

Pm¹⁴⁷ の γ - γ 角度相関及び 91keV 励起準位の g 因子

青木 敦・林 竹男・河村 光博

The g -factor of the 91 keV excited level and the γ - γ angular correlations in Pm¹⁴⁷

ATSUSHI AOKI, TAKEO HAYASHI and MITSUHIRO KAWAMURA

I 緒 言

半減期11日の Nd¹⁴⁷ は β 崩壊により Pm¹⁴⁷ に、更に半減期2.6年で Sm¹⁴⁷ に β 崩壊する。Pm¹⁴⁷ の原子核は中性子数が86で、強く変形した核には属しないが、いわゆる振動領域から廻転領域への移り変りの領域に近く位置し、その励起状態のスピンの、遷移 γ 線の多重度及び励起状態の g 因子等を明らかにすることは興味ある問題である。Nd¹⁴⁷ の β 崩壊及び Pm¹⁴⁷ の励起準位から放射される γ 線については多くの研究が行われている。^{1)~11)} Nd¹⁴⁷ の基底状態のスピンは Kedzie らにより常磁性共鳴の方法で¹²⁾、Cabezas により原子線磁気共鳴の方法で測定され¹³⁾、5/2という値が得られている。又、Pm¹⁴⁷ の基底状態のスピンは Klinkenberg 及び Thomas の分光学的研究より 7/2 であることが明らかにされている¹⁴⁾。しかし、Pm¹⁴⁷ の励起状態のスピンのについては γ - γ 角度相関の方法^{15)~18)}、 γ 線の内部変換係数測定の方法及び核整列の方法^{19)~21)} で測定されているが、それらの結果は完全な一致をみていない。又、Pm¹⁴⁷ の第1励起状態の g 因子は、1957年に Lindqvist と Karlsson によりその上限値が得られて以来¹⁵⁾、Manning と Rogers²²⁾、Bodenstedt ら^{18), 23)} により測定されているが、それらの結果は必ずしも一致していない。このような状況の中で、著者らは Pm¹⁴⁷ の励起状態の性質を角度相関測定の方法を用いて研究し、上述の研究者らの得た値と比較検討しようとするものである。

II 測定装置及び方法

核 g 因子測定装置及び角度相関測定装置としては、それぞれ引用文献²⁴⁾ 及び²⁵⁾ に詳述してあるものを用いた。シングル スペクトルの測定には 3"φ×3" の NaI (TI) 結晶を装着した DuMont 6363 光電子増倍管を検出器とする RIDL 400 チャンネル波高分析器を用い、コインシデンス スペクトル及び角度相関には 1½"φ×1" の NaI(Tl)結晶を装着した RCA 5819 又は東芝 7696 光電子増倍管を検出器として測定を行った。角度相関測

定の際の線源と結晶前面間の距離は常に 5 cm であつた。シングル スペクトル及び 277keV-322keV 角度相関の測定には日本原子力研究所の JRR-2 で照射後約 6 週間放置した Nd₂O₃ を線源として用い、その他の線源としては Oak Ridge 国立研究所で製造された NdCl₃ の塩酸溶液 (g 因子測定用には強い線源を得るために特に濃縮したもの) を用いた。角度相関の測定に際しては 38 keV X線による増巾器及び波高分析器の overloading を避けるために、結晶前面に厚さ約 0.09mm の錫板を取付けた。

III γ - γ 角度相関

1 測定及びその結果

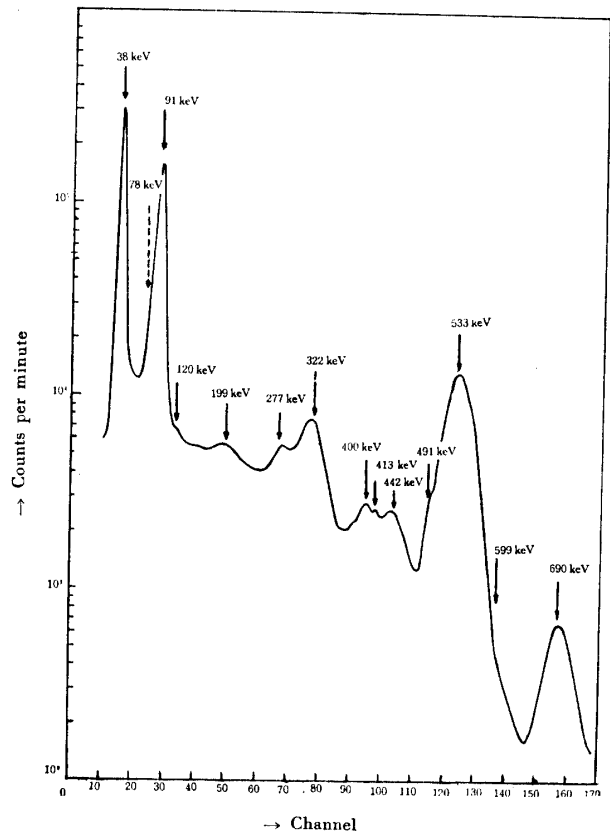


Fig. 1 The gamma-ray spectrum of Nd¹⁴⁷ as observed with a 3"φ×3" NaI(Tl) crystal.

γ 線のシングル スペクトルの測定結果を Fig. 1 に示す。Pm¹⁴⁷の38keV X線によるピークの外に、91keV, 277keV, 322keV, 533keV, 690keV の位置に明確な γ 線

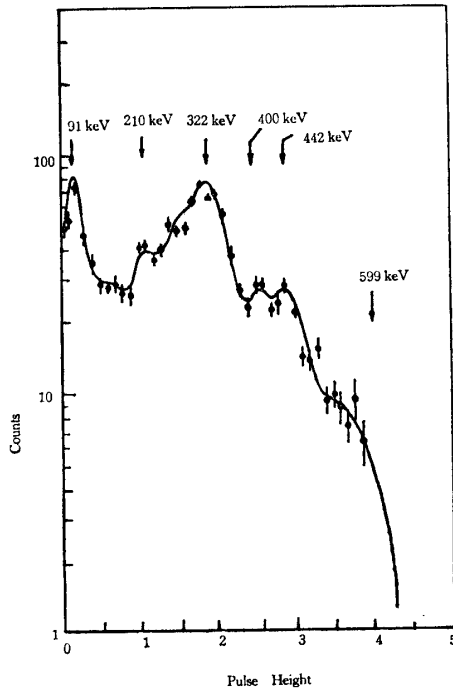


Fig. 2 The pulse-height spectrum due to the gamma rays in coincidence with 91keV gamma-ray pulses.

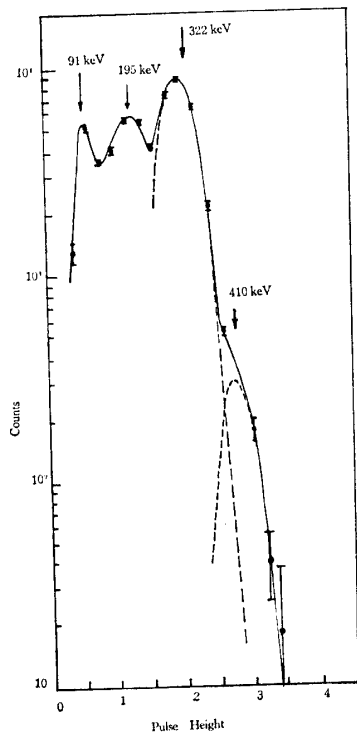


Fig. 3 The pulse-height spectrum due to the gamma rays in coincidence with 277 keV (+322keV) gamma-ray pulses.

のピークが現われている。更に 410keV 付近になだらかな隆起が認められる。これは分離されない γ 線の複合スペクトルである。91keV 及び 277keV γ 線のコインシデンス スペクトルは、それぞれ Fig. 2 及び Fig. 3 に示されている*。ここで Fig. 3 の 195keV の位置に現われるピークは、他方の結晶中で 180° 方向に散乱された 533keV γ 線によるものである。277keV γ 線のコインシデンス スペクトルを測定する際、強い 91keV γ 線による増巾器及び波高分析器の overloading を避けるために各結晶の前面に 1 mm の厚さの鉛板を取付けた。Fig. 3 において 322keV ピークの高さと 91keV ピークの高さを比較する時にはこの事を考慮に入れる必要がある。他に 533keV γ 線のコインシデンス スペクトルを測定したが、この γ 線とコインシデンスする γ 線は存在しなかつた。Fig. 4

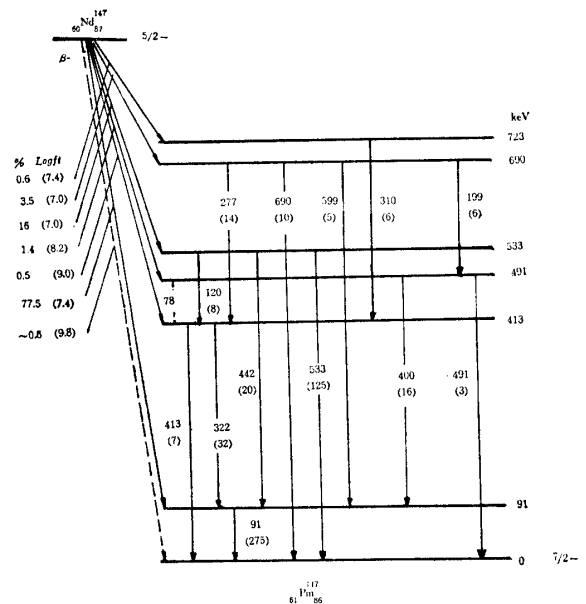


Fig. 4 The decay scheme of Nd¹⁴⁷ proposed by Gunye *et al.*

に最近 Gunye らにより発表された Nd¹⁴⁷ の崩壊図式を示す。図で括弧内の数値は Nd¹⁴⁷ の崩壊1000個あたりに放射される γ 線の個数を表わしている¹¹⁾。この崩壊図式は、われわれのシングル スペクトル及びコインシデンス スペクトルの測定結果と矛盾しない。

(a) 322keV—91keV γ - γ 角度相関

測定結果及び測定値から最小自乗法を用いて得られる曲線を Fig. 5 に示す。測定に際し、322keV チャンネルの中は、277keV γ 線の混入を防ぐために 322keV から 373keV の範囲に対応する波高のパルスのみを受入れるようにえらんだ。測定値から最小自乗法により曲線をえがく際に、 $P_4(\cos\theta)$ の項は含まぬものと仮定した。こ

* 277keV チャンネルには 322keV γ 線が相当量含まれている。

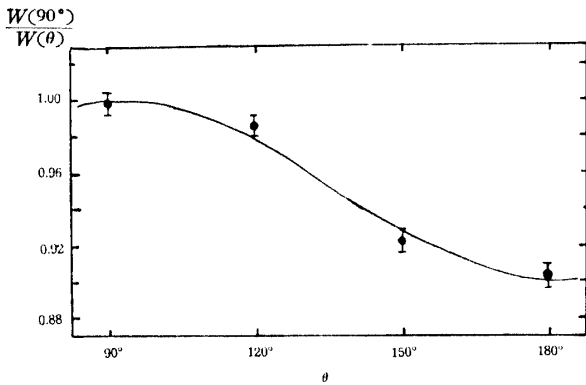


Fig. 5 Directional correlation of the 322 keV-91 keV γ - γ cascade. The solid curve represents the least-squares fit of the experimental data.

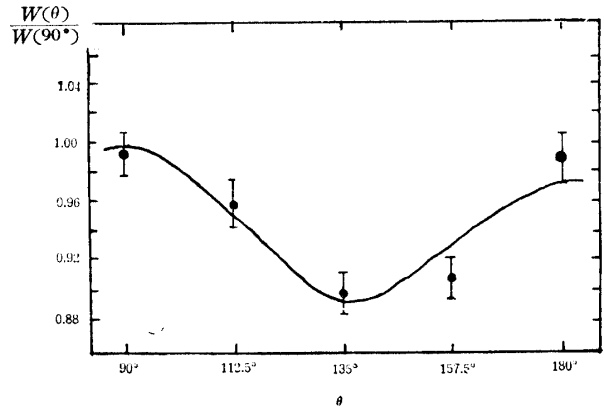


Fig. 6 Directional correlation of the 277 keV-322 keV γ - γ cascade. The solid curve represents the least-squares fit of the experimental data.

れは 91keV γ 線が 99.2% $M1$ であるという, Ewan らが $\sqrt{2}\pi$ 型 β 線スペクトロメーターによりこの γ 線の L_I, L_{II}, L_{III} 内部変換係数を測定した結果にもとづいている⁶⁾. この値を採用すると, 角度相関係数 A_4 の絶対値は 10^{-3} 以下となるので, 角度相関関数は

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$$

の形となる. Ewan 以外の人々による内部変換係数及び角度相関関数の測定値も 91keV γ 線が殆ど $M1$ である事を示している.⁵⁾⁹⁾¹⁰⁾¹⁶⁾ Fig. 5 の曲線に対応する角度相関関数の実験値を書くと

$$W(322 \theta_{91})_{\text{exp}} = 1 - (0.069 \pm 0.005) P_2(\cos \theta) \quad (1)$$

となる. 式(1)を理論値とくらべるためには, 測定用結晶の線源に対する有効立体角についての補正をほどこしておかねばならない. 補正は Rose の方法に従つた²⁶⁾. 補正後の式を $W(\theta)_{\text{exp,corr}}$ で表わすと

$$W(322 \theta_{91})_{\text{exp,corr}} = 1 - (0.082 \pm 0.006) P_2(\cos \theta) \quad (2)$$

となる.

(b) 277keV-322keV γ - γ 角度相関

測定は 277keV γ 線及び 322keV γ 線に対し波高分析器のチャンネル中それぞれ 260keV-288keV, 302keV-335keV のところで行つた. 上の様にチャンネル中をえらんだ場合, 他の γ 線の混入によるコインシデンス計数は 277keV-322keV γ 線による計数の 1/100以下である. 測定結果を Fig. 6 に示す. この場合の補正された方向相関関数は

$$W(277 \theta_{322})_{\text{exp,corr}} = 1 - (0.057 \pm 0.016) P_2(\cos \theta) + (0.112 \pm 0.023) P_4(\cos \theta) \quad (3)$$

となる.

(c) 400keV 複合ピーク-91keV γ - γ 角度相関

400keV チャンネルを 385keV-497keV の範囲の波高のパルスを検出するように調節して測定し,

$$W(\sim 400 \theta_{91})_{\text{exp,corr}} = 1 - (0.033 \pm 0.007) P_2(\cos \theta) \quad (4)$$

を得た. $P_4(\cos \theta)$ の項を除外したのは上記の (a) の場合と同じ理由にもとづく.

2 結果の解析

1 (a) で述べたチャンネル中で測定した 322keV-91 keV 角度相関の測定値には, 400keV-91keV, 442keV-91keV のコインシデンスの計数が混入している. 更に Gunye らの崩壊図式¹¹⁾にある 310keV γ 線が存在しているとすると, この γ 線と 91keV γ 線のコインシデンスの計数も混入してくる. しかし, 著者の見解によれば, この 310keV γ 線は存在しないように思われる. Gunye らが 310keV γ 線の存在を推定したのは, 井戸型結晶による測定において 723keV の位置にかすかな隆起を認めた事及び 390keV-420keV 領域の γ 線のコインシデンススペクトルで 277keV ピークの肩にふくらみを認めた事にもとづいている. しかし前者は 690keV γ 線と 38keV X線の和として説明され, 又後者は 277keV γ 線と 91 keV γ 線の sum peak と 322keV γ 線とのコインシデンスによるものとして説明出来る. この事は更に彼等の 321keV γ 線とのコインシデンス スペクトルで 310keV のところに隆起が認められない事からも支持される. 以上の理由から 1 (a) の結果の解析に際し, 著者らは 310keV-91keV コインシデンスによる寄与は無視することにした. そうすると, 400keV-91keV, 442 keV-91keV の組合せの混在した 322keV-91keV 角度相関における角度相関係数 $A_2(322-91)_{\text{exp,corr}}$ は,

400keV—91keV, 442keV—91keV 及び純粋の322keV—91keVの角度相関係数 $A_2(a-b)$ を用いて次式のように表現することが出来る。

$$A_2(322-91)_{\text{exp,corr}} = x_{322}G_2A_2(322-91) + x_{400}G_2A_2(400-91) + x_{442}G_2A_2(442-91) \quad (5)$$

ここに x_{322} , x_{400} 及び x_{442} は 1 (a) の測定条件のもとでの各 γ 線の混入の割合で, $x_{322}=0.91$, $x_{400}=0.073$, $x_{442}=0.015$ であつた. G_2 は time dependent な核外場と核の相互作用による角度相関の減小を示す係数である²⁷⁾. 同様な考察を 400keV 複合ピーク—91keV 角度相関の測定値について行くと,

$$A_2(\sim 400-91)_{\text{exp,corr}} = y_{400}G_2A_2(400-91) + y_{442}G_2A_2(442-91) \quad (6)$$

となる. ここに y_{400} 及び y_{442} は 1 (c) の測定条件の下での 400keV γ 線と 442keV γ 線の混入の割合を示す係数で, $y_{400}=0.39$, $y_{442}=0.61$ であつた. 式(5)において $x_{322} \gg x_{400}$, x_{442} であるから, この式は

$$A_2(322-91)_{\text{exp,corr}} \simeq x_{322}G_2A_2(322-91) \quad (5)'$$

と書くことが出来る.

322keV—91keV γ - γ 角度相関測定値から基底準位, 91keV 準位, 413keV 準位のスピンを求めるには, 式(5)'において更に $x_{322}G_2=1$ とおいた近似で理論値と実験値とを比較し, 実験値から大きく外れるような理論値を生ずるスピンの組合せを除外する事にした. 理論値を計算する際には 91keV γ 線については M1 99.2%, 322keV γ 線については E2 20% という Ewan らの値を用いた⁶⁾. 緒言に述べたように, Nd^{147} 及び Pm^{147} の基底準位のスピンのそれぞれ 5/2 及び 7/2 であることは実験的に確立されている¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾. 又, Nd^{147} より Pm^{147} への β 崩壊はすべて一次禁止型のものと考えられている⁷⁾. それ故 β 崩壊の際の角運動量の選択規則から Pm^{147} の励起状態のスピンの I は $1/2 \leq I \leq 9/2$ に限られる. 更に Ewan らの結果によれば 91keV γ 線及び 322keV γ 線は共に双極子放射をふくむから, 遷移の選択規則から 91keV 準位及び 413keV 準位のスピンはそれぞれ 5/2, 7/2, 9/2 の中の何れか及び 3/2, 5/2, 7/2, 9/2 の中の何れかでなければならない. 後者の中の 3/2 は後述する 277keV—322 keV 角度相関の測定値に $P_4(\cos \theta)$ の項がある事から先ず

Table 1

I_{413}	I_{91}	I_0	$A_2(322-91)$	δ_{322}	δ_{91}
7/2	5/2	7/2	0.094	-0.5	0.09
7/2	9/2	7/2	0.090	0.5	0.09

取除く事が出来る. 其の他の可能な組合せについて計算した結果, 実験値と甚だしくは異なる理論値を与えるスピンの組合せとして Table 1 に示すようなものを得た. しかし, 後に述べる様に 91keV 準位のスピンを 9/2 とすると 277keV—322keV 角度相関の実験結果を説明出来ないので, $I_{413}=7/2$, $I_{91}=5/2$ のみが許される事になる.

次に $I_{413}=7/2$, $I_{91}=5/2$ の場合の A_2 の理論値 0.094 を式(5)に代入し, 式(5), (6)より G_2 を消去すると

$$A_2(400-91) = -0.68A_2(442-91) + 0.056 \quad (7)$$

を得る. ところで 442keV γ 線につき Ewan らの得た $\alpha_K=0.25$ を Rose の表²⁸⁾を用いて E2/M1 比になおすと, 46% E2 となる. この E2/M1 比を用い, 533keV 準位にスピン 5/2 を仮定して $A_2(442-91)$ の理論値を求めると, $A_2(442-91)=0.092$ となる. 更にこの値を式(7)に代入し, これより $A_2(400-91)=0.0067$ を得る. この $A_2(400-91)$ の値は, 491keV 準位にスピン 7/2 を仮定し 400keV γ 線を E2 1%, $\delta_{400}<0$ とした場合の値に相当し, 又 1% E2 という値は Westenbarger と Shirley が核整列の実験から得た $2 \pm 1\%$ E2 に一致する²¹⁾. 次にこの様にして得た $A_2(322-91)$, $A_2(400-91)$ 及び $A_2(442-91)$ の値を式(5)に代入して $A_2(322-91)_{\text{exp,corr}}=0.082 \pm 0.006$ と比較して

$$G_2 = 0.98 \pm 0.07 \quad (8)$$

を得た.

277keV—322keV γ - γ 角度相関の測定値, 式(3), は次のように解析した. I_{690} は 3/2, 5/2, 7/2, 9/2 の中の何れかであるが, 3/2, 7/2 は I_{91} が 5/2 及び 9/2 の何れの場合でも $A_4 < 0$ を与えるので先ず除外される. 9/2 の場合, $I_{91}=5/2$ とすると A_4 は正となり得るが, 322keV γ 線を 20% E2 とすると $A_4 \leq 0.022$ となり式(3)の $A_4(277-322)_{\text{exp,corr}}$ と著しく合わない. 又 $I_{91}=9/2$ とすると $A_4 \leq 0.03$ となり, やはり実験値と合はないのでこの値も除かれる. 5/2 の場合, $I_{91}=5/2$ とすると 322keV γ 線を 20% E2, $\delta_{322} > 0$ とし 277keV γ 線を 99% E2, δ_{277}

Table 2

Energy level (keV)	Gamma rays (keV)	Spin	E 2 (%)
690	277	5/2	99
533	442	5/2	46 ⁵⁾
491	400	7/2	1
413	322	7/2	20 ⁶⁾
91	91	5/2	0.08 ⁶⁾
0		7/2	

<0 とした組合せで実験値と合う A_2 を得る. しかしこの組合せから得られる A_4 の値は実験値より少し外れるが, これは 322keV γ 線の E_2/M_1 比を多少変えれば実験値と合致し得る. 又, この場合 $I_{01}=9/2$ とすると $A_4 \leq 0.11$ となるが, 322keV γ 線を 20% E_2 とすると 277keV γ 線の E_2/M_1 比を如何に変えても A_4 はたかだか ≤ 0.022 で実験値と著しく異なる. 以上をまとめて Table 2 に示す.

IV 91 keV 励起状態の g 因子

1 測定

測定方法の概略を Fig. 7 に示す. 線源を磁極の間に入れ, 磁場に垂直な面内での二放射線の角度相関を磁場の

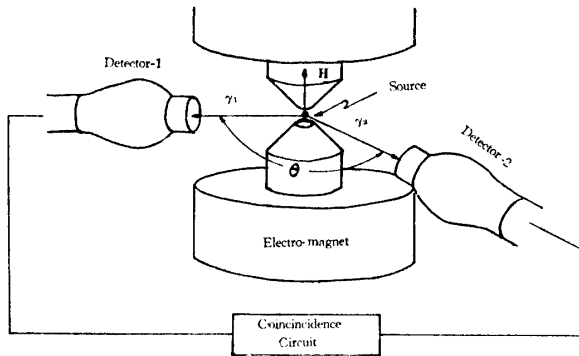


Fig. 7 Schematic diagram of detector arrangement for the g -factor measurement.

存在しない場合と存在する場合につき測定し, その変化を調べる. g 因子測定用の NdCl₃ の線源に対し, 磁場の強さが零の状態では 322keV-91keV γ - γ 角度相関を測り

$$W_{(322\theta_{91})\text{exp, corr}} = 1 - (0.064 \pm 0.007)P_2(\cos\theta) \quad (9)$$

を得た. 次に 22kG の磁場をかけて同じ測定を行い Fig. 8 に示す様な結果を得た. 逆方向に磁場をかけた場合も 2 点について測定を行った. 結果は同じ図に記入してある. Fig. 8 の点線は磁場をかけない場合の測定値からの最適曲線, 即ち式(9)に対応する曲線を表わし, 実線は磁場をかけた場合のそれを示している. 後者は $G_2\omega_L\tau$ を変数とみなし式(13)と測定値との誤差を最小ならしめるように $G_2\omega_L\tau$ をえらぶ事によって得られたものであり

$$G_2\omega_L\tau = 0.45 \pm 0.21 \quad (10)$$

であつた. 実曲線と点曲線とを較べてみると, anisotropy の減小と図型の廻転が認められる.

2 結果の解析

磁気能率 μ の原子核が強さ H の磁場内にあると, 核は

$$\omega_L = \frac{2\pi g \mu_n H}{h} \quad (11)$$

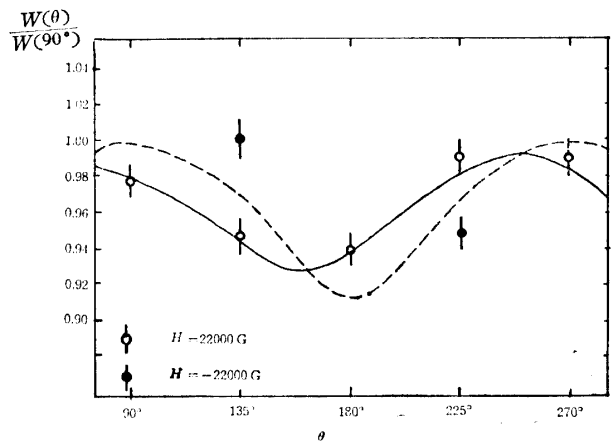


Fig. 8 Directional correlation of the 322keV-91keV γ - γ cascade with and without magnetic field. The dashed line represents the least-squares fit of the experimental data measured without magnetic field, and the solid line represents that of the experimental data measured with magnetic field of 22000G.

の角速度で Larmor の才差運動を行う. ここに μ_n は核磁子の大きさ, h はプランクの定数, g は原子核の g 因子である. 今磁場に垂直な平面内で角度相関を測定する場合, γ - γ カスケードの中の第 1 の γ 線の方角 (\mathbf{k}_1) を $\theta=0$ とし, これと第 2 の γ 線の方角 (\mathbf{k}_2) のなす角を θ とし, $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{H}$ は右手系で記述されるものとして \mathbf{H} の正の方角を定めることにする. 静磁場の外に time dependent な相互作用をも核が受けている場合の角度相関関数は, 分解時間 τ_R のコインシデンス回路を用いて測定した時次の様に書くことができる.

$$\overline{W(\theta, H_{\text{eff}})} = 1 + \frac{\sum_k \int_0^{\tau_R} A_k P_k[\cos(\theta - \omega_L t)] \exp(-t/\tau) \exp(-\lambda_k t) dt}{\int_0^{\tau_R} \exp(-t/\tau) dt} \quad (12)$$

ここに H_{eff} は実際に原子核の場所で働いている磁場の強さ, A_k は time dependent な相互作用を受けない場合の角度相関係数, τ は中間状態の平均寿命, λ_k は time dependent 相互作用の大きさをあらわす定数である. 322keV-91keV 角度相関の場合は上式で $k=2$ のみ考えればよい. $\tau_R \gg \tau$ の時 式(12)は

$$\overline{W(\theta, H_{\text{eff}})} = 1 + \frac{1}{4} G_2 A_2 \left[1 + \frac{3\cos 2(\theta - \Delta\theta)}{[1 + (2G_2\omega_L\tau)]^{21/2}} \right] \quad (13)$$

となる²²⁾. ここに

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \arctan(2G_2\omega_L\tau) \quad (14)$$

$$G_2 = (1 + \lambda_2\tau)^{-1}$$

である。著者らの装置では $2\tau_R = 1.6 \times 10^{-7}$ sec で、Bodenstedt らの測定値¹⁶⁾

$$\tau = 3.6 \times 10^{-9} \text{ sec} \tag{15}$$

に対して $\tau_R \gg \tau$ の条件が成立している。核の位置での磁場の強さ H_{eff} と外部より加えられた磁場の強さ H_{app} の関係を

$$H_{\text{eff}} = \beta H_{\text{app}} \tag{16}$$

とおき、用いられた試料に対する常磁性補正係数 β の値を Bodenstedt らに従って $\beta = 2.2$ とすると¹⁶⁾,

$$H_{\text{eff}} = 2.2 \times 2.2 \times 10^4 \text{ G} \tag{17}$$

となる、そこで式 (10), (11), (15), (17) より

$$g = \frac{0.54 \pm 0.26}{G_2} \tag{18}$$

を得る。 G_2 の値は g 因子測定に用いた試料に対する角度相関係数と減小を受けない真の角度相関係数の比の値に等しい。真の角度相関係数は式 (2), (8) より

$$\frac{0.082 \pm 0.006}{0.98 \pm 0.07} = 0.084 \pm 0.009 \tag{19}$$

となるから、式(9)と(19)を比較して

$$G_2 = \frac{0.064 \pm 0.007}{0.084 \pm 0.009} = 0.76 \pm 0.11$$

これより

$$g = 0.71 \pm 0.35$$

を得る。

V 考 察

Table 3 に励起状態のスピンのついて他の研究者らの

Table 3

Energy level (keV)	Spins				
	Bodenstedt <i>et al</i> ¹⁶⁾	Arya ¹⁷⁾	Saraf <i>et al</i> ¹⁸⁾	Westenbarger & Shirley ²¹⁾	Aoki, Hayashi, & Kawamura.
690	7/2	5/2	5/2	5/2	5/2
533	3/2		5/2	5/2	5/2
491	(5/2)		7/2	(7/2)	7/2
413	5/2	7/2	7/2	3/2	7/2
91	5/2	7/2	5/2	5/2	5/2

Table 4

Authors ;	Lindqvist & Karlsson ¹⁵⁾	Manning & Rogers ²²⁾	Bodenstedt <i>et al</i> (1) ²³⁾	Bodenstedt <i>et al</i> (2) ¹⁶⁾	Aoki, Hayashi & Kawamura
g factor ;	$ g \leq 1$	$\frac{0.9 \pm 0.2}{G_2}$	0.43 ± 0.15	1.42 ± 0.2	0.71 ± 0.35

得た値と著者らの値をまとめて書いた。著者らの結果は Saraf らの得た値と一致する¹⁸⁾。 Saraf らは、491keV 及び 413keV 準位のスピンを共に 5/2 としても彼等の測定結果を説明出来るが、しかしこの場合には、励起状態のスピンは全部 5/2 となるので、ありそうもないとして除いている。著者らの結果によればこの組合せの可能性は除かれる。 Westenbarger と Shirley の測定も 413keV 準位のスピンを 7/2 としても説明出来るので²¹⁾、著者らの結果と矛盾しない。

次に g 因子についての測定値を Table 4 にまとめて書いた。上の値の中、Manning と Rogers のものについては、彼等の角度相関係数から G_2 を推定すると $G_2 \sim 0.4$ となり、この値を代入すると $g \geq 1.7$ となる。著者らの値は Lindqvist と Karlsson の値は別として、Manning と Rogers, 及び Bodenstedt らの新しい値と合わない。又 91keV 準位を $d_{5/2}$ としたときに得られる Schmidt 線よりはるかに下に来てしまう。この実験にともなう系統誤差の原因となるものとしては、 τ, G_2 , が考えられる。 τ は Bodenstedt らの測定値が $T_{1/2} = (2.50 \pm 0.06) \times 10^{-9}$ sec で¹⁰⁾、この値は Graham と Bell の値に一致しているから大きな誤差は考えられない²⁹⁾。 G_2 についても数十パーセントの誤差は考えられない。常磁性補正係数 β については、Nd⁺⁺⁺ と Pm⁺⁺⁺ との違いによる影響は高々 10% 位のものであり、温度による影響も 5% 以下と考えられる。従って系統的誤差は、著者らの測定値が小さい事の説明にならない。一方この辺の核については、配位混合が起つていると考えられる。このような他の状態の混入は $d_{5/2}$ の状態の磁気能率を小さくする傾向があるが³⁰⁾、この事を考慮に入れても著者らの測定値は小さすぎる。ところで Eu¹⁵³ の基底状態は 5/2+ であるが、この核の g 因子の測定値は $g = 0.64$

で、この核の基底状態について shell model から予想される配位 $d_{5/2}$ に対応する Schmidt の値よりはるかに小さい事は、著者らの Pm¹⁴⁷ についての場合と事情が似ている。Eu¹⁵³ の場合、基底状態を $(g_{7/2})^{-3}_{5/2}$ とすると $g = 0.5$ となり実験値と一致するが、この程度の質量数の核では基底状態に上のような Kurath 結合は考え難いので理論値と実験値の大きなずれは解消しなかつた。しかし、Pm¹⁴⁷ の励起状態の場合にはこの考え方をあてはめてみる事が出来る。即ち ⁶³Eu¹⁵³ 及び ⁶¹Pm¹⁴⁷ の基底状態の陽子の配位はそれぞれ $(g_{7/2})^{-3}(d_{5/2})^4(h_{11/2})^2$ 及び $(g_{7/2})^{-3}(d_{5/2})^4$ と記述出来るから、Pm¹⁴⁷ の第 1 励起状態

には $(g_{7/2})^{-3}_{5/2}$ という Kurath 結合の配位が十分考えられる。この配位から予想される $5/2+$ 状態の g 因子は上述したように 0.5 で、著者らの測定値と良く一致する。以上の考察から 91keV 励起準位は $d_{5/2}$ ではなく $(g_{7/2})^{-3}_{5/2}$ であると推定される。

終りに、計算及び図表の作製に協力された本学助手石井孝、富山毅両氏に厚い感謝の意を表す。尚この研究の費用の一部は文部省科学研究費によるものであることを附記する。

文 献

- 1) J.M. Cork, M.K. Brice, R.G. Helmer and R.M. Woods, Jr., Phys. Rev. **110**, 526 (1958)
- 2) P.R. Ewans, Phil. Mag. **3**, 1061 (1958)
- 3) D. Berenye, Nuclear Physics **8**, 607 (1958)
- 4) Hans-Dietrich Wendt and P. Kleinheinz, Nuclear Phys. **20**, 169 (1960)
- 5) G.T. Ewan, M.A. Clark and J.W. Knowles, (cited from *Table of Isotopes*, D. Strominger, J. Hollander and G. T. Seaborg, Revs. Mod. Phys. **30**, 585 (1958))
- 6) G.T. Ewan, R.L. Graham and J.S. Geiger, Bull. Am. Phys. Soc. **6**, 238 (1961)
- 7) R.P. Sharma and S.H. Devare, Phys. Rev. **125**, 2071 (1962)
- 8) W.C. Rutledge, J.M. Cork and S.B. Burson, Phys. Rev. **86**, 775 (1952)
- 9) H.S. Hans, B. Saraf and C.E. Mandeville, Phys. Rev. **97**, 1267 (1955)
- 10) A.C.G. Mitchell, C.B. Creager and C.W. Kocher, Phys. Rev. **111**, 1343 (1958)
- 11) M.R. Gunye, R. Jambunathan and B. Saraf, Phys. Rev. **124**, 172 (1961)
- 12) R.W. Kedzie, M. Abraham and C.D. Jeffries, Phys. Rev. **108**, 54 (1957)
- 13) A. Cabezas, I. Lindgren, E. Lipworth, R. Marrus and M. Rubinstein, Nuclear Physics **20**, 509 (1960)
- 14) P.F.A. Klinkenberg and P.S. Tompkins, Physica **26**, 103 (1960)
- 15) T. Lindqvist and L. Karlsson, Arkiv för Fysik **12**, 519 (1957)
- 16) E. Bodenstedt, H.J. Körner, F. Frisius, D. Hovestadt and E. Gerdau, Z. Physik **160**, 33 (1960)
- 17) A.P. Arya, Phys. Rev. **122**, 1226 (1961)
- 18) B. Saraf, R. Jambunathan and M.R. Gunye, Phys. Rev. **124**, 178 (1961)
- 19) G.R. Bishop, M.A. Grace, C.E. Johnson, H. R. Lemmer and J. Perez Jorba, Phil. Mag. **2**, 534 (1957)
- 20) E. Ambler, P.R. Hudson and G.M. Temmer, Phys. Rev. **97**, 1212 (1955)
- 21) G.A. Westenbarger and D.A. Shirley, Phys. Rev. **123**, 1812 (1961)
- 22) G. Manning and J.D. Rogers, Nuclear Physics **15**, 166 (1960)
- 23) E. Bodenstedt, E. Matthias, H.J. Körner and R.H. Siemssen, Z. Naturforsch. **13a**, 425 (1958)
- 24) A. Aoki, M. Kawamura and T. Hayashi, Sci. Rep. Kyoto Pref. Univ. **3A**, 5 (1961)
- 25) T. Hayashi, M. Kawamura and A. Aoki, Sci. Rep. Kyoto Pref. Univ. **2 A**, 5 (1957)
- 26) M.E. Rose, Phys. Rev. **91**, 610 (1953)
- 27) A. Abragam and R.V. Pound, Phys. Rev. **92**, 943 (1953)
- 28) M.E. Rose, *Internal Conversion Coefficients* (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1958)
- 29) R.L. Graham and R.E. Bell, Canad. J. Phys. **31**, 377 (1953)
- 30) H. Kopfermann, *Nuclear Moment* (English version prepared from the second German edition by E.E. Schneider, Academic Press Inc., New York, 1958)

Summary

The gyromagnetic ratio of the 91 keV-level of Pm^{147} was determined by measuring the 322 keV-91 keV angular correlation in an external magnetic field of 22000 G. The measured g -factor was 0.71 ± 0.35 . This value suggests the Kurath coupling of $(g_{7/2})^{-3}_{5/2}$ for the proton configuration of the 91 keV excited level. From the results of the angular correlation measurements for the 322 keV-91 keV, 277 keV-322 keV and 400~440 keV -91 keV cascades the spin values of $5/2$, $5/2$, $7/2$, $7/2$, $5/2$ were assigned to the 690 keV, 533 keV, 491 keV, 413 keV and 91 keV levels, respectively.