

陽子非弾性散乱による ^{208}Pb の $E1$ 応答の研究

民井淳¹

大阪大学核物理研究センター

陽子非弾性散乱の超前方測定により、 ^{208}Pb の電気双極 ($E1$) 応答を精密に決定した。得られた $E1$ 遷移強度分布はピグミー双極共鳴の研究にとって重要であるほか、和則値を引き出す目的で使用することができる。特に励起エネルギーの逆数を重みとする和則値である双極分極率は、中性子スキンの厚さや状態方程式の対称エネルギーの密度依存性と強い相関をもつ量として注目されており、中性子星の性質や超新星爆発過程、元素合成過程などの決定に重大な意義を持つ。これらの研究の現状について解説する。

1 はじめに

原子核の電気双極 ($E1$) 応答は、原子核の外場に対する応答として最も基本的な量の1つである。その研究の歴史は古く、ミグダルによる平均励起エネルギーの予言 [1]、アイソベクトル巨大双極共鳴 (IVGDR、以下単に GDR) の発見 [2]、ゴールドハーバー・テラーの非圧縮流体モデル [3] などを通して原子核の集団運動や巨大共鳴の理解に大きな影響を与えてきた。実験による観測も古くから行われており、電子散乱、実光子ビームによる光核共鳴蛍光 (NRF) 測定、 (γ, n) 反応測定などを中心として調べられてきた。GDR については、1960 から 70 年代に飛行陽電子消滅 (positron annihilation in flight) 法によるガンマ線を用いた (γ, n) 測定によって、多数の原子核に関して体系的にデータが取られ [4]、励起エネルギーを重みとする和則であるトーマス・ライヒ・クーン (TRK) 和則との比較が議論されてきた。一方で、低励起エネルギーにある離散状態については、制動放射 (bremsstrahlung) 法や標識光子 (tagged photon) 法、最近ではレーザー逆コンプトン法 [5] などを用いて生成したガンマ線による NRF 測定やガンマ吸収測定が行われている。

これらの状況から、原子核の $E1$ 応答についてはかなり理解が進んでいるものと考えられる傾向もあった。しかし近年になり、中性子放出閾値 (以下中性子閾値) 付近の励起エネルギーに $E1$ 遷移強度の集中が見られることが、重い原子核や中性子過剰核などいくつかの原子核で報告されてきた [6]。低エネルギー $E1$ 強度 (low-lying dipole strength) またはピグミー双極共鳴 (PDR) と呼ばれる。GDR が陽子と中性子の間の双極振動として一般に理解されるのに対して、PDR は原子核表面の主に中性子からなる皮 (中性子スキン) とそれ以外部分 (コア) との間の双極振動として理解されるという議論があり大変興味を集めている。PDR は中性子閾値近傍にあるため、 (γ, n) 、 (n, γ) 反応率を通して天体中の元素合成過程にも大きな影響を与えることが指摘されている [7]。実はこの中性子閾値付近は NRF 測

¹e-mail address: tamii@rcnp.osaka-u.ac.jp

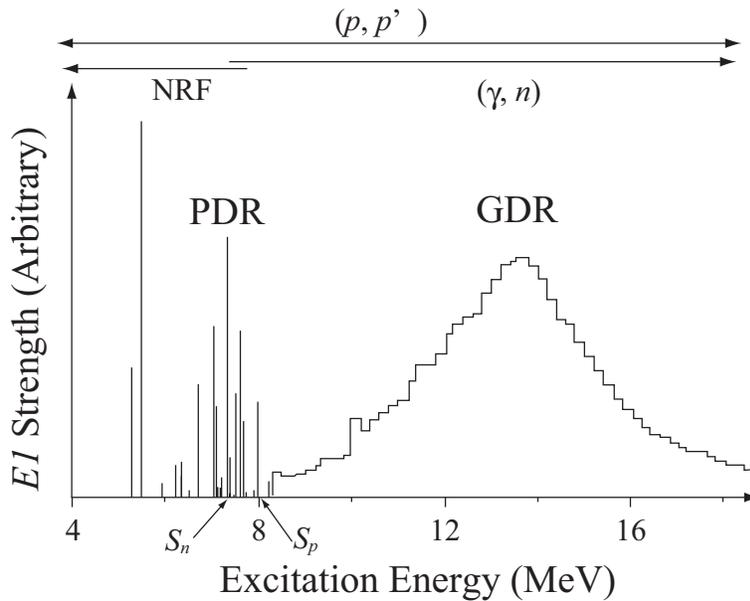


図 1: $E1$ 遷移強度分布の模式図。低励起エネルギー領域には離散状態がある。中性子閾値 S_n や陽子閾値 S_p より上からは連続状態が生じる。その上に巨大双極共鳴 (GDR) がある。一般にピグミー双極共鳴 (PDR) は中性子閾値近傍にある。

定と (γ, n) 測定の狭間にあたり、どちらの手法でも $E1$ 遷移強度測定が難しい領域となっていたのである。一方で、励起エネルギーの逆数を重みとする $E1$ 和則である双極分極率 (dipole polarizability) が、中性子スキンの厚さや核物質の状態方程式 (EOS) の対称エネルギーと強い相関を持つということが指摘され、中性子閾値付近を含めた全 $E1$ 遷移強度の高精度測定が強く望まれてきた [8]。対称エネルギーの決定は核物理のみならず、中性子星の性質や超新星爆発など宇宙核反応・天体シミュレーションの研究においても非常に重要である [9, 10]。

このような背景のもと、筆者らのグループは $E1$ 遷移強度分布を測定する新たな手法として、陽子非弾性散乱の超前方測定を確立することに成功した。 ^{208}Pb 、 ^{90}Zr をはじめとする重要な核の $E1$ 遷移強度分布の測定を進めている。以下では、近年結果がまとまった ^{208}Pb 核を中心に、実験手法と測定データ、およびそこから引き出される結果について解説する。

2 陽子非弾性散乱による $E1$ 応答の測定 実光子ビーム実験との違い

図 1 に原子核の $E1$ 遷移強度分布を模式的に示す。標的として陽子数・中性子数がともに偶数の偶偶核を用いるとすると、基底状態のスピン・パリティは例外なく 0^+ である。基底状態から $E1$ 遷移を起こすと、励起状態のスピン・パリティは 1^- となる。中性子閾値 (S_n) より下の低い励起エネルギーの領域ではこれらの 1^- 励起状態は離散状態となり、NRF 測定などにより各励起状態を 1 つ 1 つ分離して測定することができる。励起エネルギーが高くなるにつれて状態密度が高くなり、単一状態の分離測定は難しくなる。しかし、遷移強度の強い状態に限るとまだ測定は可能である。励起エネルギーがさらに上がり中性子閾値 (あるいは陽子閾値) を超えると、連続状態および共鳴状態が現れる。一般にこのエネルギーに達すると、単一状態の測定は困難であり、複数の状態 (1^- 以外の状態も含まれる

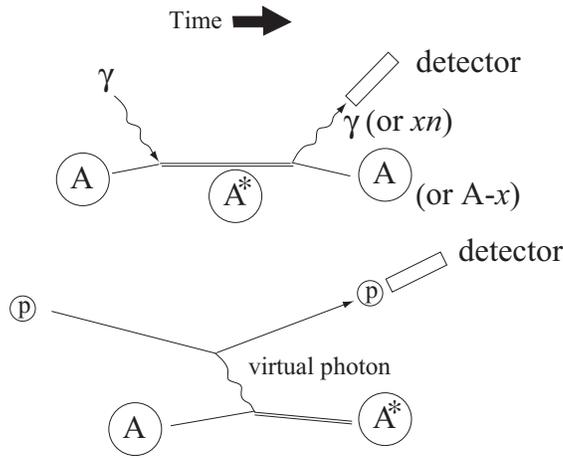


図 2: 実光子実験 (上) と仮想光子による陽子非弾性散乱実験 (下)。時間は左から右へ流れている。実光子実験では、ガンマ線により標的を励起し脱励起の際に放出されるガンマ線や中性子 (x 個) を検出する。そのため、特定の崩壊チャンネルのみを測定していることになる。陽子非弾性散乱実験では、標的を励起した時に散乱された陽子のみを観測して標的の励起状態の情報を得る。そのため励起状態の崩壊過程は見ず、全遷移強度を測定していることになる。

可能性がある) が重なり合った状態として観測される。中性子閾値より上ではガンマ崩壊の分岐比は急激に小さくなり、中性子崩壊が主成分となる。従って中性子閾値のすぐ上を除くと NRF 測定はできなくなり (γ, n) 測定が使われる。中性子閾値より上に幅の広い大きな山が存在する。これが GDR であり、ピークエネルギー (ω) は質量数 A の関数としておよそ

$$\omega = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ MeV} \quad (1)$$

の式で与えられる [11]。励起エネルギーが上がると多中性子放出崩壊や陽子放出崩壊などが可能となるため、全遷移強度の測定にはそれら全ての崩壊チャンネルの測定を総合する必要がある。また、中性子閾値付近には磁気双極 ($M1$) 励起強度の集中も予測されている。ガンマ線ビームの測定は $E1$ 遷移の感度が高いとはいえ $M1$ 遷移を引き起こすことも可能であるため、特に中性子閾値付近の精密な測定においては考慮に入れる必要がある。 $E1$ 遷移と $M1$ 遷移を分離する方法の 1 つは、直線偏光したガンマ線ビームを用い、放出されるガンマ線や中性子の角分布の違いを見る方法である [5]。

これらの手法とは異なる新しい実験手法として、陽子非弾性散乱による $E1$ 遷移強度測定の手法を開発した。図 2 は、その原理とこれまでの手法との違いを分かりやすく示したものである。NRF や (γ, n) 測定では、実光子であるガンマ線ビームを用いて標的を励起し、脱励起により放出されるガンマ線や中性子を検出器にて観測する。NRF では放出されるガンマ線のエネルギーを精度よく測定する。制動放射線を用いる場合ガンマ線ビームのプロファイルは分かっているが、イベント毎のビームのエネルギーはわからない。そのため、あるエネルギーのガンマ線ビームによって励起された原子核が同じエネルギーのガンマ線を放出して基底状態に戻ると仮定して解析をする。一方飛行陽電子消滅ガンマ線での (γ, n) 測定では、放出される中性子の数を測定するがエネルギーは測定しない。陽電子線 (それを作るための電子線) のエネルギーを少しずつ変えることによってガンマ線ビームのエネルギープロファイルを変え、差分をとることで (γ, n) 反応断面積の励起エネルギー依存性を出す。制動

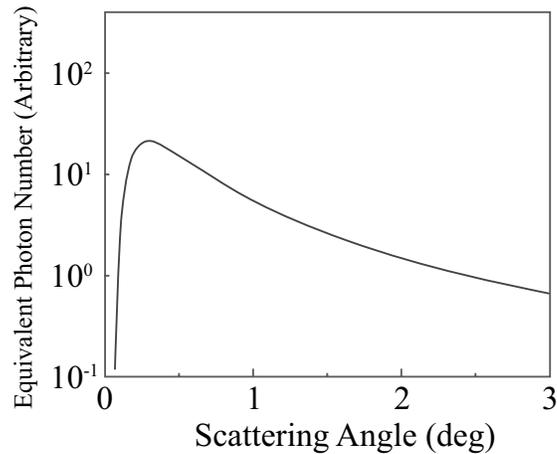


図 3: 等価光子数の散乱角度依存性。 ^{208}Pb 標的に 295 MeV の陽子が入射し、標的に 3 MeV の $E1$ 遷移を起こす場合の計算。

放射ガンマ線などによるバックグラウンドは、陽電子ビームを電子ビームに置き換えた測定を引き算することで取り除く。両測定方法とも、ビームのエネルギープロファイルや測定器の検出効率のエネルギー依存性などを注意深く補正する必要がある。また励起強度分布はビームエネルギー条件を変えた多くの測定の総合である。

一方、陽子非弾性散乱による測定では 295 MeV の陽子を標的核に入射し、仮想光子によって標的を励起する。検出するのは散乱されて出てきた陽子の運動量と角度で、脱励起により放出されるガンマ線や中性子は測定しない。運動学により標的の励起エネルギー (= 質量欠損マイナス標的の基底状態質量) を出す。つまり、この方法では標的の励起過程のみを調べており、本質的に励起状態の崩壊様式に不感である。従って全ての崩壊チャンネルの和、つまり全励起幅を測定していることになる。この方法のミソは超前方角度、つまり 0 度付近に放出された陽子を検出することにある。核子 核反応では一般に強い相互作用による励起が支配的であるが、0 度方向の $E1$ 励起は例外で、0 度に近づくにつれてクーロン相互作用 (仮想光子) による励起が急激に強くなる。最前方の 0.0-0.5 度では $E1$ 励起は圧倒的にクーロン相互作用によって引き起こされるので、クーロン相互作用の計算を用いて反応機構の不定性なく $E1$ 強度を引き出すことができる。また、このクーロン励起は本質的に遠方からの電磁力による励起で、標的核全体の $E1$ 遷移密度の積分を観測している点も重要である。微分散乱断面積から換算遷移確率 $B(E1)$ を等価光子法 (equivalent photon method)[12] を用いて引出すことができる。等価光子数は励起エネルギーに依存して徐々に小さくなる。従って同じ換算遷移確率があっても励起エネルギーが高いとクーロン励起の散乱断面積が小さくなる。

図 3 に等価光子数の散乱角依存性をプロットする。散乱角 0-0.5 度の領域において $E1$ のクーロン励起が特に強いことが見てとれる。以下に陽子非弾性散乱による $E1$ 遷移強度測定の特徴を挙げる。

- 励起状態の崩壊様式に依存しない。全ての崩壊チャンネルを含めた全遷移強度が測定できる。
- 高分解能実験が可能。低励起状態に関して NRF のデータとの一対一対応の比較ができる。高励起状態の微細構造が見える。
- 5-25 MeV の広い励起エネルギー領域で、高効率かつ一様効率での励起エネルギースペクトルを

一度に測定できる。

- 角分布・偏極量の双方で独立に $E1$ 遷移と $M1$ 遷移の分離ができる。
- 低強度の状態であっても複数の状態の積算強度が大きければ測定できる。
- ガンマ線ビームの実験に比べて少ない標的量で測定ができる。散乱断面積が大きく、イベントレートが高い。
- 単一離散ピークの分離に関しては、より分解能の高い NRF が有利。
- 5 MeV 以下の測定は NRF が有利。陽子非弾性散乱ではビームエネルギーを下げる開発が必要。

3 実験手法

実験は大阪大学核物理研究センターのリングサイクロトロン施設を用いて行った。実験技術の開発の過程や実験条件については文献 [13, 15] に詳しく書かれているので、ここでは実験手法のエッセンスのみを記す。AVF サイクロトロン、リングサイクロトロンの2つの加速器を用いて、偏極陽子ビームを 295 MeV まで加速した。WS ビームラインを使い、ビームをスペクトロメータ「グランドライデン」の標的位置までトランスポートした。標的は 5.2 mg/cm^2 のアイソトープ濃縮 ^{208}Pb 標的である。スペクトロメータのセットアップを図 4 示す。0 度を含む超前方散乱を測定する場合には、グランドライデンを 0 度の位置に設置する。ビームは標的を通過してグランドライデンに入射するため、グランドライデンの中をトランスポートして、焦点面にある 0 度実験用の引き出し位置から引き出す。さらに下流までビームダクトを繋ぎ、台車の外にあるビームダンプまでビームを導いた。標的を励起した陽子はビームよりも低い運動量をもつため、グランドライデンの中でより大きく曲げられる。これを焦点面にある垂直ドリフト型多芯ドリフト検出器 (MWDC) 2 台と、プラスチックシンチレータ 2 台にて検出する。できるだけ限り低励起エネルギーまでの測定を可能にするため、MWDC の有感領域とビーム引き出し位置は 20cm の距離まで近づけられていて、ビームダクトは MWDC に空けられた穴を通っている。これにより 295 MeV 陽子ビームの場合、最小 5 MeV 以上の励起エネルギーで測定が可能である。最大励起エネルギーはグランドライデンの運動量アクセプタンスで決まり 25 MeV である。焦点面検出器の下流には焦点面偏極度計 (FPP) があり、炭素ブロックとの 2 回目の散乱の角度分布を測ることで散乱陽子の偏極度を測定することができる。グランドライデンの最下流のダイポール (DSR) を使用して偏向角度を 18 度増やす第 2 のセットアップによる測定と組み合わせることで、散乱陽子の偏極度の全方向成分を測ることができる。

0 度散乱実験、ビームハローのない高分解能高品質ビームの加速、調整、安定供給の実現は、核物理研究センターの加速器グループの多大な尽力によるものである [13]。現在では調整方法も確立し、ビーム偏極軸調整、ビームエネルギー幅向上、ビームハロー落とし、高分解能ビーム調整 (分散整合) の手順でビーム調整が進む。分散整合前のビームエネルギー幅は 40-60 keV (FWHM、以下同様)、分散整合後の測定分解能は 20-30 keV である。典型的なビーム偏極度は 70%、ビーム強度は 2 nA であった。

最高品質のビームをもってしても、バックグラウンド成分は残る。特に標的核の原子番号が大きいほど標的によるビームの散乱が大きくバックグラウンドを生じやすい。また、標的中の核子数が少な

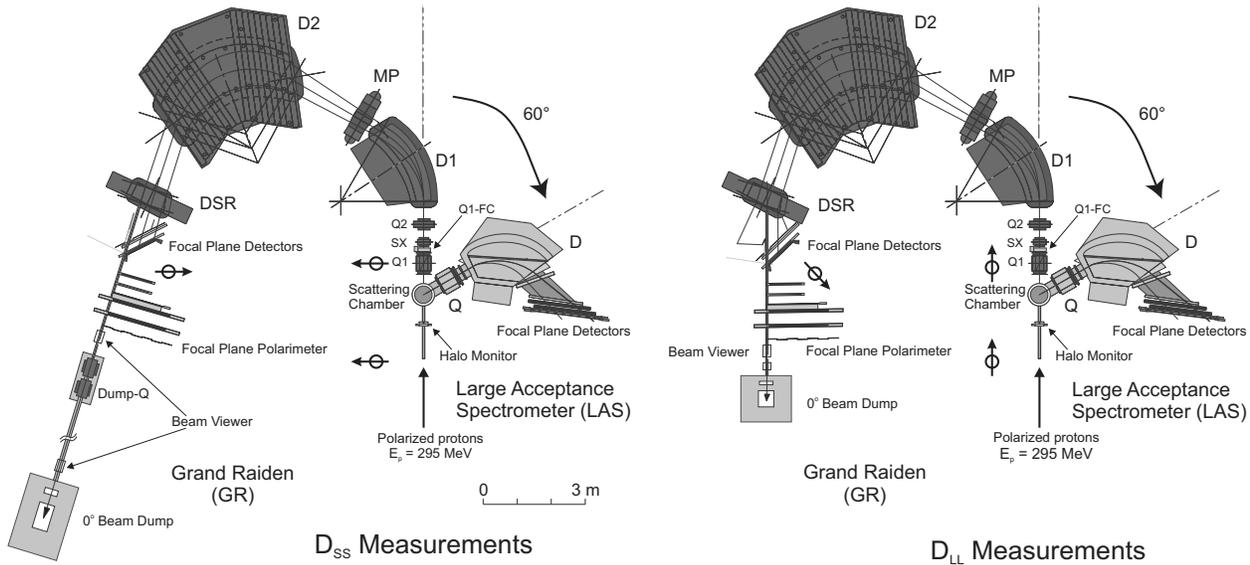


図 4: 0 度非弾性散乱測定の設定アップ。左 (右) は偏極移行量 D_{SS} (D_{LL}) を測定する場合の設定アップ。

いため相対的にバックグラウンドが多くなる。バックグラウンドのスペクトルを実験データから決定して差し引く解析方法を開発した。また、グランドライデンのイオン光学パラメータを調整して検出器位置から焦点面を少しずらす工夫を行っている。これにより鉛直方向の角度分解能が向上した。最終的な散乱角分解能は 0.5 度である。

4 励起エネルギースペクトルと $E1$ 強度分布

図 5(上) に得られた $^{208}\text{Pb}(p,p)$ 反応の励起エネルギースペクトルを示す。低励起エネルギーの領域では、離散ピークが多く見えている。NRF 実験により観測されていた既知の 1^- 状態は全て今回の実験で観測された。この実験手法の感度の高さを示している。 1^- と同定されている状態の換算遷移確率 $B(E1)$ に関して、NRF 実験と陽子非弾性散乱実験の結果の比較を図 6 に示す。7.3 MeV 以下の状態について絶対値を含めてよく一致していることが分かる。7.3 MeV 以上では、NRF 実験よりも多くの強度が見つっている。これは、NRF では観測されていない状態や、観測されていない崩壊チャンネル (基底状態以外へのガンマ崩壊など) の強度が新たに観測されたことを示している。

観測された微分散乱断面積は全てが $E1$ 遷移 (1^- 状態) というわけではない。特に $M1$ 遷移 (1^+ 状態) は 0 度でピークを持つため $E1$ 遷移との分離が必要である。この分離には偏極測定量を用いたスピン移行量 (ΔS) 分離と、角分布のフィットによる多重極展開法 (MDA) の 2 つの独立な方法を用いた。偏極量を用いる方法では、0 度において有限の値を持つ 2 つの偏極移行量 D_{SS} ($=D_{NN}$) と D_{LL} を組み合わせることにより、全スピン移行量 (total spin transfer) と呼ばれる量 Σ をまず構成する [14]。

$$\Sigma = \frac{3 - (2D_{SS} + D_{LL})}{4} \quad (2)$$

全スピン移行量は $\Delta S=0$ の遷移に関して 0、 $\Delta S=1$ の遷移に関して 1 の値をとる。この関係は散乱角 0 度において、パリティ保存と回転対称性の 2 つから導き出すことができ、モデル非依存量である。

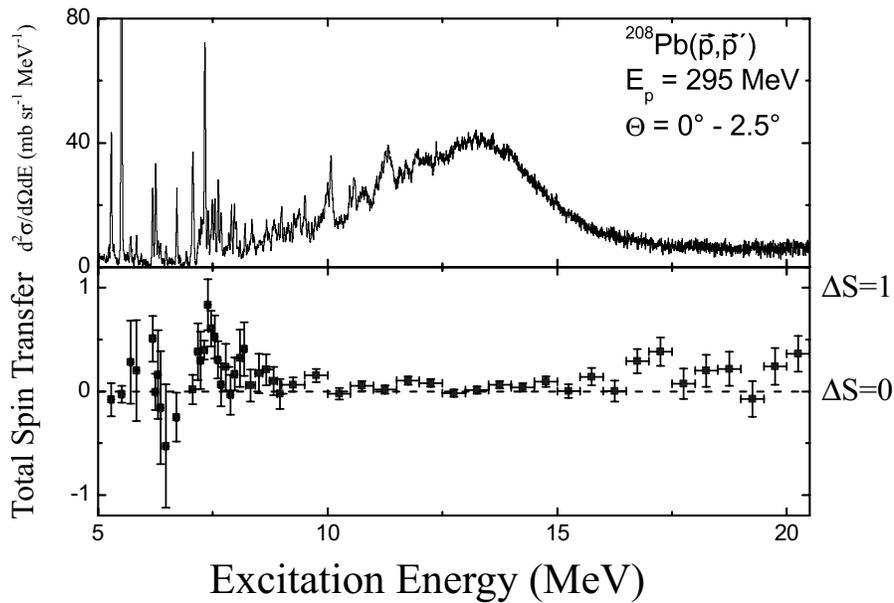


図 5: 散乱角 0-2.5 度の微分散乱断面積 (上) と全スピン移行量 (下)。全スピン移行量が 1 の場合は全ての励起強度がスピン反転励起 ($\Delta S=1$) であることを示し、0 の場合はスピン非反転励起 ($\Delta S=0$) であることを示す。両者が混じっている場合は、相対強度比に応じた中間の値をとる。

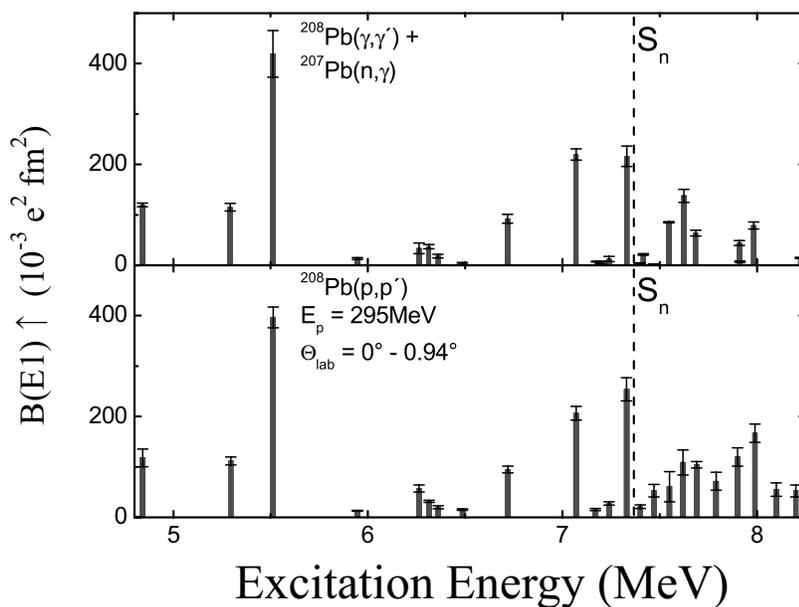


図 6: NRF および (n, γ) 実験によって導出された $E1$ 換算遷移確率 (上)。陽子非弾性散乱実験により導出された $E1$ 換算遷移確率 (下)。中性子閾値 (S_n) 付近より下で両者がよく一致していることが分かる。中性子閾値付近より上では、既知のものよりも多くの遷移強度を観測した。

クーロン力による $E1$ 遷移では $\Delta S=0$ 、核力による $M1$ 遷移では $\Delta S=1$ であり、全スピン移行量を使ってこの 2 つを分離することができる。図 5(下) に測定した全スピン移行量を示す。7-8 MeV の領

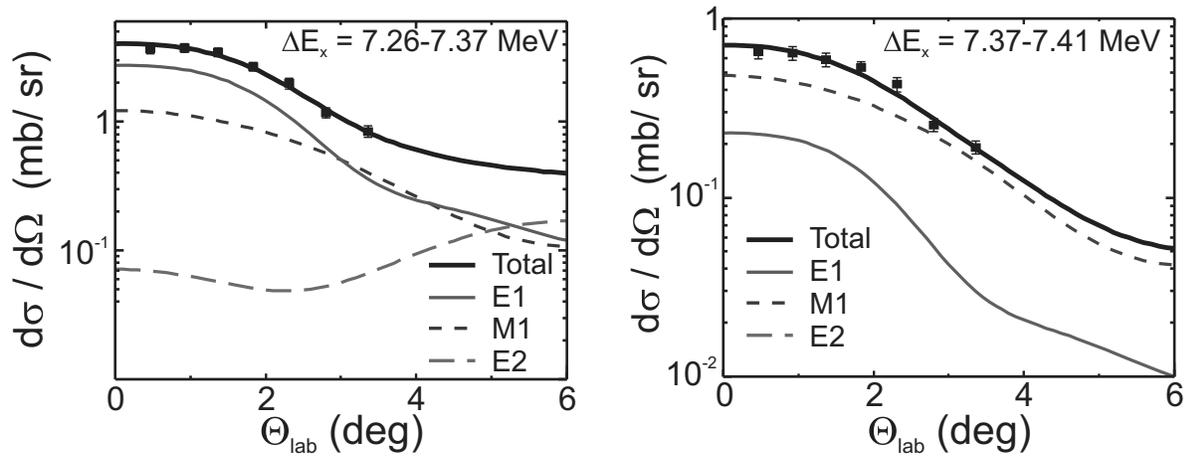


図 7: 微分散乱断面積の角分布 (四角) と MDA によるフィット結果の例。

域に $\Delta S=1$ 、すなわち $M1$ 遷移強度の集中があることが分かる。この $M1$ 遷移強度は偏光ガンマ線を用いた NRF 実験の結果とよく一致している。

MDA の手法 [15] では、理論計算によって予想される各遷移強度の角分布を重ね合わせることで実験データの角分布を再現し、各強度の比率を見積もる。モデルとなる遷移密度として準粒子フォノンモデル [16] による計算結果を、入射核子と標的中の核子との相互作用としてフレイニー・ラブ [17] による有効相互作用を用い、計算コード DWBA07[18] を用いて歪曲波ボルン近似により角分布を計算した。この手法の着眼点は角分布の形状がそれぞれの遷移によって似た形状になることにあり、遷移密度としてどのような計算方法を用いるかはあまり重要ではない。しかしモデルによって出される複数の現実的な遷移密度を利用することで、同じ遷移でどの程度の角分布の違いが出るかを見積もり、解析の不定性として評価している。実験によって得られた 0 度から 4.5 度までの角分布を、 $E1$ 、 $M1$ 、および $E2$ (もしくは $E3$) の 3 つの角分布の重ね合わせとしてフィットし、各励起エネルギービンごとに最も残差が小さくなる強度をもって実験結果とした。遷移ごとに計算された複数の角分布のうちどれか 1 つをえらび、最小の残差を出すものをもって代表させた。他の角分布を選んだ場合の結果のずれに残差の重みをつけ、MDA 解析の不定性として評価した。MDA の様子を図 7 に示す。ここで強調しておきたいことは、0 度での散乱断面積は $E1$ 遷移と $M1$ 遷移で決まり、その相対比を求めるのが重要で、 $E2$ 遷移や $E3$ 遷移のフィットは $E1$ 遷移と $M1$ 遷移の強度比をより正確に決めるための補正でしかないということである。実際 $E2$ 遷移と $E3$ 遷移の角分布はフィットに重要な 3-4.5 度の範囲で形状がよく似ており、どちらを使用しても 0 度付近の $E1$ 遷移と $M1$ 遷移の比を決める目的においては結果にほとんど差が無かった。

偏極量と MDA のそれぞれでの分離の結果を図 8 に示す。2 つの独立な手法の解析結果は誤差の範囲内でよく一致している。GDR の領域では、MDA により有意な $M1$ 遷移強度は見られなかった。GDR の中心付近からより高エネルギーの領域では、偏極量の解析において $\Delta S=1$ の成分の増加が見られる。準弾性散乱などの連続状態や、高励起状態にある共鳴の裾が混入してくることが原因と考えている。GDR 領域以上の MDA 解析は、GDR よりも十分高い 22-25 MeV 領域の角分布を現象論的バックグラウンドとして MDA の成分の 1 つに混ぜて行っている。

MDA にて得られた $E1$ 強度分布を、光吸収断面積に変換して図 9 に示す。同図には、 (γ, xn) 実験

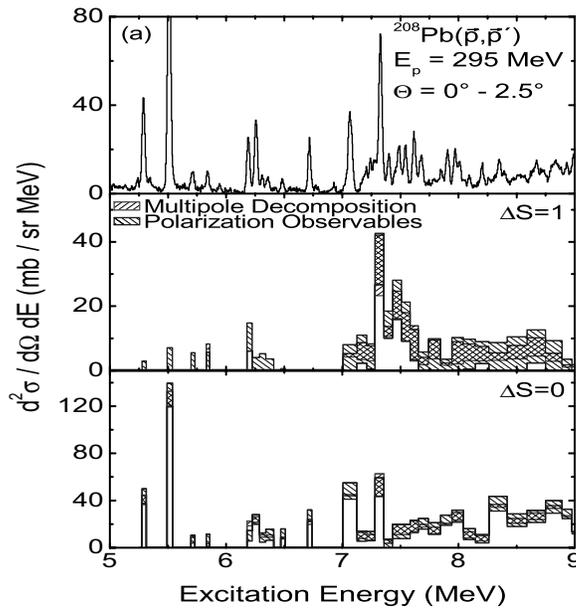


図 8: 偏極移行量と MDA の 2 つの手法での解析結果の比較。斜線はそれぞれの手法での解析のエラーの範囲を示す。

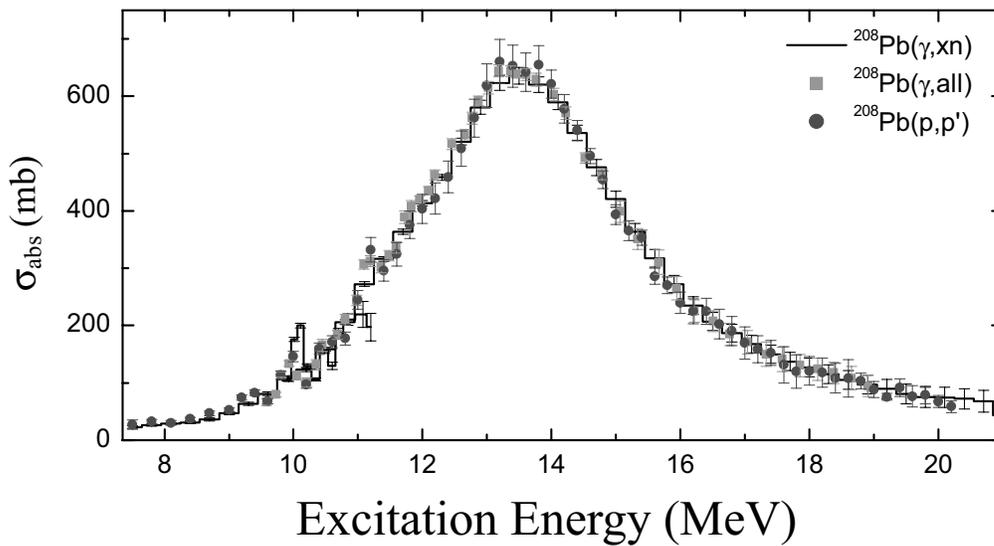


図 9: GDR 領域の光吸収断面積の測定結果 (丸), (γ, xn) 実験の結果 [19](実線) およびガンマ吸収実験結果 [20] (四角) とよく一致している。

($x=1,2,3$)[19] および標識光子ビームを用いた光吸収断面積の測定データ [20] を同時に示している。これら独立の手法による実験結果が GDR の領域において絶対値を極めてよく一致していることが分かる。このようにして低励起エネルギーの離散状態から中性子分離エネルギーをまたぎ、GDR の十分上の領域までに渡る $E1$ 遷移強度を、同時かつ途切れなく、高精度に測定する手法が確立された。

陽子非弾性散乱の超前方測定は広いエネルギー領域に渡る全 $E1$ 遷移強度を精度よく測定する手法として極めて有用である。ただし、他の手法と組み合わせていくことでさらにその価値が高まる。陽子非弾性散乱は、中性子閾値を含めた広いエネルギー領域での全遷移強度の全体像をよりよく調べる手法としてその真価が発揮されるであろう。低励起エネルギーでは、NRF のより高分解能の測定により各励起状態を精度よく分離し、スピン・パリティや遷移強度を決めていくことができる。その結果と比較することで、陽子非弾性散乱の実験結果の妥当性がより明らかになる。また、GDR よりも高いエネルギー領域では、ガンマ吸収実験の結果を使うことができる。これらの実験結果と組み合わせることで $E1$ 遷移強度の全貌がより明らかになる。また、少量の標的による実験や、崩壊粒子同時測定、不安定核を調べる実験に応用していくことなどが、その有用性をさらに拡大していく有効な方向として考えられる。

5 得られた $E1$ 強度分布の意義と影響

実験データから $E1$ 遷移強度強度分布が励起エネルギーの関数として得られるため、PDR に相当する領域の $E1$ 強度を求めたり、TRK 和則に対する比率を出したりすることができる。PDR の強度と中性子スキン厚の間には相関関係があるということがいくつかの理論モデル [21] によって提唱されており、中性子スキン厚を出すための情報としても興味をもたれている。しかし一方で、相関関係は小さいという研究結果もあり [8]、事態はあまり明確ではない。おそらく、殻構造やその中の配位、中性子過剰度などによって相関の強さが変わるのではないかと考えられる [22]。特に中性子魔法数にいくつか中性子を加えた配位において PDR の構造が出やすいのではないかと理論的指摘がある [23]。

PDR の研究を難しくしている理由の一つとして、 $E1$ 遷移強度分布のどの部分を PDR 強度として積算するかという定義に不定性があることが挙げられる。励起エネルギー 10 MeV 以下など、ある程度恣意的な設定基準を設けて値の比較が行われている。実際には純粋に PDR に特徴的な遷移強度を持つ状態が存在するのではなく、多くの状態に強度が分散し GDR 的な遷移強度と混合して存在すると考えられるため事態はより複雑である。実験手法がより確立しつつある状況であるだけに、より深い理論との比較や定量的議論を進められるデータの抽出方法の基礎を固めたいところである。PDR に特徴的な遷移強度を調べる試みの一つとして PDR と GDR のそれぞれの遷移強度を使った MDA 解析を行い、PDR があると考えられている 7.0-8.2 MeV の領域において PDR の遷移強度の形がより実験値に近いフィットを与えるという結果が得られている [24]。今後それぞれの励起状態を分離して角分布をより精度よく測定していくことが重要になるであろう。

その一方で、 $E1$ 強度分布の全体を使った和則を使うことで、より明確な定義のもとで物理量を議論できるという主張がなされている。注目される物理量のひとつが、エネルギーの逆数を重みとして換算 $E1$ 遷移確率 $B(E1)$ の和則をとる双極分極率 (dipole polarizability) α_D で、以下の式により定義される。

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{abs}}{\omega^2} d\omega = \frac{8\pi}{9} e^2 \int \frac{S(\omega)}{\omega} d\omega \quad (3)$$

ここで σ_{abs} は光吸収断面積、 $S(\omega)$ は $E1$ 遷移の強度関数である [25]。双極分極率は、空間的に一様な外電場を原子核に与えた時に生じる原子核の分極あるいは電気双極モーメントとして物理的に理解される。励起エネルギーの逆数を重みとするため、励起エネルギーを重みとする和則である TRK 和

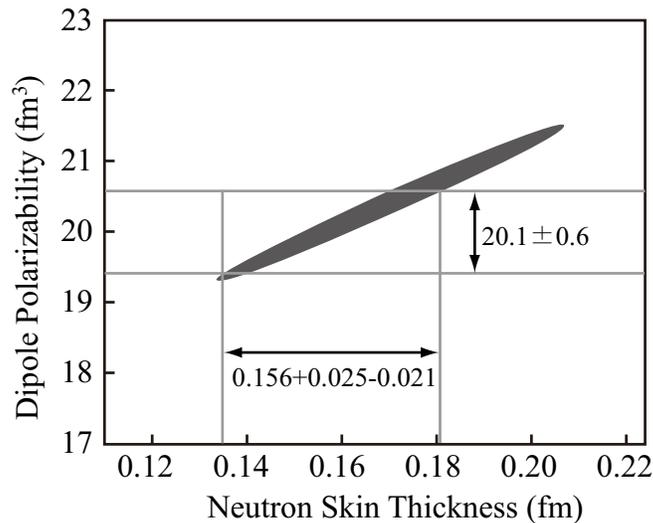


図 10: ラインハート・ナザレヴィクツによるモデル計算結果 (黒の領域)[8]。双極分極率と中性子スキン厚の間に極めて強い相関関係がある。水平な 2 直線の範囲内が実験の誤差範囲。

則に比べて低励起エネルギー部の $E1$ 強度すなわち PDR の強度をより強く反映する。定義に不定性がなく、和則であるがゆえにモデル依存性が小さいという特徴がある。この双極分極率が中性子スキン厚や、核物質の状態方程式の対称エネルギーの密度依存性と強い相関を持つことが指定されており [8]、大変注目されている。陽子非弾性散乱によって決定された双極分極率は、20 MeV までの積算で $18.9 \pm 1.3 \text{ fm}^3$ である [26]。独立な測定結果が得られている GDR 領域に関して平均をとり、さらに高励起エネルギーでの光吸収断面積の実験結果を加えることで、130 MeV までの双極分極率の積算値は $20.1 \pm 0.6 \text{ fm}^3$ と決まる。

図 10 にラインハート・ナザレヴィクツによる計算結果を示す [8]。スキルム力の 1 つのパラメータである SV-min を用い、エネルギー密度汎関数法を用いた計算結果で ^{208}Pb 核の双極分極率と中性子スキン厚との関係をプロットすると、相関係数 0.98 の極めて強い相関が見られた。この相関を用いて、双極分極率の値を中性子スキン厚に換算すると、 ^{208}Pb 核の中性子スキン厚は $0.156 + 0.025 - 0.021 \text{ fm}$ となる [26]。この誤差にはモデル依存性が含まれているが、モデル依存性を 1 つのモデルで評価することはあまり好ましくない。幸いにして、他の多くのモデルを用いた場合の、双極分極率による中性子スキン厚の決定精度がピーカレヴィクツらによってすぐに評価され (図 11)、中性子スキン厚は $0.168 \pm 0.022 \text{ fm}$ と決まった [27]。これはこれまで種々の方法で決定が試みられていた多くの方法の中でも特筆すべき決定精度である。図 12 に示すように多くの手法で ^{208}Pb 核の中性子スキン厚決定が試みられている [28] が、どの方法にもモデル依存性があり、またそのモデル依存性の評価が難しい。陽子非弾性散乱による手法では、電磁相互作用という不定性のない相互作用による励起で $B(E1)$ 分布を引き出し、双極分極率という和則を使ったモデルとの比較を可能にしたことが決定精度の信頼性を高める大きな要因となっている。また、多数のスキルム力と密度汎関数法を用いたモデル依存性の評価方法は非圧縮率など他の物理量の決定においても大きな成果を挙げており、標準的な解析方法として確立されていることも有力である。

モデル非依存の ^{208}Pb 核の中性子スキン厚決定方法として、電子散乱でのパリティ非保存非対称性を

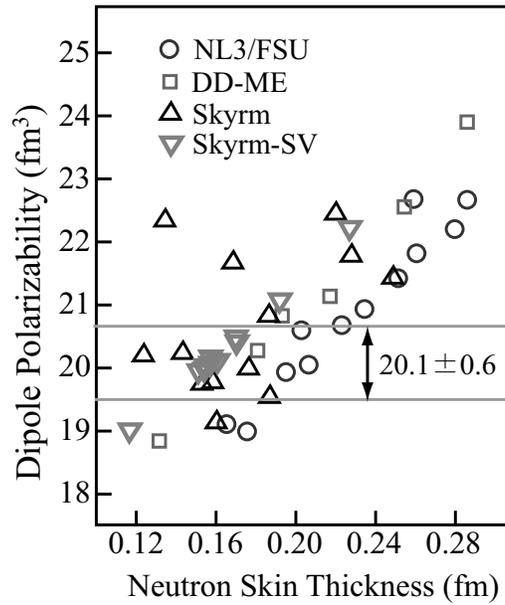


図 11: ピーカレヴィクツらによるモデル計算結果 [27]。多くスキーム力のパラメータセットを用いて双極分極率と中性子スキン厚の相関のモデル依存性を調べた。水平な 2 直線の範囲内が実験の誤差範囲。

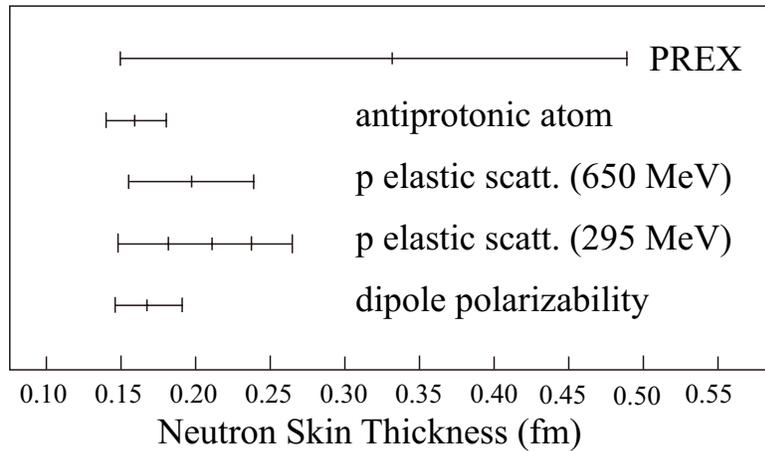


図 12: ^{208}Pb 核の中性子スキンの実験結果。双極分極率のデータからモデル依存性を評価したもの [26, 27](dipole polarizability)、陽子弾性散乱のデータの解析 (p elastic scatt. 295 MeV[28] および 650 MeV[29])、反陽子原子測定 [30](antiprotonic atom)、電子散乱のパリティ非保存非対称性測定 (PREX)[31]。

観測し、弱い相互作用による散乱で中性子密度分布の形状因子を決める実験がジェファーソン研究所にて行われている。この方法は大変有力な決定方法であるが、残念ながら最新の結果で $0.33+0.16-0.18$ fm と十分な決定精度が得られていないのが現状である [31]。今後の精度向上に期待したい。

^{208}Pb 核の中性子スキン厚の研究が注目を集めている要因の 1 つは、核物質の状態方程式の対称エネルギーと密接な相関があることにある [32, 33]。核物質の状態方程式は、核子当たりのエネルギー

密度 (E) を核子密度 (ρ) と非対称度 (δ) の関数として表した式で表現できる [34]。

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho)\delta^2 + \dots \quad (4)$$

$$S(\rho) = S_0 + \frac{L}{3\rho_0}(\rho - \rho_0) + \frac{K_{sym}}{18\rho_0}(\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (5)$$

$$\rho \equiv \rho_n + \rho_p \quad (6)$$

$$\delta \equiv \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (7)$$

ここで $\rho_n(\rho_p)$ は中性子 (陽子) 数密度、 ρ_0 は核子の飽和密度 ($\sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$) である。エネルギー密度の δ 依存性を表す対称エネルギー (S) の、1 次の密度依存性に対応する L は傾きパラメータ (slope parameter) と呼ばれる。 L の決定精度が、中性子物質 ($\delta=1$) をはじめとする中性子過剰物質の状態方程式を決める上での最も重要な要素となっている [32, 33]。対称エネルギーを精度よく決めることは核物理の基礎として重要であるのみならず、中性子星の半径と質量、構造、冷却機構、超新星爆発の機構やその中の元素合成、X線バーストやスーパーバーストの機構など宇宙核物理の研究においても極めて重要である [9]。

陽子非弾性散乱実験によって精度よく決定された双極分極率から、モデルを通して ^{208}Pb 核の中性子スキン厚を決定することができた。さらに、その中性子スキン厚から傾きパラメータを決定することが可能であるが、この2段階を踏む必要は必ずしもない。予想されるとおり、双極分極率と傾きパラメータには強い相関関係がある。モデルを通して双極分極率から直接傾きパラメータを決める試みが進められている [35, 36]。プレテナーらの研究 (図 13) では双極分極率のデータと一致する傾きパラメータの範囲は 35-55 MeV 付近にあり [35]、ラティマー・ピーカレビクツらの研究では、37-60 MeV となる [36, 27]。得られた傾きパラメータの範囲は、質量公式や重イオン衝突などの解析、天体観測などから導き出されるなどの値とよく整合しており、状態方程式のパラメータを与えられた制限から、太陽質量の 1-2 倍の広い質量領域で中性子星の半径は 11-12 km に決まりそうだという報告もある [36]。理論解釈の進展に期待するとともに、質量領域や中性子数の異なる原子核の実験データなどさらなる重要な情報の取得を目指す予定である。

6 今後の計画について

今回の記事では、 ^{208}Pb 核の実験結果を重点的に報告した。確立した実験手法を他の核にも適用して、質量依存性、中性子数依存性、殻構造依存性など系統的な研究を進めていくことが重要である。その様な試みが既に進行中である。魔法殻に近い ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo について散乱断面積のデータを取得し、 ^{90}Zr については PDR 領域の $E1$, $M1$ 遷移を分離して $E1$ 遷移強度を決定した [37]。他に魔法殻に近い ^{120}Sn および代表的な変形核である ^{154}Sm の散乱断面積と偏極移行量のデータを取得し解析中である。変形核では GDR のピークが 2 つに分離することがよく知られており、単純な描像ではそれぞれ長軸方向と短軸方向の振動に対応する。PDR についても強度の分離が見られるのか、またどのような励起エネルギーと強度の値を持つかが興味深い。他に ^{70}Zn , ^{96}Mo , ^{130}Te のデータを取得した。既存の ^{48}Ca のデータともあわせて質量依存性を調べる予定である。また、錫とジルコニウムについてアイソトープ依存性を調べる実験を計画している。錫については、GSI 研究所での不安定核実験ともあわせて、長いアイソトープチェーンでの PDR の系統性を研究できる可能性がある。 ^{124}Sn に

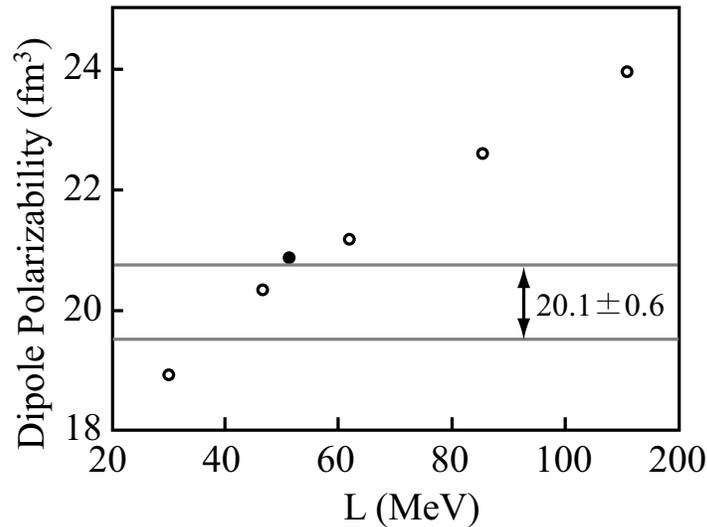


図 13: プレテナーらの研究による双極分極率と傾きパラメータ (L) の相関 [35]。水平な 2 直線の範囲内が実験の誤差範囲。

については安定核実験と不安定核実験の両手法での PDR のデータをとることができるため、実験データの一致を確認することができる。

陽子非弾性散乱の実験データから得られることは $E1$ 遷移強度分布にとどまらない。 $M1$ 遷移強度分布を系統的に調べることも核物理にとって重要な課題である [38]。高分解能の実験データを利用し、ウェーブレット解析などの統計的手法を用いて状態密度の情報を引き出す [39, 15] 試みも進行中である。

この研究は多くの共同研究者の方々の努力の結実である。精密なデータを取得する困難な実験を実現させた共同研究者の方々にまず深く感謝したい。実験開発の初期から藤田佳孝氏に多くの面でご協力を頂いた。 ^{208}Pb の研究では P. von Neumann-Cosel 氏、I. Poltoratska 氏らに MDA の開発や解析、物理の議論などの大きな原動力となって頂いた。実験の遂行と解析技術の開発には松原礼明氏、川畑貴裕氏、與曾井優氏、坂口治隆氏をはじめ多くの方々にご協力を頂いた。実験のみならず様々な面で支援を頂いた故岡村弘之氏に深く感謝の意を表したい。 ^{90}Zr および中性子数 50 の核の実験は岩本ちひろ氏、宇都宮弘章氏、秋宗秀俊氏ら甲南大学グループとの共同研究で、実験、解析、物理に渡って中心的な役割を進めて頂いた成果です。この実験は加速器からの高品質ビームなくしては実現できない。開発の初期から実験中を含めいつも以前を上回る最高品質のビームを供給して頂いた、畑中吉治氏をはじめとする加速器グループとオペレータの方々に深く感謝致します。何度も議論にのって頂きました理論家中田仁氏、佐川弘幸氏、稲倉恒法氏に謝意を表します。最後に、私事になりますが、私の活動の原動力となり研究にいつも理解を示してくれた妻と家族に感謝致します。

参考文献

- [1] A. Migdal, J. Phys. **8**, 331 (1944).
- [2] G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. **71**, 3 (1947). *ibid.* **73**, 1156 (1948).

- [3] M. Goldhaber and E. Teller, *Phys. Rev.* **74**, 1046 (1948).
- [4] B.L. Berman, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **15**, 319 (1975).
- [5] See e.g. T. Shizuma *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 061303(R) (2008); H.R. Weller *et al.*, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **62**, 257 (2009);
- [6] See e.g. P. Adrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 132501 (2005); D. Savran *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 172502 (2006); J. Enders *et al.*, *Nucl. Phys. A* **724**, 243 (2003).
- [7] S. Goriely, *Phys. Lett. B* **436**, 10 (1998).
- [8] P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **81**, 051303(R) (2010).
- [9] J.M. Lattimer, *Prog. Theor. Phys. Supple. No.* 186, 2010.
- [10] F.J. Fattoyev and J. Piekarewicz, *Phys. Rev. C* **86**, 015802 (2012).
- [11] M.N. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances* (Oxford University Press, New York, 2001).
- [12] C.A. Bertulani and G. Baur, *Phys. Rep.* **163**, 299 (1988).
- [13] A. Tamii *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* **605**, 3 (2009).
- [14] T. Suzuki, *Theor. Phys.* **321**, 859 (2000).
- [15] I. Poltoratska, PhD thesis, TU-Darmstadt, 2011.
- [16] N. Ryezayeva *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 272502 (2002).
- [17] M.A. Franey and W.G. Love, *Phys. Rev. C* **31**, 488 (1985).
- [18] J. Raynal, computer code DWBA07, NEA data bank NEA-1209.
- [19] A. Veyssiere *et al.*, *Nucl. Phys. A* **159**, 561 (1970).
- [20] K.P. Schelhaas *et al.*, *Nucl. Phys. A* **489**, 189 (1988).
- [21] A. Carbone, *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 041301(R) (2010).
- [22] T. Inakura *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 021302 (2011).
- [23] S. Ebata, private communication.
- [24] I. Poltoratska *et al.*, *Phys. Rev. C* **85**, 041304(R) (2012).
- [25] E. Lipparini and S. Stringari, *Phys. Lett. B* **112**, 421 (1982); *ibid.* **117**, 141 (1982).
- [26] A. Tamii *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 062502 (2011).
- [27] J. Piekarewicz *et al.*, *Phys. Rev. C* **85**, 041302(R) (2012).

- [28] J. Zenihiro *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 044611 (2010).
- [29] V. E. Starodubsky and N. M. Hintz, Phys. Rev. C **49**, 2118 (1994).
- [30] B. Klos *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014311 (2007).
- [31] S. Abrahamyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 112502 (2012).
- [32] A. Brown, Phys. Rev. Lett. **85**, 5296 (2000).
- [33] R.J. Furnstahl, Nucl. Phys. A **706**, 85 (2002).
- [34] M.B. Tsang *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 015803 (2012).
- [35] D. Vretenar *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 044317 (2012).
- [36] J.M. Lattimer and Y. Lim, arXiv:1203.4286v1.
- [37] C. Iwamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 262501 (2012).
- [38] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, Rev. Mod. Phys. **82**, 2365 (2010).
- [39] Y. Kalmykov Phys. Rev. Lett. **96**, 012502 (2006).