

核構造の微視的理論の到達点と展望

RIKEN Nishina Center
「原子核物理学 連続講義」シリーズ

現代の原子核構造論ミニマム

で伝えなかったこと

原子核の変形とは?
回転とは?
振動とは?
1粒子モードとは?

これからの飛躍的発展のための基盤として

- ♥ 有限量子多体系に対する場の理論の観点から
- ♥ 核構造論の現代的概念を統一的に
- ♥ 基本的概念なのにあまり知られていない事項を精選して話したい

歴史的経緯を知らないと、何が本質的に新しいことか、画期的な仕事の意義も理解できない



理化学研究所原子核グループ 共催
東京工業大学原子核物理グループ
原子核物理学連続講義 コースⅡ
RIKEN/TITech Nuclear Physics Group
Lecture Series on Nuclear Physics
Course II

「現代の核構造論」ミニマム

松柳 研一 氏
京都大学理学部

講義内容

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

1a) 間違いだらけの原子核像

◇ 核構造論の基本課題を論じる

1b) 核構造論の歴史

- ◇ 「液滴モデル」に関する誤解
- ◇ 「シェルモデル」に関する誤解

Chapter 2 平均場近似とは何か – 場の理論の視点の導入

2a) 真空とその励起モード

2b) 対象性の自発的破れとその回復

2006年3月6日(月)
東京工業大学 大岡山キャンパス
西9号館3階 934 講義室
1時限 13:20 ~ 14:50
2時限 15:30 ~ 17:00
[14:50 ~ 15:30 コーヒーブレイク
講師を交えて歓談]

お問い合わせ、
講義内容へのリクエストなど:

理研・核物理セミナー委員会
東工大・原子核物理グループ

URL: <http://rarfax.riken.jp/seminar>
連絡先: 内田 誠 (uchida@phys.titech.ac.jp)
(東工科大学院理工学研究科基礎物理専攻)



東工科大学院理工学研究科(理学系)-理化学研究所
研究協力協定に基づく
原子核物理学 連続講義シリーズ コースⅡ

「現代の核構造論」ミニマム

松柳 研一 氏
京都大学大学院理学研究科

第2回 講義内容

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a) 超低温核物理学—高スピントロニクス
- 3b) 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c) 減衰する回転運動

Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a) 変形シェル構造とは何か
- 4b) 生成、構造、崩壊
- 4c) Wobbling と Precession

2006年6月14日(水)
東京工業大学 大岡山キャンパス
西9号館3階 934 講義室
1時限 13:20 ~ 14:50
2時限 15:30 ~ 17:00
[14:50 ~ 15:30 コーヒーブレイク]

東工大・原子核物理グループ
理研・核物理セミナー委員会

URL: <http://rarfax.riken.jp/seminar>
連絡先: 内田 誠 (uchida@phys.titech.ac.jp)
(東工科大学院理工学研究科基礎物理専攻)



東工大大学院理工学研究科(理学系)-理化学研究所
研究協力協定に基づく
原子核物理学 連続講義シリーズ コースII

「現代の核構造論」ミニマム

松柳 研一 氏
京都大学大学院理学研究科

第3回 講義内容

Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a) オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b) パリティ2重項とカイラル2重項

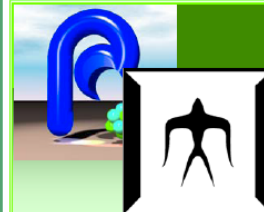
Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a) 新しい理論的課題
- 6b) 期待される新しい集団現象

2006年11月24日(金)
東京工業大学 大岡山キャンパス
南6号館3階 633 講義室
1 時限 13:20 ~ 14:50
2 時限 15:30 ~ 17:00
[14:50 ~ 15:30 コーヒーブレイク]

東工大・原子核物理グループ
理研・核物理セミナー委員会

URL: <http://rarfaxp.riken.jp/~seminar>
連絡先: 内田 誠 (uchida@phys.titech.ac.jp)
(東工大大学院理工学研究科基礎物理専攻)



東工大大学院理工学研究科(理学系)-理化学研究所
研究協力協定に基づく
原子核物理学 連続講義シリーズ コースII

「現代の核構造論」ミニマム

松柳 研一 氏
京都大学大学院理学研究科

第4回 講義内容

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a) 新しい理論的課題
- 6b) 期待される新しい集団現象

補章 核構造の微視的理論の到達点と展望

- a) これまでの講義へのQ&A
- b) 静的および動的の平均場理論の最近の動向

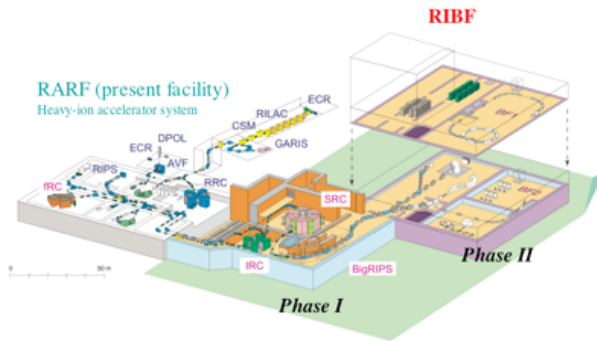
2007年6月27日(水)
東京工業大学 大岡山キャンパス
本館1階 111 講義室
1 時限 13:20 ~ 14:50
2 時限 15:30 ~ 17:00
[14:50 ~ 15:30 コーヒーブレイク]

東工大・原子核物理グループ
理研・核物理セミナー委員会

URL: <http://rarfaxp.riken.jp/~seminar>
連絡先: 内田 誠 (uchida@phys.titech.ac.jp)
(東工大大学院理工学研究科基礎物理専攻)

この講義のねらい

我々は今どこにいるか



2006年春 理研RI ビームファクトリー稼動

新しい原子核画像の構築をめざした挑戦が始まる



これまでに築きあげられてきた概念を
生き生きとした形で吸収することが肝要

先輩達は如何にしてこの学問を築いてきたか

形骸でなく、その本質を継承したい

少なくともこれだけは知って欲しい現代的な核構造の基本概念を精選する

「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史

Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピンのフロンティア
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動

Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

原子核物理学の曙と発展

土岐 博 (大阪大学核物理研究センター 567-0047 茨木市美穂ヶ丘 10-1)

く黄金期であった。それまでに蓄積されてきた多くの実験データは理論的な解釈を得ることができた。有馬朗人・堀江久による磁気モーメントの系統的理解(1953年)、宮沢弘成による原子核における中間子流の効果(1951年)、森永による原子核の回転バンドの同定による変形核の研究(1962年)、²⁾ など日本人研究者による原子核物理学研究は一気に花開いた。1955年、東大に全国共同利用の原子核研究所(核研)が創設され、全国の研究者は核研に集まって日夜強い動機のもとに実験に取り組み、理論的な議論を行った。そんな中で、ボーアとモッテルソンによる原子核を木の葉にできる露のような液滴だという液滴モデルと、メイヤーとヤンセンによる核子が個性を持って原子核内を動き回っているという単一粒子モデルという一見相容れない概念をどのように考えるべきかの論争が起こった。原子の構造のようにはっきりと中心がない原子核では中心の回りを核子が運動しているのはなかなか考えにくい。原子核は液滴のようになっていると考えるほうがわかりやすい。ある現象はシェルモデルでよく説明できる一方、多くの実験データは液滴の振動のように見えた。原子核の巨大共鳴も発見された。原子核の回転バンドも液滴モデルの方が記述しやすい。この論争に決着をつけたのはブラウンの統一モデルであった。このモデルでは単一粒子モデル的に核子は原子核の中を動き回るとするが、それらの核子同士は相互作用しあっており、その相互作用をきっちりと取り扱うことにより、見事に液滴モデルで導出されていた振動数や励起関数を説明することが可能であった。³⁾

?

?

?

一九五二年にボーア、レインウォータとモッテルソンは、この液滴モデルをもとに、個々の原子核の性質や励起状態にも対応する集団模型を作った。このモデルは、変形した原子核や、その回転運動、球形の原子核の表面の振動などをうまく説明した。このモデルによる面白い結論は、原子核は核子が超流動状態になっていることを示したことである。このように、成功したモデルであるが、その基本的考え方は、原子核は「強く相互作用をしている核子の集団である」ということであり、前述の殻模型での「核子は自由に飛び回っている」という描像とは大きく異なっている。それぞれのモデルは、原子核のある状態をうまく説明するが、すべての原子核について説明できるわけではない。また、どの原子核にはどちらのモデルが適しているのかは、それらのモデルからはわからない。原子核のモデルはまだ決定版があるとは言えない状態である。



原子核物理学

高エネルギー加速器研究機構助教授
理学博士

永江知文

高エネルギー加速器研究機構助教授
理学博士

永宮正治

共 著

素粒子・原子核 物理入門

B.ホッフ/K.リーツ/C.シヨルツ/F.サッチャ
柴田利明 訳

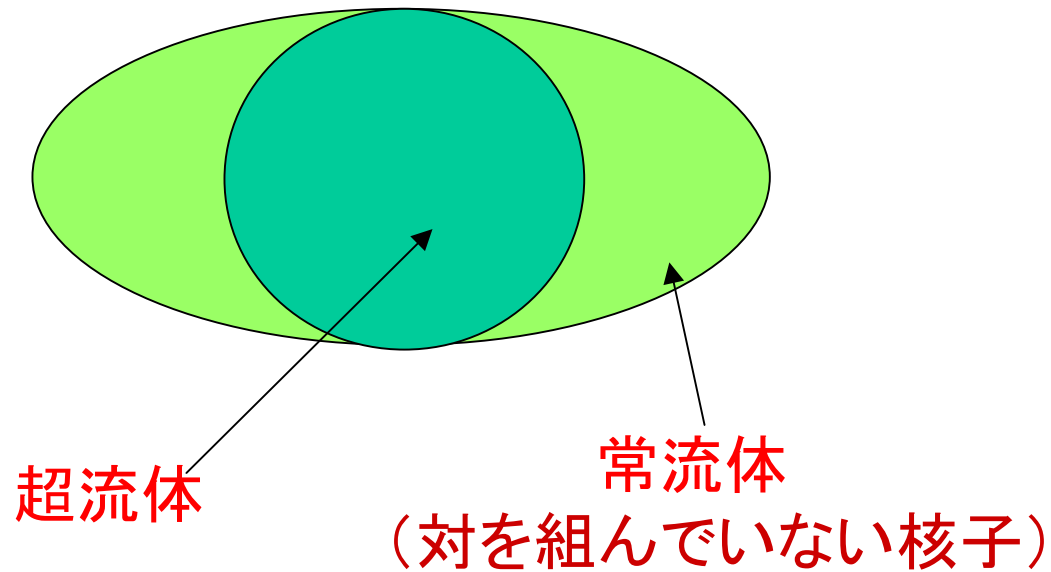
回転楕円体のように回転すると予想されるであろう。しかし明らかにそうではない。実験結果は剛体の回転からずれているので、原子核物質には超流動の成分がなければならないということが示唆されている。実際、原子核は通常の流体と超流動の流体の混合物によって満たされた卵の殻のように振舞う。

原子核物質の超流動の成分はおそらく核子対を形成する力によってつくられるものと思われる。角運動量が反対向きの核子が結合してスピンの対をなす。スピンの対をなす系は球対称であるから回転運動には寄与しない。この対形成は、超伝導において電子がCooper対を形成する[Co56b, Ba57]のと同様であると考えることができる。対をなした核子は、少なくとも回転に関しては原子核物質の超流動成分となる。このことは他方では、変形核において対をなさない核子もある、ということの意味している。変形が増すと、より多くの核子が対をつくらな
いままになるはずである。変形が増すと慣性モーメントが増加する図18.13の傾向はこの説明と一致する。

こうして得られた原子核の描像は、中心部分に超流動体部分があって、対を形成しない外側の核子が変形に寄与するというものである。 そうだとすると、液滴との類推から予想されるように、液滴の表面で表面振動が起こるのももっともだと考えられる。実際にこのような振動モードは 2^- (4重極振動)、 3^- (8重極振動)状態として観測されている。

???

変形核



これは傑作!

本当は**Nuclear Superfluidity**は表面現象

このような誤解の生じる原因について考えてみよう

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

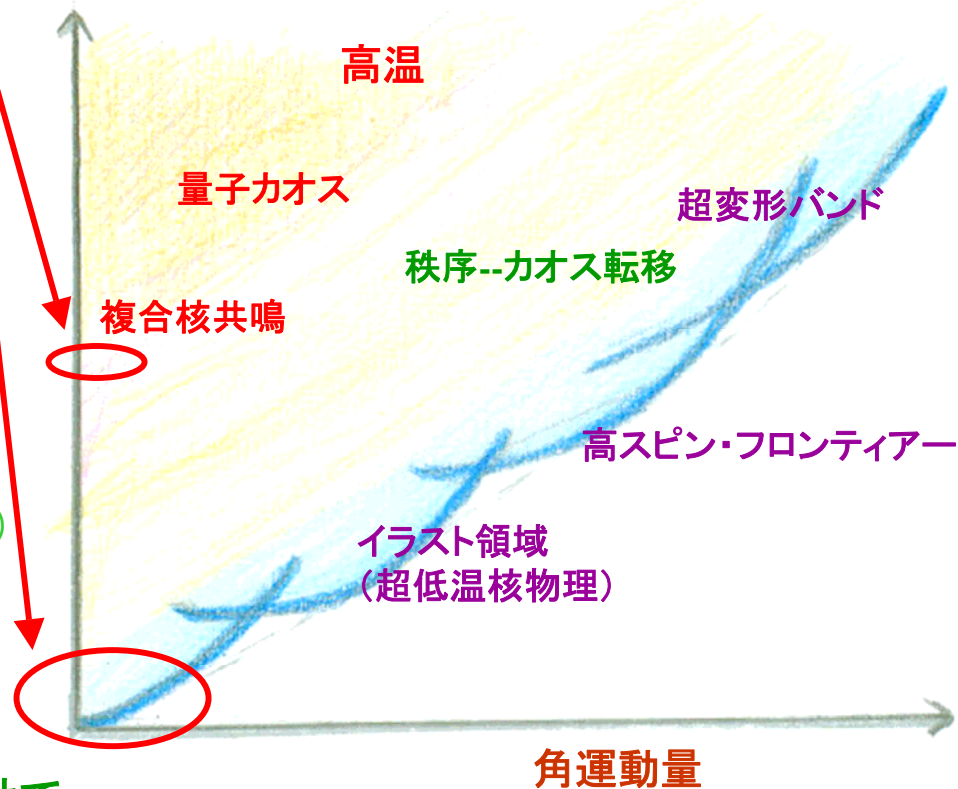
→ 一般化された平均場
(変形、対凝縮、回転系シェルモデル)

1986 超変形核の発見

1990年代

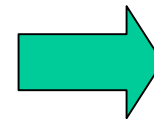
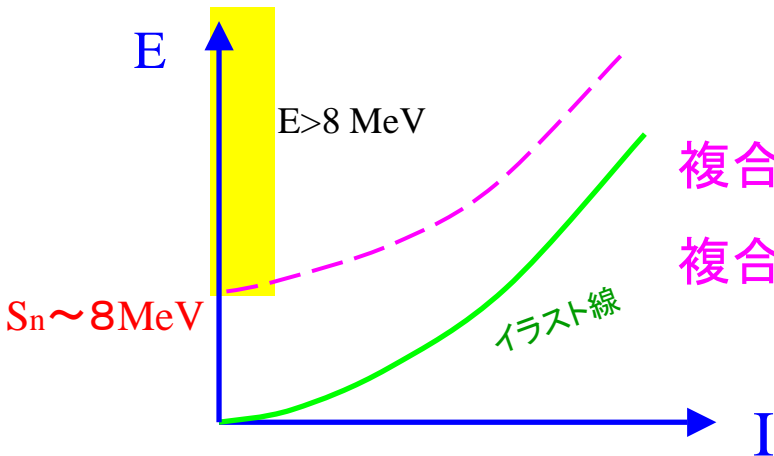
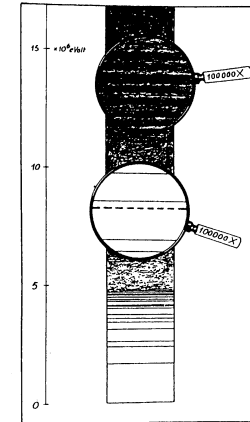
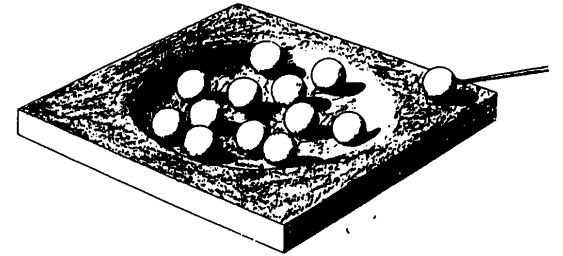
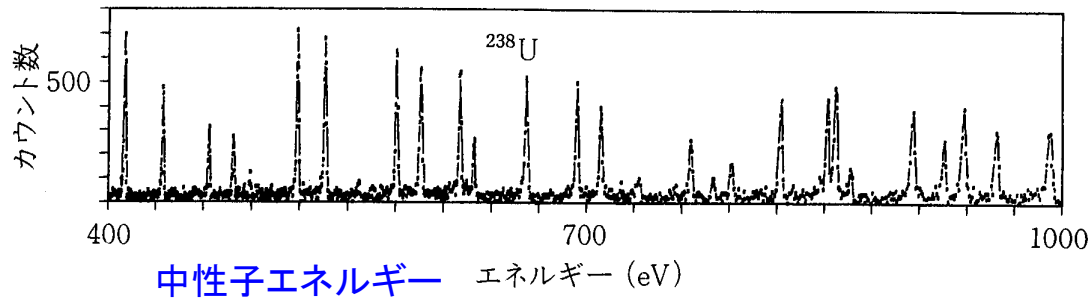
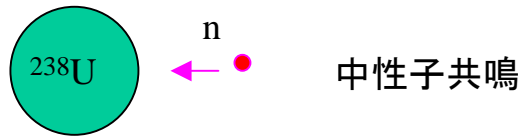
秩序運動とカオス運動の統一的理解にむけて

励起エネルギー



角運動量

複合核 不可逆性の力学的基礎？ 量子カオス

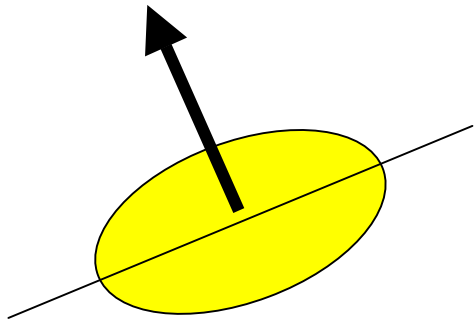


ランダム行列理論

(新しい型の統計力学)

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

1960年代: 核構造の多体問題

集団運動の微視的理論の始まり

非調和性、非線形効果の発見

→ 準粒子RPA, ボソン展開法、生成座標法, 対演算子法

1970年代: 重イオン核物理の始まり

高スピニラスト分光学

→ 時間依存平均場理論(TDHF)

大振幅集団運動理論の試み

1971- Backbending現象の発見

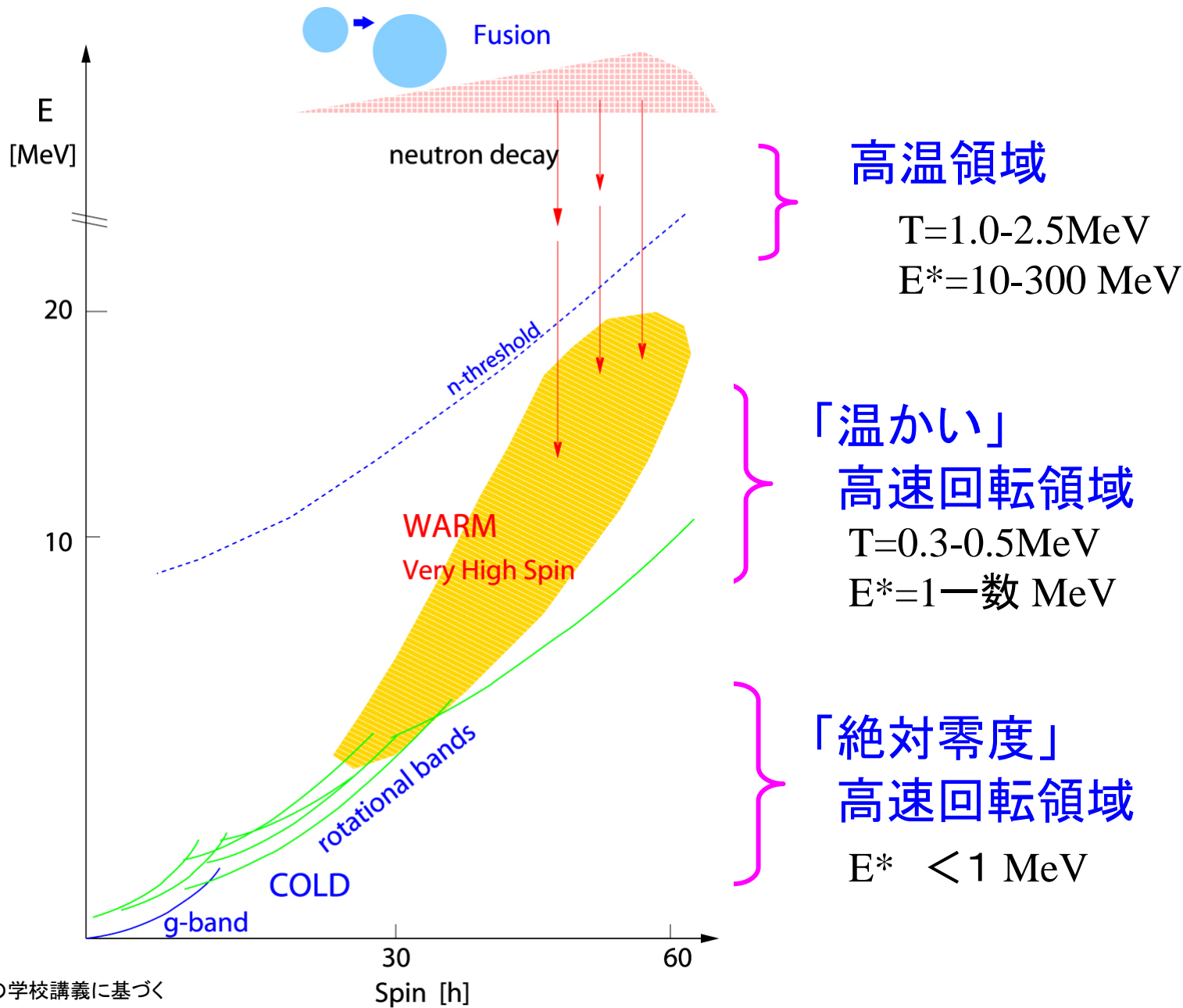
→ 回転座標系での準粒子シェルモデルの成立

1980年代: 高スピニフロンティアの発展

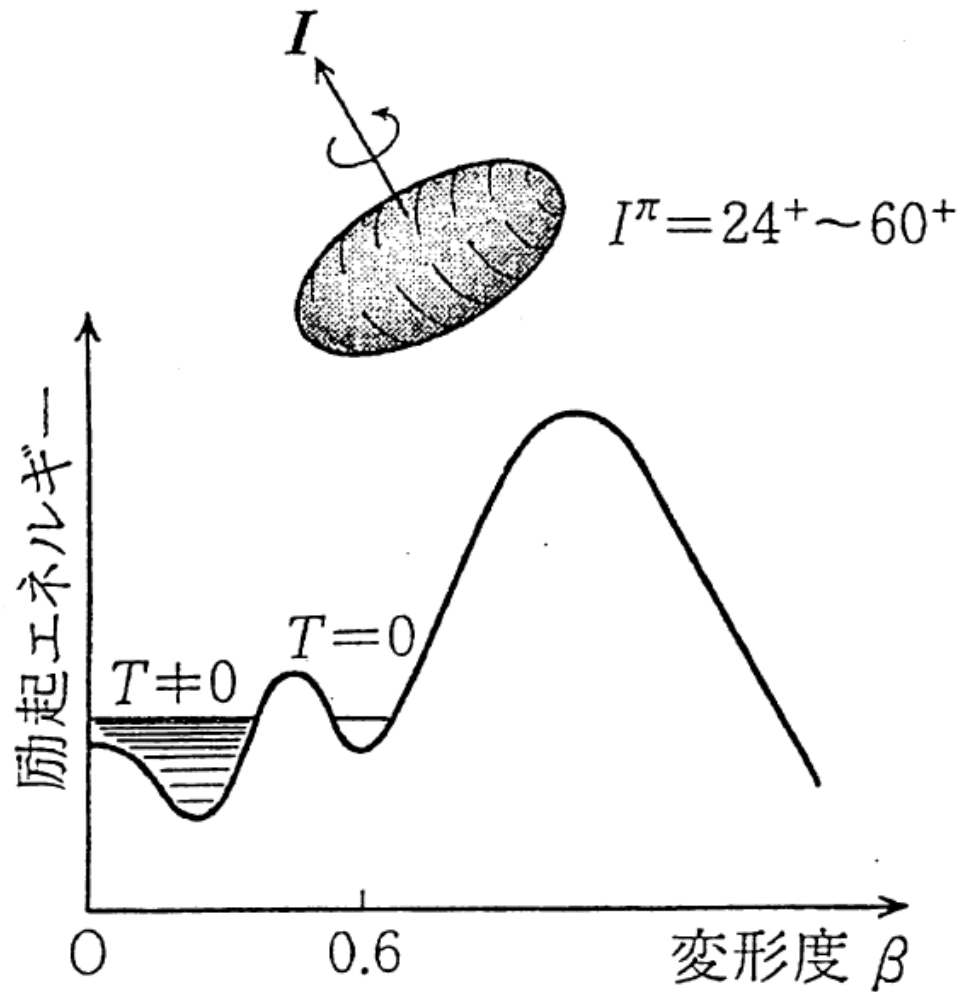
1986 超変形核の発見

多様な変形共存現象の発見

高励起原子核からのガンマ線



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

1990年代：非イラスト核構造論の始まり

高温状態での集団運動

秩序運動からカオス運動への転移領域の探求

→ 温かい核の減衰回転や巨大共鳴

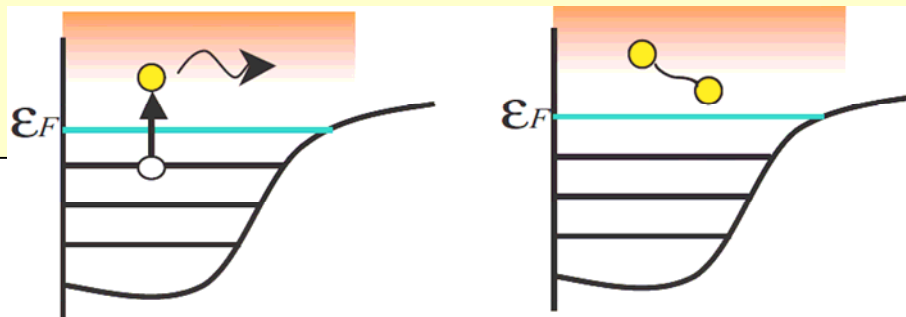
不安定核研究の始まり

→ 中性子ハロー、スキンの発見

2000年代：不安定核ビームを用いた核物理の時代

ドリップ線近傍における新現象

弱束縛系の多体問題



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

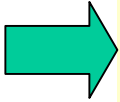


そして今、不安定核ビームをもちいた
新しい時代が始まろうとしている
この状況は、構造論と反応論を
統一する新しい課題を提起している

「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史



Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピフロンティアー
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動

Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

M1の大学院生との対話

問い Intrinsic state とは何ですか？

答え Intrinsic 座標系で定義された状態です

問い Intrinsic 座標系とは何ですか？

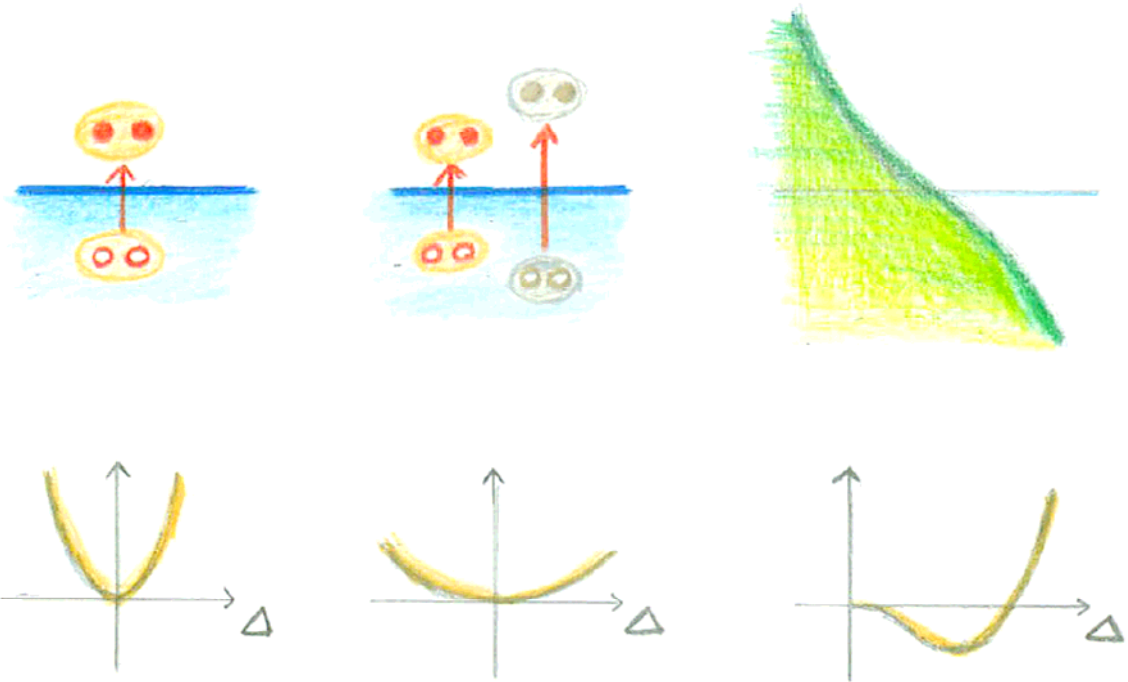
答え それは対称性を破った真真空に付随する座標系です

問い Intrinsic state と実験で観測する状態の関係は？

答え 実験室座標系では破られた対称性を回復した状態を観測します

対相転移

粒子対モードと空孔対モードがソフト化する



対ギャップが集団変数となる

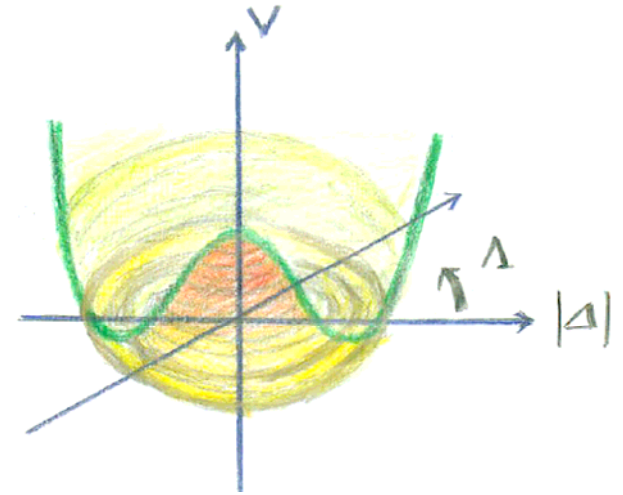
対回転 (Pairing Rotation)

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

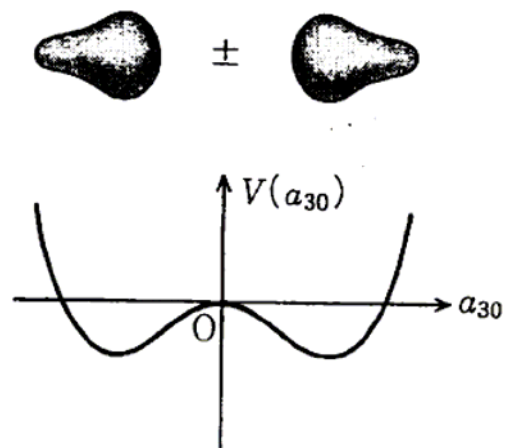
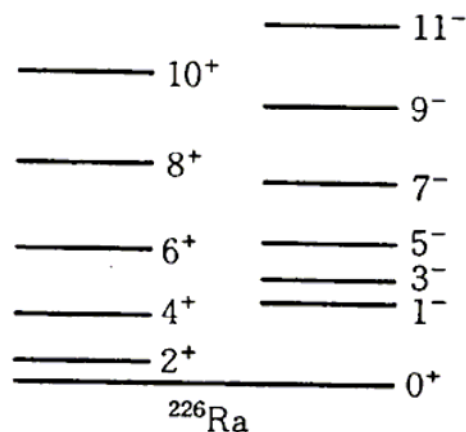
対称性の自発的破れに伴う励起スペクトルの例

♥ 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

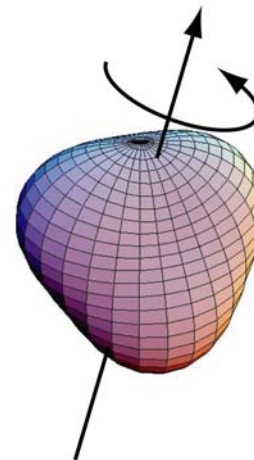
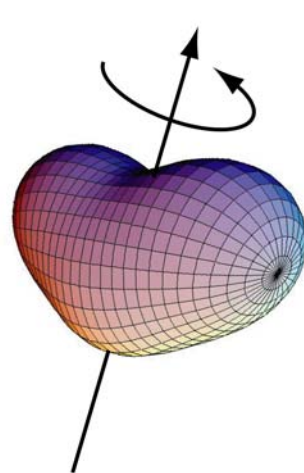
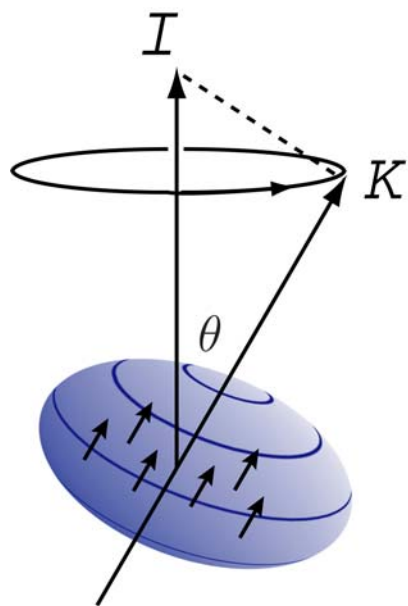
巨視的トンネル現象

♥ 空間反転対称性の破れ → パリティ2重項



これらは次回に

多様な回転モード



バナナ変形した超変形核

正四面体変形

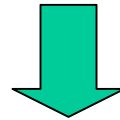
High-K アイソマーの才差運動

(エキゾチック変形=新しい型の対称性の破れ)

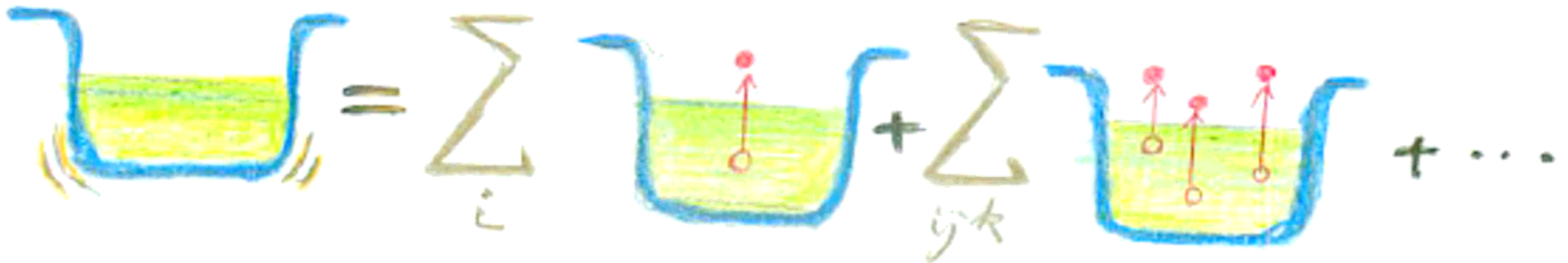
真空とその励起(集団モード)

振動とは-----平均場の規則的な時間変化(周期運動)

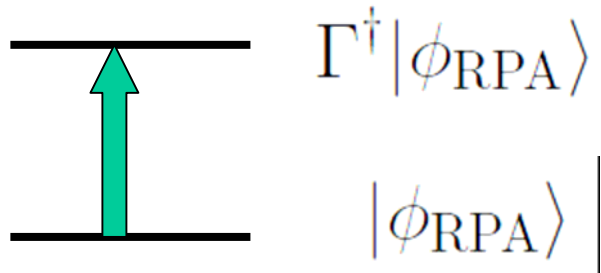
時間変化する平均場の理論



振動モードの微視的理論



対振動 (Pairing Vibration)



$$\Gamma^\dagger = \sum_i (f_i a_i^\dagger a_{\bar{i}}^\dagger - g_i a_{\bar{i}} a_i)$$

準粒子RPA方程式

$$\delta \langle \phi_{\text{BCS}} | [H, \Gamma^\dagger] - \hbar\omega \Gamma^\dagger | \phi_{\text{BCS}} \rangle = 0$$

時間依存変分原理

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

$$\begin{aligned} |\phi(t)\rangle &= e^{i\hat{G}(t)} |\phi(t=0)\rangle = e^{i\hat{G}(t)} |\phi_{\text{BCS}}\rangle \\ &\approx (1 + i\hat{G}(t)) |\phi_{\text{BCS}}\rangle \end{aligned}$$

小振幅近似

$$\delta \langle \phi_{\text{BCS}} | [H, i\hat{G}] + \hbar \frac{\partial \hat{G}}{\partial t} | \phi_{\text{BCS}} \rangle = 0$$

$$\hat{G}(t) = i\eta^* e^{i\omega t} \Gamma^\dagger - i\eta e^{-i\omega t} \Gamma$$

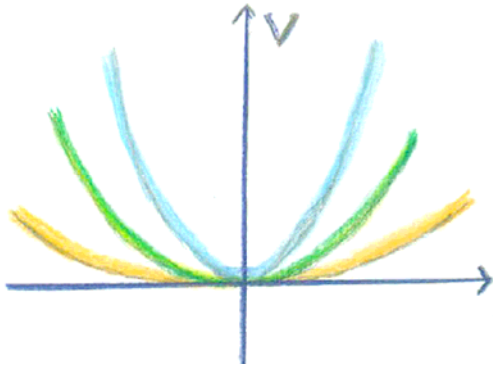
調和振動

RPAによるゼロ・モード(回転モード)の記述

$$[\hat{H}, \Gamma^\dagger] = \hbar\omega\Gamma^\dagger, \quad [\hat{H}, \hat{Q}] = -i\hat{P}/M,$$

$$[\hat{H}, \Gamma] = -\hbar\omega\Gamma, \quad [\hat{H}, \hat{P}] = iC\hat{Q},$$

$$\omega = \sqrt{C/M}.$$



バネ定数 = ゼロ しかし 質量は ゼロでない

$$[\hat{H}, \hat{\Lambda}] = -i\hat{N}/M,$$

$$[\hat{H}, \hat{\Theta}] = -i\hat{J}_x/\mathcal{J},$$

$$[\hat{H}, \hat{N}] = 0.$$

$$[\hat{H}, \hat{J}_x] = 0.$$

生成・消滅演算子による記述は破綻するが
集団座標と集団運動量を用いれば問題なく記述できる

RPAは平均場が破った対称性を回復する

$$\hat{H} = \sum_{n=0} \hbar\omega_n (\Gamma_n^\dagger \Gamma_n + \frac{1}{2}),$$

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \sum_{n=0} \left(\frac{\hat{P}_n^2}{2M_n} + \frac{1}{2} M_n \omega_n^2 \hat{Q}_n^2 \right) \\ &= \frac{\hat{P}_0^2}{2M_0} + \sum_{n \neq 0} \left(\frac{\hat{P}_n^2}{2M_n} + \frac{1}{2} M_n \omega_n^2 \hat{Q}_n^2 \right) \end{aligned}$$

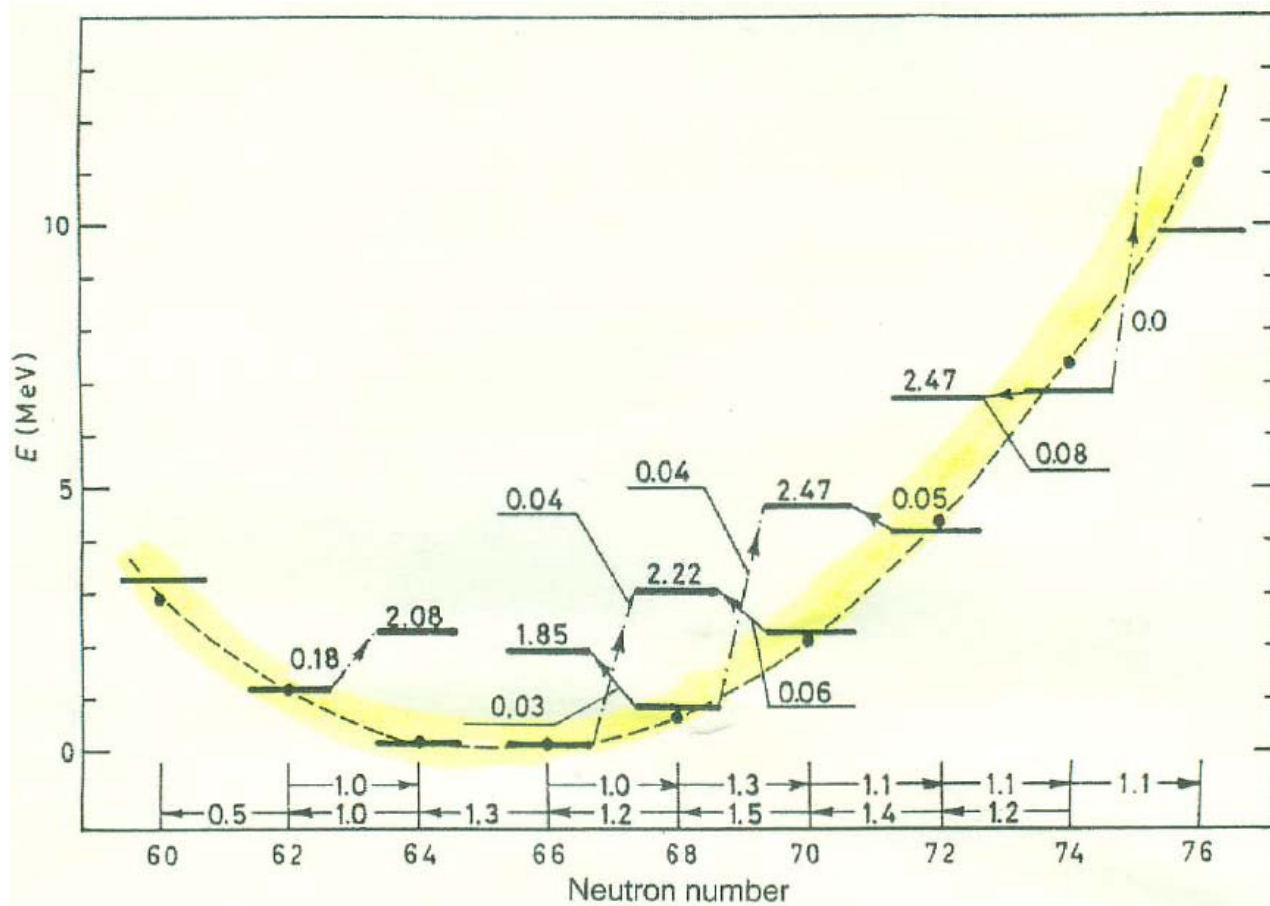
if $\hbar\omega_n = 0$ for $n = 0$

$$[\hat{H}, \hat{P}_0] = 0$$

対回転 (Pairing Rotation)


対回転エネルギー

$$= \frac{1}{2\mathcal{J}}(\hat{N} - N_0)^2$$



J=0 states in Sn isotopes excited in (t,p) and (p,t)

まとめ

- ・対称性の破れ  構造の形成 (emergence)
- ・有限量子系の存在は対称性の破れによる
- ・平均場の存在は集団現象である
- ・平均場(真空)がどの対称性を破り、どの対称性を保存しているか
によって異なった1粒子励起、振動励起、回転励起モードが現れる
- ・対相関の場合
Bogoluibov準粒子、対振動、対回転
- ・対称性の自発的破れがなければ、このような物理的描像は得られない

コメント

- ・1つの原子核だけを見ていたのでは、対回転モードは見えない
アイソトープを統一的に眺めると、対回転モードが見えてくる
- ・ 0^+ 状態だけを見ていたのでは、その状態が変形しているかどうか分からない
回転スペクトルを見てはじめて、intrinsicな構造がわかる
- ・これらの物理的概念の有効性は実験で検証されている

次回

原子核は
もっと速く
回転する

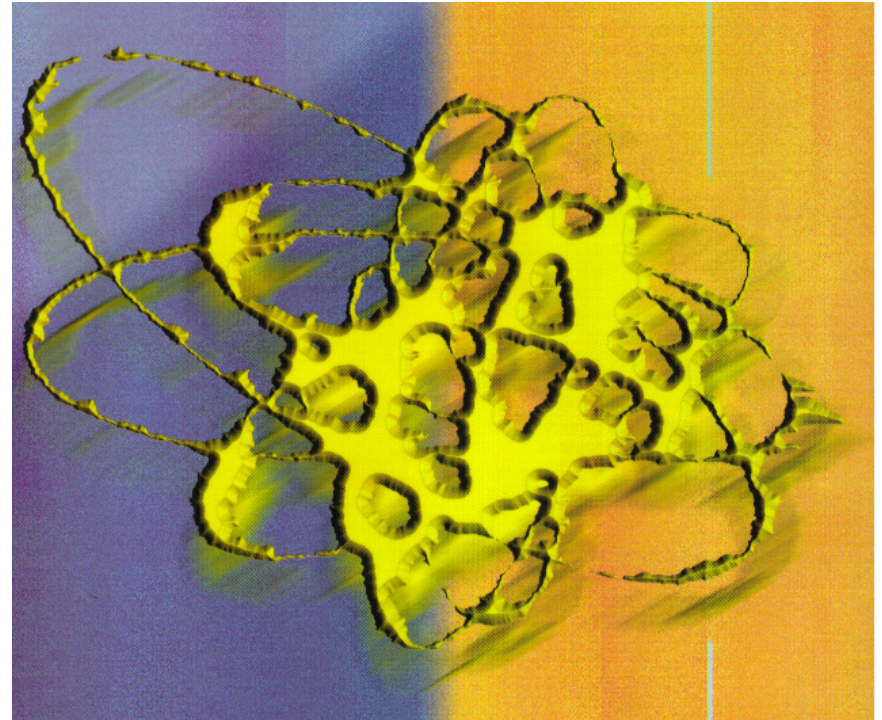


第1回講義へのQ & A

- Q ‘本当の’原子核はどう描けばよいのか
- Q 破られた対称性を回復することと集団モード発生の関係は？
- Q Intrinsic stateは実験で観測される状態の重ね合わせか？
- Q 一つの原子核の基底状態に対応するintrinsic stateは一つしかないのか？
- Q 平均場近似、Hartree-Fock, BCS等の理論の関係、役割、具体的な適用例
- Q 平均場近似が原子核で成り立つのは何故か？

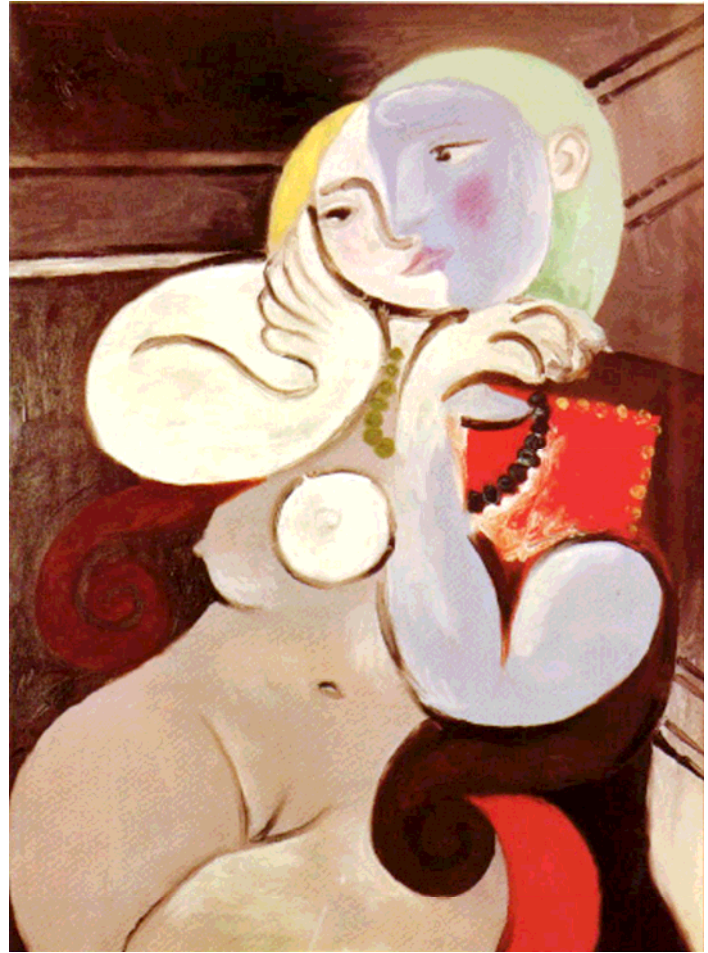
いずれもこの講義の主旨に関わる本質をついた質問です。
講義全体を通じて少しずつお答えしていきたいと思えます。

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



「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史

Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピフロンティアー
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動

Chapter 4 超変形状態の発見

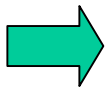
- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

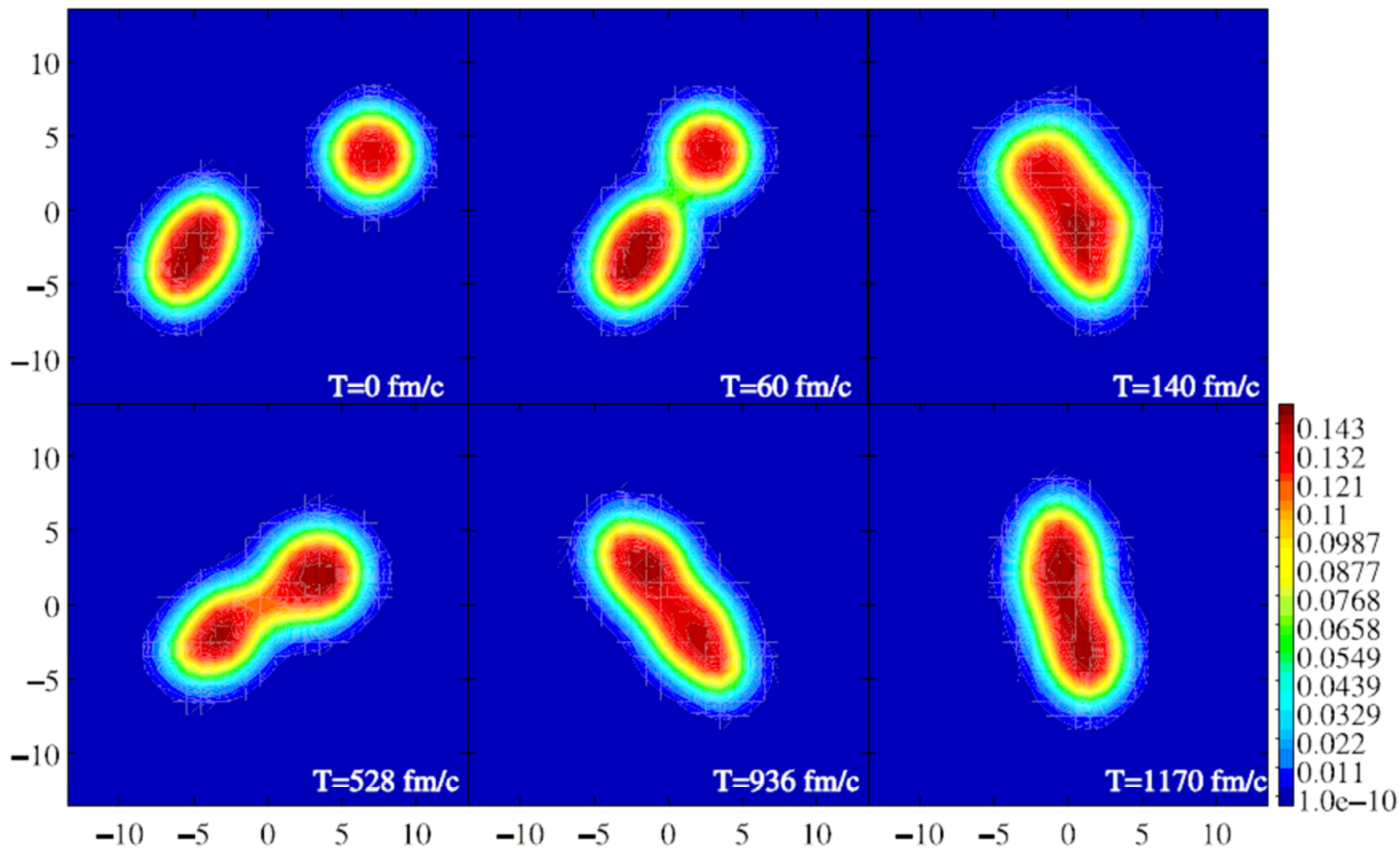
Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

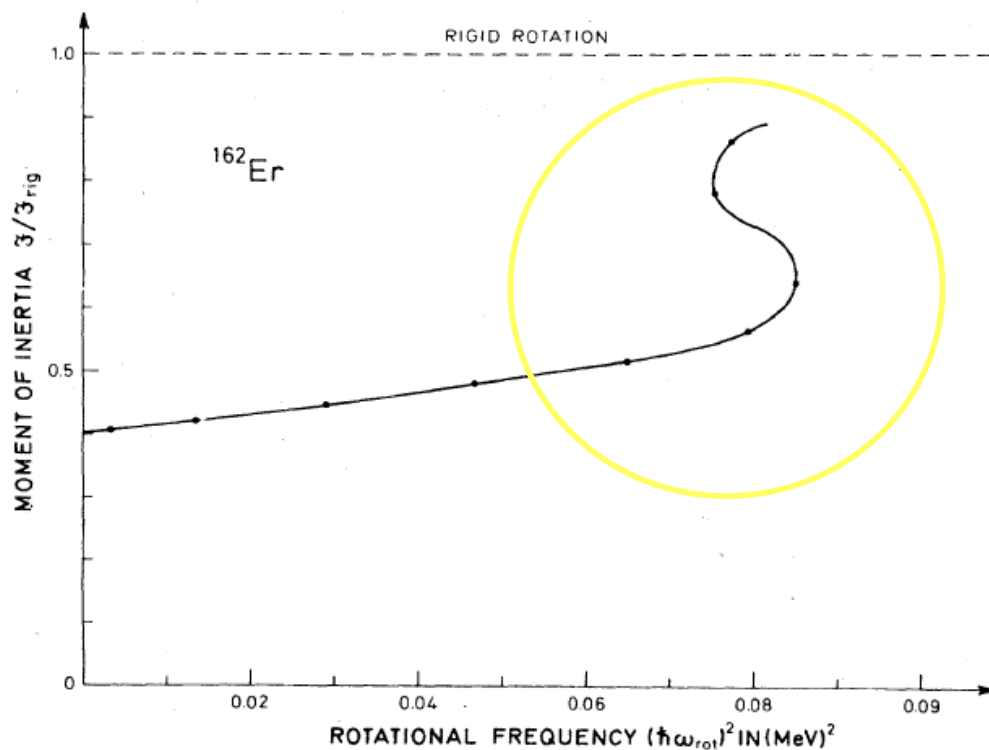




高速回転にともなう慣性モーメントの異常

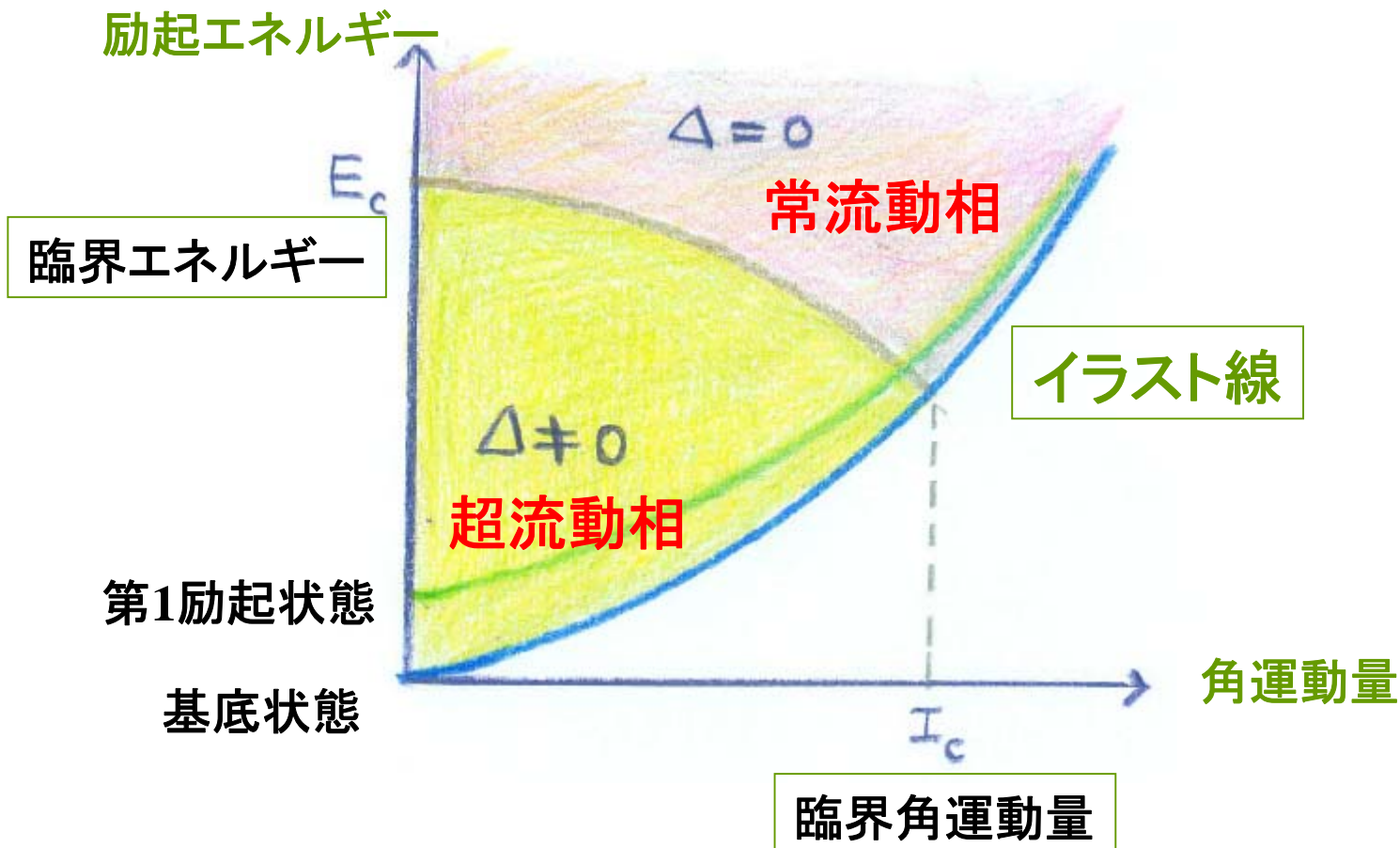
(バックベンディング現象の発見)

慣性モーメント



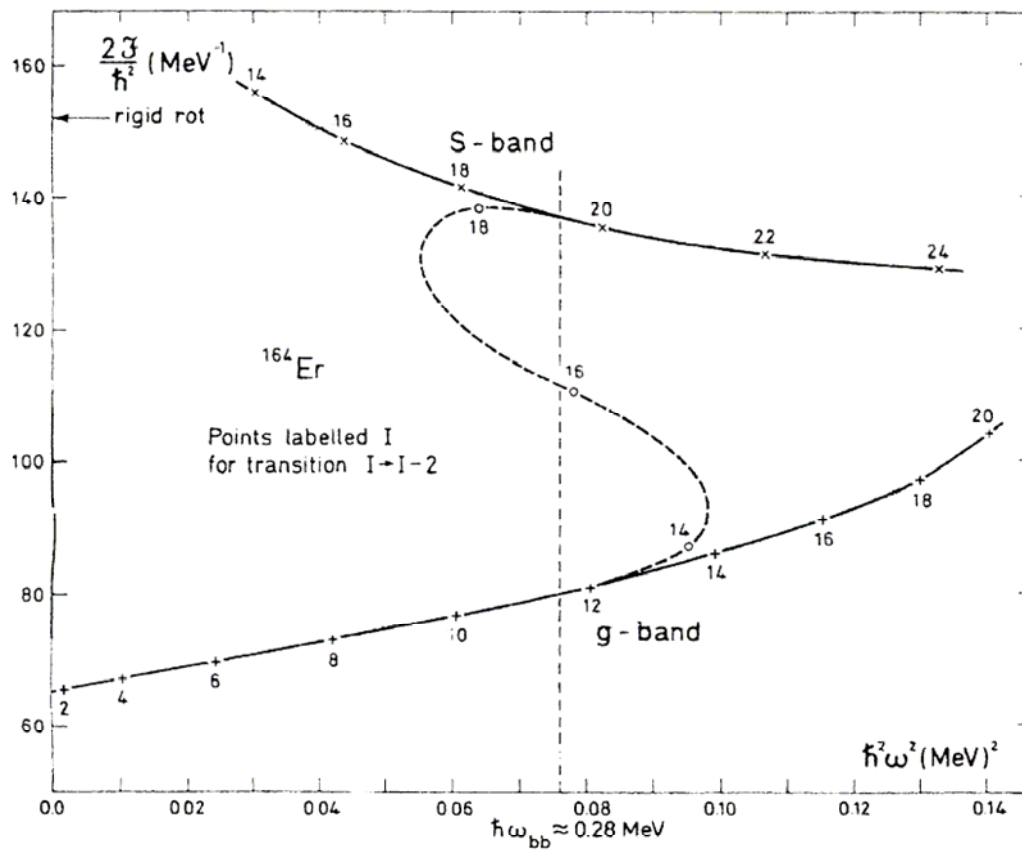
回転運動の角速度

ペアリングに関する相図



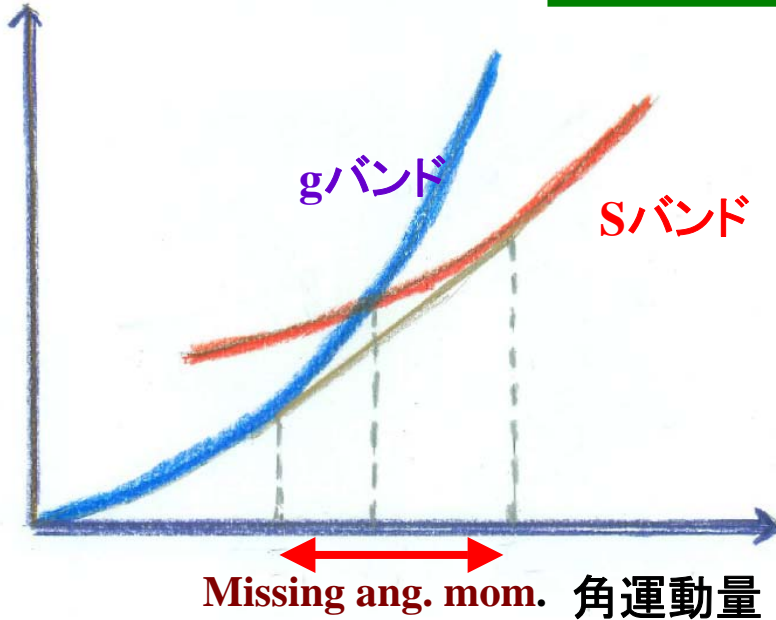
70年代以降の研究によって、イラスト線近傍もペアリング相転移領域も、この予想よりはるかに豊富な構造をもっていることが明らかになった

gバンドとsバンドの慣性モーメント

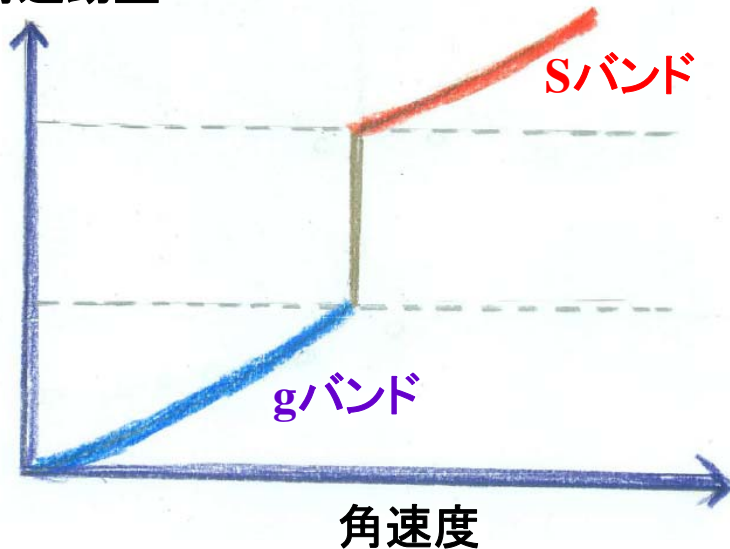


バンド交差現象

励起エネルギー



角運動量



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

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

整列角運動量

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

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

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

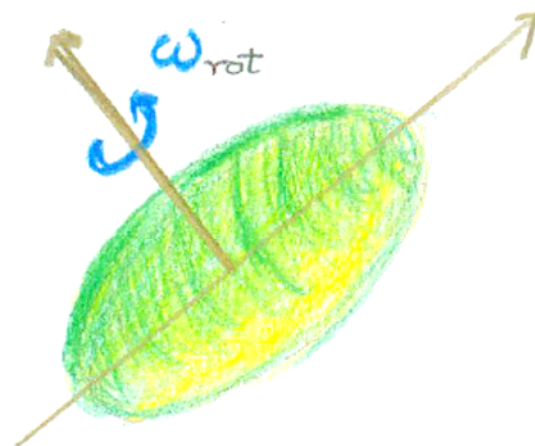


$$\delta \langle \phi_{\text{intr}}(I) | H - \omega_{\text{rot}} J_x | \phi_{\text{intr}}(I) \rangle = 0$$

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

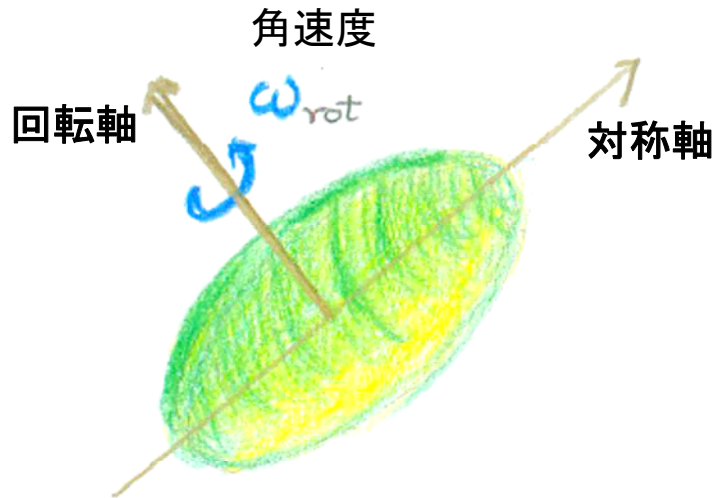
$$\dot{\theta} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial I} = \omega_{\text{rot}}$$

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

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

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

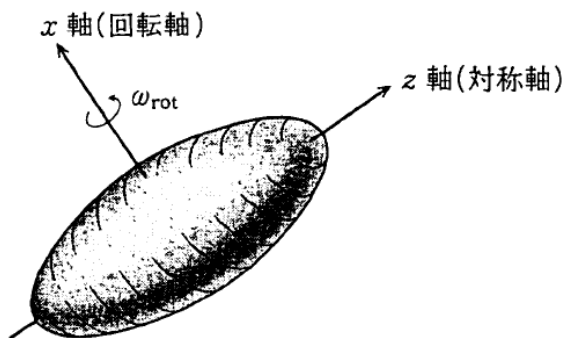


角運動量(スピン)の向きは
平均場の**対称軸方向**

これらの組み合わせで極めて豊富な構造が作られる

回転座標系での準粒子シェルモデル

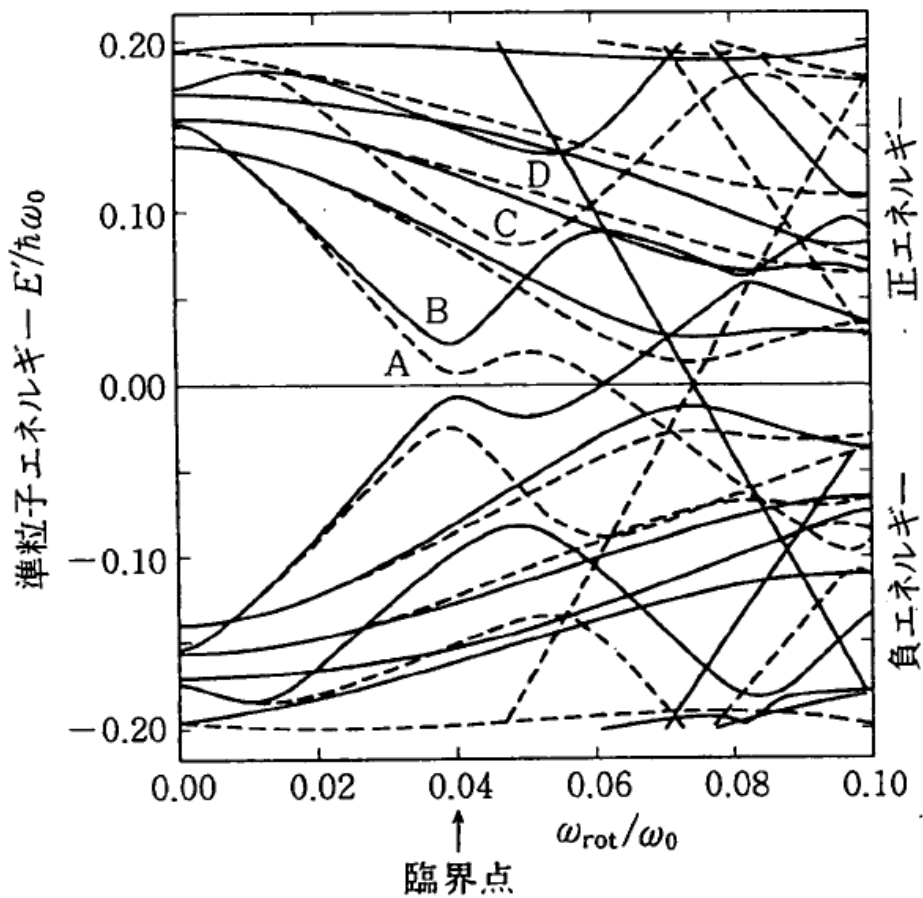
$$\begin{aligned}
 H &= \sum_i (e_i - \lambda) c_i^\dagger c_i - \Delta \sum_i (c_i^\dagger c_i^\dagger + c_i c_i) - \omega_{\text{rot}} \sum_{i,j} \langle i | J_x | j \rangle c_i^\dagger c_j \\
 &= \sum_\mu E_\mu a_\mu^\dagger a_\mu + \sum_{\bar{\mu}} E_{\bar{\mu}} a_{\bar{\mu}}^\dagger a_{\bar{\mu}}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



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



Gate-Voltage Studies of Discrete Electronic States in Aluminum Nanoparticles

D. C. Ralph,* C. T. Black,[†] and M. Tinkham

Department of Physics and Division of Engineering and Applied Science, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138

(Received 13 January 1997)

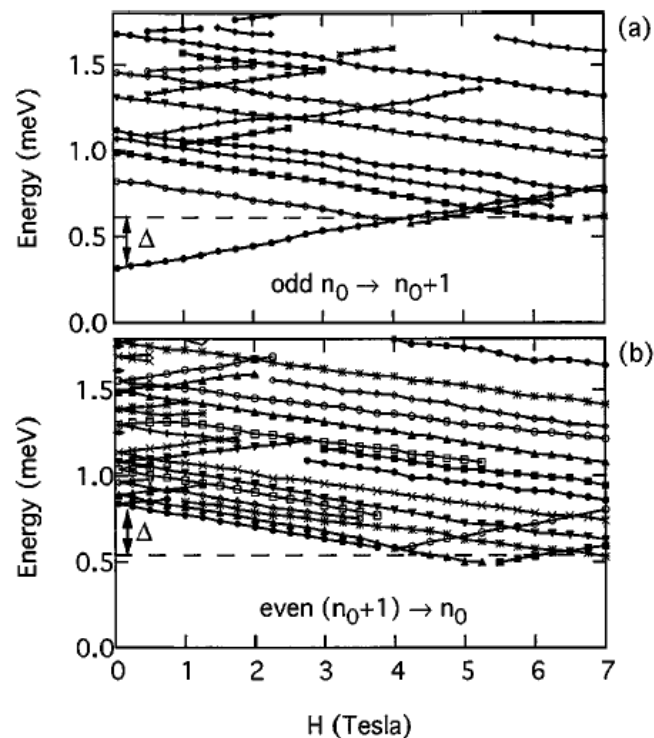
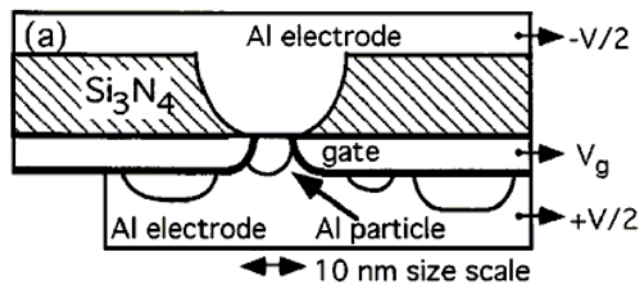
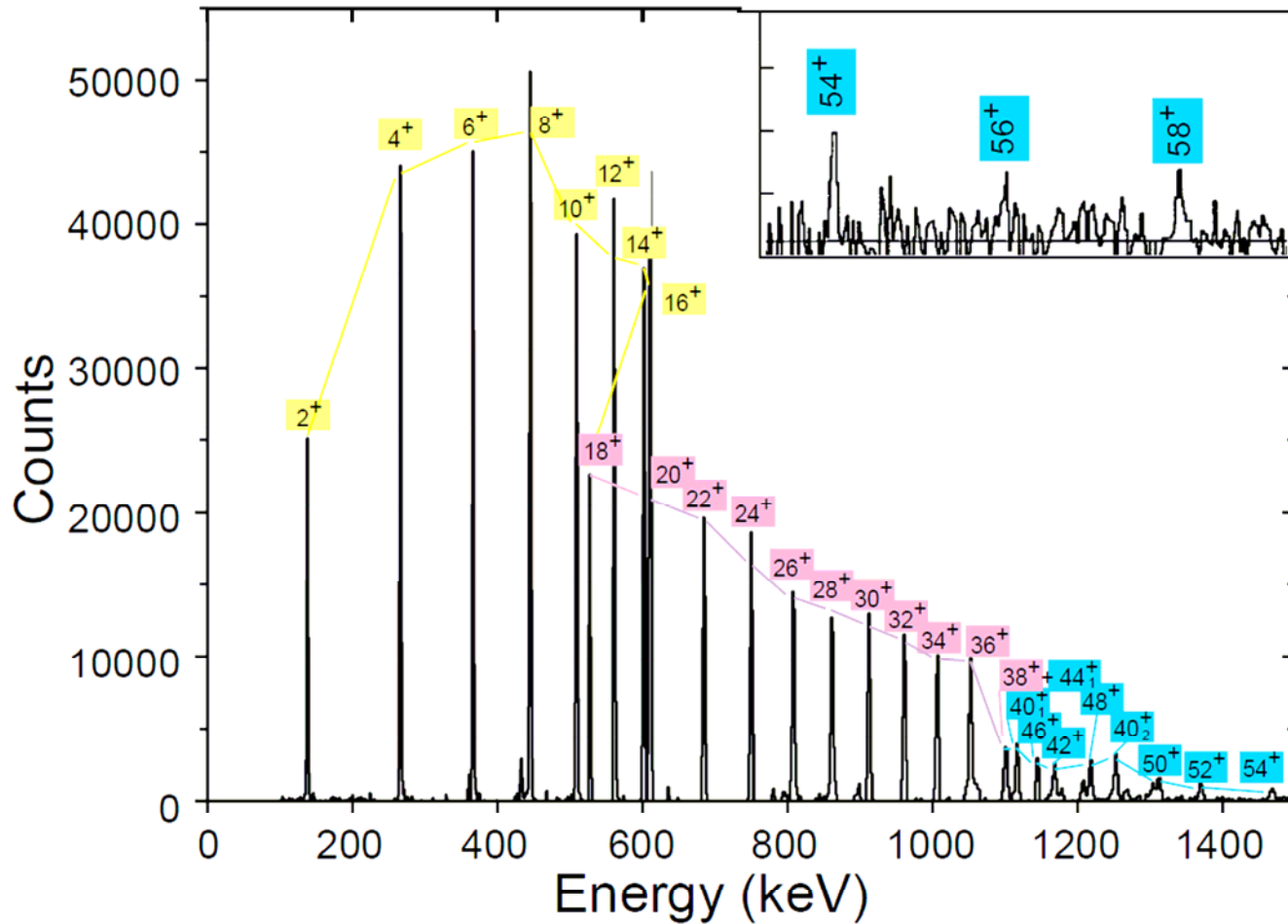


FIG. 3. Magnetic field dependence of the resolved electronic transitions for the device of Fig. 2 at (a) $V_g \approx 110$ mV and (b) $V_g \approx 180$ mV. The dashed lines show the average energy of the tunneling threshold at large H , corresponding to the (V_g -dependent) Coulomb barrier. $\Delta \approx 0.3$ meV.

もっと高スピンへ

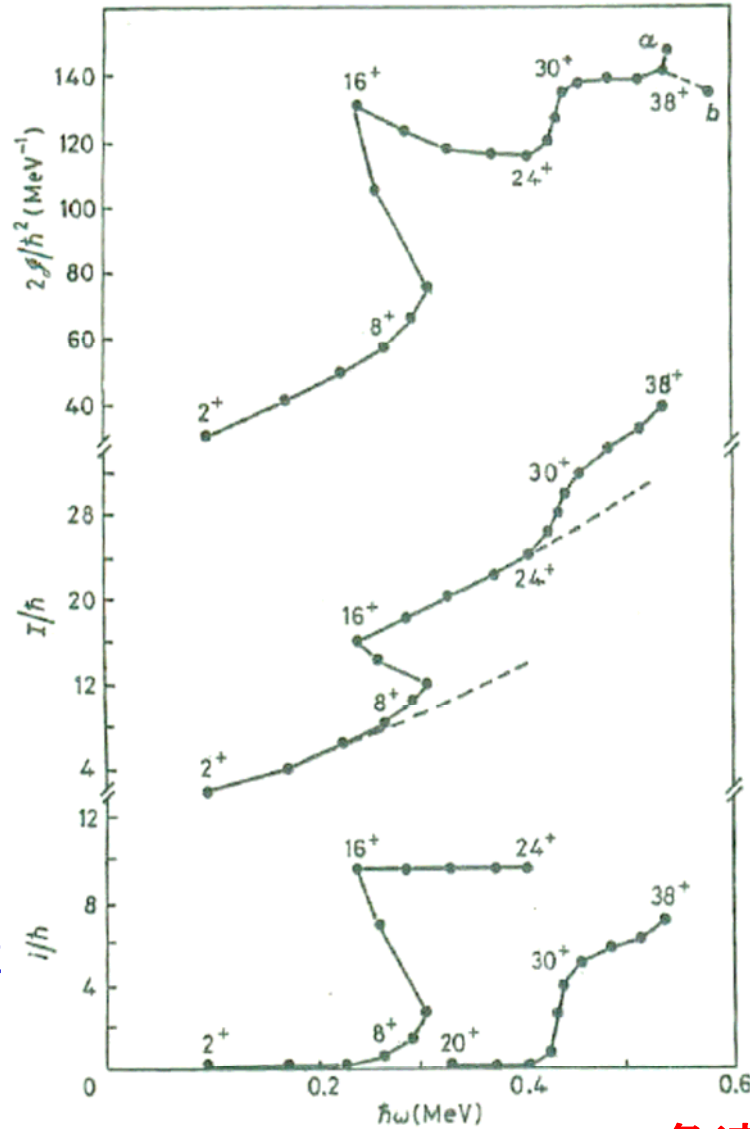


Er158の高スピン状態

慣性モーメント

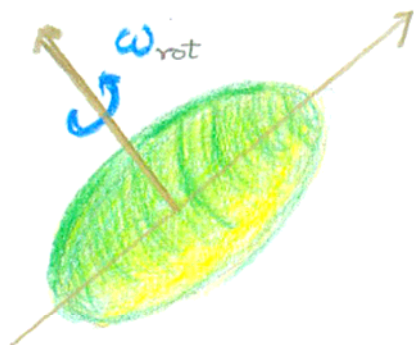
角運動量

整列角運動量

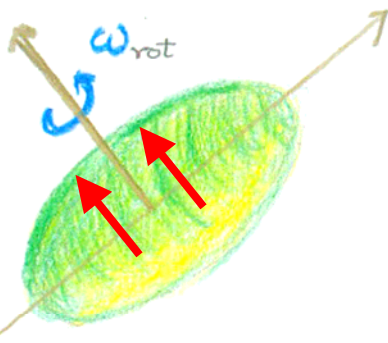


角速度

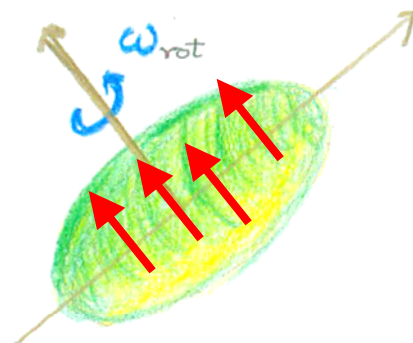
イラスト線に沿っての内部構造の変化



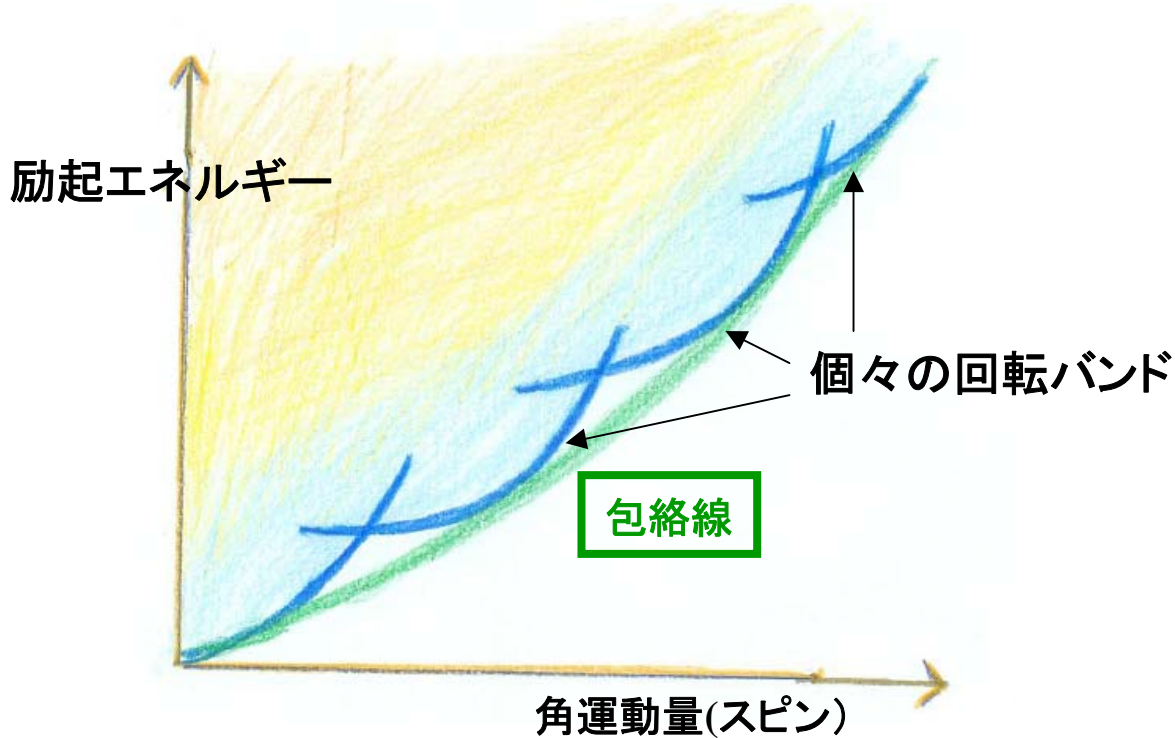
プロレート変形



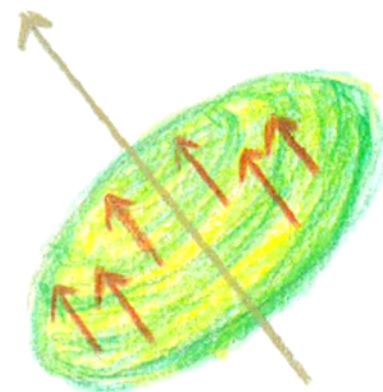
2準粒子のスピンの整列



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

「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

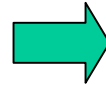
- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史

Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピンプロントリアー
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動



Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

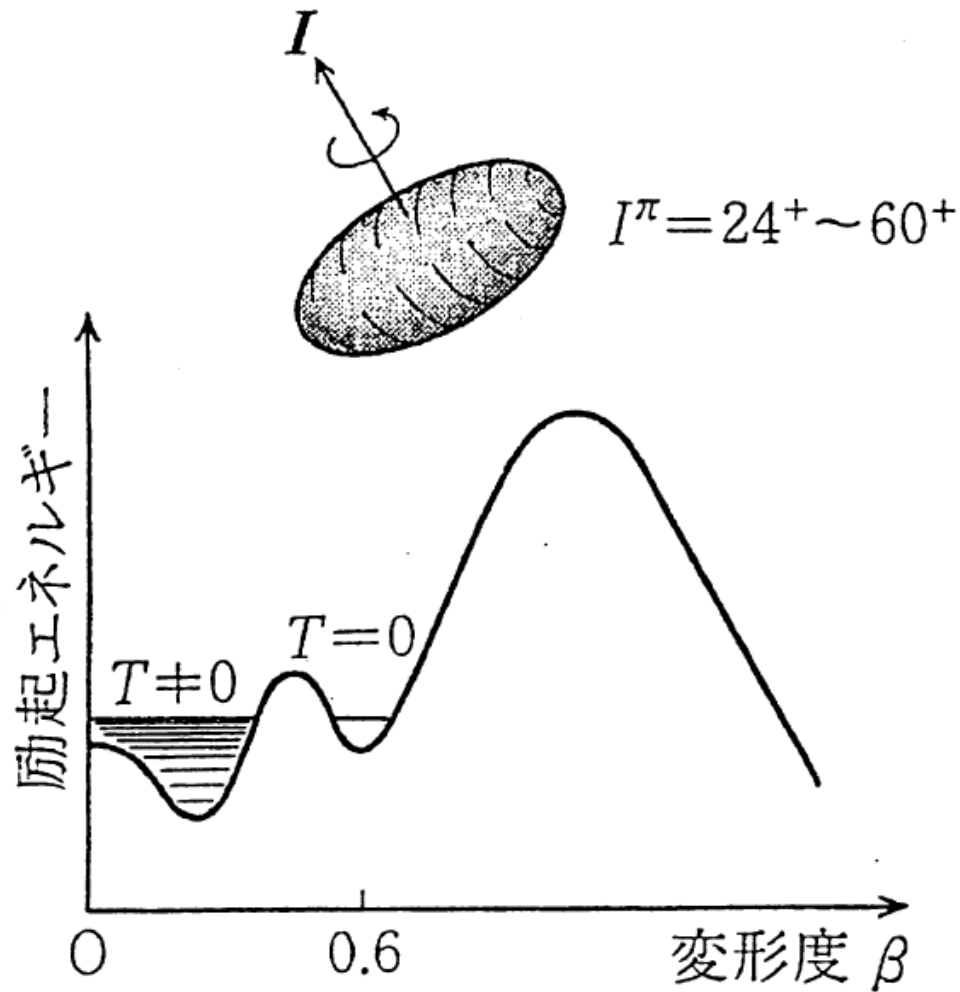
Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

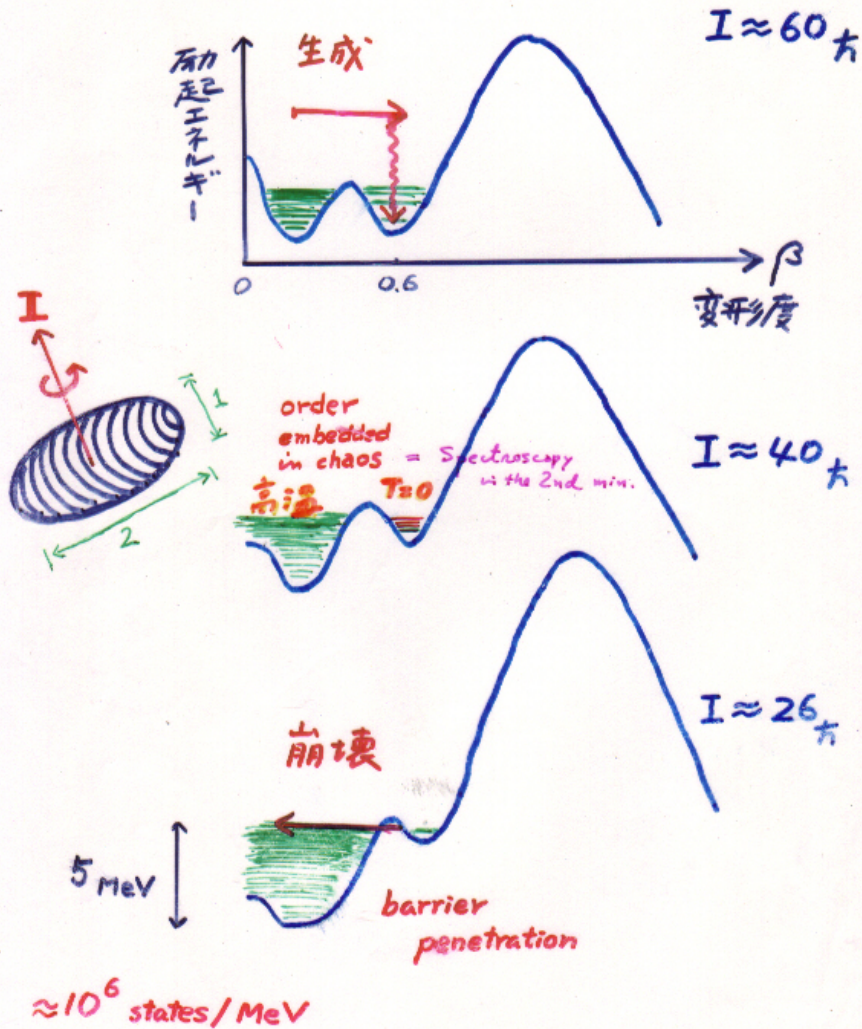
高速回転する超変形状態



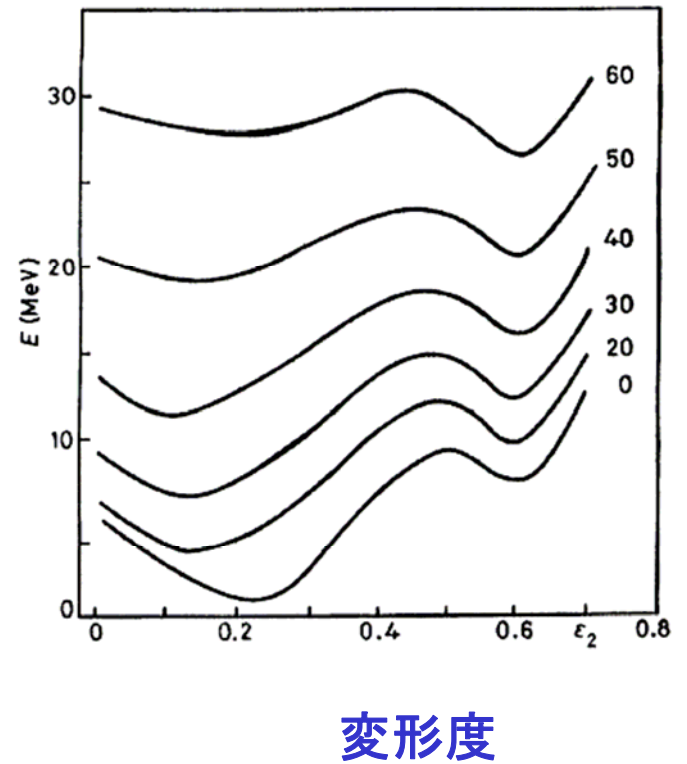
平均場の第2極小点
(二つの真空)

超変形状態から
常変形状態への
巨視的トンネル現象

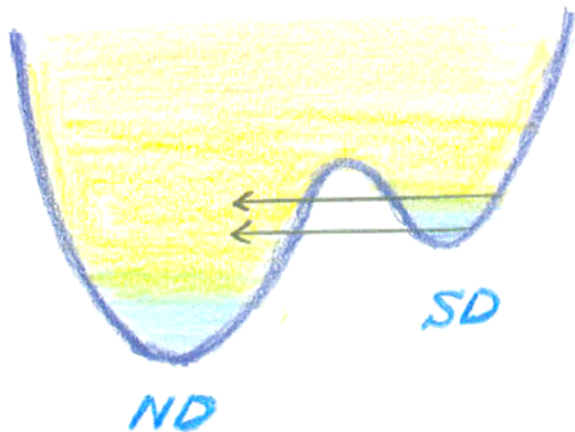
superdeformed band
超変形回転バンドの生成と崩壊



変形ポテンシャルエネルギーの角運動量依存性



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

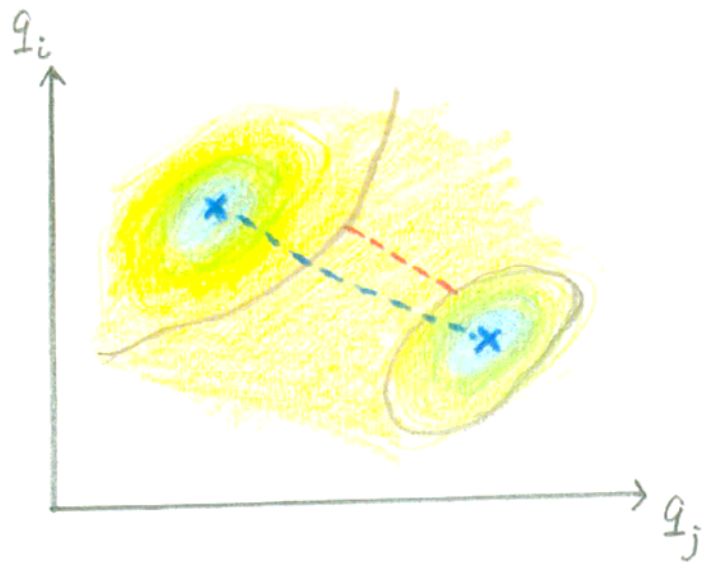
$$T = (1 + \exp 2S)^{-1}$$

作用積分

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

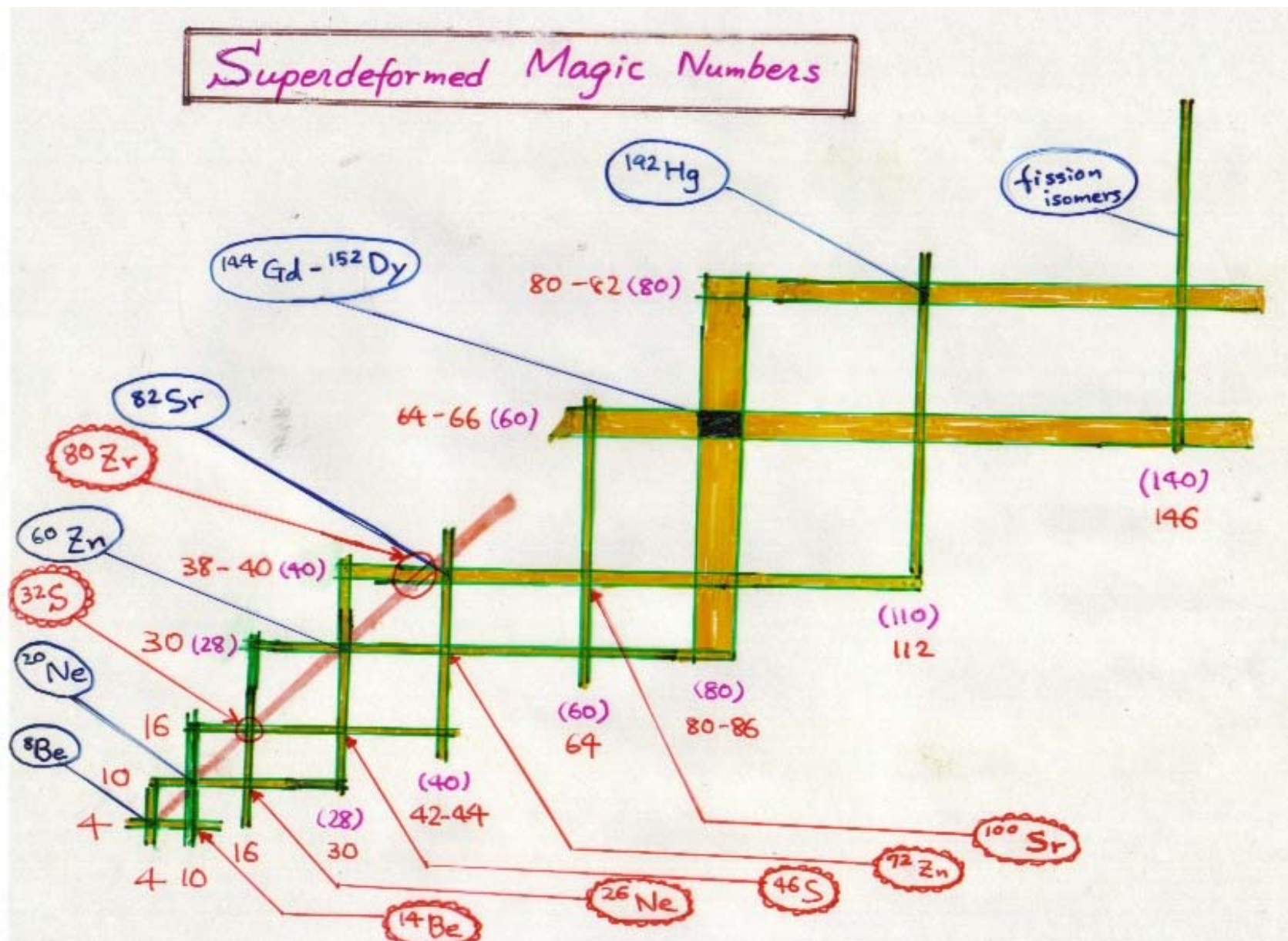
集団質量

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



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

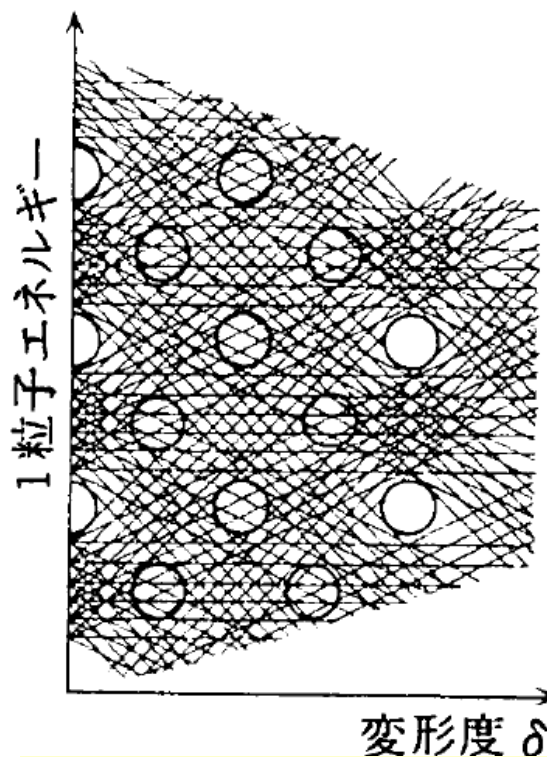
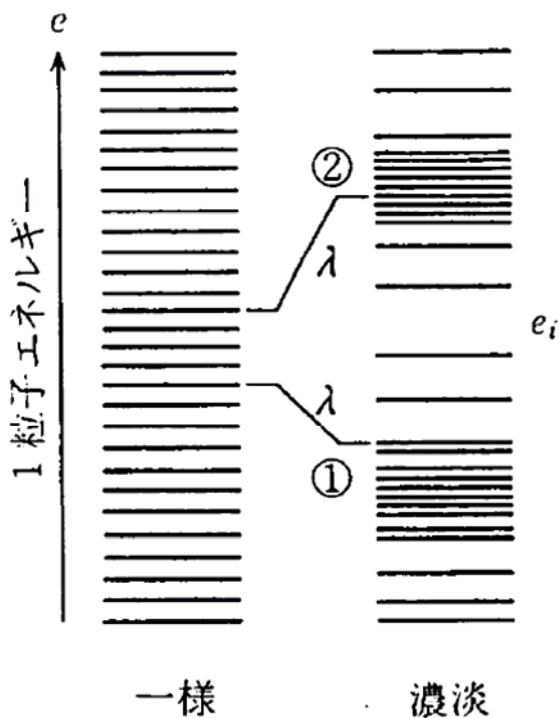
超変形の魔法数



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。

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

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

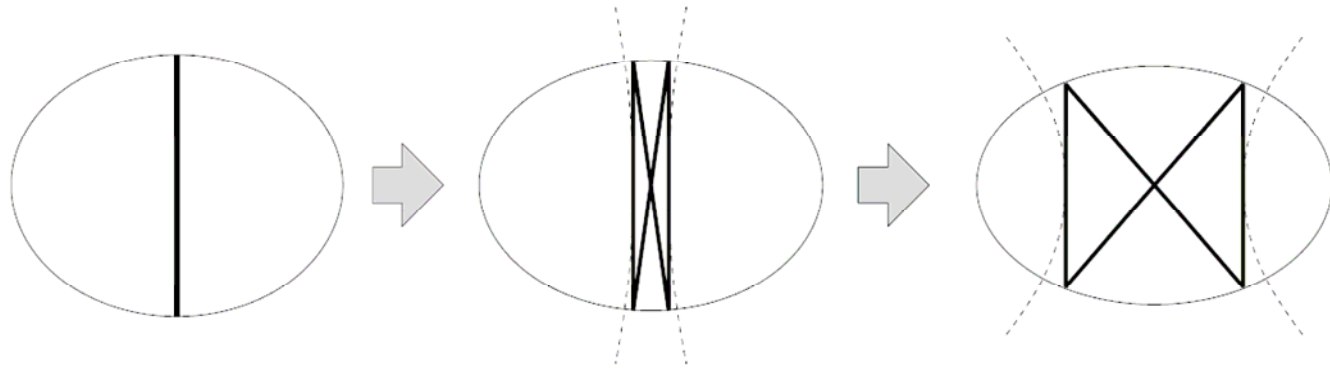
準位密度に対するトレース公式

$$\begin{aligned}g(e) &= \sum_i \delta(e - e_i) \\ &\simeq \bar{g}(e) + \delta g(e) \\ &= \bar{g}(e) + \sum_{\gamma} A_{\gamma} \cos\left(\frac{1}{\hbar}S_{\gamma}(e) - \frac{\pi}{2}\mu_{\gamma}\right)\end{aligned}$$

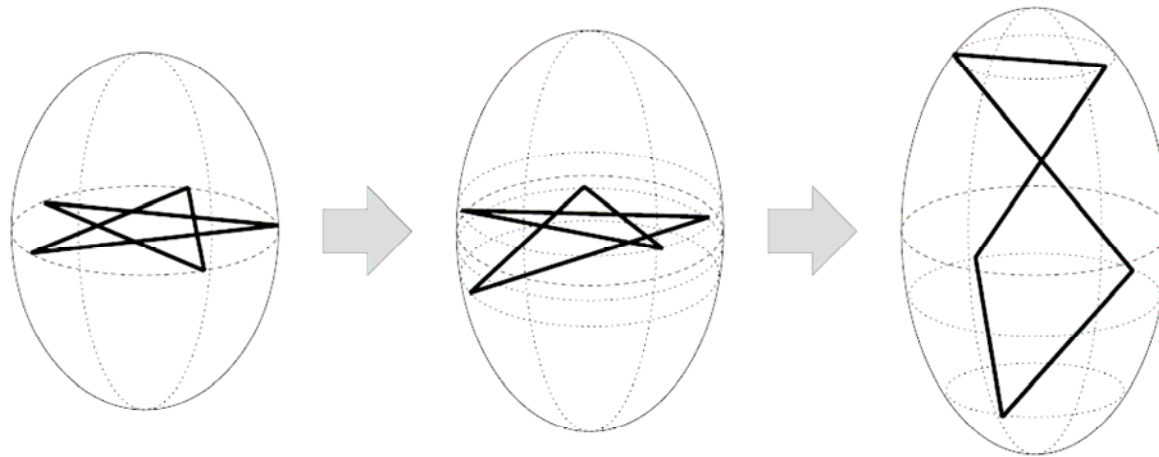
すべての周期軌道に関する総和

作用積分

周期軌道に分岐現象



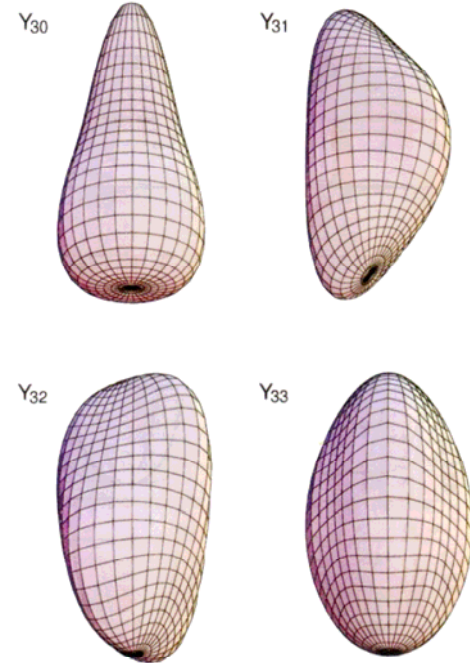
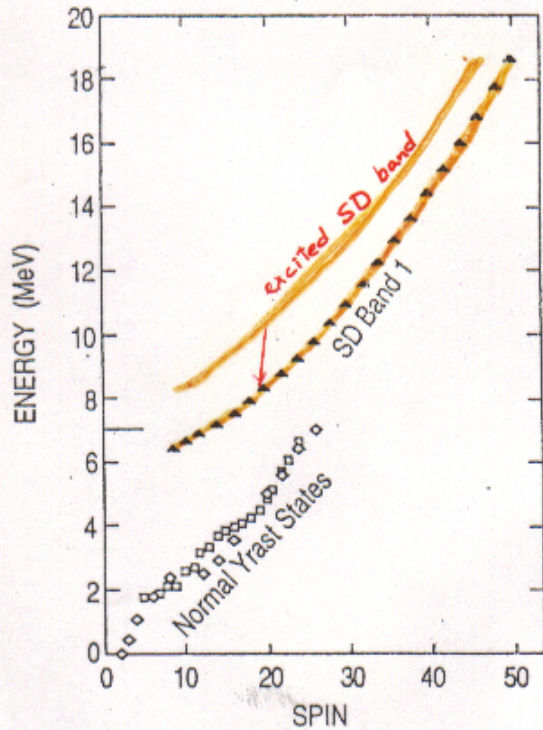
楕円ビリヤード: Birth of Butterfly



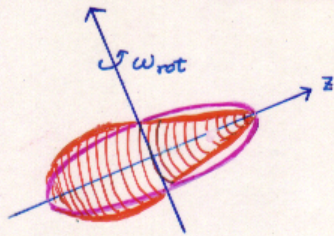
楕円体キャビティ: 3次元軌道の誕生

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

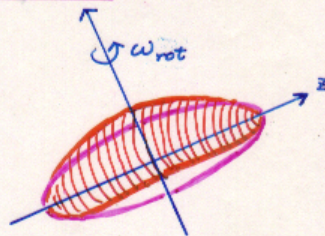


Octupole Vibrations at the 2:1 shape



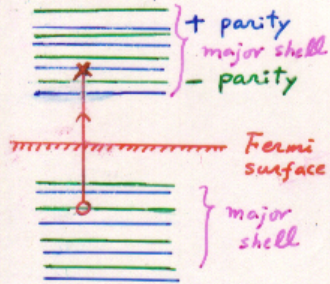
"pear"

$K=0$



"banana"

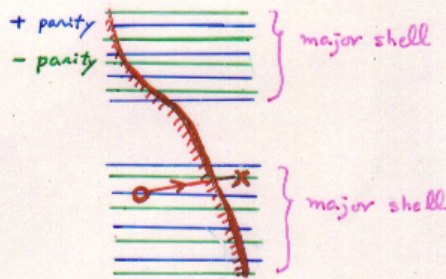
$K=1$



$\Delta=0$

$r^3 Y_{30}$

$\Delta N_{shell} = 1$



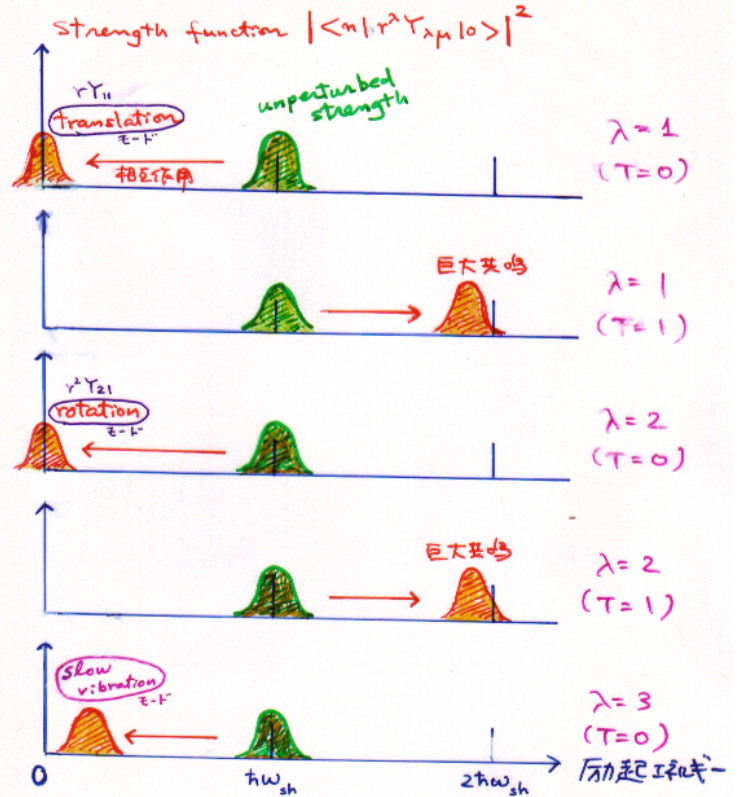
"Superconducting,
Superdeformed Nuclei"

$r^3 Y_{31}$

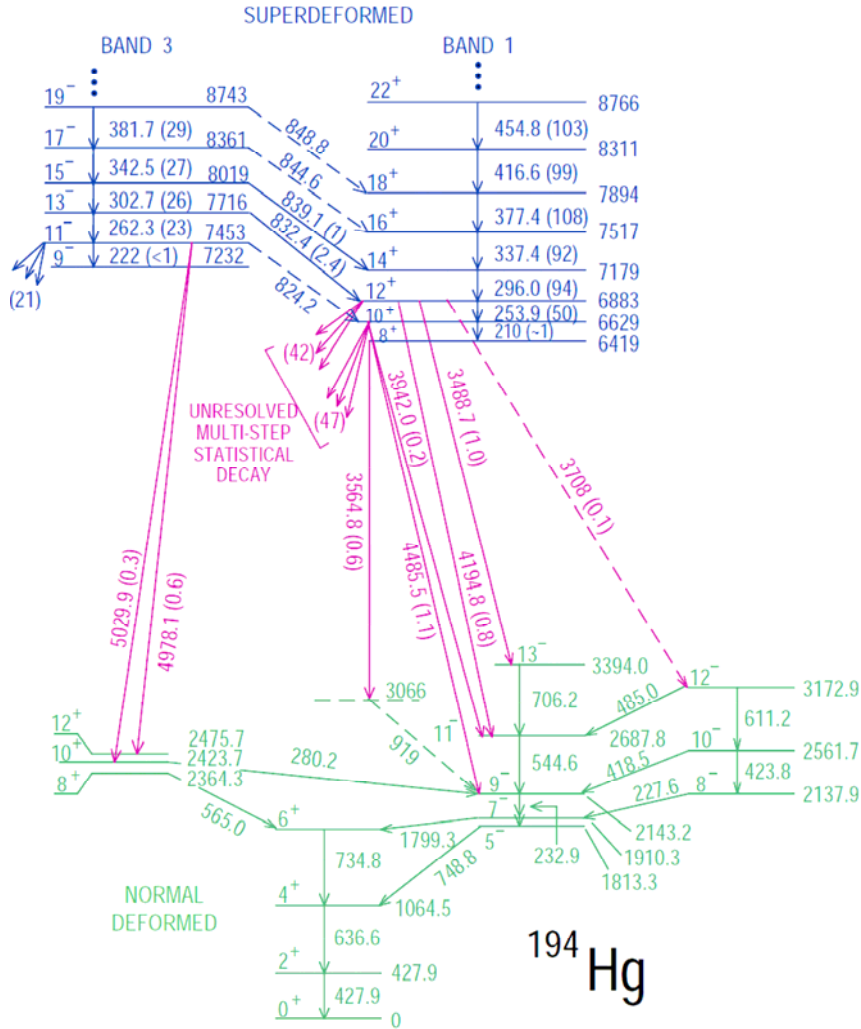
$\Delta \neq 0$

$\Delta N_{shell} = 0$

2:1 H.O. model



超変形イラストからの励起モード

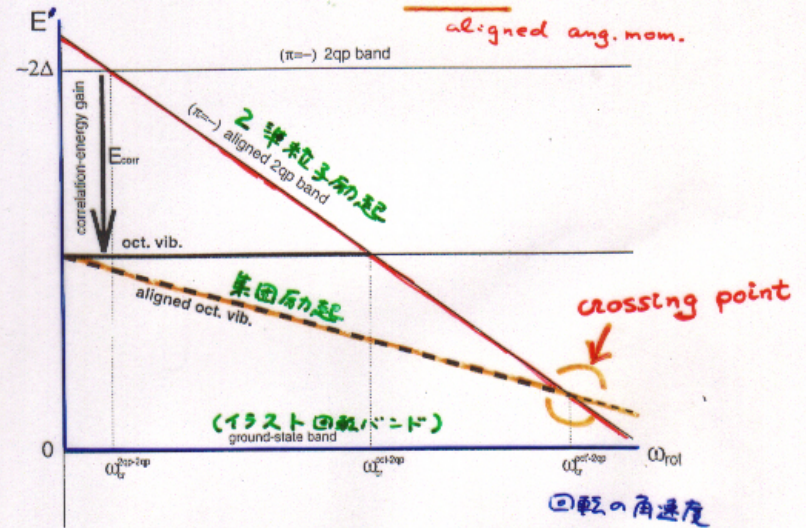


(根元念図)



イラスト系から測った

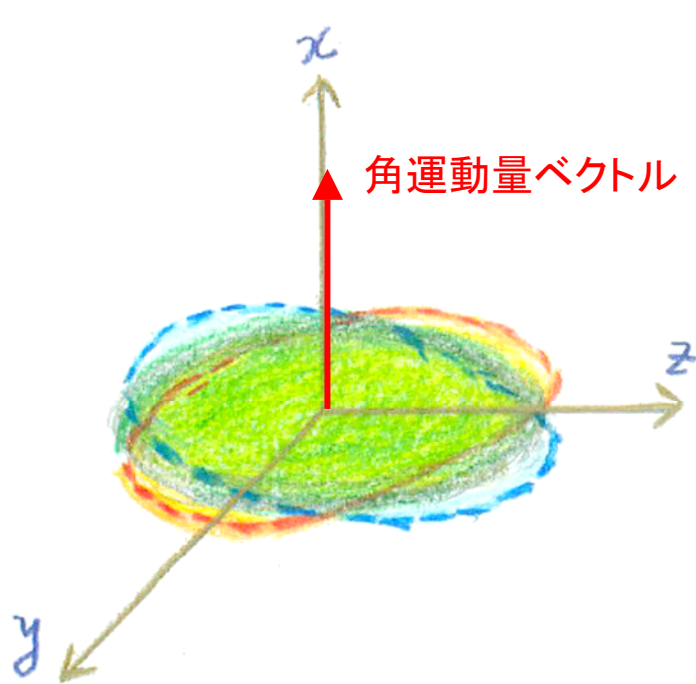
回転座標系でのエネルギー $E' = E - \omega_{rot} J_x$



aligned oct. vib. と aligned 2qp の競争

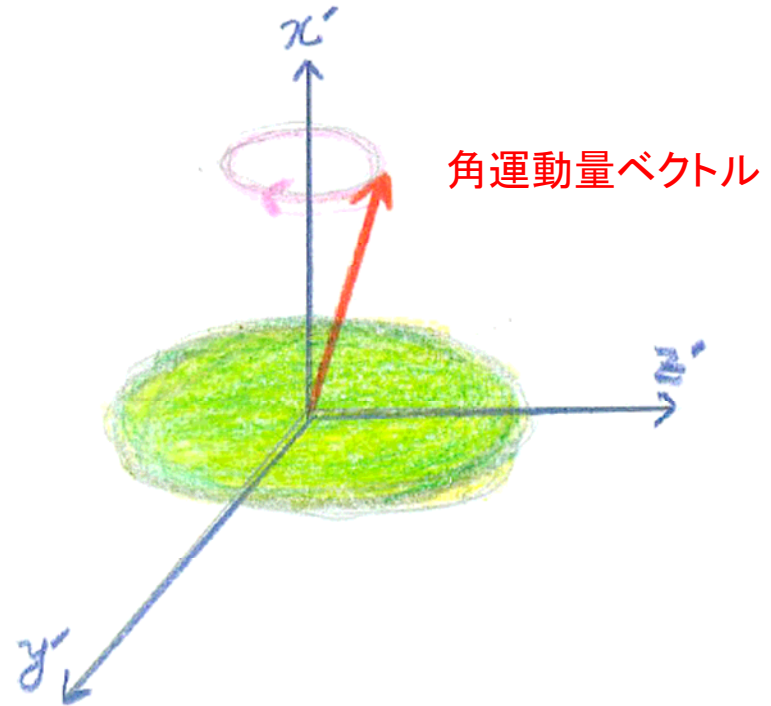
T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori, Y.R. Shimizu, Argonne Conf. (1996); Phys. Rev. C 53 (1996) 2213.

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

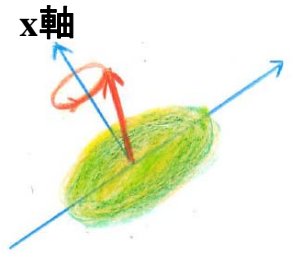
(角運動量ベクトルの方向をx軸と定義)



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

Wobbling Motion のパラドックス



Wobblingモード

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

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

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

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

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

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

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

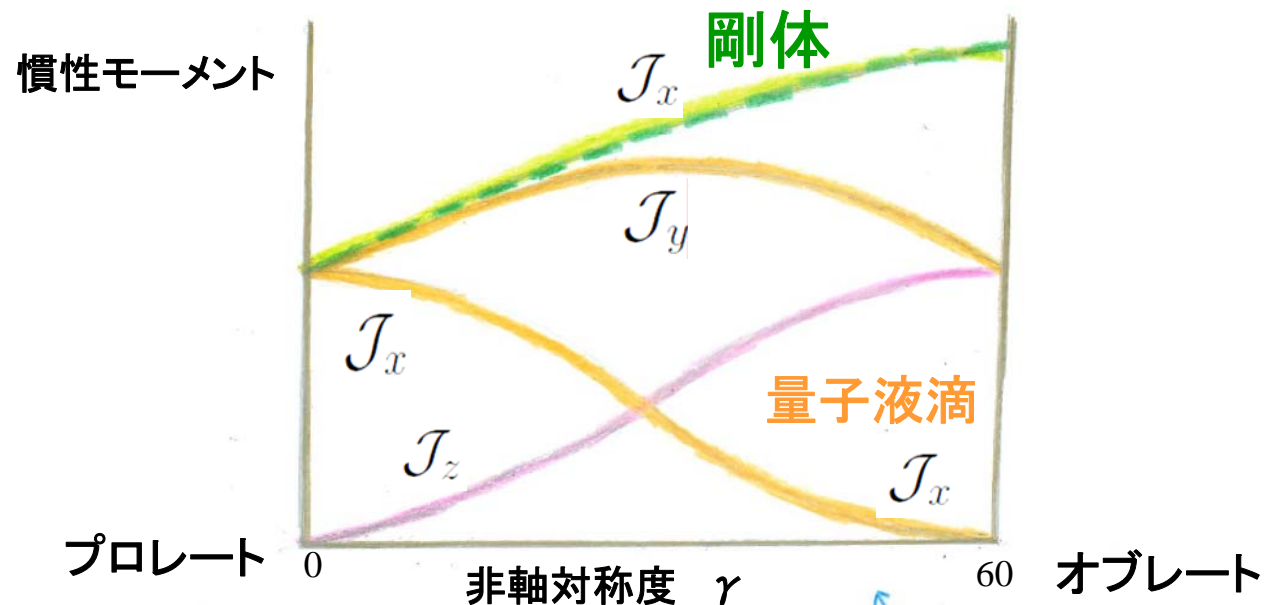
Wobbling振動数

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

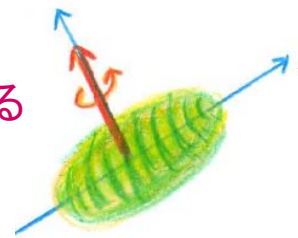
$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

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

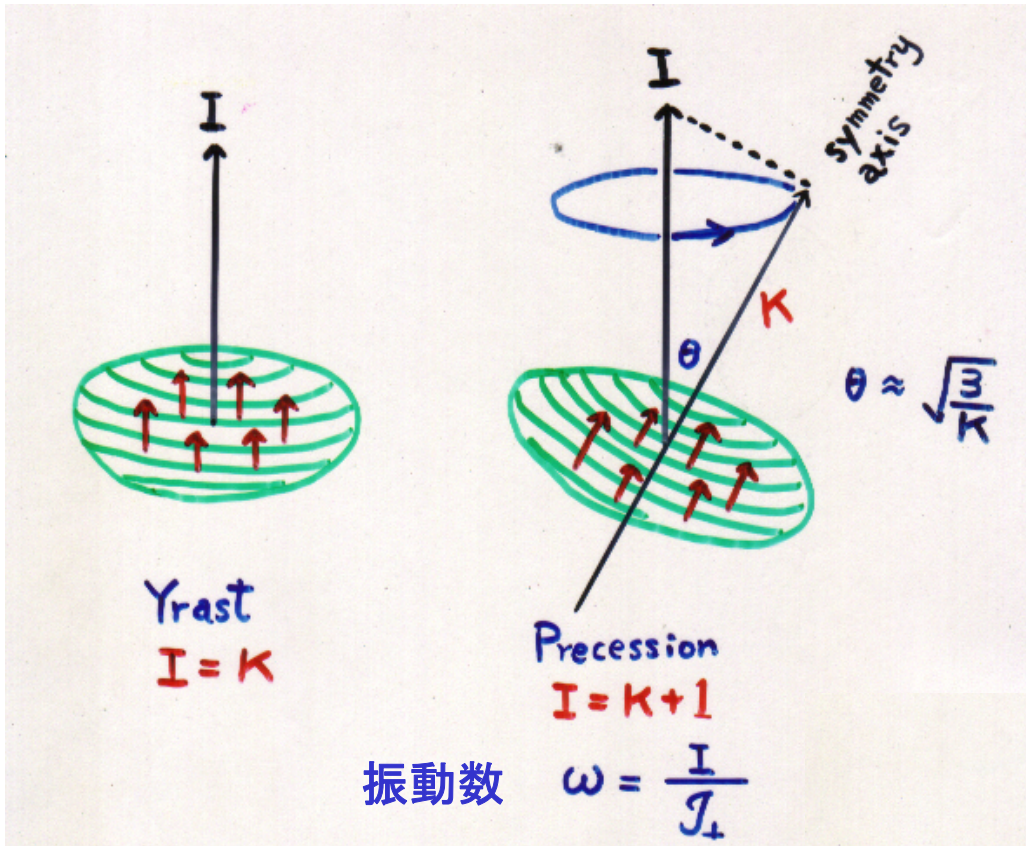
量子液滴では虚数になる！

Wobbling振動数

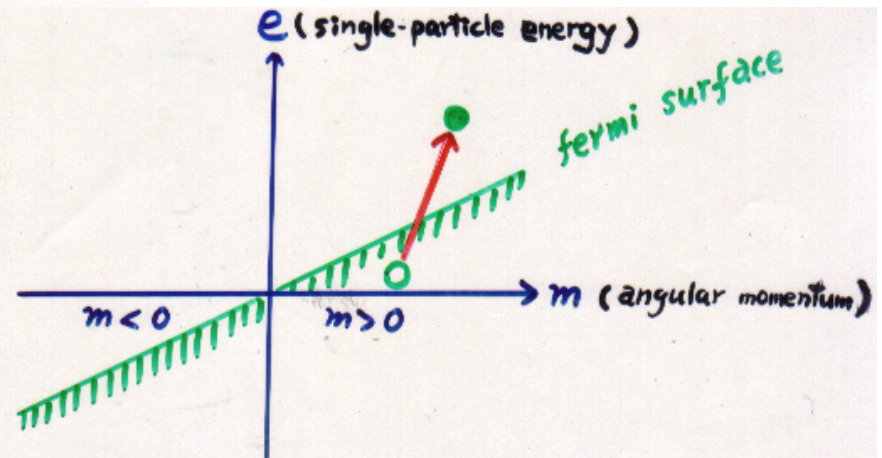
$$\hbar\omega = I \sqrt{\left(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x}\right)}$$

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

歳差(Precession)運動のRPA



微視的構造



傾斜したフェルミ面

「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

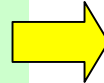
- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史

Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピントンティア
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動



Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

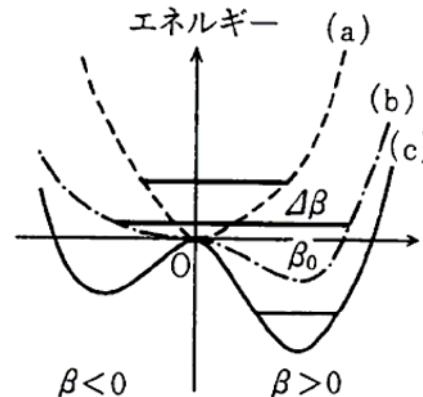
- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

Quantum Phase Transition

ゆるやかな量子相転移(真空の構造変化)

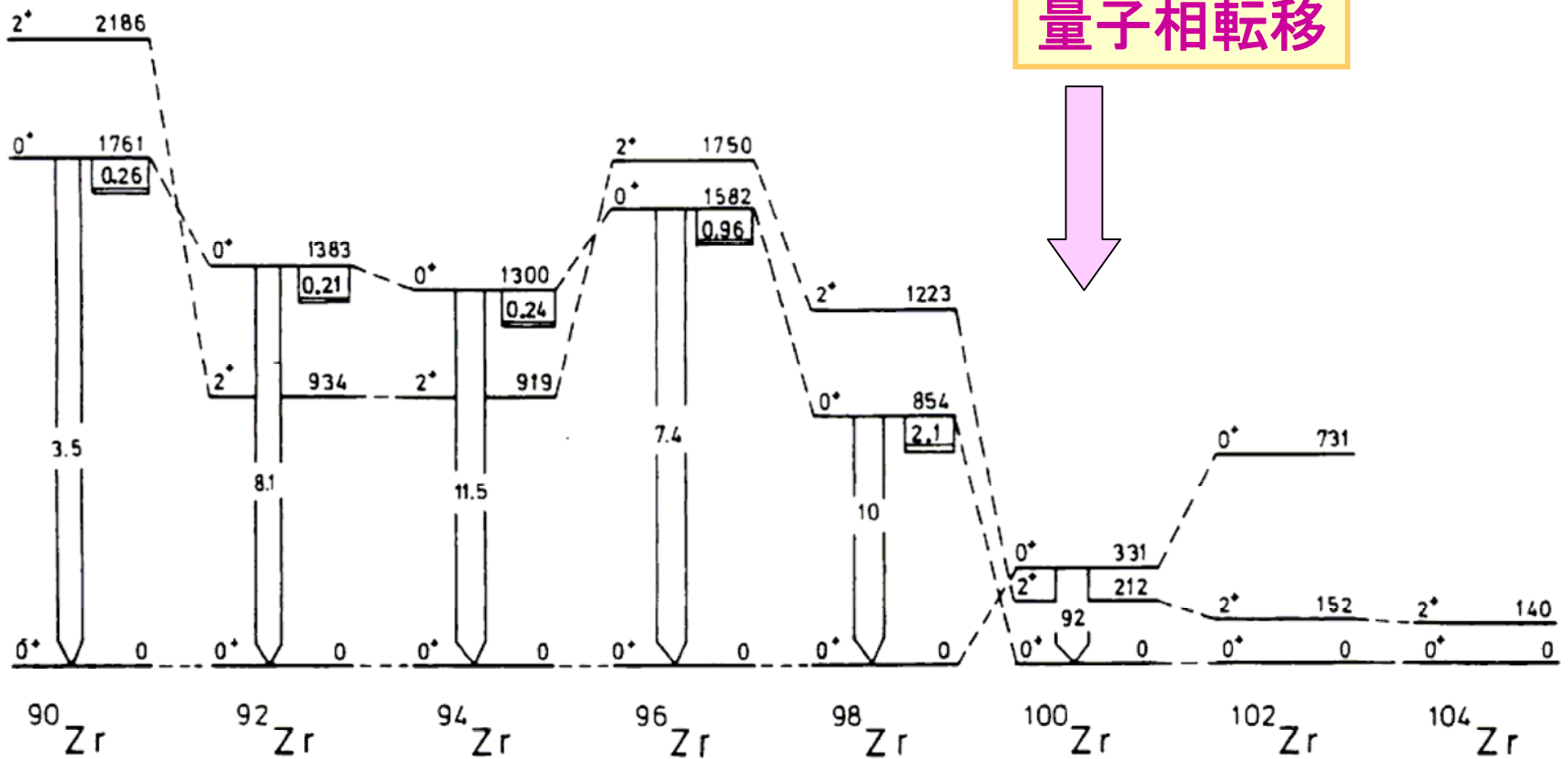
有限系の特徴

温度ゼロ



	2428 4 ⁺	2400 8 ⁺	2438 8 ⁺	2304 10 ⁺	2286 12 ⁺	2613 14 ⁺
		1849 6 ⁺	1945 6 ⁺	1748 8 ⁺	1725 10 ⁺	2049 12 ⁺
	1678 2 ⁺	1458 4 ⁺				1520 10 ⁺
			1262 4 ⁺	1224 6 ⁺	1216 8 ⁺	
		804 2 ⁺		747 4 ⁺	770 6 ⁺	1040 8 ⁺
			614 2 ⁺			638 6 ⁺
				334 2 ⁺	404 4 ⁺	317 4 ⁺
					138 2 ⁺	99 2 ⁺
	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	0 ⁺
	¹⁴⁸ Dy ₈₂	¹⁵⁰ Dy ₈₄	¹⁵² Dy ₈₆	¹⁵⁴ Dy ₈₈	¹⁵⁶ Dy ₉₀	¹⁵⁸ Dy ₉₂
$\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$	1.45	1.81	2.06	2.24	2.93	3.20

Zr isotopes の低励起スペクトル



量子相転移

N=50

N=60

集団運動の微視的理論の進展

- 1960 準粒子RPA (qRPA) (丸森, Baranger, Arvieu-Veneroni)
- 1962-1964 ボソン展開 (Belyaev-Zelevinsky, 丸森-山村-徳永)
- 1966 生成座標法の具体化 (大西-吉田)
- 1972 Skyrme-Hartree-Fock (Vautherin-Brink)
- 1970-1980年代 TDHF法の発展と広汎な適用 (Bonche-Koonin-Negele, et al.)
ボソン展開法の発展と広汎な適用 (岸本-田村-坂本)
- 1975 連続状態RPA (Shlomo-Bertsch)
- 1977-1983 回転系qRPA
- 1976-1978 大振幅集団運動理論への試み
(Rowe-Basserman, Villars, 丸森, Baranger-Veneroni)
- 1980 SCC法 (丸森-益川-坂田-栗山)
- 1984 座標表示HFB (Dobaczewski-Flocard-Treiner)
- 1985-1987 準粒子SCC法と非調和振動への適用
- 1991 Generalized Valley Theory (Klein-Walet-Dang)
- 2000 断熱的SCC法
- 2001 連続状態qRPA (松尾)
- 2005 吸収境界条件TDHF (矢花-中務)

ペアー演算子の準スピン表現

$$A^\dagger = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{i>0} c_i^\dagger c_i^\dagger$$

$$\hat{N} = \sum_{i>0} (c_i^\dagger c_i + c_{\bar{i}}^\dagger c_{\bar{i}}) \quad \Omega = j + 1/2 \text{ for a single-}j \text{ shell}$$

$$S_+ = \sqrt{\Omega} A^\dagger \quad [S_+, S_-] = 2S_0$$

$$S_- = \sqrt{\Omega} A$$

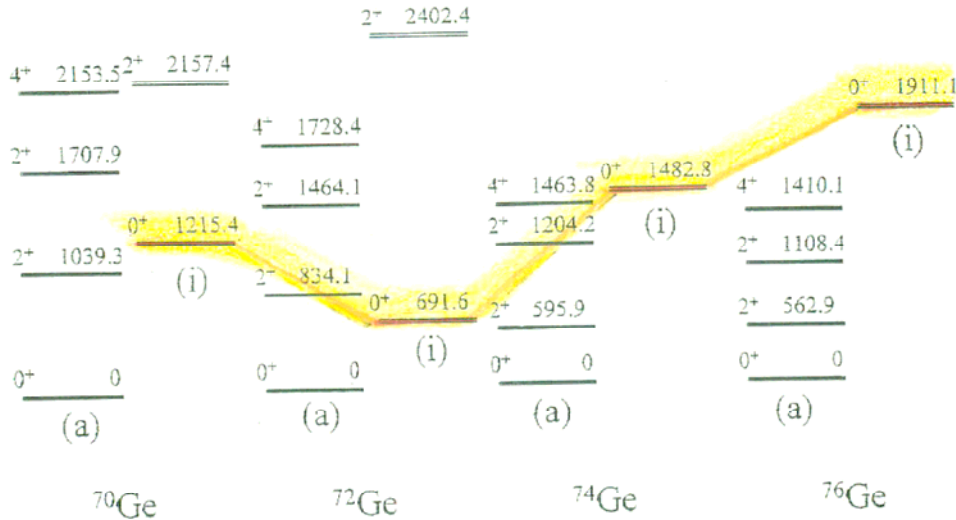
$$S_0 = \frac{1}{2}(\hat{N} - \Omega) \quad [S_0, S_\pm] = \pm S_\pm$$

準スピンのボソン表現

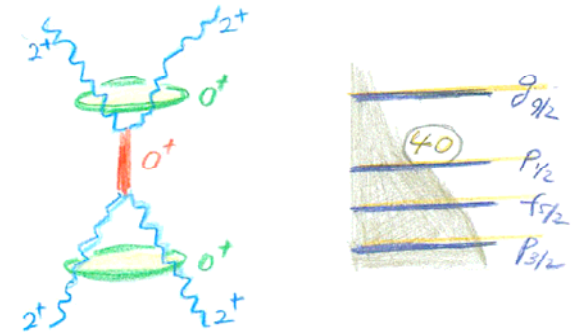
$$\begin{aligned}A^\dagger &= \mathbf{P} b^\dagger \sqrt{1 - b^\dagger b / \Omega} \\ &= b^\dagger - (1 - \sqrt{1 - 1/\Omega}) b^\dagger b^\dagger b + \dots \\ A &= \mathbf{P} \sqrt{1 - b^\dagger b / \Omega} b \\ &= b - (1 - \sqrt{1 - 1/\Omega}) b^\dagger b b + \dots \\ \hat{N} &= 2b^\dagger b\end{aligned}$$

Mysterious 0^+ states

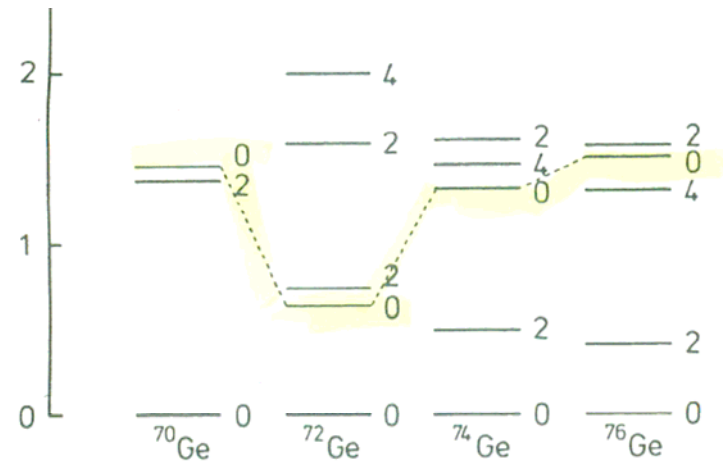
古くて新しい問題



四重極振動と対振動は強く結合する

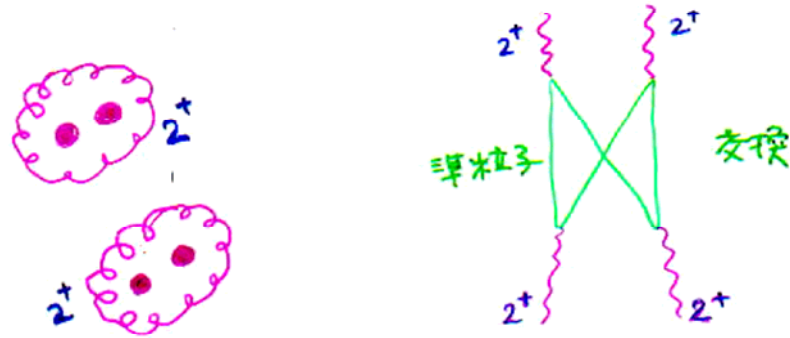


M. Sugawara et al., Eur. Phys. J. A 16 (2003) 409



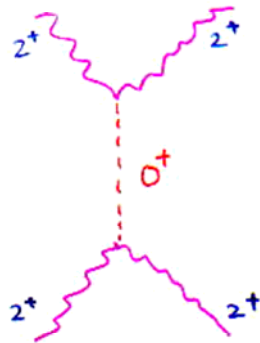
K. Takada and S. Tazaki, Nucl. Phys. A 448 (1986) 56

フォノンは複合粒子..... ボソンの様でボソンでない



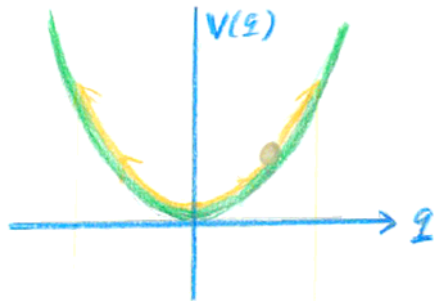
非調和効果のなかに隠された規則性を求めて

励起 0^+ 状態の特異性

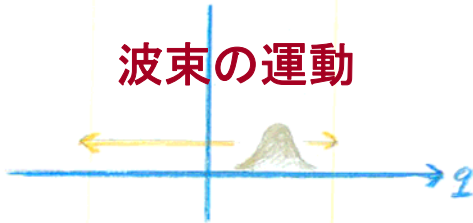


四重極フォノンと対振動フォノンの動的結合

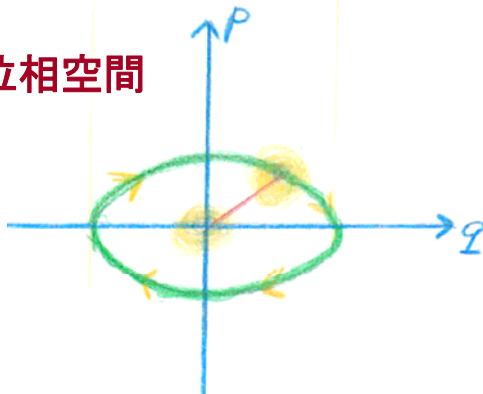
調和振動子



波束の運動



位相空間



振動運動の描像を得るためには
コヒーレント状態を導入する必要がある

$$|z\rangle = e^{za^\dagger - z^*a} |0\rangle = e^{i(p\hat{Q} - q\hat{P})} |0\rangle$$

$$\hat{Q} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(a^\dagger + a), \quad \hat{P} = i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}}(a^\dagger - a)$$

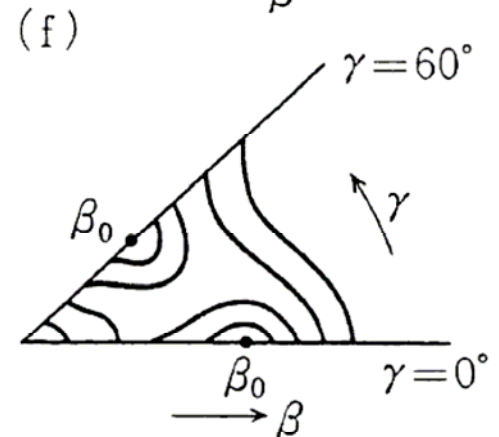
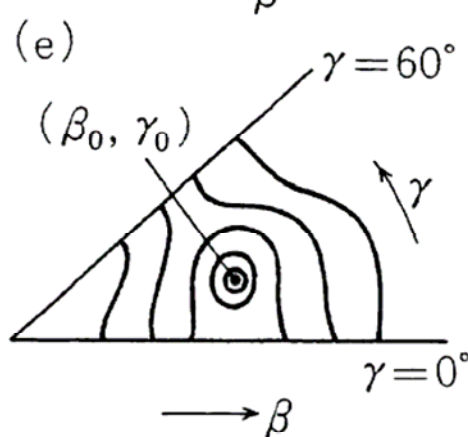
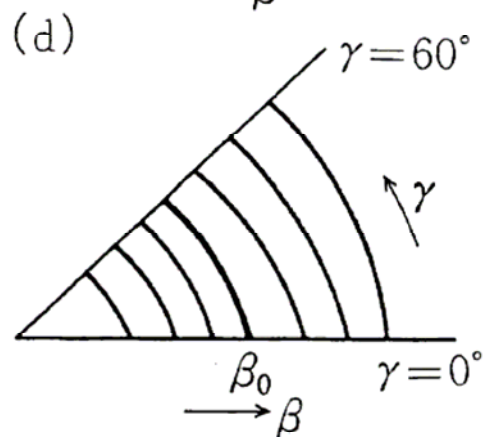
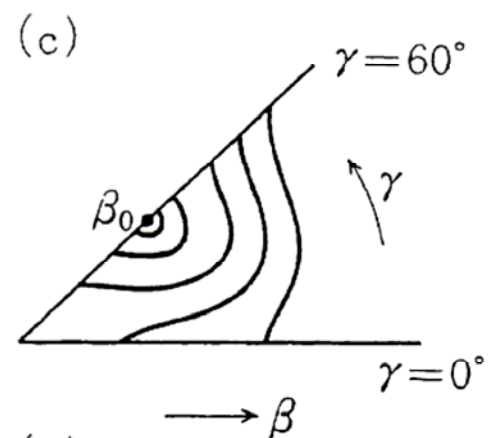
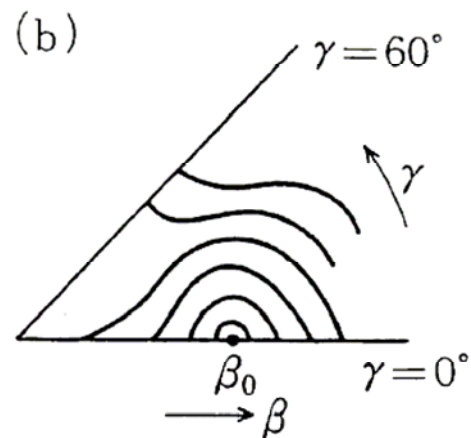
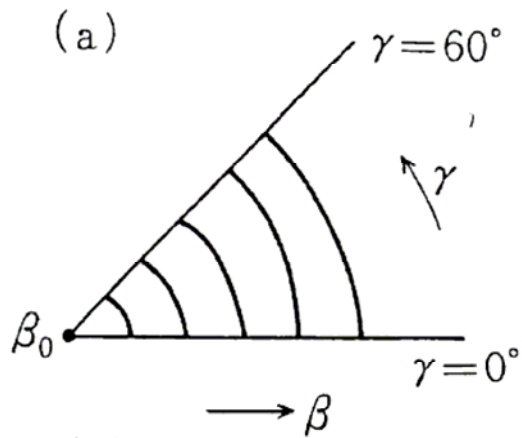
$$z(t) = z(0)e^{-i\omega t}$$

$$q = \langle z | \hat{Q} | z \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(z^* + z),$$

$$p = \langle z | \hat{P} | z \rangle = i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}}(z^* - z)$$

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1,2,3} \mathcal{I}_{\kappa}(\beta, \gamma) \omega_{\kappa}^2 + V(\beta, \gamma)$$



ボソン展開法の適用例

H. Sakamoto and T. Kishimoto,
Nucl. Phys. A528 (1988) 73

$$B_I/B_2 \equiv B(E2; I^+ \rightarrow (I-2)^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_g^+)$$

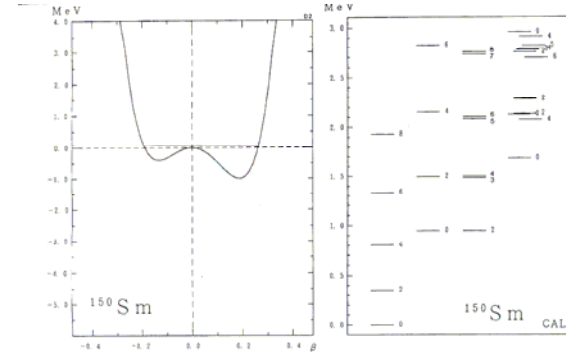
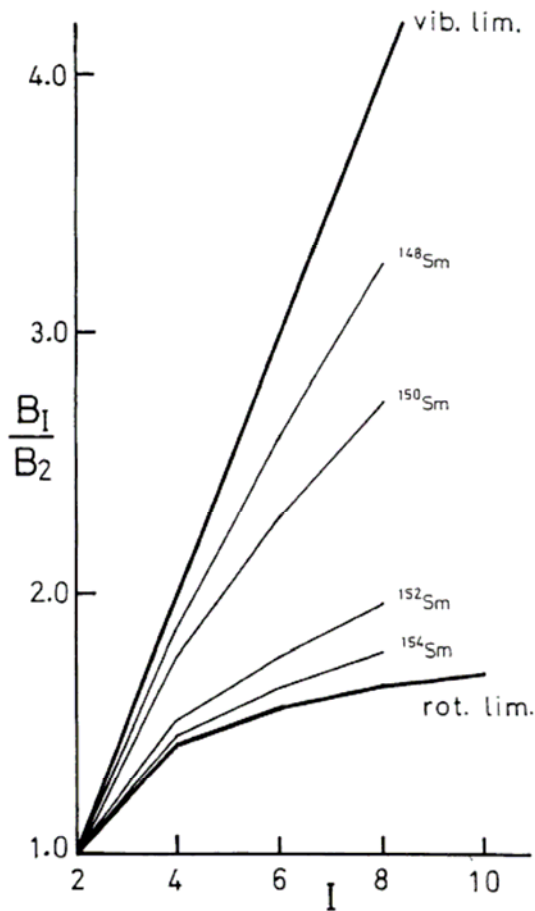


Fig. 5. Calculated potential energy surface and level scheme for ^{150}Sm . The collective coordinate is chosen as the case of TD-3, the non-collective couplings are fully included and the interaction strengths are fixed as $f_1 = f_2 = f_3 = 0.85$ and $g_1 = 0.85$. The spurious number excitation modes are removed. The horizontal line in the figure of the potential surface corresponds to the ground-state energy. In the figure of the level scheme, all the resulting states with $E_x > 3 \text{ MeV}$ and $I < 4$ are listed. Especially, the spins in the ground-band, the quasi β -band or the quasi γ -band are separately accumulated.

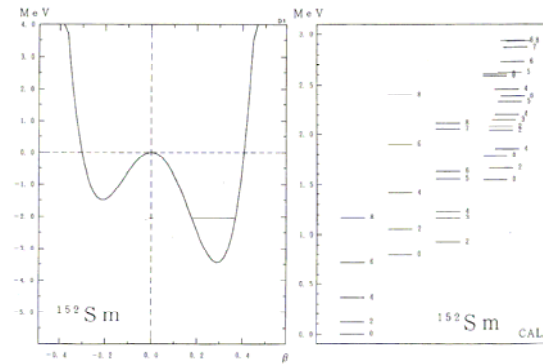


Fig. 34. Same as fig. 33, except that the interaction strengths are fixed as $f_1 = f_2 = f_3 = 0.90$, $g_1 = 0.83$.

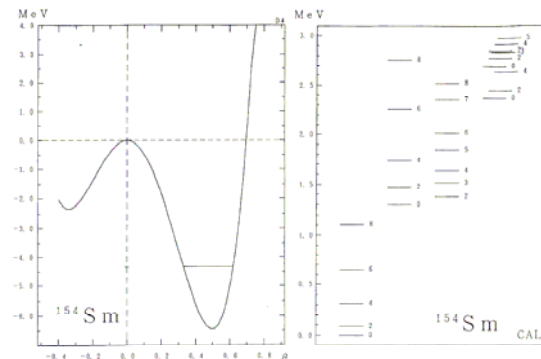
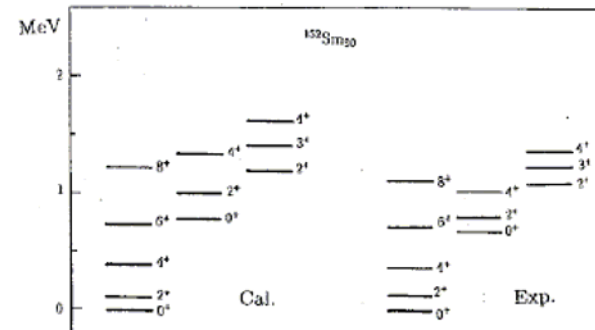
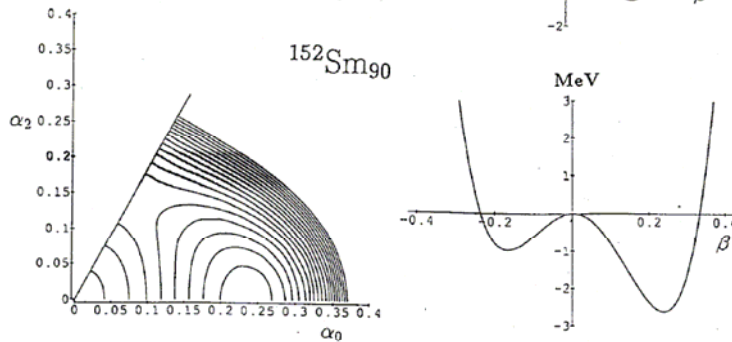
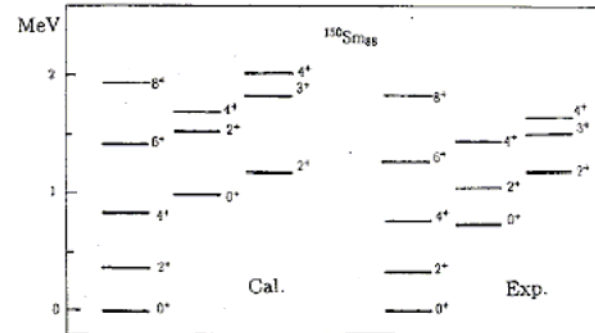
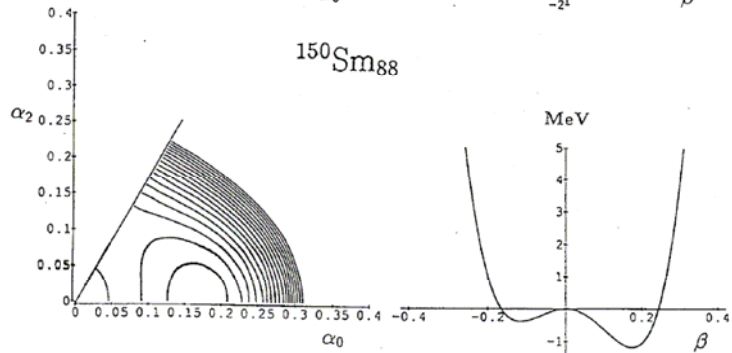
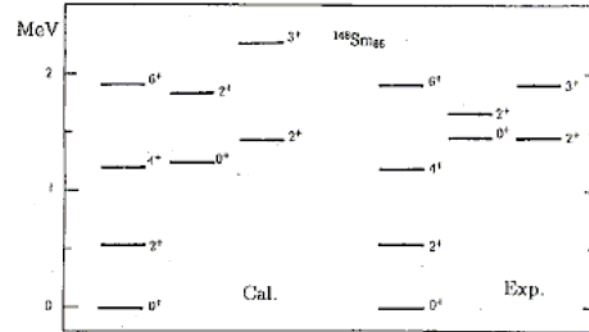
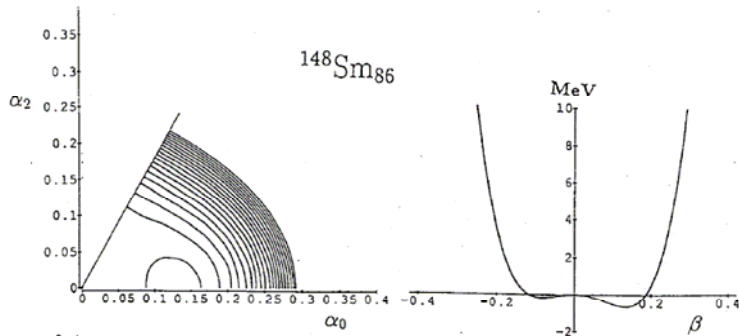
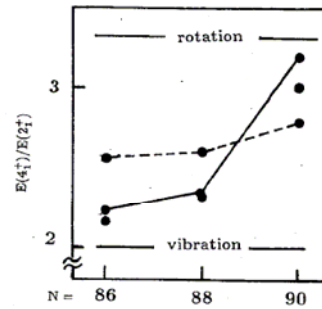


Fig. 37. Same as fig. 36, except that the interaction strengths are fixed as $f_1 = f_2 = f_3 = 0.91$, $g_1 = 0.69$.

SCC法の適用例

K. Yamada,
Prog. Theor. Phys.
89(1993)995



NIELS BOHR

CENTENNIAL CONFERENCES 1985



NUCLEAR STRUCTURE 1985

Editors

Ricardo BROGLIA
Gudrun HAGEMANN
Bent HERSKIND

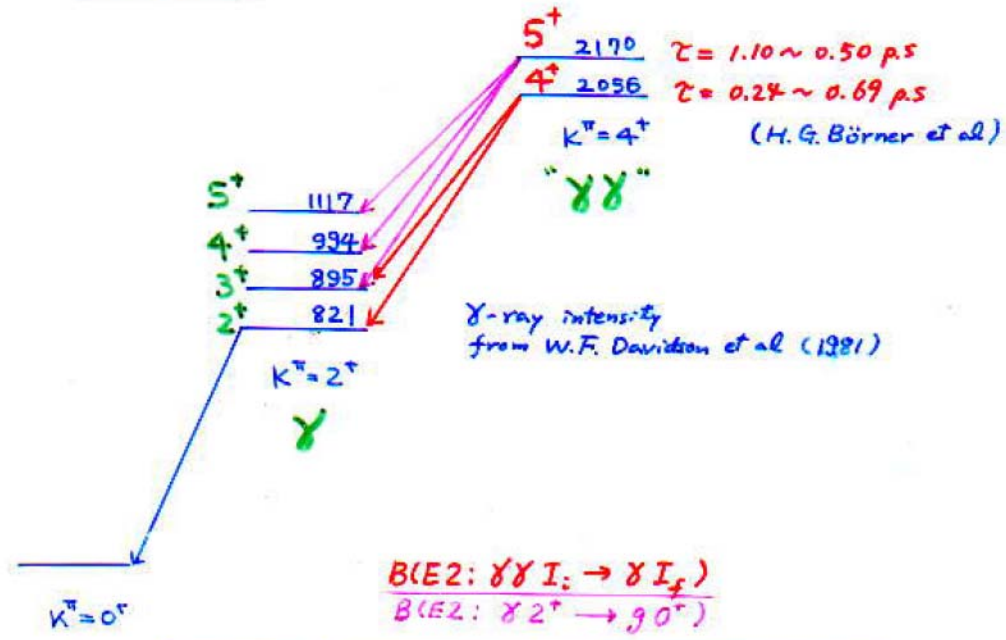
NORTH HOLLAND

viii

Table of Contents

The 'Single-Particle' Spectrum of States: Correlated or Uncorrelated? J.D. GARRETT	111
Critical Analysis of the Cranking I. HAMAMOTO	129
COLLECTIVE MOTION AT LOW EXCITATION ENERGY <i>Discussion Leader: T. Marumori, Tokyo</i>	
The Low Energy Nuclear Spectrum in Terms of IBM A. ARIMA	147
Microscopic Approach to Nuclear Anharmonicities H. MATSUO, Y.R. SHIMIZU and K. MATSUYANAGI	161
Large Scale Nuclear Structure Studies A. FAESSLER	177
Nuclear Dynamics of Zero Point Fluctuations in Ordinary and in Gauge Space R.A. BROGLIA, F. BARRANCO and M. GALLARDO	193
<i>Discussion Leader: I. Bergström, Stockholm</i>	
Statistics and the Shell Model H.A. WEIDENMÜLLER	213
Transition Densities with Electron Scattering J. HEISENBERG	229
'Static' Octupole Deformation G.A. LEANDER	*249
'Static' Octupole Deformation at High Spin W. NAZAREWICZ	263

^{168}Er



$$R(4^+) = \frac{B(E2: 4^+_{\gamma\gamma} \rightarrow 2^+_{\gamma})}{B(E2: 2^+_{\gamma} \rightarrow 0^+_{\gamma})}$$

$$= \frac{25}{18} \frac{|\langle K=4, \gamma\gamma | M(E2) | K=2, \gamma \rangle|^2}{|\langle K=2, \gamma | M(E2) | K=0, \gamma \rangle|^2}$$

intrinsic matrix elements

$$\rightarrow \frac{25}{9} \approx 2.78$$

in the harmonic limit.

$$\frac{B(E2: 2^+_{\gamma} \rightarrow 4^+_{\text{err}})}{B(E2: 0^+_{\gamma} \rightarrow 2^+_{\gamma})} = \frac{1}{2} \frac{|\langle K=4, \gamma\gamma | M(E2) | K=2, \gamma \rangle|^2}{|\langle K=2, \gamma | M(E2) | K=0, \gamma \rangle|^2}$$

$$\rightarrow 1 \text{ in the harmonic limit}$$

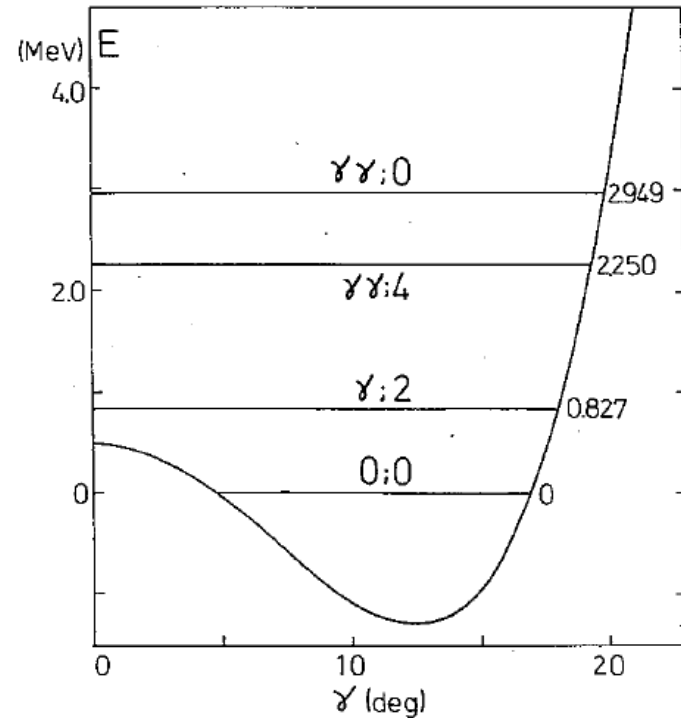
9

$\gamma\gamma$ $I_i \rightarrow I_f$	experiment lower limit ~ upper limit	theory SCC method (OWAS)*	harmonic limit
$4^+ \rightarrow 2^+$	0.5 ~ 1.5	1.89	2.78
$\rightarrow 3^+$	0.3 ~ 1.0	0.95	1.11
$5^+ \rightarrow 3^+$	0.6 ~ 3.2	1.30	1.91
$\rightarrow 4^+$	0.5 ~ 2.5	1.30	1.91
$\rightarrow 5^+$	0.4 ~ 2.3	0.63	0.92

SCC法を用いて導出した非調和 γ 振動に対するハミルトニアン

$$H_{\text{coll}} = -\frac{\hbar^2}{2D} \left(\frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{1}{4\gamma^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) + \epsilon_1 \frac{\hbar^2}{2D} \left(\gamma^2 \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} + 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} + 1 \right) + \epsilon_2 \frac{\hbar^2}{2D} \frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \\ + \epsilon_3 \left(\frac{\hbar^2}{2D} \right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{1}{4\gamma^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)^2 + V_{\text{coll}}(\gamma),$$

$$V_{\text{coll}}(\gamma) = \frac{1}{2} C_2 \gamma^2 + C_4 \gamma^4$$



M.Matsuo and KM,
 Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 1227

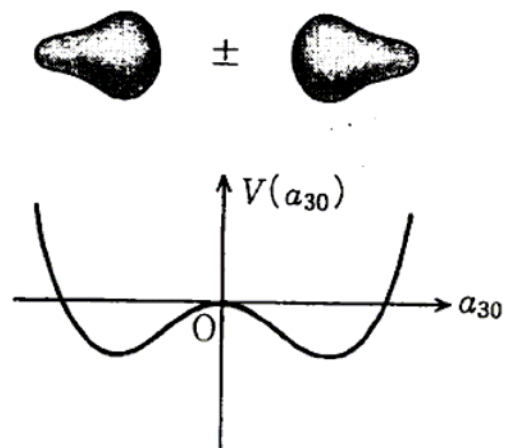
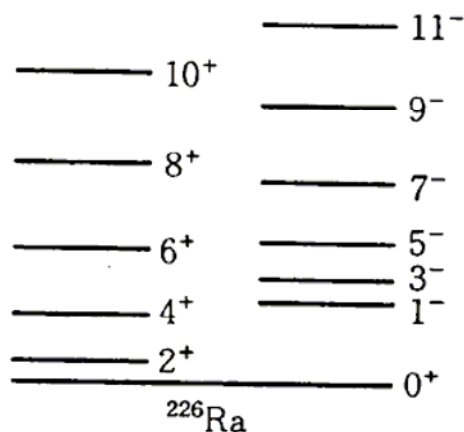
対称性の自発的破れに伴う励起スペクトルの例

♥ 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



L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics

§50

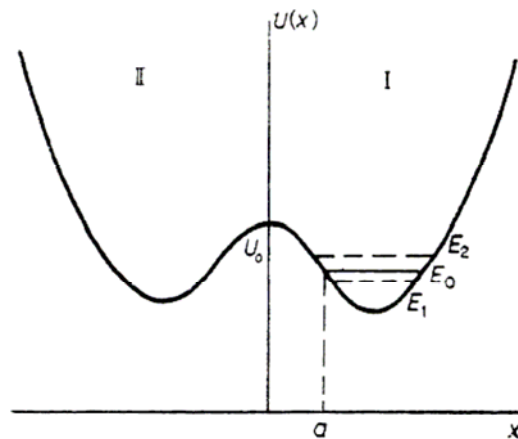
Penetration through a potential barrier

177

the level splits into levels E_1 and E_2 with wave functions which are symmetric and anti-symmetric combinations of $\psi_0(x)$ and $\psi_0(-x)$:

$$\psi_1(x) = (1/\sqrt{2})[\psi_0(x) + \psi_0(-x)], \quad \psi_2(x) = (1/\sqrt{2})[\psi_0(x) - \psi_0(-x)]. \quad (1)$$

The quasi-classical function $\psi_0(x)$ diminishes exponentially outside the well, and in particular

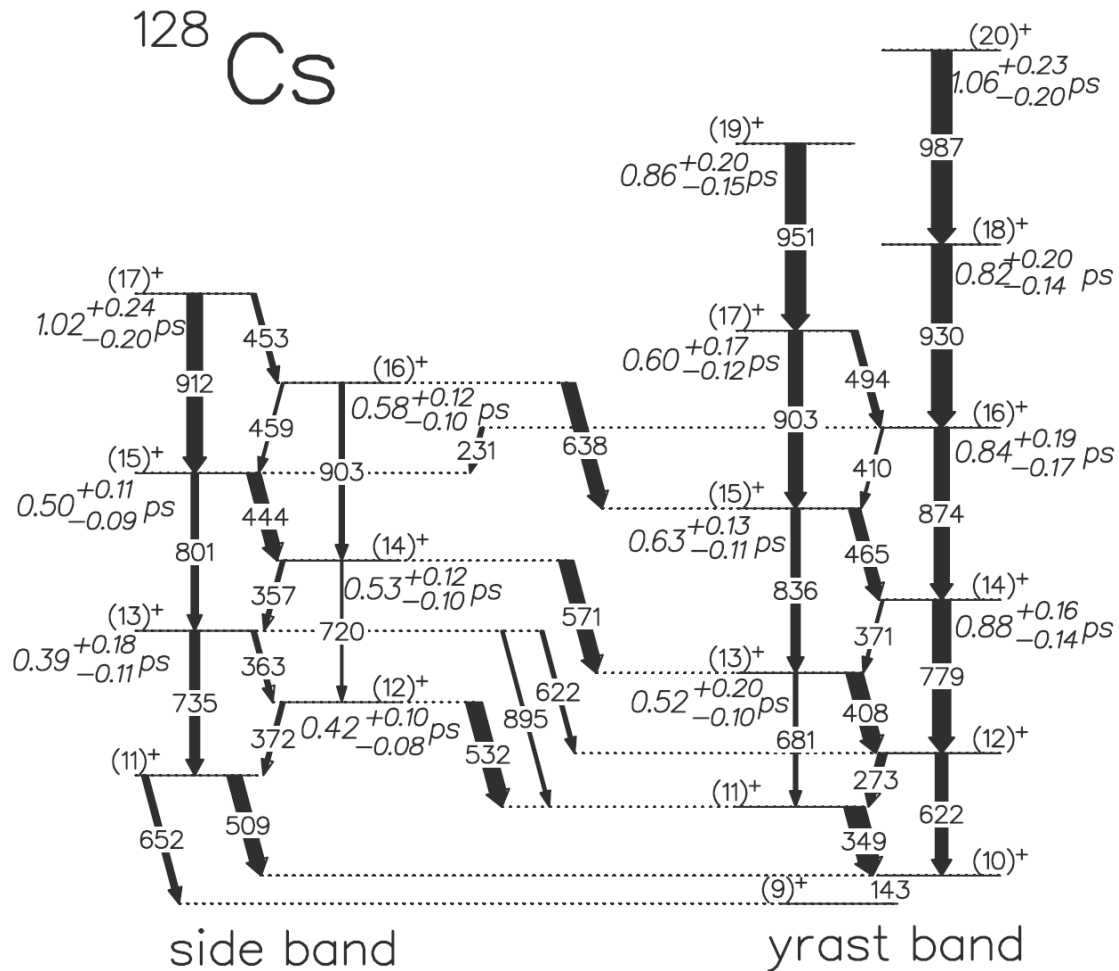


$$\psi_0(0) = \sqrt{\frac{\omega}{2\pi v_0}} \exp\left[-\frac{1}{\hbar} \int_0^a |p| dx\right], \quad \psi_0'(0) = \frac{\mu v_0}{\hbar} \psi_0(0),$$

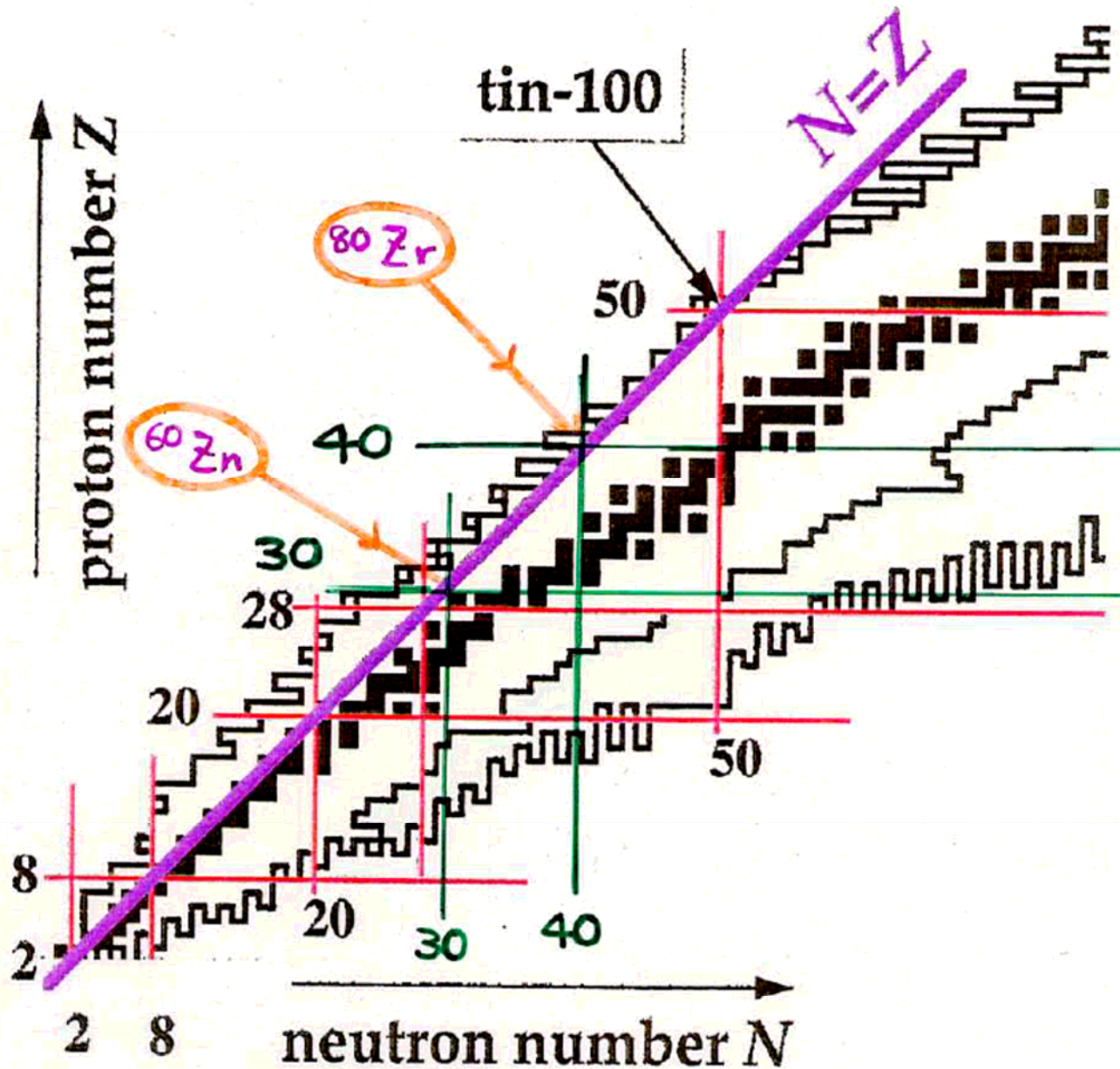
where $v_0 = \sqrt{2(U_0 - E_0)/\mu}$. Thus

$$E_2 - E_1 = \frac{\omega \hbar}{\pi} \exp\left[-\frac{1}{\hbar} \int_{-a}^a |p| dx\right].$$

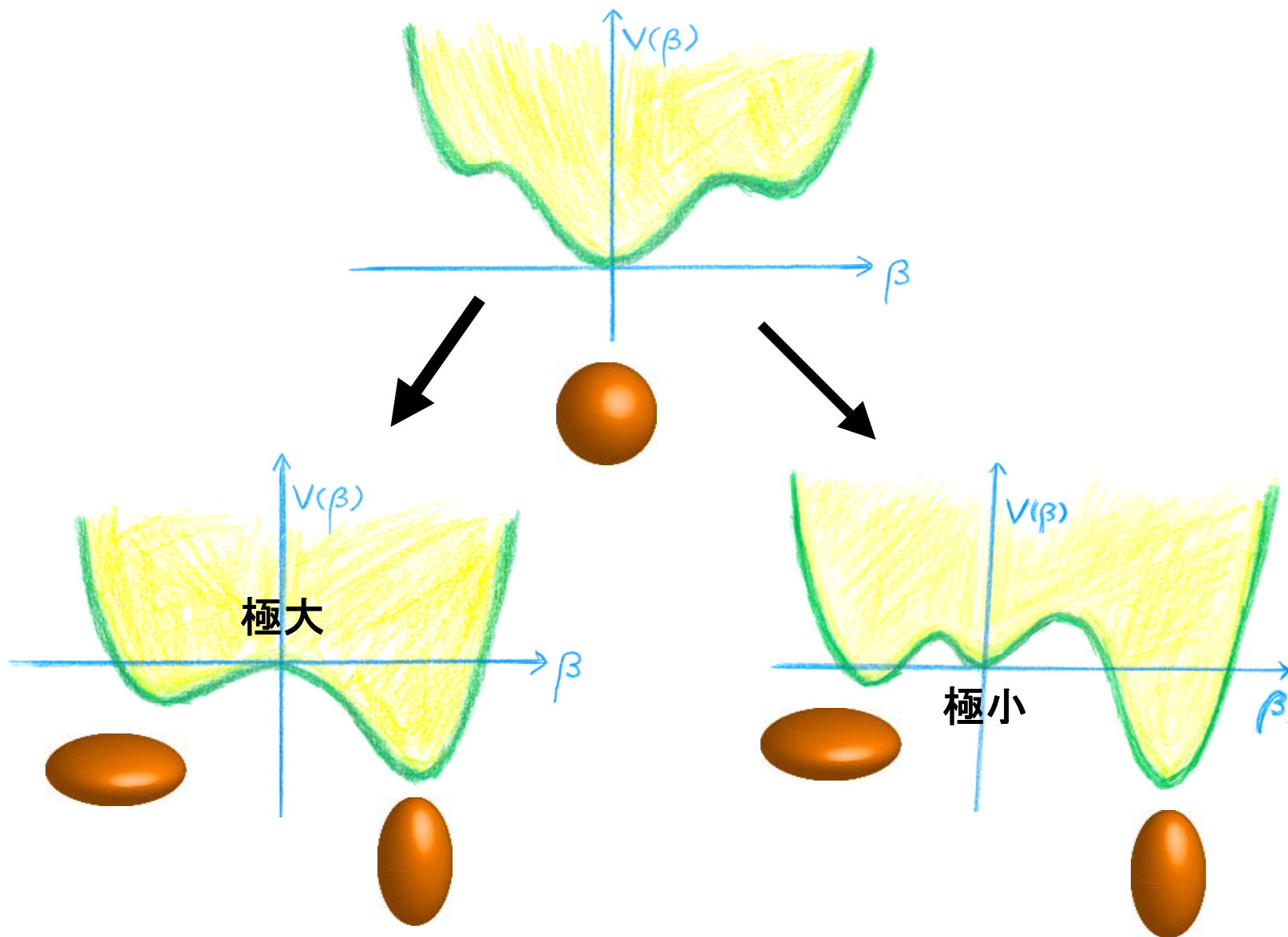
カイラル2重項



N=Zでは陽子と中性子の変形シェル効果がコヒーレントに効くだろう

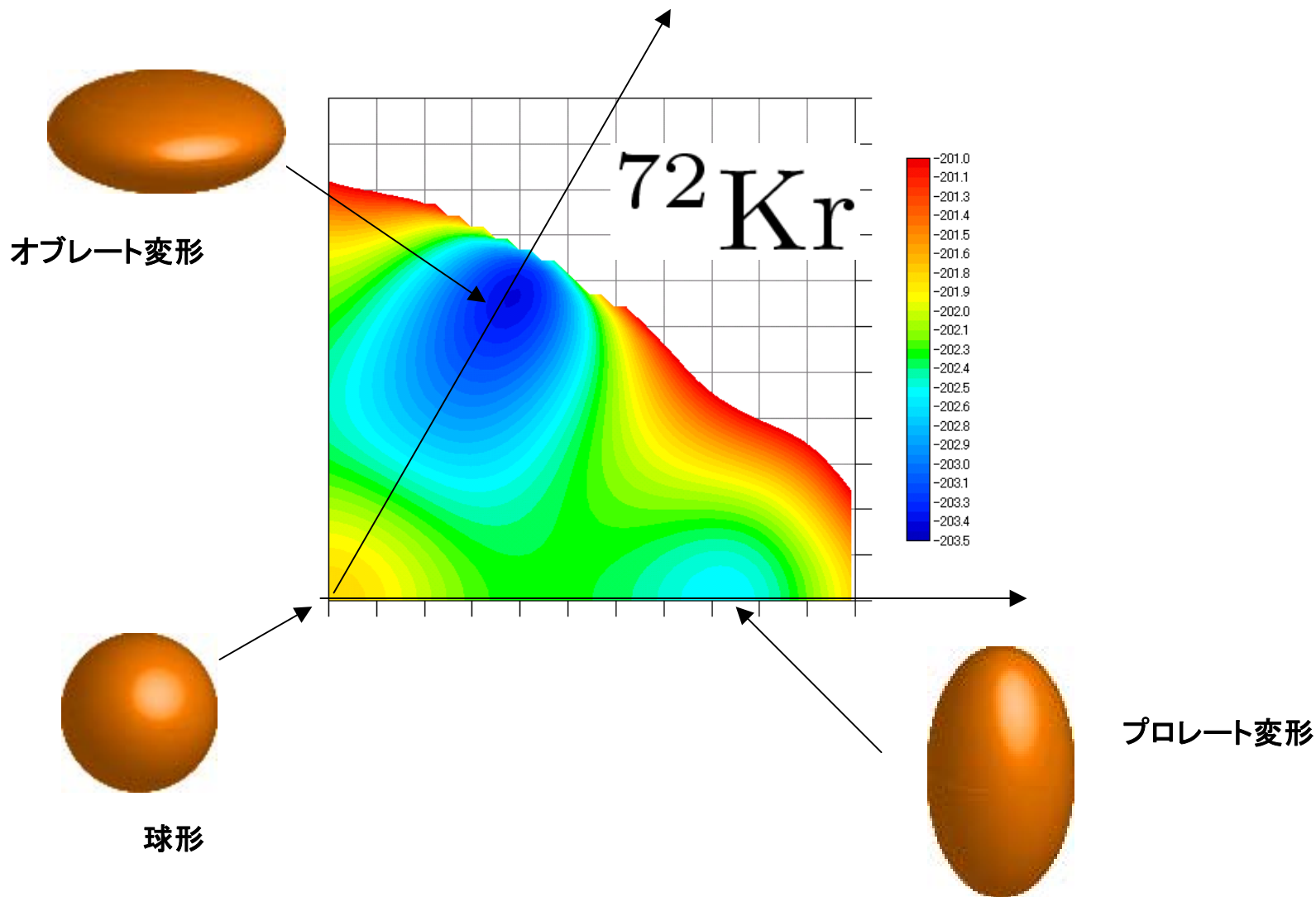


變形共存現象



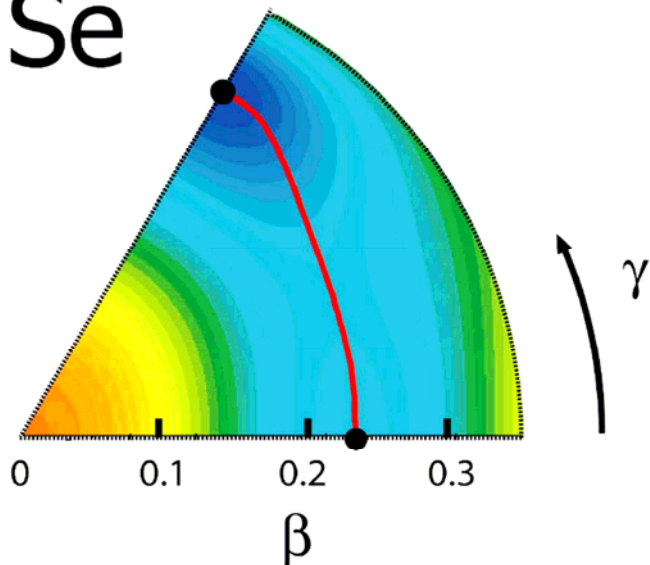
複数の真空(平均場)の間の巨視的トンネル現象

オブレート・プロレート変形共存現象

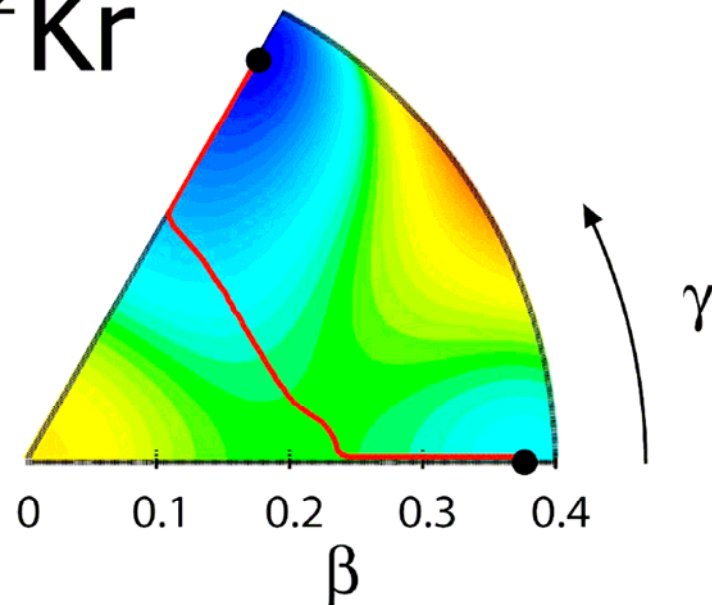


ASCC法で微視的に求めた集団経路

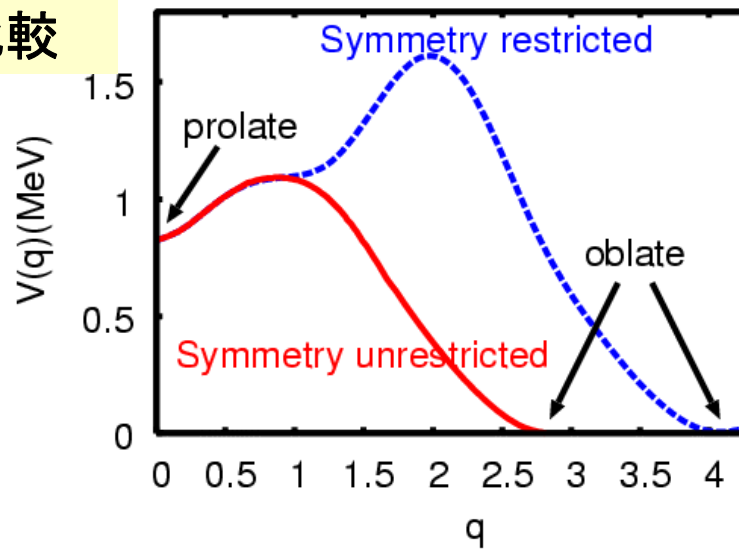
^{68}Se



^{72}Kr



軸対称性を課した場合との比較



時間変化する平均場

時間に依存する変分原理

$$\delta \langle \phi(q, p) | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi(q, p) \rangle = 0.$$

Self-Consistent Collective Coordinate (SCC)法

集団座標 q

集団運動量 p

$$\frac{\partial}{\partial t} \Rightarrow \dot{q} \frac{\partial}{\partial q} + \dot{p} \frac{\partial}{\partial p}$$

$$|\phi(q, p)\rangle = e^{ip\hat{Q}(q)} |\phi(q)\rangle$$

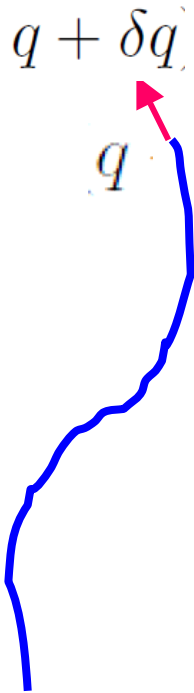
Adiabatic展開

$$\hat{P}(q) |\phi(q)\rangle = i \frac{\partial}{\partial q} |\phi(q)\rangle$$

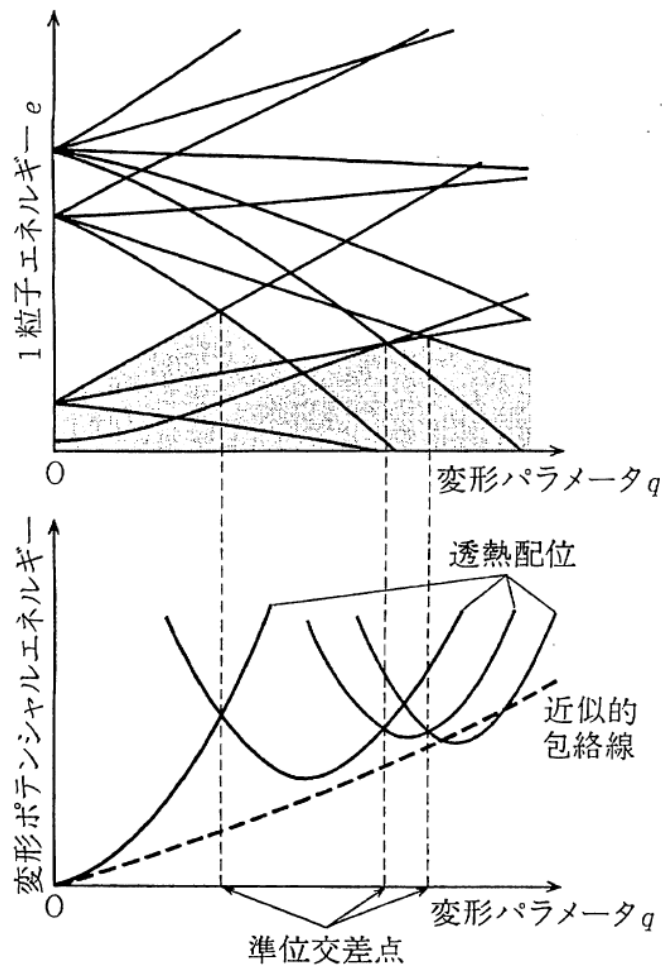
集団座標 q は大きくなる

$$|\phi(q + \delta q)\rangle = (1 - i\delta q \hat{P}(q)) |\phi(q)\rangle$$

各点 q で最適な演算子と方向を見定めながら進む



大振幅集団運動の慣性質量の微視的起源

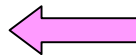


Collective Mass

$$\frac{1}{M(q)} = \langle \phi(q) | [[H, i\hat{Q}(q)], i\hat{Q}(q)] | \phi(q) \rangle$$

運動する平均場の一粒子ポテンシャルは時間反転対称性を破る(time-odd)成分を含む。クランキング質量公式ではこの成分が無視されている

質量は配位替えのし難さ(慣性)を表す



対相関は質量を軽くする

剛性(rigidity)とは

一見矛盾するようだが、
独立粒子運動(平均場)がこの性質をもたらす

弾性(elasticity)とは

短い時間スケールでの応答 (巨大共鳴)
配位をたもったまま1粒子波動関数が変形する

塑性(plasticity)とは

長い時間スケールでの応答(大振幅集団運動)
配位が不可逆的に変化する

「現代の核構造論」ミニマム

Chapter 1 現代的な核構造論への招待

- 1a 間違いだらけの原子核像
- 1b 核構造論の歴史

Chapter 2 平均場近似とは何か

- 2a 真空とその励起モード
- 2b 対称性の自発的破れとその回復

Chapter 3 高速回転する原子核

- 3a 超低温核物理学
高スピフロンティアー
- 3b 回転座標系での準粒子シェルモデル
- 3c 減衰する回転運動

Chapter 4 超変形状態の発見

- 4a 変形シェル構造とは何か
- 4b 生成、構造、崩壊
- 4c Wobbling と Precession

Chapter 5 大振幅集団運動論

- 5a オブレート・プロレート変形共存現象
- 5b パリティ二重項とカイラル二重項

Chapter 6 不安定核の集団励起モード

- 6a 新しい理論的課題
- 6b 期待される新しい集団現象

1990年代：非イラスト核構造論の始まり

高温状態での集団運動

秩序運動からカオス運動への転移領域の探求

→ 温かい核の減衰回転や巨大共鳴

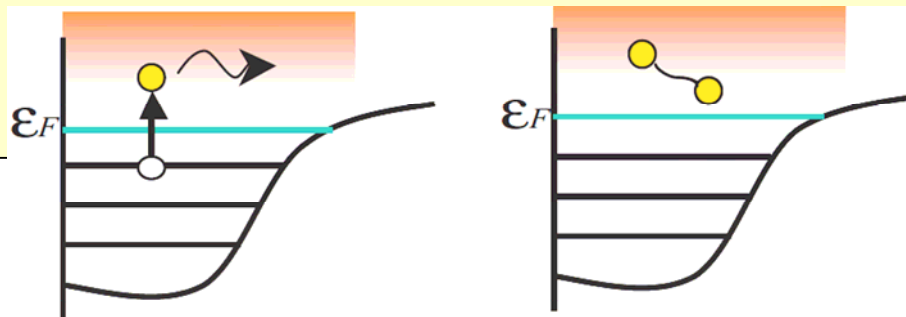
不安定核研究の始まり

→ 中性子ハロー、スキンの発見

2000年代：不安定核ビームを用いた核物理の時代

ドリップ線近傍における新現象

弱束縛系の多体問題



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

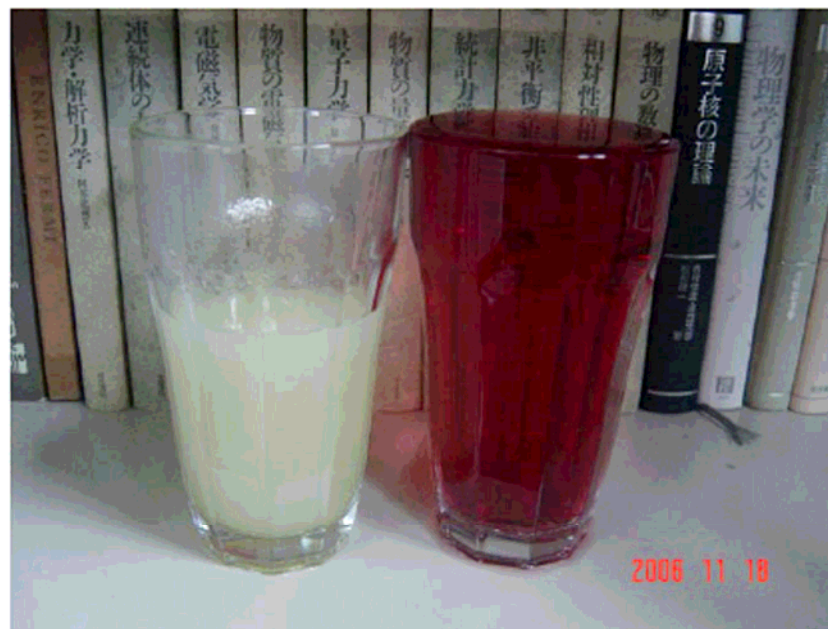


そして今、不安定核ビームをもちいた
新しい時代が始まろうとしている
この状況は、構造論と反応論を
統一する新しい課題を提起している

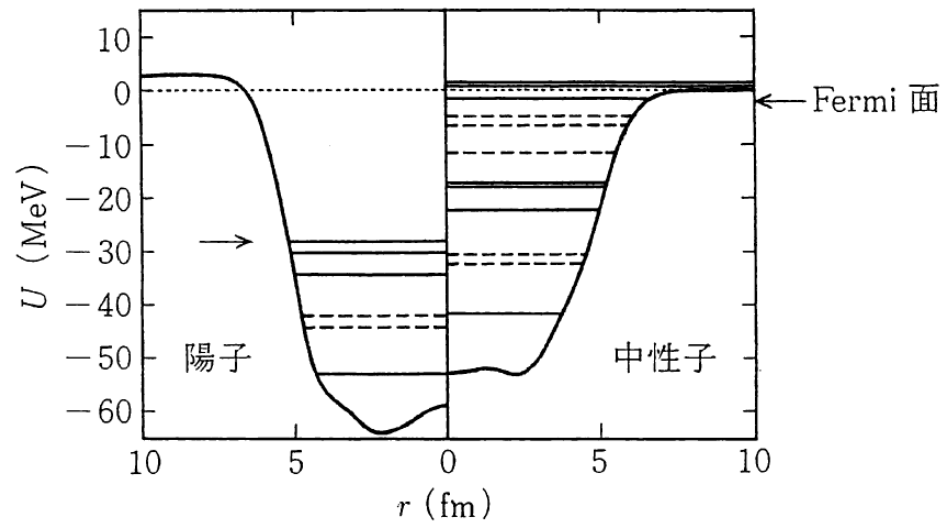
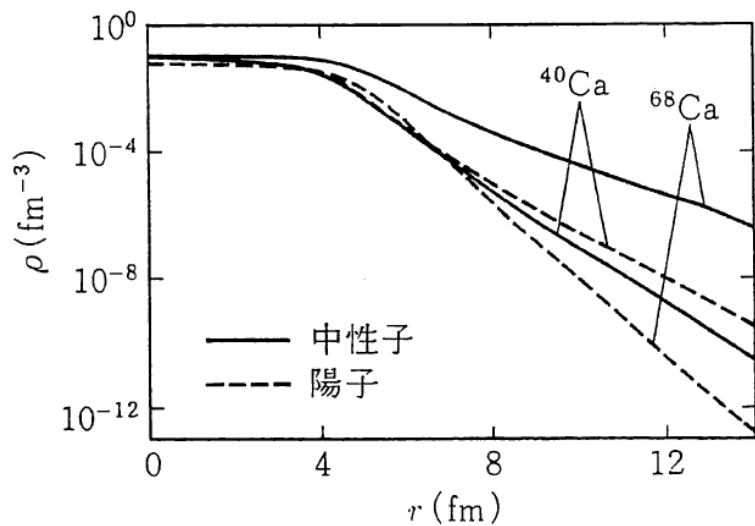
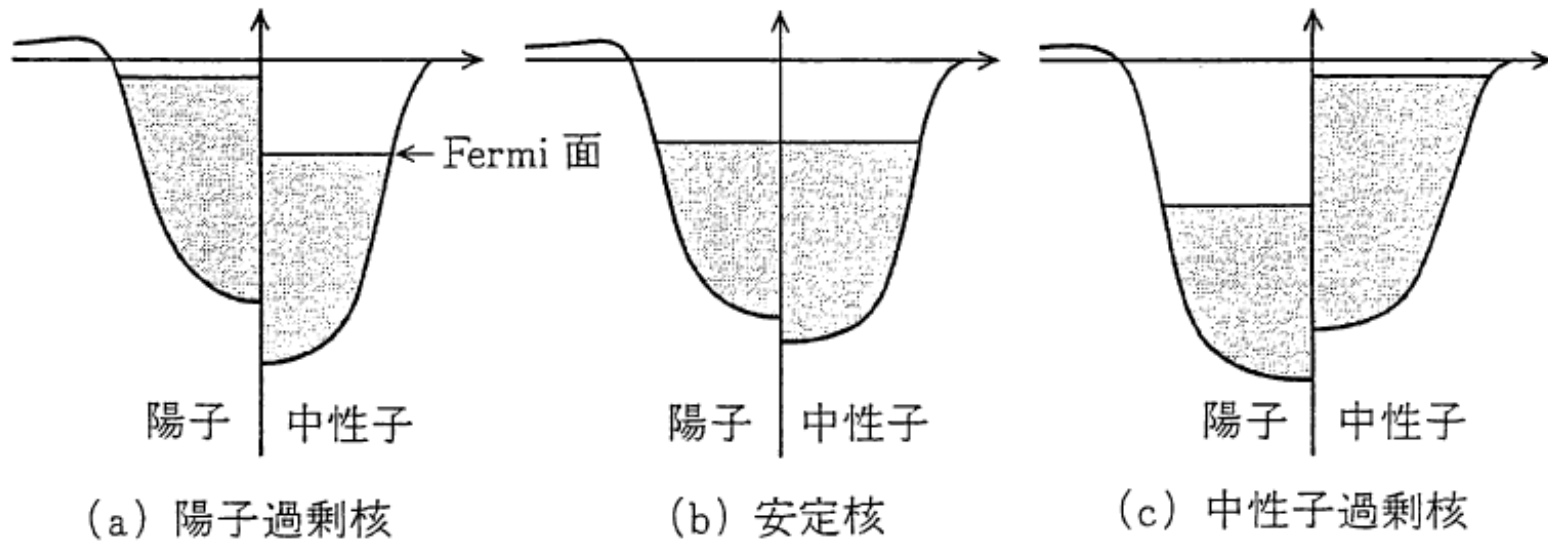
安定核



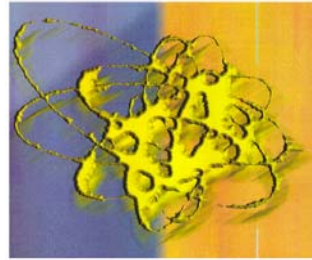
中性子がドリップ寸前の原子核



不安定核の平均場の特徴



これまでの講義の要点



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

これまでの講義の要点(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



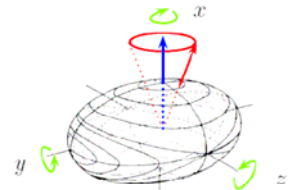
対称性を破った平均場の基底状態は縮退している。

- 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

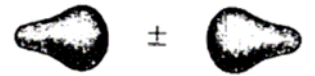
軸対称性の破れ---Wobbling回転バンド



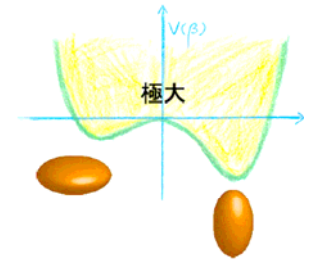
- 破られた対称性が離散対称性の場合には多重項が出現する

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

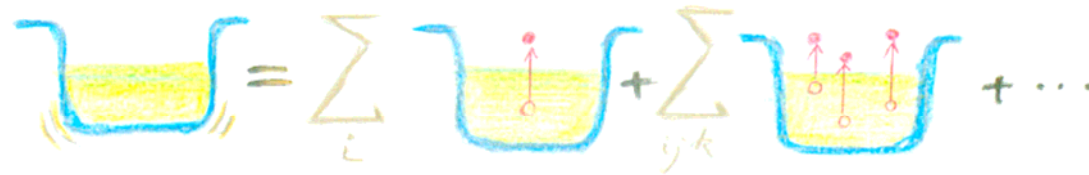


これまでの講義の要点(続き)



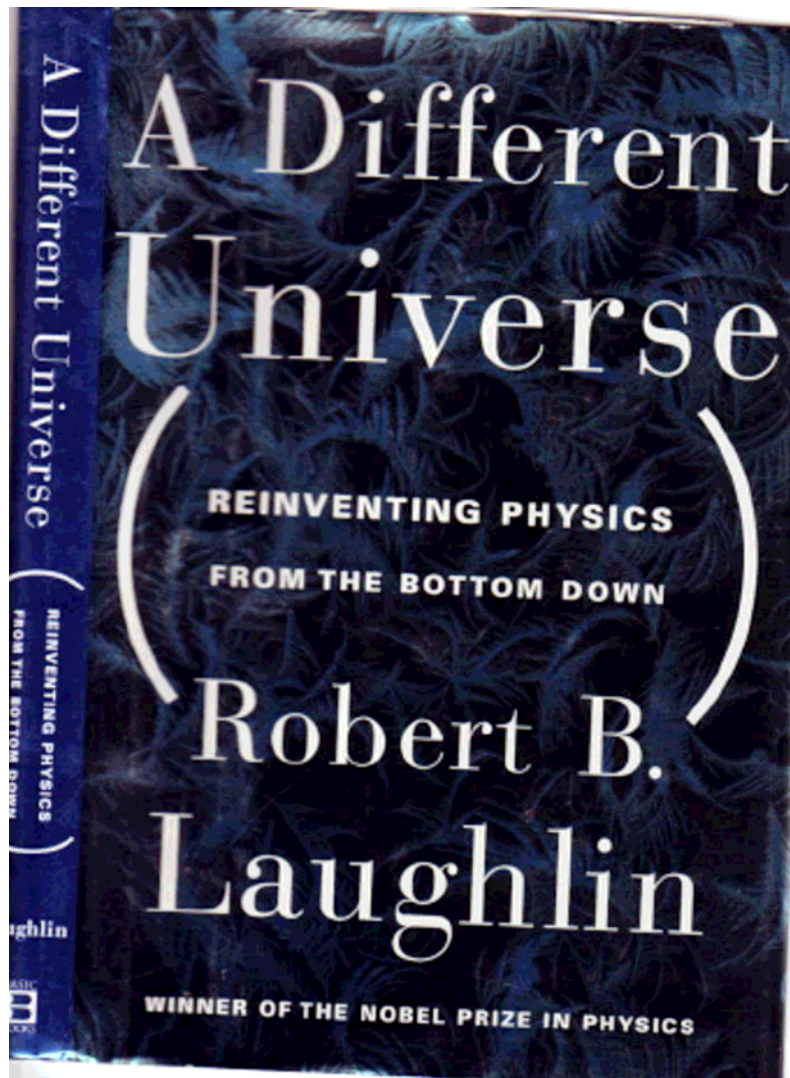
♡ 平均場は時間変化する。この運動が振動モードとして観測される

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



(ラフリン: 驚くべき集団効果によって分数電荷が生じること(分数量子ホール効果)を明らかにし1998年ノーベル賞)

これまでの講義へのQ&A

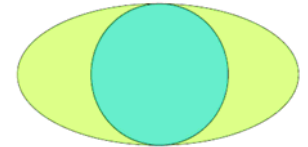
- Q 無限系と有限系で最も基本的な違いは何ですか？
- Q 「準粒子」という言葉はいろいろな意味に使われているようですが.....
- Q ある教科書に「Quadrupole forceのような長距離力が変形を引き起こす」と書かれていましたが、核力は短距離力ではないのでしょうか？
- Q 対相関についてどこまで分かっている、現在何が問題になっているのでしょうか？

(答えはレジメ参照)

対相関をめぐる諸問題

▲ 変形核での対相関

$J=0, 2, 4, \dots$ の重ね合わせ



▲ P+Q force モデルについて

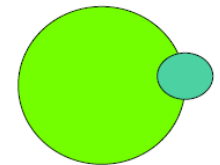
閉殻から、例えば、2p2h励起が起こると、対相関と4重極相関が同時に活性化され、協力して系のエネルギーを下げる

▲ アイソスピン依存性

対ギャップはアイソスピンに強く依存している

▲ ペア-の空間構造

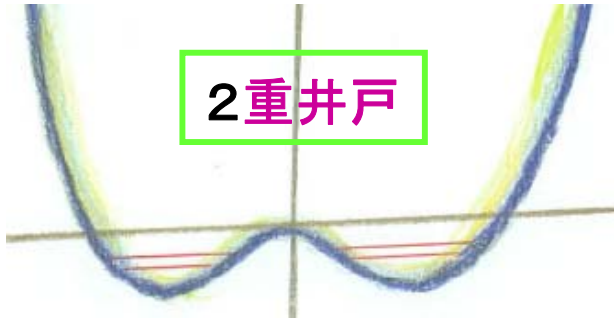
空間的局在とパリティ混合の密接な関係



▲ 連続状態での対相関

BCS を越えた理論が必要

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

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

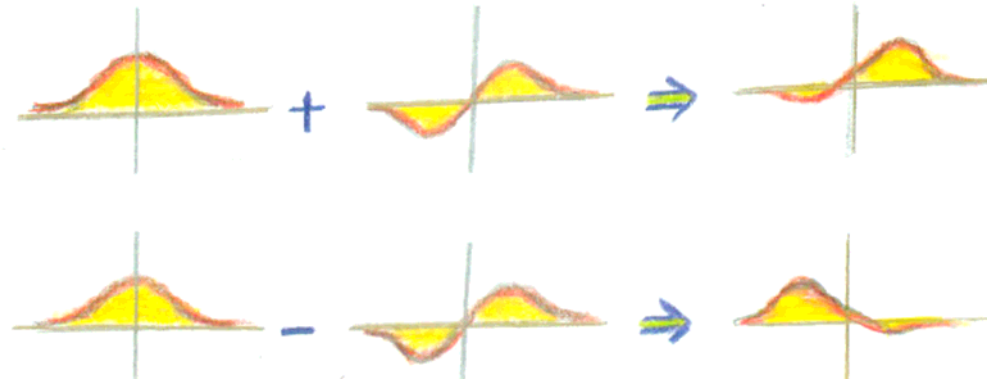
$$|A\rangle = 1/\sqrt{2}(|R\rangle - |L\rangle)$$

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

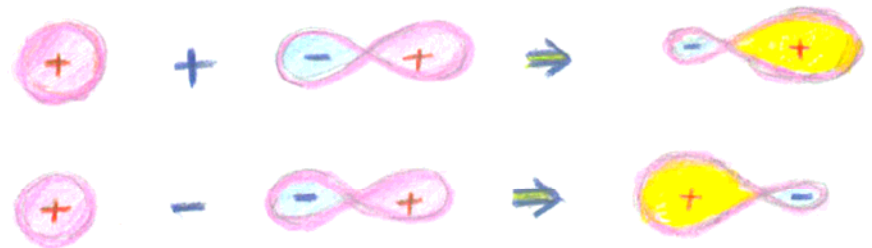
$$|L\rangle = 1/\sqrt{2}(|S\rangle - |A\rangle)$$

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

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



sp混成軌道



この概念の一般化

Q&A(続き)

- Q 平均場近似、Hartree-Fock, BCS 等の理論の関係は？
- Q Skyrme 型有効相互作用を用いたHartree-Fock 計算の特徴は？
有限レンジでなくデルタ関数型の有効相互作用を用いる理由は？
- Q 密度汎関数法での $\rho(\mathbf{r})$ はどの座標系から見た密度ですか？

(答えはレジメ参照)

密度依存有効相互作用を用いたHFB理論への里程標

- 1950年代** Bruckner理論、シェルモデルの基礎つけと核内有効相互作用(G行列)の導出
- 1960年代** BCS理論の核構造への適用
- 1970年代** G行列の局所密度近似による密度依存相互作用の導出と密度依存HF計算の始まり
(Negele, Vautherin-Brink, Sprung,多数)
時間依存HFによる重イオン反応のシミュレーションの始まり (Koonin, Bonche,...多数)
- 1980年代** 実座標空間でのHF-Bogoliubov計算の始まり
(Dobaczewski, Flocard, ... 多数)
- 1990年代** 対称性の制限の除去: 超変形、超重核、不安定核など極限状況の原子核への適用の始まり
- 2000年代** 連続状態を取り入れたHFBへの試みより一般性のある密度汎関数の構築へ

Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov (SHFB) 法の魅力

(G行列を踏まえた現象論的密度依存接触型有効相互作用)

♡ 局所ポテンシャル

- ➡ 現象論的シェルモデルポテンシャルとの対応が容易
- ➡ 時間に依存する場合への拡張が容易
(時間変化する平均場の描像に基づく
集団励起モードの微視的記述へ)

♡ 密度汎関数法的一种と位置づけられる

- ➡ 系統的な改良へ見通しが良い
(より一般性のある密度汎関数の構築へ)
- ➡ 核力と核構造を結びつける結節点となりうる

密度汎関数法

$$E = \int d\mathbf{r} H(\rho(\mathbf{r}), \tilde{\rho}(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r}))$$

密度 $\rho(\mathbf{r}) = \langle \phi_0 | \psi^\dagger(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle = \sum_i |v_i(\mathbf{r})|^2,$

対密度 $\tilde{\rho}(\mathbf{r}) = \langle \phi_0 | \psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) \psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle = \sum_i u_i(\mathbf{r}) v_i(\mathbf{r}),$

運動エネルギー密度 $\tau(\mathbf{r}) = \sum_i |\nabla v_i(\mathbf{r})|^2.$



SciDAC

Scientific Discovery through Advanced Computing



Building a Universal Nuclear Energy Density Functional

A Low-Energy Nuclear Physics National HPC Initiative

[George F. Bertsch](#), [University of Washington](#)

The mission of the project is three-fold:

First, to find an optimal functional using all our knowledge of the nucleonic Hamiltonian and basic nuclear properties.

Second, to apply the EDF theory and its extensions to validate the functional using all the available relevant nuclear structure data.

Third, to apply the validated theory to properties of interest that cannot be measured, in particular the transition properties needed for reaction theory.

The activities to be supported fall into different areas of nuclear theory and computer science, but the goal can only be achieved by working at the interfaces among these areas. They are: ab initio theory of nuclear wave functions, Effective Field Theory (EFT) and its extensions, self-consistent mean-field description of ground and excited states, large amplitude collective motion, low-energy reaction theory and computer science.

Science Application: Nuclear Physics

Project Title: Building a Universal Nuclear Energy Density Functional

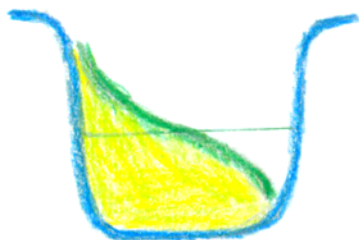
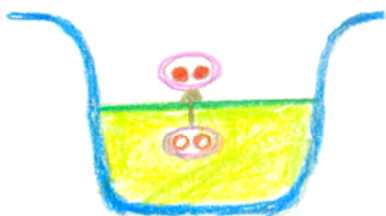
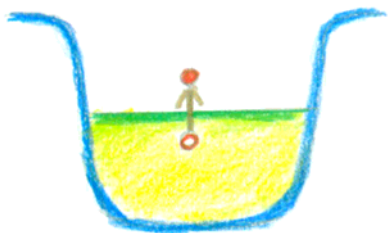
Principal Investigator: George F. Bertsch

Affiliation: University of Washington

Funding Partners: [Office of Science](#), [Advanced Scientific Computing Research](#), and [National Nuclear Security Agency](#)

Budget and Duration: Approximately \$3 Million per year for five years

安定核



不安定核



ドリップ線近傍では連続状態への粒子-空孔励起
(2準粒子励起)によって集団モードを作らなくてはならない



ドリップ線近傍ではBCS理論は破綻する



対凝縮の創る平均場

密度依存 δ 型 Pairing 相互作用

$$v_{\text{pair}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r}))\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

$$v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r})) = -v_0(1 - \rho(\mathbf{r})/\rho_0)$$

HFB 平均場の Hamiltonian

$$H = \int d\mathbf{r} \psi^\dagger(\mathbf{r}) \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla^2 + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) \right) \psi(\mathbf{r}) \\ - \int d\mathbf{r} \Delta(\mathbf{r}) \left(\psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) \psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{r}) + \psi_\downarrow(\mathbf{r}) \psi_\uparrow(\mathbf{r}) \right)$$

対ポテンシャル

$$\Delta(\mathbf{r}) = v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r})) \langle \phi_0 | \psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{r}) \psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle$$

(簡単のため、スピンの添え字を省略)

準粒子の生成・消滅演算子

$$a_i^\dagger = \int d\mathbf{r} \left(u_i(\mathbf{r}) \psi^\dagger(\mathbf{r}) + v_i(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \right),$$
$$a_i = \int d\mathbf{r} \left(u_i(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) + v_i(\mathbf{r}) \psi^\dagger(\mathbf{r}) \right).$$

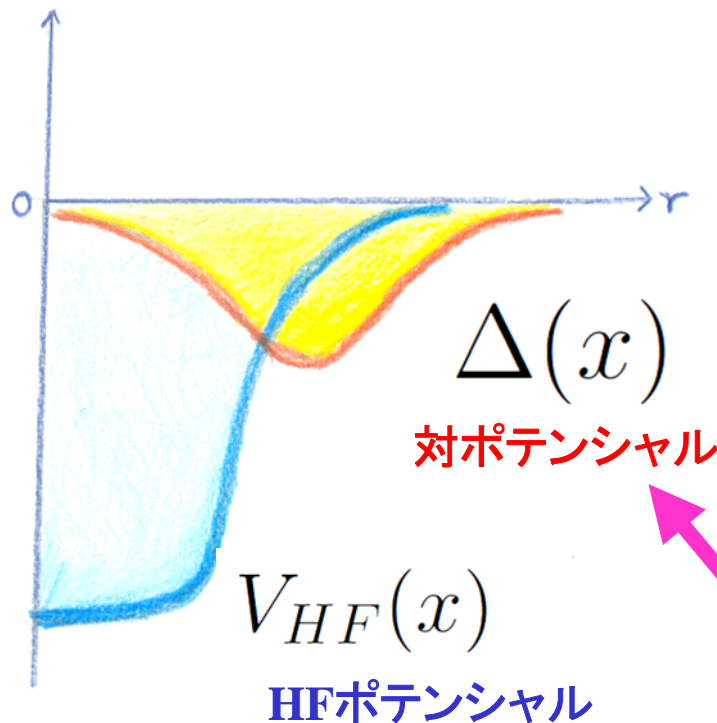
準粒子の真空 = HFB基底状態

$$a_i |\phi_0\rangle = 0$$

BCS準粒子と異なる 新しい準粒子描像

Hartree-Fock-Bogoluibov平均場

$$\begin{pmatrix} \hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) - \lambda & \Delta(\mathbf{r}) \\ \Delta(\mathbf{r}) & -\hat{T} - V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_i(\mathbf{r}) \\ v_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} u_i(\mathbf{r}) \\ v_i(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$



$E > |\lambda|$ の準粒子波動関数は

上成分	$u(x)$	非局在
下成分	$v(x)$	局在

密度分布の表面より外に
広がっている!!

ND2007の印象, 感想, そして今後の活動提案について

-- 欧米における核データルネッサンスに対抗するために --

(九大総理工) 渡辺幸信, (JAEA) 千葉敏

理論分野では、微視的アプローチが1つの流れとしてはっきりと見えてきた点が今回の特徴である。日本では現在あまり行われていない核分裂の微視的研究が欧米では精力的に行われており、ポテンシャル表面の計算から中性子断面積の計算までが一貫して遂行可能になってきている。反応理論でも共鳴を含む軽い原子核同士の反応や前平衡多段階直接過程の微視的理論、核構造計算ではハートリー・フォック・ボゴリューボフ (HFB) 理論に基づく原子核質量、準位密度計算の改良などに関する多くの発表があった。現時点でこれらの微視的計算を核データ評価に適用するには、まだ精度的に十分とは言えないが、着実に成果が上がってきている印象を持った。核データ評価で一般に使用されている現実的な現象論的アプローチに比べ、微視的理論は第一原理に基づいた計算で物理的に興味深く、今後ますます測定が困難な核種に対する核データが必要とされた場合の外挿性という点で現象論に対して有利である可能性もあり、核データ理論研究を若手研究者にアピールするためにも、国内にこの流れを作る必要性を痛感した次第である。

フランス、ニースでの国際会議 “Conference on Nuclear Data for Science and Technology“ (2007, 4/22-4/27) の印象 (原子力学会核データ部会のニュースレターより)

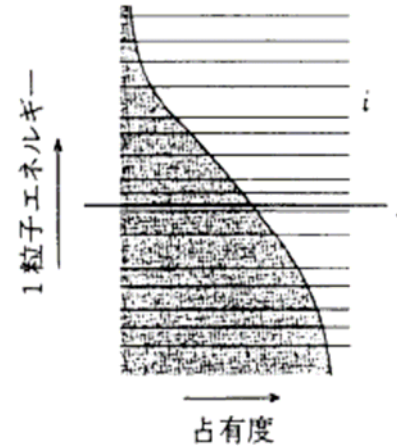
BCS近似

$$u_i(\mathbf{r}) = u_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$

$$v_i(\mathbf{r}) = v_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$

where

$$(\hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r})) \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) = e_i \varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})$$



ドリップ線に近づく密度が発散してしまう

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{e_i < 0} v_i^2 |\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r})|^2 + \int_{e > 0} \text{deg}(e) |v(e) \varphi_i^{\text{HF}}(e, \mathbf{r})|^2$$

発散 !!



$$\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow e^{-\alpha_i r} / r \quad (e_i < 0), \quad \alpha_i = \sqrt{-2me_i/\hbar^2}$$

$$\varphi_i^{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow \sin(k_i r + \delta_i) / r \quad (e_i > 0)$$

準粒子波動関数の漸近的振る舞い

$r \rightarrow \infty$ で $V_{\text{HF}}(\mathbf{r}) \rightarrow 0, \Delta(\mathbf{r}) \rightarrow 0$ だから

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 u_i(\mathbf{r}) &= (E_i + \lambda) u_i(\mathbf{r}), \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 v_i(\mathbf{r}) &= -(E_i - \lambda) v_i(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

$E_i \geq |\lambda|$ の準粒子波動関数は

$$\begin{aligned} u_i(\mathbf{r}) &\rightarrow \sin(\beta_i r + \delta_i) / r, & \beta_i &= \sqrt{2m(E_i + \lambda) / \hbar^2} \\ v_i(\mathbf{r}) &\rightarrow e^{-\gamma_i r} / r, & \gamma_i &= \sqrt{2m(E_i - \lambda) / \hbar^2} \end{aligned}$$

上成分は非局在、下成分は局在 !!

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= \sum_{E_i > 0} |v_i(\mathbf{r})|^2 \rightarrow e^{-2\gamma_{\min} r} / r^2, \\ \tilde{\rho}(\mathbf{r}) &= \sum_{E_i > 0} u_i(\mathbf{r}) v_i(\mathbf{r}) \rightarrow e^{-\gamma_{\min} r} / r^2. \end{aligned}$$

密度と対密度は局在

HFB方程式のいろいろな解法

微分方程式を直接解く (座標空間を格子に切り離散化する)

♥ 実エネルギー + Box境界条件

♥ 複素エネルギー面に拡張する

基底関数を用いて展開する

♥ 調和振動子(+局所スケール変換)

♥ ガウス波束

♥ Woods-Saxon + Box境界条件

♥ 正準基底 (密度行列を対角化)

♥ Continuum HF基底

♥ Gamow基底

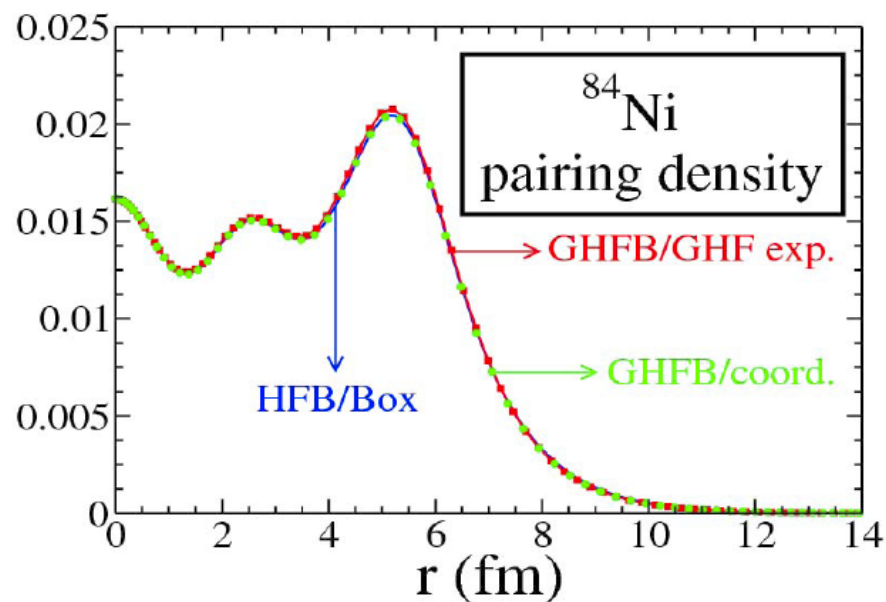
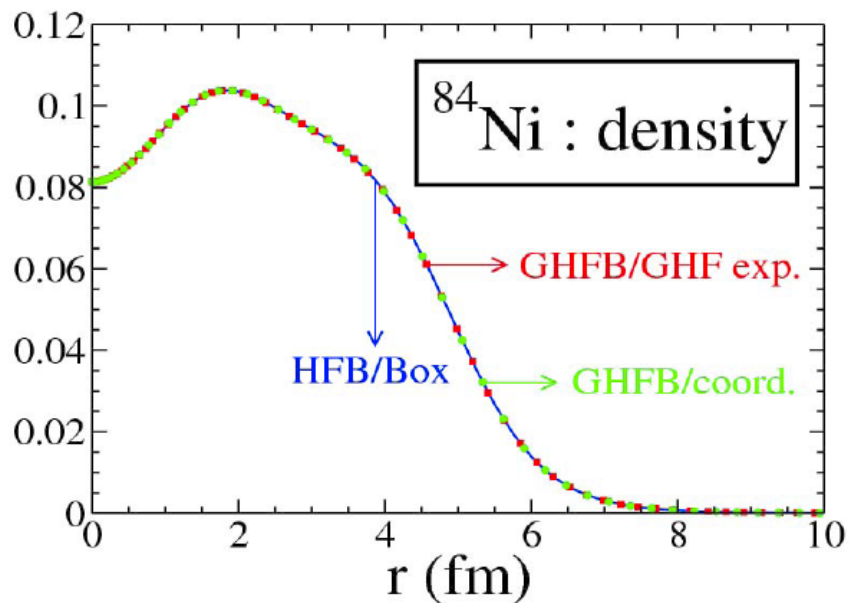
♥ Poschel-Teller-Ginocchio(PTG) potential

$$u_i(\mathbf{r}) = \sum_n u_{in} \underline{\varphi_n(\mathbf{r})}$$

$$v_i(\mathbf{r}) = \sum_n v_{in} \underline{\varphi_n(\mathbf{r})}$$

↑
基底関数

Gamow-HFB と Box-HFB 計算結果の比較



Calculated by Nicolas Michel

時間変化する平均場の描像による 集団励起モードの微視的記述

時間依存HFB方程式

$$\begin{pmatrix} \hat{T} + V_{\text{HF}}(\mathbf{r}, t) - \lambda & \Delta(\mathbf{r}, t) \\ \Delta(\mathbf{r}, t) & -\hat{T} - V_{\text{HF}}(\mathbf{r}, t) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(\mathbf{r}, t) \\ v(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u(\mathbf{r}, t) \\ v(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}$$

この小振幅近似が準粒子RPA:

正しい境界条件の下で、HFB方程式と準粒子RPA方程式を
自己無撞着に解くことは現在のチャレンジングな課題

小振幅の仮定をせず、この方程式を直接解けるか？
これは将来の極めてチャレンジングな課題

ドリップ線に近づくにつれて.....

シナリオ1

対相関は弱くなりソフトモードの集団性も弱まる

シナリオ2

対相関は強くなりソフトモードの集団性は高くなる

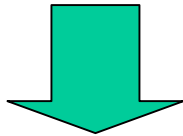
新しい研究テーマ



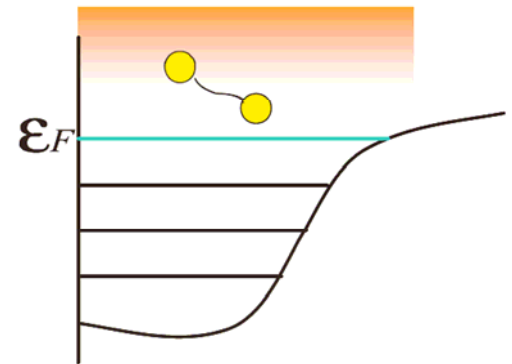
弱束縛状態、共鳴状態、(非共鳴)連続状態が生成する対相関とは



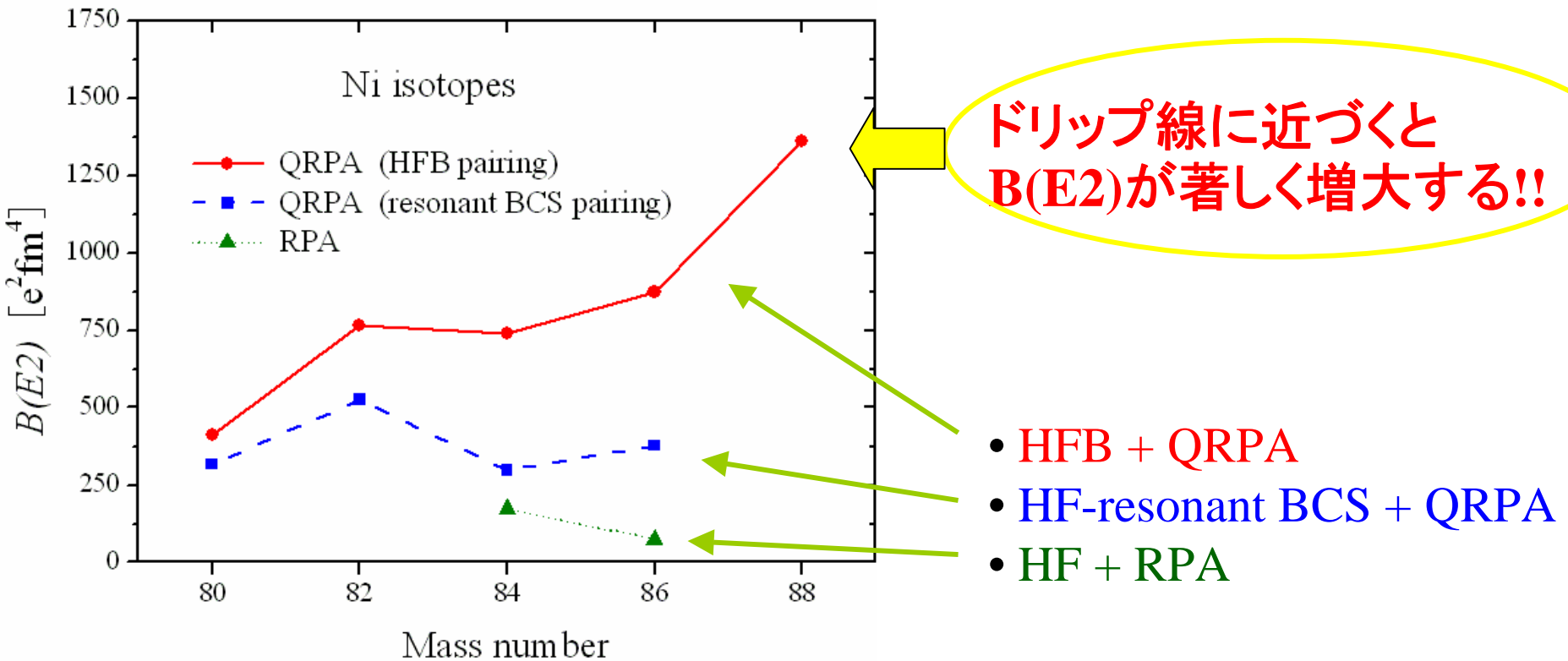
対相関の密度依存性



豊かな空間構造が形成される可能性



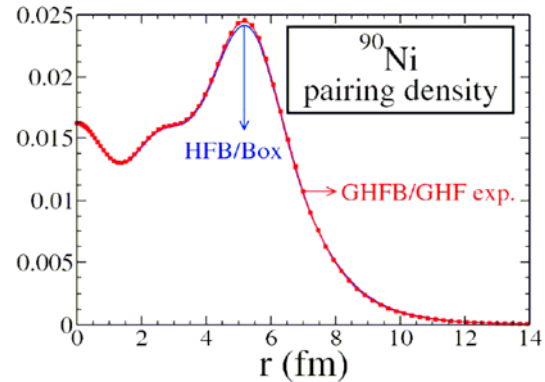
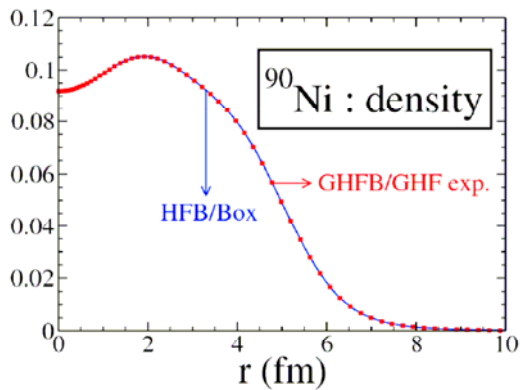
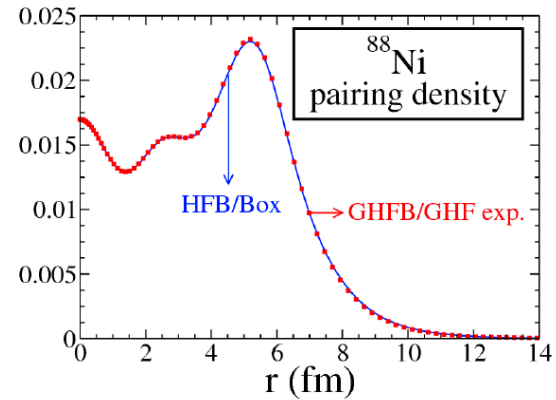
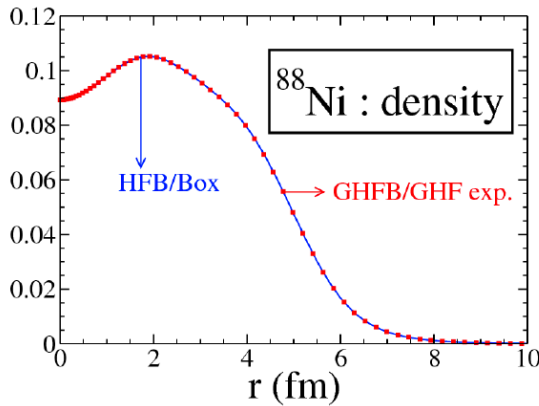
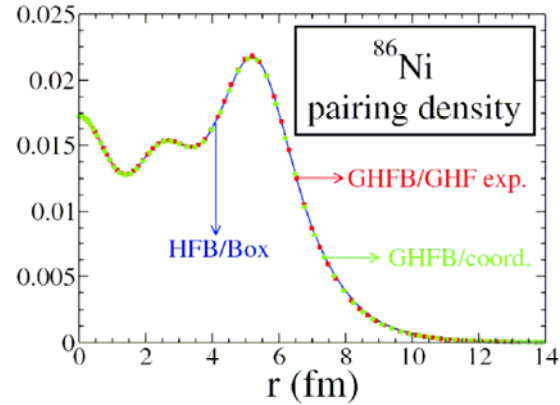
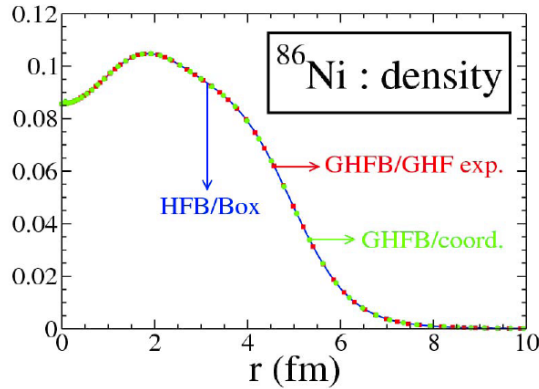
中性子過剰 Ni の第1励起2+状態



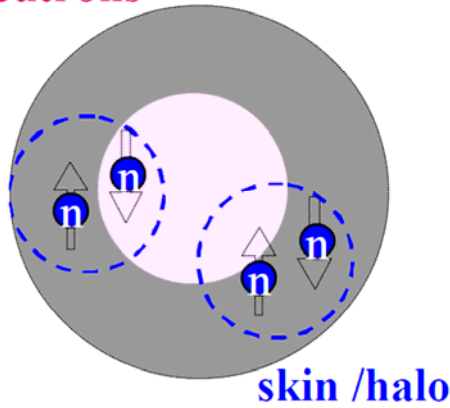
M. Yamagami, Phys. Rev. C72, 064308 (2005)

Gamow-HFB と Box-HFB 計算結果の比較

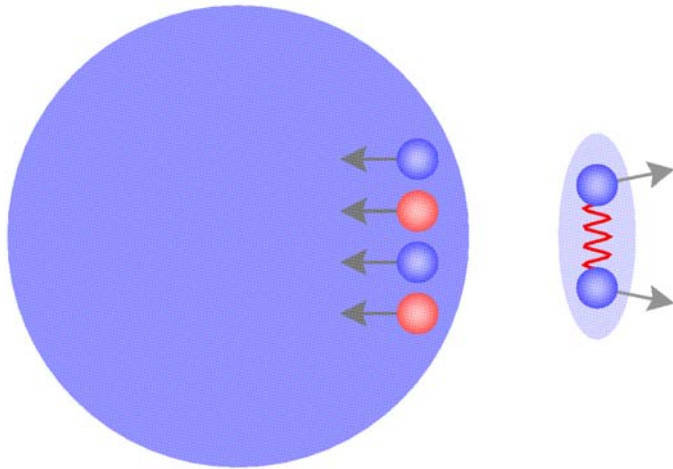
Calculated by Nicolas Michel



Di-neutrons



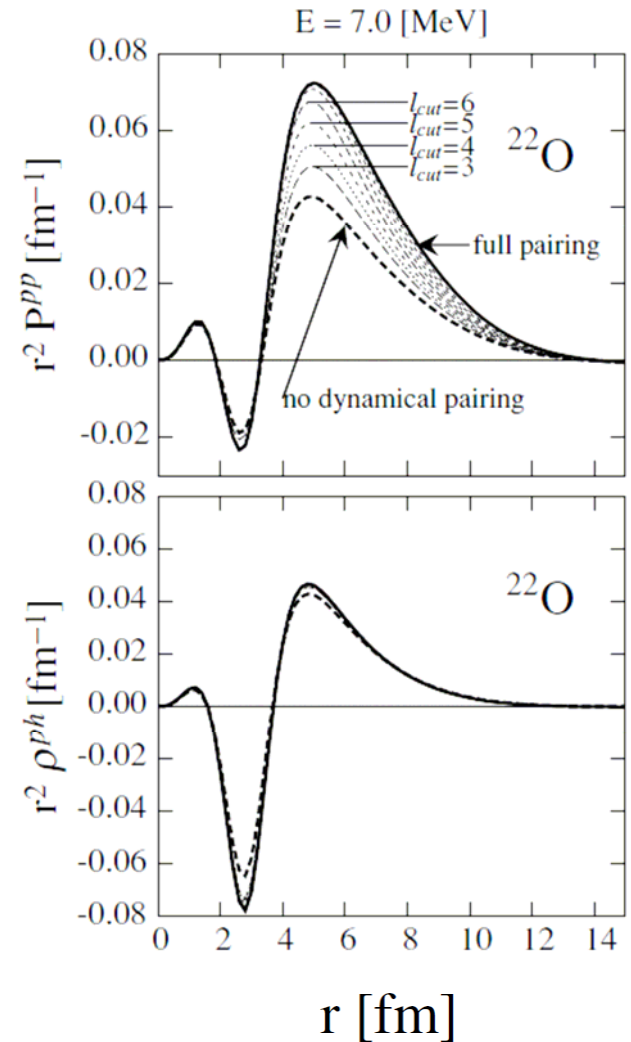
Di-neutron mode

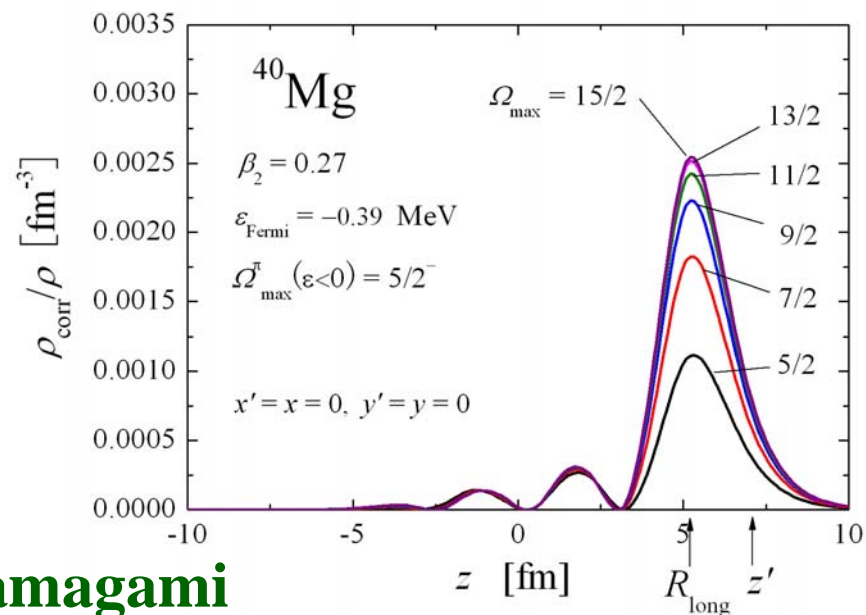
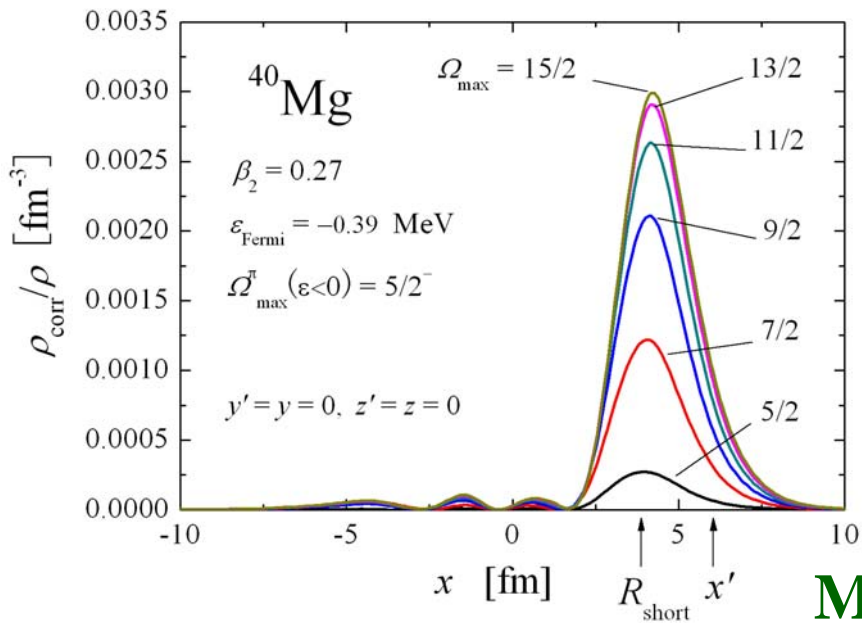
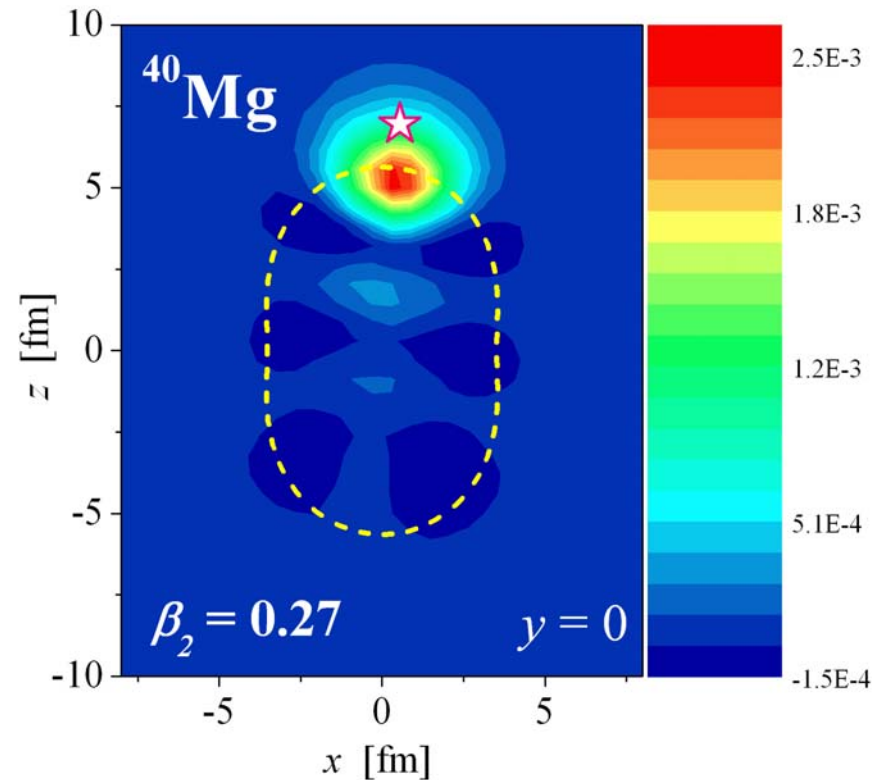
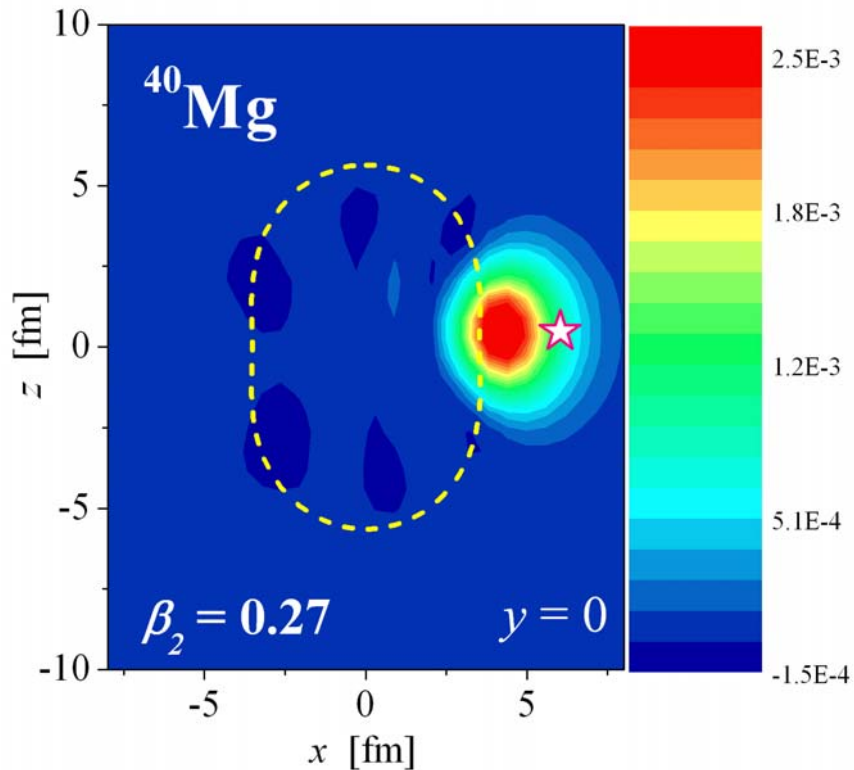


M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa
 Phys. Rev. C 71 (2005) 064326

核子ペアー遷移密度

$$P^{pp}(\mathbf{r}) = \langle n | \psi^\dagger(\mathbf{r}, \uparrow) \psi^\dagger(\mathbf{r}, \downarrow) | 0 \rangle$$

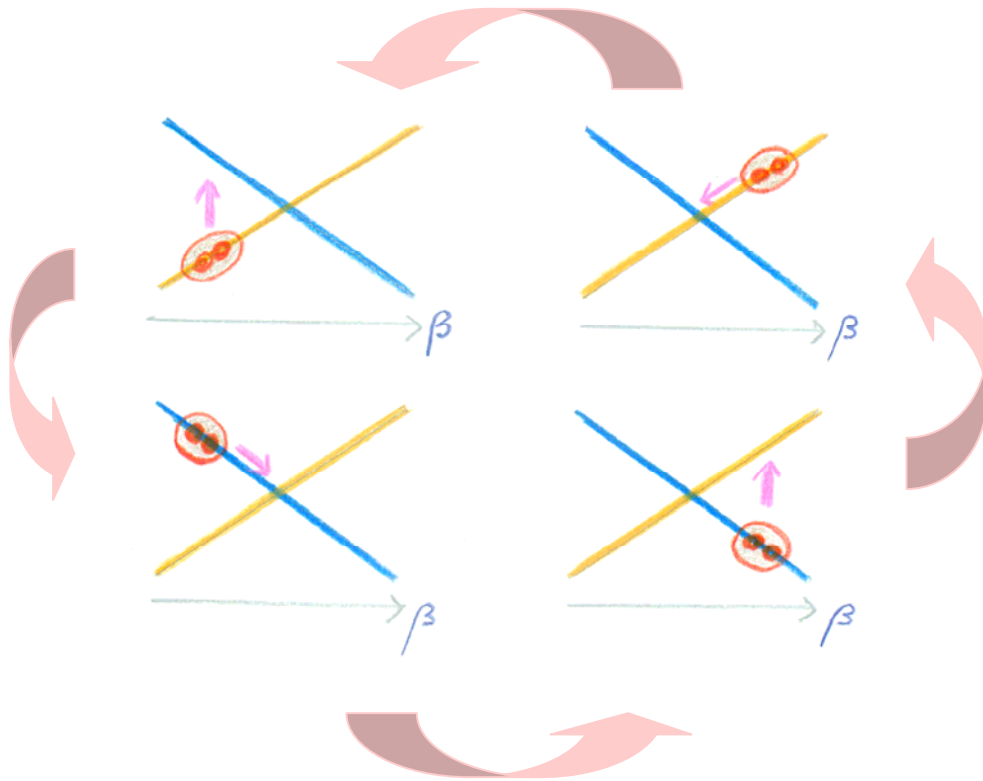




M. Yamagami

ペア密度の4重極振動

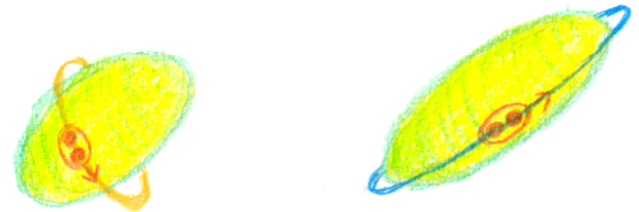
ペア密度揺らぎと4重極変形揺らぎがカップルするメカニズム



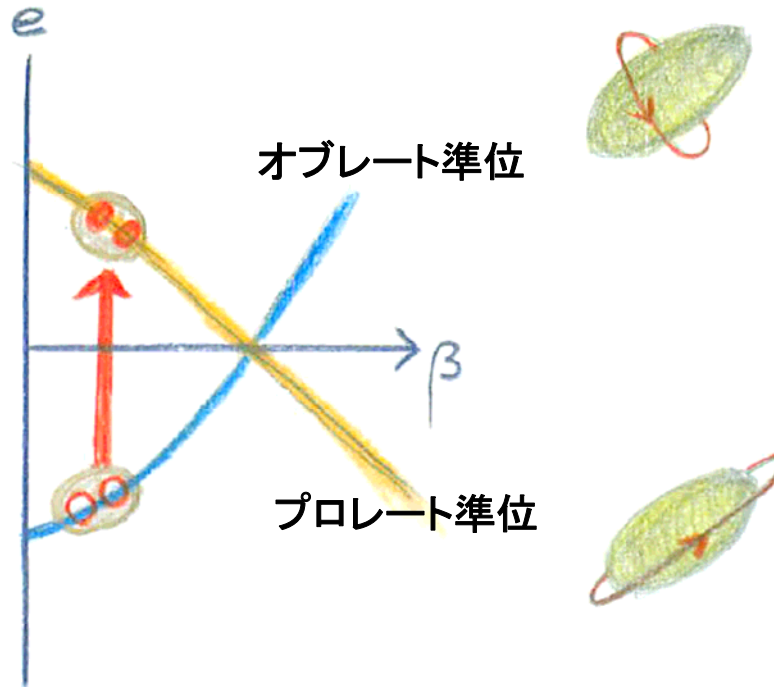
BCS描像



Di-neutron描像



閉殻が2p2h励起すると 変形する



常識に反するようだが....

ひとたび、閉殻が励起すると
対相関と四重極相関は
コヒーレントに作用する

$$|K^\pi = 0_{\text{ground}}^+\rangle = \alpha|i\bar{i}\rangle + \beta|j\bar{j}\rangle,$$

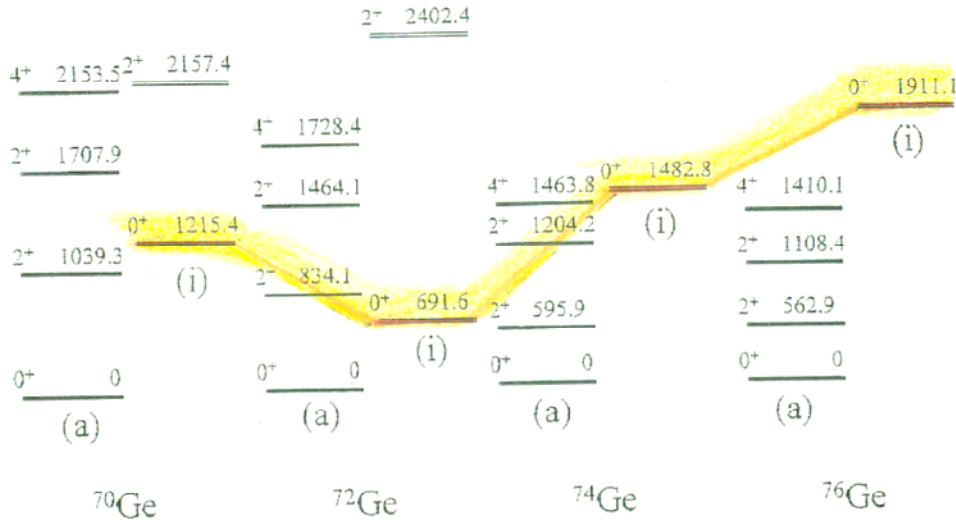
$$|K^\pi = 0_{\text{excited}}^+\rangle = -\beta|i\bar{i}\rangle + \alpha|j\bar{j}\rangle.$$

$$\langle K^\pi = 0_{\text{excited}}^+ | \sum_i (r^2 Y_{20})_i | K^\pi = 0_{\text{ground}}^+ \rangle = 2\alpha\beta (\langle j | r^2 Y_{20} | j \rangle - \langle i | r^2 Y_{20} | i \rangle)$$

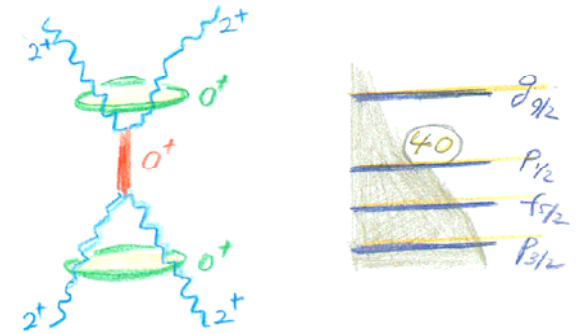
ペアの空間構造の違い \longrightarrow 四重極対相関も重要

Mysterious 0^+ states

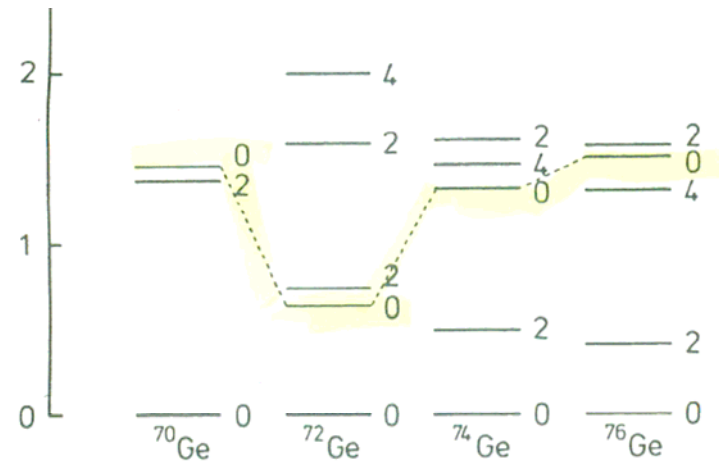
古くて新しい問題



四重極振動と対振動は強く結合する



M. Sugawara et al., Eur. Phys. J. A 16 (2003) 409



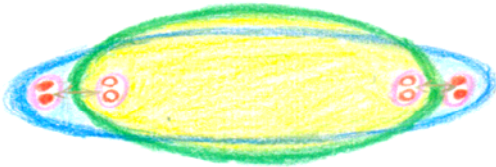
K. Takada and S. Tazaki, Nucl. Phys. A 448 (1986) 56

仁科・湯川・朝永



変形したドリップ線近傍核でのソフトモード？

K=0 ペアモード



K=2 ペアモード



Progress of Theoretical Physics, Vol. 13, No. 5, May 1955

Elementary Theory of Quantum-Mechanical Collective Motion of Particles, I

Sin-itiro TOMONAGA

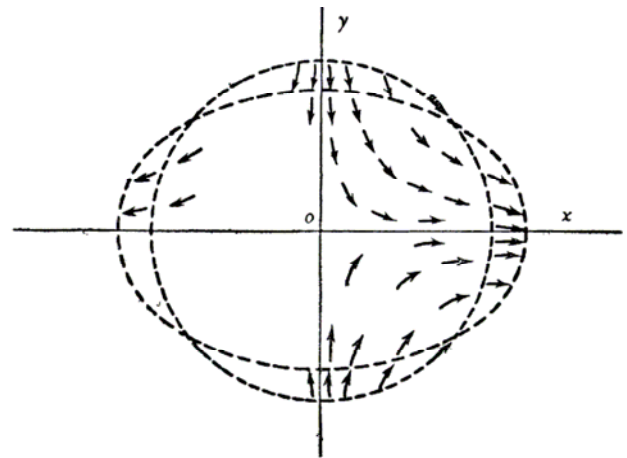


Fig. 1

The displacement field corresponding to this potential is represented in Fig. 1 : the displacement of the n -th particle is given by

$$\begin{cases} \delta x_n = \varepsilon x_n, \\ \delta y_n = -\varepsilon y_n, \end{cases} \quad (2.3)$$

so that each particle is displaced along a hyperbola whose asymptotes are x and y axes, the circular boundary of the system being deformed into an elliptical one.

流れの実体とコヒーレンスを生み出すメカニズムが本質的に異なる!!

対ポテンシャル（対凝縮の創る平均場）

$$\Delta(\mathbf{r}) = v_{\text{pair}}(\rho(\mathbf{r})) \langle \phi_0 | \psi_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}) \psi_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle$$

対ポテンシャルの時間変化（対場の集団励起）

$$\begin{aligned} \Delta(\mathbf{r}, t) &= v_{\text{pair},t}(\rho(\mathbf{r}, t)) \langle \phi_0(t) | \psi_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{r}, t) \psi_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{r}, t) | \phi_0(t) \rangle \\ &= |\Delta(\mathbf{r}, t)| e^{i\chi(\mathbf{r}, t)} \end{aligned}$$

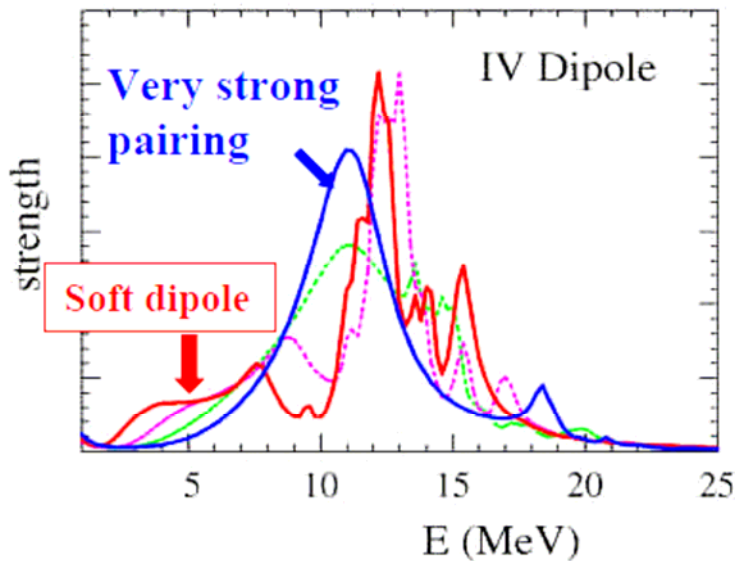
位相の時間,空間変化
Anderson-Bogoliubov モード

破られたゲージ不変性を回復する
Nambu-Goldstoneモードの一例

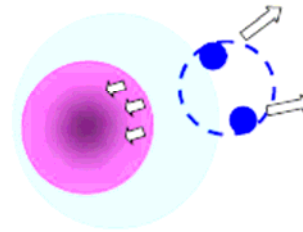
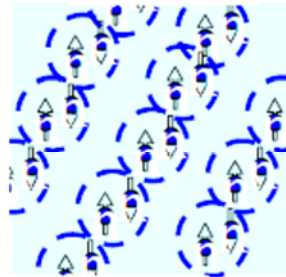
Anderson-Bogoliubovモードとソフトダイ ニュートロンモードの関連:

双極子応答の対相関依存性の分析

ドリップライン近傍核 ^{158}Sn

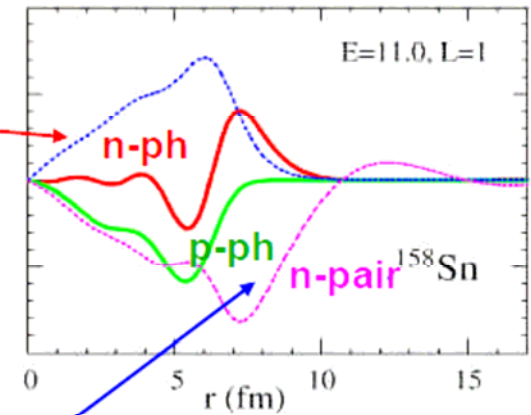


Anderson-Bogoliubov mode

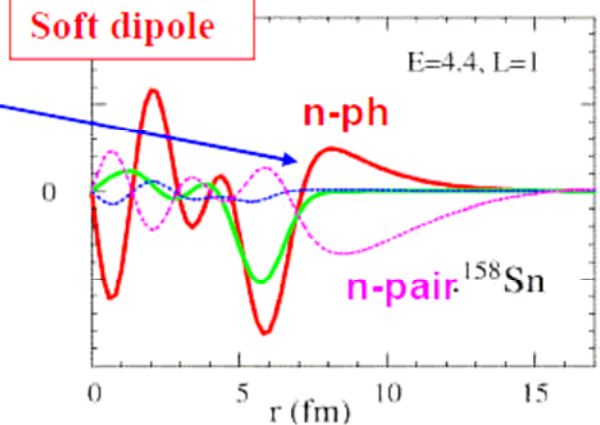


弱束縛の強結合ペアにと
もなう新しい表面モード?

Very strong pairing $\Delta \sim 15$ MeV



Normal pairing $\Delta \sim 1-2$ MeV

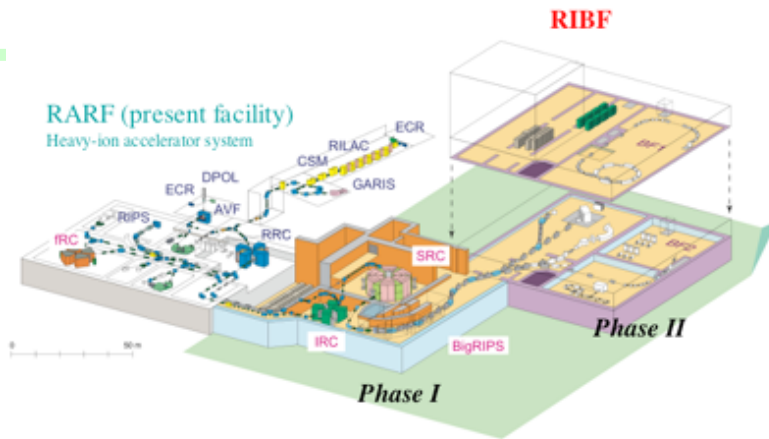


M. Matsuo, Y. Serizawa, K. Mizuyama,
invited talk at COMEX, June 2006

まとめ

理研RI ビームファクトリー稼動

新しい原子核画像の構築をめざした挑戦が始まる



不安定核は新しい核物理の世界を開くだけでなく
有限量子系に対する多体問題の観点から
理論物理として非常に価値あるチャレンジングな
問題の宝庫である。