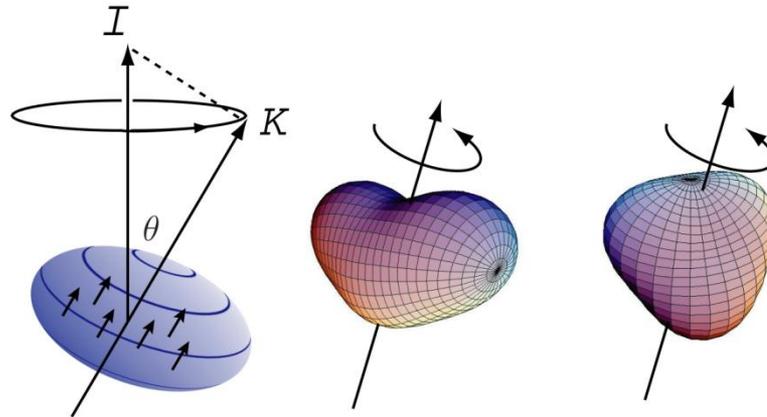


高スピン状態に特有な集団モードの探求



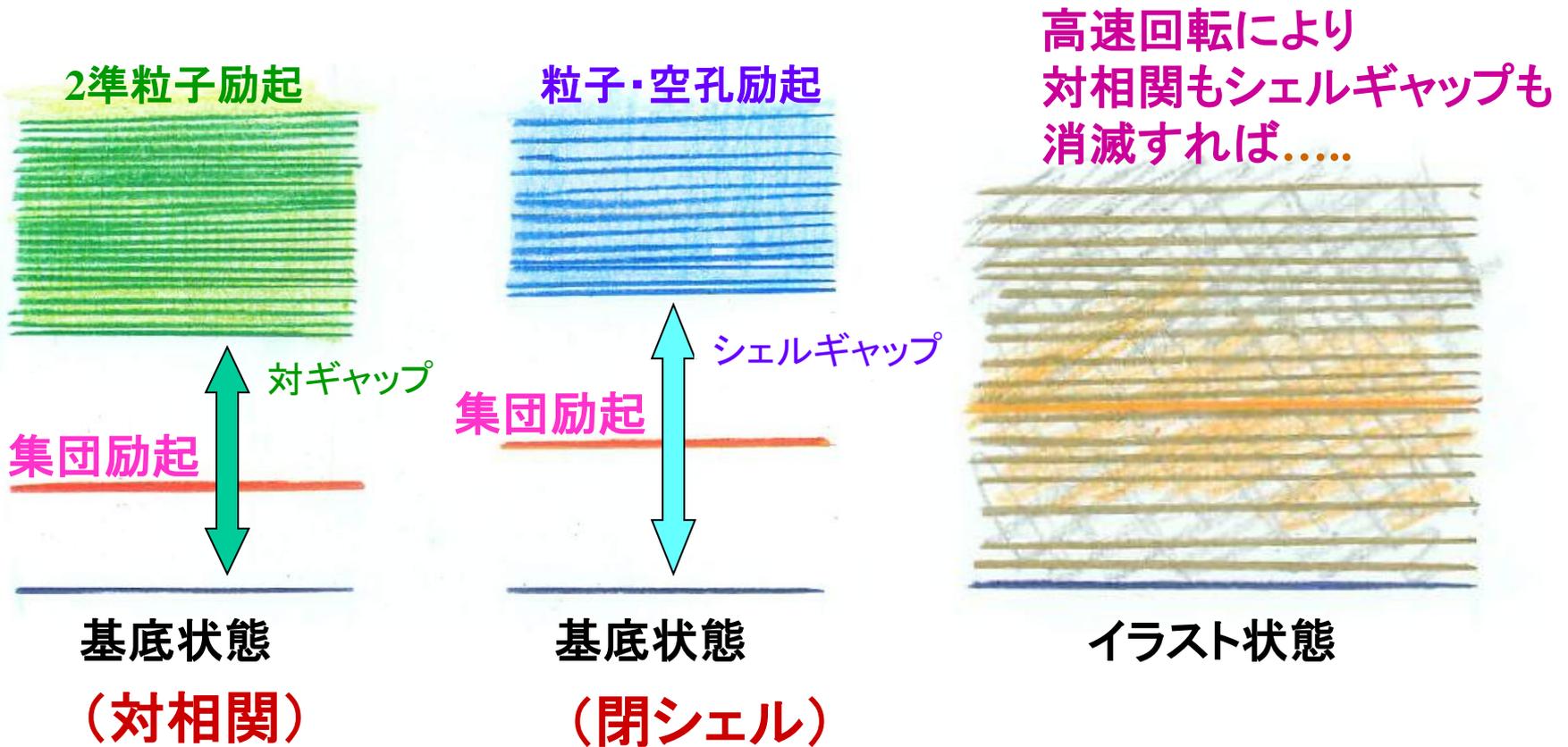
高速回転は新しい型の振動モードを生み出すだろうか

ソフトな集団励起モードの集団性(コヒーレンス)が生み出される
微視的メカニズムを基礎に立ち戻って考えてみよう。

- ♥ Soft octupole vibration built on superdeformed bands
- ♥ Wobbling and Precession
- ♥ Chiral doublets, Triaxial vibrations

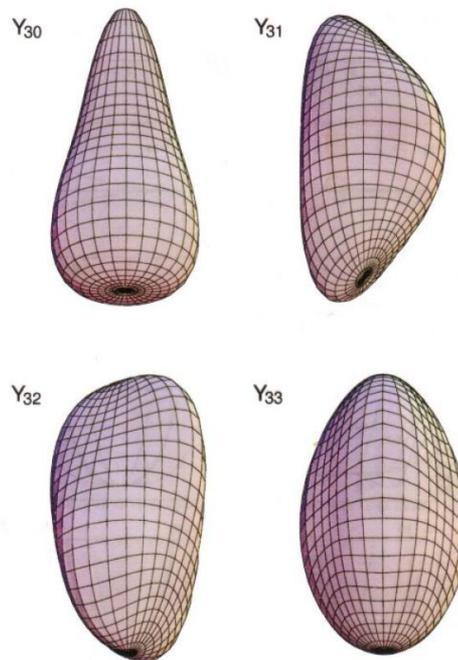
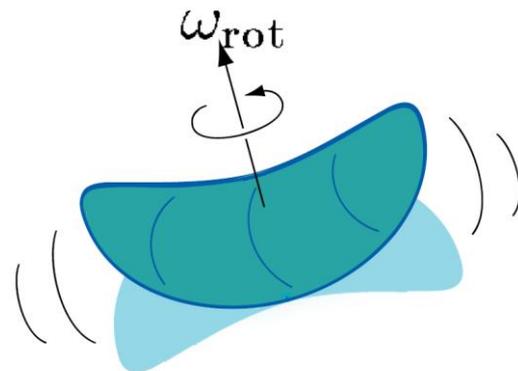
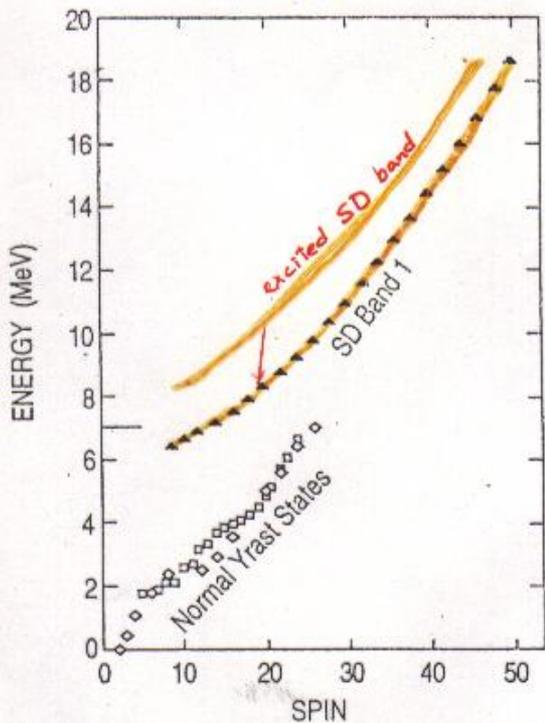
1970年代-1980年代

高スピンスペクトルはすべて回転系での準粒子励起によって説明でき、
低振動数の集団振動モードは高スピんで消滅しているように見えた

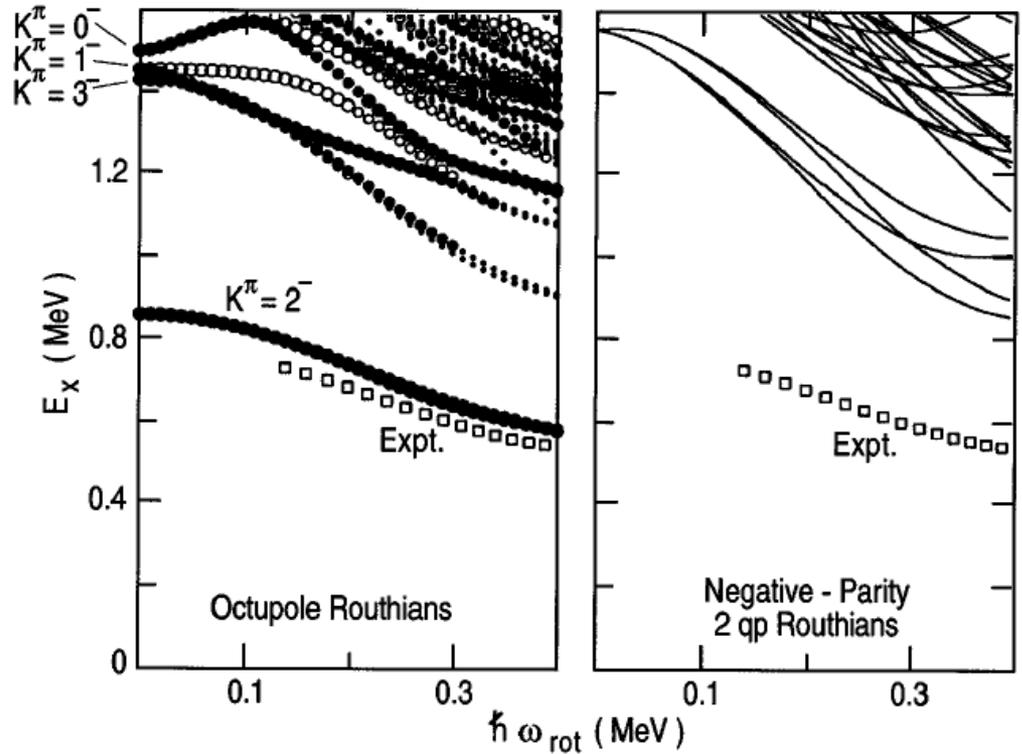
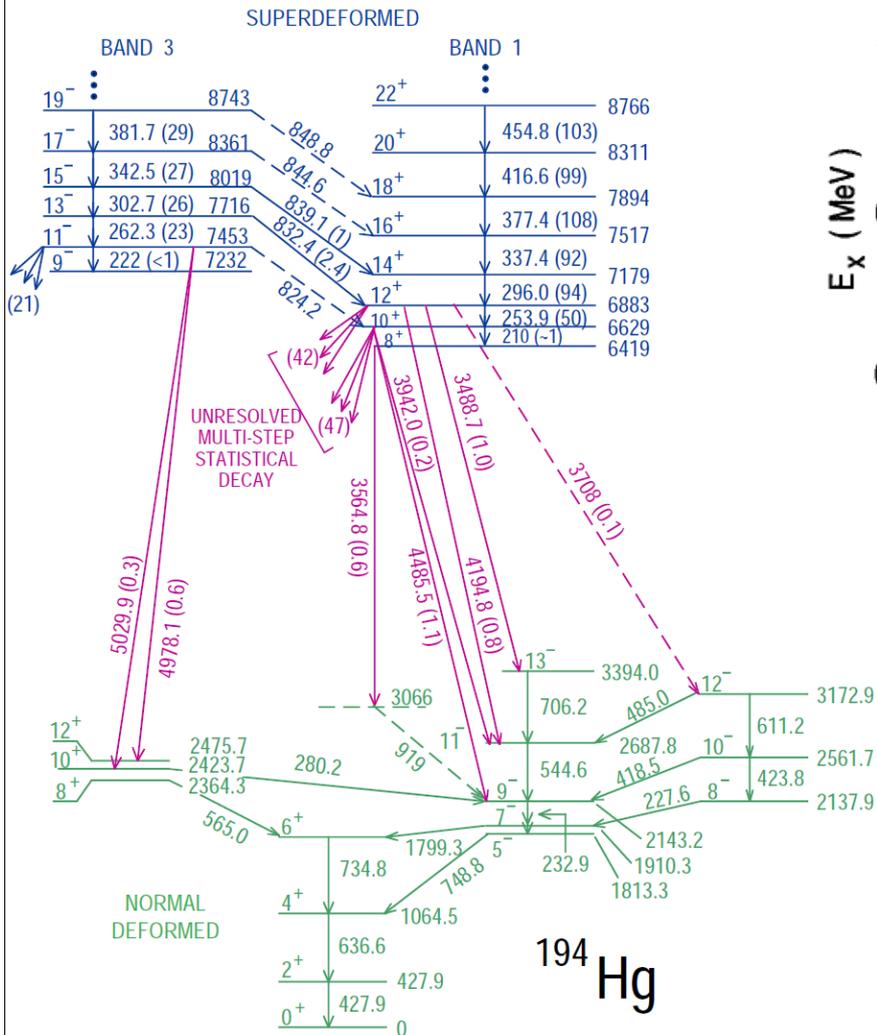
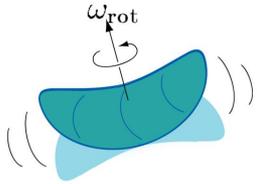


超変形イラスト状態の上に形成される新しい集団励起モードの探求

Search for New Collective Modes
built on SD High-Spin States



超変形状態の上のソフトOctupole振動モード



理論: T. Nakatsukasa et al.,
Phys. Rev. C 53 (1996) 2213

回転系での準粒子RPA

実験: G. Hackman et al.,
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100

Structure changes in ^{160}Er from low to ultrahigh spin

J. Ollier,¹ J. Simpson,¹ M. A. Riley,² E. S. Paul,³ X. Wang,² A. Aguilar,² M. P. Carpenter,⁴ I. G. Darby,^{5,*} D. J. Hartley,⁶ R. V. F. Janssens,⁴ F. G. Kondev,⁴ T. Lauritsen,⁴ P. J. Nolan,³ M. Petri,^{3,†} J. M. Rees,³ S. V. Rigby,³ C. Teal,² J. Thomson,³ C. Unsworth,³ S. Zhu,⁴ A. Kardan,^{7,8} and I. Ragnarsson⁸

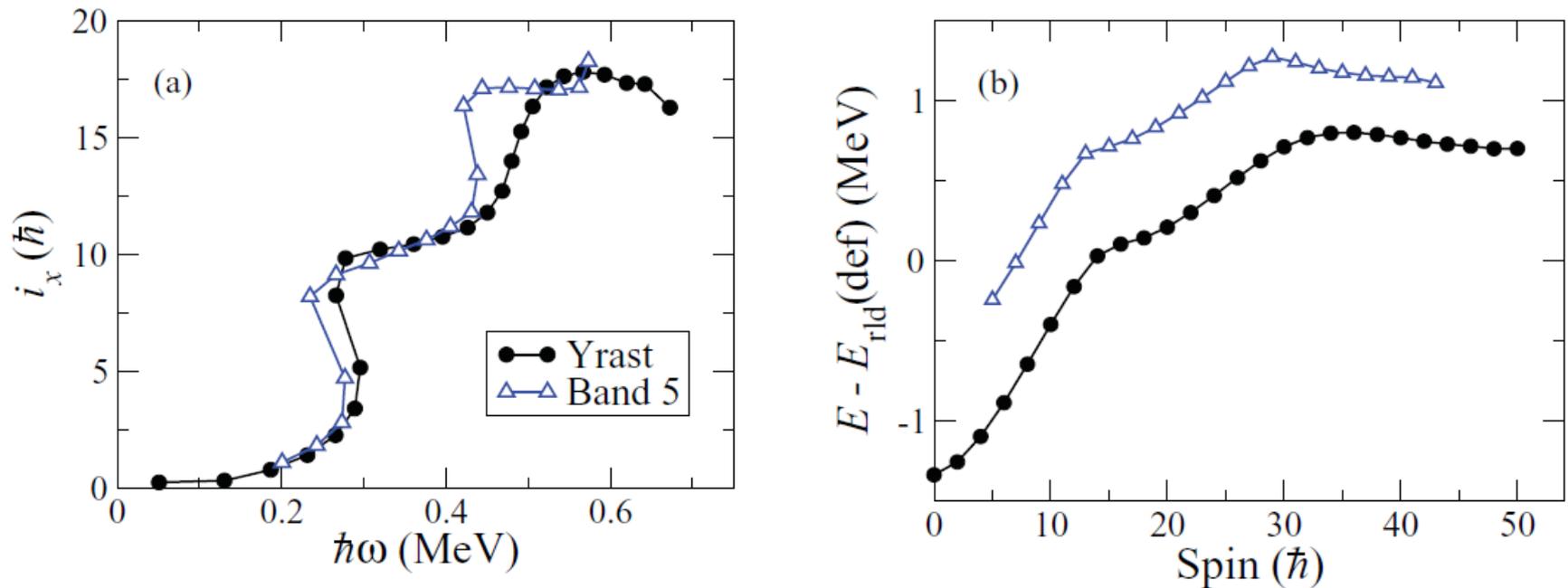
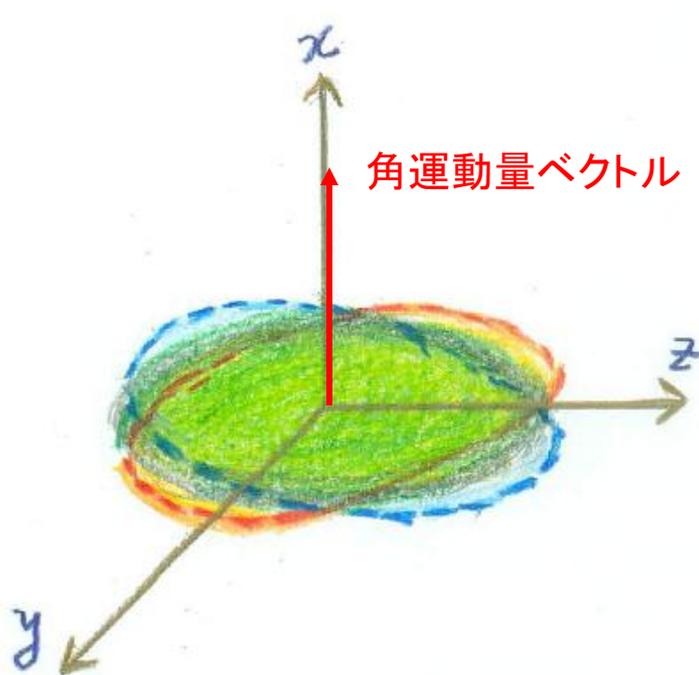


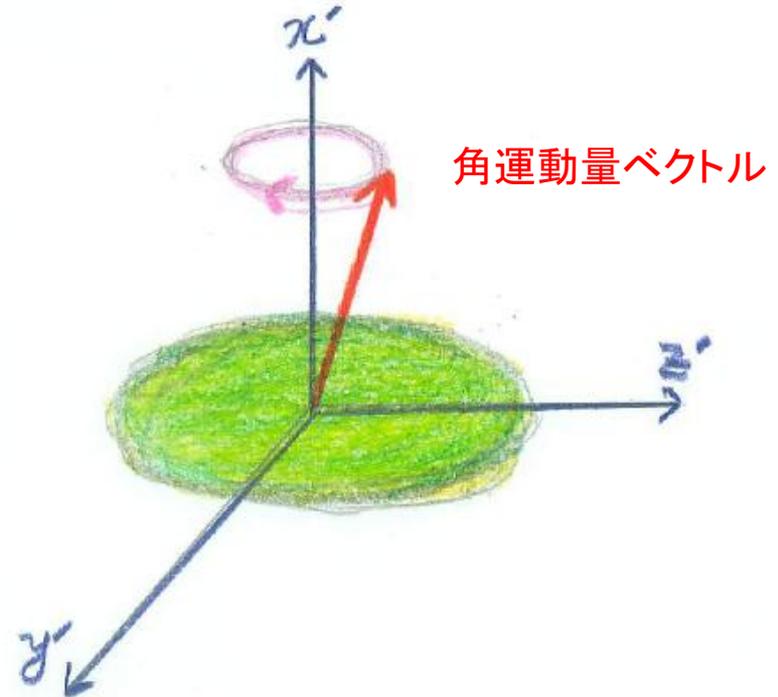
FIG. 9. (Color online) (a) The aligned angular momentum (alignment) as a function of rotational frequency for the yrast band and band 5 ($K = 2$). (b) Energy relative to a rotating liquid drop as a function of spin for these bands.

Wobbling Motion の2つの描像



一様回転する座標系からみると
形が振動しているように見える

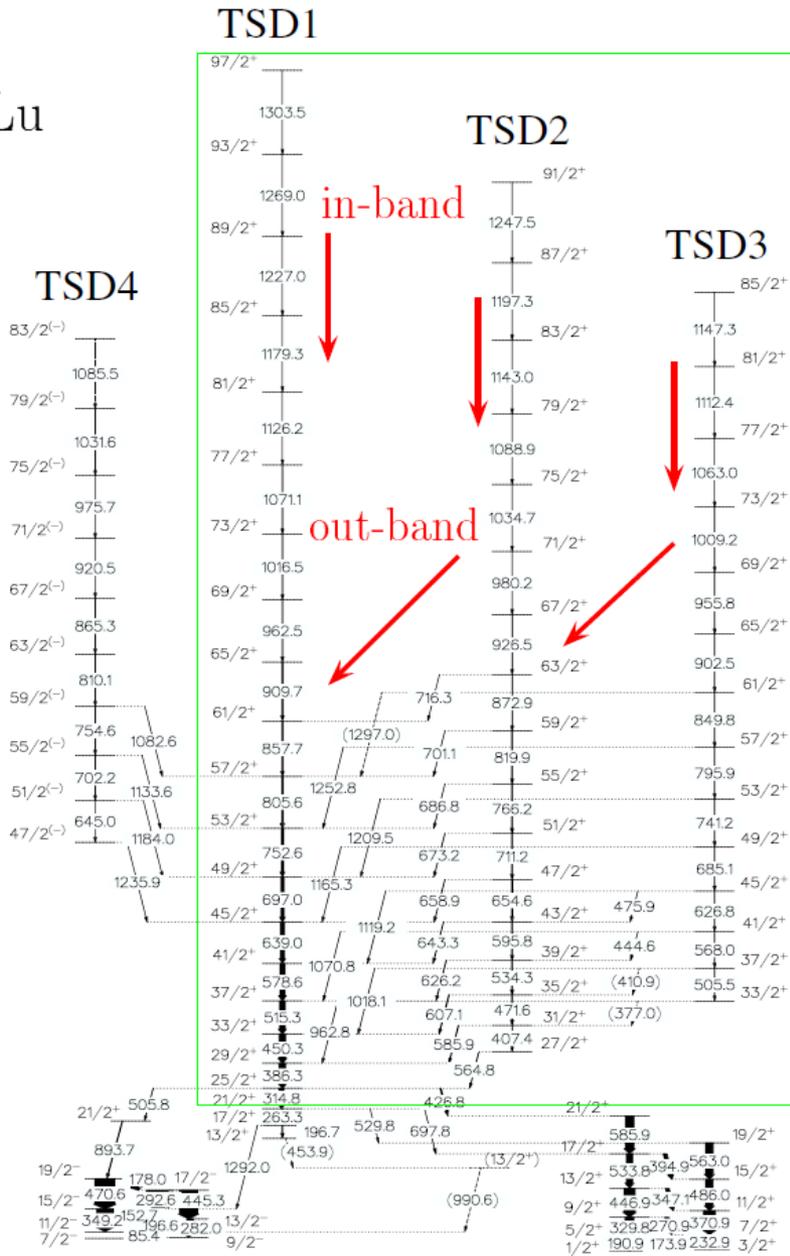
(角運動量ベクトルの方向を x 軸と定義)



原子核の
主軸に固定された座標系から見ると
角運動量ベクトルが周期運動
しているように見える

非軸対称な原子核

^{163}Lu

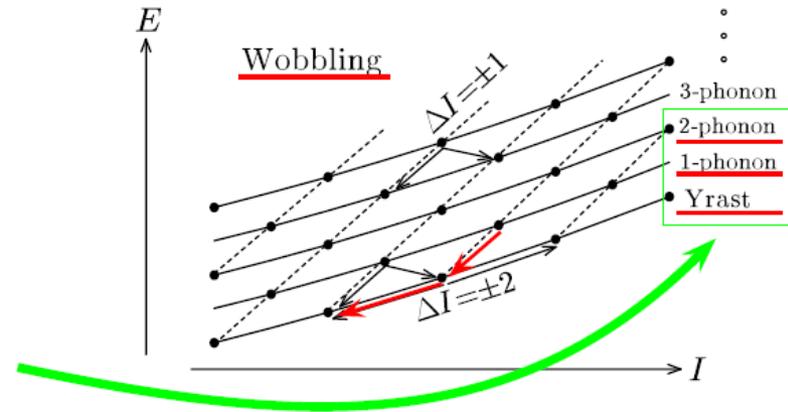


Wobbling Spectra

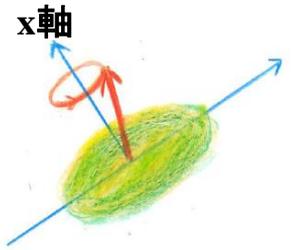
D. R. Jensen et al., Eur. Phys. J. **A19** (2004), 173

First identified by
Ødegård et al. (2001)

なぜか
Odd-A核でしか発見されていない



Wobbling Motion のパラドックス



$$H = \frac{I_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{I_y^2}{2\mathcal{J}_y} + \frac{I_z^2}{2\mathcal{J}_z}$$

Wobblingモード

$$B^\dagger = xb^\dagger - yb$$

$$I^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2$$

固有座標系

$$I_\pm = I_y \pm iI_z$$

$$[I_-, I_+] = 2I_x \approx 2I$$

for $I_x \gg I_y, I_z$

ボソン演算子

$$b = \frac{I_-}{\sqrt{2I}}, \quad b^\dagger = \frac{I_+}{\sqrt{2I}}$$

$$[b, b^\dagger] = 1$$

$$H = \frac{I^2}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(B^\dagger B + \frac{1}{2}\right)$$

Wobbling振動数

$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

このモードが存在するためには $\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_x$ が必要

Wobbling Motionの振動数

$$H = \frac{I_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{I_y^2}{2\mathcal{J}_y} + \frac{I_z^2}{2\mathcal{J}_z}$$



for $I_x \gg I_y, I_z$

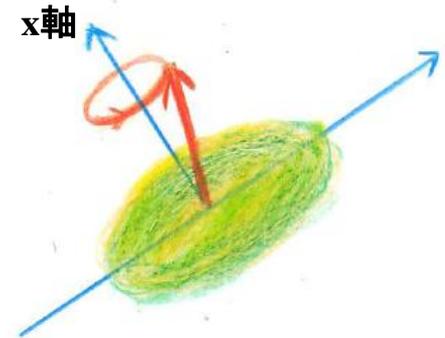
$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

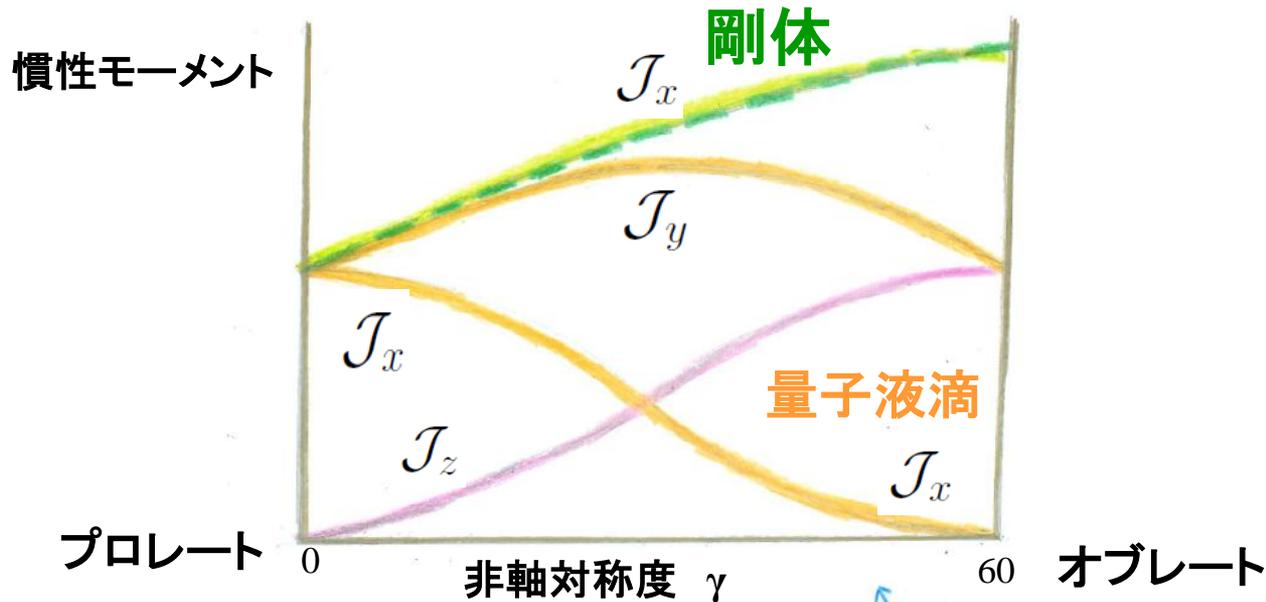
このモードが存在するためには $\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_x$ が必要

**3つの主軸まわりの慣性モーメント $\mathcal{J}_x, \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$
を回転系RPAを用いて微視的に計算できる**

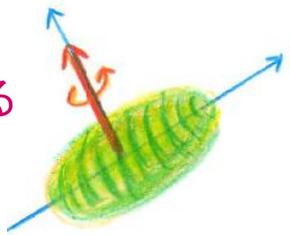
M. Matsuzaki et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 034325



Wobbling Motion のパラドックス



破られた対称性を回復する
量子力学的回転運動



対称軸と回転軸は直交

核子の角運動量整列
(回転運動の消滅)



対称軸と回転軸は平行

Wobbling振動数

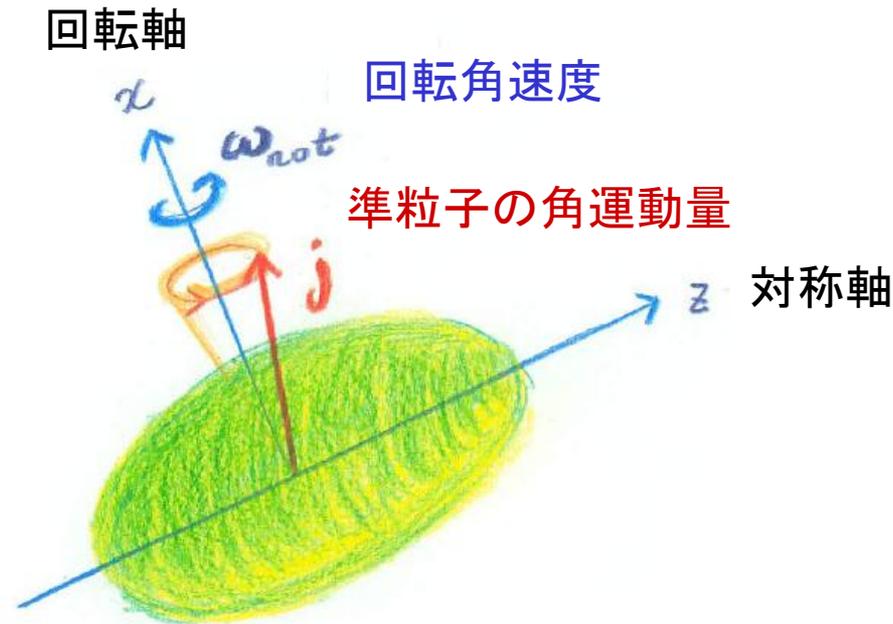
$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

量子液滴では虚数になる！

$\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y, \mathcal{J}_x$ が必要

重要な結論

シェル構造と準粒子の角運動量整列という
ミクロ構造が本質的な役割を果たしている。
古典的・現象論的モデルでは説明できない。



Nuclear moments of inertia and wobbling motions in triaxial superdeformed nuclei

$$\omega_{\text{wob}}^2 = \omega_{\text{rot}}^2 \frac{[\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_y^{(\text{eff})}(\omega_{\text{wob}})][\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_z^{(\text{eff})}(\omega_{\text{wob}})]}{\mathcal{J}_y^{(\text{eff})}(\omega_{\text{wob}})\mathcal{J}_z^{(\text{eff})}(\omega_{\text{wob}})}$$

arXive;1310.1669

Transverse wobbling

S. Frauendorf^{1,*} and F. Dönau^{2,†}

$$H = A_3(\hat{J}_3 - j)^2 + A_1\hat{J}_1^2 + A_2\hat{J}_2^2,$$

$$\hat{J}_3 = \sqrt{J^2 - \hat{J}_1^2 - \hat{J}_2^2} \approx J - \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{J}_1^2}{J} + \frac{\hat{J}_2^2}{J} \right)$$

$$H = A_3(J - j)^2 + (A_1 - \bar{A}_3)\hat{J}_1^2 + (A_2 - \bar{A}_3)\hat{J}_2^2,$$

$$\text{where } \bar{A}_3 = A_3(J) = A_3 \left(1 - \frac{j}{J} \right).$$

$$\hbar\omega_w = 2J[(A_1 - \bar{A}_3(J))(A_2 - \bar{A}_3(J))]^{1/2}.$$

$$\mathcal{J}_k = \frac{\hbar^2}{2A_k}.$$

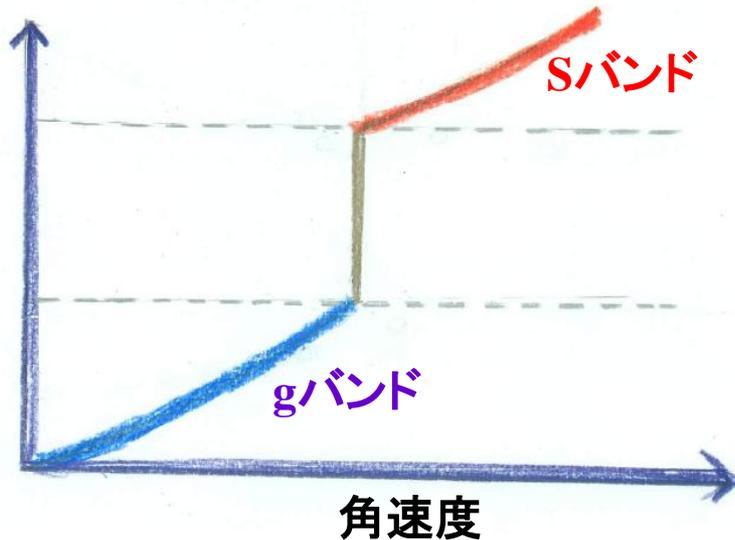
バンド交差現象

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

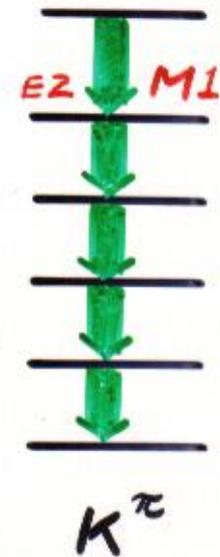
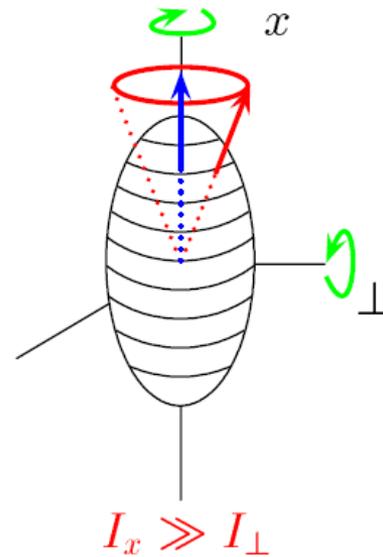
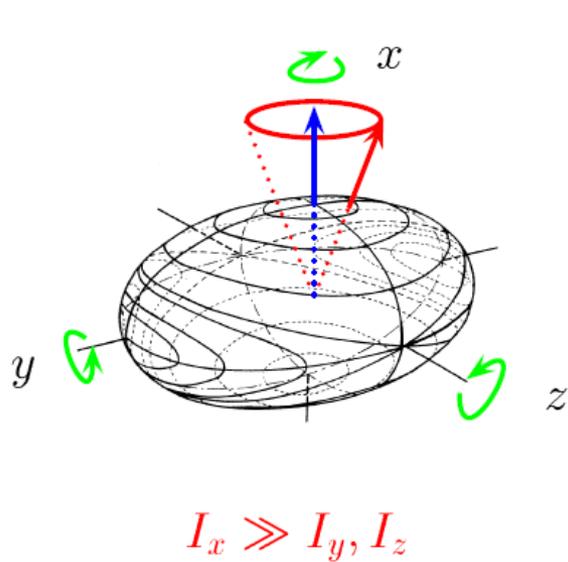
$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\omega_{\text{rot}}} = \left(\frac{1}{I} \frac{dE}{dI}\right)^{-1} = -\frac{1}{\omega} \frac{dE'}{d\omega} \simeq \frac{2I}{E_{\gamma}}$$

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

整列角運動量

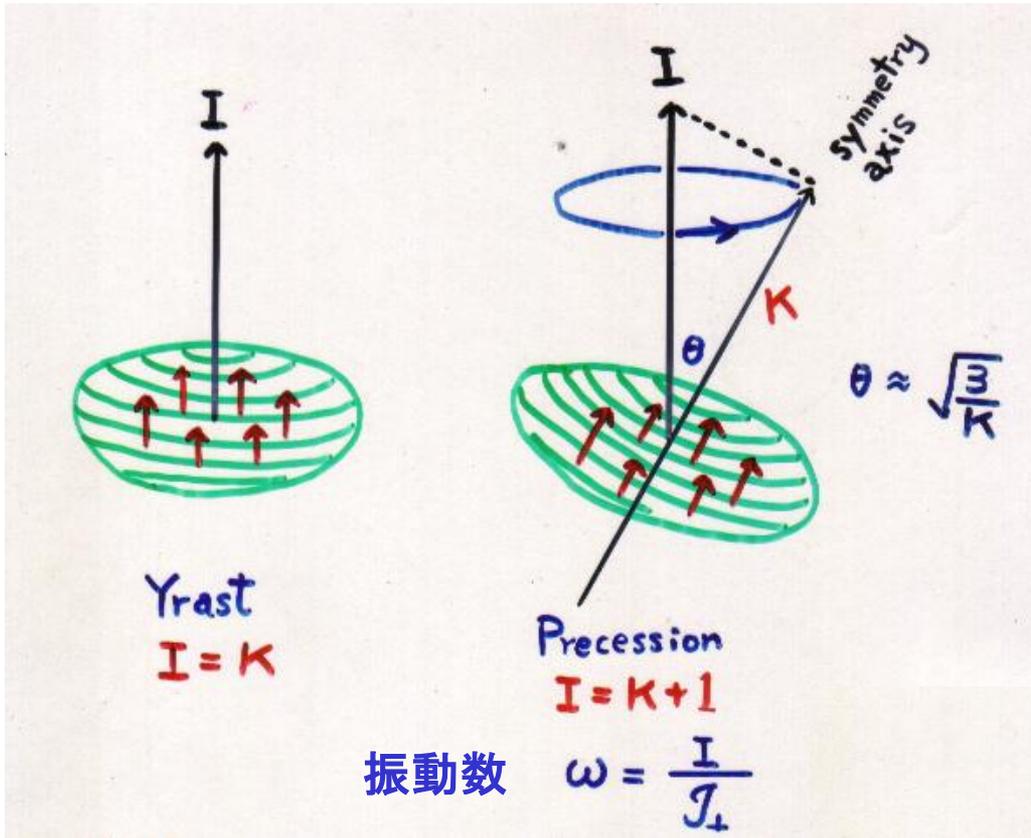
$$i(\omega) = I(\omega) - I_g(\omega)$$

Wobbling と Precession

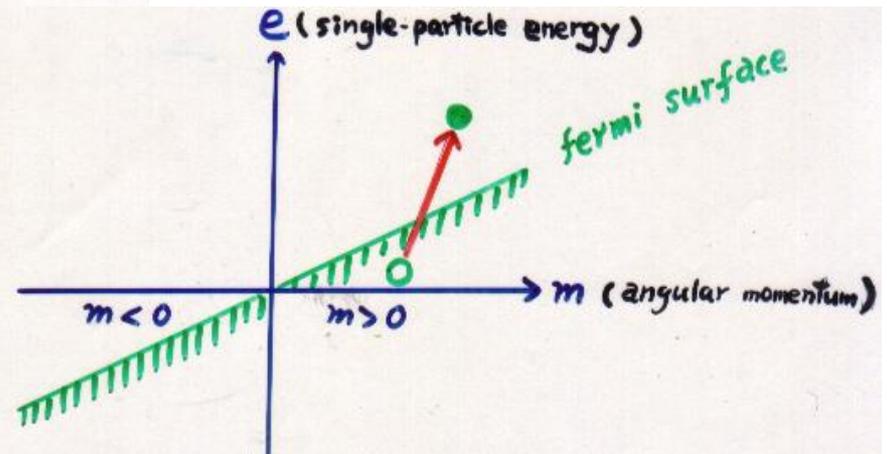


High-K アイソマーの上に立つ回転バンド

歳差(Precession)運動のRPA



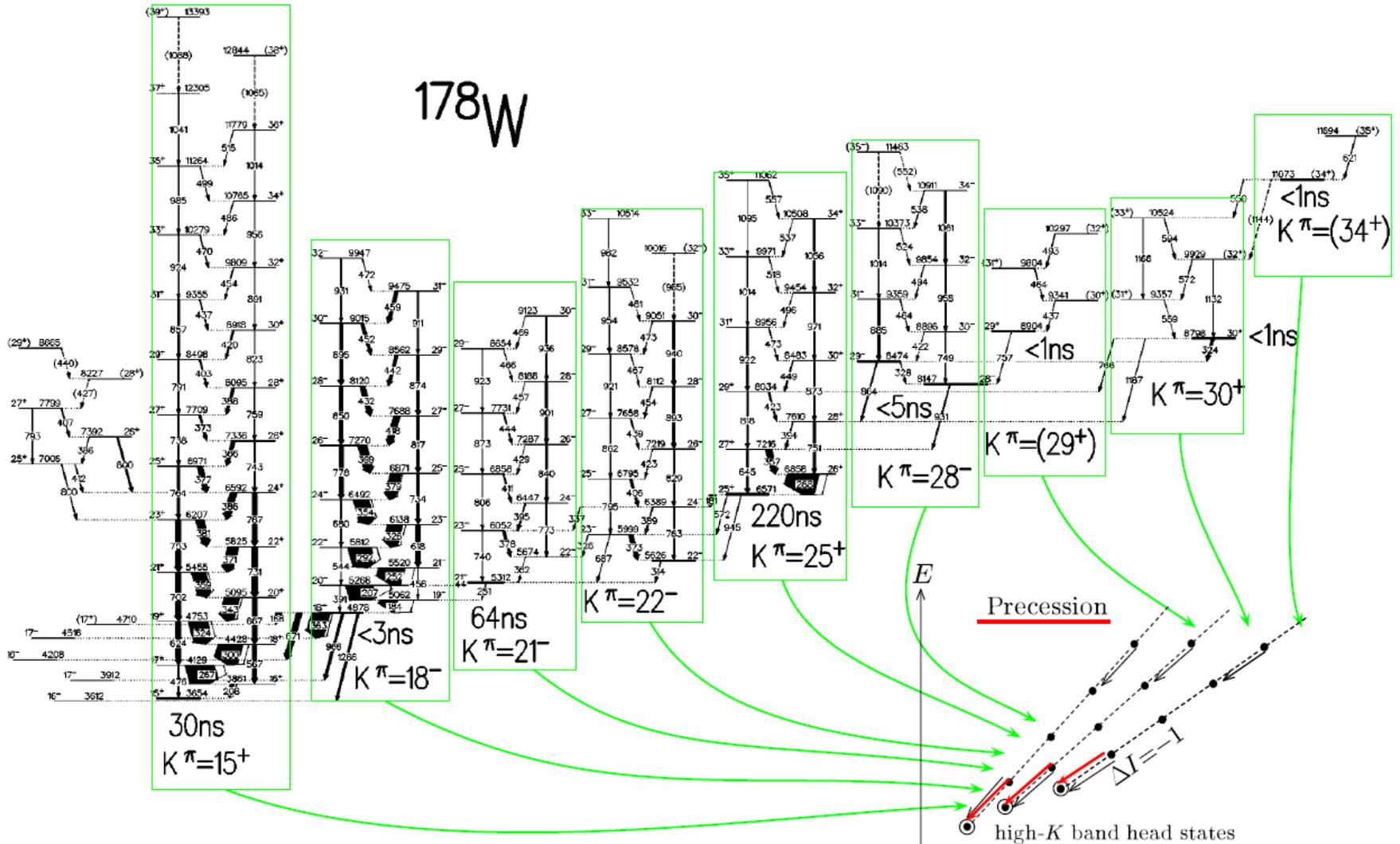
微視的構造



傾斜したフェルミ面

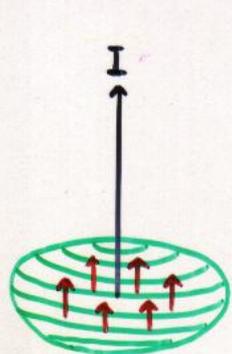
Precession Spectra

D. M. Cullen et al., Phys. Rev. **C60** (1990), 064301.

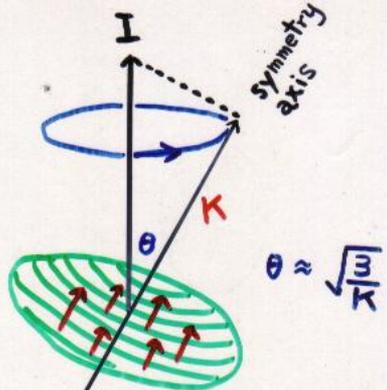


high- K rotational bands: known for many years

高スピン・オブレート・アイソマーの上に 歳差運動(Precession) バンドは形成されるだろうか



Yrast
 $I = K$



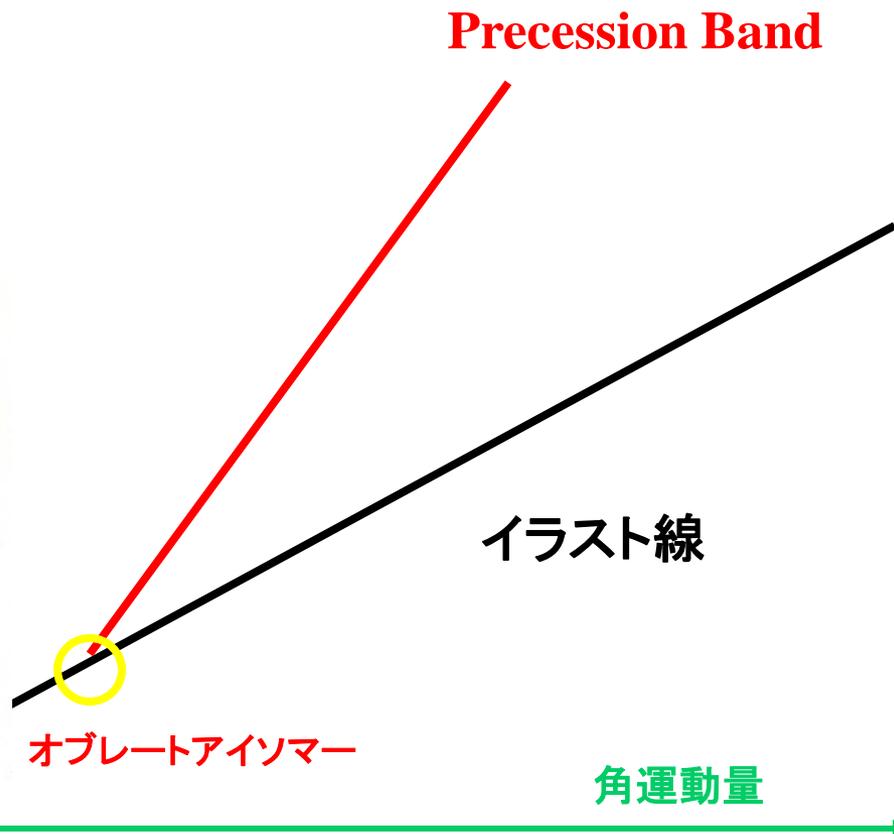
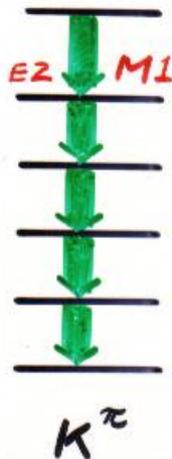
Precession

$I = K + 1$

$$\omega = \frac{I}{J_{\perp}}$$

$$\theta \approx \sqrt{\frac{I}{K}}$$

慣性モーメント vs 準位密度

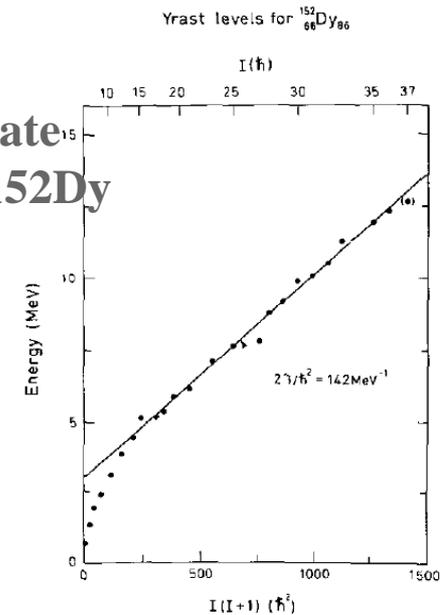


Nuclear Physics A354(1981)303c-316c.

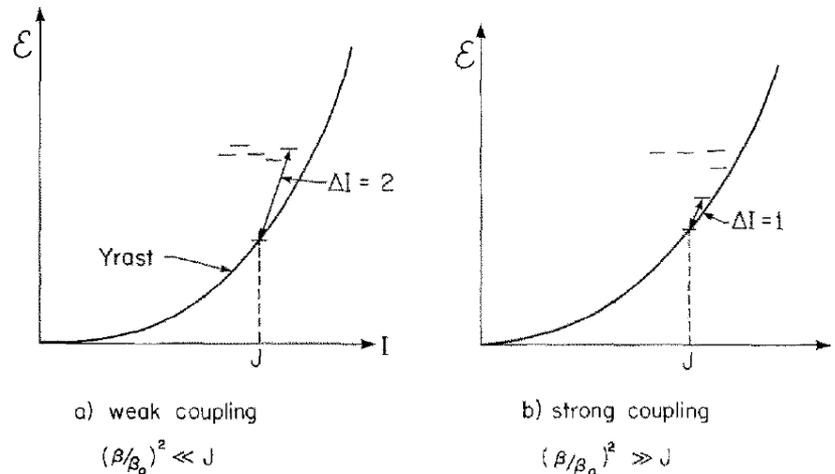
THE STRUCTURE OF ANGULAR MOMENTUM IN RAPIDLY ROTATING NUCLEI

A. Bohr and B. R. Mottelson
Niels Bohr Institute and Nordita
Copenhagen, Denmark

**K=49/2 oblate
Isomer in ^{152}Dy**



We are being presented here with a fascinating new form of nuclear matter in which the internal motion gives rise to a "macroscopic" amount of time reversal violation. This situation provides us with new opportunities to test our understanding of bulk terms in the nuclear energy as well as the modification in the average potentials produced by the significant circulating currents.



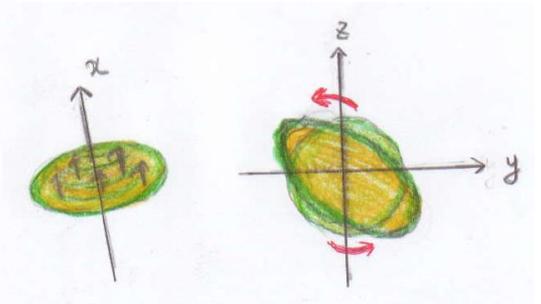
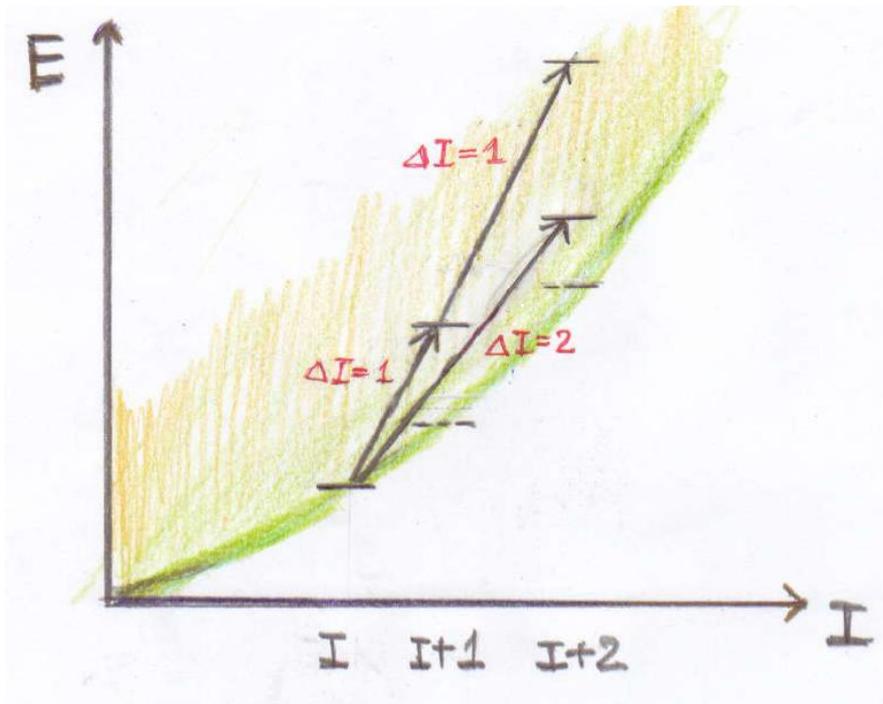
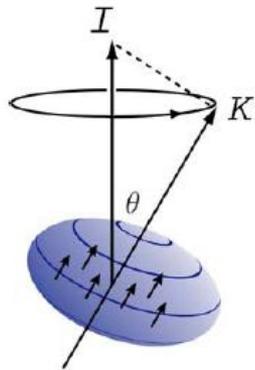
suggested

**Possible competition
between precession and
gamma vibration**

Interesting Question :

Precession vs Gamma vibration

Do they exist ? If affirmative, which is favored energetically ?

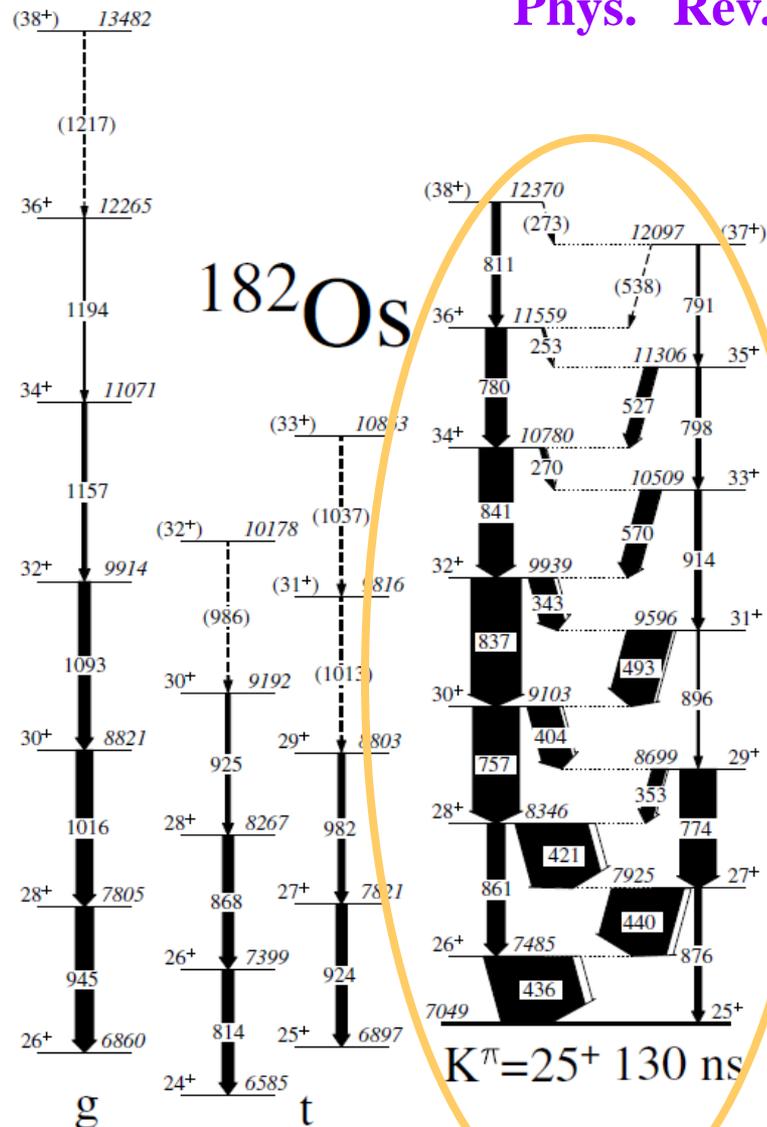


Conclusion:

**Discovery of new collective excitations built on oblate high-K isomers
Will reveal how the nuclear dynamics is affected by macroscopic alignment
of angular momenta of protons and neutrons.**

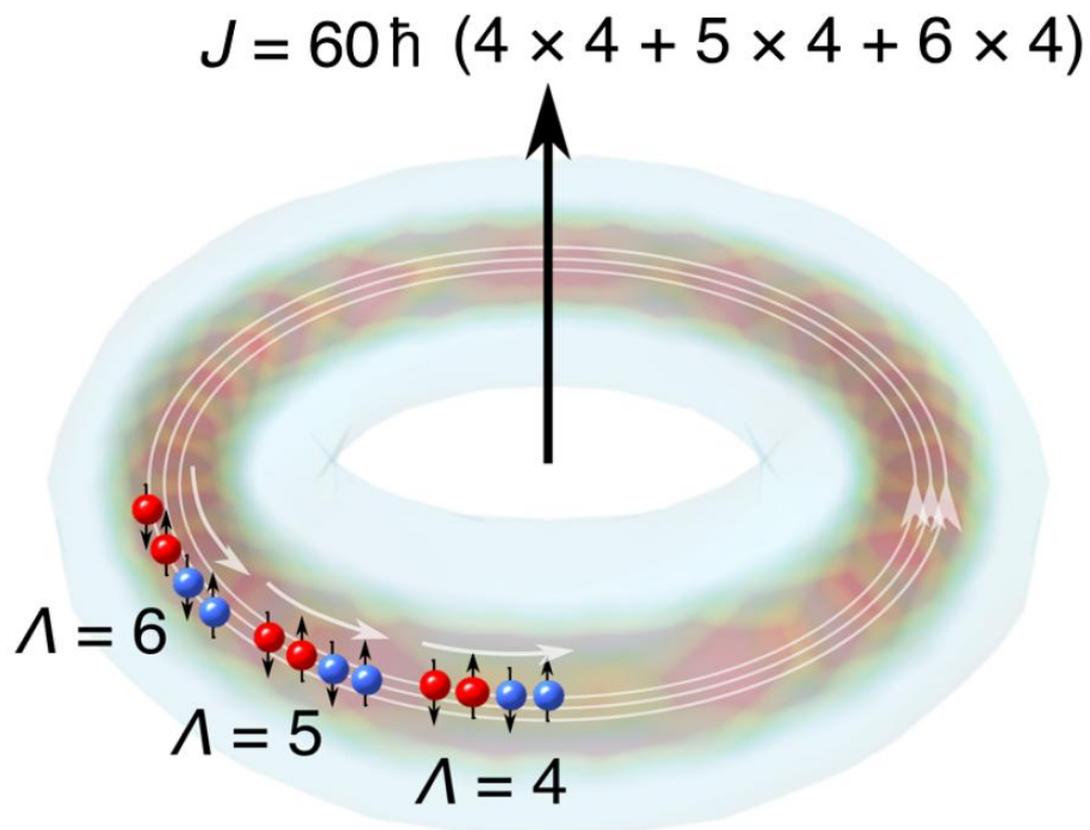
High-K アイソマー上に形成された γ 振動の多フォノン状態？

Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 182501

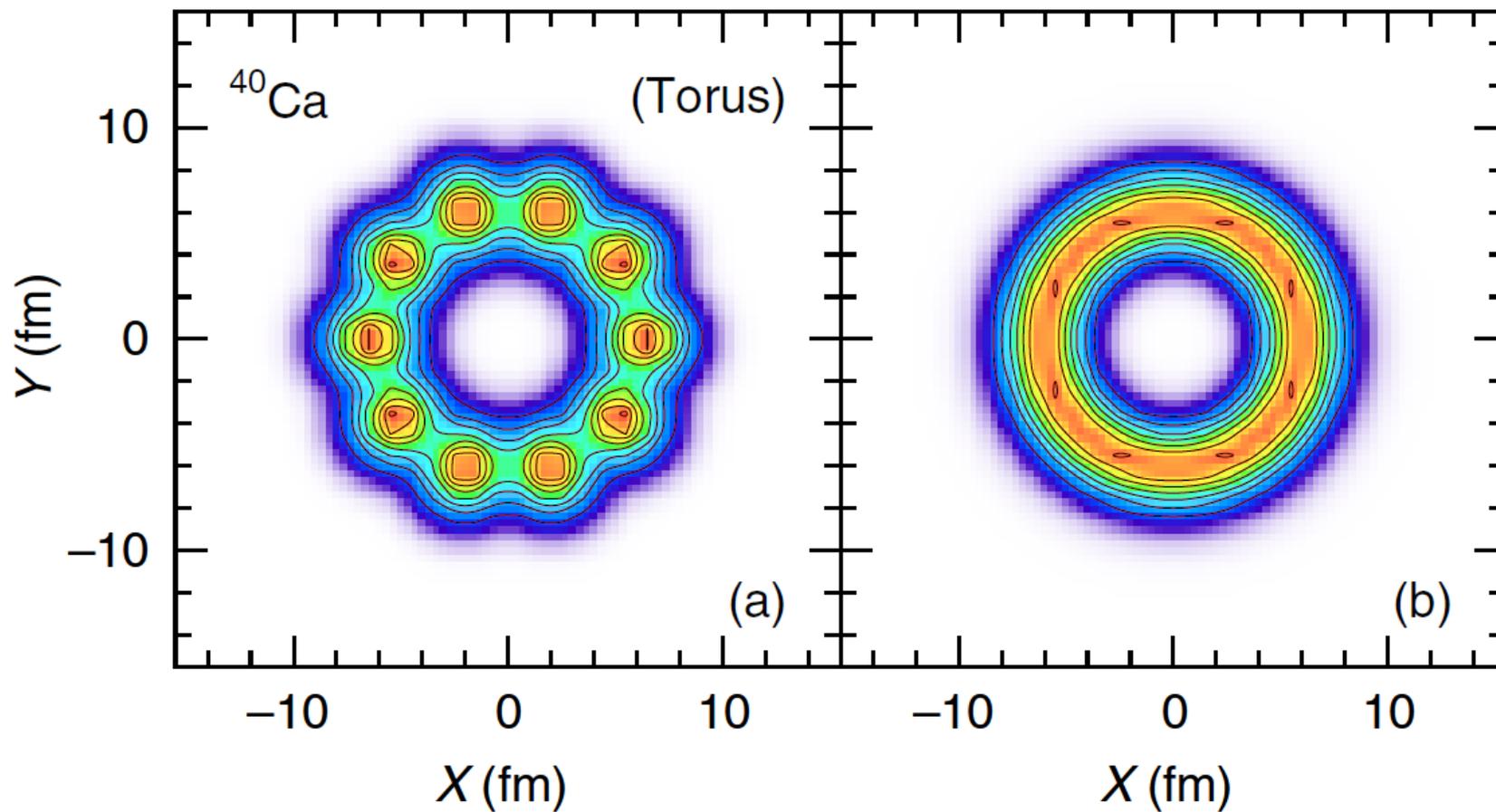


Existence of an Exotic Torus Configuration in High-Spin Excited States of ^{40}Ca

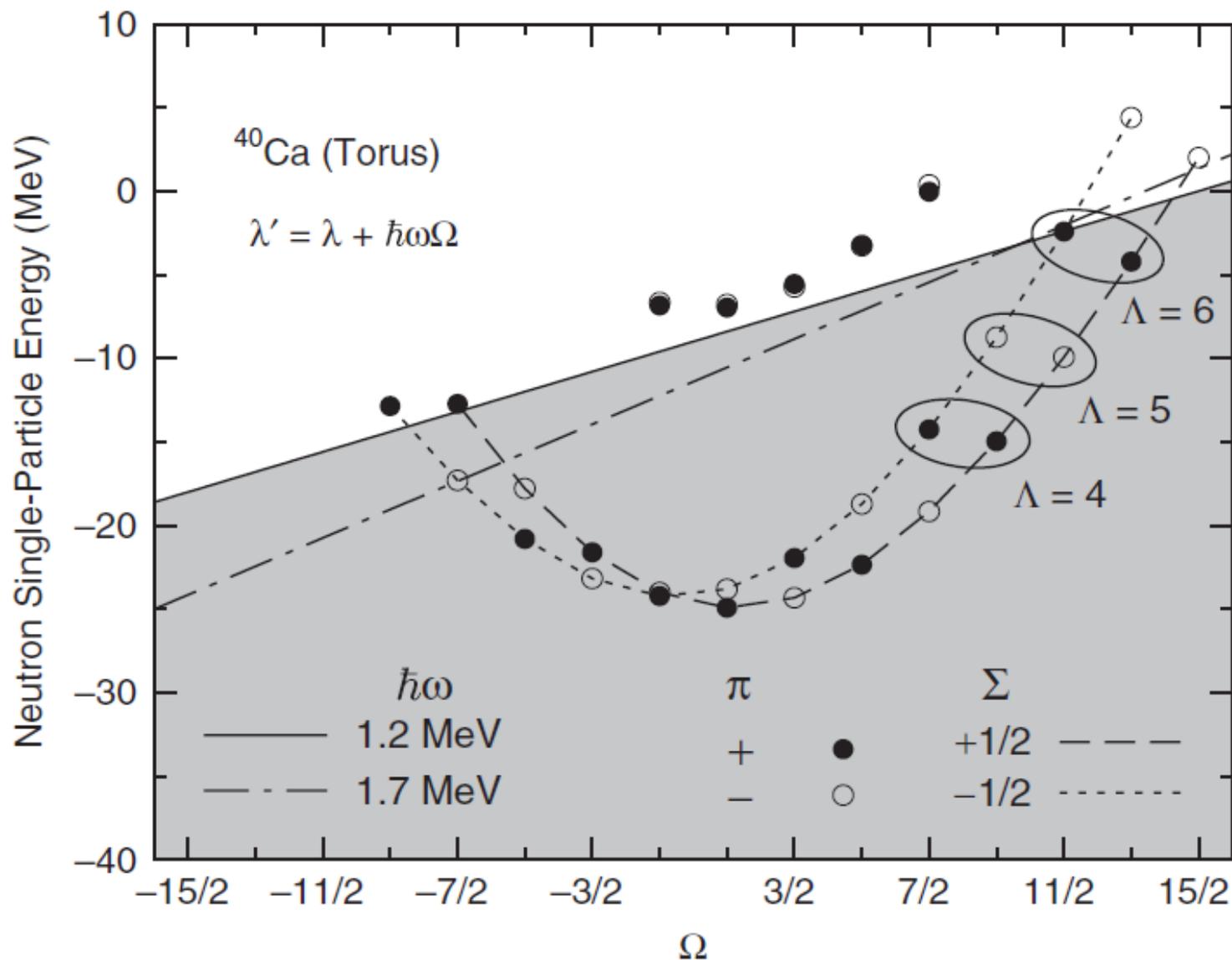
T. Ichikawa,¹ J. A. Maruhn,² N. Itagaki,¹ K. Matsuyanagi,^{1,3} P.-G. Reinhard,⁴ and S. Ohkubo^{5,6}



トーラスと α リングの比較

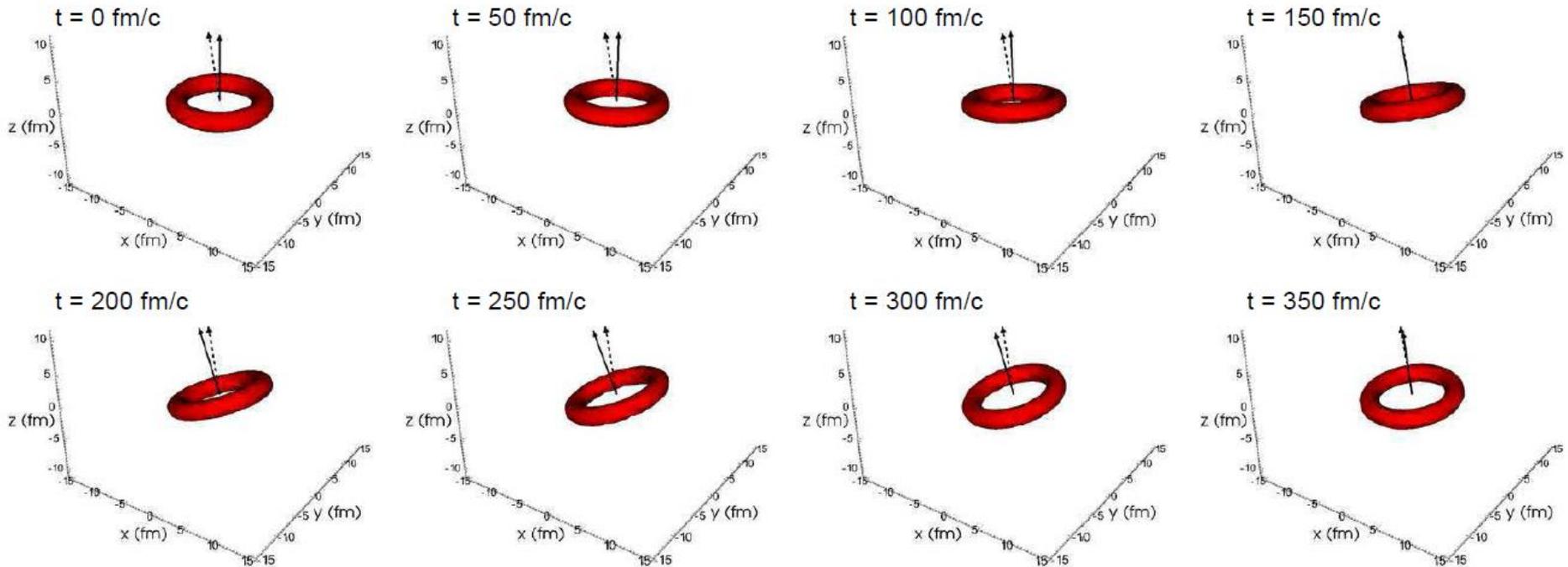


傾斜したフェルミ面



Pure Collective Precession Motion of High-Spin Torus Isomer

T. Ichikawa,¹ K. Matsuyanagi,^{1,2} J. A. Maruhn,³ and N. Itagaki¹



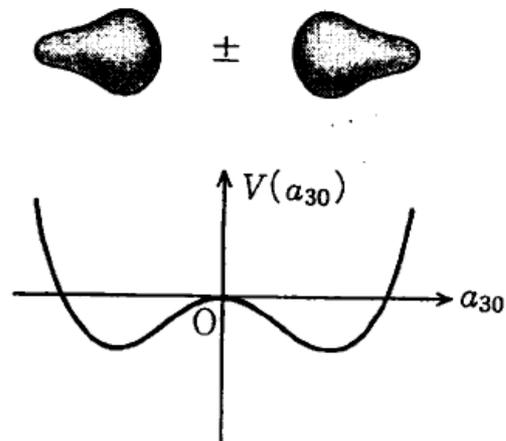
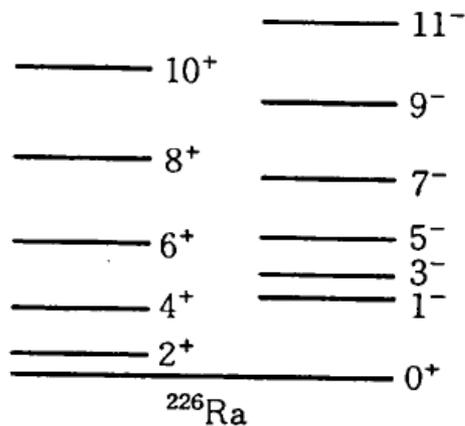
対称性の自発的破れに伴う励起スペクトルの例

♥ 軸対称性の破れ → Wobbling motion

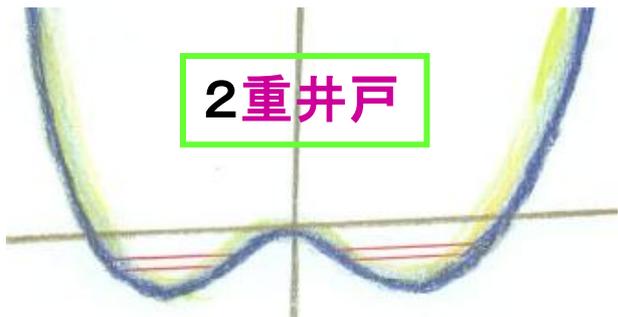
♥ カイラル対称性の破れ → カイラル2重項

巨視的トンネル現象

♥ 空間反転対称性の破れ → パリティ2重項



局在化 (Localization) と Parity-Mixing の密接な関係



空間反転対称性を破ることによって
豊かな空間構造を形成できる

$$|S\rangle = 1/\sqrt{2}(|R\rangle + |L\rangle)$$

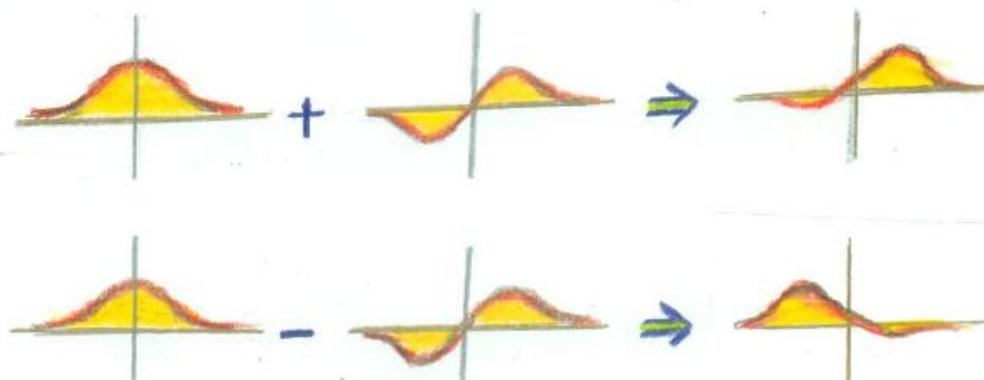
$$|A\rangle = 1/\sqrt{2}(|R\rangle - |L\rangle)$$

$$|R\rangle = 1/\sqrt{2}(|S\rangle + |A\rangle)$$

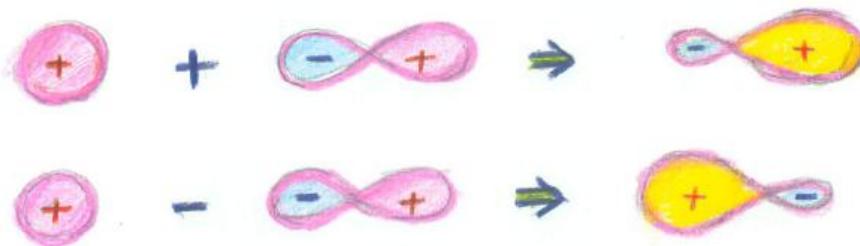
$$|L\rangle = 1/\sqrt{2}(|S\rangle - |A\rangle)$$

$$\pi|S\rangle = (1)|S\rangle$$

$$\pi|A\rangle = (-1)|A\rangle$$

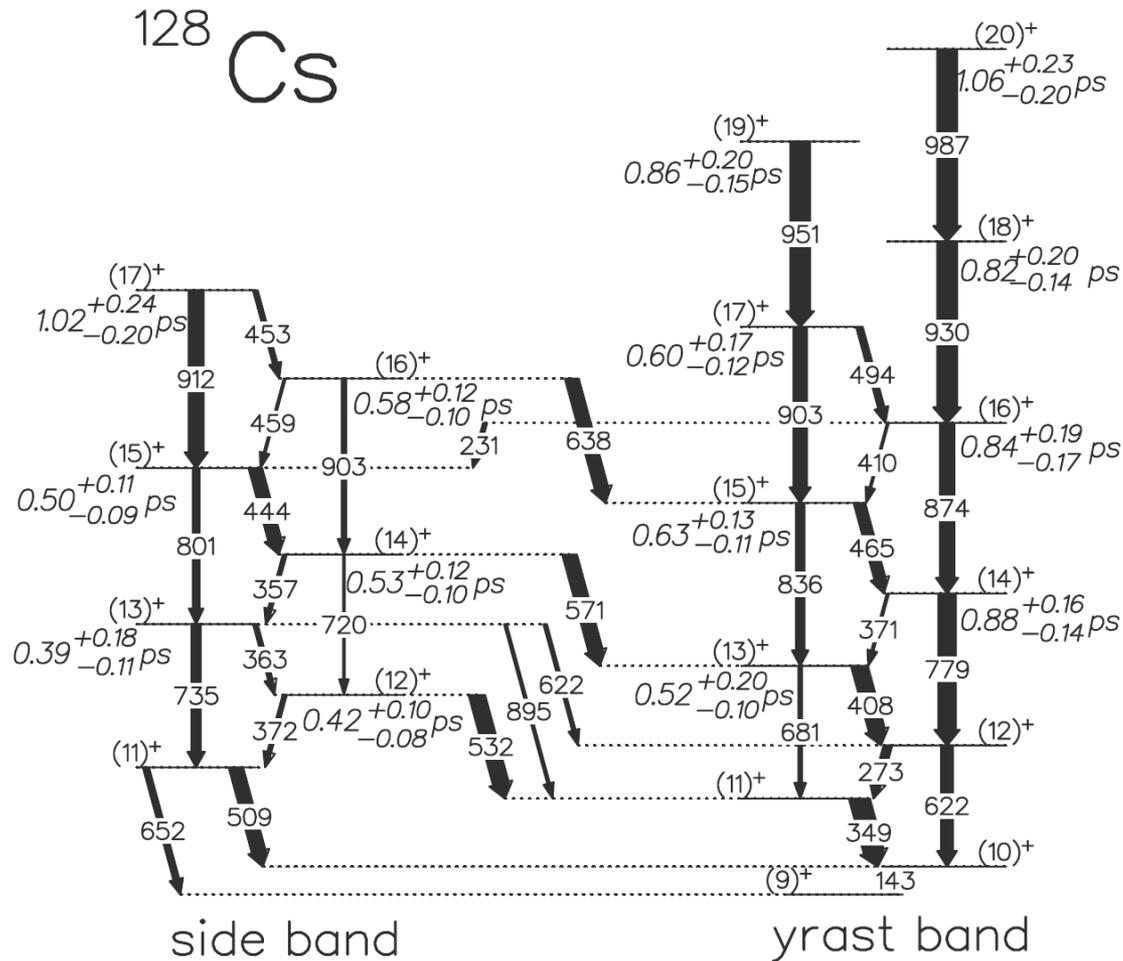


sp混成軌道



この概念の一般化

カイラル2重項



Which candidates are truly chiral? Experimental confirmation

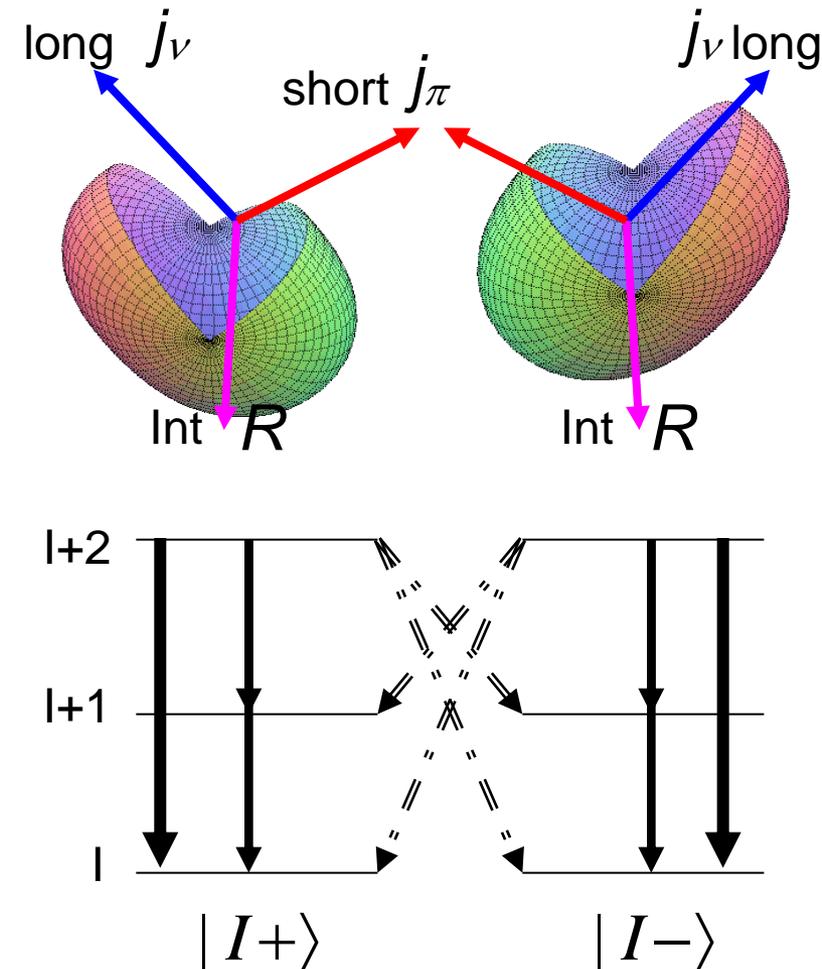
Bottom line:

Ideally identical and practically very similar characters between chiral pairs → **TWINS**

- Degeneracy
- Single particle configuration
 - Unique parity (experimentally pure)
 - q.p alignment
- Collective aspects
 - Moment of inertia
 - Shape/deformation
- Electromagnetic properties (most sensitive to wave functions)

$$B(EM; I_i+ \rightarrow I_f+) \approx B(EM; I_i- \rightarrow I_f-)$$

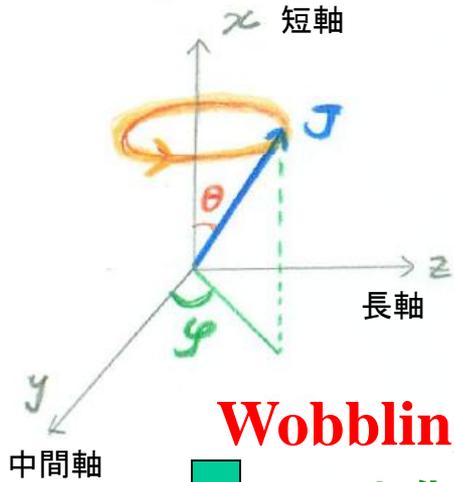
$$B(EM; I_i+ \rightarrow I_f-) \approx B(EM; I_i- \rightarrow I_f+)$$
- Small Coriolis interaction
 - Smooth and identical variation of $S(I)=[E(I)-E(I-1)]/2$



非軸対称変形の主軸系からみた角運動量ベクトルのダイナミクス

角運動量の向きの時間変化

$\theta(t), \varphi(t)$



Wobbling

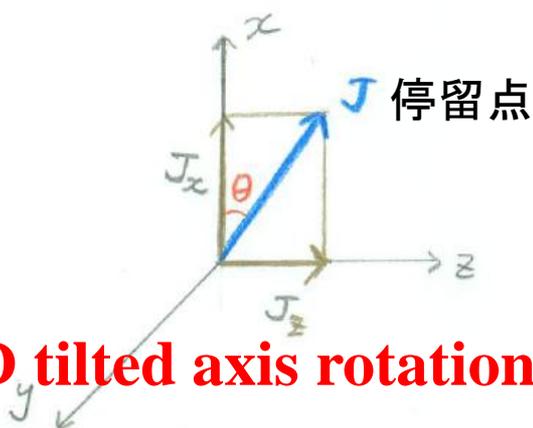
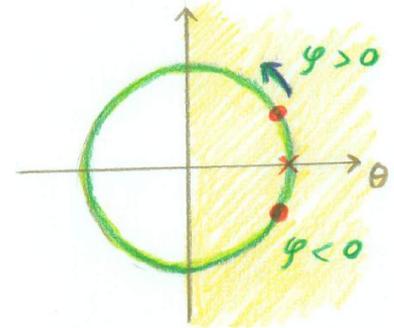
ソフト化



High-K precession

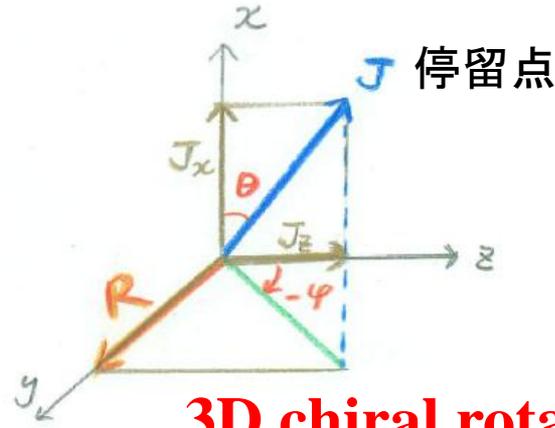
軸対称極限

Chiral doubletの概念

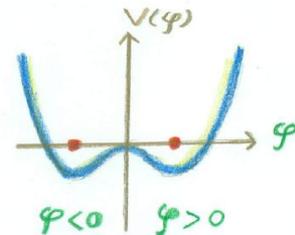
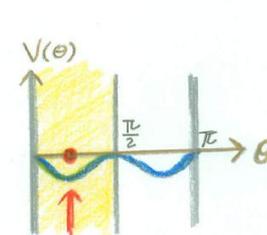


2D tilted axis rotation

ソフト化



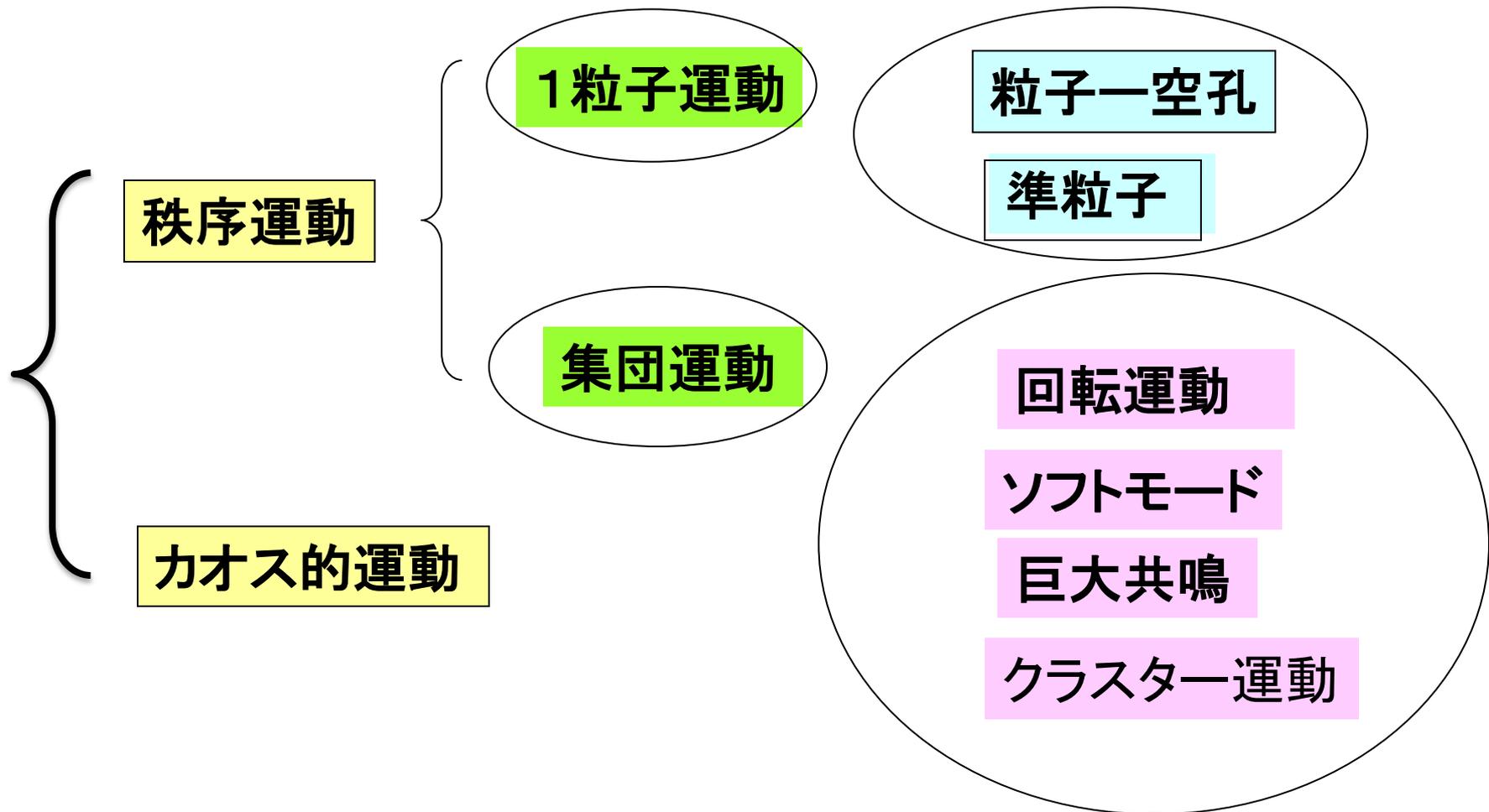
3D chiral rotation



Rの方向が
逆向きのペア



核構造の大統一理論にむけて



3分間で聞く核構造論の歴史

1936 Niels Bohr

最初に見た原子核は「量子カオス」の世界だった

→ 1960年代 Wigner, Dyson, ... ランダム行列理論

1950年代 パラダイムシフト

基底状態近傍では平均場が成立している

平均場の時間変化としての集団運動

→ 1960年代 集団運動の微視的理論

1970年代 高スピンフロンティアー

超低温イラスト領域での秩序運動

→ 一般化された平均場
(変形、対凝縮、回転系シェルモデル)

1986 超変形核の発見

1990年代

秩序運動とカオス運動の統一的理解にむけて

励起エネルギー

高温

超変形バンド

量子カオス

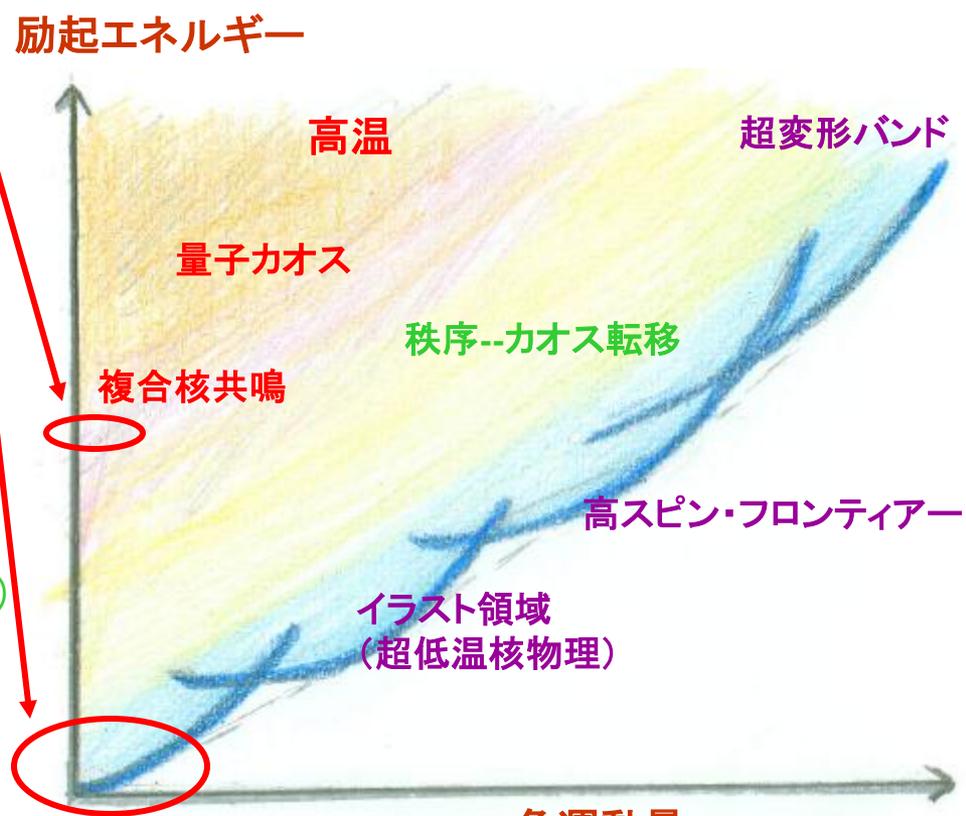
秩序--カオス転移

複合核共鳴

高スピン・フロンティアー

イラスト領域
(超低温核物理)

角運動量



寄せられた質問

新しい実験データが次から次へと出てくる今日、原子核について理論的に統一的な理解が得られるどころか、より複雑になったような気がします。

そんな中、現時点で、どの質量領域の原子核において、どういう理論模型が実験データをよく説明できているか、それぞれの理論模型の善し悪しについて整理して頂けたらありがたいです。

答えの要旨(1)

極めて多様で豊富な現象が続々と見つかってきた一方で、それらの総体に対する統一的な理解が進展してきたし、このことが「現代の核構造論」の最も大事な点であると私は考えています。

「多様な現象の羅列」は理論とは言えません。「その場限りの適当な説明」も理論とは言えません。理論家の目標は「これらの複雑な現象を簡明な概念に基づいて総合的・統一的に理解すること」です。

原子核の現象はとても複雑で、それらを理解することがとりわけ困難であり、長期にわたる地道で膨大な努力が必要とされます。だから、この研究の価値を研究の広いコミュニティーに理解してもらうことも大変で、私たちは苦労しています。しかし、このような難しい課題にチャレンジしていることが私たちの誇りであります。

「かつて経験したことのない複雑な量子系」と取り組むにあたって、「統一的な描像」というとき「矛盾する概念の相補性」や「自然の階層構造」(時間スケールと空間スケールを変えると異なった様相が姿を現すこと)を常に念頭に置いておく必要があることは勿論です。

答えの要旨(2)

統一的な描像を描くためには、まず、骨格をデザインすることが必要です。とりわけ、背骨をはっきりさせることが大切です。

背骨となる概念は「**運動する平均場とその中の1粒子運動**」の概念といえます。これまで見出された集団現象は実に多様ですが、この概念が当てはまらない現象はないのではないのでしょうか。

もちろん、集団モードも1粒子モードも実に豊富ですから、それに応じて、適切な平均場を見つけなければなりません。

核構造論の歴史は、より適切な1粒子モードと、より適切な平均場を発見し、これらの概念を拡張し深化させてきた歴史であるともいえるでしょう。

答えの要旨(3)

例えば、高スピンイラスト分光学の進展のおかげで、「シェルモデル」も「回転系における準粒子シェルモデル」にまで拡張されてきました。「シェル構造」の概念自体が著しく一般化され深められています。このような研究の中で、「量子相転移」と「大振幅・非線形のソフトモード」、「対称性の自発的破れ」と「破られた対称性を回復する集団運動」といった概念が発見されてきました。もちろん、この骨格に肉付けし、色づけして素晴らしい絵が出来上がるものだし、この骨格自体が成長を続けています。

こう言ったからといって、原子核現象のすべてがこの概念の枠内に収まるということを目指している訳ではありません。高励起・高温領域での複合核状態は原子核のもうひとつの顔であり、普遍的現象です。しかし、ここでも、平均場描像で捉えられる運動を「秩序運動」と定義し、捉えられない運動を「カオス運動」と定義することによって、両者の共存と移り変わりを統一的に理解するための有効な枠組みを設定することが出来ます。この具体例が「巨大共鳴の減衰」や「回転運動の減衰」メカニズムに対する微視的理解の進展です。

この50年間は核構造論にとってどういう時代であったか

あえて一言で言えば

微視的モデルが進展した時代

安定核どうしの衝突によって、
高い励起状態、高スピン状態など
極限状況の原子核をつくりだし、
量子多体論にもとづく核構造論がおおいに進展し、
原子核という不思議な物質に対する描像が
革新した時代



そして今、不安定核ビームをもちいた
新しい時代が始まろうとしている
この状況は、構造論と反応論を
統一する新しい課題を提起している

幾つかの具体例

○ 高スピントンティアーでは

- ★ 「バックベンディング現象」の発見と「回転系準粒子シェルモデル」の展開
- ★ 「超変形状態」の発見」と「変形シェル構造の半古典論」の進展
- ★ 「高スピントラスト分光学」による「高速回転による新しい集団モードや対相転移」の発見とそれらに対する微視的モデルの展開

○ 高励起状態に関しては

- ★ 複合核状態の「レベル統計」に基づく「量子カオス」理論(ランダム行列理論)の展開
- ★ 「巨大共鳴や回転運動の減衰」メカニズムに対する微視的理解の進展
- ★ 多様なクラスター構造や分子共鳴の発見とそれらに対する微視的モデルの展開

○ 弱束縛不安定核に関しては

- ★ 「中性子ハローやスキンの発見を契機とする「連続状態での対相関」、「ソフト双極モード」「核物質の対称エネルギー」に対する研究の新展開
- ★ 不安定核における変形の新しいメカニズム(シェル構造の変化、弱束縛状態と連続状態の結合など)
- ★ 核構造論と核反応論の融合の時代のはじまり



Q この50年間は核構造論にとってどのような時代であったか
A 微視的モデルと微視的理論が著しく発展した時代