

陽子ノックアウト反応による原子核構造の研究

小林俊雄

東北大学大学院 物理研究科

Abstract

We have developed experimental technique to study the single-particle properties of bound protons in the exotic nuclei. Using high-energy RI beams on a hydrogen target in the inverse kinematics, (p,2p) proton-knockout reactions from the unstable beams have been studied for light nuclei such as ${}^6,8\text{He}$, ${}^{10,11,12}\text{Be}$, ${}^{9,10,11,12,13,14,15,16}\text{C}$ at 250 A MeV incident energy.

1. 原子核内の束縛陽子状態の研究

原子核は2種類のフェルミ粒子である陽子と中性子が強い相互作用によって結びついた多体系である。半径約1フェルミの大きさを持つ核子(陽子と中性子)が約250個集まった系の半径が約7フェルミである事を考えると、非常に密に詰まった多体系と言う事ができる。一方殻模型は原子核の性質を良く記述する模型であり、密に詰まった系の中を核子がある決まった粒子軌道上を運動しているという描像が成り立つ。この単一粒子軌道の特徴付ける重要な量に、束縛エネルギー、運動量分布、軌道角運動量等の物理量がある。これらの情報を得る実験手法として、高エネルギー陽子・電子ビームを用いて、核内束縛核子を弾き出すknockout反応が用いられてきた。この反応は”達磨抜き”と言うことができ、系に空孔状態を作る事によって弾き出された束縛核子の状態を調べる方法である。

従来の方法は図1に示すように、陽子ビームと核内核子の準弾性散乱により核内核子を弾き出し、終状態の2個の核子のエネルギー・運動量の測定から、弾き出された核子の束縛(分離)エネルギー、運動量、角運動量など単一粒子軌道の波動関数に関する情報を得る。

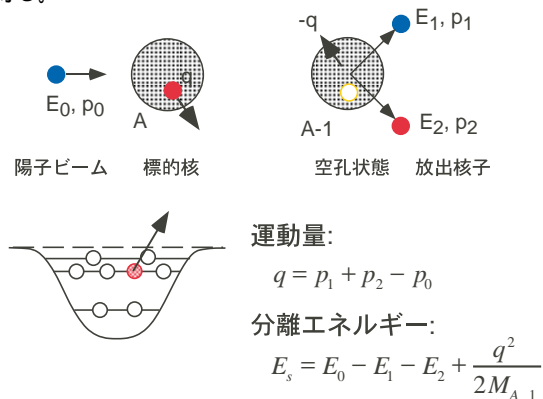


図1: 従来の陽子ビームによるknockout反応

安定線から離れた不安定原子核には、中性子ハローや中性子スキン等の安定核にはない面白い現象が見い出されている。この現象は数個の外殻核子束縛エネルギーが弱い事が主な原因であり、これらの現象の理解には弱束縛核子の粒子軌道の性質の理解が必要不可欠である。一般的には図2に

示す様に、中性子数の増加に伴い中性子分離エネルギーは減少する一方、陽子分離エネルギーは増加する。従って、陽子過剰核では弱束縛陽子と強束縛中性子、中性子過剰核では弱束縛中性子と強束縛陽子が関与し、安定核には見られない状況の一つである。

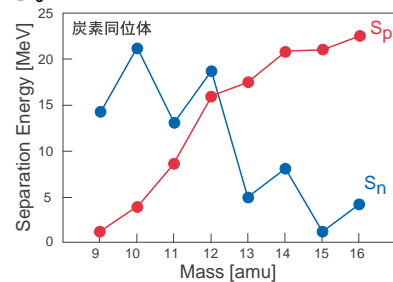


図2: 炭素同位体(z=6)の陽子分離エネルギー(S_p)と中性子分離エネルギー(S_n)の質量依存性

短寿命不安定核内での陽子・中性子軌道情報をknockout反応を用いて研究するには、逆運動学を用いる必要がある。つまり図3の様に、調べたい不安定核を入射核破砕反応により生成・分離して不安定核ビームを作り、陽子標的に入射させて核子knockout反応を起こす。調べたい束縛核子が中性子の場合は(p,pn)中性子knockout反応、陽子の場合は(p,2p)陽子knockout反応が必要であるが、この研究では比較的測定の容易な (p,2p)陽子knockout反応に絞って実験を行った。

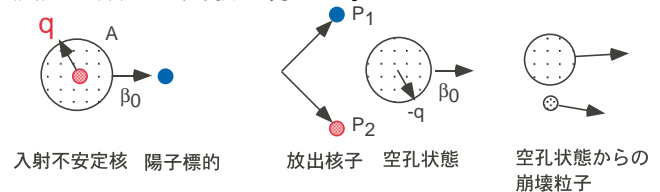


図3: 逆運動学を用いたknockout反応

実験では、重心系で90度散乱をした2個の陽子を、実験室系 ± 40 度付近で測定する。必要な測定量は

- 不安定核ビームの速度($\vec{\beta}$)
 - 2個の陽子のエネルギー(T_i)と運動量(\vec{p}_i)
- であり、これらから、弾き出された陽子の運動量(\vec{q})は、

$$\vec{q} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) - \left[\frac{\gamma}{\gamma + 1} (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \cdot \vec{\beta} + (M_A - M_{A-1}) \right] \vec{\beta}$$

分離エネルギー (E_s 又は S_p) は、

$$E_s = \gamma (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \cdot \vec{\beta} - \gamma (T_1 + T_2) - (\gamma - 1) m_p - \frac{q^2}{2M_{A-1}}$$

と求まる。分離エネルギー分布は入射核から陽子を一個取り除いた空孔状態である残留核の基底状態と励起状態の強度分布を表す。運動量測定で得られる運動量分布 $d\sigma/d\vec{q} = |\phi(\vec{q})|^2$ は、運動量空間波動関数 $\phi(\vec{q})$ と実空間波動関数 $\psi(\vec{r})$ がFourier変換で関係している為、核子密度分布 $\rho(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2$ の情報と関係する。

逆運動学の特徴は、残留核がビーム速度(光速の約60%)で前方に放出される為、残留核又はその崩壊粒子の全てが零度付近に放出される事である。その為崩壊で放出される全ての粒子を検出する事が比較的容易であり、励起状態の崩壊様式が同時に測定できる。

Knockout反応は核内陽子と標的陽子の準弾性散乱を用いている為、反応機構が単純である為には、核子当たりの入射エネルギーは、

- 入射エネルギーでの陽子のドブロイ波長が核内核子間距離より充分短い、
- 入射エネルギーが核内陽子の束縛エネルギーに較べて充分大きい、

という条件を満たす必要がある。つまり逆運動学では比較的高エネルギー不安定核ビームが必要であり、放医研HIMAC加速器施設での実験に適している。入射エネルギーとしては、深い束縛状態の陽子knockout反応を考えると約1 AGeVが最適と考えられる。しかし実験では入射エネルギー程度

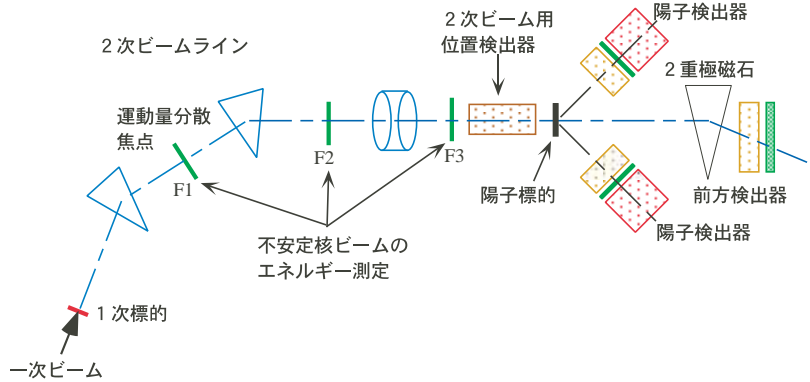


図4 : (p,2p)反応測定装置の模式図

までのエネルギーを持つ高エネルギー陽子を測定する必要があり、入射エネルギーを250 AMeV程度に選んだ。それでも平均結合エネルギーの約30倍程度の入射エネルギーであるから、そう悪い条件ではないと考えている。

不安定核ビームからの陽子knockout反応による物理の興味としては、

- 陽子過剰核側の弱束縛陽子軌道
- 中性子過剰核側の強束縛陽子軌道

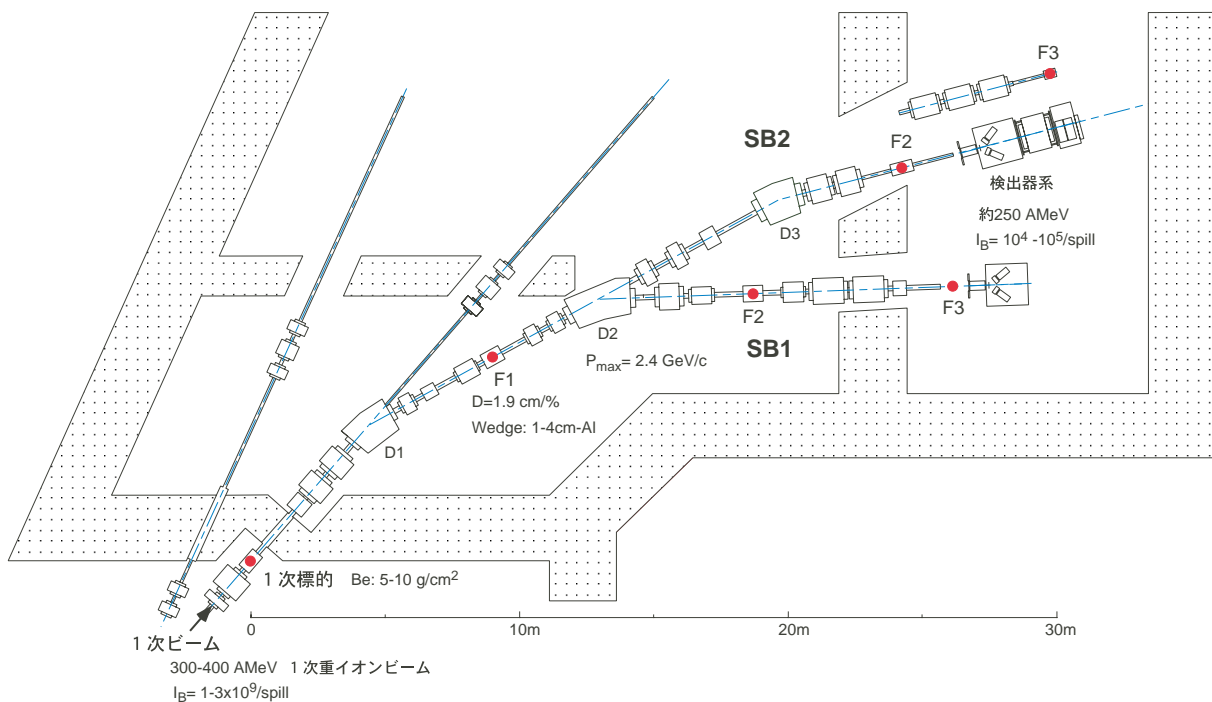


図5 : 二次ビームラインと検出器系

- 深部(1s)陽子軌道の変化
 - 中性子過剰核の励起状態
 - ドリップライン外側の共鳴状態
- などの研究があげられる。

2. 実験方法と検出器

実験には、図4に模式的に示すように、

- 2次ビームライン
 - 不安定核ビームのエネルギー測定用検出器
 - 陽子標的に入射するビームベクトル測定用位置検出器
 - 陽子標的
 - (p,2p) 反応から放出されるエネルギー 0-250MeVを持つ2個の陽子の方向・全エネルギーを測定する陽子検出器系2セット
 - 前方に放出される、空孔状態からの崩壊粒子の電荷・質量数・運動量を測定する前方検出器系
- 等、数種類の検出器系が必要である。

(2-1) 2次ビームライン

2次ビームラインは、F1, F2, F3の3つの焦点面を持つ。F1は運動量分散焦点、F2とF3はアクロマティック焦点で、F1にはくさび型デグラダ(wedge)、F2には質量スリットが設置されている。初期はSB1ラインを用い、SB1ラインが治療専用になった後はSB2ラインを用いた。実験室配置を図5に示す。SB2ラインの標準構成ではF3から壁までの間に検出器が納まらず、実験時はF2-F3間の3連4重極磁石を平行移動して検出器を配置する。

1次ビームとして、300-400 AMeVの $^{12,13}\text{C}$, ^{15}N , ^{18}O ビームを用い、1次標的とF1 wedgeの厚さを調節してエネルギー約250 AMeVの2次ビームを得た。ビーム種にもよるが、2次ビーム強度は 10^4 - 10^5 粒子/spill程度である。

(2-2) ビームライン検出器

2次ビームは $\pm 2.5\%$ 程度の運動量分散を持ち、数種類のビームが混じっている為、各ビームの粒子識別(電荷 z 、質量数 A)と速度(β)を測定する必要がある。これは、

- ビームライン2重極磁石による運動量分析
- F1,F2,F3焦点面に設置したplastic scintillator間

の飛行時間(TOF)

- F1 scintillatorを用いた水平方向位置
 - 各scintillator中でのエネルギー損失
- の4種類の情報を用いて行う。この方法によりビームに対するエネルギー分解能として、 $\sigma_E/E \approx 1.5\text{MeV}/250\text{MeV}$ 程度が得られる。陽子標的直前には10面からなるdrift chamber(DC)を置き、標的上でのビーム位置と方向を測定する。

図6に、F3焦点に設置した検出器系の全体配置図を、図7に写真を示す。

(2-3) 陽子検出器系

陽子検出器系は、位置・角度測定用DC、エネルギー損失用plastic scintillator、全エネルギー測定用の直径6”厚さ5”NaI(Tl) scintillatorからなるアームが2セットある、測定角度範囲は水平・垂直方向に約 ± 10 度あり、立体角は約0.1 srである。

NaI(Tl): 入射エネルギー250 AMeVでは、(p,2p)反応からの陽子の平均エネルギーは約120 MeVで、20 MeVから200 MeV以上まで広く分布する。NaI(Tl)は210MeVまでの陽子を検出器中で止める事ができ、大体必要なエネルギー領域をカバーし

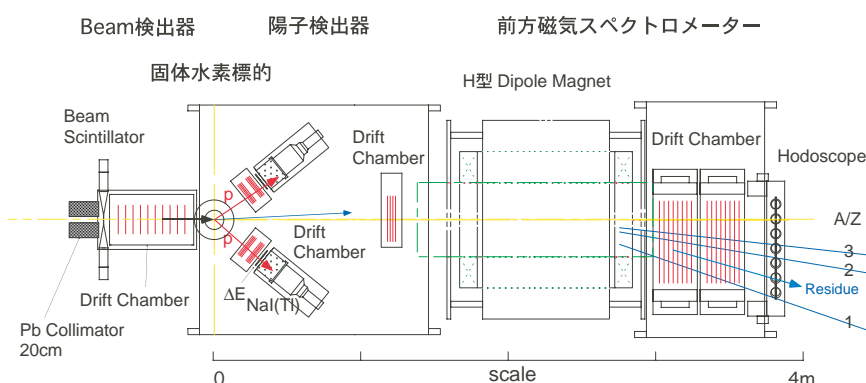


図6 : (p,2p)反応測定の検出器配置



図7 : 検出器系の写真

ている。230MeV1次陽子ビームと陽子標的のp(p,2p)反応を用いてエネルギー校正を行い、エネルギー分解能は $\sigma_E/E \approx 1.1\text{MeV}/120\text{MeV}$ 程度である。

DC：一組の検出器はX4面Y4面からなり、粒子の通過位置と角度を測定する。角度測定精度は約6mrad (rms)であり、分離エネルギー分解能を決定している。2台のDC情報から2陽子の放出(反応)位置が約1.5mm (rms)精度で測定でき、ポリエチレンと炭素からなるスタック標的の分離や、固体水素周囲の物質からのbackground分離に役立つ。

(2-4) 前方検出器系

前方検出器系は、window frame型2重極磁石、DC(X4面 Y4面が2セット)、plastic scintillator hodoscope(7台)からなる磁気分析器で、エネルギー損失、TOF、運動量測定から粒子のエネルギー、電荷(原子番号)、質量数を求める。磁石は、重量8トン、最大磁場0.8T、有効磁場長1mであり、250 AMeV $A/Z=3$ の粒子を数度しか曲げられない。磁場強化が必要だが、移動型磁石としては重量の限界であろう。性能としては、運動量分解能1.2%(rms) @2.2 GeV/c、散乱角分解能3 mrad(rms)、TOF分解能0.1 nsec(rms)程度であり、質量数20程度までの粒子識別には十分な性能を持つ。

なお磁気分析器の製作が完了する2001年8月までは、前方検出器として3枚のplastic scintillatorを用い、粒子の電荷(原子番号)のみの識別を行った。

(2-5) 固体水素標的

2003年2月に使用を開始するまで、陽子標的としてポリエチレンCH₂(厚さ約0.1 g/cm²)とCのスタック標的を用い、差引で陽子からの寄与を求めていた。(p,2p)反応で生成される空孔状態の崩壊が、中性子放出のみの場合のS/Nは充分良いが、荷電粒子放出を伴う場合は殆どがbackgroundで、例えば1s空孔状態の観測は不可能であった。

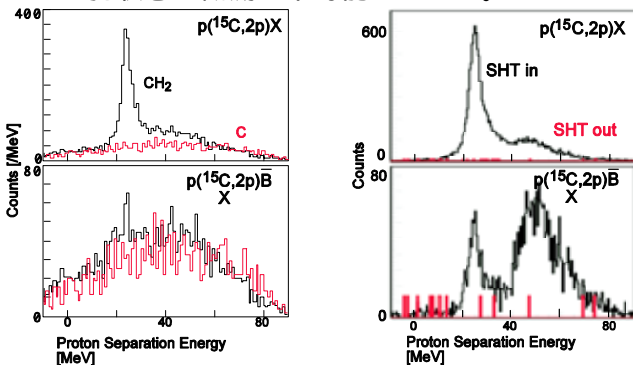


図8：CH₂(左)と固体水素(右)を用いた¹⁵C(p,2p)反応の分離エネルギー分布。下図は荷電粒子崩壊を伴う場合。

炭素からのbackgroundを減らし、かつ一様な厚

さを持つ水素標的として、直径30mm、厚さ5mmの固体水素標的を開発した。標的全体を図9に示す。



図9：固体水素標的と陽子検出器系

真空との境界は9μm厚マイラー膜を用いているが、図8からわかるようにS/Nが劇的に改善され、1s空孔状態の観測が可能になった。

(2-5) その他の検出器

中性子過剰核では、空孔状態からの中性子崩壊が重要である。前方中性子を検出する目的で前方中性子hodoscopeを設置したrunも行ったが、磁石の曲げ能力不足の為前方に放出される荷電粒子が中性子検出器に大量のbackgroundを作り、前方中性子の測定はこの配置では非常に困難であった。

3. 結果

以下では、前方磁気分析器が使用可能な期間に取得したデータを主にまとめる。

(3-1) p(^{11,12}Be,2p)^{10,11}Li反応

中性子ハロー核として有名な¹¹Liの構造の理解には、¹⁰Li(⁹Li+n)共鳴状態の構造の理解が必要不可欠である。特に¹⁰Li基底状態付近のp波・s波の位置が重要である。p波共鳴は比較的良く知られているので、外殻中性子がs波(2s_{1/2}軌道)である事が知られている¹¹Beからp(¹¹Be,2p)¹⁰Li反応で陽子を弾き出し¹⁰Liのs波共鳴を選択的に生成する事を試みた。

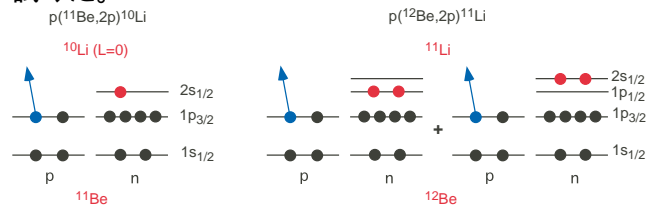


図10：^{11,12}Beと^{10,11}Liの配位

¹²Beはp軌道とsd軌道が半々程度混じっている事が知られている原子核であり、図10の様に中性子軌道の混じりに関しては¹¹Liと共通点がある。その為、分離エネルギー校正も兼ねてp(¹²Be,2p)¹¹Li反応の測定を行った。

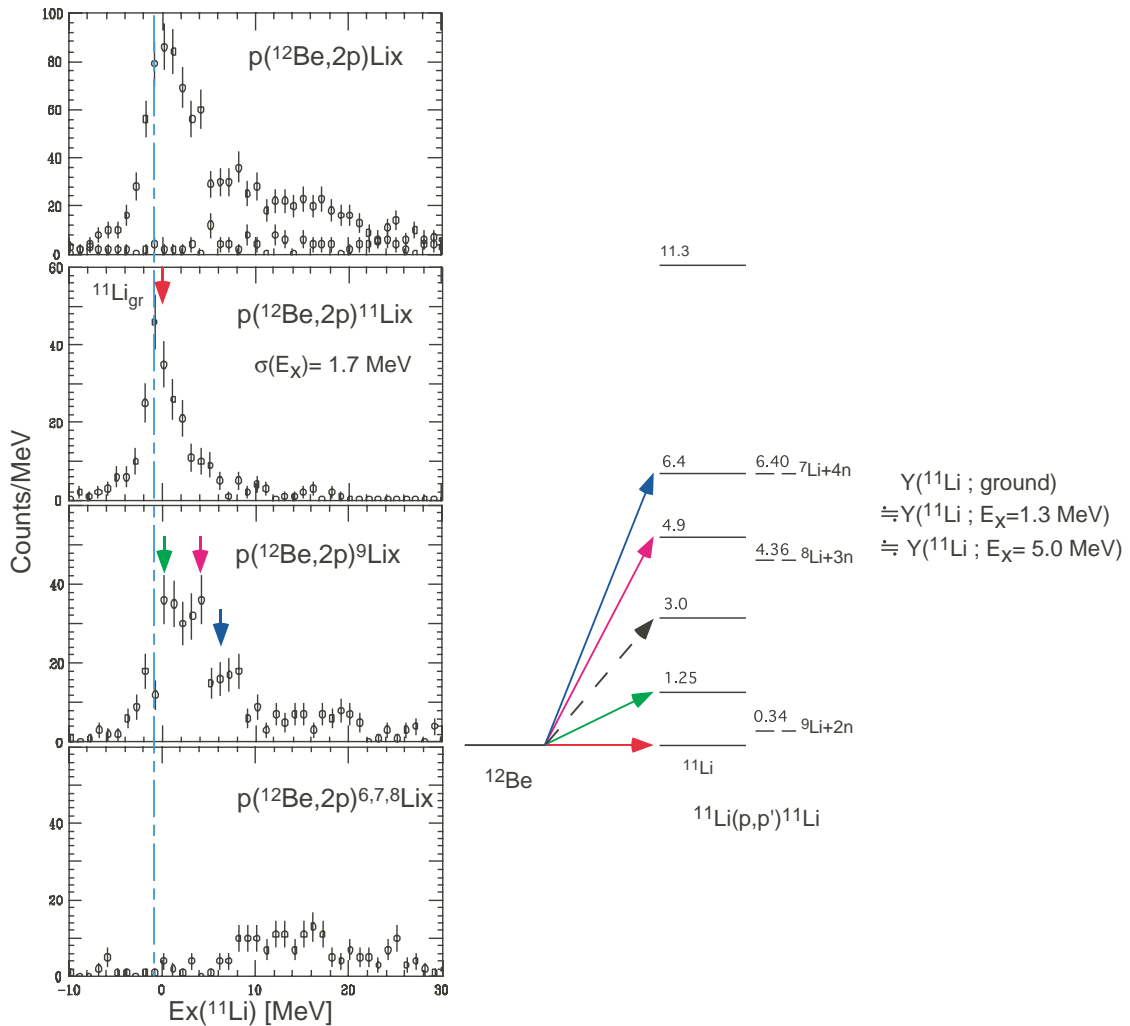


図11： $p(^{12}\text{Be},2p)^{11}\text{Li}$ 反応での励起エネルギー分布と崩壊様式による分類

$p(^{12}\text{Be},2p)^{11}\text{Li}$ 反応に関しては、前方に放出される粒子を選択する事により、 ^{11}Li 基底状態が直接生成された場合と、 ^{11}Li 励起状態が中性子放出により $^{6,7,8}\text{Li}$ 状態へ崩壊する場合を分離した結果を図11に示す。

^{12}Be から $(p,2p)$ 反応で直接生成する ^{11}Li 基底状態が観測され、その中から分離(励起)エネルギー分解能は1.7 MeV (rms)であった。 ^9Li へ崩壊する励起状態として、分解能は悪いが $E_x=1.3\text{MeV}$, 4.9MeV , 6.4MeV の状態が観測され、基底状態への遷移強度と 1.3MeV と 5.0MeV 状態への遷移強度はほぼ等しい。励起状態がこの様に強く生成されるのは非常に不思議である。

$p(^{11}\text{Be},2p)^{10}\text{Li}$ 反応に関しては、図11のように $^9\text{Li}+n$ のthreshold付近に強いピーク構造が観測された。

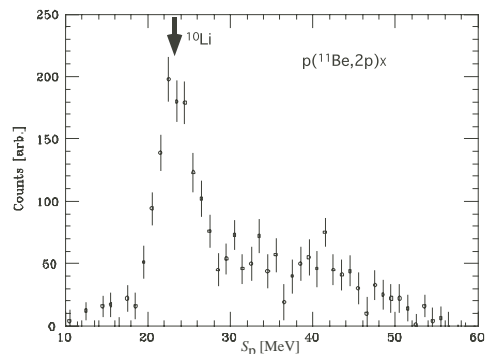


図12： $p(^{11}\text{Be},2p)^{10}\text{Li}$ 反応での分離エネルギー分布

(3-2) $p(^{9,10,11,12,13,14,15,16}\text{C},2p)^{8,9,10,11,12,13,14,15}\text{B}$ 反応

^9C から ^{16}C のわたる炭素同位体は、中性子軌道 $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}/2s_{1/2}$ が順次埋まるにつれ、中性子分離エネルギーが 21MeV から 1MeV まで減少し、陽子分離エネルギーは 1MeV から 23MeV まで増加する領域をカバーする。一方原子核半径は ^9C から ^{14}C まではほぼ一定であるが、 ^{15}C と ^{16}C では半径が増加する。この領域で $(p,2p)$ 反応を用いて陽子軌道 (p,s) の変化や、空孔状態として生成される

B同位体の励起状態の測定を系統的に行った。

図13に陽子分離エネルギー分布を、前方粒子の条件無しの場合(上段)、空孔状態が中性子のみを放出して崩壊した場合(中段)、空孔状態が荷電粒子を放出して崩壊した場合(下段)、に分けて示す。

簡単に考えると、中段は陽子p軌道の空孔状態(p-hole)、下段は陽子s軌道の空孔状態(s-hole)に対応する。

この図から、

- 基底状態付近にある巾の狭いp-hole状態と、高

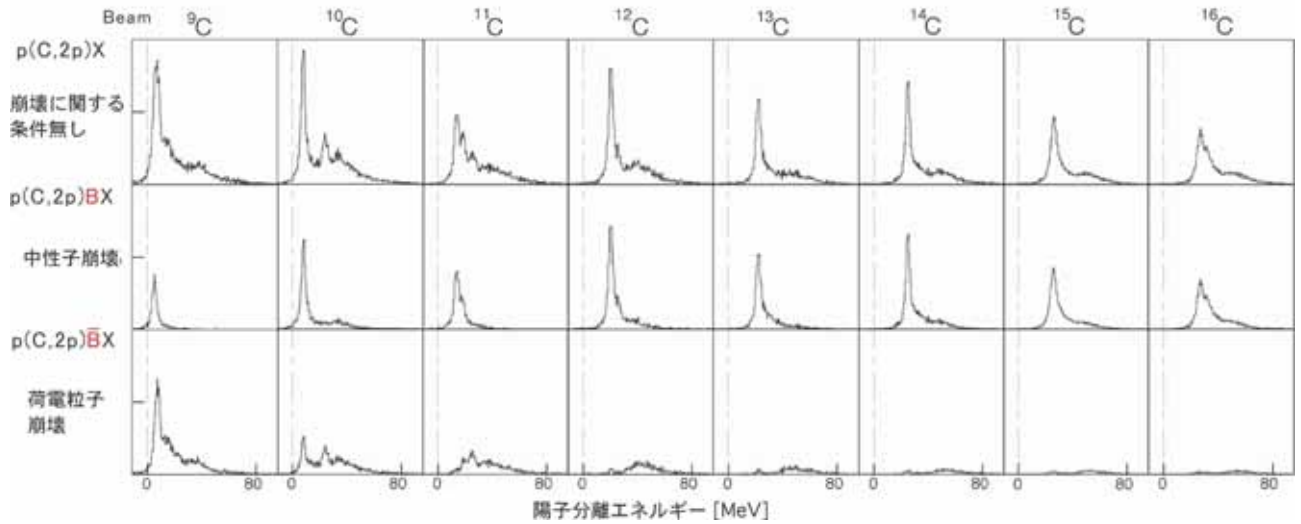


図13 : p(9-16C,2p)8-15B反応での分離エネルギー分布

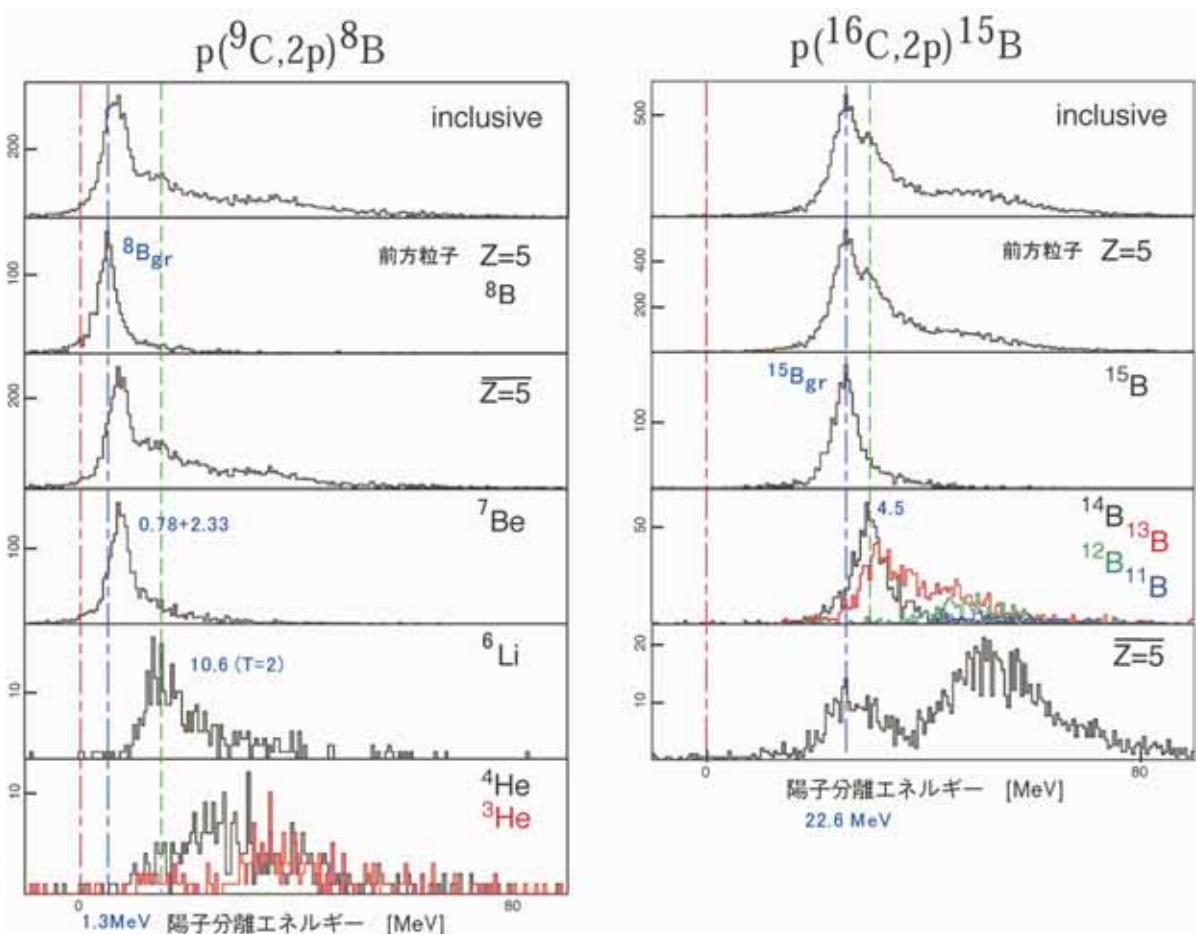


図14 : p(⁹C,2p)⁸B反応とp(¹⁶C,2p)¹⁵B反応での分離エネルギー分布と、前方放出粒子による分類

励起状態のある巾の広いs-hole状態。

- $A^{-1}B$ 基底状態への分離エネルギーは質量数が増えるにつれて増加する
- 中性子過剰側では荷電粒子放出による崩壊は減少する。

等の特長がわかる。

次に各同位体について、陽子過剰核である ${}^9\text{C}$ と中性子過剰核である ${}^{16}\text{C}$ を例として図14に示す。陽子過剰核では、娘核の基底状態のアイソスピンより1大きいアイソスピンを持つ高励起状態が観測され、これはアイソスピン合成から期待される状態だと考えられる。中性子過剰核では比較的知られていないB同位体の励起状態が観測され、その崩壊様式の情報も同時に得られた。

陽子 $1p_{3/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道に対する束縛エネルギーの質量数依存性を図15に示す。軌道間隔が ${}^{12}\text{C}$ から上では広がっているのは、 ${}^{13}\text{C}$ から中性子 $1p_{1/2}$ 軌道に中性子が入り始め、陽子 $1p_{3/2}$ 軌道と中性子 $1p_{1/2}$ 軌道間の引力の為に陽子 $1p_{3/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道間隔が広がる為と考えられる。

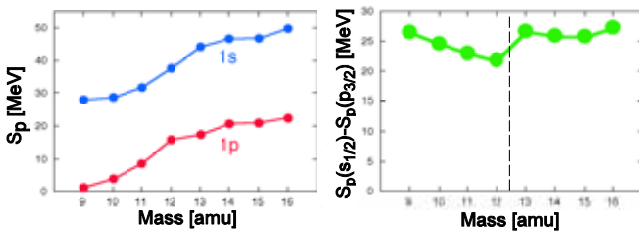


図15：陽子p軌道とs軌道分離エネルギーの質量数依存性

観測された(p,2p)全断面積の相対値を図16に示す。空孔状態が中性子放出により崩壊するp-hole状態の相対強度は、偶数・奇数効果はあるもののほぼ一定なのに対し、荷電粒子放出で崩壊するs-hole状態は質量数の増加につれて急激に減少する。これらの値は各軌道を占める粒子の占有数に比例すると考えられ面白い情報を含むと考えられる。

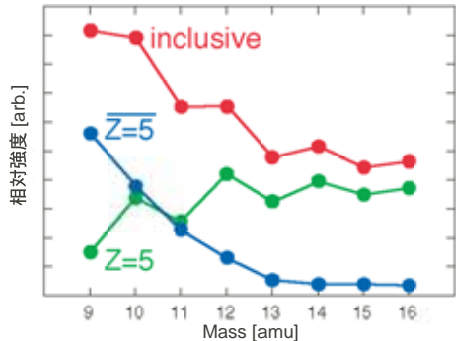


図16：観測された(p,2p)全断面積の相対値

s軌道とp軌道に対応する分離エネルギーを選択し、 q_{\perp} 方向について積分した ${}^{12}\text{C}$ 中の陽子運動量分布 $d\sigma/dq_{\parallel}$ ($= \int d\sigma/d^3q dq_{\perp}$) を図17に示す。 q_{\perp}

方向に制限をつけると下段の様にs軌道($L=0$)とp軌道($L=1$)に特徴的な分布となり、軌道角運動量が正しく判別できている。各軌道にある陽子の運動量分布の巾(rms)の質量依存性を図18にまとめる。p軌道では分離エネルギーの増加と角運動量障壁の効果で ${}^{12}\text{C}$ まで巾が緩やかに増加しその後一定の値を取るが、s軌道は全領域にわたりほぼ一定である事がわかる。

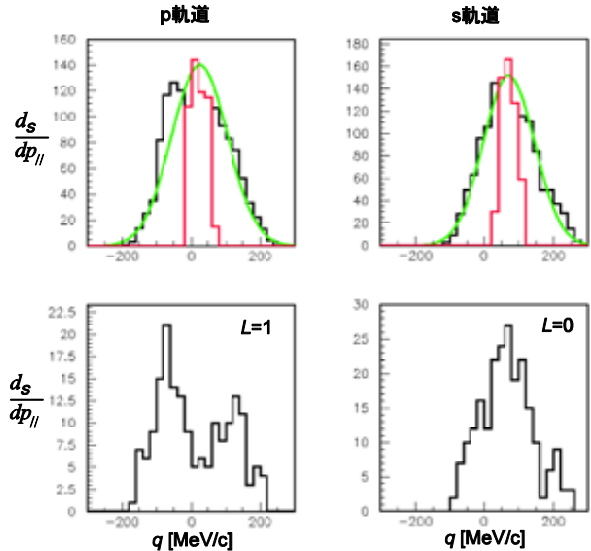


図17：s,p軌道の陽子運動量分布 $d\sigma/dq_{\parallel}$

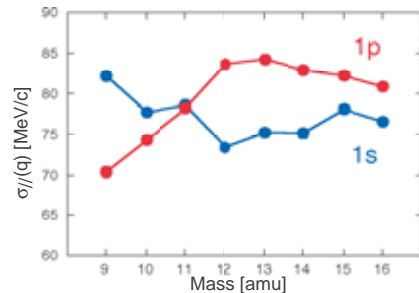


図18：陽子運動量分布巾(rms)の質量依存性

4．まとめとこれからの方向

不安定核中の陽子軌道を調べる方法として、不安定核ビームと陽子標的を逆運動学で用いた(p,2p)陽子knockout反応の手法を開発し確立した。

最初はP008実験としてNaI(Tl)検出器を用いた200MeV陽子の全エネルギー測定の実験から始めた。以後、ビームライン検出器、陽子検出器系、前方磁気分析器、固体水素標的と順次製作を進め、非常に時間はかかってしまったが、系統的で良質のデータが取得できる状態にやっとなったと言えることができる。又この実験では比較的高エネルギーの不安定核ビームを必要とする事から、HIMAC加速器施設の特長を生かせる実験の一つとも考えている。

現在、最大の問題点は分離エネルギー分解能が2MeV(rms)と悪い事であり、drift chamber + NaI(Tl)検出器のかわりになるSi-strip + Ge検出器のR&Dを平行して進めてきた。現在基本的な問

題は解決したと考えている。又、(p,2p)陽子 knockout 反応よりも面白い(p,pn)中性子 knockout 反応を250 AMeV領域で十分な分解能で行うには、まだ色々な工夫が必要だと思われる。

この一連の実験は、P008、P051実験として東北大、理研、京都教育大、阪大RCNP、KEKのメンバーによる共同実験として行われた。

最後にこの実験に必要なdebunchされた引出ビームの開発・調整・運転を行ってくれたHIMAC加速器チームの方々に感謝する。