



# 展 TENBO 望

## 中性子過剰核に現れる特異構造 “変形ハロー”



中村 隆司

*Nakamura Takashi*

(東京工業大学大学院 理工学研究科基礎物理学専攻)

### 1 はじめに

中性子数 ( $N$ ) が陽子数 ( $Z$ ) に比べて非常に多い中性子過剰核に注目が集まっている。中性子過剰核では、8, 20, 28 というよく知られた魔法数が消失し、一方で 16, 32, 34 などの新魔法数が発見されるなど“殻構造の進化”が明らかにされつつある。また中性子が薄い雲のように広がる“ハロー”という現象も興味深い。最近、著者らは、ハローの形成が“殻構造の進化”や“変形”と密接に関連している中性子過剰核を  $^{31}\text{Ne}$  ( $Z=10, N=21$ ) と  $^{37}\text{Mg}$  ( $Z=12, N=25$ ) に見いだした<sup>1-3)</sup>。本稿では、この“変形ハロー”現象について解説する。

### 2 背景

最近、中性子数と陽子数の比が極端に異なる原子核を人工的に効率良く生成する不安定核ビーム技術が進展し、不安定核の特異な物理現象が徐々に明らかにされてきた。2006年には理化学研究所に不安定核研究の世界的拠点施設となる次世代型 RI ビーム生成施設 RI ビームファクトリ、RIBF<sup>4-6)</sup> が完成し、従来は不可能であった  $^{31}\text{Ne}$  や  $^{37}\text{Mg}$  のような  $N > 2Z$  にも達する中

性子過剰核の研究も可能となってきた。RIBF は、世界最大の超伝導サイクロトロン SRC (Superconducting Ring Cyclotron) を有し、 $^{238}\text{U}$  に至る重イオンビームが核子当たり 350 MeV 程度にまで加速できる。さらに、不安定核ビーム生成分離装置 BigRIPS<sup>7)</sup> を用いて、この重イオンビームから世界最高強度の不安定核ビームが得られる。例えば、 $^{31}\text{Ne}$  は、1995年に初めて発見されたときは4日間で23個収集できたに過ぎなかったが<sup>8)</sup>、現在ではこれが毎秒5個以上も収集できるようになった<sup>1)</sup>。現在このオーダーの RI ビーム強度が得られるのは世界中を探しても RIBF だけである。

不安定核研究のハイライトとして、ハローと殻構造の進化が挙げられる。ハローは中性子数が特に過剰な原子核の特異構造である。ハローを有する原子核“ハロー核”は、図 1 (a) に示す  $^{11}\text{Li}$  のように高密度のコア核 ( $^9\text{Li}$ ) のまわりに密度が極めて低い雲のように広がる中性子のハロー (かさ) をまとった構造をしている<sup>9-11)</sup>。通常の原子核は飽和性のため密度は  $1 \text{ fm}^3$  当たりおおよそ 0.17 個程度で一定である。しかし、ハローの密度は飽和密度より 3~4 桁も小さく、ハローの広がりにはコアの 2 倍程度に達することもある。

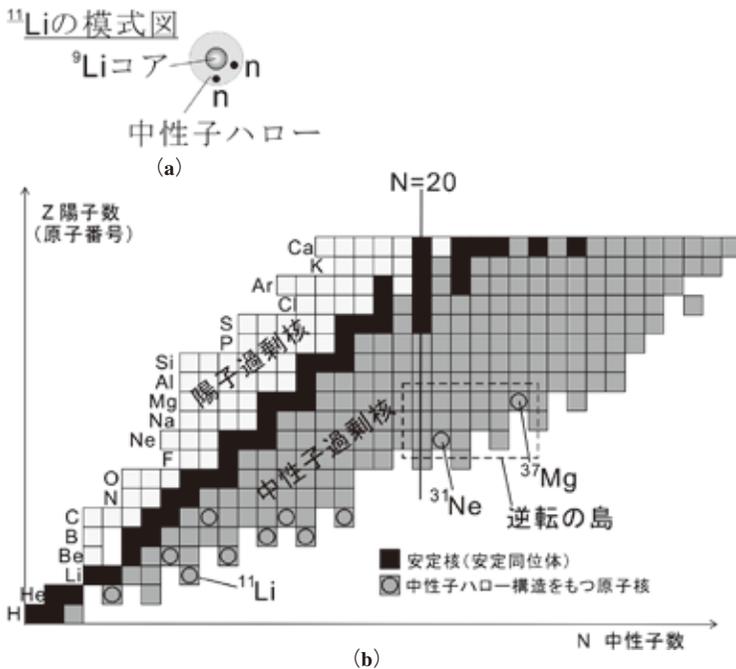


図1 (a) 中性子ハロー核  $^{11}\text{Li}$  の模式図  
コンパクトな  $^9\text{Li}$  コアの周りに2個の中性子が大きく薄雲（ハロー）のように広がる  
(b) 核図表 ( $Z=20$  まで)  
図の点線は逆転の島のおおよその領域を表わし、 $N=20$  魔法数の消失が示唆されている。中性子ハローは中性子束縛限界（ドリップライン）近傍に現れる

もう1つのハイライトは魔法数の消失・出現に代表される殻構造の進化である。今回の研究では、図1(b)の核図表上に示した“逆転の島” (Island of Inversion,  $Z\sim 10-12$ ,  $N\sim 20$ )<sup>12)</sup> に属する可能性のある  $^{31}\text{Ne}$  や  $^{37}\text{Mg}$  を対象としている。逆転と呼ぶのは、この島に属する原子核では、 $N=20$  の殻ギャップをまたぐ2粒子2空孔状態（通常なら励起状態）が基底状態になっているからで、これは  $N=20$  魔法数の消失を意味する。

$^{31}\text{Ne}$  は  $N=21$  であり、 $N=20$  が良い魔法数であれば  $^{30}\text{Ne}$  が閉殻のため球形となり、残りの1個の中性子（価中性子）は  $1f_{7/2}$  軌道に入り一粒子状態となる（後述、図6(a)参照）。実際、同じ  $N=21$  で、より安定線に近い  $^{41}\text{Ca}$ 、 $^{39}\text{Ar}$ 、 $^{37}\text{S}$ 、 $^{35}\text{Sc}$  の基底状態は、 $1f_{7/2}$  の1粒子軌

道が主成分であり、スピン・パリティは  $7/2^-$  で、球形となっている<sup>13)</sup>。しかし、今回の研究から  $^{31}\text{Ne}$  はこの描像から全くかけ離れていることが分かった。次章以降では、 $^{31}\text{Ne}$  の微視的構造がどのような手法で明らかになったかを述べる<sup>2)</sup>。 $^{37}\text{Mg}$  の結果についても簡単に触れる<sup>3)</sup>。

### 3 分解反応とハロー構造

ハローは核飽和密度の3~4桁も密度が低い中性子の薄雲のような存在である。超低密度にもかかわらず高い反応性を示すのがハローの特徴である。筆者らは、2種類の分解反応—クーロン分解反応、核力分解反応<sup>14-17)</sup> を駆使して、 $^{31}\text{Ne}$ <sup>1,2)</sup>、 $^{37}\text{Mg}$ <sup>3)</sup> にハロー構造を発見し、その詳細な殻構造を明らかにした。

#### 3.1 ハローの形成条件

ハローは、1個ないし2個の中性子が、量子力学的トンネル効果によって平均ポテンシャルの範囲を超えて広がる現象である。したがって、ハローが形成される条件は、i) 中性子分離エネルギー ( $S_n$ ) が1 MeV 未満程度で安定核の8 MeV に比べ極めて小さいこと、ii) ハローを構成する中性子の軌道角運動量が小さいこと ( $s$  又は  $p$ ) である<sup>10,14)</sup>。中性子がポテンシャルの境界を越えて滲みだすには、束縛すれすれになり、かつ、軌道角運動量を小さくして遠心力ポテンシャルの影響を避ける必要があるからである。

#### 3.2 クーロン分解反応

$^{31}\text{Ne}$  のクーロン分解反応の模式図を図2(a)に示す。高エネルギーの  $^{31}\text{Ne}$  (今回は光速の約

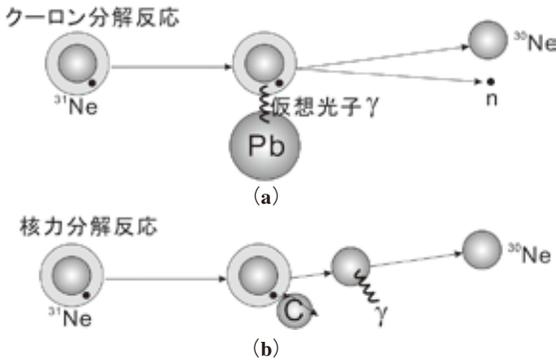


図2 (a) クーロン分解反応の模式図  
入射核 (ここでは  $^{31}\text{Ne}$ ) が重標的 (Pb) の近傍を通過すると仮想光子により励起され  $^{30}\text{Ne}+n$  に分解する  
(b) 核力分解反応の模式図  
 $^{31}\text{Ne}$  の価中性子は炭素標的との衝突でたたき出される。残った  $^{30}\text{Ne}$  から価中性子の情報が得られる

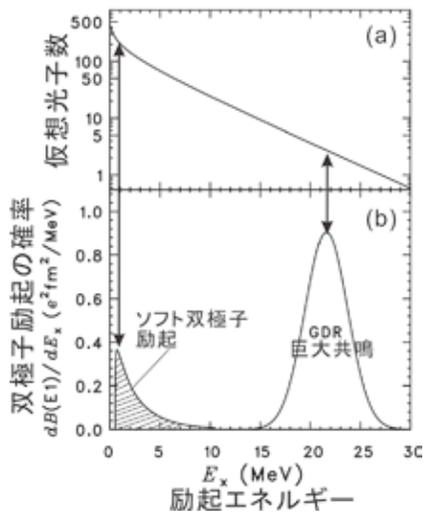


図3 (a) 仮想光子数のスペクトル  
仮想光子数は励起エネルギー (=仮想光子のエネルギー) について指数関数的に減少する関数である  
(b) 双極子励起強度のスペクトル  
クーロン分解反応断面積は双極子励起の確率と仮想光子数の積で表されるため、ハロー核のようにソフト双極子励起が起るときのみ断面積が  $0.5\sim 1$  b と大きくなる

60%) が重標的 (鉛核) の近傍を通過する際、クーロン場の強いパルスを受ける。これは高エネルギーの“仮想光子” ( $\gamma$ 線) を吸収する過程と等価である<sup>18)</sup>。この仮想光子により入射核

を励起し分解する反応をクーロン分解反応と呼ぶ。クーロン分解反応の断面積は電気双極子励起の確率 ( $dB(E1)/dE_x$ ) と仮想光子数の積として表せる。図3 (b) に示すように、この電気双極子励起のスペクトルにハローの特徴が表れる。電気双極子励起は安定核の場合ほとんど巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance: GDR) で尽くされてしまう。GDR は陽子流体と中性子流体の逆相振動であり、励起エネルギーのピークが 20 MeV 程度に現れる。一方、ハロー構造があると励起エネルギーが 1 MeV 程度の“ソフト双極子励起”というハロー核特有の電気双極子励起が強くなり別のピークを作る (図3 (b))。これは中性子ハローがコア部分から極端にや

すいことを反映したものである。  
ソフト双極子励起は、ハローの空間的な拡がりに強く依存することが知られている<sup>14-16)</sup>。今回は  $^{31}\text{Ne}+\text{Pb} \rightarrow ^{30}\text{Ne}+X$  (1 中性子分離反応、X は任意の粒子) という積分されたクーロン分解反応断面積を測定している。すなわち、クーロン分解反応断面積は仮想光子数と電気双極子励起の確率の積を励起エネルギー  $E_x$  で積分したものに相当し、図3 (a) に示すように、仮想光子数は  $E_x$  に対して指数関数的に減少するため、巨大共鳴ピークに起因する分解反応断面積は非常に小さくなる。一方、ハロー核の場合、ソフト双極子励起が起き  $0.5$  b (バーン) を超えるような大きい分解反応断面積を得る。つまり、クーロン分解反応の断面積の大きさからのみでもハロー構造の有無が判別でき、実際、筆者らは  $^{31}\text{Ne}$  にハローありと結論付けた<sup>1)</sup>。ただし、クーロン分解反応断面積だけでは、ハローの軌道や振幅等、定量的なことは決定できない。そこで、核力分解反応を組み合わせることを考える。

### 3.3 核力分解反応

軽い標的を用いると、クーロン力は核力に比べ無視できるほど小さくなり核力分解反応が優勢になる。本研究では、核力分解反応として炭

素核による1中性子分離反応  $^{31}\text{Ne} + \text{C} \rightarrow ^{30}\text{Ne} + \text{X}$  を測定している (図2 (b))。短距離力の核力で1中性子をたたき出すので、入射核の表面近傍のみに敏感になる。また、放出されるコア核の運動量は、たたき出される前の価中性子の核内での運動量分布と絶対値は同等になるので、その軌道角運動量やハローの情報を引き出せる。核内運動量分布は不確定性原理によって核内の空間波動関数の広がりに関連付けられ、運動量分布の狭い幅はハローの広がりに対応するからである。

#### 4 $^{31}\text{Ne}$ , $^{37}\text{Mg}$ のクーロン分解及び核力分解反応の実験

$^{31}\text{Ne}$  及び  $^{37}\text{Mg}$  のクーロン分解反応、及び核力分解反応の実験は、理化学研究所のRIBFで行われた。図4は今回の実験で用いたBigRIPS及びZDSの模式図である。345 MeV/核子まで加速された $^{48}\text{Ca}$ ビームと生成標的との核破砕反応により、 $^{31}\text{Ne}$  や  $^{37}\text{Mg}$  を含む不安定核が生成される。BigRIPSの第1ステージでは、イオンの磁気硬度とエネルギー損失の違いにより

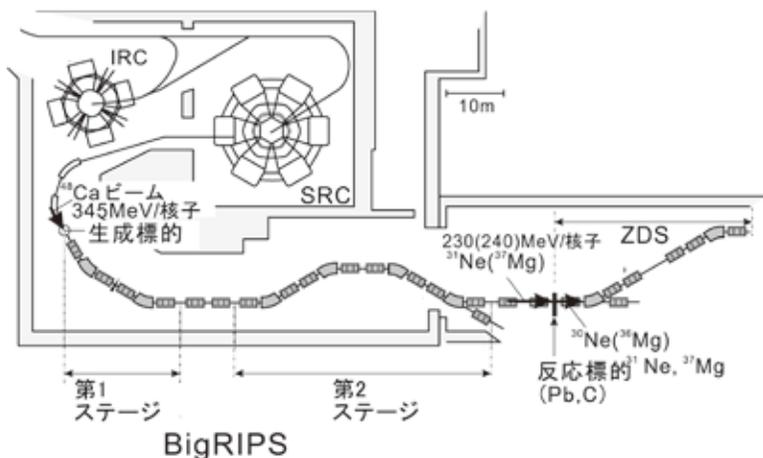


図4 実験装置の模式図

RIBFの重イオン加速器で加速された $^{48}\text{Ca}$ ビーム (345 MeV/核子) から $^{31}\text{Ne}$  ( $^{37}\text{Mg}$ ) が生成され、これをBigRIPSで分離、識別する。分解後の $^{30}\text{Ne}$  ( $^{36}\text{Mg}$ ) はZDSで観測する

10種程度の核種に絞られ、第2ステージではエネルギー損失、磁気硬度、飛行時間をイベントごとに測定し、反応標的に入射する粒子が識別される。クーロン分解用の鉛、ないし核力分解用の炭素標的での反応後の粒子はZDS (Zero Degree Spectrometer) でBigRIPSと同様の手法で識別される<sup>1)</sup>。

#### 5 核力・クーロン分解の感度の違いを利用した $^{31}\text{Ne}$ ハローの構造解析

核力分解反応とクーロン分解反応とは、価中性子の波動関数 (すなわちハローの密度分布) に対する依存性がかなり異なっている。核力分解はコアからそれほど離れていない表面付近の波動関数に敏感なのに対し、長距離力によるクーロン分解反応の場合には衝突係数が100 fm程度まで断面積への寄与がある<sup>15,16)</sup>。図5 (a), (b) では、この実験で得られたクーロン分解反応断面積、核力分解反応断面積 (1中性子分離反応) を、 $^{31}\text{Ne}$ の基底状態がスピン・パリティ  $3/2^-$  の  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2p_{3/2})$  という1粒子状態とする理論計算と比較している。ここで  $^{30}\text{Ne}(0_1^+)$  は $^{30}\text{Ne}$ の基底状態を示し、理論計算は  $S_n$  の関数として示す。ハローの振幅は  $S_n$  に強く依存するが、断面積の  $S_n$  依存性は核力分解反応とクーロン分解反応で大きく異なることが分かる。この図から、 $S_n$  が精度良く決まればハロー構造に制限を与えられることが見て取れるが、現在知られている $^{31}\text{Ne}$ の  $S_n$  は  $1\sigma$  の上限値 420 keV のみで精度がない<sup>19)</sup>。ここでは、逆に2つの分解反応の感度の違いを利用して  $S_n$  の導出を試みる。

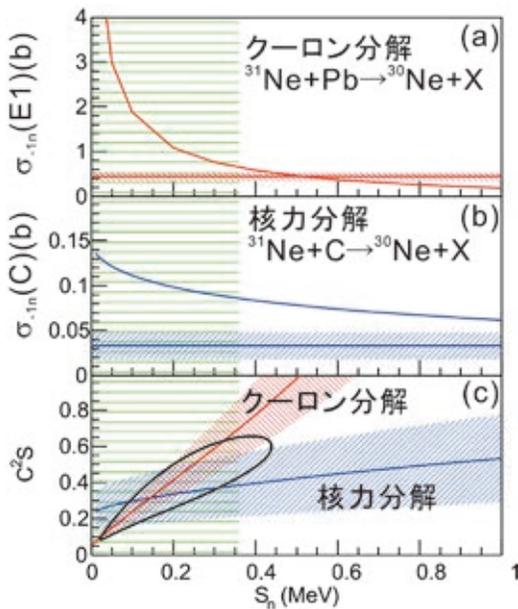


図5 (a) クーロン分解反応断面積 ( $^{30}\text{Ne}$ の基底状態への部分断面積)の実験値と、理論値(赤色実線,  $3/2^-$ の場合の  $S_n$  依存性)との比較  
 (b) 同じく核力分解断面積と理論値との比較  
 (c) (a), (b)において実験値/理論値から得られる分光学的因子  $C^2S$  の範囲  
 (a), (b), (c)とも緑の領域は別の実験で求められた  $S_n$  の範囲<sup>19)</sup>

ここで用いている分解断面積は、より選択性を持たせるため  $^{31}\text{Ne} \rightarrow ^{30}\text{Ne}(0_1^+)$  という  $^{30}\text{Ne}$  の基底状態に崩壊する場合を選択した部分断面積である。部分断面積は  $^{30}\text{Ne}$  の脱励起  $\gamma$  線の有無から求められ、実際、 $^{30}\text{Ne}$  の第一励起状態からの脱励起  $\gamma$  線ピークが鉛標的、炭素標的どちらにも観測された。得られた基底状態への部分断面積は、クーロン分解反応の場合は、クーロン分解反応の全断面積 ( $529 \pm 63$  mb) の  $85 \pm 23\%$  と、大部分を占め、核力分解反応の場合は1中性子分離反応の全断面積 ( $90(7)$  mb) の  $37 \pm 17\%$  と、半分以下の寄与であることが分かった。この違いも両反応の感度の違いを反映している<sup>2)</sup>。

図5(c)は図5(a), (b)での(実験値)/(理論値)を  $S_n$  の関数として求めたものである。

これは  $^{31}\text{Ne}$  の基底状態と  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2p_{3/2})$  という一粒子状態の重なり具合を現す分光学的因子  $C^2S$  に相当する。 $C^2S$  の  $S_n$  依存性が2つの分解反応で大きく異なるため、どちらも満たす  $S_n$ ,  $C^2S$  の値に制限が付き、図のように  $S_n = 0.15^{+0.16}_{-0.10}$  MeV,  $C^2S = 0.32^{+0.21}_{-0.17}$  と求まる。このように、本研究により、クーロン分解・核力分解反応の組み合わせでハローの微視的構造を決める手法が確立した<sup>2)</sup>。

図5ではスピン・パリティが  $3/2^-$  で  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2p_{3/2})$  という一粒子状態の割合を調べたが、従来型の殻構造で予想される  $7/2^-$  で  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (1f_{7/2})$ , あるいは極端に変形した場合に予想される  $1/2^+$  で  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2s_{1/2})$  だった場合<sup>16)</sup> はどうなるのであろうか。まず、 $7/2^-$  の場合は2つの反応から得られる  $C^2S$  の許容範囲に重なりがなく否定される。一方、 $1/2^+$  の場合は  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2s_{1/2})$  というs波のハローが形成され許容範囲の重なりは存在する。しかし  $^{30}\text{Ne}$  の運動量分布や分解反応断面積の大きさを、考える殻模型計算と比較したところ、いずれも相いれないことが分かり、やはりありえないという結論となる<sup>2)</sup>。すなわち、 $^{31}\text{Ne}$  の基底状態は、スピン・パリティが  $3/2^-$ , 約30%の割合で  $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2p_{3/2})$  という配位を含み、 $S_n$  は150 keV程度と極めて弱い束縛状態という結論が得られた。この  $S_n$  の値は束縛核に対してこれまでに測定されたもっとも小さいものである。p波中性子を有し、 $S_n$  が極めて小さいということは  $^{31}\text{Ne}$  が中性子ハロー構造を持つことを示している。 $^{31}\text{Ne}$  のハローの存在は、武智らの測定した反応断面積の結果ともコンシステントである<sup>20)</sup>。

## 6 魔法数の破れ、変形、ハローの形成

今回の研究から  $^{31}\text{Ne}$  の基底状態は、スピン・パリティが  $3/2^-$  ということが判明したが、 $^{30}\text{Ne}(0_1^+) \otimes (2p_{3/2})$  の割合は約30%しかなく、残りは  $^{30}\text{Ne}$  の励起状態に結合した  $^{30}\text{Ne}(2^+) \otimes$

( $1f_{7/2}$ ) などになる。つまり、 $p_{3/2}$  と  $f_{7/2}$  の強い混合が起こっていることを示唆する (図6参照)。これは魔法数  $N=28$  殻ギャップの消失により  $N\sim 20$  の核  $^{31}\text{Ne}$  の殻構造の進化が引き起こされたと解釈される。また、 $fp$  軌道の混合は四重極変形 (葉巻型変形) を生じさせる。より定量的に調べるために、宇都野、大塚らによる大規模殻模型計算の結果を見る<sup>2)</sup>。この計算は今回の実験結果を見事に説明しているのも  $^{31}\text{Ne}$  の微視的構造をよく再現できていると考えてよい。この計算から  $^{30}\text{Ne}(2^+) \otimes (1f_{7/2})$  の配位も有意に存在し、 $fp$  混合が強く起こっていることが分かった。殻模型計算では4重極モーメントや励起準位への4重極遷移の行列要素も計算できるが、そこから導かれた  $^{31}\text{Ne}$  の変形度は  $\beta=0.56$  で、長軸対短軸比が約3:2の強い葉巻型変形という描像が浮かび上がった<sup>2)</sup>。

浜本らのニルソン模型による計算<sup>21,22)</sup>においても、 $^{31}\text{Ne}$  は、球形極限での  $fp$  殻間のギャップの縮小 ( $N=28$  の魔法数の消失) によって変形が促進され、 $fp$  軌道の強い混合が起こることが示されている (核ヤン・テラー効果)。このとき  $p$  波中性子の配位が有意に混じるため、弱束縛下でハローが形成されると解釈される。この様子は図6のように模式的に表せる。 $^{31}\text{Ne}$  は変形が誘因して形成されたハロー “変形ハロー” であると言える。殻模型の予想する  $\beta=0.56$  付近のニルソン軌道は  $[321\ 3/2]$  であり、スピン・パリティは  $3/2^-$  とやはり実験結果を説明する。この状態は  $N=20$  殻のギャップをまたぐ2粒子2空孔状態を作るので、逆転の島描像とも合致している。

## 7 $^{37}\text{Mg}$ の結果

$^{37}\text{Mg}$  ( $Z=12, N=25$ ) についても  $^{31}\text{Ne}$  と同

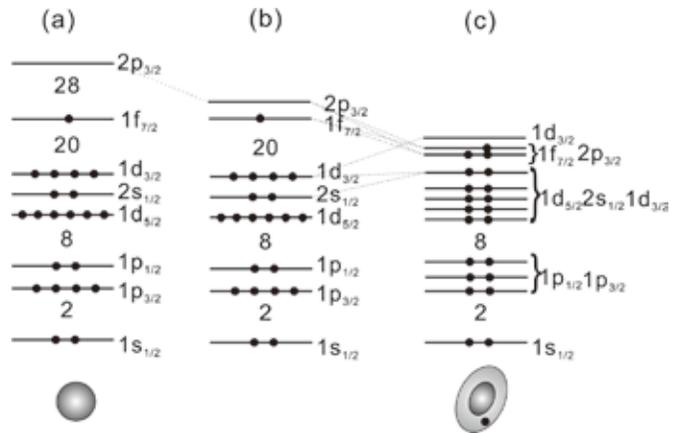


図6  $^{31}\text{Ne}$  の殻構造 (中性子部分) の模式図

- (a) 従来の殻模型の描像。  $N=20$  閉殻+ $1f_{7/2}$
- (b) 中性子過剰核で  $p_{3/2}$ - $f_{7/2}$  の殻ギャップが縮小
- (c) (b) のために変形し、 $pf$  の強い混合が起こる。強い変形は  $fp$ - $d$  間の混合も促し2粒子2空孔状態ができる

様にクーロン分解反応、核力分解反応を行い、 $^{37}\text{Mg}$  の基底状態は、スピン・パリティが  $3/2^-$  (又は  $1/2^-$ )、配位は  $^{36}\text{Mg}(0^+) \otimes (2p_{3/2})$ 、 $C^2S=0.42^{+0.14}_{-0.12}$ 、1中性子分離エネルギーは  $S_n=0.22^{+0.12}_{-0.09}$  MeV であることが分かった<sup>3)</sup>。 $^{37}\text{Mg}$  も四重極変形しており、 $p$  軌道の変形ハローであることも分かった。 $^{37}\text{Mg}$  は、確認されているハロー構造を持つ核としては最も重い。

## 8 結論

本研究から、 $N=28$  の殻ギャップの消失 → 変形 → 有意な  $p$  軌道成分 (ハロー) (図6) というハローの形成メカニズムが明らかとなった。残る疑問は  $N=28$  殻のギャップがどうして縮小したのか、ということである。これについては殻模型計算からは  $pn$  間に働く相互作用によるという説明<sup>23)</sup>、平均場理論からはドリフプラインに近づいたとき低い軌道角運動量の軌道が相対的に安定になるという説明<sup>22)</sup> が提案されている。今回の結果はそのヒントを与えているが、根本的なメカニズムの理解には中性子過剰度による核力の変化や変形度の直接測定が

今後必要となってくると思われる。メカニズムの理解により、どのような原子核が変形ハローとなるか、次の逆転の島はどこに現れるか、という問いにも答えを与えてくれるであろう。いずれにせよ、質量数が40を超え、 $N$ が $Z$ の2倍にせまるような中性子過剰核はほとんど調べられていない状況である。そういう原子核に、新しい逆転の島や変形ハローはもとより、更に面白い量子多体構造が隠れているかもしれない。RIBFでは今後も興味深いデータが続々と出てくると期待されるが、さらに2020年頃にはドイツのFAIR<sup>24)</sup>、米国のFRIB<sup>25)</sup>、韓国のRAON<sup>26)</sup>というRIBFに匹敵（あるいは凌駕する）不安定核研究施設が登場する。本分野の更なる進展が期待される。

#### 【謝辞】

本研究は小林信之氏（東大）のほか、参考文献2)、3)の共同研究者の協力の下に行われました。本研究は科研費22340053、24105005の補助を受けています。

#### 参考文献

- 1) Nakamura, T., Kobayashi, N., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 262501 (2009)
- 2) Nakamura, T., Kobayashi, N., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 142501 (2014)
- 3) Kobayashi, N., Nakamura, T., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 242501 (2014)
- 4) Yano, Y., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **261**, 1009 (2007)
- 5) Okuno, H., Fukunishi, N., and Kamigaito, O., *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2012**, 03C002 (2012)
- 6) Motobayashi, T., Sakurai, H., *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2012**, 03C001 (2012)
- 7) Kubo, T., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **204**, 97 (2003)
- 8) Sakurai, H., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **54**, R2802 (1996)
- 9) Tanihata, T., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **35**, 505 (1995)
- 10) Jensen, A.S., Riisager, K., Fedorov, D.V., and Garrido, E., *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 215 (2004)
- 11) Tanihata, I., Savajols, H., and Kanungo, R., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **68**, 215 (2013)
- 12) Warburton, E.K., Becker, J.A., and Brown, B.A., *Phys. Rev. C*, **41**, 1147 (1990)
- 13) Burgunder, G., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 042502 (2014)
- 14) Aumann, T., Nakamura, T., *Phys. Scr. T*, **152**, 014012 (2013)
- 15) Fukuda, N., Nakamura, T., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **70**, 054606 (2004)
- 16) Palit, A., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **68**, 034318 (2003)
- 17) Maddalena, V., *et al.*, *Phys. Rev. C*, **63**, 024613 (2001)
- 18) Bertulani, C.A., and Baur, G., *Phys. Rep.*, **163**, 299 (1988)
- 19) Gaodefroy, L., *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 202503 (2012)
- 20) Takechi, M., *et al.*, *Phys. Lett. B*, **707**, 357 (2012)
- 21) Hamamoto, I., *Phys. Rev. C*, **81**, 021304(R) (2010)
- 22) Hamamoto, I., *Phys. Rev. C*, **85**, 064329 (2012)
- 23) Utsuno, Y., Otsuka, T., Mizusaki, T., and Honma, M., *Phys. Rev. C*, **60**, 054315 (1999)
- 24) Rosner, G., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **167**, 77 (2007)
- 25) Thoennessen, M., *Nucl. Phys. A*, **834**, 688c (2010)
- 26) Hong, B., *JPS Conf. Proc.*, **1**, 013027 (2014)