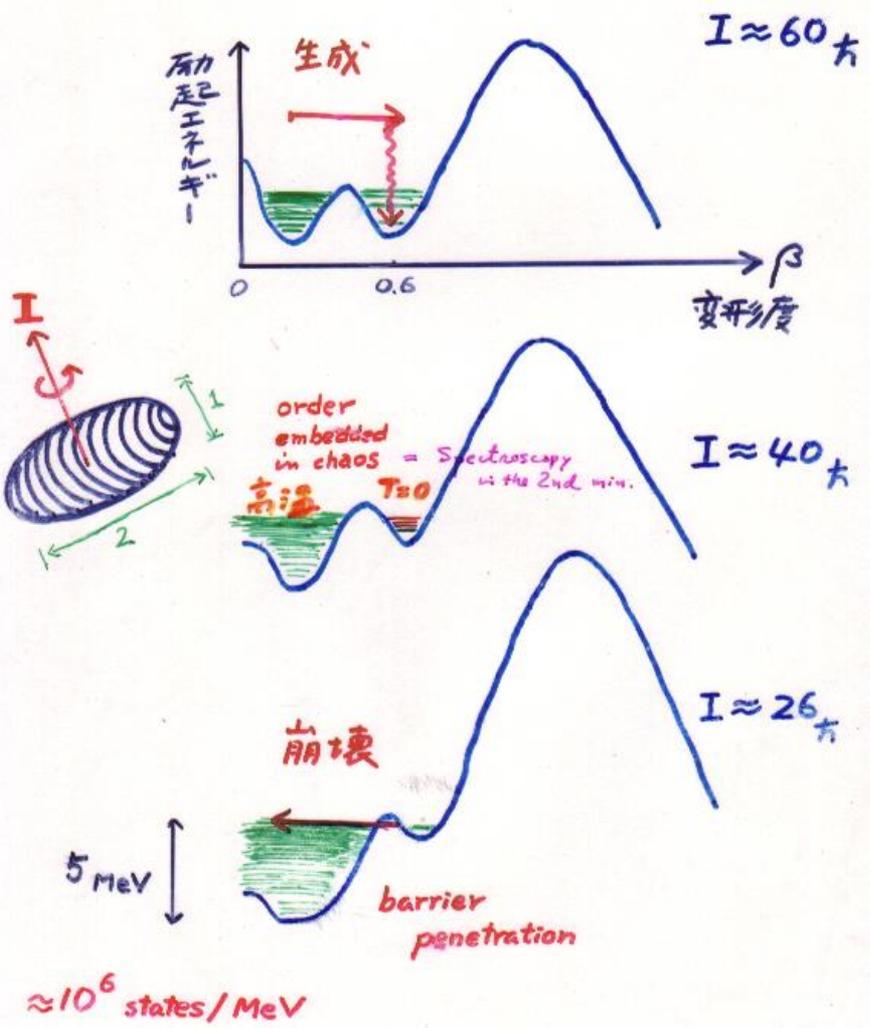
# 高速回転する超変形状態



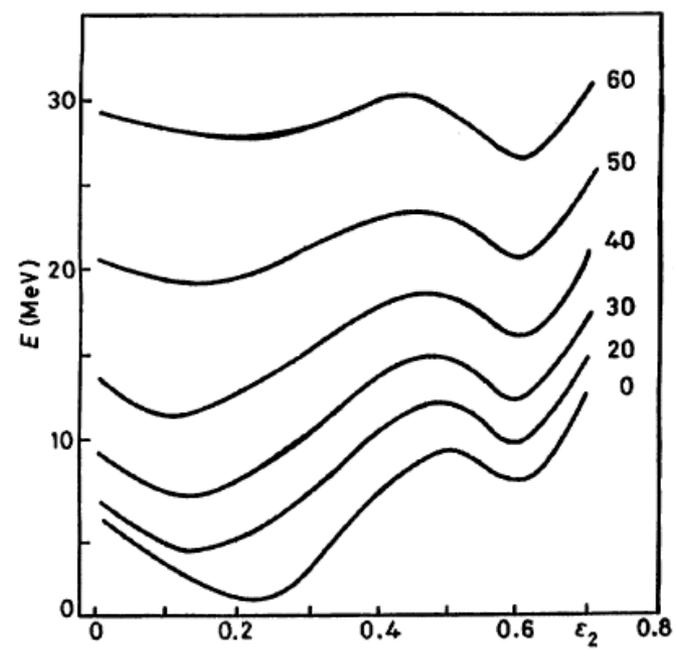
平均場の第2極小点  
(二つの真空)

超変形状態から  
常変形状態への  
巨視的トンネル現象

superdeformed band  
超変形回転バンドの生成と崩壊

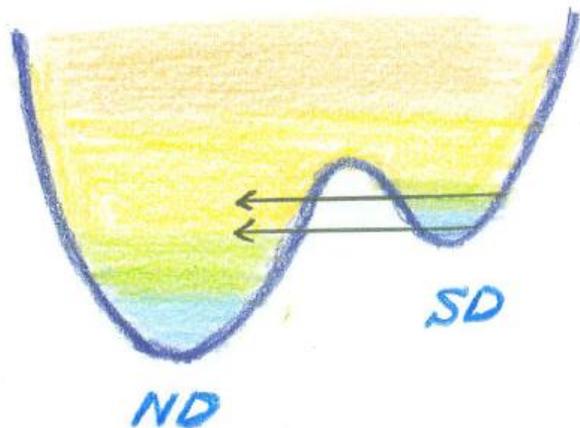


変形ポテンシャルエネルギーの角運動量依存性



変形度

# SD からNDへのトンネル崩壊



$$H = \frac{1}{2} \sum_{ij=1}^2 m_{ij}(q_1, q_2) \dot{q}_i \dot{q}_j + V(q_1, q_2),$$

透過係数

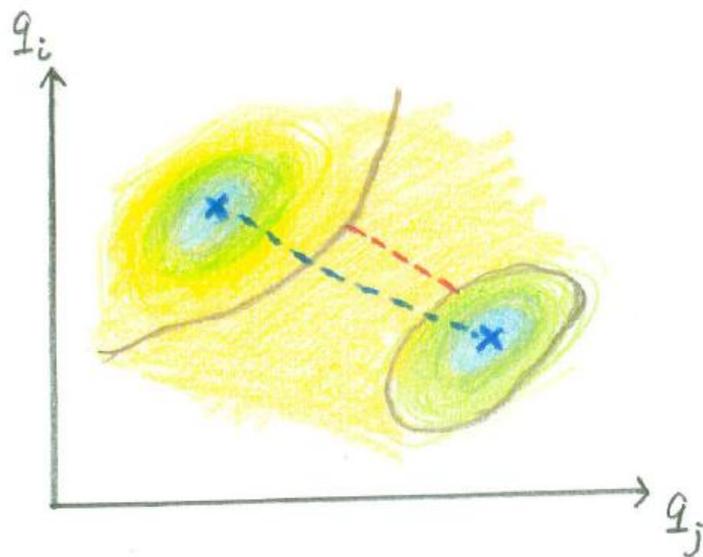
$$T = (1 + \exp 2S)^{-1}$$

作用積分

$$S(E) = \int_{\text{path}} ds \sqrt{2M_0(V(q(s)) - E)},$$

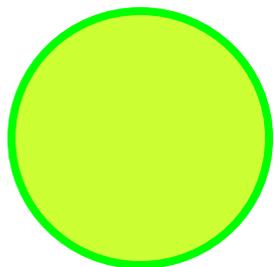
集団質量

$$M_0 ds^2 = \sum_{ij} m_{ij}(q) dq_i dq_j$$



$$q_1 = \epsilon_2 \cos(\gamma + 30^\circ), \quad q_2 = \epsilon_2 \sin(\gamma + 30^\circ).$$

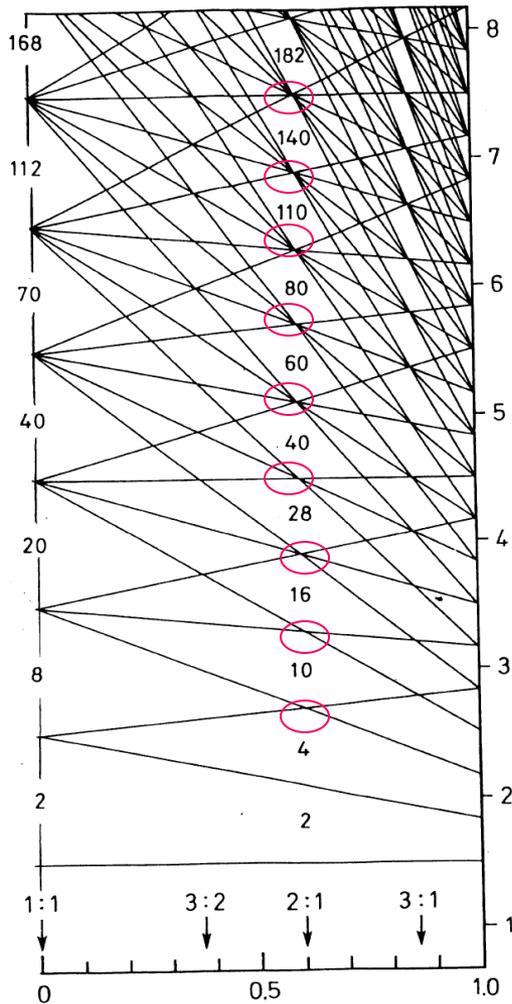
$$e(n_{\perp}, n_z) = \hbar\omega_{\perp}(n_{\perp} + 1) + \hbar\omega_z(n_z + \frac{1}{2})$$



球形

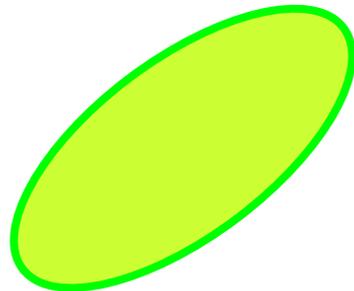
縮退度

- 56 →
- 42 →
- 30 →
- 20 →
- 12 →
- 6 →
- 2 →



縮退度

- ← 42
- ← 42
- ← 30
- ← 30
- ← 20
- ← 20
- ← 12
- ← 12
- ← 6
- ← 6
- ← 2
- ← 2



超変形

軸比2:1

変形度  $\delta_{osc} = (\omega_{\perp} - \omega_z) / \bar{\omega}$

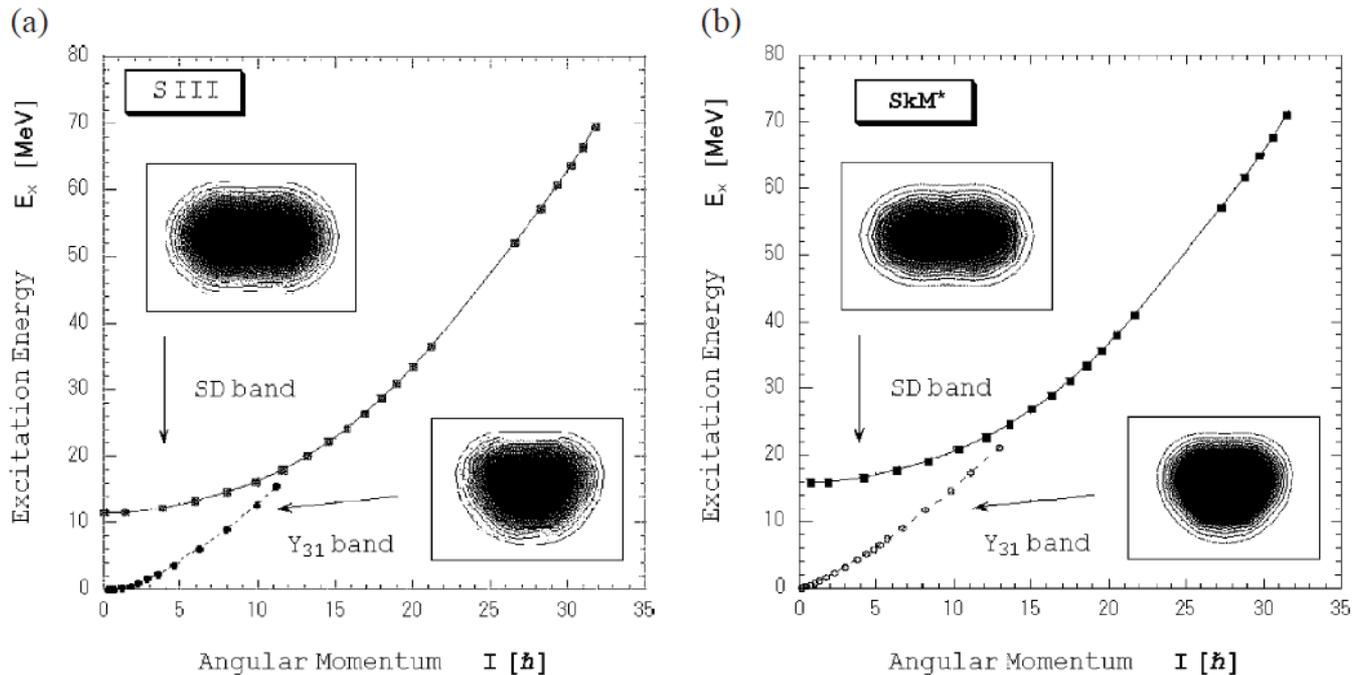
$\omega_{\perp} = \omega_x = \omega_y$

調和振動子ポテンシャルの動力学的対称性

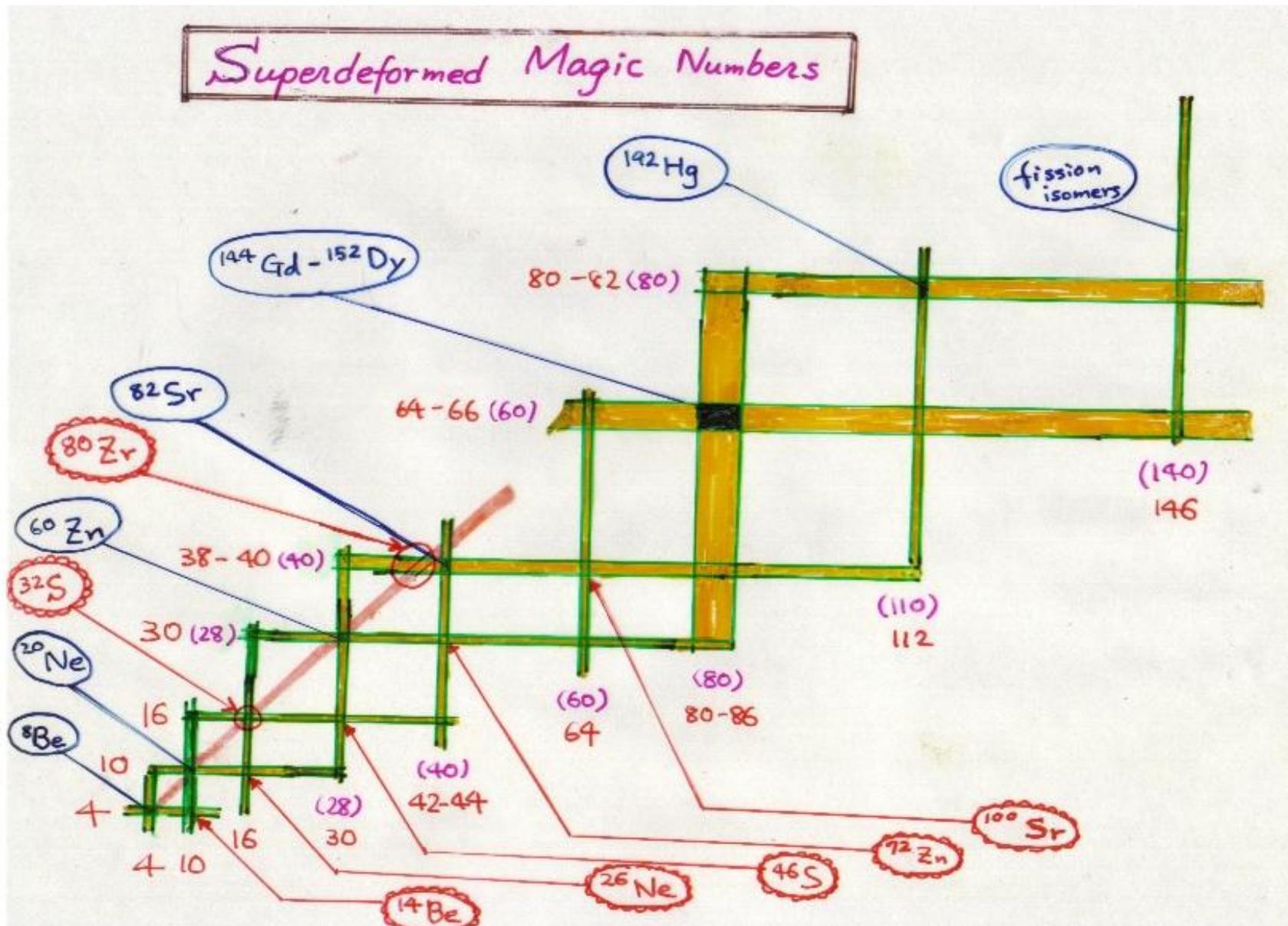
# High-spin yrast structure of $^{32}\text{S}$ suggested by symmetry-unrestricted, cranked Hartree–Fock calculations

Masayuki Yamagami, Kenichi Matsuyanagi

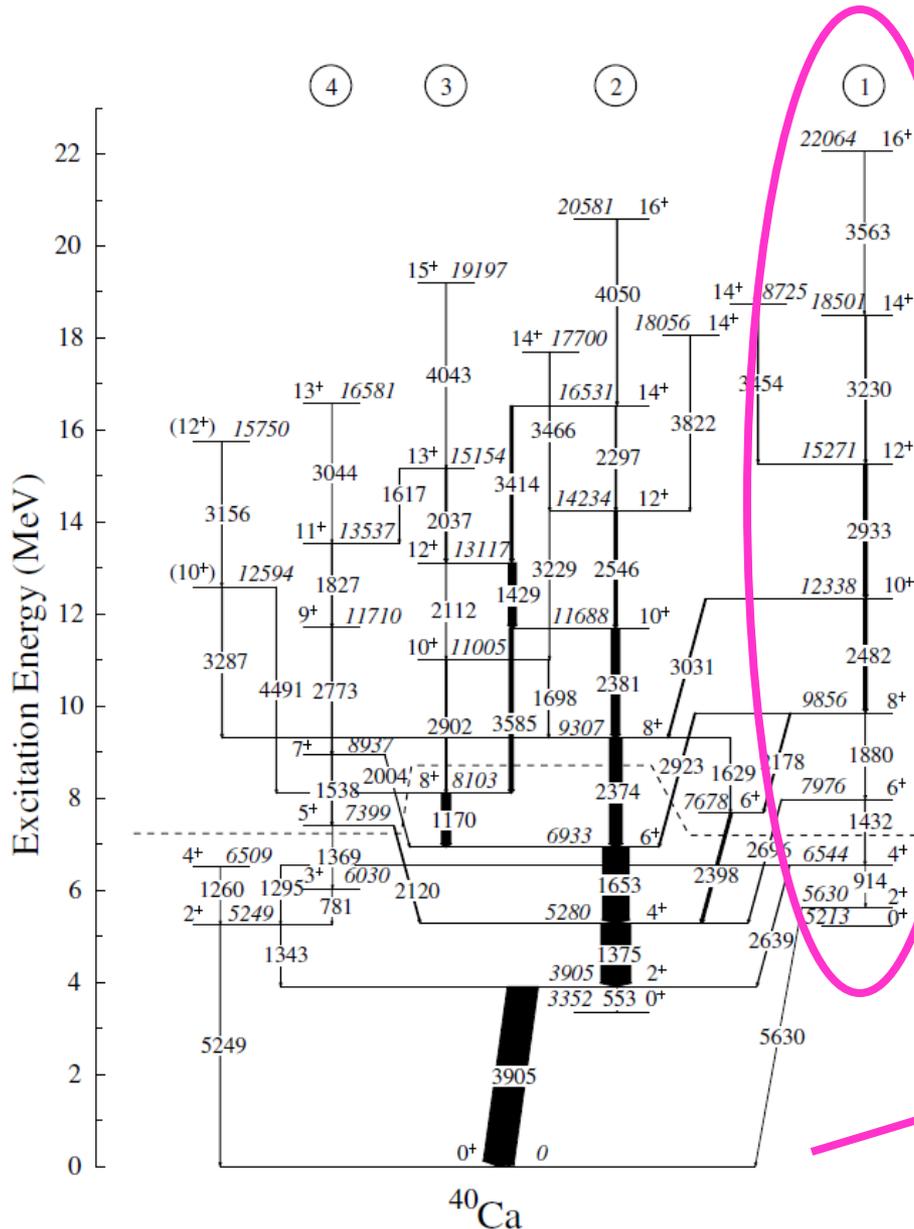
*Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, Kitashirakawa, Kyoto 606-8502, Japan*



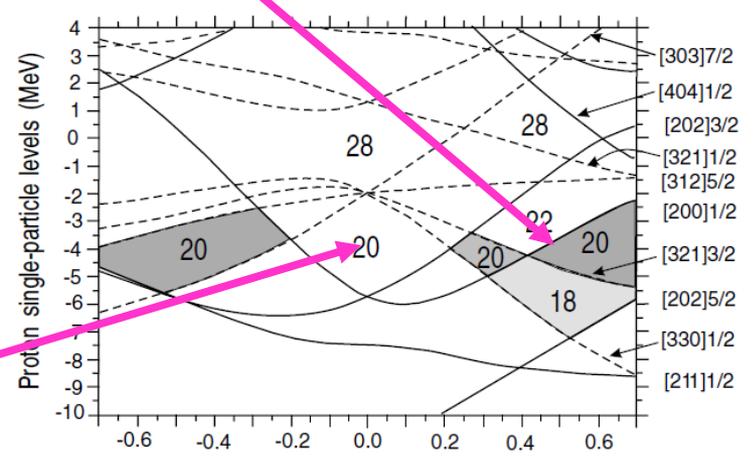
# 超変形の魔法数



# Superdeformation in the Doubly Magic Nucleus $^{40}\text{Ca}_{20}$



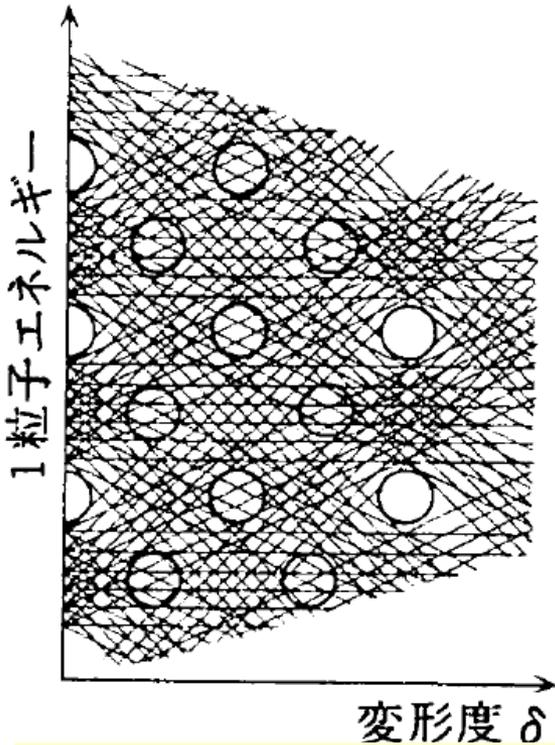
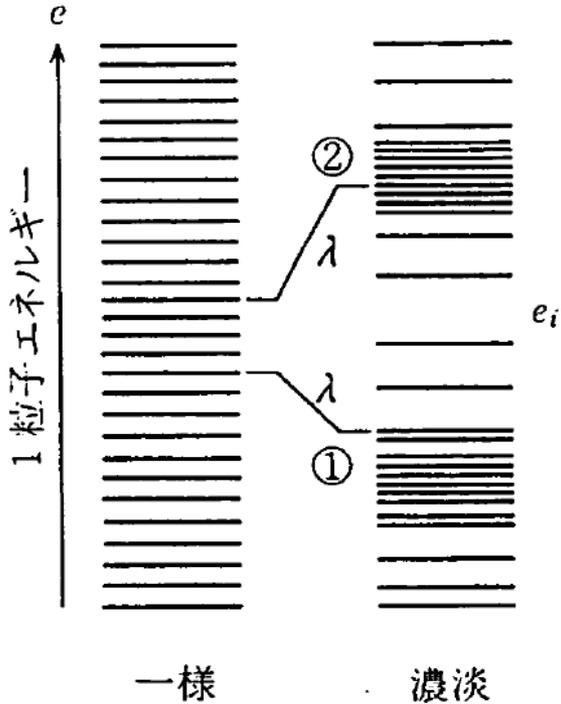
E. Ideguchi, et al.,  
 Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 22



# シェル構造とは何か

疎視化して見える1粒子準位スペクトルの規則的な振動パターン

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\beta)\right)\psi(\mathbf{r}) = e(\beta)\psi(\mathbf{r})$$

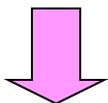


振動パターンは変形とともに変わる

問8 変形した原子核はなぜ存在するのですか。何が「変形」しているのですか。

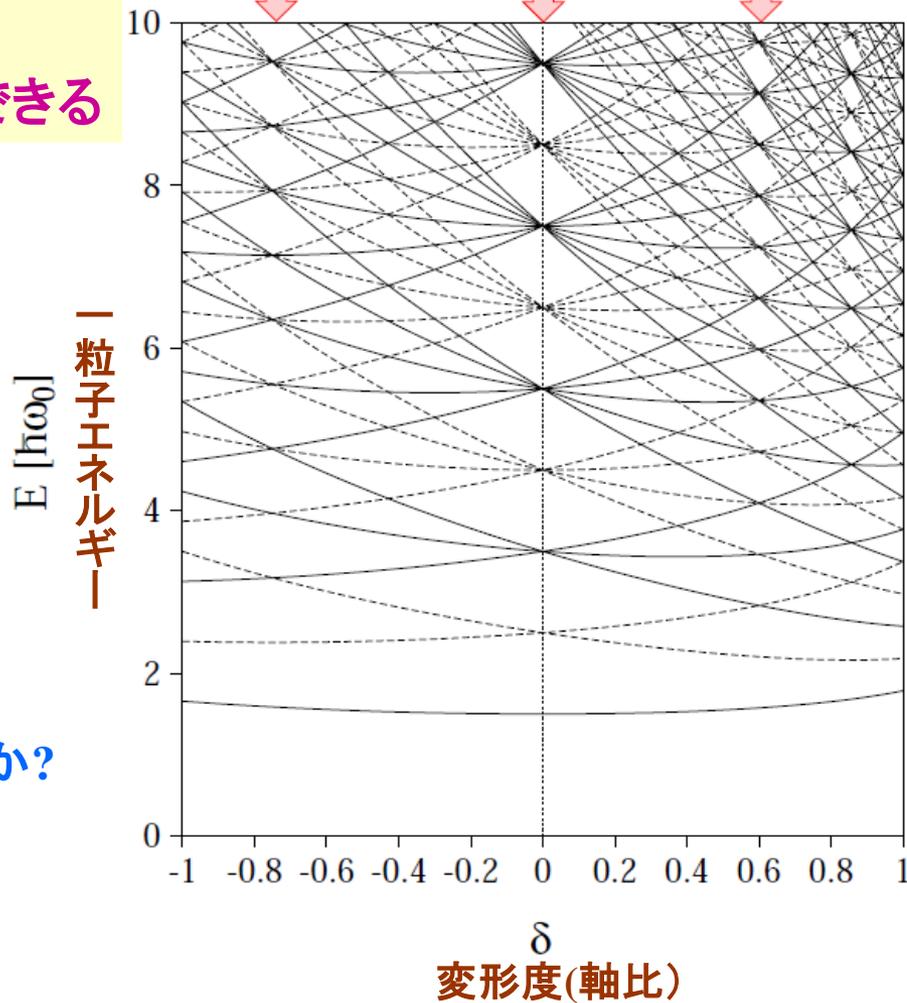
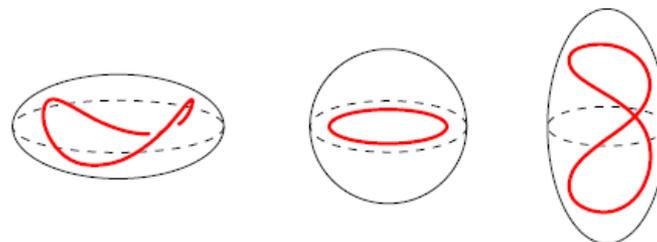
# 調和振動子ポテンシャル

軸比2:1のとき  
8の字型の周期軌道ができる



準位が縮退する  
超変形シェル構造の形成

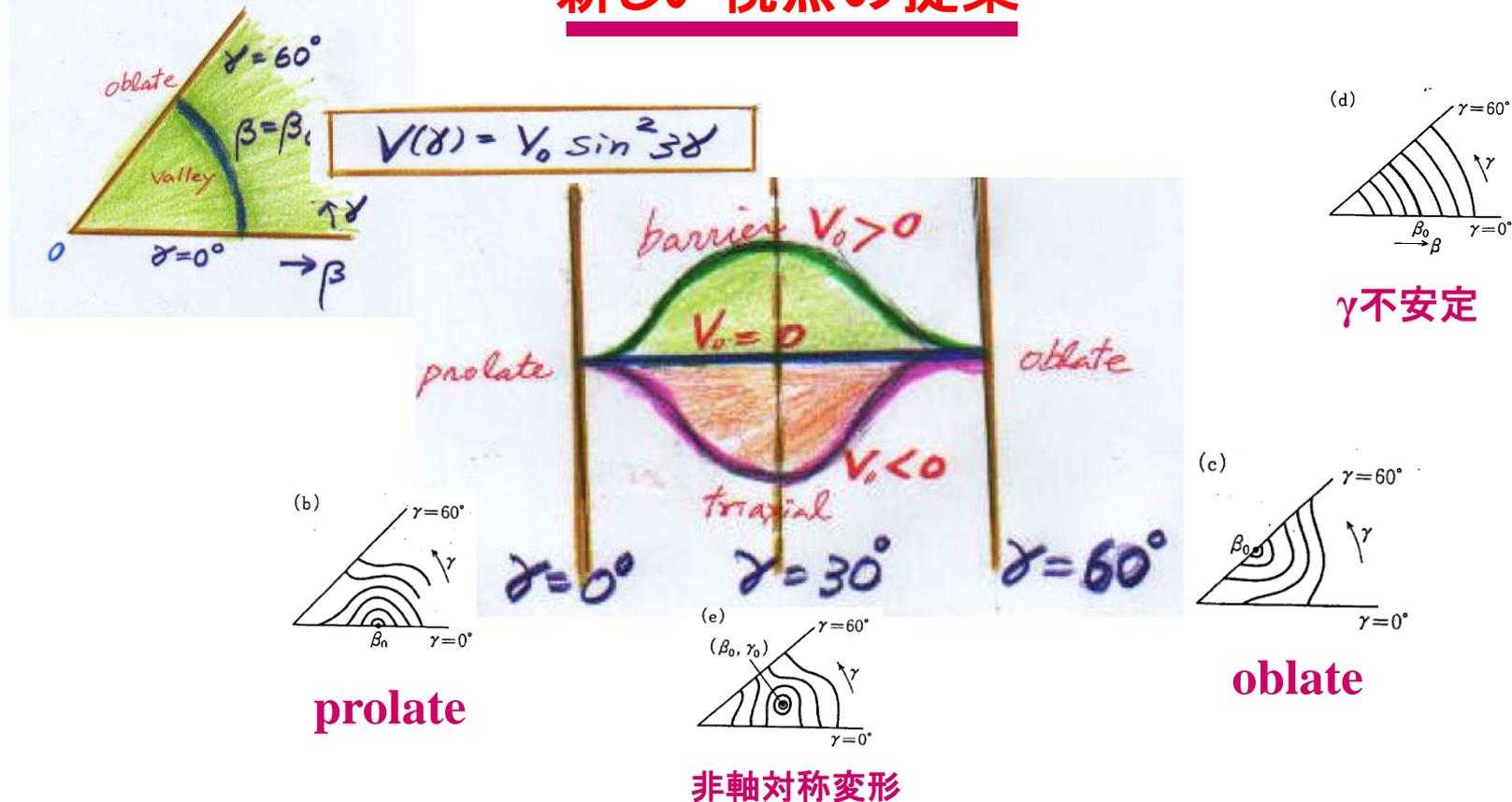
一般のポテンシャルではどうか?



球対称性が破れると多くの場合、prolateとoblateの2つの局所平衡点が現れる。そこで、

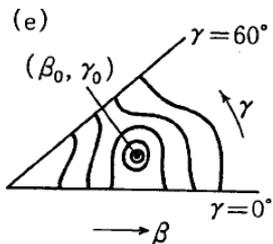
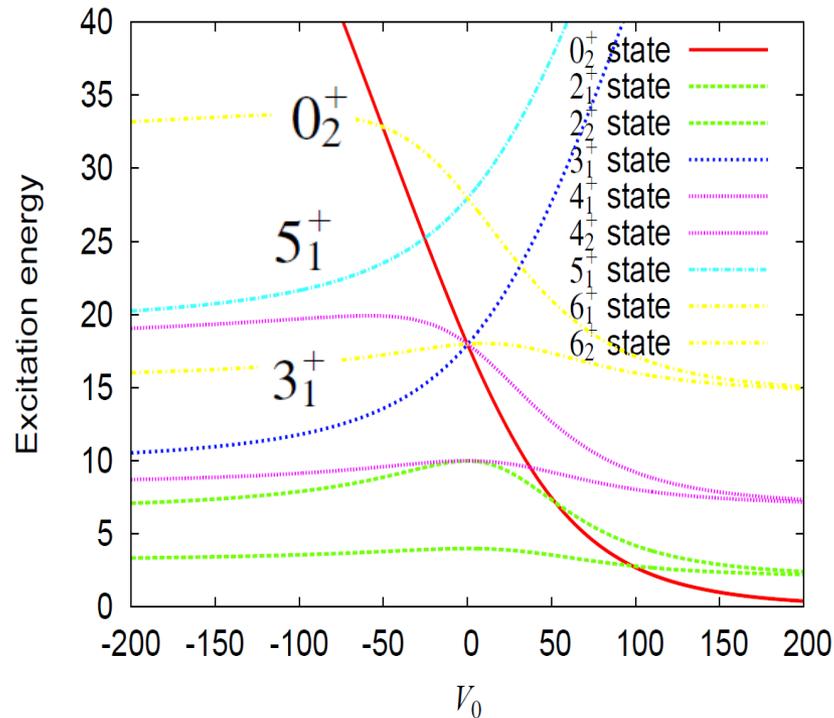
非軸対称変形、 $\gamma$ 不安定、oblate-prolate変形共存を統一的に取り扱う

## 新しい視点の提案

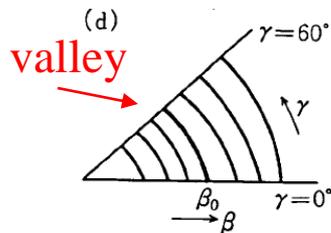


Oblate-prolate対称の極限から出発して、現実にはこの対称性がどの程度破れているか、という視点から実験データを分析しよう。

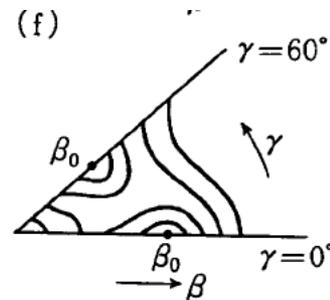
# Dynamics of axial-symmetry breaking



Triaxial



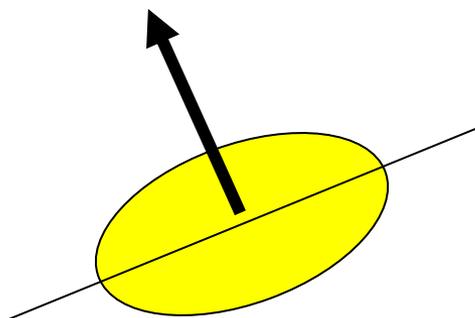
$\gamma$ -unstable



Prolate-oblate coexistence

## 回転運動の一般的概念

# 対称性の自発的破れを回復する集団モード



平均場が回転不変性を破る  
(変形の発生)



平均場の方向を指定する角度が集団変数になる

3次元座標空間はもちろん、スピン・アイソスピン空間、  
粒子数空間(ゲージ空間)など異なった次元にも一般化できる

# 高スピン状態の作り方

## 1. 集団的回転運動



角運動量(スピン)の向きは  
平均場の**対称軸と垂直方向**

## 2. 個別核子のスピン整列

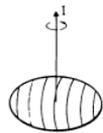
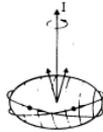
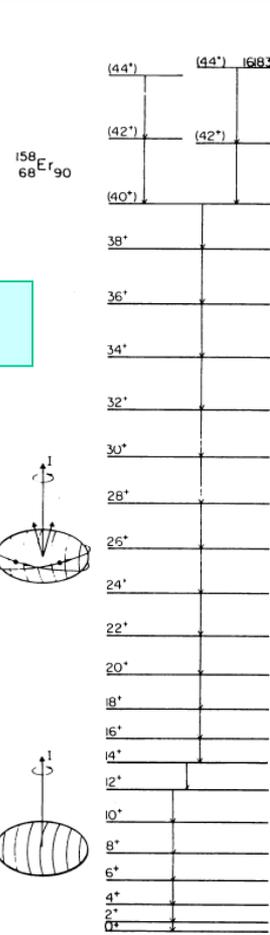


角運動量(スピン)の向きは  
平均場の**対称軸方向**

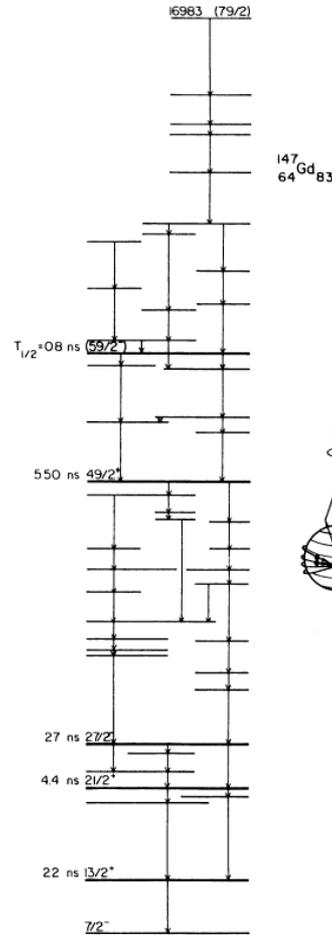
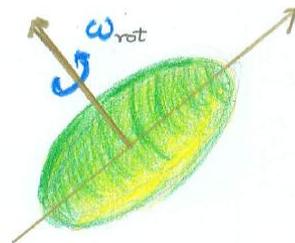
これらの組み合わせで極めて豊富な構造が作られる

# 対照的な高スピン・スペクトル

集団回転スペクトル



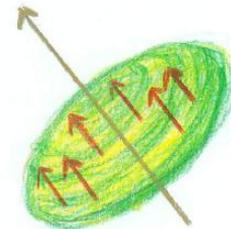
プロレート変形



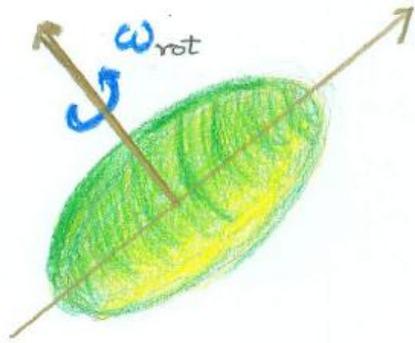
高スピン・アイソマー



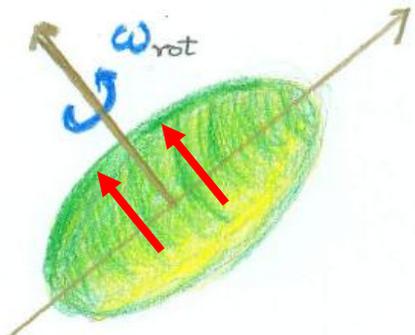
オブレート変形



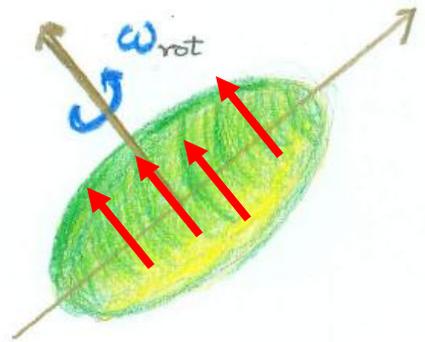
# イラスト線に沿っての内部構造の変化



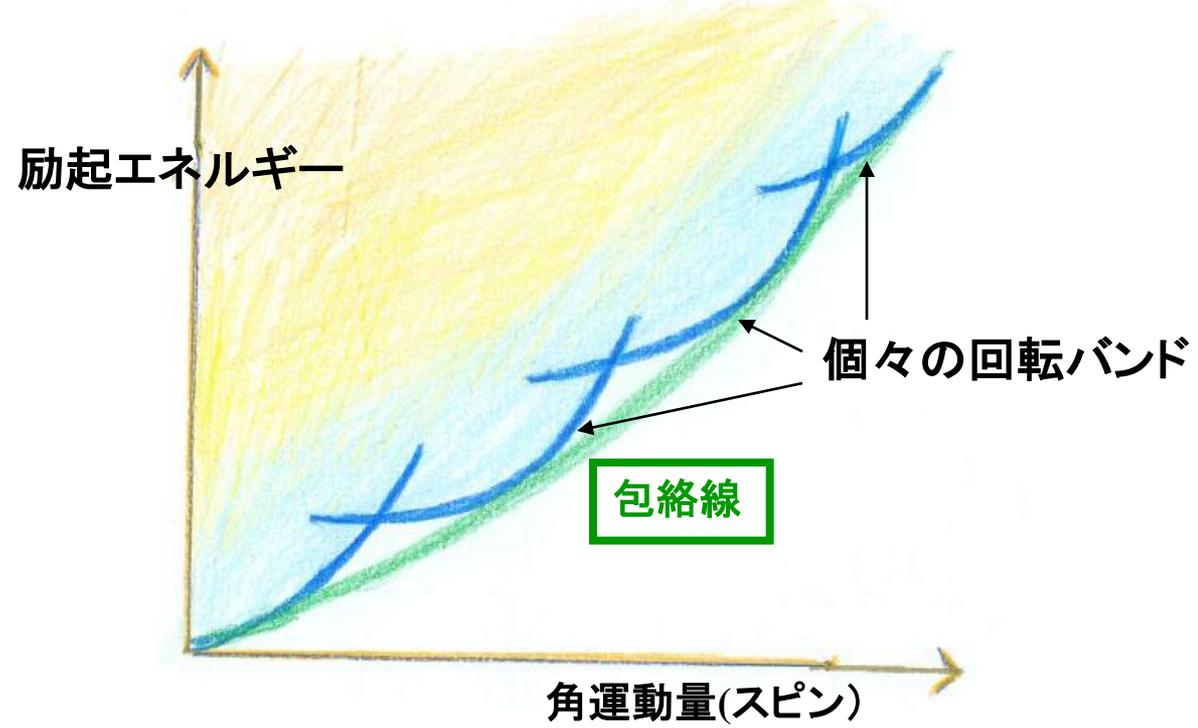
プロレート変形



2準粒子のスピンの整列



4準粒子のスピンの整列



非軸対称変形の成長



多数の核子のスピンの整列  
オブレート変形

# 一様に回転する座標系への変換

$$|\phi(\theta, I)\rangle = e^{-i\theta J_x} |\phi_{\text{intr}}(I)\rangle$$

時間に依存する変分原理

$$\delta \langle \phi(\theta, I) | i \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi(\theta, I) \rangle = 0$$

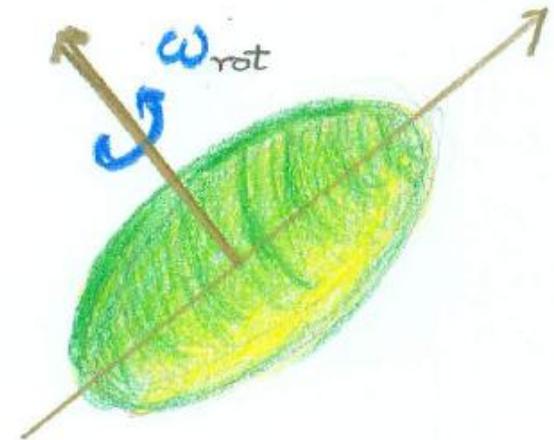


$$\delta \langle \phi_{\text{intr}}(I) | H - \omega_{\text{rot}} J_x | \phi_{\text{intr}}(I) \rangle = 0$$

回転座標系ハミルトニアン

$$H' = H - \omega_{\text{rot}} J_x$$

$$|\phi_{\text{intr}}(I)\rangle = e^{iG(I)} |\phi_0\rangle$$



正準運動方程式

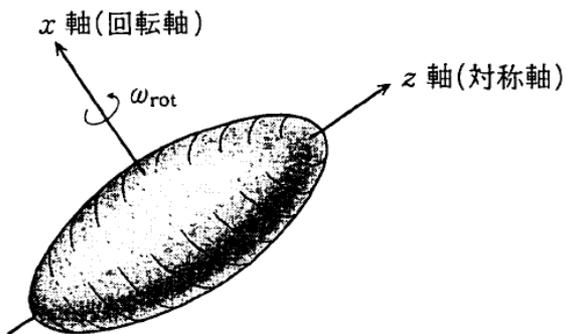
$$\dot{\theta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial I} = \omega_{\text{rot}}$$

$$\dot{I} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} = 0$$

$$\mathcal{H}(I) \equiv \langle \phi(\theta', I) | H | \phi(\theta', I) \rangle = \langle \phi^{\text{intr}}(I) | H | \phi^{\text{intr}}(I) \rangle$$

# 回転座標系での準粒子シェルモデル

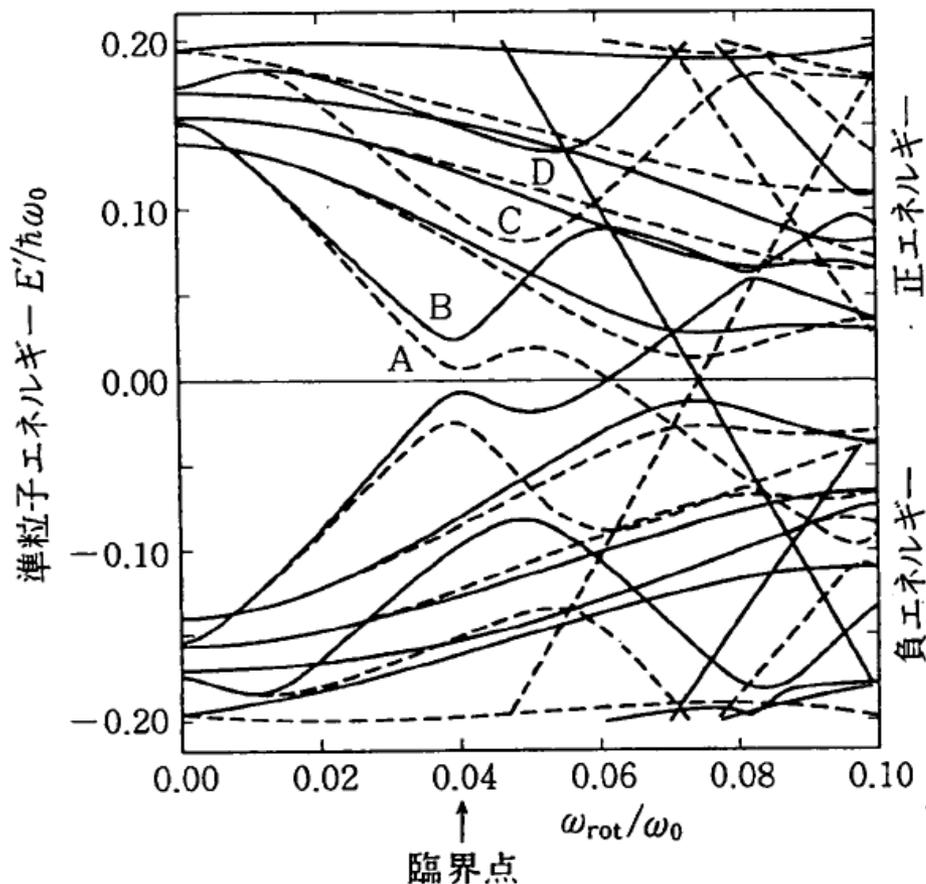
$$\begin{aligned}
 H &= \sum_i (e_i - \lambda) c_i^\dagger c_i - \Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i) - \omega_{\text{rot}} \sum_{i,j} \langle i | J_x | j \rangle c_i^\dagger c_j \\
 &= \sum_\mu E_\mu a_\mu^\dagger a_\mu + \sum_{\bar{\mu}} E_{\bar{\mu}} a_{\bar{\mu}}^\dagger a_{\bar{\mu}}
 \end{aligned}$$



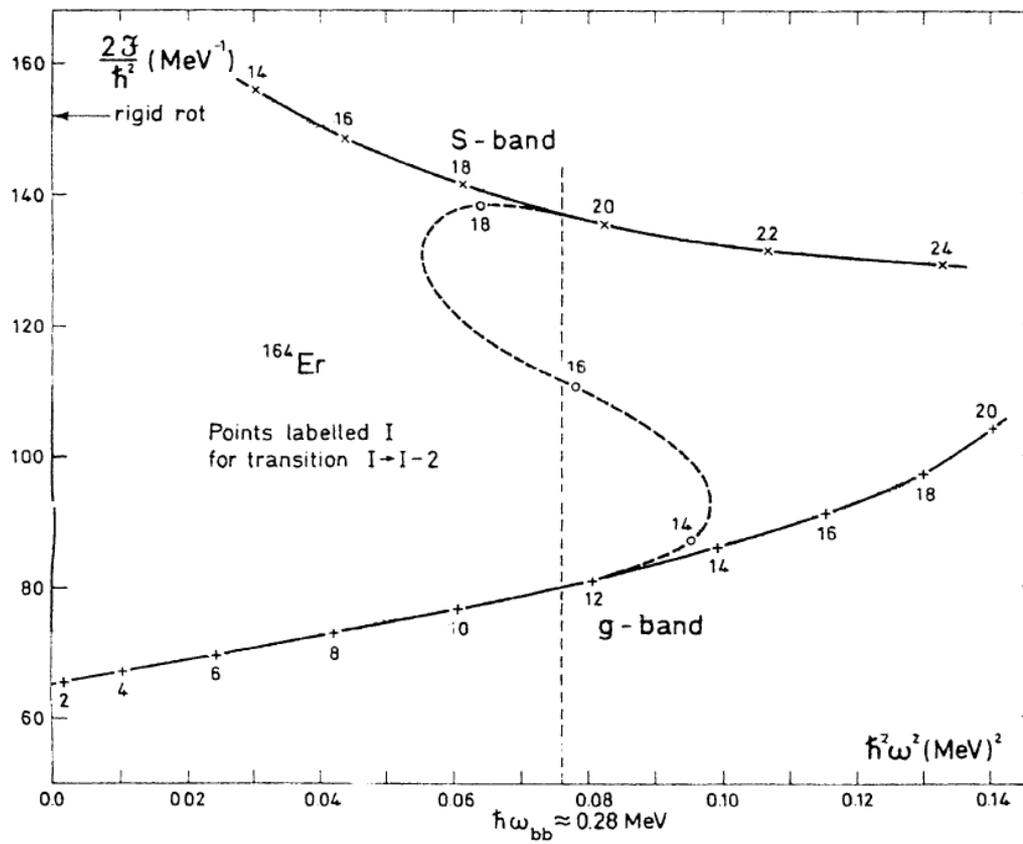
変形、対凝縮、回転による  
対称性の破れ



一般化された1粒子運動モード

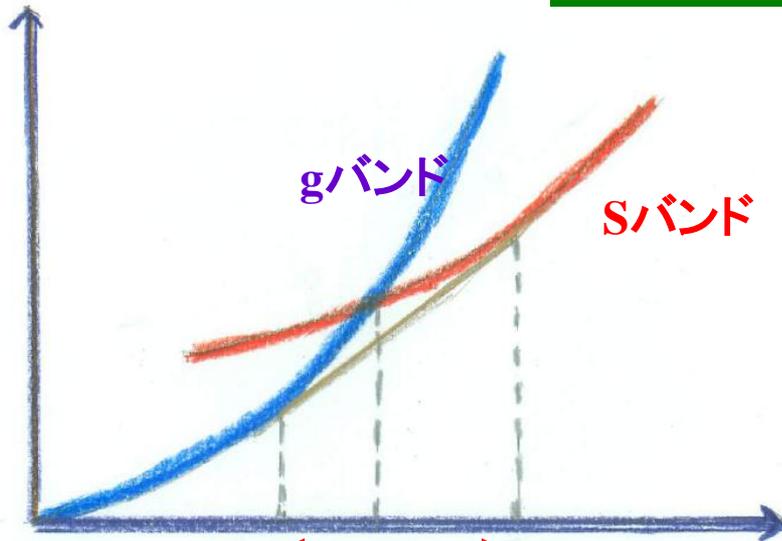


# gバンドとsバンドの慣性モーメント



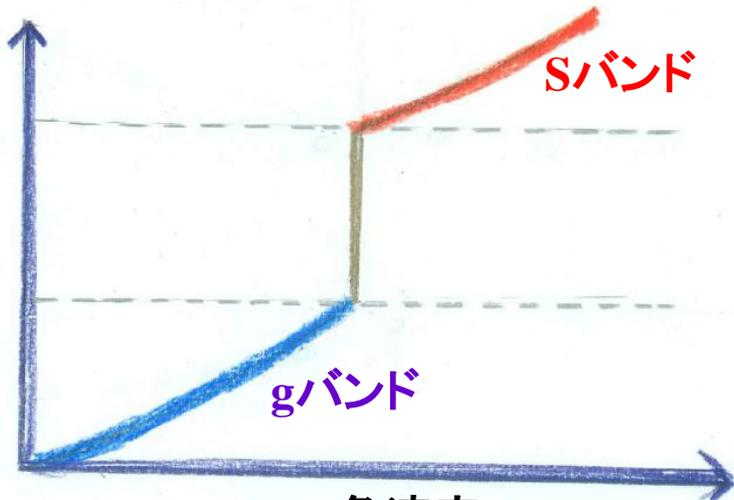
# バンド交差現象

励起エネルギー



Missing ang. mom. 角運動量

角運動量



角速度

## 角速度

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{rot}}(I) &\simeq \frac{\partial E_{\text{rot}}}{\partial I} \\ &= \frac{1}{2}\{E_{\text{rot}}(I+1) - E_{\text{rot}}(I-1)\} \\ &= \frac{1}{2}E_{\gamma} \end{aligned}$$

## 運動学のおよび動力学的慣性モーメント

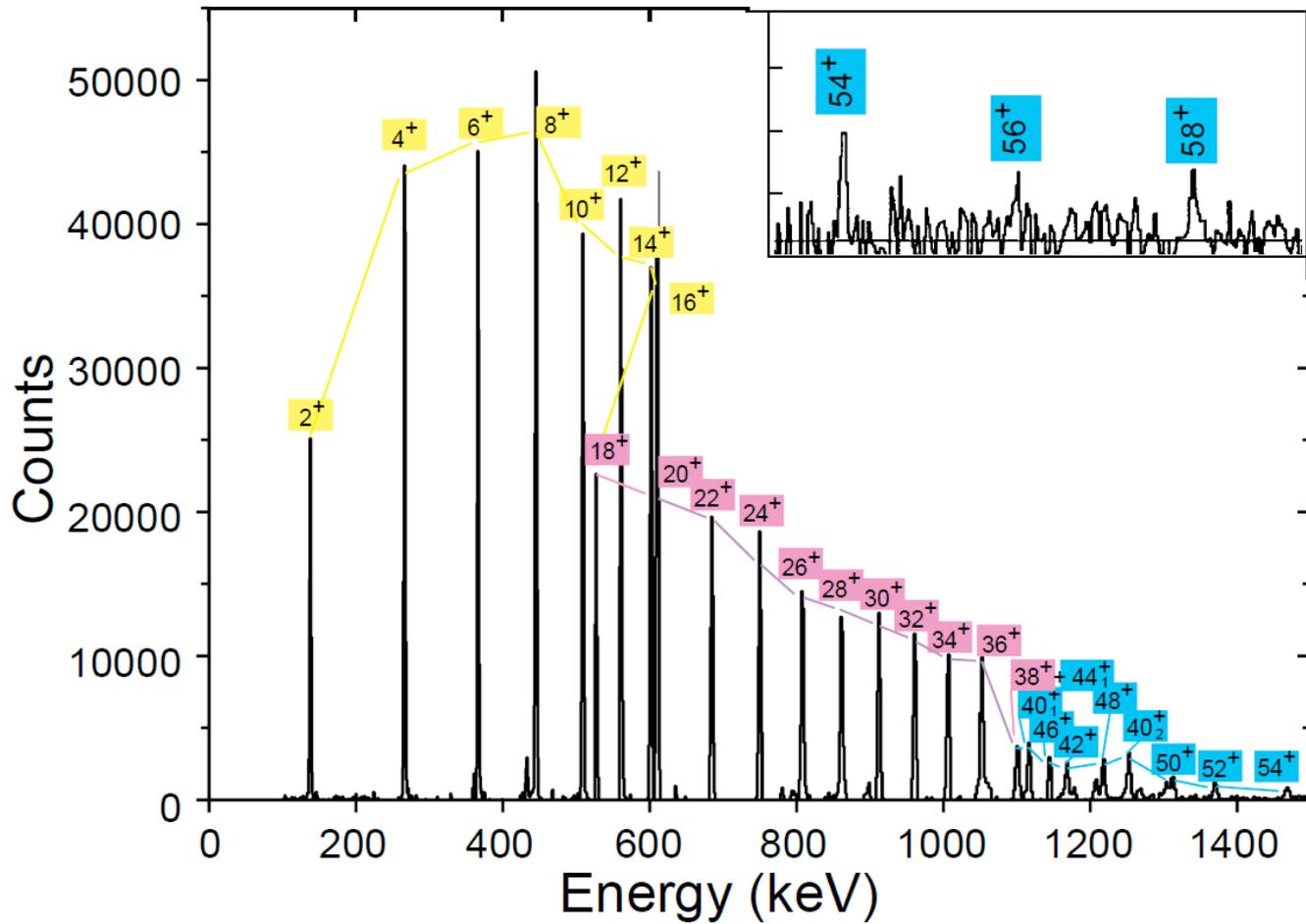
$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\omega_{\text{rot}}} = \left(\frac{1}{I} \frac{dE}{dI}\right)^{-1} = -\frac{1}{\omega} \frac{dE'}{d\omega} \simeq \frac{2I}{E_{\gamma}}$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{dI}{d\omega_{\text{rot}}} = \left(\frac{d^2E}{dI^2}\right)^{-1} = -\frac{d^2E'}{d\omega^2} \simeq \frac{4}{\Delta E_{\gamma}}$$

## 整列角運動量

$$i(\omega) = I(\omega) - I_g(\omega)$$

# もっと高スピンへ

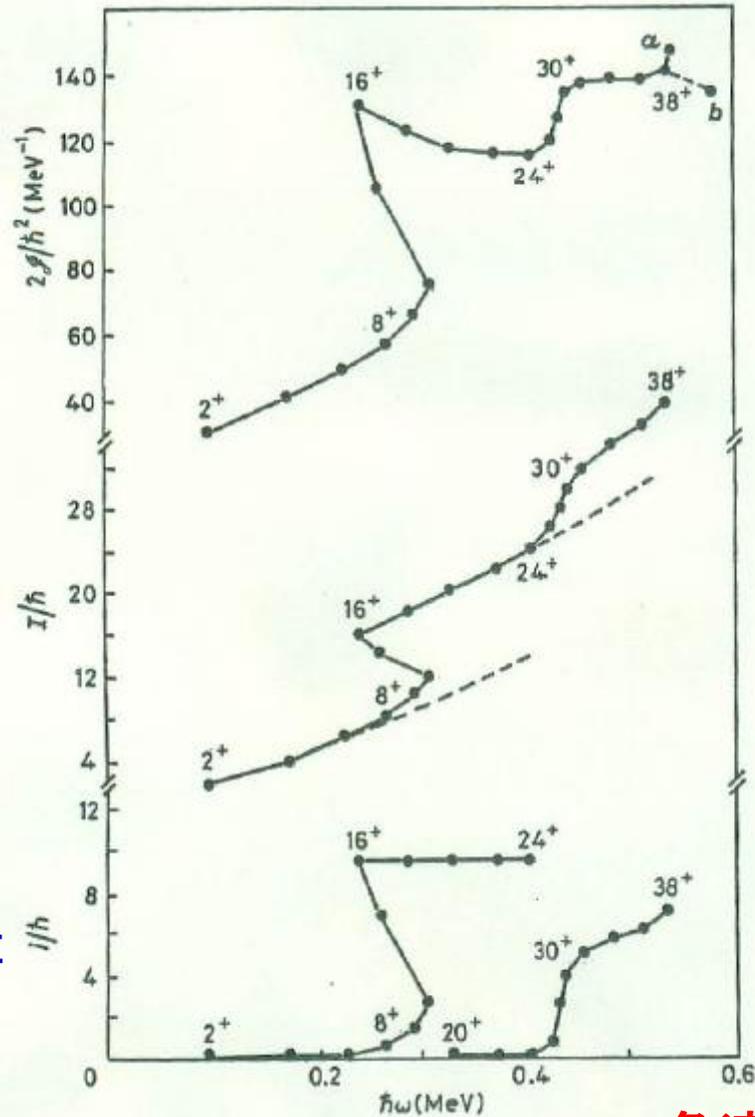


# Er158の高スピン状態

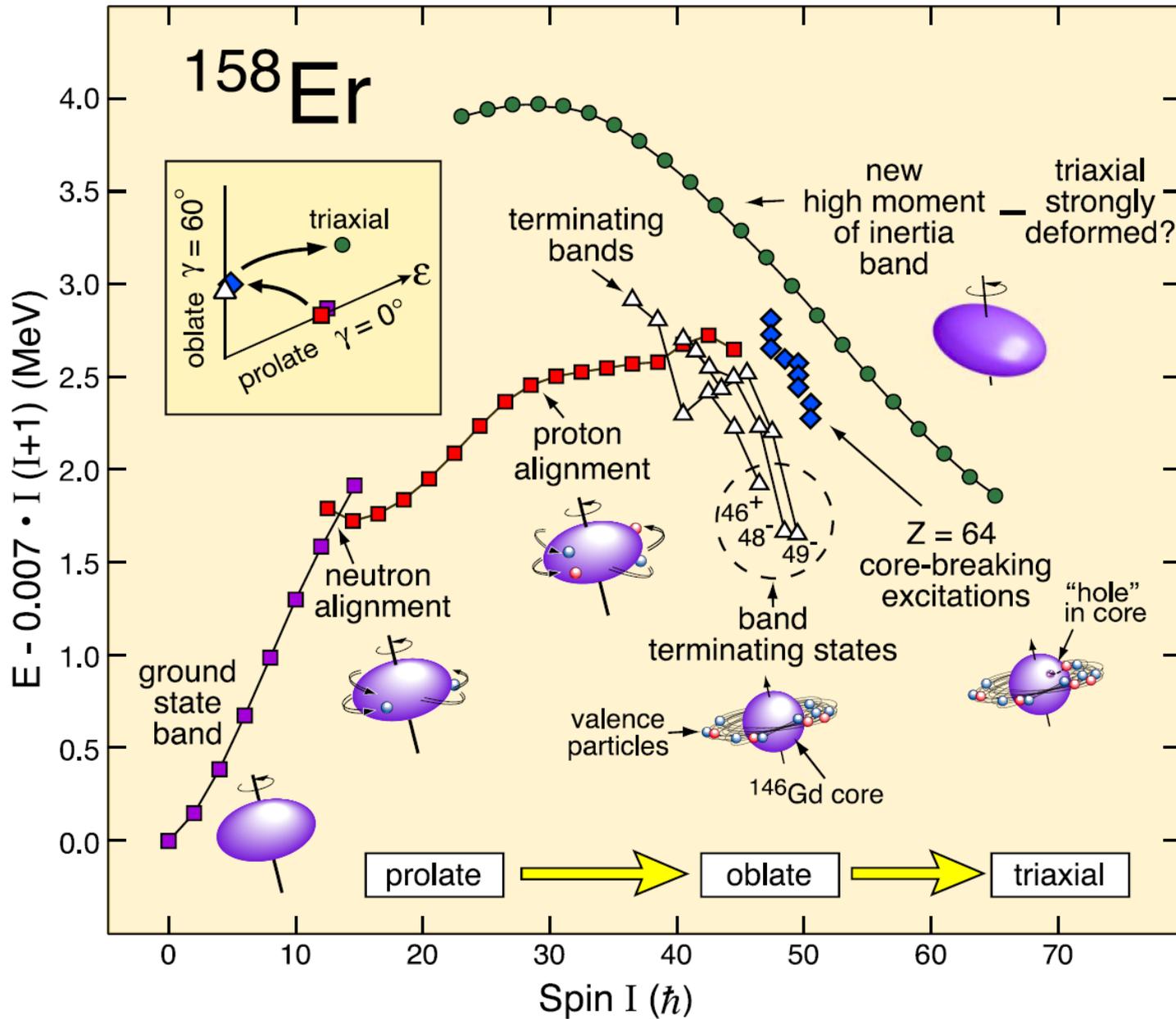
慣性モーメント

角運動量

整列角運動量



角速度



70年代以降、  
 高スピンフロンティアは著しく拡大したが  
 高スピンでの振動モードはごく僅かしか  
 分かっていない

