

論文の内容の要旨

論文題目 Projectile Fragmentation Reactions and Production of Nuclei near the Neutron Drip-line

(入射核破碎反応と中性子ドリップライン近傍核の生成)

氏名 野谷 将広

近年、中性子ハローや中性子スキンといった安定原子核にはない核構造が発見されたり、中性子過剰領域の $N=20$ の魔法数の消滅が話題になっている。これらの成果は不安定原子核ビームを使った実験が精力的に行なわれたことで得られた。不安定原子核ビームの生成には、数十 A MeV ~ 数 A GeV に加速した重イオンビームを標的に当て、入射核破碎反応などで生成された不安定核ビームを破碎片分離装置でより分ける in-flight 法が用いられる。特にサイクロトロンで加速される中間エネルギー (数十~数百 A MeV) 重イオンビームは強度が強く、アイソスピンの大きな核種の生成とその性質を調べる実験が可能となった。

さて、これら不安定原子核実験に対して不安定核ビーム強度向上のための最適化設計が不可欠であり、その際重要な生成断面積予想には abrasion-ablation (AA) model による計算や高エネルギー重イオンビームのデータをもとに作られた半経験的断面積計算コード EPAX がある。これらの予想は β 安定線近傍の核種についてはよいが、 β 安定線から遠く離れた中性子ドリップライン近傍核については予測精度が悪くなっている。その理由は、これまで得られている基礎データは β 安定線領域に集中していて、 β 安定線から遠く離れた中性子過剰核領域のデータが不足しているからである。

中性子過剰核の研究の中でも収量が極めて限られている点で最も挑戦的な試みといえる中性子過剰核探索実験では、生成断面積の見積りが特に重要である。ある中性子過剰核 (Z, N) が核子放出に対して束縛か非束縛かを実験的に区別する必要がある。探索の結果、粒子識別で観測されれば束縛となるが、観測されないだけで非束縛とは言えない。生成断面積の上限値が予想される生成断面積と比べて十分小さい時、最終的に非束縛であると結論することができる。すなわち生成断面積の予測の精度が重要になる。

さらに反応メカニズムに関して中間エネルギー領域特有と思われる問題がある。高エネルギー領域 (~数 A GeV) の核破碎反応は Participant Spectator モデルでよく説明され、放出される入射核破碎片 (Projectile Fragment) の運動量分布はこのモデルに沿った Goldhaber をはじめとする一連の研究で明らかになっている。また破碎片の生成断面積の特徴として、入射ビームエネルギーにあまり依存しないという制限破碎 (Limiting Fragmentation) と、標的核依存性は核サイズの違いに起因した定数分に限られるという因子化 (Factorization) が知られている。一方、100 A MeV 以下の中間エネルギー領域では、入射核様破碎片 (PLF) の運動量分布が非対称となり、その収量

には大きな標的核依存性がある、Participant Spectator モデルでは説明がつかない。これらの問題を包括的な視点で研究し、反応メカニズムを解明することが必要となった。

この論文の目的は、これまであまり測定されていなかった β 安定線から遠く離れた核種まで入射核様破砕片の運動量分布を測定し、特に中間エネルギーでの反応メカニズムの知見を深めるとともにこの生成断面積から、既存の断面積予想コードの修正を通して生成断面積の系統性を知ることにある。その際、各データの標的核依存性を調べ、因子化仮説の検証を行なう。

そこで中間エネルギー領域における入射核破砕反応実験を行なった。入射核様破砕片の運動量分布を知るのに十分な薄いターゲットを使い、中性子ドリップライン近傍核の生成可能な強いビームを選択した。実験は理化学研究所の不安定核ビームライン (RIPS) で行なった。90-94A MeV の $^{40}_{18}\text{Ar}$ ビームを ^9Be (95mg/cm²) と ^{181}Ta (17mg/cm²) の2種類の標的にそれぞれ照射し、粒子識別を ΔE -TOF 法で行ないながら広範囲 ($3 \leq Z \leq 18$, $2 \leq A/Z \leq 3$) な破砕片の 0° 方向の運動量分布を測定した。実験のセットアップについては入射ビーム強度のモニタと粒子識別のS/Nに注意を払った。

実験の結果、破砕片運動量分布は図1の上を示すように、Be 標的による軽い破砕片のデータに2つのピークが存在することを発見した。HE ピーク (High Energy) は入射核の速度に近いので入射核破砕反応に由来すると考えられる。LE ピーク (Low Energy) は入射核と標的核の重心系 (CM) の速度に近かった。図1の下のように重い破砕片や Ta 標的データではHE ピークだけが観測された。本研究では入射核破砕反応に興味があるので主にHE ピークを解析した。HE ピークは Gauss 関数と比べて明らかに左右非対称になっている。そして $d^2\sigma_f/dPd\Omega = A \exp\{-(P - P_0)^2/2\sigma^2\}$ の σ を高運動量側 ($P \geq P_0$) で σ_H 、低運動量側 ($P < P_0$) で σ_L と変えた非対称な Gaussian-like 関数で Fit すると情報が比較的良く引き出せた。生成断面積は横方向運動量分布の幅 σ_\perp を式 $\sigma_\perp^2 = \sigma_H^2 + \{A_f(A_f - 1)/A_p(A_p - 1)\}\sigma_D^2$ で Deflection 効果を示すパラメータ σ_D を (195 ± 30) MeV/c と仮定して導出し、破砕片運動量分布を積分することで得られた。

図2と図3に Be 標的データの Fit の結果である P_0 、 σ_H 、 σ_L を示す。まず物理的議論の対象になるのは P_0 で一般に入射核の速度と比較して減速していることはすでに知られている。この運動量シフトの大きさは核破砕反応の最初の段階である核子の切りとりに関する情報そのものである。運動量の幅については、Goldhaber モデルによれば高運動量側 σ_H は入射核内の各核子の運動量分布の反映になっているが、低運動量側 σ_L は σ_H よりもはるかに広く、破砕片質量 A_f に対する変化の振舞いも全く異なっている。この実験結果から中間エネルギー領域における入射核破砕反応は $E < 20A$ MeV の低エネルギー反応よりもむしろ $E \sim \text{数 } A \text{ GeV}$ の高エネルギー反応のメカニズムが主であり、そこから補正を受けた反応メカニズムになっていると考えられる。主たる核破砕反応は傍観部-関与部描像の範囲であることが運動量シフトの測定結果から正当化される。そして中間エネルギー領域では「核子移行反応」が加わり、運動量分布の低運動量側の幅 σ_L が形成される。

まず P_0 は図2のように破砕片質量に対し全体的に放物線型の減速を示している。各実験値は同位体ごとに線でつないである。各々 Isospin に対するばらつきは系統誤差の程度なので無視する。縦軸は破砕片のエネルギーを核子当たりで表示している。入射核の速度に相当するのが 87.5A MeV の実線でそこから下へいくほど減速していることを意味する。これまで多くのモデルは Participant 部の核子は1個ずつ引き抜かれると仮定したため、破砕片の運動量シフトは抜かれた核子数 ΔA と共に増大する。図2では各モデルと実験結果の比較も示した。いずれも放物線型の減速を説明できていない。そこでこの現象を入射核の分割 (Split) という視点で説明を試みた。入射核 (P) が反応の最初の段階で Spectator 部と Participant 部の“二個”の原子核に切り離され、その全結合エネルギーの変化が縦方向の並進運動エネルギーの変化に表れると仮定する。その結果、Split 前

後のエネルギー変化 ΔE は破碎片の質量 A_f に対して $\Delta E = \varepsilon A_f (A_p - A_f) / (A_p - 1)$ となり、 $A_p/2$ を中心とする放物線となる。ここで A_p は入射核の質量、 ε は入射核から核子一個が破砕反応で取り去られる場合の全結合エネルギーの差である。“This work”と書かれた放物線がこの Splitting Model の予測で、最初は $\varepsilon=8\text{MeV}$ として点線のように考えた。しかし実験値から得られる値は $\varepsilon=12\text{MeV}$ で実線のようになった。約 4MeV の差は分割後の2つの核種の励起エネルギーと考えられる。なお $A_f \leq 13$ の破碎片は入射核の速度を意味する実線より上にあり、加速を意味している。これに対し、Ta 標的データでは加速現象が全く見られない。同時に、Ta 標的データには少なくとも入射核の速度近傍の測定範囲の中にはLEピークがない。そこでこのBe 標的データの $A_f \leq 13$ の破碎片に対する加速はLEピークとの関係が示唆される。この $A_f \leq 13$ の加速領域を除けば標的核によらず全ての破碎片運動量シフトは Splitting Model の予測でうまく記述することができた。

運動量分布の高運動量側の幅 σ_H は図3の下方に示すように、破碎片の入射核から引き抜かれた核子数 $\Delta A = A_p - A_f$ に対する振舞いが Goldhaber Model の予測 $\sigma_H^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}$ と一致し、Be 標的データで得られた換算幅 $\sigma_0 = 93.5 \pm 2.6_{stat} \pm 7.5_{sys} \text{ MeV/c}$ と Ta 標的データで得られた換算幅 $\sigma_0 = 97.4 \pm 1.8_{stat} \pm 7.8_{sys} \text{ MeV/c}$ は高エネルギー反応での結果 $\sigma_0 \approx 90\text{MeV/c}$ とほぼ一致し、標的核による差はなかった。

低運動量側の幅 σ_L は図3の上方に示すように、核子の引抜き ΔA の増大に対し単調に大きくなり、放物型の σ_H とは全く異なることを初めて見出した。高エネルギーでの結果は $\sigma_H = \sigma_L$ なので中間エネルギー領域独特の反応メカニズムの存在を意味する。高運動量側の幅を変えずに低運動量側にだけ表れることから、入射核様破碎片に減速を与える核子移行反応が関わっている可能性がある。実際、Be 標的データには1~2個の中性子ピックアップ反応を必ず必要とする核種 ^{36}Al , $^{37,38}\text{Si}$, $^{38,39}\text{P}$ も含まれ、運動量シフトは破砕反応のみの場合より大きな減速を示している。これまでにさらに低いエネルギー $30\text{-}40\text{A MeV}$ で核破砕反応と核子移行反応の競合に関する V. Borrel や D. Guerreau らの研究があるが、本研究では非対称関数の Fit で実験値 σ_L を導出し、図3のような広範囲な破碎片に対する系統性を初めて示した。また標的核依存性は特に見られなかった。

破碎片の生成断面積は、まず標的核依存性を調べるために Ta 標的と Be 標的のデータで同じ破碎片核種の生成断面積の比をとった。核サイズ効果を除いた比較では β 安定線から離れるにつれて比が1から外れ、最大8倍も Ta 標的の方が大きくなることを示した。即ち、因子化仮説は $\Delta Z \geq 2$ の中性子過剰領域で大きく破れていることを初めて明らかにした。

次に半経験的断面積コード EPAX と比較し、断面積予想の精度向上を試みた。破碎片の生成断面積は $\sigma(A, Z) = Y(A) \cdot W(Z, A)$ のように Mass Yield $Y(A)$ と荷電分布 $W(Z, A)$ の積で求まる。さらに荷電分布は次式、

$$W(Z, A) = n \cdot \exp(-R|Z_{prob} - Z|^U) \quad (1)$$

で与えられ、 Z_{prob} と U パラメータが重要である。破碎片の質量数 A を固定した時、最も生成されやすい核の荷電数 (Most Probable Charge) が Z_{prob} で、そこから Z が増減するに従って減少する断面積の減り方の傾きが U である。この $W(Z, A)$ 関数を使い、 Z_{prob} と U を任意として実験データの各破碎片質量 A に対する断面積荷電分布をそれぞれ Fit した。まず各標的データからそれぞれ得た $Z_{prob}(A)$ に標的核依存性は見られず、EPAX の値とも十分合うことを確認した。D. Guerreau らは 44A MeV の収量データから Z_{prob} には標的核依存性があると指摘したが、本実験での Be 標的と Ta 標的のデータの比較では標的核依存性が否定された。次に U パラメータの結果を図4 EPAX では点線のような定数で標的核依存性が考慮されていない。本実験で明らかとなった中性子過剰核における因子化仮説の破れが U パラメータの違いとして自然に表現された。

以上の考察をもとに、因子化仮説が破れる原因を追求した。AA model によると破碎片の生成断面積は、入射核破碎直後でまだ統計崩壊していない前破碎片 (Prefragment) の荷電分布と励起エネルギーで決まる。現モデルでは、後者の中の表面エネルギー項に衝突パラメータ起源の標的核依存性がある。しかし、その表面エネルギー項の標的差を基準に実験で得た運動量分布の P_0 の結果を比較しても励起エネルギーの標的核依存性を証明できなかった。そこで他の可能性として、幾何学的に決まる前破碎片荷電分布にゆらぎをもたらす2つのメカニズムを考えた。ひとつは前破碎片と標的核との核子交換、もうひとつは核子散乱断面積の違い ($\sigma_{pp,nn} < \sigma_{pn}$) による効果である。いずれもビームエネルギーを変えると U パラメータ標的核依存性が変化すると予想されるため、500A MeV などの条件下の中性子過剰核生成に対する因子化仮説検証が必要である。

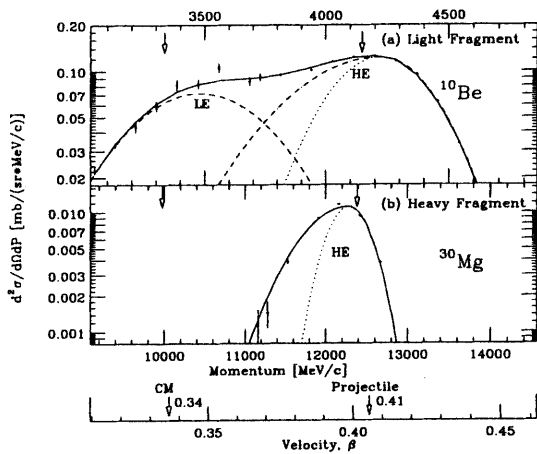


図1：破碎片運動量分布の例 (Be 標的)
軽い破碎片 (^{10}Be) と重い破碎片 (^{30}Mg) の例で、
実線が Fit の結果で破線は2つのピーク、点線は
HE ピーク中の対称成分 (Gauss 型) をさす。

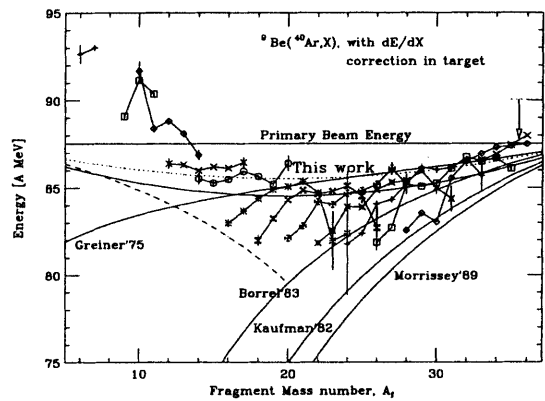


図2：運動量分布のピーク P_0 のエネルギー換算値
1975~89 年の諸公式と比較してある (破線は
Winger の経験式)。本研究の Splitting Model
は This work で示され、実線が $\epsilon=12\text{MeV}$ 、点
線が $\epsilon=8\text{MeV}$ である。

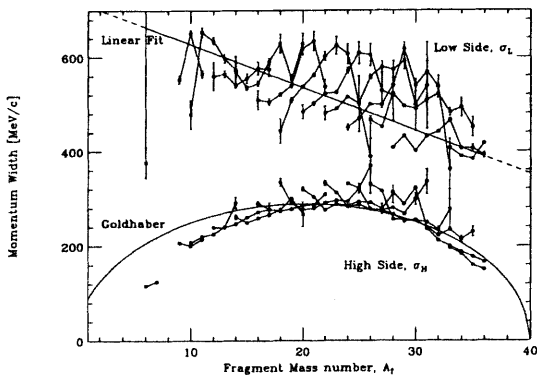


図3：運動量分布の幅 (Be 標的)
高運動量側が σ_H で低運動量側が σ_L である。

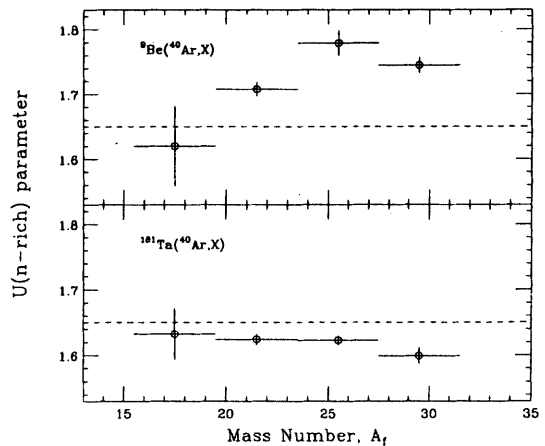


図4：Uパラメータの破碎片質量及び
ターゲット依存性