

# 核構造と元素合成の理解へ向けて

## Building the knowledge for understanding nuclear structure and nucleosynthesis

谷畑勇夫

Isao Tanihata

大阪大学・核物理研究センター  
RCNP, Osaka University

北京航空航天大学  
Beihang university

### abstract

Studies of nuclear structure and nucleosynthesis have been intensively started after the invention of radioactive nuclear beams. The idea of radioactive nuclear beam has been build by several seniors but the realization has been made by the strong push of Professor K. Sugimoto. Here I recall the time of starting the radioactive beam applications and, in addition, show some recent interests on nuclear structures and nucleosynthesis.

## 1. 原子核の構造物理から宇宙核物理へそして構造物理へ

「何をするにも、その理由を説明できないといけない。」杉本先生の指導を受けたすべての人が覚えているであろう言葉に、いつも頭の後ろをつつかれる思いで研究を進めてきた。ベータ崩壊や核磁気モーメントから始まり、高エネルギー（当時の）重イオン反応、不安定核ビームによる核構造、宇宙核物理などの研究に携わってきたが、どの研究を始めるときもその言葉が浮かんで、その度になぜ今その研究をしようとしているのか答えようとしている自分を感じてきた。さらに、研究室での打ち合わせにおいても、学生などに常に、「どうしてそうなるの？どうしてそうしたの？」と（結構いやがられているような感じを受けるが）質問を繰り返している自分を見ている。

この杉本先生を偲ぶ稿を書くにあたって、「なぜ私自身は今この研究をしているのだろうか？」を問い直してみようと思いました。大学院で研究を始めてから、研究の方向に関していくつもの分岐点がありました。その時々どんな考えで道を選んできたのかを振り返って見ようと思います。

中学生、高校生のとき私は天体観測に興味を持ちアマチュアの集まりの日本天文同好会の会員として参加し、太陽黒点の観測や不規則変光星の観測のデータを送っていた。大学は天文台のあるところへ行きたかったのだが、家から通える大学には天文台はなかった。ところが高校の物理の先生（藤井先生）が「天文をやりたいのなら、原子核物理をしっかりと勉強しないといけないから、阪大がいいよ」と言ってくださり、そうすることにしたのがすべての始まりだった。そのとき示された方向で生きることになった訳だが、それですばらしい研究方向を見いだしたのか？それともそれが呪縛となって今に至っているだけなのかは、まだ回答できる時には至っていないと思うが、その道筋を振り返りながらたどってみる。

大学院に入ったとき与えられた研究テーマは鏡核間のベータ崩壊の寿命の測定であった。その頃杉本研究室では鏡核の電磁モーメントが中心課題として研究が進められていた。研究室で新しく開発したベータNMR法を活用した研究であった。その頃、杉本先生を中心として鏡核中のスピンや角運動量の期待値 ( $\langle \Sigma \sigma_z \rangle$ ,  $\langle \Sigma I_z \rangle$ ,  $\langle \Sigma \tau_z \sigma_z \rangle$ ,  $\langle \Sigma \tau_z I_z \rangle$  など) を磁気モーメントとベータ崩壊の測定から決定する方法を発見され、それらの期待値の精度を上げることやシェルモデルとの詳細な比較を行う研究が進められていた。特に配位混合の影響がLS閉殻とjj閉殻で違うということがそれらのデータから見いだされていた。その頃は大阪大学だけではなく日本全体として磁気モーメントの研究が盛り上がっており1972年に大阪で開催された国際会議がそのクライマックスであったと感じた。とくに交換電流の効果は議論の中心課題であった。寿命の測定を始めたときには、正直に言ってその目的や重要性についてはほとんど理解していなかったと思うが、一つ印象に残る出来事があった。それは実験方法についてであった。まず最初は鏡核のうち不安定なものを作るには(d,n)や( $^3\text{He}$ ,n)反応を用いてみようとの先生の提案であったので、その反応を用いて生成を行い、 $e^+$ 崩壊に伴い放出される511 keVの $\gamma$ 線を計測することにした。最初の実験は $^{25}\text{Al}$ で $^{24}\text{Mg}(\text{d},\text{n})$ 反応をもちいた。この反応は、当時磁気モーメントの測定で偏極した鏡核を作るために使われていた反応であった。しかしながら、この反応では生成量が多いものの中性子が多く放出されるためか、バックグラウンドが多く崩壊曲線はすぐにバックグラウンドに突き当たり正確な寿命を得ることは非常に難しく見えた。

杉本先生のいる前で「他の論文では(p, $\gamma$ )反応で測定しているものがありますけどお、．．」と言った次の瞬間。「それだ、その反応だと共鳴を使えるのでバックグラウンドが少ないし、共鳴を外せばバックグラウンドだけを測定できる。」とおっしゃって、すぐその日のうちにやってみようと言うことになった。論文から共鳴エネルギーを調べてビームを陽子にかえて早速やってみると2桁以上もバックグラウンドのない崩壊曲線が得られた。そのおかげで精度の良い測定ができることとなった。また、(p, $\gamma$ )反応で作られるものを全部測定しようということになり、 $^{25}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{P}$ ,  $^{33}\text{Cl}$ ,  $^{41}\text{Sc}$ の測定を行った。これが私の初めての論文となった<sup>1</sup>。これらすべての核の $f$ 値の精度を向上させた上、 $^{41}\text{Sc}$ の値はそれまでの間違った寿命の値を修正した初めてのものであった。それよりも私が印象に残っているのは「(p, $\gamma$ )...」と言った次の瞬間に共鳴を使えることを思い付き、それまで使っていた(d,n)反応をいとも簡単に捨て去ったことであった。私自信は(p, $\gamma$ )反応の利点を理解するまでに、その後時間がかかった訳だが、一瞬にして反応の利点を整理して受け入れるという軽さと重さを、今に至っても繰り返し思い出す。

このデータから求めた最新の $f$ 値と磁気モーメントの値から、前述の角運動量の期待値を決める研究をしたのが私自身初めての物理学への門をくぐった時だと思う。

その頃しばらく同じ部屋に机があり本読みなどを共にしていた永宮さんが、山崎先生などとともに、軌道角運動の $g$ -因子( $g_l$ )が交換電流の磁気モーメントへの効果により変更 (renormalize)されているとの議論を盛んに行なっていた。私自身も何らかの形でこの交換電流の議論に参加したいと思っていたある日、永宮さんから鏡核の磁気モーメントからスピン $g$ -因子が変更を受けておりその変更の度合いが、質量により変化しているらしいとの話を伺い図を見せていただいた。そのとき私は何となく質量数とともに変化する部分はきっと核構造の変化によってそう見えるだけで、交換電流による効果はrenormalizationと呼ぶからには質量によらないはずだと思った。(今考えると、何の根拠もないことではあるが) その直後に I. Talmi 氏のメモの中に行列要素間の有用な関係を見つけた、それは

$$\langle \Sigma \tau_{zj_z} \rangle = \langle \Sigma \tau_{zj_z} \rangle + \langle \Sigma \tau_{z\sigma_z} \rangle / 2 \quad (1)$$

という関係が一次の配位混合までを含めて成立するということであった。アイソ・スカラーの場合にはもちろん、

$$J = \langle \Sigma j_z \rangle = \langle \Sigma l_z \rangle + \langle \Sigma \sigma_z \rangle / 2 \quad (2)$$

という関係が必ず成り立つが、アイソ・ベクトルの部分にも一次の配位混合までの範囲ではあるが同様の関係が成り立つというものであった。この関係を用いて鏡核のモーメントを調べたところスピン $g$ -因子の変更が質量数に依存しない形であることがわかった、又同時に軌道 $g$ -因子も重い核で得られたものと同様の変更を受けていることが判った<sup>2</sup>。

このような研究を進めていく中で、有馬先生たちの研究が常に強いインパクトを与えていた。その最初のは鏡核のアイソ・ベクトルモーメントはシュミット値から大きくずれていくのに、アイソ・スカラーモーメント（鏡核の磁気モーメントの和）は非常によくシュミット値で説明できるということであった。これは上記のアイソ・スカラー期待値がシュミット値に近いからではなくて(2)式の関係が成り立つことと、核子のアイソ・スカラー $g$ -因子が小さいということ理由で、期待値の変化がアイソ・スカラーモーメントには現れないということを示しているとの説明を聞いたときには、まさしく目から鱗であった。有馬先生達はその後、二重LS閉殻のアイソ・スカラー期待値はシュミット値からずれていることを指摘され、その原因は非中心力であるテンソル力に或るとの結論を得ている。それを説明するために $12\hbar\omega$ までの二次摂動（二粒子-二空孔）の計算が必要であった。このときには難しい計算が必要なんだという程度にしか考えていなかったが、最近この仕事の大事さが私の中でさらに深くなっている<sup>3</sup>。最近のテンソル力に関する研究を始めるに当たって、大きな影響を受けた仕事である。

このモーメント解析の話を杉本先生にすると、すぐそれを受け入れてくださり、国際会議のプロシーディングに掲載されることになり、Talmi 先生もsuggestiveな仕事だとおっしゃってくださった。このときにも杉本先生は、同様の方法をアイソ・スカラーの部分にすぐに適用されて、そちらの解析も即座に発表された。私自身はやっとたどり着いた結果だけが頭にあってスカラーの方への拡張は浮かんでいなかった。未熟であったということが判る。

このエピソードの最後に付け足しであるが、杉本先生の論文に対する考えが世界標準から少しずれていたことを知る。（もちろん外国へ出てから気がついたことであるが）上記の論文は国際会議のプロシーディングスとして発表されたが、そこには簡潔に結論が示されているだけであった。私は何となく投稿論文にしなければならないと思い、いくつか裏付けになるような考察も加えて長めの論文にした。それを持って先生のところへいくと、ざーっと目を通して「何か新しいことがあるのか？」とおっしゃった、もし新しいことがないのならもう発表されているのだから、論文にする必要はないという趣旨だった。ああ、そんなものなんだ、と思ってその論文は発表せずに消えてしまった。その後、アメリカに長く居たときに、「国際会議の発表した後に投稿論文として発表されていないものは、何らかの問題があって発表されていないのだから無視されてもしかたがない」ということを繰り返し聞くことになった。これはこれで逆の極端な意見だとは思いますが、そう思われることがある限り、やっぱり投稿論文を書くことが大事であるとの教訓は大きい。

博士課程に入ってから偏極した $^{12}\text{B}$ - $^{12}\text{N}$ のベータ崩壊の非対称度の測定を主に行った。他に電気四重極モーメントと磁気モーメントの干渉などの研究も行ったがそれは中心課題ではなかった。非対称度の研究ではドイツからポストドクとしてやってきた Göring 氏と共同で行うよう先生から

指示があり、この経験は多くの意味で私の研究経験を膨らませた。頑固なドイツ人につたない英語で自分の考えを伝える毎日をすごした。Göering氏はオリンピック選手と（トニーザイラーと言っていたような気がする）いっしょに滑ったこともあるというスキーマの手で、当時のオーストラリア式スキー術を習ったものである。（彼のレベルには到底なれなかったが）

$^{12}\text{B}$ - $^{12}\text{N}$ のベータ崩壊の非対称度の測定は非常に難しいもので、苦勞に苦勞を重ねたが結局間違ったデータを出してしまうことになった。G-parityが保存していないという結果で私自身がその意味の重大さをどれくらい理解していたかを含めて、先生には迷惑をかけてしまったこととなった。私の博士論文は間違いデータで書かれたものとなってしまった。これは私にとって一生忘れられない苦い経験となっている<sup>4</sup>。

最初の発表の後、もっと精度あげる必要があるということで偏極核の生成量を増やすための新しい装置（回転標的）の設計を行い準備を進めたがそれを自分で使って実験する前にバークレーに行くことになり、その後の実験は他の方々に続けられることになった。自分の間違いを自分で証明はできなかったが、同じ研究室でそれが証明されたことは少し心の助けとはなった。

この実験を進めている時のもう一つのエピソードがある。偏極率 $P$ で偏極した原子核のベータ崩壊で放出される $\beta$ 線の角度分布 $f(\theta)$ は

$$f(\theta) \propto 1 + P\mathcal{A}\cos\theta$$

となる、ここで $\mathcal{A}$ は非対称度で遷移により変化する。 $^{12}\text{B}$ と $^{12}\text{N}$ からのベータ崩壊の場合には、

$$\mathcal{A} = \mp(p/E)(1 + \alpha_{\pm}E)$$

となるというのが、中村誠太郎先生の予言で。ここで $E$ は $\beta$ 線のエネルギーであり、 $\alpha_{\pm}$ は非対称度のエネルギー依存性を示す係数で弱い相互作用のいろいろな項の影響が含まれているが、 $^{12}\text{B}$ と $^{12}\text{N}$ の場合の差( $\alpha_{+}-\alpha_{-}$ )は weak magnetism(WM) や G-parity を破る項だけが含まれてことになり、WMの項は知られているので、G-parityの項が測定できることになる。ここでその詳しい議論は話の筋ではないのでさけるが、このときに気がついたのは、もし偏極率 $P=1$ となると $\mathcal{A}$ は1より大きくなるので放出角が0か180° ( $\mathcal{A}$ の符号による) で $f(\theta)$ が負になってしまうということである。これはどういう意味だろうか？まさか自然に電子が吸収されていくわけではないだろうし、もしかすると $P$ は1にはなれないのだろうか？しばらく悩んだが、森田正人先生との共同研究で式をいじっていると $\cos\theta$ の項の次に $P_2(\cos\theta)$ の項があり角度分布は、

$$f(\theta) = 1 \mp (p/E)P(1 + \alpha_{\pm}E)\cos\theta \pm A\alpha_{\pm}EP_2(\cos\theta) \quad (3)$$

となることが判った。ここで $A$ はアラインメントである<sup>5</sup>。 $P=1$ となると必ず $A=1$ となるので、この問題は解決した。それだけでなく、 $\alpha_{\pm}$ の項だけを見るためにはこの $P_2$ の項を観測の方が精度が上がるということが判った。偏極の項は $10^{-3}$ という小さな値の前に1という大きな非対称度があり、電子が散乱などを受けたらこの項から流れ込みが小さな項に影響を与えるという危険性があったということである。この経験は、観測したい項以外にそれより大きな項があるときは、困難が伴うことをまさに身をもって体験したわけである。最近のテンソル力の研究を進めるに当たっての反応の選択をするときに、この教訓が生かされている。

この式を見つけた時、先生は森田先生と相談してくださり、そのおかげで Morita-Tanihata という理論のPhysical Review Letter論文が出版された<sup>6</sup>。

$^{12}\text{B}$ と $^{12}\text{N}$ からのベータ崩壊の研究の改良を進めているときに、杉本先生から「バークレーで高エネルギーの重イオンの研究が始まるので行ってみないか」との誘いを受けた。当時世界的にメソソファクトリーの建設が進んでおり重イオン物理かパイオン物理の選択を考えた人は多く居るはずである。私もその一人であったが、このときの先生の説得力は強いものであった、また核物理学のメッカ（当時）のバークレーであるということも大きな比重を持った。先生は反陽子を発見したChamberlain先生と協力して私をMiller Fellowとして申請してくださり、そのFellowshipをうけて渡米することになった。「一仕事した頃には日本にも重イオン加速器ができる予定だから、そのときにちゃんと実験ができる腕をつけてこい」というのが出かける前の激励であった。バークレーでは永宮氏を中心として重イオン中心衝突の研究を進めることになった。グループのシニアはChamberlain先生でその隣の部屋には共同で反陽子を発見したSegre先生も居らっしゃた。Steiner先生は高エネルギーの重イオンの実験の先駆的な仕事をされた後、私がバークレーに行ったときには国外に出かけておられたが、その後帰国されいろいろな助言を得ることができた。

又中井先生もバークレーに到着され千葉さんなどを含めた研究もスタートした。

しばらくは、永宮さんと後何人かのポストドクのグループで実験の準備をしたが、ほぼすべてのことを自分たちで考えて実行するという経験をここで積むことになった。この何年かにわたる永宮さんや中井先生との実験の経験は、その後の私自身の考えかたや研究の進め方を作り上げたといってまちがいないだろう。ここでの中心衝突の研究はいろいろな流れがあるが本稿に関係ある部分だけを以下に示す。

それは、陽子入射反応や重イオン入射反応で実験室系で後方（ $180^\circ$ 近傍）に放出される比較的高エネルギーの粒子についてである。核子-核子反応においては実験室では $90^\circ$ 以上の角度に核子が放出されることはない。しかしながら、原子核を標的にすると後方にも数十MeVのエネルギーを持った核子が放出され、ほぼ指数関数的な運動量分布を持つことが示された。これは核内核子の運動を反映しており、1 GeV/c以上に及ぶ成分は核力の短距離コアの存在と関連したものであるとの議論がおこった<sup>7</sup>。この高エネルギー成分はその他の原因として核内クラスターとの散乱や、多重散乱による影響などが考えられ、種々の研究の後これらの効果をそれぞれ区別するのは困難であるということで、結論が出ないままとなってしまったものである。

この物理に関して、三明さんと共同で800 MeVの陽子ビームを使って、(p,2p),(p,pd),(p,pt)などの反応を用いて後方での陽子の発生機構を調べた<sup>8</sup>。後方へ放出される高エネルギー陽子に関する結論は前述の通りいろいろな反応機構が混合しており、明確な結論は得られなかった。しかし、その中で(p,pd)反応の解析によると核内で運動量が強く関連した陽子と中性子（大きな運動量の差を持った）によってのみこの反応が起こっていることがわかった。この時点ではこのような相関は核力の中心力にある短距離芯によるものだけ考えていたが、最近になってテンソル力による影響が表れるということに気がつき、新たに研究を進めている。詳しくは後でもう一度述べることにする。高エネルギーでの(p,d)や(p,pd)反応は核内で高い運動量を持った核子を選択的に抜き出すということが意識の中に組み込まれたのはこの時であった。その理由についても後に述べよう。

バークレーにおける中心衝突の研究が一段落して東大の核研に戻った時に頭の中には二つの方向があった。一つはCERNで完成しつつあった $\bar{\text{P}}$ （反陽子）ビームのリングでありもう一つはエネルギーをさらに高くするAGSにおける重イオン反応の研究であった。重イオンに関しては正直言ってバークレーでの研究で非常に新しいものが出現するというよりは、反応の形態を一つ一つ理解していくという長いプロセスの歩みが遅いという感じを持っていた。さらに高いエネルギーにな

ればそれまでの高密度ハドロンシステムという目標ではなく、クォーク・グルーオンの世界になるという新しい目標に変化はしつつあったが、使われている理論的な仮定（とくに平衡状態ができるという仮定）がバークレーでも最初に使われたが、自分たち自身のデータでこれを否定し続けていたので、また同じ問題が解決できないんだらうなという気持ちを強くもった。永宮さんがその方向へ突き進んでいくのを見るにつけ、私自身は何か違うことをしたいという気持ちが強かった。

もう一つの思いはあまり大きなグループで、その一員として参加することに対する抵抗であった。実はバークレーに出かけた頃は1974年にJ/Ψが発見された直後であり、その発見に貢献したグループが同じChamberlainグループのなかにあった。新しくTPC(Time-Projection Chamber)のプロジェクトが進んでいた。私は、たまたまTPCの制作の中心で働いていたFuzesyという技師の方と検出器の制作で日常的にいっしょに働いていた。あるときセミナーでその時の物理の状況とdualityの話聞いて、うまれてはじめて物理のセミナーを聴きながら興奮してドキドキし、素粒子物理に変わる機会ではないかと真剣に考えた。しかし現実的に考えていくと自分自身というものがこのような大きなプロジェクトの中で意味のある貢献ができるのだろうかという思いが強くなり、やはり自分の考えが直接研究に反映されるような小規模な研究をもう少しやりたいという結論に達した。この頃の重イオン中心衝突の実験は5-6人の若い研究者による実験であり、実験の隅から隅まで知っている必要があった。最近では核構造のちょっとした実験でも、何十人の論文共著者がいるのが普通のこととなっているが、これは少し行き過ぎではないかと感じている。その理由が、装置が大きくなってきたからだけでは説明できないくらいに多くなっているからである。

説明が長くなったが、そういう訳で私はCERNでの $\bar{P}$ の研究をしようと思い、中井先生の口添えもあってPovh先生のグループに参加するためCERNにしばらく滞在した。このグループは $\Lambda$ -hyper核の研究を先頭を切って進めていたので、それにも興味を抱いてのことであった。また同じグループにはバークレーの永宮グループでpost docとして共同研究を行ったBrückner氏もいた。自分自身で何らかのアイデアを入れて研究したいと思って出かけたのであるが、このときは普通のpost docのように扱われ検出器の読み出し回路の仕事を頼まれたので、さっとすましていろいろ考えて提案を出したのだが、することはもう決まっているということで、どれも取り入れてもらえなかった。

これはだめだと思いながら核研へかえってきた時に、杉本先生から呼ばれ所長室で議論をしたのが不安定核ビームの研究を始めるきっかけとなった。先生の頭の中には入射核破碎反応を用いて二次ビームとして利用するということは、可能性として以前より組み込まれていたのだと思うが（中井さんの原稿にある）話の始まりはそれではなかった。

その頃、全く新しい原子核の形態としてアノーマロンが存在するのではないかと議論が巻き上がっていた。アノーマロンは重イオンの原子核乾板のなかで観測されたもので、一度核破碎をおこして生成された二次生成核はまたすぐ反応をする（又はすぐに崩壊する）ので、通常の原子核ではなく大きく膨れあがった新しいものができているということで名付けられたもので、当時いくつものPhysical Review Letter論文が発表された<sup>9</sup>。クォークやグルーオンのボールを含めたいろいろな原子核の新形態が提案された。Nuclei the Playing Field of PhysicsにもWilkinson氏がこの件について寄稿している<sup>10</sup>。（奇しくもその寄稿の一つ前に私の不安定核ビームの最初の実験の話が載っている）しかしながらこの実験結果はエマルジョンによる測定のみであり、他の方法で確立はされていなかった。

杉本先生の話はこのアノーマロンを検出器の実験で確認できないかというものであった。寿命が非常に短い（エマルジョン中でミリ以下のオーダー）可能性があるので検出器を近づける必要がある上に核の同定も行えるとなるとなかなかうまい検出器の考えは出てこなかった。何度かの議論を続けているうちにバークレーの Symons 氏がチレンコフ検出器を用いて実験をし、そのデータはアノーマロンを完全に否定するものであるという情報が飛んできた<sup>11</sup>。それ以上に実験はもう必要ないだろうという結論になったがそのときに二人がほとんど同時に、”でも結局不安定核の反応の測定ができるのだから、．．”と気がついた。むしろ先生はその結論を待っていたかのようで、「入射核破砕片である不安定核の反応率をはかれば核半径の研究ができるのではないか？不安定核の半径はほとんど測られていないから新しい情報になるのでは？不安定核の半径についてはアイソトープシフトの実験があり興味深い物理もあるけれどけれど、それは中性子数を変化させて陽子の半径を測定しているのだから、まるで靴の裏から足を搔いているようなものだろう。」とおっしゃった。不安定核半径の測定の発端である。

当時、高エネルギー重イオンの反応断面積( $\sigma_R$ )は、

$$\sigma_R(p,t) = \pi r_0^2 \left( A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - \Delta \right)^2 \quad (3)$$

で表されることが知られていた、さらに電子散乱の実験から核のhalf-density半径( $r_{0.5}$ )が、

$$r_{0.5} = 1.18 A^{1/3} - 0.48 \quad [\text{fm}] \quad (4)$$

であることがわかっていたので、反応断面積は核の大きさの反映であろうことは容易に想像できた。ここで  $A$  は核の質量数であり添字の  $p,t$  は入射核(projectile)と標的核(target)を示す。また  $\Delta$  は表面の厚さを反映した量であると理解されていた。先生の提案された考え方は(3)の式は核表面のなまりを考慮に入れているというが、それも各々の核の性質だと思えば、

$$\sigma_R(p,t) = \pi \left( R_p + R_t \right)^2 \quad (5)$$

としてしまっているのではないかということであった。私は、これはまた大胆だなあ、と思いながらもこの式が原子核で成り立つかどうかは検証可能であることに気がついて、よし、やってみようと言う気持ちになった。すなわち入射核と標的核を同じもの( $i$ )にすれば断面積から直接  $R_i$  が決定できる。これを( $p$ )核と( $t$ )核で行うと  $R_p$  と  $R_t$  が各々決定でき、それを用いると( $p$ )核と( $t$ )核の反応断面積が計算でき、それと実際の測定を比べればこの式が成り立っているかがわかる。

このような考察を元に私は再びバークレーに戻り不安定核ビームによる実験を始めることになった。その頃には HISS と呼ばれる大きな超伝導磁石を使った実験の準備が核研-LBL の共同研究として始まっており、橋本、浜垣、小林各氏がバークレーで実験装置の建設を行っていた。私自身はまずこの不安定核ビームの実験に参加してくれる若い人を捜すために（自分も36歳だったが）日本全国を回り核構造だけでなくいろいろな分野の人たちに声をかけて回った。幸いにも名古屋大学の丹羽研究室の山川君が参加したいと名乗り出てくれた。彼はエマルジョンを用いた研究を進めており放射線検出器については何も知らないといいながらも、その意欲が伝わってきたので、一緒に実験をすることになった。実際彼は実験装置の主要な部分を理解しデータの解析にも大きく貢献した。

1983年にプロポーザルを Bevalac に提出し認められた。どの核から測定するかの指針はなかったが、とにかく軽い核の方が実験が簡単であるし、半径の変化も大きいだろうということで He から始まるローラー作戦であった。実際の測定は反応断面積ではなく相互作用断面積で行った。相互

作用断面積とは入射核が核種として変化する断面積の総和であり、反応断面積とは励起した後にガンマ線を放出して元の核に戻る部分が違っている。高エネルギー重イオン反応ではクーロン力による干渉があるため反応断面積の正確な測定はほとんど不可能だからである。測定精度は1%を目標とした。半径の変化を有意に見るためにはそれくらいの精度が必要となるからである。断面積の絶対値を1%の精度で決めるというとはほとんどの人にそれは不可能だと言われた。確かに通常の核反応の断面積の絶対値の測定精度はそれほど高くない。しかしそれらの原因はほとんど二つの要因、1. 入射粒子の個数の決定精度（通常電流ではかる）2. 検出器の立体角および検出効率の不定性、によるものである。不安定核ビームでは強度が弱いため入射粒子をひとつひとつ同定して測定をする。はっきりしないものは入射粒子のうちから省いてしまう、という方法をとると入射粒子の数は全く不定性のないものになる。すなわち望みの入射核であると判断した粒子だけその後の測定をすることになる。次に反応後の測定は通過法と呼ばれるもので、反応をした粒子を測定するものではなくて、反応をしなかったものを計測するという方法である。反応をした粒子はいろいろな角度にいろいろな粒子となって放出されるが、反応をしなかった粒子は、元のまま放出されるのでその角度を全部覆うことは簡単である。さらに標的核がある場合と無い場合のデータを比較すれば検出器の検出効率にもよらない測定ができる。実際の実験では本当にこのような条件が満たされているのかどうか、常に注意深く監視する必要があるので口で言うほど簡単ではないが、非常に弱い強度の核で統計精度が十分とれない場合を除いて、1%の精度はほぼ満たされることとなった。不安定核を作るのに、どのビームラインを利用するかということではしばらく悩んだが、志田先生がビームラインの計算をされ、HISSへのビームラインが必要な条件を満たしていること、さらにHISSで開発している検出器がそのまま使えるという利点があるということですのでそれを使用することとした。

上に述べた半径の考え方を確認するために標的核としてはBe, C, Alの3種類を用いた。式(5)は実際非常に良く成り立っていることが確認され、それを用いることによってHeアイソトープすべての半径を決定することができた。違う標的核を用いたデータも半径の値としては0.1 fmより良い精度で一致することも示すことができた<sup>12</sup>。その後Glauber散乱理論を用いて核の密度分布と相互作用断面積の関係はよく理解できるようになったが、この時点でこの実験で不安定核の半径を研究できるということが確立されたと言える。

その後のLBLにおける実験は数々の発見をもたらした。もっとも重要な発見は<sup>11</sup>Liにおける中性子ハローの発見と<sup>8</sup>Heにおける厚い中性子スキンの発見である。1985年から1990年ころまでのLBLでの実験は新しいデータを得るたびに新しい発見があるという具合であり、本当に研究とはこんなに面白いものなのだというのを体中で感じていた。新しい物理だけでなく実験としても多くの新手法を見つけていった時であった。不安定核の入射核破碎生成物の運動量分布が波動関数の情報を含むことや、ハロー核の電磁破碎反応がE1励起の感度よい観測法になっていることなど、一つ一つが新鮮な発見であった。実際、最近不安定核ビームを用いたいろいろな研究法の多くをこのときに開発したことになっている。

これらの実験を続けている時には杉本先生は常に実験室の中に座って、新しく出てくるデータを常にその鋭い目で見ておられた。日々の議論も楽しんでおられた様子であった。核研をおやめになられて後LBLにしばらく滞在されたことが不安定核ビームの始まりの時であったということは、この上も無く幸運なことであった。



Bevalacはその後シャットダウンとなり不安定核ビームによる研究は理研やドイツのGSIで続けることになった。私の心の中には不安定核ビームという新しい道具が核構造だけではなく他にも利用できるのではないかとの思いが常にあった。打ち込みによる物性研究、医療への応用、トレーサーへの応用、単一エネルギーの中性子源としての応用などいろいろ考えはあったが、実際に自分自身が手を下せる時間がなくまたそれらに深く関与される人にもあまり恵まれなかったので、不安定核ビームの応用という分野はまだそれほど進んでいない。

## 2. 宇宙における元素存在比と人間の体を作っている元素の比較

不安定核ビームの応用はゆっくりとしか進んでいないが、一つ急速に大きく広がった分野がある、それが宇宙核物理学である。宇宙進化のいろいろなステージで不安定核の反応が重要な役割を果たす。特に元素合成の理解のためには不安定核の反応や性質は最も基本的なデータである。この分野は不安定核ビームを用いた研究分野として大きく広がり、低エネルギーの不安定核ビームの生成法の発達もうながされている。私自身も理研へ移った直後からこの問題に興味を持っており、最初の実験は非一様ビッグバン模型に関連したと考えられた ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$  反応の測定を行った。これはイオン箱をTPCとして使ったものでActive targetの実験の走りと言える<sup>13</sup>。宇宙での原子核物理の働きの例をいくつか示してみよう。

### 2.1. 物理的原因、化学的原因、生物学的原因？

ビッグバンにより宇宙が始まった時には何の元素も無かった、その状態から陽子と中性子が作られこれらがいろいろな条件の下に融合を繰り返し元素が合成されてきた。太陽系付近で観測される元素の存在比 (solar abundance)はそのほとんどが水素とヘリウムで平衡状態とはほど遠い状況であり、まだ宇宙元素合成は途中段階にあると言える。現在のsolar abundanceを宇宙の進化の過程とともに理解しようとするのが宇宙核物理学の目的の一つである。現在の元素組成が地球や私たちを作る源になったと考えると元素の組成を知ることは我々にとって自分自身の起源を知るという意味を持っている。また、原子核物理、強いては20世紀になって発達した物理は、元素合成の

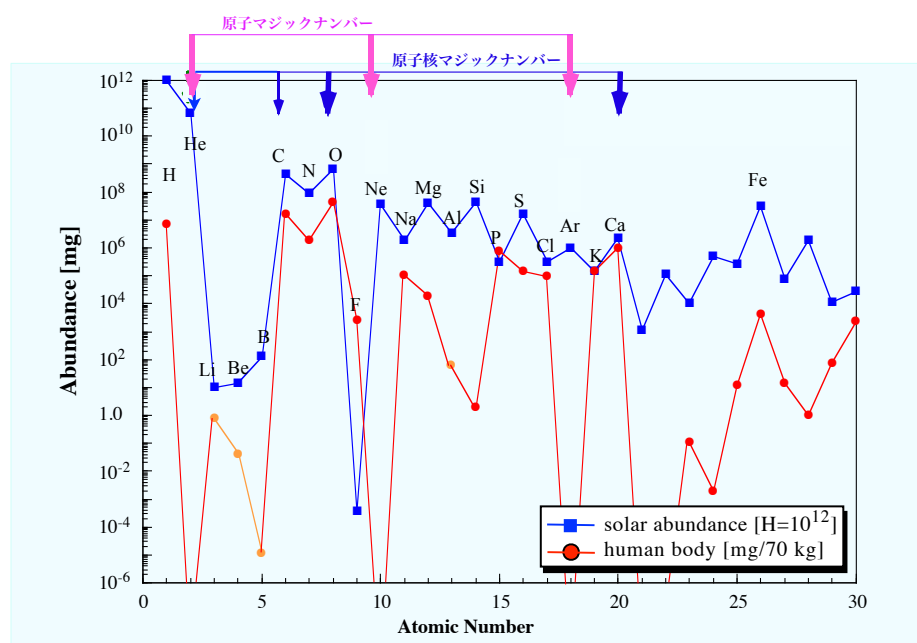


図2.1 体重70kgの人体中の元素の質量と太陽系の元素の組成(solar abundance)を重ねた。solar abundanceは水素を縦軸で $10^{12}$ と任意に選んで相対量を示した。

一つの最終到達点であるウランが地上に残されていたという幸運で、放射線が発見されたために急速に進んだと言ってよいだろう。現代物理学を呼び覚ましてくれたウランがどこでどのように作られたかを理解することは、科学者として、それを与えてくれた自然への恩返しと言ってよいだろう。(この表現は池田先生が会話の中で最初に使われた。)

原子核の性質が、私た

ちの体を作っている元素組成に影響を与えている例を一つ示そう。図2.1は体重70 kgの人の中にある元素の質量 (●) と solar abundance (■) を重ねたものである。まず一見して傾向が非常に似ていることがわかる。私たちの体は太陽系に存在する元素中から選び抜かれて作られたものではなく、ほとんどそのまま使われていることがわかる。化学的な選択は明らかである元素番号の魔法数である希ガスは人体には全く使われていない。これらの元素は化学的に不活性であるために、化学反応をエネルギーにして生きている生物には無用であるからである。一方、原子核の魔法数を持つ元素は安定であるため元素合成でより多く作られることになる。これらの元素(C, O, Ca)は人体にとって必須の元素となっている。原子の魔法数より少し下の陰イオン原子(O)、少し上の陽イオン元素(Ca)、間にあって共有結合を主にする元素(C)になっているのは偶然とはいえ電磁相互作用と核力による相互作用の違いのおかげであることは、驚くべき自然の妙と言えるだろう。

さて化学的にほぼ同じ働きをするFとCl、LiとNaを見てみよう。人体ではNaとClは必須元素として多く使われているがLiとFはほとんど使われていない。化学的にどちらを選ぶかにそれほどの違いは無いと考えられるが、solar abundanceをみるとLiとFが極端に少ないことがわかる。すなわちこれらの元素がほとんどないため、人体を作る時に利用することができなかったということである。実際、相対的にみると人体中のこれらの元素の割合は太陽系の割合より多くなっている。化学的には使いたい元素であることが読み取れる。

我々の体にはLiとFがほとんど使われていないのは太陽系にこれらの元素が微少しかないことによる、では、何故 solar abundance がこんなに低いのであろうか？これはまさしく、核物理学の問題なのである。

Liの存在比が少ないのは、二つの核物理学の原因による。まずビッグバンでHeまでの元素しか作られなかったこと、もう一つは星の中での元素合成がLi, Be, Bを飛びこして進んでしまったからである。これらに影響を与えているのは軽い核の結合の様子である。図2.2に示すように軽い核では陽子と中性子の組み合わせの中に結合状態（特に寿命が長い核種）をつくれぬ組み合わせが点在する。たとえば質量数5には結合した核種は無くすべて粒子崩壊をする。また質量数8ではLi以外は結合せず<sup>8</sup>Liは半減期が短く元素合成にはほとんど影響を与えない。

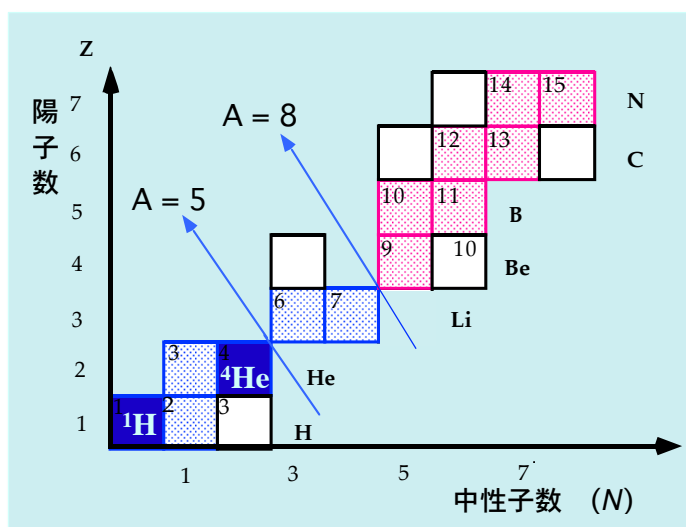


図2.2 軽い原子核の存在。寿命が1分以上の原子核を示した。特にA=5には結合状態はない。A=8は<sup>8</sup>Liが結合しているが半減期が0.8秒と短い。

ビッグバンでは陽子と中性子が初期状態として存在するがこれらの融合ではA=5のギャップがあるために、元素合成は<sup>4</sup>Heでほぼ終わってしまい、Liは非常に少量しか作られない。その後は恒星が作られ再び高温状態が生まれた時に再び元素合成がおこるが、ここでは中性子ではなく基本的に陽子と<sup>4</sup>Heが合成の材料である。この二つの原子核のどんな組み合わせも、融合により結合した原子核はつくれぬ。また、三つの組み合わせにおいてもほとんどが非結合状態になり、唯一、三個の<sup>4</sup>Heが融合して<sup>12</sup>Cができるプロセスがあるのみである。これは、Hoyleによって提案されたプロセスであり、この過程の必要性から炭素核中の3 $\alpha$ 共鳴状態を予言したことはよく知られた話で

ある。とにかくこのため、元素合成はLi, Be, Bを飛び越してCを作る。そのためLi, Be, Bの abundanceは非常に低くなる。これらの元素は重い核の破碎などで後に作られたものと考えられている。いったん炭素が作られると、そこからは安定または寿命の長い原子核がつながって存在するために次々とより重い元素が作られていく。

では何故フッ素が少ないのであろうか？

図2.3に $^{29}\text{F}$ 付近での元素合成の様子を示した。恒星の中には陽子と $^4\text{He}$ が主なもので融合反応は常に陽子過剰な核を作るか $N=Z$ 上の核が作られる。例えば酸素の同位体比は $^{16}\text{O}:^{17}\text{O}:^{18}\text{O}=99.7:0.04:0.2$ であり、ネオンでは $^{20}\text{Ne}:^{21}\text{Ne}:^{22}\text{Ne}=90.5:0.27:9.25$ である。中性子が無いために中性子が過剰な方向へは合成が進まないからである。フッ素は安定な同位元素は $^{29}\text{F}$ のみであり中性子過剰である。また、高温の恒星の中でおこるCNOサイクルからさらに高温で起こるHot-CNOサイクルやNe-NaサイクルもFを経由せずに進む。このような理由でフッ素の存在比が少なくなっているのである。

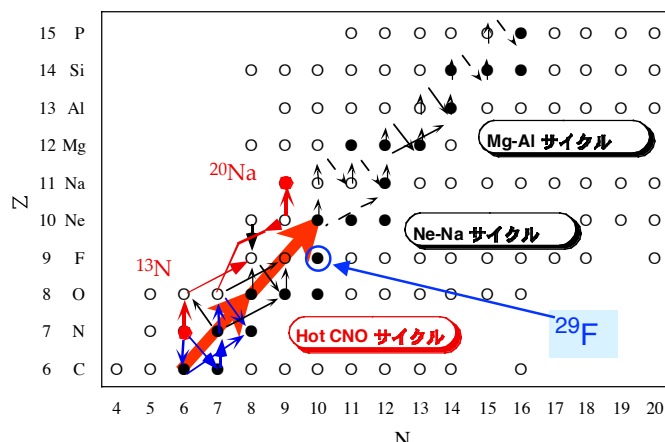


図2.3 F付近での元素合成の過程。 $^4\text{He}$ の融合過程と陽子による融合過程が主なものである。

このようにしてLiとFの問題は理解できるが他の17族元素をみると面白いことがわかる。図2.4にその存在比を示す。Fは上に述べた通りであるが面白いことにClやIは必須元素であるのにBrは生体内での働きは無いと考えられている。ところが生体内の存在比はsolar abundanceと同じである。化学的にほぼ同じで存在比も同じなのに何故Brは使われていないのか謎である。ちなみに海の中での存在比をみるとIは0.05 ppm Brは65 ppmでBrのほうが圧倒的に多い？何か生物学的な理由があるのだろうか、それとも、物理、化学、生物以外の理由があるのだろうか？興味のある問題である。

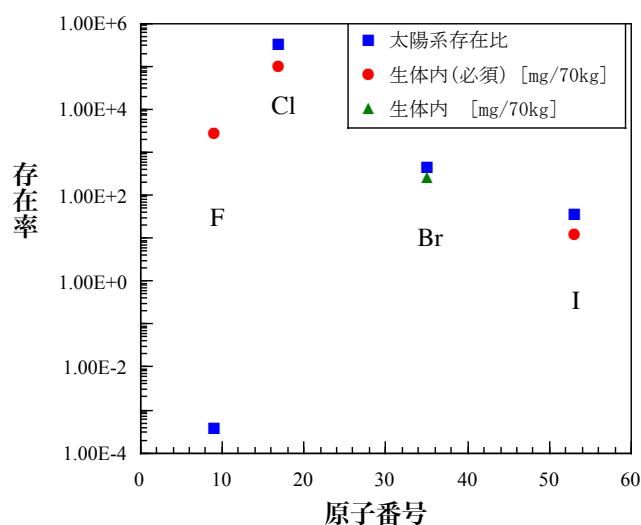


図2.4 17族元素の存在比

ここに示した例は、核構造のうちでもっとも基本的な結合・非結合や寿命が関連した簡単な例であるが、他の合成過程ではさらに原子核の詳しい性質が関連してくる。図2.5に主要な元素合成の道筋を示した。ビッグバンから恒星中の燃焼過程では安定核とそれより少し陽子過剰な不安定核を通り抜けて、鉄・ニッケルまでの元素が合成されるが、それより重い元素はs-過程と爆発的なrp-過程やr-過程で作られる。s-過程は恒星の中で時折発生する中性子を吸収した後ベータ崩壊をして核子数と陽子数を増やしていく過程でゆっくり進むのでslow-process(s-過程)と呼ばれる。この過程は安定な核が中性子吸収をしてベータ崩壊核になる境目のところを進んでいく。そのため安定な同位元素が無い $Z=83$ 以上の元素は作られない。中性子星の表面で起こる爆発的な燃焼は(p, $\gamma$ )反応が連鎖的に起こり陽子過剰核が作られた後ベータ崩壊をするrapid-proton capture

process(rp-過程) はほとんど存在  
極限にある陽子過剰核を通じて進  
む過程である。ウランを含むそれ  
以上の重い元素は中性子を多く放  
出する爆発で(例えば超新星爆発  
や中性子星の衝突) 起こるrapid-  
process(r-過程) で作られたと考え  
られている。この過程は逆に中性  
子過剰な核を通過しながら進む。  
他にもp-過程や、v-過程なども不  
安定核を通していく過程である。

このように元素の合成には不  
安定核の反応が重要な役割を果  
たしており、元素合成の理解のた  
めにはこれらの不安定核の構造や反  
応の情報が不可欠である。

最近になって完成した理研のRIBFを  
筆頭として、それに続きヨーロッパやア  
メリカで大強度の不安定核ビームを供給  
し、これらの研究を目指した施設の建設  
が進んでいる。徐々に実験データとして  
必要な情報が得られていくと期待され  
る。しかし、

r-過程は高強度の中性子フラックス  
の環境で起こると考えられている。図  
2.6はsolar abundanceと核図表の関係を  
示したものである。s-過程で作られる元  
素は安定核での中性子が魔法数のところ  
に存在比のピークがある。これがまさしく  
中性子吸収でこの過程が起こっているこ  
との証明である。一方、r-過程での生  
成元素の存在比のピークはそれより小さ  
な質量数のところにあり、この過程が中  
性子過剰な領域で起こりその付近での中  
性子の魔法数になっている部分とその  
ピークを作っていると考えられる。むしろ  
それが中性子の強いフラックスによる  
過程であることを示している。しかし、  
この過程のできる元素の組成比は必ず  
しも良く理解されておらず原子核の構  
造モデルによる質量やベータ崩壊半減  
期の違いにより大きく変化し、観測さ  
れた存在比を説明できることにはなっ  
ていない。実験データが得られれば良  
いのだが、r-過程に参与する原子核を  
網羅して実験データが得られることは  
現在のところ予期できる範囲ではない。  
どこかで核理論による予言値が必要と  
なることは避けられない。

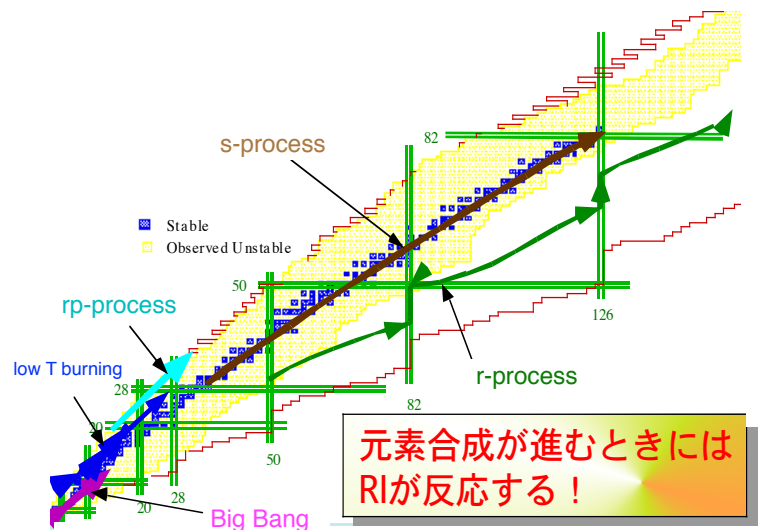


図2.5 元素合成の道筋

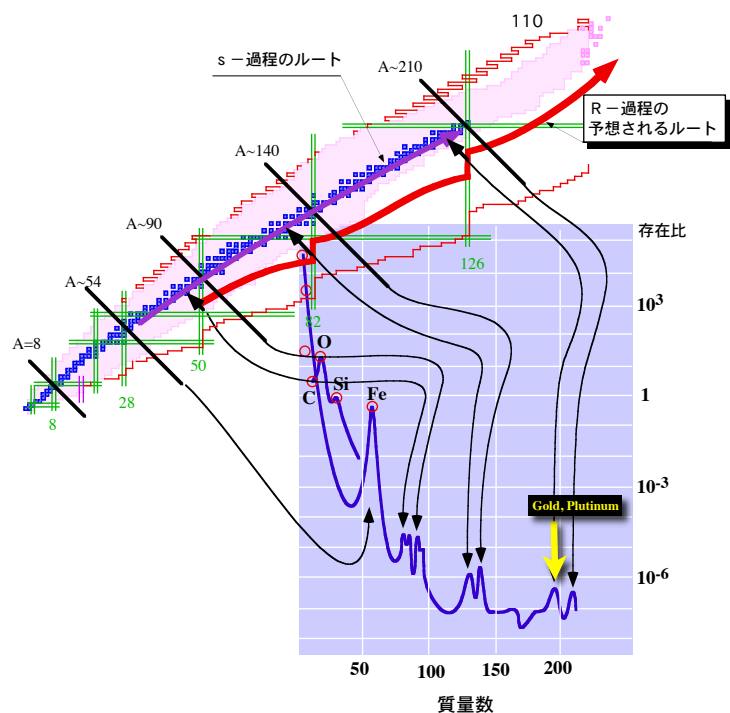


図2.6 核図表とsolar abundance. 存在比のピークは原子核の魔法数に強く依存していることがわかる。



一方最近の軽い不安定核の研究から安定線からはなれたところでは魔法数は消滅したり新しく現れたりすることが知られてきた。例えば $N=8, 20, 28$ の魔法数は中性子過剰核では全部消滅しており、 $N=6, 16$ に新しい魔法数が現れる。重い核でも同様のことが起こるだろうことは十分考えられる。これは、これまでに信じられてきた殻模型や平均場模型を単純に中性子過剰核に外挿したのでは十分でないことを示している。

一つの例を示そう、従来、半経験的な質量公式が作られパラメータを選ぶことにより核質量をすべての質量領域で1 MeV以下の標準偏差で再現することが示されてきた。しかしこのような質量公式は質量が知られている領域でデータに合わせれば合わせるほど外挿した時に大きな間違いを犯すことはよく知られている。一方ミクロスコピックなモデルは最近急速な発達を遂げ、平均場模型でも同じ程度の精度がえられるようになっていく。もし核力の相互作用が適切に含まれているならばこのようなモデルは外挿に強いことが期待できる。図に最近の核模型の発展を示した。質量数が

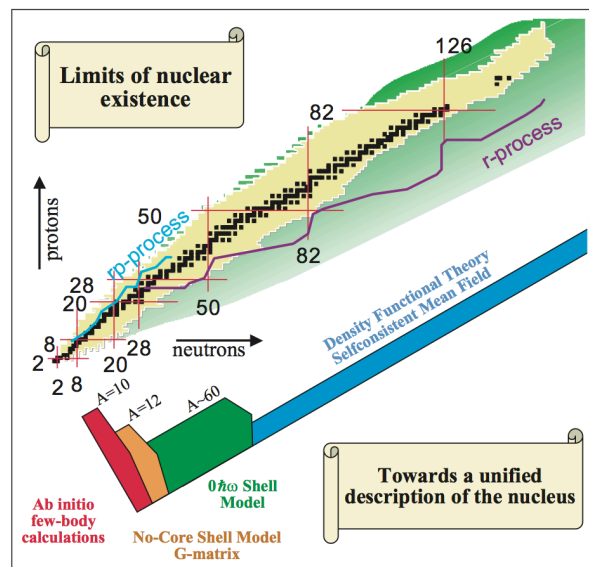


図2.8 現在の殻模型の状況

10以下の原子核では現実的な核力から出発したいわゆるAb initio型の計算が可能となり、種々の構造が理解されるようになった<sup>14</sup>。それより重い核では殻模型が高い精度で実験データを再現している。しかし最近のデータからみられるように安定線から遠くはなれた原子核では多くの問題を抱えていると言ってよい。例えば魔法数の変化はもっとも重要な問題の一つである。それらの問題を理解するために殻をまたぐ単粒子空間を導入して理論が拡張されているが計算パワーのリミットにより質量が60をこす原子核では実用性を失う。それより重い核では平均場近似が唯一のものである。r-過程の原子核の取り扱いには平均場による方法しか無いことになる。

相対論的な平均場モデルであるCovariant Energy Density Functionalの方法では、相互作用のパラメータを選ばれた実測データを用いて決定するが、最近発表された北京のグループによるパラメータを用いると、重い核の領域で計算された質量の実測値からのずれの標準偏差値が1 MeVをきる程になった<sup>15</sup>。しかし中性子過剰核への外挿が期待されるようになったかというところでもない。この点については今後の核物理学の方向との関連させて次の章で述べるが、結論としては今の模型には重要な相互作用が含まれておらず外挿は信じ難くなるということである。最も重要なことはこの含まれていないテンソル相互作用は平均場の枠内には入らないということである。それゆえ、核構造論の一段の発展が必要であることを私はひしひしと感じるようになった。

### 3. 不安定核の構造とその理解

#### 3.1. 新しい構造の出現

重イオン加速器の発達により生成される核種の数は一躍に増加した。不安定核ビームを用いた研究を始める前の1980年頃には中性子ドリップラインにはLiまでしか到達していなかった。

(現在の知識を用いての話。当時は $^{10}\text{He}$ は存在すると期待されていた。) 現在では酸素までドリッ

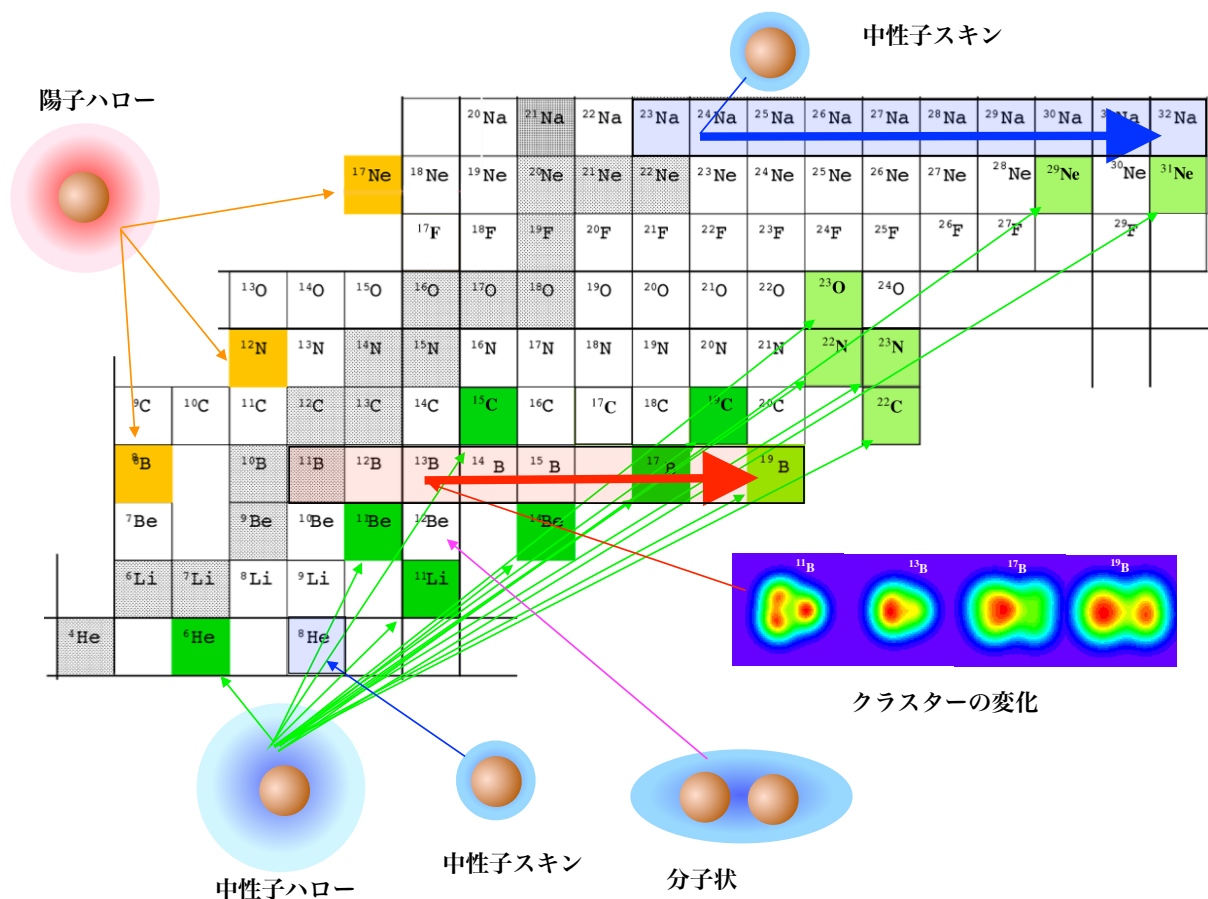


図3.1 新しい核構造

プラインは到達されたものと考えられている。またより重い原子核の生成領域もおおきく広がってきている。

これらと平行に、不安定核ビームを用いた核反応の研究により、いくつかの新しい核構造やダイナミクスを発見することとなった。中性子ハロー、陽子ハロー、厚い中性子スキン、共有結合型の $\alpha$ 分子構造、核内クラスターの変化などであり、それらの構造が作り出す新しいダイナミクスであるソフトな共鳴現象、クーロン破壊反応断面積の増大などである。これらの構造変化は特別な核種のみで発現するのではなく図3.1に示

すように、不安定核ではごく普通に現れる。さらにこれらの原子核の構造を調べていくと魔法数が変化していることが見つかった。 $^{10}\text{He}$   $^{28}\text{O}$ は二重魔法核だと予想され、そのため結合した核だと考えられていた。しかし最近の研究ではどちらも結合せず粒子放出に対して不安定であることが分

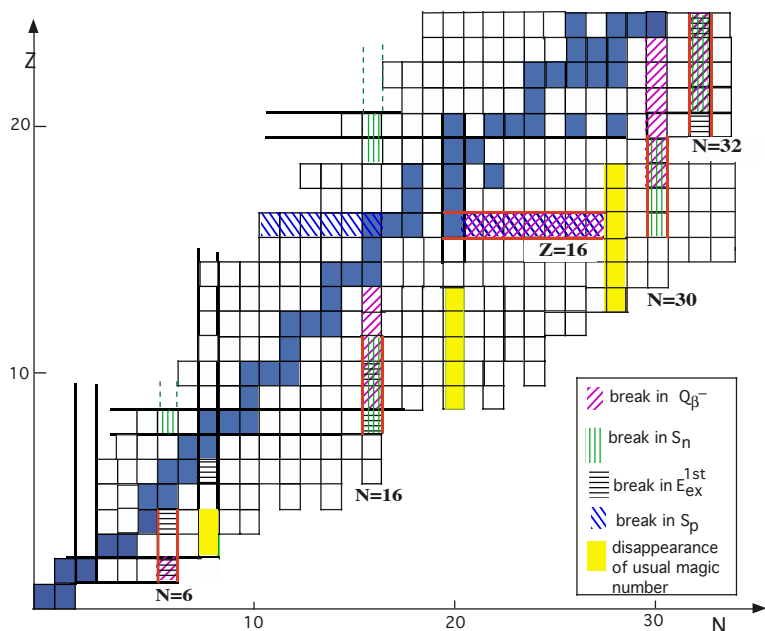


図3.2 魔法数の変化。中性子過剰核での魔法数の消滅 $N=8, 20, 28$ と、新魔法数の出現 $N=6, 16, 30, 32, Z=16$ 。

かっている。これは二重魔法数で期待される大きな束縛エネルギーが、これらの核では無いことを示している。同様にLi, Bでは $N=8$ の中性子数のところで通常の核模型で期待されるp-軌道とsd-軌道の分離がなくなっており $N=8$ はもはや魔法数でないことも分かった。同様なことは $N=20$ でもクリアに観測されていた。いっぽう束縛エネルギーの詳細な研究からOやFで $N=16$ が魔法数になっていることが小沢君により発見された<sup>16</sup>。その後続々と同様な変化が発見され現在では図3.2のように魔法数は、安定核付近と安定線から離れた核の間で大きく変化していることがわかってきた。これはこれまで魔法数は陽子と中性子について独立に存在し、不変とする核模型におおきなインパクトを与えた。

### 3.2. 第一原理(ab initio)計算の発展

既に述べたが最近では核子-核子散乱などから決定されたphase shiftsを再現するように決められた核力を出発点として原子核を組み立てていくab initio計算が軽い核で精度よくなされるようになった。この計算によると質量数10程度までの核の基底状態から励起状態までそのエネルギーを良く再現することができる<sup>17</sup>。さらに ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}$ などのアルファクラスタ構造も自然に導出される。この研究で判ったことは核を結合させているポテンシャルエネルギーの80%はパイオン交換で供給されているということである。さらに正しい結合エネルギーを得るためにはテンソル力と三体力の効果が大きいこともわかった。これらの力は、重い核で使われている殻模型や平均場模型には陽には取り入れられていないものである。明らかにab initio計算による結合の理解と、重い核で使われている模型で結合エネルギーを与えている力が違っている。

Energy	-2.24 [MeV]
Kinetic	19.88
(SS)	11.31
(DD)	8.57
Central	-4.46
(SS)	-3.96
(DD)	-0.50
Tensorc	-16.64
(SD)	-18.93
(DD)	2.29
LS	-1.02
P(D)	5.78 [%]
Radius	1.96 [fm]
(SS)	2.00 [fm]
(DD)	1.22 [fm]

図3.3 重陽子の結合エネルギーの内訳

そのことをもう少し詳しく一番軽い核重陽子(D)で見てみよう。図3.3に結合エネルギーの内訳を示した。重陽子の結合エネルギーは2.24 MeVであるが運動エネルギーが20 MeV近くある。ポテンシャルエネルギーの内、中心力によるものはたった4.46 MeVでありこれでは運動エネルギーを打ち消して結合することはできない。LS力によるエネルギーも小さい。最も大きな引力はテンソル力によるものであり16.6 MeVの大きな結合エネルギーを与える。これはテンソル力により波動関数に少量混合するD波と主なS波の交差項(SD)がエネルギーを与えているためである。D波の混合比は6%足らずであるが結合エネルギーとしてはそのほとんどを与えていることが判る。又ここで重要なことはD波の広がり半径がS波に比べて6割程度と小さいことである。重陽子の大きさに比べて非常に小さい。これは、中性子中のD波が高い運動量成分を持っており、この高運動量成分があつてはじめて強い結合が得られていることを示している。このことは古くから知られていることではあるが、改めて数値を見るとテンソル力の重要さが強く感じられる。また通常の核内フェルミ運動より高運動量の成分がありそれが結合エネルギーの必要な部分を作り出していることも理解できる。

同様の状況は ${}^4\text{He}$ の結合でも見られる。この場合にも全ポテンシャルエネルギー150 MeVのうちテンソル力が約半分の70 MeVを与えている。この場合にもD波の混合率は高々12%である<sup>18</sup>。このD波の混合は単粒子軌道を用いた表現をつかうと図3.4のようになる。テンソル力の選択則は $\Delta L=2$ ,  $\Delta S=2$ ,  $\Delta J=0$ であり、2p-2hとして表されるのでs状態にあつて $S=1$ に結合している陽子と中性子がp



状態に励起することになる。すなわち4つの核子がs状態に居る部分とそのうちの二つがp状態に励起した部分が混合していることになる。

実はこのような2p-2h励起が重要な役割を果たしているということは鏡核の磁気モーメントの議論の中で述べたものである。すなわち”LS二重閉殻 $\pm 1$ ”核子の鏡核におけるアイソスカラー-スピン期待値を説明するためにはテンソル力による2p-2hが一番重要であることが示されている。重い核におけるテンソル力の重要性を示す重要な情報である。ただ、この場合テンソル力は摂動として取り扱われて

いるうえ、通常の殻模型の波動関数を使ったため収束が悪く良い結果を得るには $12\hbar\omega$ までの励起を含める必要があった。これは言い換えれば高い運動量成分が必要であるということと等価である<sup>3</sup>。高運動量の成分が原子核の基底状態でも重要な働きをしているというもう一つの証拠である。原子核の構造を知る上でより基本的な計算をすればするほど、テンソル力とそれにより作られる核内の高運動量成分の重要さが浮上がってくる。

### 3.3. 平均場模型の限界

さてもう一つの重要な発見は魔法数が陽子と中性子数にたいして独立に各々決まっている訳ではなく、複雑に絡み合ったものであることである。例えば $N=8$ は安定核付近( $6 \leq Z$ )では明快な魔法数であるが中性子過剰( $Z \leq 5$ )な核では魔法数ではなくなっている。その明確な例は $^{11}\text{Be}$ の基底状態のスピン・パリティと $^{11}\text{Li}$ 基底状態の $(p_{1/2})^2$ と $(s_{1/2})^2$ 波動関数のつよい混合である。 $^{11}\text{Be}$ においてはもし $N=8$ が魔法数であるならば中性子は1ホール状態なので、基底状態は $J^\pi=1/2^-$ であるはずなのに実際には $1/2^+$ である。また、 $^{11}\text{Li}$ においては $N=8$ が魔法数ならば中性子は $(p_{1/2})^2$ 軌道を閉めるはずである。 $s_{1/2}$ 軌道は一つ上の殻にあるので閉殻である限り大きな混合は考えられない。

魔法数の変化について大塚さんたちがテンソル力の影響であると、殻模型の摂動論の範囲で興味ある計算をしている。これはテンソル力を摂動として取り入れいわゆるモノポール項を含めて単粒子軌道エネルギーとすれば良いというものである。図3.5にその概念を示した。この図では中性子過剰であり陽子と中性子の殻は一つずれておりパリティは逆である。

テンソル力はスピンの方向と軌道角運動

量の方向により違っており、 $j'_>$ の中性子と $j_>$ の陽子の間には斥力が働き、 $j'_>$ の中性子と $j_<$ の陽子の間には引力が働く。右の図に示すようにこの影響は交換項からくるもので、テンソル力は運動量移行がないと働かないことの反映である。モノポール項は粒子の数に比例するので $j'_>$ 軌道に中性子を増やしていくとその数に比例して $j_>$ 軌道エネルギーは上がっていく、逆に $j_<$ 軌道は下がっていくすなわち、 $j_>$ と $j_<$ 間の $ls$ 分離が小さくなっていく。これが、単粒子軌道を変化させ魔法数が変化する理由である。この方法により酸素のアイソトープで $N=16$ が魔法数になることがうまく説明さ

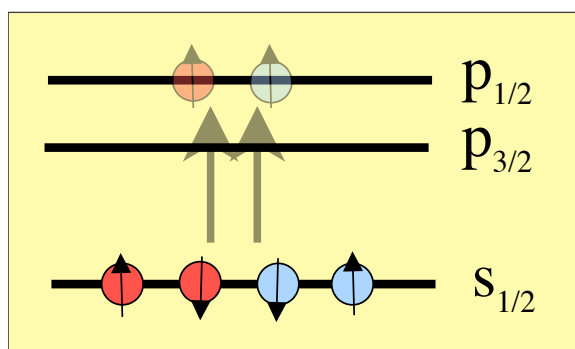


図3.4 テンソル力による軌道の混合を殻模型で記述したもの。陽子と中性子のペアがテンソルの選択則( $\Delta L=2, \Delta S=2$ )を満たすように励起する。

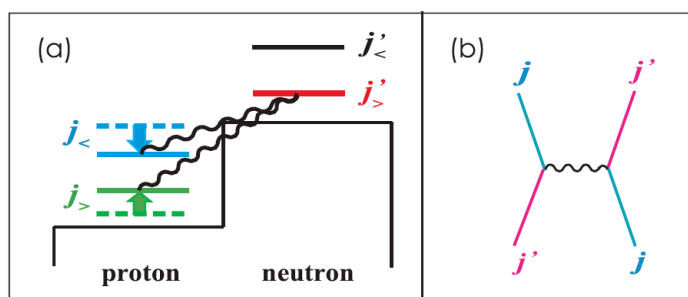


図3.5 単粒子軌道に対するテンソル力の影響。 $j_>=l+1/2, j_<=l-1/2$ の軌道を示している。 $j'$ は $j$ より主量子数一つ上の軌道である。



れた<sup>19</sup>。ただこの $N=16$ の魔法数はs軌道の束縛エネルギーが小さくなるとd軌道に比べてより束縛がつよくなり $d_{5/2}$ 軌道より下に来ることでギャップができるという定性的な説明もできる。

一方、 $^{11}\text{Li}$ のハロー中性子が $(p_{1/2})^2$ と $(s_{1/2})^2$ 波動関数がほぼ同じくらい混合しているという現象は核模型ではテンソル力を摂動で入れても説明できない。この混合は $^{11}\text{Li}$ のベータ崩壊、ハロー中性子除去反応の運動量分布、2中性子移行反応の角度分布など、全く違う方法で確認されており確立した事実である。これまでこの混合を説明できるモデルは無かったが、最近になって、テンソル力による2p-2h励起を陽に取り入れたモデル(TOSM)によりミクロスコピックな説明がなされた。

TOSM(Tensor Optimized Shell Model)は明さん、池田さん、土岐さんなどの日本人研究グループが開発したもので、最初から波動関数に2p-2hを含めたモデルであり、殻軌道のポテンシャルの広がりを変パラメータとして最適エネルギーを決定するもので、二体力の中にテンソル力を陽に含めることができる。このモデルは $^4\text{He}$ の束縛エネルギーをab initio計算と同じくらいよく再現し、He, Liアイソトープの低励起状態をよく再現することが示されている<sup>20</sup>。

このモデルによる $(p_{1/2})^2$ と $(s_{1/2})^2$ の混合を説明したものが図3.6である。一番上の図は関連する $^9\text{Li}$ の配位である。中性子が $p_{3/2}$ まで満たされた $0p-0h$ 状態に加えてParingによる $0^+$ ペアの中性子の励起やテンソル力による陽子と中性子の2p-2h励起した配位が含まれる。どちらも良いつよい束縛を与える。ここでは $p_{1/2}$ 軌道は $s_{1/2}$ 軌道より強く束縛されている。

さて、 $^{11}\text{Li}$ はこれに2中性子を加えたものである。 $p_{1/2}$ 軌道に中性子を加える場合の配位がまん中の図である。この配位では $^9\text{Li}$

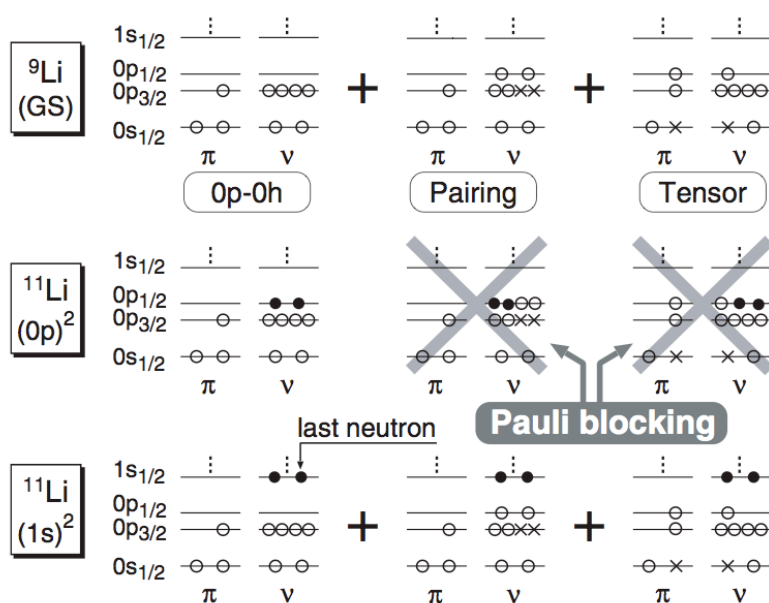


図3.6 TOSMによる $(p_{1/2})^2$ と $(s_{1/2})^2$ の混合の説明。

のParingとテンソルの配位には2中性子を加えることはできない。既にこの軌道は占有されているからである。逆にいうと中性子を $p_{1/2}$ 軌道に入れる配位ではParingやテンソル力による束縛エネルギーの増加は妨げられる。一方 $s_{1/2}$ 軌道は空いているので、2中性子をこの軌道に入れてもParingとテンソルの配位による束縛エネルギーの増加は保つことができる。結局 $s_{1/2}$ 軌道の配位は単粒子軌道としては束縛が弱いParingとテンソル力により $(s_{1/2})^2$ 配位と $(p_{1/2})^2$ 配位のエネルギーはほぼ同じになってしまう。そのため $^{11}\text{Li}$ にはこの二つの配位が混合することになるという訳である。

この結果は新しい視点を提供している。まずテンソル力により得られる束縛エネルギーは配位に強く影響される。そのため核子数の変化とともにスムーズでない変化を起こし得る。つぎに、魔法数を作るようなエネルギーギャップはそのため単粒子軌道のエネルギーだけでは単純には決まらなくなる。

以上のように、ab initio計算の結果や、安定線からはなれた核構造のデータをみると、テンソル力の重要さが強く感じられる。しかし、テンソル力は束縛エネルギーの主要な部分を与えるのに、通常の核模型では摂動としてしか取入れられていない。さらにさかのぼって考えると殻模型で

使われる一体ポテンシャル中の $ls$ 力の起源は何だろうか？中性子過剰核で魔法数が変化するということは、大塚さんたちの計算で示されるように $ls$ 相互作用が変化していることになる。 $ls$ 力のかなりの部分はテンソル力から来ているとも考えられるので、テンソル力の影響を明白にいれないかぎり付け焼き刃的な方法では安定線から遠くはなれた原子核の理解は困難ではないのかという気になってくる。その一つの例が平均場模型の計算結果に現れている。図3.7は前述のCovariant Energy Density Functional(CEDF)の例を示している。いろいろな二体相互作用のパラメータセットでの計算値と実験値の差が示されているがそれらはスムーズに変化している。ところがその傾向が魔法数のところで突然変化する。もし二体中心力だけで核の束縛が説明できているならばこのような急な折れ曲がりはないはずである。この急激な変化はその前後で同じ相互作用パラメータではだめだということを示している。すなわち含まれる軌道が変化すると、基本になる（繰り込まれていると考えていた）相互作用による影響に大きな変化があり、その反映で傾向が急に変わるのでないだろうか？もし魔法数が単に平均ポテンシャルで決まっているようなものであればこのような変化は起こらないだろう。

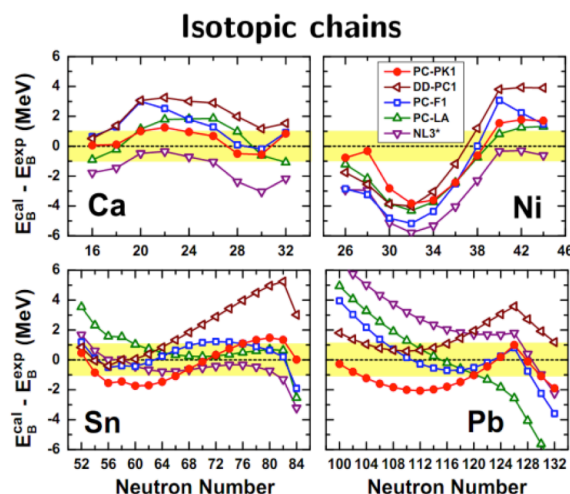


図3.7 CEDF法による質量と実験値の差を示したものである。

これらの最近の研究をみるにつれ陽子と中性子数の広い範囲で統一的に核構造を理解するためには、テンソル力の影響を陽に含め、核構造を理解する事が欠かせないと考えようになった。理論的にもテンソル力を陽に入れた模型が必要であるという意見を持った池田先生、堀内先生、土岐さん、などと共鳴して最近の研究を進める事になった。

## 4. 高運動量核子とテンソル力

前述のようにバークレーに居るときに後方散乱や(p, pd)反応で高内部運動量を持った核子を探った。ただその頃はテンソル力による高運動量成分ということについては、全く考慮の外にあった。テンソルの高運動量成分とはどんな運動量を持っているのだろうか？それは観測できるのだろうか？

最近ab initio法により運動量分布が図3.8に示すように計算されている。左側の図はGreen Function Monte Carlo計算によるもので、テンソル力を入れた場合とのぞいた場合で運動量分布が違っていることを示している。とくに  $2 \text{ fm}^{-1}$  程度の運動量では、テンソル力を入れた計算の分布強度が2桁以上も大きいことが判る。右の図は新潟

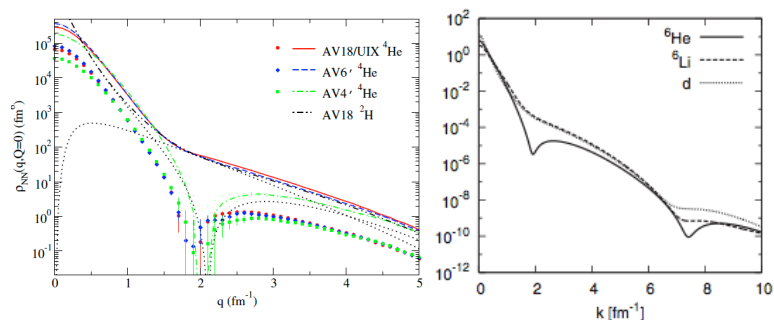


図3.8 テンソル力を含む計算による核内核子の運動量分布。右の図は価核子 ( ${}^6\text{He}$ では2中性子  ${}^6\text{Li}$ では陽子と中性子)の運動量分布を示している。

大の鈴木さん達が計算したもので、価核子が $2n$ の場合( ${}^6\text{He}$ )と $pn$ の場合( ${}^6\text{Li}$ )の場合が示されている。 $2n$ の間にはテンソル相関は働かないのでテンソル力の影響がある場合とない場合を比べていることになる。この場合にもテンソル力の影響で $2\text{ fm}^{-1}$ のところで運動量成分が2桁程度増加している。これを検出することができれば重い核でも間違いなくテンソル力の影響があることが証明できる。

現在、私達はこの高運動量成分を検出すべく種々の実験を試みている。高運動量成分を見るためには、いろいろな方法が考えられるが私達は高エネルギーでの $(p,d)$ および $(p,pd)$ 反応を用いることにした。これらの反応は運動学が決まっているために観測する $d$ の運動量と核からピックアップされた中性子の核内での運動量の関係が一意に決まるからである。ボルン近似をもちいれば移行運動量( $P_i$ )における散乱断面積はピックアップされた中性子の運動量成分 $q(P_i)$ に比例することがわかる。すなわち移行運動量を変化させながら断面積を測定すれば核子の運動量分布が決定できることになる。もちろん実際には複雑な反応機構の影響をのぞくなどの注意が必要となる。しかし、散乱核 $0^\circ$ で測定することができればその影響も小さいことが期待される。

なぜ $(p,d)$ 反応がよいのか私の考え方を示してみよう。ピックアップ反応以外にだれもが考えるのは $(p,2p)$ や $(e,e'p)$ などの叩き出し型の反応である。終状態粒子の運動量を決定すれば叩き出された陽子の核内での運動量を定める事ができる。しかし、これらの反応は核内核子の運動量に対して選択性が全くない。どの運動量を持った陽子に対しても同じように反応がおこる。図3.9に内部運動量と観測される断面積の関係を示した。内部運動量の分布としては前述の ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ の例を示した通常のフェルミ運動といわれる $1\text{ fm}^{-1}$ 以下の核子がほとんどであり、 $0$ 運動量にピークを持つ。テンソルの影響が一番大きいのは $2\text{ fm}^{-1}$ 付近であり、それより $10^{-4}$ 程度である。例えば $(p,2p)$ 反応で二つの陽子が重心系で $90^\circ$ の方向へ放出された場合を考えると断面積のピークは内部運動量が $0$ に対応して、入射陽子の半分のエネルギーをもった陽子になる。断面積の形は内部運動量を反映して左右に広がるが、テンソル力による影響が大きな部分ではこのピークから $10^4$ も下がったところにある。一番強い成分のうち $0.1\%$ のものが終状態相互作用を受けたり二次散乱

をするとこの低い断面積の部分は大きな影響を受ける隠されてしまう。高い運動量の成分は2次散乱などによって運動量が増加して生じるのではなく、もともと小さな角度に散乱して高いエネルギーを持ったものが二次散乱で大きな角度に散乱するという過程から生まれる。微妙な反応機構のために、主成分の $10^{-4}$ しかない部分の測定を困難にする訳である。すでに示したベータ崩壊の非対称度の実験の時に $(1+\alpha E)$ のうち $\alpha E$ の項は1に比べて非常に小さいため、大きなバックグラウンドとなってしまったことと同じである。

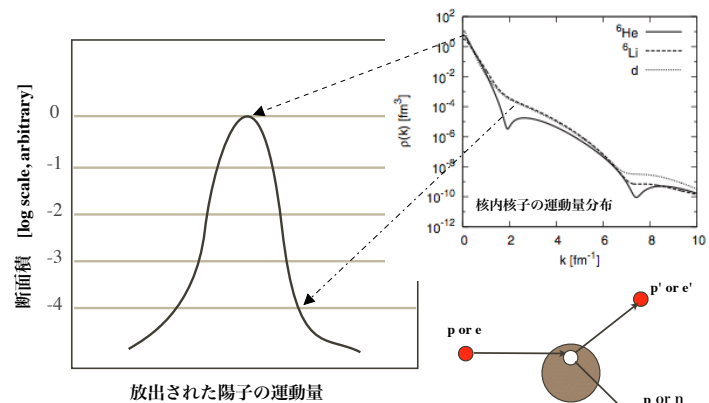


図3.9  $(p,2p)$ や $(e,e'p)$ などと核内核子運動量の関係。

いっぽう $(p,d)$ 散乱は運動学 ( $\mathbf{P}_d - \mathbf{P}_p = \mathbf{P}_n$ : ここで  $\mathbf{P}_d$ は放出重陽子の運動量、 $\mathbf{P}_p$ は入射陽子の運動量、 $\mathbf{P}_n$ は核内中性子の運動量である。)を満たす中性子のみが反応を起こす。高エネルギーでこの反応をおこせば (例えば $800\text{ MeV}$ の入射陽子で $0^\circ$ の重陽子を観測するとすると、 $|\mathbf{P}_n| = 2\text{ fm}^{-1}$ とな



る。) 観測したい運動量の成分を抽出できる。ビームエネルギーを変化させて断面積を測定すれば運動量分布を決定できることになる。さらに(p,d)反応では終状態を選んでテンソル力が顕著に現れる反応チャンネルを選ぶ可能性もある。

最近私たちは大阪大学の陽子ビームを用いて $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ 反応の実験を200-400 MeVの範囲で行った。2 fm $^{-1}$ の移行運動量を得るために、散乱角を10度とした。図3.10が400 MeVでのスペクトルである。ピックアップ反応として期待される1/2 $^{-}$ , 3/2 $^{-}$ (それぞれp $_{1/2}$ , p $_{3/2}$ 軌道の中性子のホール状態) 状態にくわえて、驚いた事

に、正パリティの1/2 $^{+}$ , 5/2 $^{+}$ (s-d殻への粒子励起状態) 状態への遷移が同じくらいの強さで起こっている。さらに高い励起エネルギーを持った正パリティの状態も強く励起されている事が分かる。ピックアップ反応で粒子状態がどうやって励起されるのだろうか？

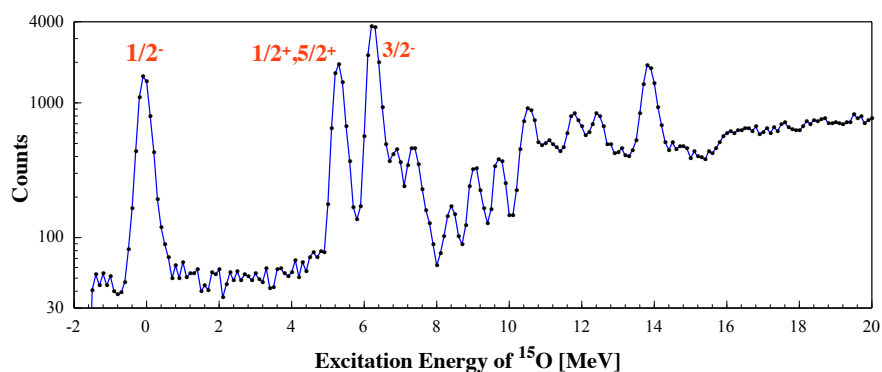


図3.10 400 MeV での $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ 反応の励起スペクトル。1/2 $^{+}$ と5/2 $^{+}$ 状態は分離されていない。

低いエネルギーでのデータをみると(図3.11)1/2 $^{+}$ , 5/2 $^{+}$ 状態への遷移は基底状態への遷移に比べて5 %程度である。この程度の強さの励起は配位混合などで説明が可能である。しかし、400 MeVでは1/2 $^{+}$ , 5/2 $^{+}$ 状態への遷移は基底状態への遷移より強い。また、200, 300 MeVのデータは励起状態への遷移に比較してこのエネルギー領域でこの状態への遷移の確率が入射エネルギーとともに急激に増加している事を示している。これは、3/2 $^{-}$ 状態への遷移確率の基底状態への遷移確率との比がエネルギーにほとんどよらず一定である事と大きな違いを見せている。

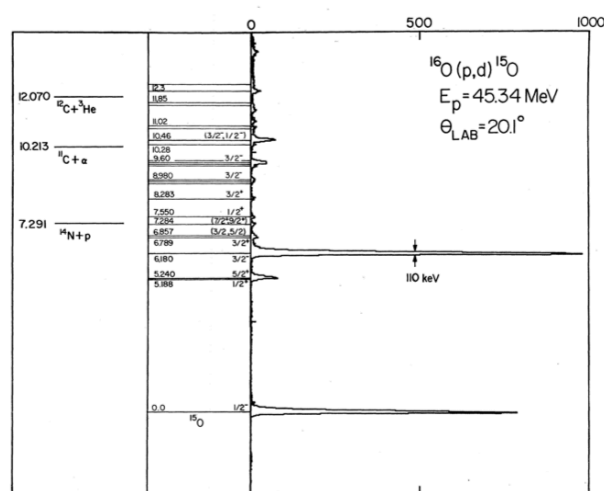


図3.11 低エネルギー(45 MeV)での $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ 反応の励起スペクトル。

このような異常な振る舞いはテンソル力による2p-2h励起とそれによる高運動成分を考慮すると簡単に理解できる。(図3.12参照)  $^{16}\text{O}$ はp殻まで核子が満たされた二重閉殻でよく記述されるが、テンソル力がはたらくと右側に示するような2p-2h配位が混合する。この混合比は $^4\text{He}$ などのD波混合からも類推できるように10%程度かそれ以下であろう。45 MeVで観測された混合がすべてテンソル力によるものとしても5 %程度である。しかし、テンソル力で励起されたこの配位の陽子と中性子は高運動成分を持って

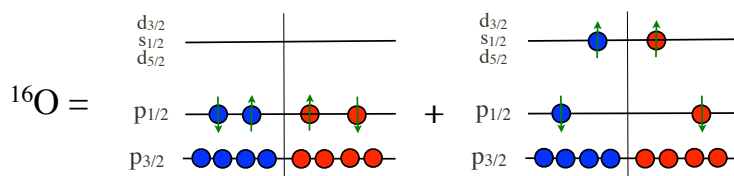


図3.12 テンソル力による2p-2h励起をふくめた $^{16}\text{O}$ の配位

いる。いっぽう0p-0hの核子は通常の運動量分布を持っており高運動量成分は少ない。すなわち低運動量で5%程度の混合が観測されたとしても高運動量でみると2p-2h配位の量は大きくなる訳である。このように考えて前述のTOSMにおけるd波とp波の運動量分布の比をとったものが図3.13に実線で示したものでありデータと非常に良い一致を示す。現象論的なポテンシャルとWood-Saxonポテンシャル中の波動関数を用いて計算した比は各々破線と点線で示されているが強い移行運動量依存性はみられない。

このように高エネルギーで観測された正パリティ状態への強い遷移は定性的にはテンソル力の影響として理解できる。定性的な議論をするためにはさらに詳細なデータと構造論、反応論による解析が必要となるが、テンソル力を重い核でもちゃんと取入れないといけないという事は、明らかになりつつある。

## 5. これから

湯川先生が核力を担う粒子として導入されたパイオンは核構造の物理では最も軽い核の議論のぞいては殆ど忘れられていた。核構造を説明するのに現象論的な2体の中心力だけを用いて核の骨格がつくられてきた。これは、ab initio型の計算が示すものとは全く違った結合の機構を持っている。例えばls力はこれらの核構造論では重要な役割を果たしているが、その力の起源すら良くわからないものである。相対論的な平均場理論では最近までパイオンは二体力の中に入っていなかった。これらはひとえに、テンソル力の取り扱いが極端に困難であったからである。テンソル力をさける形で核構造理論が進んできていた。

寝た子は起こされた。

テンソル力は核の結合をつくる上で基本的に重要である事が分かり、テンソル力による核構造の特殊性が観測できるようになってきた。またテンソル力を陽に含めた核構造論もいくつかの発展を見せつつある。この理解は元素合成経路を知るために必要な核構造の情報を、外挿を含めて信じられるものにする可能性を持っている。安定性付近の原子核とそこから遠くはなれた原子核の構造を統一的に理解するためにはテンソル力の理解とそれを取り扱う方法の確立が不可欠のものとなっている。

私は人の影響を受けやすい。気がついたら、ああこれはあの人が取っていた行動だなと思うことが良くある。私に取って幸せだったことは、杉本、中井、Chamberlain, Steiner、志田各先生から教えられたこと、永宮、土岐、小林、三明、各氏から学んだことが今の自分を作っているといって間違いはない。

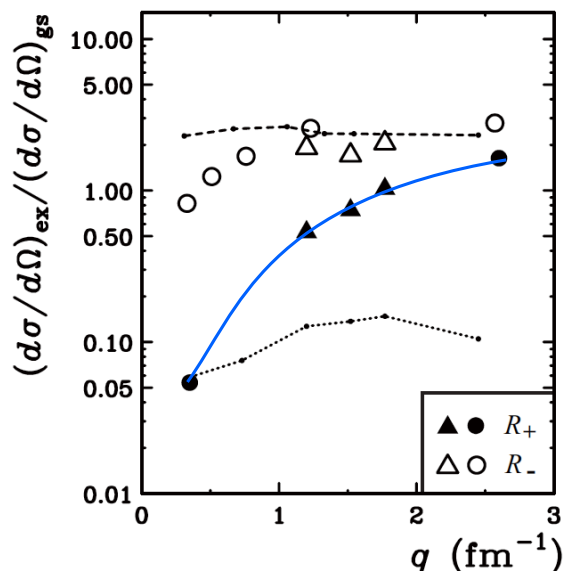


図3.13 励起状態への断面積と基底状態への断面積の比。白抜きマークは3/2状態との比であり、塗りつぶしたマークは正パリティ状態との比である。

- <sup>1</sup> I. Tanihata, T. Minamisono et al., J. Phys. Soc. Japan **34** (1973) 848.
- <sup>2</sup> K. Sugimoto and I. Tanihata, J. Phys. Soc. Japan, **34 Suppl.** (1973) 245.
- <sup>3</sup> H. Hyuga, A. Arima, and K. Shimizu, Nucl. Phys. **A 336** (1980) 363.
- <sup>4</sup> K. Sugimoto, I. Tanihata et al., Phys. Rev. Letters **34** (1975) 1533.
- <sup>5</sup> スピンが 1 の場合各々の磁気量子数に対応する状態の占有確率を  $p_{+1}p_0p_{-1}$  (ただし  $p_{+1}+p_0+p_{-1}=1$ ) とすると  $P=p_{+1}p_{-1}$ ,  $A=1-2p_0$  である。
- <sup>6</sup> M. Morita and I. Tanihata, Phys. Rev. Letters **35** (1975) 26.
- <sup>7</sup> S. Frankel, Phys. Rev. Letters **38** (1997) 1339.
- <sup>8</sup> Y. Miake, H. Hamagaki, S. Kadota et al., Phys. Rev. C **31** (1985) 2168.
- <sup>9</sup> E. M. Friedlander, R. W. Gimpel, H. H. Heckman et al., Phys. Rev. Letters **45** (1980) 1084-1087.  
E. M. Friedlander, R. W. Gimpel, H. H. Heckman et al., Phys. Rev. C **27** (1983) 1489-1520.
- <sup>10</sup> D. Wilkinson, Hyperfine Interactions **21** (1985) 265-273. Nuclei, the Playing Field of Physics edited by . K. Nakai.
- <sup>11</sup> T. J. M. Symons, M. Braumgartner, J.P. Dufour, et al., Phys. Rev. Letters **25** (1984) 982-985.
- <sup>12</sup> I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Phys. Letters **160B** (1985) 380-384.
- <sup>13</sup> R. N. Boyd, I. Tanihata, N. Inabe et al., Phys. Rev. Letters **68** (1992) 1283.
- <sup>14</sup> C. Pieper and R. B. Wiringa, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **51** (2001).
- <sup>15</sup> P. W. Zhao, Z. P. Li, J. M. Yao, J. Meng, Phy. Rev. C **82** (2010) 054319.
- <sup>16</sup> A. ozawa T. Kobayashi, T. Suzuki et al., Phy. Rev. Letters **84** (2000) 5489.
- <sup>17</sup> C. Pieper and R. B. Wiringa, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **51** (2001).
- <sup>18</sup> M.Sakai, I. Shimodaya, Y. Akaishi, J. Hiura and H. Tanaka, Progr. Theor. Phys. **56** (1974) 32.
- <sup>19</sup> T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno et al., Phys. Rev. Letters **87** (2001) 082502.
- <sup>20</sup> T. Myo, K. Kato, H. Toki, K. Ikeda Phys. Rev. C **76** (2007) 024305.