

Determining the Spin of ^{60}Ni by Measuring the Angular Correlation of Gamma Rays

^{60}Ni から放出された γ 線角度相関の測定による角運動量の決定

HIROKI IKOMA¹, KENTO TOKUCHI², NAO SHIBAUCHI³, AMI KOSHIKAWA⁴, MOTOKI MURATA⁵
TATSUYA FURUNO⁵, MIHO TSUMURA⁵ & TAKAHIRO KAWABATA^{5*}

生駒洋樹¹, 徳地研人², 芝内菜緒³, 越川亜美⁴, 村田求基⁵
古野達也⁵, 津村美保⁵, 川畑貴裕^{5*}

¹Tezukayama Senior High School, 3-1-3 Gakuen Minami, Nara, Nara 631-0034, Japan

²Ritsumeikan Moriyama Senior High School, 250 Miyake-cho, Moriyama, Shiga 524-8577, Japan

³Kyoto Girls' High School, 17 Imakumano Kitahiyoshi-cho, Higashiyama-ku, Kyoto, Kyoto 605-8501, Japan

⁴Faculty of Science, Kyoto University, Kitashirakawa Oiwake-cho, Sakyou-ku, Kyoto, Kyoto 606-8502, Japan

⁵Graduate School of Science, Kyoto University, Kitashirakawa Oiwake-cho, Sakyou-ku, Kyoto, Kyoto 606-8502, Japan

* kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp

¹帝塚山高等学校 (〒631-0034 奈良県奈良市学園南3丁目1番3号)

²立命館守山高等学校 (〒524-8577 滋賀県守山市三宅町250番地)

³京都女子高等学校 (〒605-8501 京都府京都市東山区今熊野北日吉町17)

⁴京都大学理学部 (〒606-8502 京都府京都市左京区北白川追分町)

⁵京都大学大学院理学研究科 (〒606-8502 京都府京都市左京区北白川追分町)

* kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp

Abstract

We have measured the angular correlation between two gamma rays with energies of 1173 and 1332 keV emitted from the cascade decay of ^{60}Ni following the beta decay of ^{60}Co . The angular correlation between the two gamma rays depends on their angular momenta. Since the total angular momentum must be conserved before and after gamma decay, we can determine the spins of the excited states in ^{60}Ni by measuring the angular correlation. In this experiment, we used eight scintillation detectors, consisting of GAGG ($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) scintillators and avalanche photodiodes. We have identified the spins of the two excited states in ^{60}Ni to be $2\hbar$ and $4\hbar$.

Key words: Gamma decay, Spin angular momentum, Angular correlation, ^{60}Ni , Angular distribution

要旨

^{60}Co が β 崩壊したのちにできる ^{60}Ni の励起状態が γ 崩壊する際に放出される二つの γ 線 (1173 keV, 1332 keV) の放出角度相関についての研究を行った。 γ 線の放出角度相関は γ 線のもつ角運動量で決まるが、 γ 線の放出前後での全角運動量が保存されるので、 γ 線の放出角度相関を調べることで ^{60}Ni の励起状態の角運動量を決定することができる。本研究では γ 線の検出に、8 個のシンチレーション検出器を用いた。それぞれのシンチレーション検出器は、優れた特性をもつシンチレータである GAGG ($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) 単結晶と、高い受光感度を持ち、微弱なシンチレーション光の測定が可能なアバランシェフォトダイオード (APD) から構成される。測定の結果、 ^{60}Ni の二つの励起状態 (1.333 MeV と 2.506 MeV) の角運動量は、それぞれ $2\hbar$ と $4\hbar$ であることが決定された。

重要語句: γ 崩壊、角運動量、 γ 線角相関、 ^{60}Ni 、角度分布

序論

今回の実験に用いたコバルトの放射性同位体である ^{60}Co は図 1 に示した (1) 式のように β -崩壊したのちに ^{60}Ni に壊変し、その後にエネルギーの異なる二本の γ 線 (1173 keV, 1332 keV) を放出する。その二本の γ 線の間角度には ^{60}Ni の角運動量との相関があることが知られている。

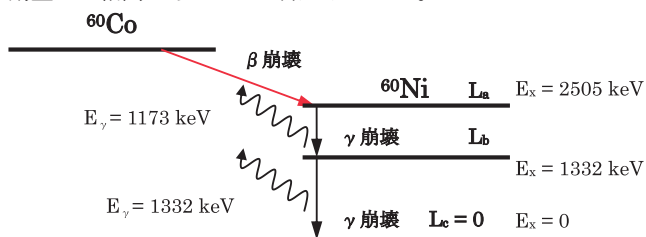


図 1. ^{60}Co の崩壊図

角運動量は、運動量のモーメントを表す物理量 (ベクトル量) であり ($\vec{L}$ とする)、質点の位置 $\vec{r}$ および運動量 $\vec{p}$ をもちいて、

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (1)$$

と定義される (ただし (1) 式において $\times$ は外積)。原子核や電子といった微視的な世界でも角運動量は同様に定義されるが、その大きさである $|\vec{L}|$ は離散的な値のみをとる。すなわち、

$$|\vec{L}| = s\hbar \quad (2)$$

(s は整数もしくは半整数)

と表される。ここではディラック定数である。

角運動量には保存則が成り立つ。すなわち、ある系に働く外力が 0、もしくは働いていても外力による力のモーメントが 0 ならば系の全角運動量は変化しない。 ^{60}Ni の γ 崩壊には外力が加わらないので、二本の γ 線放出前と放出後では γ 線と原子核の角運動量の和は保存する(2)。図 1 に示したように、 ^{60}Ni は 2 本の γ 線を放出した後、安定な状態、すなわち角運動量 0 (図 1 では L_c) の基底状態に崩壊する。つまり、もともと ^{60}Ni の励起状態が持っていた角運動量を全て γ 線が持ち去ることになるので、2 本の γ 線を調べることで ^{60}Ni の角運動量 (図 1 では L_a, L_b) を測定することができる。

次に、 L_a, L_b の決定の原理について述べる。1332 keV の γ 線と 1163 keV の γ 線がなす角度を θ とすると、 γ 線の角度相関を与える関数 L_a, L_b は、励起状態の角運動量 L_a, L_b の組み合わせに応じて表 1 のように与えられる(3)。ゆえに、測定によって得られた二つの γ 線の角度相関と表 1 の関数を比較することによって、 L_a, L_b を決定することができる。

試料と方法

実験の方法

(i) 放射線検出器

今回の実験では、 ^{60}Ni から放出される γ 線を測定するために、8 個のシンチレーション検出器を使用した。シンチレーション検出器には、近年開発された無機シンチレータである GAGG ($\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) 単結晶と半導体光検出器であるアバランシェフォトダイオード (APD) を組み合わせて使用した。

GAGG は広く使われている CsI 単結晶と比較して γ 線を吸収した時の発光量が大きく、APD は通常のアバランシェフォトダイオードよりも光電流が多く S/N 比が高いという特性を持っている。

(ii) データ収集系

今回の実験では、CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) 規格を用いてデータ収集系を構築した。このとき、シンチレーション検出器から増幅器を介して送られてきたアナログ信号の波高は、ADC (Analogue to Digital Converter) を用いて数値化した。また、2 つのシンチレーション検出器に γ 線が入射した時刻を TDC (Time to Digital Converter) を用いて測定した。波高と時刻のデジタル化とデータ転送には、1 イベントあたり約 100 μs の時刻を要するが、この時間帯には ADC と TDC が次のイベントの信号を処理できないので、データを処理している間には ADC と TDC に信号が入力されないように回路を設計した。

(iii) 角度相関の測定

まず、図 2 に示すように ^{60}Co 放射線源から 65mm の位置に 45 度間隔で 8 個のシンチレーション検出器を配置して測定を行った。このとき、2 つ以上のシンチレーション検出器が γ 線を検出した場合にデータを取得した。この測定により、2 つの γ 線が $\theta = 45^\circ \times n$ ($n=1-7$) をなす場合のデータを取得した。次に、1 番のシンチレーション検出器を 22.5° 動かして 1' の位置に移設して測定を行った。この測定では、 $\theta = 45^\circ \times n - 22.5^\circ$ ($n=1-7$) のデータを取得した。さらに、1 番

のシンチレーション検出器を 1'' の位置に移設して同様の測定を行い、 $\theta = 45^\circ \times n + 22.5^\circ$ ($n=1-7$) のデータを取得した。また一回の計測には、およそ 10 時間をかけており、その間の検出器のゲインは室温の変化に伴って変動していた。そこで 5 ごとに全吸収ピークの波高を調べ、測定時間を通じてそれが一定となるように補正を行った。

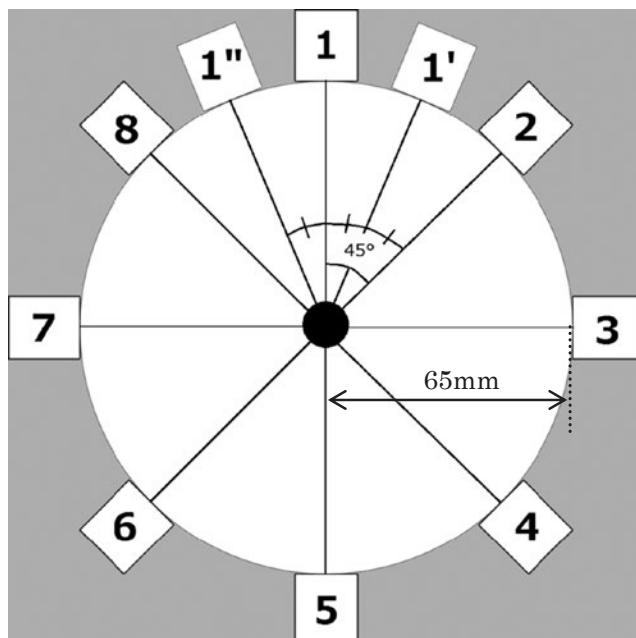


図 2. シンチレータの配置の模式図；円周上の四角がシンチレータを示し、中心にある黒丸に線源 (^{60}Co) を置いた。

(iv) 検出効率の測定

^{60}Co 線源からの距離や検出器ごとの特性の違いにより、個々のシンチレーション検出器の検出効率は一定でないと考えられる。そこで、個々のシンチレーション検出器の検出効率を補正するための測定を行った。この測定では、「角度相関の測定」での計測と線源の場所を変えずに、一つのシンチレーション検出器が γ 線を検出した場合にデータを取得した。そして個々のシンチレーション検出器の検出数を比較することで、検出効率を決定し、その補正係数を得た。

データ解析

シンチレーション検出器で測定された ^{60}Ni から放出された γ 線のエネルギースペクトルを図 3(a) に示す。1173 keV と 1332 keV の γ 線を分離して観測することができた。さらに、1 番のシンチレーション検出器で、1332 keV の γ 線を検出したイベントのみを選択して 2 番のシンチレーション検出器で測定された γ 線のエネルギースペクトルを図 3(b) に示す。図から 1332 keV のピークが抑制されていることがわかる。これは、図 4 に示すように、1 つの ^{60}Ni 原子核からは 1332 keV と 1173 keV の γ 線がほぼ同時に放出されており、1 番のシンチレーション検出器で 1332 keV の γ 線が検出された場合、他の 7 つのシンチレーション検出器には 1173 keV のみが入射するからである。しかし、図 3(b) では、少ないながらも 1332 keV の γ 線が観測されている。この原因は、図 5 に示すように、別々の ^{60}Ni 原子核から放出された γ 線が偶然に同時計測されたからだと考えられる。以下では、1 つの原子核から放出された 2 つの γ 線を検出したイベントを True イベントと呼び、異なる原子核から放出された 2 つの γ 線を同時に検出したイベ

ントを Accidental イベントと呼ぶ。

解析の際には、Accidental イベントを排除し、True イベントのみを計数する必要がある。図 6 に二つのシンチレーション検出器で γ 線が計測された時間差の分布を示す。True イベントにおける二つの γ 線の検出時刻の差は、破線で示すように原点 0 近傍に局在するのに対し、Accidental イベントにおける γ 線の検出時刻の差は、点線で示すように一様分布していることが分かる。

図 6 の点線で示した領域には、True イベントだけでなく、Accidental イベントも含まれている。そこで、破線分に

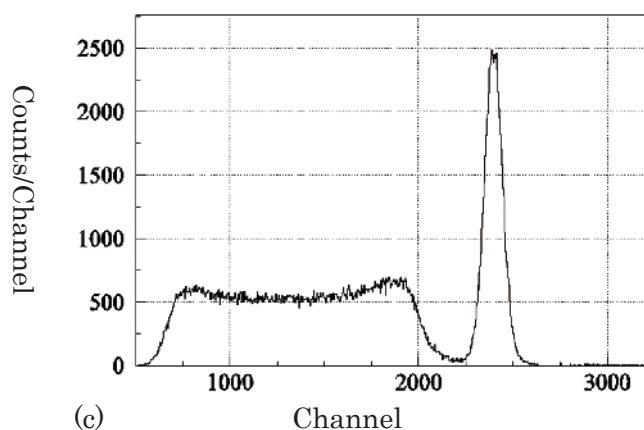
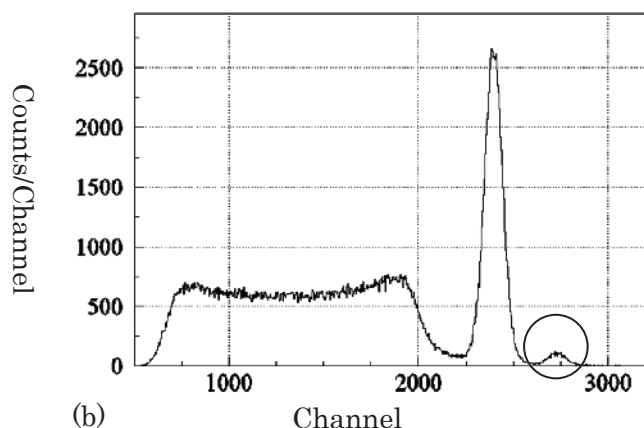
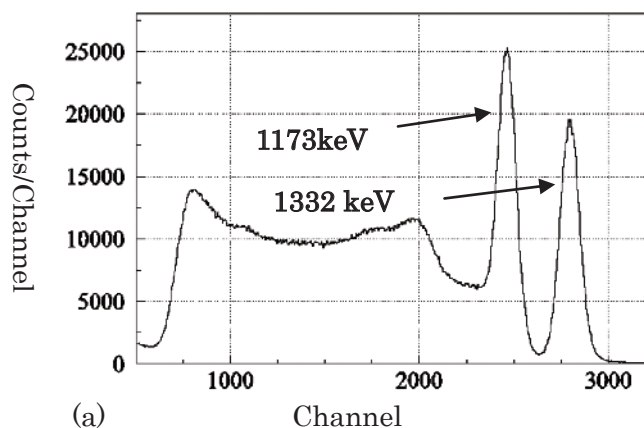


図 3. (a) GAGG を用いたシンチレーション検出器によって測定した ^{60}Co 線源の γ 線エネルギースペクトル. (b) 1 番のシンチレーション検出器で 1332 keV の γ 線が検出された場合に、2 番のシンチレーション検出器で測定した ^{60}Co 線源の γ 線エネルギースペクトル. 丸印は、accidental イベントに由来する 1332 keV の γ 線の全吸収ピークを示す. (c) (b) のエネルギースペクトルから accidental イベントを差し引いた、True イベントのみのスペクトル.

含まれる Accidental イベントの数から、点線部分に含まれる Accidental イベントの数を推定して、図 3(b) のエネルギースペクトルから差し引いたところ、図 3(c) の通り True イベントのみのエネルギースペクトルが得られた。図 3(c) では、1332 keV の γ 線が観測されておらず、正しく True イベントを選択できていることが分かる。最終的には、図 3(c) における全吸収ピークから True イベント数を得た。

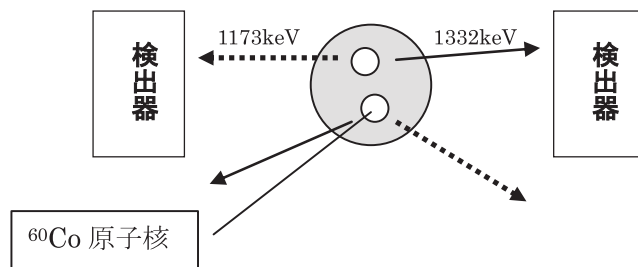


図 4. 2 種類の γ 線が一つの原子核から放出されるイメージ (True イベント) を示す図; 灰色の丸が線源全体、白色の丸がその内部の ^{60}Co 原子核、点線の矢印が 1173 keV の γ 線、実線の矢印が 1332 keV の γ 線を示す。

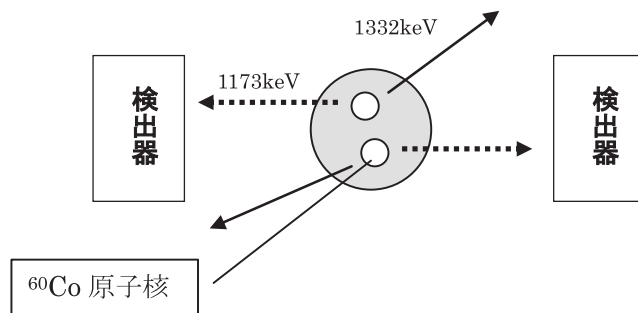


図 5. 2 種類の γ 線が別々の原子核から放出されるイメージ (Accidental イベント) を示す図; 凡例は図 4 と同様.

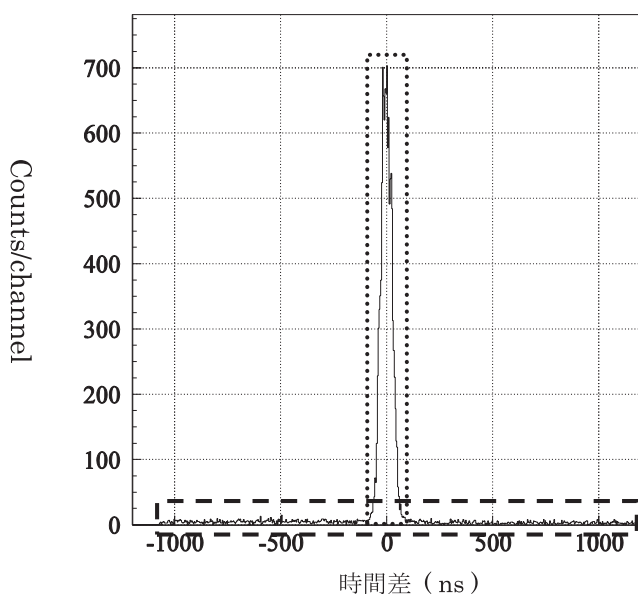


図 6. 1173 keV の γ 線の計測数を縦軸に、1332 keV の γ 線を検出した時刻を基準にした時刻差 (単位は ns、1332 keV の γ 線を観測した時刻が 0) を横軸にとったグラフ.

結果と考察

1 番のシンチレーション検出器で 1332 keV の γ 線を検出したときに、そのほかのシンチレーション検出器で 1173 keV の γ 線が検出された True イベント数を検出器間の角度 θ の関数として図 7 に示す。各実験データの誤差には統計誤差のみを考慮した。

^{60}Ni の励起状態の角運動量を決定するために、図 7 の実験データに対し、 $Y(\theta) = AW(\theta) = A(1 + B\cos^2\theta + C\cos^4\theta)$ の式を当てはめて、実験結果をもっともよく再現するように A, B, C の係数を決定した。このようにして決定した $Y(\theta)$ を図 7 に実線で示す。このときの $Y(\theta)$ は次の通りであった：

$$W(\theta) = (0.07 \pm 0.11)\cos^4\theta + (0.09 \pm 0.11)\cos^2\theta + 1 \quad (3)$$

(3) 式を逆数の形で表すと、

$$W(\theta) = \left\{ \left(\frac{1}{14.3} \right) \pm 0.11 \right\} \cos^4\theta + \left\{ \left(\frac{1}{11.1} \right) \pm 0.11 \right\} \cos^2\theta + 1 \quad (4)$$

を得る。

(4) 式と表 1 を比較すると、

$$(L_a, L_b, L_c) = (2, 1, 0), (2, 2, 0), (3, 2, 0), (4, 2, 0)$$

の 4 通りが考えられ、一つに定めることができなかった。

表 1. γ 線角度分布と角運動量の関係。

L_a	L_b	$W(\theta)$
0	1	$1 - \cos^2\theta$
1	1	$1 - 1/3\cos^2\theta$
2	1	$1 + 1/13\cos^2\theta$
3	1	$1 - 3/29\cos^2\theta$
0	2	$1 - 3\cos^2\theta - 4\cos^4\theta$
1	2	$1 - 1/3\cos^2\theta$
2	2	$1 + 3/7\cos^2\theta$
3	2	$1 - 10/29\cos^4\theta$
4	2	$1 + 1/8\cos^2\theta + 1/24\cos^4\theta$

図 7 の実験データには、統計誤差だけでは説明できないばらつきが認められる。これは、個々のシンチレーション検出器の効率が正しく評価できていなかったためだと考えられる。そこで、1332 keV の γ 線を測定するシンチレーション検出器を 1 番に固定せず、任意の検出器で 1332 keV の γ 線が検出されたイベントについて解析を行った場合の True イベントの数を検出器間角度の関数として図 8 に示した。この解析では、1332 keV の γ 線を測定する検出器を固定しないので、45° ごとでしか実験データを得ることができないが、対称性から個々の検出器の効率の違いを打ち消すことができる。実際に、図 8 のデータは図 7 のデータに比べて、実験データのばらつきが小さくなっている。このデータに先ほどと同様に $Y(\theta)$ の式を当てはめた結果、 $Y(\theta)$ を次のように得た。

$$W(\theta) = (0.039 \pm 0.007)\cos^4\theta + (0.11 \pm 0.007)\cos^2\theta + 1 \quad (5)$$

(5) 式を逆数の形で表すと、

$$W(\theta) = \left\{ \left(\frac{1}{25.5} \right) \pm 0.007 \right\} \cos^4\theta + \left\{ \left(\frac{1}{8.8} \right) \pm 0.007 \right\} \cos^2\theta + 1 \quad (6)$$

を得る。

(6) 式と表 1 を比較すると、

$$(L_a, L_b, L_c) = (4, 2, 0)$$

となり最終的に ^{60}Ni の角運動量をただ一つに決定出来た。

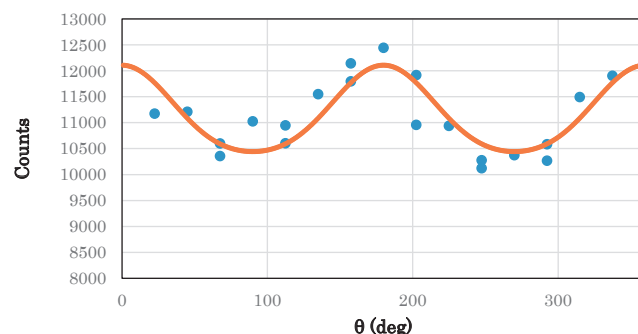


図 7. 1 番シンチレータで 1332 keV の γ 線を計測した条件での測定結果。

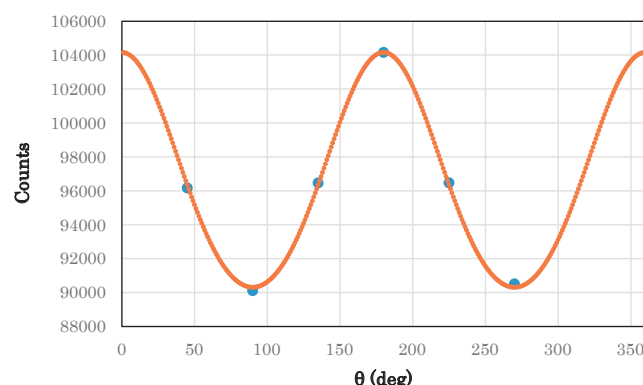


図 8. 8 個のうちの任意の一つで 1332 keV の γ 線を計測した条件での測定結果。

今回の実験ではシンチレーション検出器の効率が正しく評価できていなかったため、ある程度の誤差が見られた。これからの課題としては、その誤差を減らすことが考えられる。具体的には、シンチレータの数を増やしてよりデータを連続的に計測できるようにするといったことなどが挙げられる。今後はそのような工夫を施して誤差を減らし、正確に ^{60}Ni の角運動量を決定していきたい。

謝辞

今回の実験とその解析を行っていくにあたっては、本当に多くの助けを得ました。特に京都大学理学研究科原子核ハドロン物理学研究室の方々には、この実験の基礎の段階から、データ解析の段階まで多くの助言を頂きました。また、様々な場面において、ELCAS の事務局の方のサポートを受けました。ここに挙げた方々の助力がなければ、本研究を成し遂げることはできなかったと考えています。私の研究に力を貸して下さった方々に深く感謝しています。

参考文献

1. Chart of Nuclide, <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>
2. Richard P. Feynman, Robert B. Leighton & Matthew Sands, “平面内の回転”, ファインマン物理学 I 力学, 坪井忠二訳, 岩波書店, pp. 249–259. (1967)
3. E. L. Brady & M. Deutsch, Angular Correlation of Successive Gamma Rays, Physical Review, Vol. 78, No. 5, 558–566, (1950).