

〔研究〕

高偏極エネルギー可変 線を用いた光子散乱実験

Photon Scattering Experiments with Completely Polarized Photon Beam

大垣 英明	豊川 弘之	山崎 鉄夫	杉山 卓
H. OHGAKI	H. TOYOKAWA	T. YAMAZAKI	S. SUGIYAMA
野口 勉	三角 智久	大平 俊行	鈴木 良一
T. NOGUCHI	T. MIKADO	T. OHDAIRA	R. SUZUKI
	清 紀弘	山田 家和勝	千脇 光國
	N. SEI	K. YAMADA	M. CHIWAKI

Photon scattering experiments on $^{206,208}\text{Pb}$ have been done to determine the M1 strength distributions in the energy range below the neutron thresholds. Completely polarized photon beams generated by Laser-Compton backscattering method were used for this purpose. The experimental results were compared with some theoretical models.

§ 1 はじめに

線を用いた原子核構造研究や核子の集団運動の研究は、電子線や陽子線などのようなプローブを用いる場合に比べてその運動量移行量が低いため、低スピン状態の励起を選択的に引き起こす。これにより、双極励起の精密測定が可能である。また光子散乱は、良く知られている電磁相互作用によって完全に記述されるため、様々な原子核モデルによらずに物理量が直接観測される。このような物理量として、励起エネルギー、励起状態のスピン、基底状態への遷移幅、他の励起状態への分岐比などがある。さらに、偏極量を測定することにより励起状態のパリティを直接測定することも可能である。これまで、偏極線は RI から得られるものと、電子線の制動放射の角度依存性を利用したものが主に用いられてきた。これらの、従来からある偏極線は、エネルギーが低くまた可変でない (RI) か、せいぜい 30% 程度という低偏極のビーム (制動放射) であった。これに対し、レーザー逆コンプトン散乱を利用した

線の偏極度は、最大線エネルギー近傍に対する偏極度の減少は無く、ほぼ 100% の偏極度が得られることが知られている。電総研電子蓄積リング TERAS を用いたレーザー逆コンプトン散乱線研究施設においても、ほぼ 100% 偏極した線が利用できる。この高偏極線を用いて、以前は測定が困難であった原子核のパリティ測定が、簡単かつ直接的に行うことが可能である。原子核のスピンパリティは、物質の内部に存在する原子核の運動や性質を理解する上で非常に重要なパラメータのひとつである。本稿では平成 5~9 年度に実施した原子力特別研究課題「新量子放射源の高度化と利用に関する研究」において得られた成果を中心として報告する。

§ 2 原理

偏極光子の散乱¹⁾は、無偏極光子の散乱を記述する通常の - 角度相関関数

$$W(\theta) = \sum_{\nu=0,2,4} A_{\nu}(1)A_{\nu}(2)P_{\nu}(\cos\theta) \quad (1)$$

KEY WORDS : nuclear resonance fluorescence, polarized photon beam, Compton backscattering of laser light, Nd:YLF laser, E1 transition, E2 transition, M1 transition.

に、偏極成分の角度相関を加えて、

$$W(\theta, \varphi) = W(\theta) + (\pm) \sum_{L_z} A_v(1) A_v'(2) P_v^{(2)}(\cos \theta) \cos 2\varphi \quad (2)$$

と書くことができる。ここで A_v, A_v' は始状態・中間状態・終状態のスピンの角運動量によってそれぞれ決まる係数で、 P_v は Legendre polynomials, $P_v^{(2)}$ は unnormalized associated Legendre polynomials である。さらに散乱光子の断面積を入射偏極光子の電気ベクトルに平行面内 (σ_{\parallel}) および垂直面内 (σ_{\perp}) で評価し、Asymmetryを

$$A_y = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}} \quad (3)$$

と定義すると、

$$A_y = \frac{(\pm) \sum_{L_z} A_v(1) A_v'(2) P_v^{(2)}(\cos \theta)}{\sum_{v=0,2,4} A_v(1) A_v(2) P_v(\cos \theta)} \quad (4)$$

となる。ここで散乱角 θ を 90° にとると、偶偶核に対して E1 遷移では $A_y = -1$, M1 遷移では $A_y = +1$ となる。これは、100% 偏極光子を用いた原子核共鳴散乱において、E1 遷移に対しては、線偏極軸に垂直な方向にしか光子が散乱されないことを意味し、逆に M1 遷移に対しては、線偏極軸に平行な方向にしか散乱が起きない、ということの意味している。

§3 $^{206, 208}\text{Pb}$ (pol ,) 実験

^{208}Pb での 5.846 MeV レベル²⁾ や ^{206}Pb での 5.800 MeV レベル³⁾ のような磁気双極子(M1)遷移状態の発見は、古くから鉛原子核で予言されていた isoscalar 型 M1 遷移の存在を証明するものであった。これに対し、isovector 型の M1 遷移状態は、isoscalar 型の M1 遷移を予測した同一モデル⁴⁾ を使用すると、 ^{208}Pb では 7.5 MeV 近傍に $48\mu_N^2$ 程度の強さで観測されるはずであった(ここで μ_N は核ボア磁子を意味し、 $5.05 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ である)。そこでこれを発見するためのさまざまな実験が行われてきた。偏極光子を用いた散乱実験⁵⁾ や電子の非弾性散乱実験⁶⁾、あるいは光核反応中性子の偏極度測定⁷⁾ などから発見されたのは、7.280 MeV

での小さな M1 レベルのみであり、大部分の M1 状態が細かい破片としてバックグラウンドに埋もれている(フラグメンテーション)か、高い励起エネルギー領域にまで広がっている(クエンチング)と考えられてきた。このことは、Laszewski らの偏極した標識光子を用いた測定⁸⁾ により、 ^{206}Pb に関して $19\mu_N^2$, ^{208}Pb については中性子測定データとの組み合わせによって $15.6\mu_N^2$ という遷移強度を得て、クエンチング現象を裏付けるに至った。一方、理論計算においては、2 粒子 - 2 空孔補正を組み込んだ RPA 計算⁹⁾ や 1 デルタ - 1 空孔補正等の高次効果導入¹⁰⁾ により、isovector M1 状態のクエンチングが再現されるようになった。しかしながら、デルタ粒子の寄与がここで論じられているような低エネルギー領域で有り得るのかという議論は、実験データの分解能が悪過ぎるため、十分に解決されてはいない。高分解能実験により M1 遷移分布の形が詳細に測定できれば、モデル計算との精密な比較が可能になり、isovector 型 M1 遷移のクエンチング機構が物理的に理解されることになる。

これまでの実験の問題点のひとつに、偏極度の低い光子ビームを使用していたことがある。従来、偏極光子を発生させる方法としては、制動放射の軌道軸依存性を利用したものが用いられてきたが、この方法では、得られる偏極度は最大でも 40% 程度であり、しかも偏極度にはエネルギー依存性が存在する。このような状況の中で、偏極度の高い、良質な光子ビームを利用したいという要求が高まってきた。

レーザー逆コンプトン散乱線は、これまで得られなかったような高偏極ビームを提供することができる。これと、大容量の高純度半導体検出器を用いることにより、これまでより 10 倍も良好な分解能で光子核共鳴散乱(nuclear resonance fluorescence: NRF) 実験が可能となる。実験¹¹⁾ は電総研電子蓄積リング TERAS を周回する高エネルギー電子に Nd:YLF レーザーの第 2 高調波光(527 nm) を正面衝突させることによって発生される、最大エネルギー 7.8 MeV のレーザー逆コンプトン散乱線を使用した。レーザービームは焦点距離 2 m のレンズを用いて、蓄積リングの入射ラインにある長さ 1.8 m の直線部の中心に、ほぼ直径 2 mm に絞り込まれる。逆コンプトン散乱線

ビームは、レーザー・電子衝突地点より下流側 5 m の所に、長さ 20 cm の鉛のコリメーター（孔径 4 mm）を配置することで、エネルギー広がりを 13.4% に抑えられている。このビームのエネルギー広がりによる偏極度の劣化はわずか 1.8% である。さらにこの直線偏極ビームは、 $\lambda/2$ 板を出し入れすることによってレーザーの偏光面を 100 秒間隔で水平・垂直偏光に切り替えられている。このことにより、通常は正確に校正された 2 台の検出器を必要とする偏極光子の散乱実験が、1 台の検出器のみを用いて実施することが可能になっている。光子ビームの量は厚さ 5 mm のプラスチックシンチレーション検出器で計数され、ターゲット上でほぼ 1×10^5 個/s であった。プラスチックシンチレーション検出器の計数はスケアラで積算され、偏極軸の違いによる共鳴散乱光子数の規格化や、散乱断面積の絶対測定に用いられる。ターゲットとしては、98.4% に濃縮された ^{208}Pb の固体 8,767 mg を、7 mm \times 15 mm の円筒形状に成形したものをを用いている。共鳴散乱光子の検出には 1.33 MeV での NaI(Tl) に対する相対効率が 120% の高純度 Ge 検出器を用いた。この検出器のエネルギー分解能は、本実験の 7.3 MeV 光子に対して 4.9 keV (FWHM) である。検出器は入射光子に対して 90° の散乱角を取り込むように配置され、その周りは厚さ 20 cm の鉛で遮蔽されており、ターゲット - 検出器間は $40 \times 20 \text{ mm}^2$ のスリットで散乱角を制限している。このスリットの立体角 (0.85 sr) により、総合的な偏極分解能は 89% となっている。

また、ターゲットからの atomic scattering を減らすため、ターゲット - 検出器間に厚さ 4 mm の鉛板を置いている。検出器の応答関数は、モンテカルロ計算コード EGS4¹²⁾を用いて計算しており、この計算はレーザー逆コンプトン散乱 線と ^{12}C の 15.1 MeV レベルのスペクトルを用いてチェックしている。この応答関数を用いて、検出器の応答を取り除いた散乱スペクトルを再現することが可能である。本実験では散乱スペクトルが明確な single peak を形成するため、この操作を行っていないが、散乱スペクトルが連続的な場合にはこの操作が必要となる。図 1 に実験配置の概略図を示す。

このような道具立てで得られた核共鳴散乱光子のエネルギースペクトルを図 2 に示す。同図の上方の図は入射偏極光子の偏極軸に平行な方向に対する散乱光子スペクトルで、M1 遷移または E2 遷移に対応している。また、下方の図は入射偏極光子の偏極軸に垂直な方向に対する散乱光子スペクトルで、E1 遷移に対応している。下方の図では 7.062, 7.083, 7.332 MeV に良く知られている E1 レベルが観測されていることが分かる。また、上方の図では 7.280 MeV に M1 レベルが確認できる。図 3 に式(3)で示した A_{ν} の値を各ピークに対してプロットして示す。誤差の大きいものが幾つかあるものの、正負の符号は明らかであり、パリティに関して明瞭な符号づけが容易であることが分かる。しかし、同じ正パリティのものに対して M1 遷移 (1^+) と E2 遷移 (2^-) は 90° 散乱測定のみでは分離で

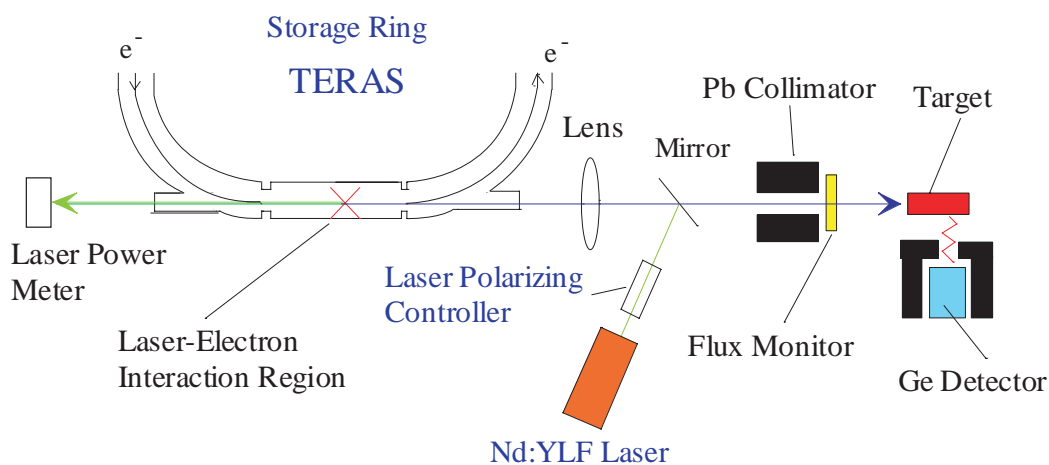


図1 偏極 線核共鳴散乱実験装置の配置。

きないことに注意しなければならない。M1遷移とE2遷移はそれぞれ異なる角運動量を持ち、これにより散乱角に依存した収量を有するため、収量の角度依存性を調べることでM1遷移とE2遷移との分離が可能となる。実際的には90°散乱および127°散乱の収量を比較することによって分離することができる。理論計算によると角運動量1の双極子遷移では収量の比は0.734であり、角運動量2の4極遷移では収量の比は2.28となる。このM1遷移とE2遷移とを分離するために、90°散乱実験と同様にして127°散乱実験を行っ

た。その結果を図4に示す。L=2のレベルに対しては、光子による励起が元々小さいため、非常に大きな誤差を含む結果となったが、他のプローブを用いた実験結果も参照することにより、7.300 MeV及び7.314 MeVの2本をE2遷移であると確認することができた。このような手順を経て、Table 1に示すようなE1遷移 ($J^\pi = 1^-$)、M1遷移 ($J^\pi = 1^+$)、及びE2遷移 ($J^\pi = 2^-$)の各遷移状態が同定された。この表で、遷移強度は基底状態への分岐比 (σ_0/σ) を1と仮定し、7.33 MeVのレベルで規格化を行った。従って誤

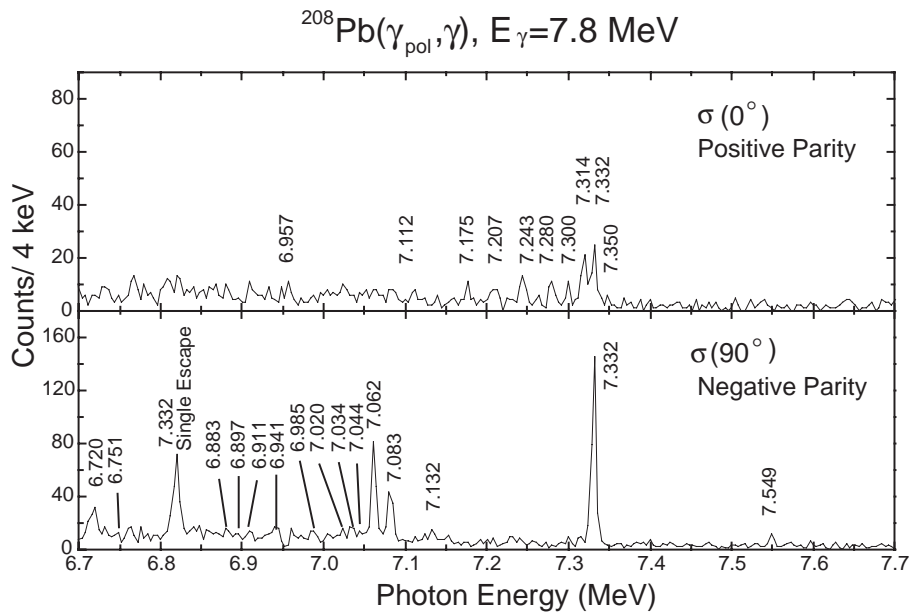


図2 ²⁰⁸Pbに対する偏極線核共鳴散乱実験の結果。相対効率120%の大型Ge検出器を用いて、散乱角90°の共鳴散乱線を測定したものの。上図は正パリティ状態を示し、下図は負パリティ状態を示す。

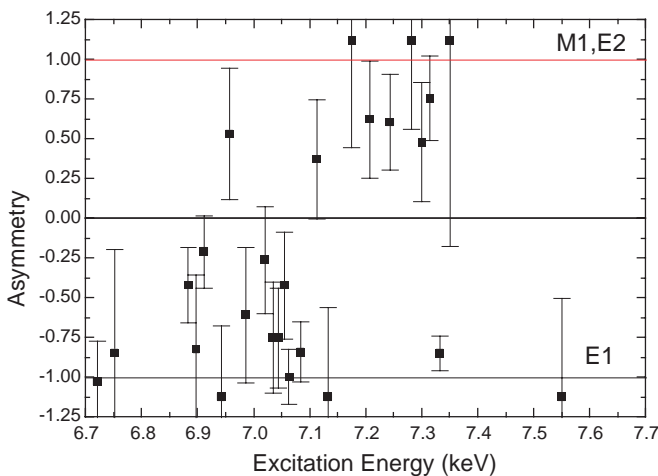


図3 ²⁰⁸Pbに対する偏極線核共鳴散乱のAsymmetry。

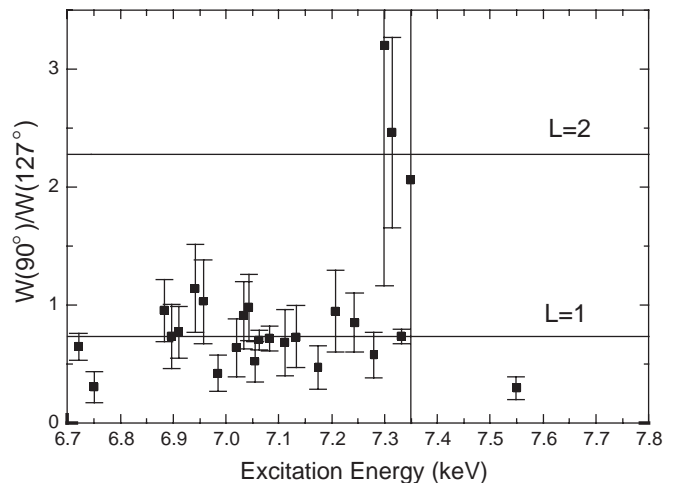


図4 ²⁰⁸Pbに対する偏極線核共鳴散乱の角度分布。

差には、規格化のために用いた reference data が持つ誤差も含まれている。さらに誤差を小さくするためには、高精度の reference data が必要になる。あるいは、入射偏極 線の総量から散乱断面積を導出する方法もある。図 5 に今回測定した M1遷移の強度分布を印で示す。この図には過去の実験データ (印：中

性子データ；ヒストグラム：標識制動放射) および 2 種類の RPA 計算の結果をプロットしている。実線は 2 粒子 - 2 空孔補正とデルタ - 空孔補正を加えた RPA 計算¹⁰⁾であり、点線は 2 粒子 - 2 空孔補正に基底状態の相互作用を加えた RPA 計算¹³⁾である。前者の計算結果は 7.4 MeV を中心に約 1 MeV の幅を持つような分

Table 1 Results of ²⁰⁸Pb(ρ_{01})experiment

Energy (MeV)	J^π	Γ_0^2/Γ (eV)	Γ_0^2/Γ (eV) ⁵⁾	Transition Strength
6.722	1 ⁻	6.61 ± 1.1	7.6 ± 1.5	74 ± 12 $me^2(\text{fm})^2$
6.872	1 ⁺	1.03 ± 0.35		0.67 ± 0.20 μ_N^2
6.882	2 ⁻	0.46 ± 0.23		87.2 ± 17 $e^2(\text{fm})^4$
6.956	2 ⁻	0.23 ± 0.16		145 ± 32 $e^2(\text{fm})^4$
6.982	1 ⁻	1.03 ± 0.35		11 ± 4 $me^2(\text{fm})^2$
7.004	1 ⁺	0.80 ± 0.31		0.39 ± 0.11 μ_N^2
7.062	1 ⁻	16.1 ± 2.0	15.7 ± 2.6	130 ± 15 $me^2(\text{fm})^2$
7.083	1 ⁻	9.7 ± 1.4	8.8 ± 1.5	79 ± 10 $me^2(\text{fm})^2$
7.113	1 ⁺	1.03 ± 0.35		0.75 ± 0.27 μ_N^2
7.178	1 ⁺	1.03 ± 0.35		0.73 ± 0.25 μ_N^2
7.205	1 ⁺	1.48 ± 0.43		0.81 ± 0.18 μ_N^2
7.242	1 ⁺	2.51 ± 0.58	1.7 ± 0.6	1.16 ± 0.20 μ_N^2
7.279	1 ⁺	1.94 ± 0.50	1.7 ± 0.6	1.35 ± 0.41 μ_N^2
7.302	2 ⁻	0.34 ± 0.20		103 ± 21 $e^2(\text{fm})^4$
7.318	2 ⁻	1.25 ± 0.39		240 ± 27 $e^2(\text{fm})^4$
7.332	1 ⁻	27.5 ± 3.0	26.9 ± 4.8	180 ± 13 $me^2(\text{fm})^2$
7.550	1 ⁻	3.65 ± 0.72		36 ± 9 $me^2(\text{fm})^2$

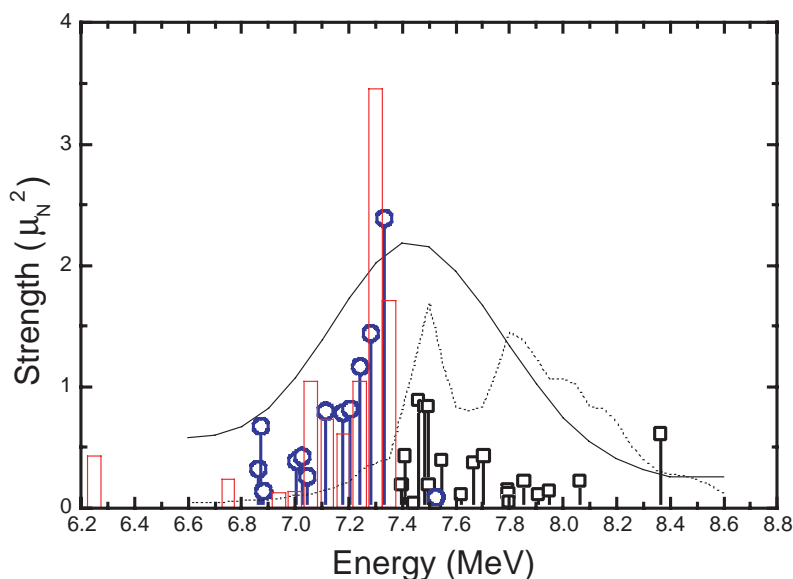


図5 ²⁰⁸PbのM1遷移の強度分布。今回の結果は 印で示しており、 印は過去に行われた中性子データ、ヒストグラムは標識制動放射による結果を示している。また実線は2粒子 2空孔補正とデルタ 空孔補正を加えたRPA計算であり、点線は2粒子 2空孔補正に基底状態の相互作用を加えたRPA計算である。

布を示している。一方、後者の計算結果は細かい構造を有しており、実験データの持つ構造を良く再現している。このことから、 ^{208}Pb のM1遷移状態に関し、デルタ-空孔補正モデルを用いなくとも、実験から得られるような細かい構造を持つような強度分布が再現できることがわかる。Table 1 には実験結果が示されている。

これまで、 ^{208}Pb に対する偏極線散乱実験について述べてきたが、 ^{208}Pb の場合、中性子の分離エネルギーが7.37 MeVであり、線の散乱よりも光核反応の断面積が桁違いに大きいため、7.35 MeV以上の励起状態に対して線散乱実験では情報を与えられない。従って、中性子を用いた測定データと合わせて議論が行われてきた。これに対し、 ^{206}Pb は8.08 MeVに中性子分離エネルギーがあり、かなり広い範囲でM1励起状態の情報を得ることが可能である。そこで、 ^{206}Pb を用いた偏極線散乱実験を行った¹⁴⁾。実験のセットアップは ^{208}Pb の場合とほぼ同様である。入射線の最大エネルギーは8.1 MeVで、5 mmのコリメータにより、線のエネルギー広がり率は21.6%となっており、ビームの偏極度は95.3%である。ターゲットは99.3%の高濃縮 ^{206}Pb 4gを7 mm × 15 mmの形状にして使用

した。このようなセットアップで90°方向に散乱してきた線のスペクトルを測定した結果を図6に示す。検出器として相対効率120%の高純度Ge検出器を用いている。 ^{208}Pb と比較してほぼ連続的に散乱線が分布していることが分かる。これは、 ^{208}Pb が陽子・中性子とも閉核構造になっているために、単一励起状態のエネルギー順位が広がるためである。一方、 ^{206}Pb の場合には中性子殻が閉じていないために、単一励起状態が中性子殻の開いた軌道と結びつき、狭いエネルギー順位となっているからである。この散乱スペクトルから、EGS4で計算した検出器の応答関数を差し引き、以下の解析を行った。測定システム全体の偏極分解能は89.0%であり、これを考慮したasymmetry (A_y)と90°散乱と127°散乱の強度比 $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ 、127°散乱の収量 (σ_{127°)を用いて、M1遷移の強度は

$$\sum_{M1} = \frac{2.28 - W(90^\circ)/W(127^\circ)(1 + A_y)}{1.546} \frac{1}{2} \sigma_{127^\circ} \quad (5)$$

と表される。遷移強度の絶対値を出すために6.724, 6.820, 7.062, 7.487, 7.543, 7.903 MeVのレベルで校正を行った。得られた遷移強度に対する誤差は、

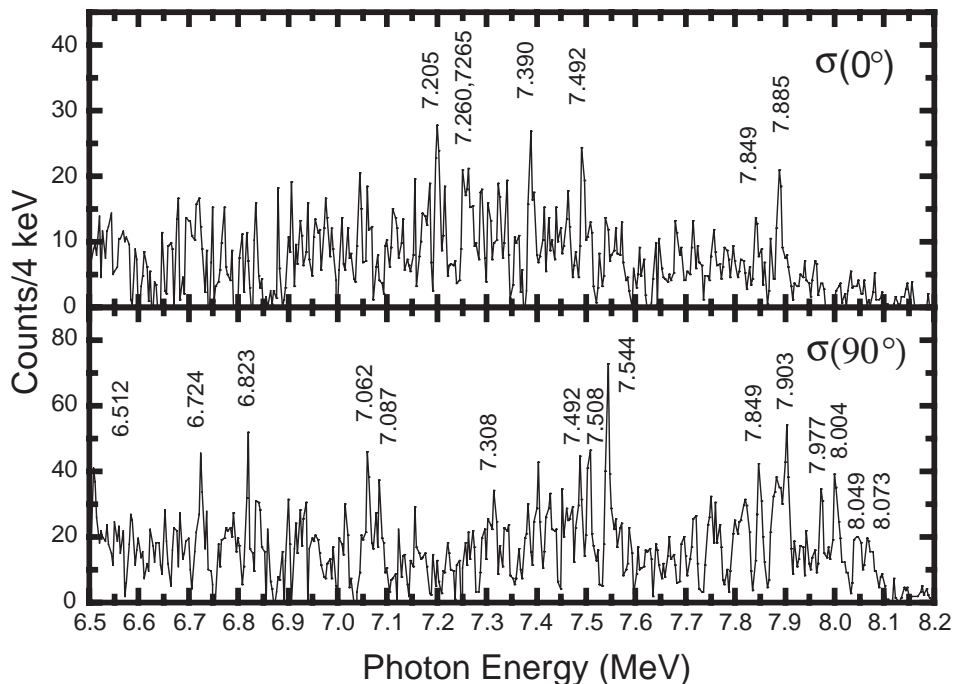


図6 ^{206}Pb に対する偏極線核共鳴散乱実験の結果。相対効率120%の大型Ge検出器を用いて散乱角90°の共鳴散乱線を測定したものの。上図は正パリティ状態を示し、下図は負パリティ状態を示す。

reference の誤差や検出器の応答関数などをすべて含めて 26% と見積もられる。図 7 の 印に、今回の実験結果のうち単一ピークとして解析を行った場合を示す。また、式(5)を用いた結果を 印で示す。この図には制動放射 線を用いた結果(ヒストグラム)および電子散乱による結果(\times)も併せて載せている。制動放射のデータとは低い方のエネルギーでの一致は良いものの、高いエネルギーでは今回の結果はかなり小さめにしている。電子散乱のデータには誤差棒を入れてないが、実際にはかなり大きな誤差があり、高エネルギー側でのばらつきもこの誤差を反映している。図 7 には QPM 計算の結果¹⁵⁾も示している。この計算結果も高エネルギー側で大きくなる傾向を示している。この計算は 2-phonon 状態まで考慮に入れてあるもので、 ^{206}Pb に対する唯一のものである。M1 遷移強度のこのエネルギー領域の総和は、QPM 計算による $16.1 \mu_N^2$ に対し本実験では $17.4 \pm 5.6 \mu_N^2$ であり、計算との一致は非常に良いと言える。Table 2

に単一ピークとして取り扱うことができるピークについての実験結果を示す。

§4 むすび

レーザー逆コンプトン散乱から得られる 線の特徴である高偏極性を用いた応用実験について報告した。ここで述べた核共鳴散乱は、レーザー逆コンプトン散乱 線を用いた実験としては、世界でも初めてであり、絶対値の導出に誤差が大きいなどの問題点が残されている。また、核共鳴散乱断面積は通常 μb のオーダーであり、大きなターゲットが必要になる。現在 10^5 個/s 程度である 線強度を 10^7 個/s 程度にまで増強することができると、さらに高精度なデータが供給できるとともに、これまで観測が不可能であったレベルや多段階過程が直接観測できるようになり、工学的にも重要なデータの整備が可能になる。

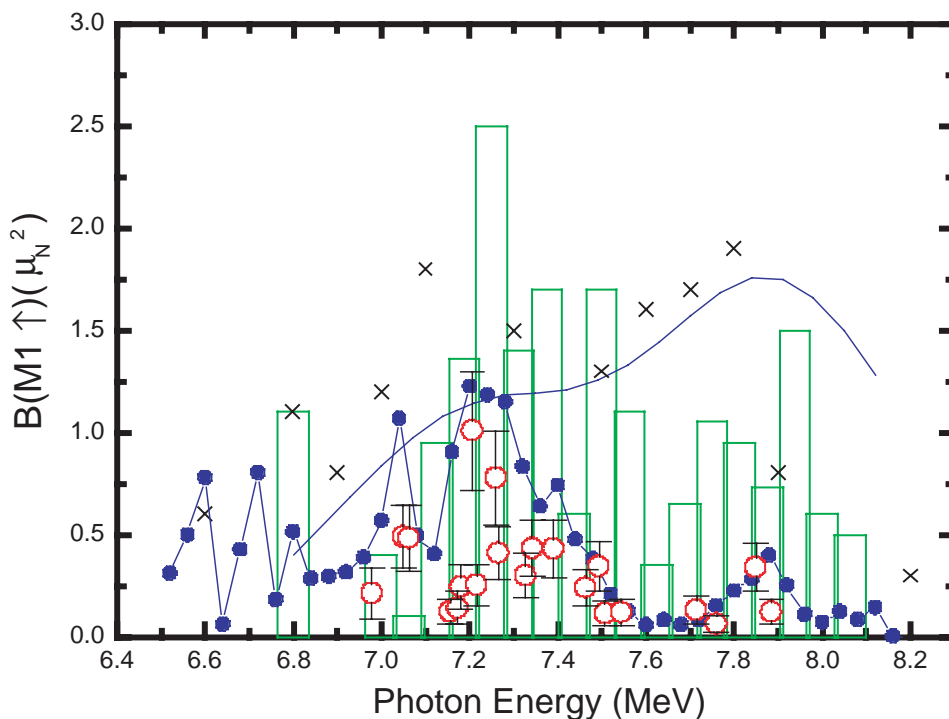


図7 ^{206}Pb のM1遷移の強度分布。 印は今回の実験結果のうち、単一ピークとして解析を行った場合で、式(5)を用いた結果を 印で示してある。ヒストグラムは制動放射 線を用いた結果であり、 \times 印は電子散乱による結果である。QPM計算の結果は実線で示されている。

Table 2 Results of $^{206}\text{Pb}(\text{pol}^+)$ experiment

Energy (MeV)	J^π	Γ_0/Γ (eV)	Transition Strength
6.512	1^-	1.00 ± 0.37	$9.69 \pm 3.57 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
6.724	1^-	1.52 ± 0.47	$13.80 \pm 4.30 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
6.823	1^-	2.18 ± 0.60	$19.15 \pm 5.26 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
6.838	1^-	0.67 ± 0.30	$5.85 \pm 2.60 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
6.978	1^+	0.55 ± 0.21	$0.42 \pm 0.16 \mu_N^2$
7.048	1^+	0.81 ± 0.25	$0.61 \pm 0.19 \mu_N^2$
7.062	1^-	2.19 ± 0.61	$17.97 \pm 5.02 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.81 ± 0.26	$0.60 \pm 0.19 \mu_N^2$
7.075	1^-	1.33 ± 0.39	$10.89 \pm 3.16 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.087	1^-	1.55 ± 0.44	$12.68 \pm 3.57 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.126	1^-	0.26 ± 0.17	$2.06 \pm 5.37 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.156	1^-	0.53 ± 0.23	$4.22 \pm 1.33 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.16 ± 0.09	$0.12 \pm 0.07 \mu_N^2$
7.172	1^+	0.29 ± 0.13	$0.21 \pm 0.10 \mu_N^2$
7.180	1^+	0.41 ± 0.16	$0.30 \pm 0.11 \mu_N^2$
7.205	1^+	1.29 ± 0.38	$0.92 \pm 0.27 \mu_N^2$
7.216	1^+	0.36 ± 0.14	$0.26 \pm 0.10 \mu_N^2$
7.260	1^+	1.17 ± 0.34	$0.82 \pm 0.24 \mu_N^2$
7.265	1^+	0.63 ± 0.20	$0.44 \pm 0.14 \mu_N^2$
7.308	1^-	1.37 ± 0.39	$10.51 \pm 1.88 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.318	1^-	0.60 ± 0.22	$4.57 \pm 3.01 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.326	1^+	0.46 ± 0.17	$0.32 \pm 0.11 \mu_N^2$
7.341	1^-	1.52 ± 0.44	$11.52 \pm 1.66 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.65 ± 0.21	$0.45 \pm 0.15 \mu_N^2$
7.391	1^-	1.49 ± 0.45	$11.16 \pm 3.33 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.81 ± 0.25	$0.55 \pm 0.17 \mu_N^2$
7.406	1^-	0.98 ± 0.32	$7.30 \pm 2.37 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.425	1^-	1.55 ± 0.43	$11.49 \pm 3.22 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.464	1^-	0.98 ± 0.30	$7.22 \pm 2.20 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.43 ± 0.15	$0.29 \pm 0.10 \mu_N^2$
7.492	1^-	1.86 ± 0.55	$13.59 \pm 3.99 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.63 ± 0.21	$0.42 \pm 0.14 \mu_N^2$
7.508	1^-	1.22 ± 0.42	$8.86 \pm 3.03 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.544	1^-	1.92 ± 0.58	$13.86 \pm 4.16 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.24 ± 0.11	$0.16 \pm 0.07 \mu_N^2$
7.574	1^-	0.64 ± 0.23	$4.58 \pm 1.64 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.670	1^-	0.10 ± 0.07	$0.06 \pm 0.05 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.714	1^-	0.98 ± 0.34	$6.73 \pm 2.37 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.29 ± 0.12	$0.18 \pm 0.08 \mu_N^2$
7.748	1^-	0.66 ± 0.31	$4.48 \pm 2.13 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.760	1^-	0.58 ± 0.24	$3.98 \pm 1.60 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.13 ± 0.07	$0.08 \pm 0.05 \mu_N^2$
7.773	1^-	0.70 ± 0.25	$4.76 \pm 1.70 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.800	1^-	0.54 ± 0.22	$3.65 \pm 1.51 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.818	1^-	1.98 ± 0.56	$13.26 \pm 3.72 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.849	1^-	1.95 ± 0.56	$12.96 \pm 3.70 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.61 ± 0.21	$0.37 \pm 0.12 \mu_N^2$
7.885	1^-	1.25 ± 0.42	$8.25 \pm 2.77 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
	1^+	0.21 ± 0.10	$0.12 \pm 0.06 \mu_N^2$
7.903	1^-	2.94 ± 0.79	$19.28 \pm 5.20 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
7.977	1^-	1.89 ± 0.52	$12.15 \pm 3.34 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
8.004	1^-	2.95 ± 0.79	$18.84 \pm 5.07 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
8.049	1^-	1.16 ± 0.34	$7.36 \pm 2.16 \text{ me}^2(\text{fm})^2$
8.073	1^-	1.53 ± 0.43	$9.60 \pm 2.72 \text{ me}^2(\text{fm})^2$

参 考 文 献

- 1) L. W. Fagg and S. S. Hanna : Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 711.
- 2) K. Wienhard, K. Ackermann, K. Bangert, U. E. P. Berg, C. Blasing, W. Naatz, A. Ruckelshausen, D. Ruck, R. K. M. Schneider, and R. Stock : Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 18; S. I. Hayakawa, M. Fujiwara, S. Imanishi, Y. Fujita, I. Katayama, S. Morinobu, T. Yamazaki, T. Itahashi, and H. Ikegami : Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1624; S. Muller, G. Kuchler, A. Richter, H. P. Blok, C. W. de Jager, H. de Vries, and J. Wambach : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 293.
- 3) R. Ratzek, U. E. P. Berg, C. Blasing, A. Jung, S. Schennach, R. Stock, F.-J. Urban, and H. Wickert : Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 568.
- 4) J. D. Vergados : Phys. Lett. **36B** (1971) 12.
- 5) T. Chapuran, R. Vodhanel, and M. K. Brussel : Phys. Rev. **C22** (1980) 1420 ; W. Biesiot and Ph. B. Smith : Phys. Rev. **C24** (1981) 808.
- 6) R. S. Hicks, R. L. Huffman, R. A. Lindgren, B. Parker, and G. A. Peterson : Phys. Rev. **C26** (1982) 920 ; M. Schanz, A. Richter, and E. Lipparini : Phys. Rev. **C36** (1987) 555.
- 7) R. J. Holt, H. E. Jackson, R. M. Laszewski, and J. R. Specht : Phys. Rev. **C20** (1979) 93; R. Kohler, J. A. Wartena, H. Weigmann, L. Mewissen, F. Poortmans, J. P. Theobald, and S. Raman : Phys. Rev. **C35** (1987) 1646.
- 8) R. M. Laszewski, P. Rullhusen, S. D. Hoblet, and S. F. LeBrun : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 530 ; R. M. Laszewski, R. Alarcon, D. S. Dale, and S. D. Hoblit : Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1710.
- 9) J. Steph, V. Klemt, J. Wambach, and G. E. Brown : Nucl. Phys. **A343** (1980) 382 ; E. Lipparini and A. Richter : Phys. Lett. **144B** (1984) 13.
- 10) D. Cha, B. Schwesinger, J. Wambach, and J. Speth : Nucl. Phys. **A430** (1984) 321.
- 11) H. Ohgaki, T. Noguchi, H. Toyokawa, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, N. Sei, and T. Yamazaki : Proc. Nucl. Structure and Related Topics (1997) 74.
- 12) W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers : SLAC report 265 (1985).
- 13) S. P. Kamerdzhev, J. Speth, G. Tertychny, and J. Wambach : Z. Phys. **A346** (1993) 253.
- 14) H. Ohgaki, H. Toyokawa, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, N. Sei, and T. Yamazaki : Nucl. Phys. **A649** (1999) 73c.
- 15) V. Ponomarev, A. Vdovin, and Ch. Velchev : J. Phys. **G13** (1987) 1523.

(1999.11.30受付)