

実習番号 12

メスバウアー効果

—光のドップラー効果を見よう—

東京工業大学

佐藤 義輝、久世正弘、宮地義之、中山佳晃、田中浩基、吉野亜弥、小林信之

高エネルギー加速器研究機構

徳宿克夫、坪山透

概要

メスバウアー効果とそれに関連した物理を理解し、それを観測・測定する基本的な実験技術を身につけることを目的とする。

原子核から放出される光 (γ 線) を同種の原子核に照射した際、原子核が結晶格子などに束縛されていると、 γ 線の反跳エネルギーが結晶全体によって受け止められることにより、 γ 線の共鳴吸収が起こりうる。この無反跳核 γ 線共鳴吸収現象を発見者の名をとってメスバウアー効果と呼ぶ。さらに、線源や吸収体を微小速度 (\sim 数 mm/s) で動かし、 γ 線のエネルギーをドップラー効果により変化させて再吸収の度合いを測ることにより、ゼーマン効果等の、超微細相互作用によって発生する核準位の分裂やシフト (超微細構造) を 10^{-12} 程度という超高精度で観察することができる。本実習では、ステンレス試料と硫酸鉄試料を回転円盤に取り付けた装置を用い、無反跳核 γ 線共鳴吸収現象とそれに付随する効果を観察する。合わせて、原子核・素粒子実験において標準的に用いられる γ 線検出器の取り扱い方法や信号処理方法を学ぶ。

ルドルフ・メスバウアーがこの現象を発見したのは 1958 年で、発見当時彼はミュンヘン工科大学の学生であった。1961 年、早くもその広範な応用範囲が認識され、彼はノーベル物理学賞を受賞することになる。今では、比較的単純な実験装置でもこの効果を確認することができ、いわば ”テーブルトップのノーベル賞実験” といえる。巻末にメスバウアーのノーベル賞講演を挙げたので、実習予定者はこれに目を通し基本的なアイデアを会得しておくといい。

第二回 大学生のための素粒子・原子核スクール

サマーチャレンジ (究極の物質像に挑む)

平成 20 年 8 月 19 日 (火) \sim 8 月 27 日 (水)

於 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構

目次

1	物理的背景	3
1.1	メスバウアー効果について	3
1.2	無反跳放出・吸収の確率	4
1.3	^{57}Fe 原子核	6
1.4	メスバウアー効果の測定	6
1.5	吸収スペクトルの形と幅	8
1.6	メスバウアー効果によって測定される物理量	9
1.6.1	アイソマーシフト	11
1.6.2	四重極分岐	12
1.6.3	ゼーマン分岐	13
2	実験装置と操作方法	14
2.1	^{57}Co メスバウアー線源	14
2.2	吸収体	14
2.3	試料回転装置 (エネルギー変調機構)	16
2.4	ガンマ線検出器	16
2.5	信号処理回路	16
3	実験課題	20
3.1	^{57}Co のガンマ線スペクトル	20
3.2	ステンレス鋼	21
3.3	硫酸第一鉄 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)	21
3.4	問題	21

1 物理的背景

1.1 メスバウアー効果について

この実験では、メスバウアー効果とそれに関連した物理量を理解し、それを観測・測定する基本的な実験技術を身につけることを目的とする。

原子に光を当てて光の吸収を観測すると、光のエネルギーが原子の基底状態と励起状態のエネルギー差に等しいとき、共鳴吸収が見られる。原子核にも、原子と同様に、基底状態の上に励起状態が存在するので、そのエネルギー差 E_0 に等しいエネルギーを持つガンマ線(光)を当てれば、ガンマ線の共鳴吸収が起きるはずである。 E_0 のエネルギーを持つガンマ線源には、吸収体と同じ原子核が励起状態から基底状態に遷移するとき放出するガンマ線を使えば良い。これには適当な放射性同位元素が利用可能であろう。このような期待のもとに1930年頃からいろいろな試みがなされたが、1958年のメスバウアー(R.L.Mössbauer)による成功までの30年間は、きれいな共鳴吸収の実験はなかなか困難であった。これは以下に述べる事情による。

ある自由な(例えばガス状の)質量 M の原子核が、エネルギー E_0 の励起状態からガンマ線を放出して基底状態に落ちたとすると、運動量保存則によって原子核は反跳を受ける。そのために出てきたガンマ線のエネルギー E_γ はその反跳エネルギー分少なくなって、

$$E_\gamma = E_0 - E_R, \quad E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (1)$$

となる。ここで c は光速である。また同様に E'_γ のエネルギーを持つガンマ線が同種の原子核を E_0 の励起状態に励起するためには、

$$E'_\gamma = E_0 + E_R, \quad E_R = \frac{E_\gamma'^2}{2Mc^2} \approx \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (2)$$

でなければならない。したがって、同種の原子核の間に共鳴吸収が起きるためには、このエネルギーのずれ E_R が励起状態の幅 Γ (下記参照) より十分小さい必要がある。

ところで質量数100の原子核が50 keVのガンマ線を放出する場合を考えてみよう。この場合は $E_R = 1.3 \times 10^{-2}$ eV である。励起状態の幅 Γ とその状態の寿命 τ の間には不確定性関係

$$\Gamma\tau = \hbar \quad (3)$$

がなりたつ。ここで \hbar はプランク定数である。平均寿命を 10^{-8} sec = 10 nsec とすれば、 $\Gamma = 7 \times 10^{-8}$ eV である。すなわち、 $E_R \gg \Gamma$ であり、この例では

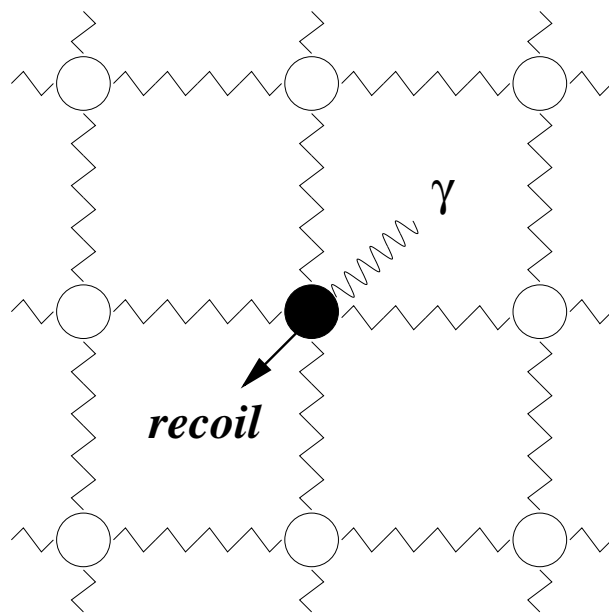


図 1: 結晶中の原子核の模型。

共鳴吸収の条件は完全に崩されてしまう。このように一般に原子核が自由な場合には、共鳴吸収を自然に起こさせることは困難である。これは可視光の(原子による)共鳴吸収の場合と根本的に異なる。

それでは原子核が束縛されているときはどうであろうか。一般に固体中では原子核は原子間の結合力によって束縛されているので、上で考えた自由原子核の場合と状況がかなり異なる。結合の固さのために問題の原子核を含む固体全体は剛体と考えて良く、ガンマ線の反跳エネルギーは固体全体に与えられる。そうすれば式(1)(同様に式(2))の M は固体全体の質量になり、事実上無反跳の状態を作り得ることになる。この場合には共鳴吸収の条件が容易に満たされるわけである。実際この現象は1958年にメスバウアーによって実験的に確認された。このように原子核が束縛されたためにガンマ線の無反跳共鳴吸収が起きる現象を、発見者の名をとってメスバウアー効果という [1]¹。

1.2 無反跳放出・吸収の確率

上で「結合の固さのために問題の原子核を含む固体全体は剛体と考えて良く」と述べたが、実際の固体(結晶)中では原子はお互いに一種のバネで結びつけられており、安定点のまわりで振動している(図1参照)。したがって、固体中といっても無条件に無反跳条件が成り立つわけではない。簡単のために比熱におけるアインシュタイン模型と同様に結晶格子を一定の振動数 ν_0 を持った振動子

¹当時メスバウアーはミュンヘン工科大学の大学院生であった。1961年に彼はノーベル物理学賞を受賞した。

θ_D/T	$I(\theta_D/T)$	θ_D/T	$I(\theta_D/T)$
0.0	0.000	1.4	0.989
0.2	0.190	1.6	1.077
0.4	0.362	1.8	1.145
0.6	0.516	2.0	1.211
0.8	0.654	2.5	1.345
1.0	0.778	∞	1.645
1.2	0.888		

表 1: 積分 $I(\theta_D/T)$ の積分値。

の集まりと考えよう。量子論によるとそのエネルギーはとびとびの値、

$$E_n = h\nu_0\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (4)$$

をとる。ここで $n = 0, 1, 2, \dots$ である。また $h\nu_0 = k\theta_E$ (k はボルツマン定数) で与えられるアインシュタイン特性温度 θ_E は結合の「固さ」を表している。したがって、 $E_R < h\nu_0$ であれば、反跳エネルギーによって格子が n の大きい励起状態に遷移する確率は小さくなるであろう。すなわち反跳エネルギーを振動子(原子)に与えないことになり、ガンマ線の無反跳放出が実現する。

現実の結晶に於いてはアインシュタイン模型でなく、デバイ模型がよく成立する。この模型では $3N$ 個 (N は原子数) の自由度に対応する振動子の振動数 ν は 0 から ν_{\max} ($k\theta_D = h\nu_{\max}$ 、 θ_D はデバイ温度) まで分布する。上の議論からわかるように ν の小さい部分の格子は反跳エネルギーを吸収して励起されやすく、 ν の大きな部分は励起されにくい。そのために、ある一定の確率で無反跳ガンマ線が放出される。その確率 f は次式で与えられる。

$$f = \exp\left[-\frac{3E_R}{2k\theta_D} \left\{1 + 4\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x}{e^x - 1} dx\right\}\right] \quad (5)$$

ここで T は結晶の絶対温度、 k は $(1\text{K})k = 8.6173 \times 10^{-5}$ eV である。式中の定積分を、 $I(\theta_D/T)$ として表 1 に与えておく。この式から E_R および T が小さく、 θ_D が大きい程 f が大きいことがわかる。メスバウアー効果が可能である為には、この条件を満たし、さらに放射性原子核の半減期が実験時間に比べて長いことが必要である。このためメスバウアー効果が可能と思われる原子核は 70 種程度である。ここでは最も応用範囲の広い ^{57}Fe について実験を行う。

1.3 ^{57}Fe 原子核

本テキストでは ^{57}Fe を用いた実験について説明を行うので、ここでは ^{57}Fe の原子核について説明する。 ^{57}Co の崩壊図式と ^{57}Fe のレベルスキームを図 2 に示す。また、 ^{57}Fe の基底状態と第一励起状態の性質を表 2 に示す。 ^{57}Fe は天然には Fe 元素全体の 2.12% を占め、また放射性同位元素の ^{57}Co が崩壊した際に生ずる。 ^{57}Co は軌道電子を捕獲 (EC: Electron Capture) して ^{57}Fe の励起状態に移り、ガンマ崩壊や内部転換過程を通じて安定な ^{57}Fe になる。角運動量が $3/2$ の励起状態から $1/2$ の基底状態に遷移する際に放出されるガンマ線がメスバウアー実験に用いられる。図 2 から明らかのように、122 keV 及び 14.4 keV のガンマ線が放出されるので ^{57}Co の崩壊にともなって出るガンマ線のスペクトルは単純ではない。更に遷移の際に内部転換が起こり、事情は一層複雑になる。内部転換 (Internal Conversion) とは原子核がガンマ線を放出するかわりに、軌道電子にエネルギーを与えて遷移し、原子から電子が放出される現象である。ガンマ線を放出する確率 P_γ と内部転換の確率 P_e との比 $\alpha \equiv P_e/P_\gamma$ を内部転換係数と言う。なお、内部転換、軌道電子捕獲のあとには、電子軌道に空席ができ、他の電子が遷移してこの空席を埋めるので、それにともなつて X 線も放出される。この X 線のエネルギーは 6.3 keV である。

1.4 メスバウアー効果の測定

図 3 に示すように、吸収体を速度 v で動かし、線源から出射し吸収体を透過するガンマ線を検出器で一定時間数える。この計数を縦軸に、速度を横軸にプロットすると図 3 のグラフのような共鳴吸収曲線が得られる。吸収体の代わりに線源を動かしても良い。いずれの場合も線源と吸収体がお互い近づく方向を $v > 0$ とする。速度 v で線源と吸収体が近付くと、放出される無反跳ガンマ線のエネルギーはドップラー効果のために $E_\gamma(1+v/c)$ となる。 ^{57}Fe の場合 14.4 keV なので $v = 0.096$ mm/sec の時 $E_\gamma \times v/c = 4.6 \times 10^{-9}$ eV となり、励起準位の幅 $\Gamma = 4.6 \times 10^{-9}$ eV と等しくなる。 v をこれより大きくすると、放出されるガンマ線のエネルギーは準位幅を越えるので共鳴吸収からはずれる。 $v < -0.096$ mm/sec の場合も同様である。このようにして $v = 0$ で計数が最小になる吸収曲線が得られる (後述するが、実は必ずしも $v = 0$ で最小になるとは限らない)。

このように、ゆっくりした速度のドップラー効果を用いることで、 $\Delta E/E = 10^{-12} \sim 10^{-13}$ 程度のエネルギーの微小な変化が測定できる。この点がメスバウアー効果の最大の特徴であると言えよう。

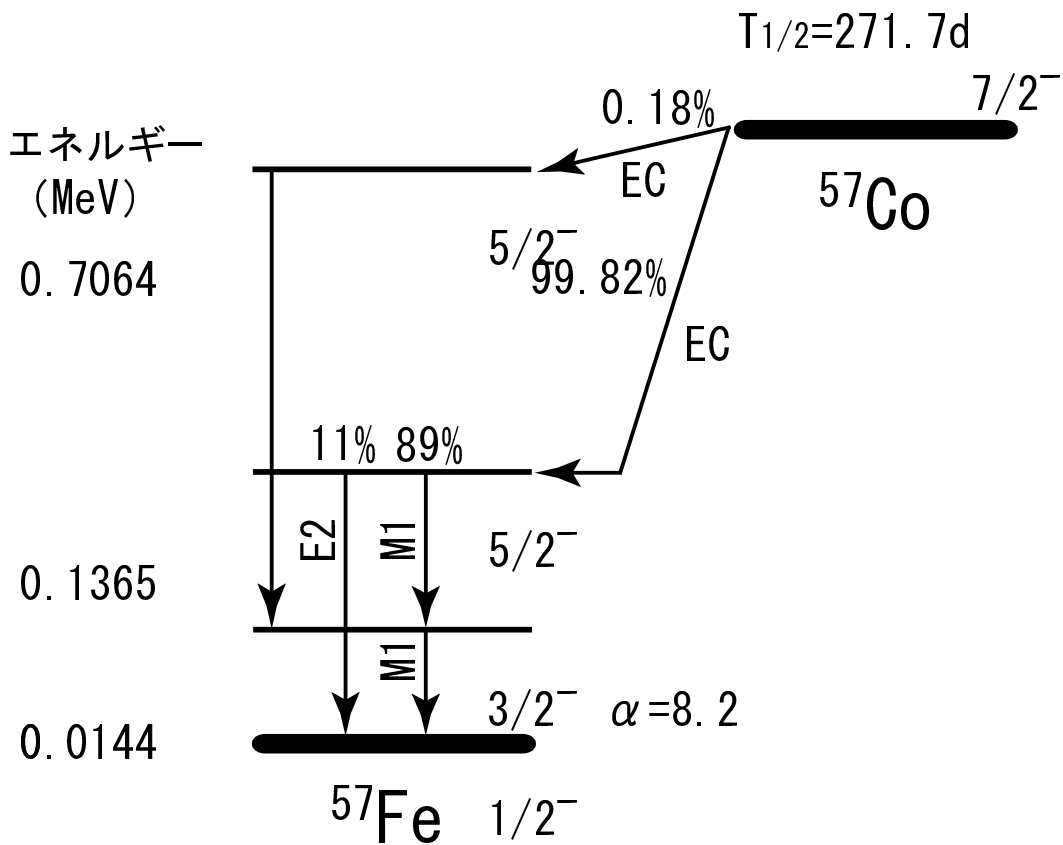


図 2: ^{57}Co の崩壊図式と、 ^{57}Fe のレベルスキーム。

	基底状態	励起状態
励起エネルギー (keV)	0	14.4
スピン・パリティ	$1/2^-$	$3/2^-$
質量偏差 (Δ : mass excess [†]) (MeV)	-60.1801	—
磁気モーメント (n.m.*)	+0.0908	-0.1549
四重極モーメント (barn [‡])	—	0.209
寿命 $\tau (= T_{1/2} / \ln 2)$ (ns)	∞	141.8
内部転換係数 α	—	8.2

$$^{\dagger}\Delta = Mc^2(^{57}\text{Fe 原子質量}) - A \cdot Mc_{\text{amu}}^2,$$

$$A = N + Z (= 57) : \text{核子数},$$

$$M_{\text{amu}} = 931.494043 \text{ MeV}/c^2 : \text{原子質量単位}.$$

$$* \text{n.m.}: \text{Nuclear Magnetron (核磁子)},$$

$$1 \text{ n.m.} = \mu_n = e\hbar/2m_p = 3.152451 \times 10^{-14} \text{ MeV/T}.$$

$$^{\ddagger} 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

表 2: ^{57}Fe の基底状態と第一励起状態の性質。

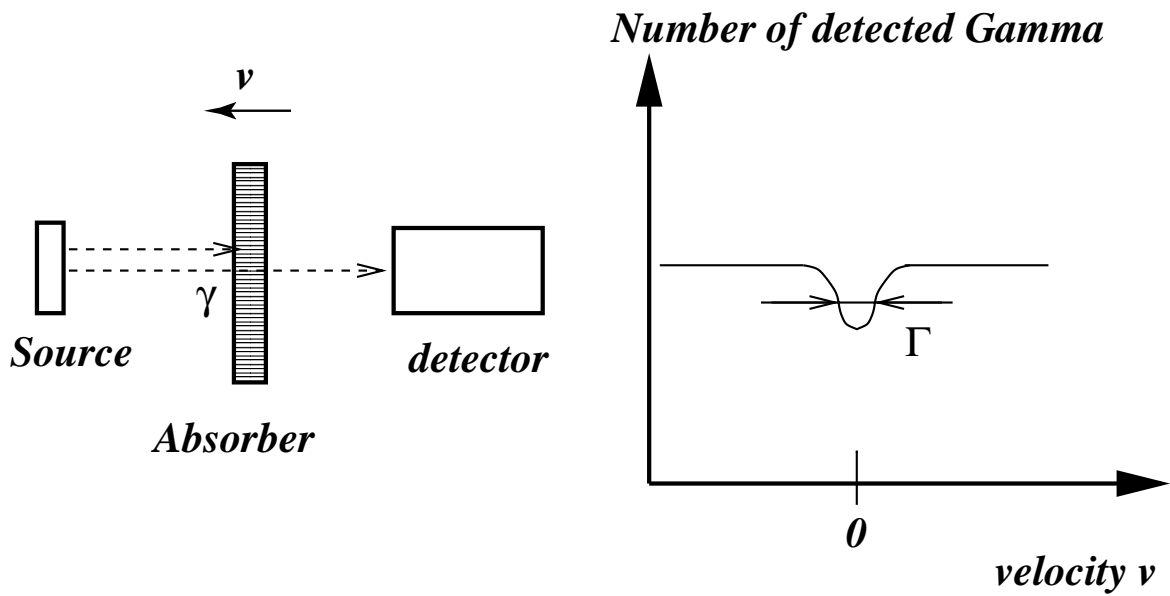


図 3: メスバウアー効果の測定原理。

1.5 吸収スペクトルの形と幅

放出されるガンマ線のエネルギーは励起状態と基底状態のエネルギー差で与えられるから、ガンマ線にも励起状態と同じだけの幅が生じる。量子力学を用いて計算すると放出ガンマ線のエネルギースペクトル(分布)は

$$N(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (6)$$

で与えられる。ここで $N(E)$ は全体を 1 に規格化されている。これはローレンツ分布関数で、その半値全幅 (FWHM) が励起準位の自然幅 Γ に対応する。

一方、基底状態にある原子核はガンマ線を吸収して励起状態に遷移するが、エネルギー E のガンマ線がエネルギー E_0 、幅 Γ の励起状態へ原子核を遷移させる断面積 σ は、

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0}{4} \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (7)$$

である (ブライト-ウィグナーの共鳴公式)。ここで断面積とは、単位入射光子束 (個/cm²·sec) に対して 1 個の原子核が単位時間内に励起される確率のことで、面積の次元を持つ。 Γ_γ はガンマ線放出の幅と呼ばれ、 $\Gamma_\gamma = \Gamma/(1 + \alpha)$ で与えられる。ここで、 α は励起状態から基底状態へ遷移する際の内部転換係数である。また σ_0 は最大共鳴断面積で、

$$\sigma_0 = \frac{2J_{\text{ex}} + 1}{2J_g + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (8)$$

によって与えられる。ここで、 J_{ex} 、 J_{g} はそれぞれ原子核の励起状態、基底状態の角運動量、 λ はガンマ線の波長 hc/E_0 である。メスバウアー効果の場合、入射ガンマ線は式(6)のエネルギー分布を持つから、実際の励起(またはそのための吸収)確率は式(6)、(7)を掛けて E について積分して得られる。

今、ドップラーシフトを $\Delta E = \phi$ とし、線源からのガンマ線の無反跳放出の確率を f_s 、吸収体の厚さを x 、吸収体中の共鳴吸収に関与する核(^{57}Fe)の単位体積当たりの数を n 、無反跳吸収の確率を f_a とすれば、共鳴吸収される割合 $P(\phi)$ は次の式で表される。

$$P(\phi) = \int_0^\infty f_s N(E - \phi) [1 - e^{-f_a n x \sigma(E)}] dE \quad (9)$$

吸収体が十分薄い場合($x \rightarrow 0$)、式(9)の指数関数は展開でき、式(6)、(7)より

$$\begin{aligned} P(\phi) &= f_a f_s n x \int_0^\infty \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - \phi - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \sigma_0 \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} dE \\ &\approx \frac{\sigma_0 \Gamma}{4(1 + \alpha)} f_a f_s n x \frac{\Gamma}{\phi^2 + \Gamma^2} \end{aligned} \quad (10)$$

を得る。これは幅 2Γ のローレンツ型の吸収曲線である。また吸収スペクトルの面積強度 S は式(10)を ϕ で積分して($P - \phi$ 曲線の面積)、

$$S = \int_{-\infty}^\infty P(\phi) d\phi = \frac{\pi f_a f_s \Gamma \sigma_0 n x}{4(1 + \alpha)} \quad (11)$$

となる。実験的には、面積強度 S は吸収ピーク的面積を吸収が無い部分の高さで割って求められる[2]。

1.6 メスバウアー効果によって測定される物理量

式(11)からわかるように、共鳴吸収量は $f_a f_s \Gamma$ に比例する。したがって線源や吸収体の化学状態、温度を変えることによって f の振舞いを知ることができ、これからデバイ温度等、格子状態の知見が得られる。また f がわかっているならば Γ を求めることができ、これから原子核の遷移確率を知ることができる。

線源と吸収体との間の共鳴吸収曲線の中心位置がずれたり、2本、6本に分裂したりすることもある。例えば、吸収体に(a)ステンレス、(b)硫酸第一鉄($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)、および(c)Fe金属を用いた場合の吸収曲線はおおよそ図4のようになる。これらの構造は超微細構造と呼ばれ、物質中の電子が作る電磁場と原子核の相互作用(超微細相互作用)によるものとして説明できる。

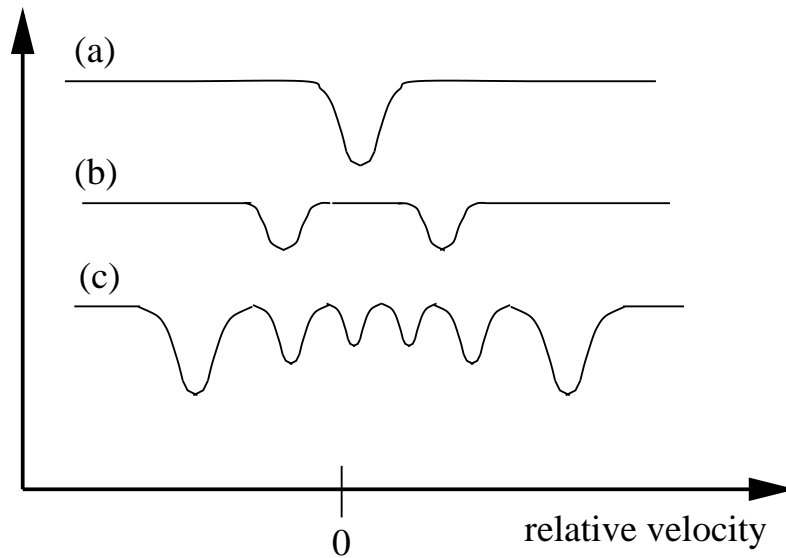


図 4: 吸収曲線の概略。

相超微細相互作用のエネルギー H_{em} を核の中心 ($\vec{x} = 0$) のまわりで展開すると、

$$H_{em} = \int \rho(\vec{x})\phi(\vec{x})d^3x - \vec{P} \cdot \vec{E}(0) - \vec{\mu} \cdot \vec{H}(0) - \frac{1}{6} \sum_{i,j} Q_{ij} \left(\frac{\partial E_j}{\partial x_i} \right)_0 + \dots \quad (12)$$

と表される。ここで、 $\rho(\vec{x})$ は軌道電子のつくる電荷密度、 $\phi(\vec{x})$ は原子核の正電荷のつくる静電ポテンシャル、 \vec{P} 、 $\vec{\mu}$ 、 Q_{ij} はそれぞれ原子核の電気双極子モーメント、磁気双極子モーメント、電気四重極モーメントである。また $\vec{E}(0)$ 、 $\vec{H}(0)$ 、 $(\partial E_j / \partial x_i)_0$ はそれぞれ原子核の位置、即ち $\vec{x} = 0$ での電場、磁場、電場勾配を表している。式 (12) は原子核の種々の性質と電磁場の性質の掛け算の和となっている。このことは、原子核を利用して電磁場を計測できること、逆に、制御された電磁場を用いて原子核の性質を調べられることを表している。図4に見られる吸収曲線と式 (12) とを対応させてみると次のことがわかる。(1) 吸収曲線がずれるのは第一項に起因するアイソマーシフトによるものであること。(2) 2本に分裂するのは第四項の四重極相互作用によるものであること(四重極分岐)。(3) 6本に分裂するのは第三項のゼーマン効果によるものであること(ゼーマン分岐)。因みに、原子核は奇の電気多重極モーメントを持たないため第二項は0である。以下ではアイソマーシフト、四重極分岐、ゼーマン分岐の順に見て行く。

1.6.1 アイソマーシフト

一般に吸収曲線の重心の位置は $\phi = 0$ からずれている。これは、原子核位置に電荷密度を持つ s 電子と原子核との間に働く静電相互作用に起因する。このずれをアイソマーシフトと呼ぶ。そこで式(12)の第一項について見てみる。ボーア半径に比べて原子核は十分小さいので、 $\rho(\vec{x})$ は積分範囲中一定として良い。そこで原子核中心位置での s 電子の波動関数の振幅を $\psi(0)$ とすると、 $\rho(0) = -e|\psi(0)|^2$ である。原子核を一様な電荷密度を持つ半径 R 、全電荷 Ze の球とみなすとき、電荷 Ze を持つ大きさが無い点電荷に対する静電エネルギーの差 ΔE_{sp} は、

$$\Delta E_{sp} = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} R^2 |\psi(0)|^2 \quad (13)$$

と表される²。ここで $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [\text{F/m}]$ は真空の誘電率である。ガンマ線の放出によって原子核の半径が励起状態の R_{ex} から基底状態の R_{g} へと変化する場合、放出される無反跳ガンマ線のエネルギーは

$$\Delta E_s = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} (R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{g}}^2) |\psi(0)|^2 \quad (14)$$

だけ大きくなる。吸収体についても同様に考え、線源及び吸収体での原子核位置での s 電子の波動関数の振幅を $\psi_s(0)$ 、 $\psi_a(0)$ とすると、ドップラー効果によってガンマ線のエネルギーを

$$\delta = \Delta E_a - \Delta E_s = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} (R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{g}}^2) (|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2) \quad (15)$$

だけ増加させたときに最大の共鳴吸収が起きる。この δ がアイソマーシフトであり、原子核半径の変化と原子核位置における電子の存在確率の情報を含んでいる。つまり $|\psi(0)|^2$ を計算できるような原子においては核半径の変化がわかることになり、核構造を調べる上での有用な知見が得られる。また、 $|\psi(0)|$ は価数、結合状態 (イオン結合、共有結合、または両者の混合) の関数であることから、線源吸収体の化学的状態を変えて測定すれば、結合状態の情報を得ることができる。

この δ が系統的に測定され、2 価の鉄と 3 価の鉄とで各々固有のアイソマーシフトを持つことが見出された。この現象は d 電子の遮蔽効果により s 電子の波動関数が変化するためであると理解された。また ^{57}Fe 核では $(R_{\text{ex}} - R_{\text{g}})/(R_{\text{ex}} + R_{\text{g}}) \sim -5.2 \times 10^{-4}$ と励起状態の方が核半径が小さくなる事が知られている。

種々の δ の測定は、ステンレス鋼の δ を基準としてそれとの差を求めることによって行なう。

²微細構造定数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137.036}$ と $\hbar c = 197.327 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ より、 $e^2 (= 4\pi\epsilon_0\alpha\hbar c)$ を求めることができる

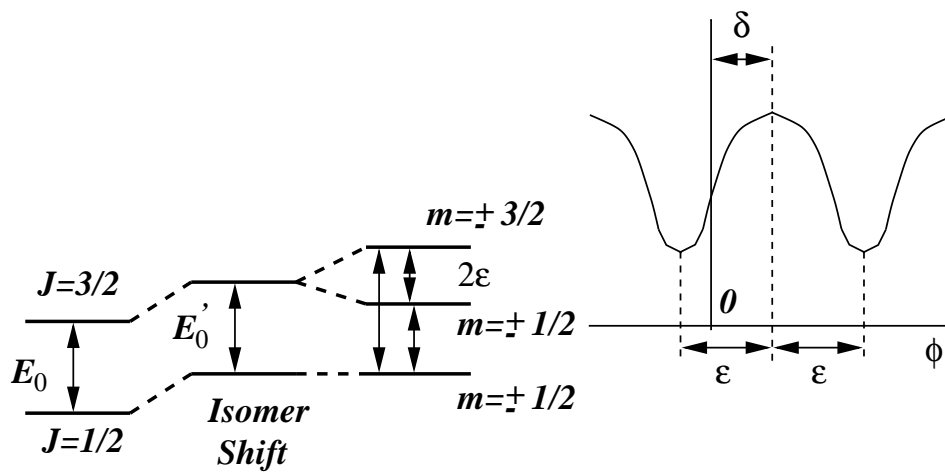


図 5: 電氣的相互作用による四重極分岐。

1.6.2 四重極分岐

一般に原子核内の電荷分布は球形ではなく歪んでいるために、原子核は電気四重極モーメント Q を持つ。 Q は ρ を電荷密度として、

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{x})(3z^2 - r^2) d^3x \quad (16)$$

で表される (面積の次元を持つ)。電荷分布が球形のとき $Q = 0$ 、 z 方向に伸びている葉巻型であれば $Q > 0$ 、逆に z 方向につぶれたパンケーキ型であれば $Q < 0$ である。

Q を持つ原子核が電場勾配のあるところに置かれると、原子核の向き (角運動量の向き) でその静電エネルギーが変化する。軸対称な電場勾配 $1/e(\partial^2 U(\vec{x})/\partial z^2) \equiv q$ (ここで $U(\vec{x})$ は位置 \vec{x} での電子雲が作る静電ポテンシャル) が存在するとき、静電エネルギーのずれ ε は、

$$\varepsilon = \frac{e^2 q Q}{4J(2J-1)} [3m^2 - J(J+1)] \quad (17)$$

で表される。ここで m は角運動量 J の z 成分 (磁気量子数) である。 ^{57}Fe の場合には $J_g = 1/2$ 、 $J_{\text{ex}} = 3/2$ であるから、励起状態のみがこの効果を持ち、この様子は図 5 のようになる (励起状態の電気四重極モーメント Q は $Q = 0.209 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ である)。こうして原子核の特性を示す Q や、核の周りの電子雲 (ひいては格子) の対称性についての知識が得られる。ここで行う実験では硫酸第一鉄にこの効果が現れる。結晶系が正方晶系である Fe 金属やステンレス鋼にはこの効果は現れない。

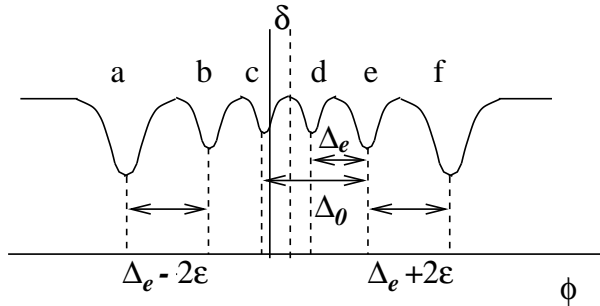
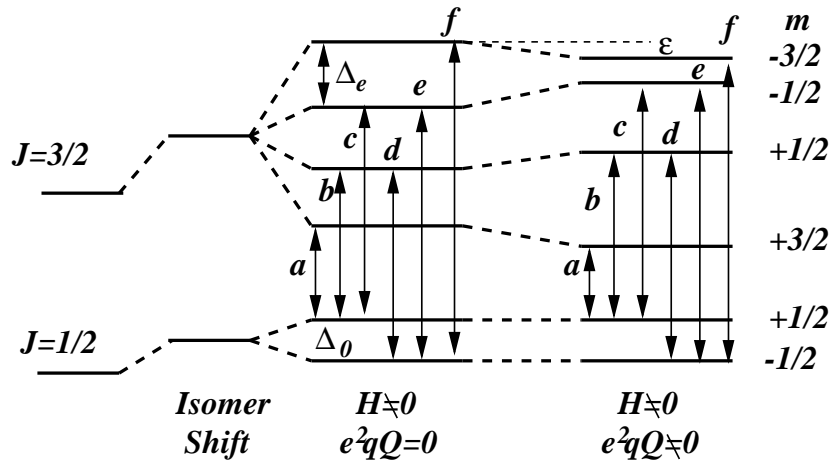


図 6: 磁氣的相互作用によるゼーマン分岐。

1.6.3 ゼーマン分岐

最後に式 (12) の第三項 $\vec{\mu} \cdot \vec{H}(0)$ を考える。この項は原子核の位置での磁場 $\vec{H}(0)$ と原子核の磁気双極子モーメント $\vec{\mu}$ との相互作用を表す。そのエネルギーは、

$$E_m = g\mu_n m H \quad (18)$$

となり、磁気量子数 m に応じて準位は分裂する。ここで、 μ_n は核磁子、 g は原子核の g 因子で、後者は基底状態と励起状態では異なる値を持つ (それぞれ g_0 、 g_{ex} とする)。式 (18) は原子核のゼーマン効果を表している。

$$\Delta_0 = g_0\mu_n H, \quad \Delta_{\text{ex}} = g_{\text{ex}}\mu_n H \quad (19)$$

とすると準位の分裂は図 6 のようになる。ガンマ線の放出・吸収の選択則により ^{57}Fe の場合は $\Delta m = 0, \pm 1$ の遷移のみが許されるので、6 本の吸収線が観測されることになる。原子核の角運動量の向きが無秩序の場合 (特に考慮を払わない限り通常無秩序)、その強度比は図 6 の a-f の各遷移に対し 3:2:1:1:2:3 となる。

ゼーマン効果によるスペクトルの分裂を測定する事により、原子核の磁気エネルギー、角運動量の向き、原子核位置での磁場等の情報が得られる。これらは原子核や物性の研究において極めて重要な量である。

2 実験装置と操作方法

メスbauer効果の測定は、図7に概要を示す試料回転型装置を用いて行なう。 ^{57}Co メスbauer線源は鉛製のコリメータ内に保持される。鉛コリメータに開けた直径 ϕ 10 mmの貫通孔から出射するガンマ線を測定に利用する(二つの測定器系を同時に動作させることが可能である)。線源からのガンマ線は回転円盤に取り付けられた試料を通過した後に検出器で検出される。メスbauer吸収スペクトルは、回転円盤の傾斜角度 θ を変えながら14.4 keVのガンマ線の計数率を測定することにより得る。

この装置で得られた吸収スペクトルの例を図8に示す。

2.1 ^{57}Co メスbauer線源

線源はロジウム(Rh)のマトリックスに ^{57}Co を電着し、アニール処理を施したもので、 ^{57}Co の電着部分が尖っている”点状”線源である。ベリリウム³の窓を持つチタン合金製の容器に納められており、大きさは直径が ϕ 4 mm、高さが14 mmである。強度は2008年7月2日時点で1 MBqである(1 Bq=毎秒1壊変)。

2.2 吸収体

吸収体にはステンレス鋼と硫酸第一鉄($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)を用いる。

ステンレス鋼はJIS規格SUS304タイプで、18-8ステンレスと呼ばれる一般的なものである。重量組成比がCr 18%、Ni 8%、Fe 74%で、密度は7.9 g/cm³である。このステンレス鋼は面心立方格子の結晶構造を持ち、非磁性かつ電場勾配がないので吸収線は一本である。試料の厚みは20 μm である。

硫酸第一鉄は硫酸鉄(II)7水和物とも呼ばれる、白緑色または淡青色の結晶または結晶性粉末で、空気中で風解する。水に溶けやすく、エタノールにはほとんど溶けない。格子位置での電場勾配が存在し二本の吸収線が観測される。

通常、吸収体にする物質に1/3程度Feが含まれている場合には、その中に自然に含まれている2.12%の ^{57}Fe で簡単な測定には十分である。詳細な測定やFeの量がさらに少ないときには、 ^{57}Fe を増加させた試料を用いる必要がある。吸収体の ^{57}Fe の量は0.1~0.2 mg/cm²が望ましい。実験に先立って各吸収体の厚さを ^{57}Fe の面密度に換算しておくが良い。

³ベリリウム金属は毒性が強く吸い込むと気管系に重大な障害をもたらす。決して直接手で触れないこと。

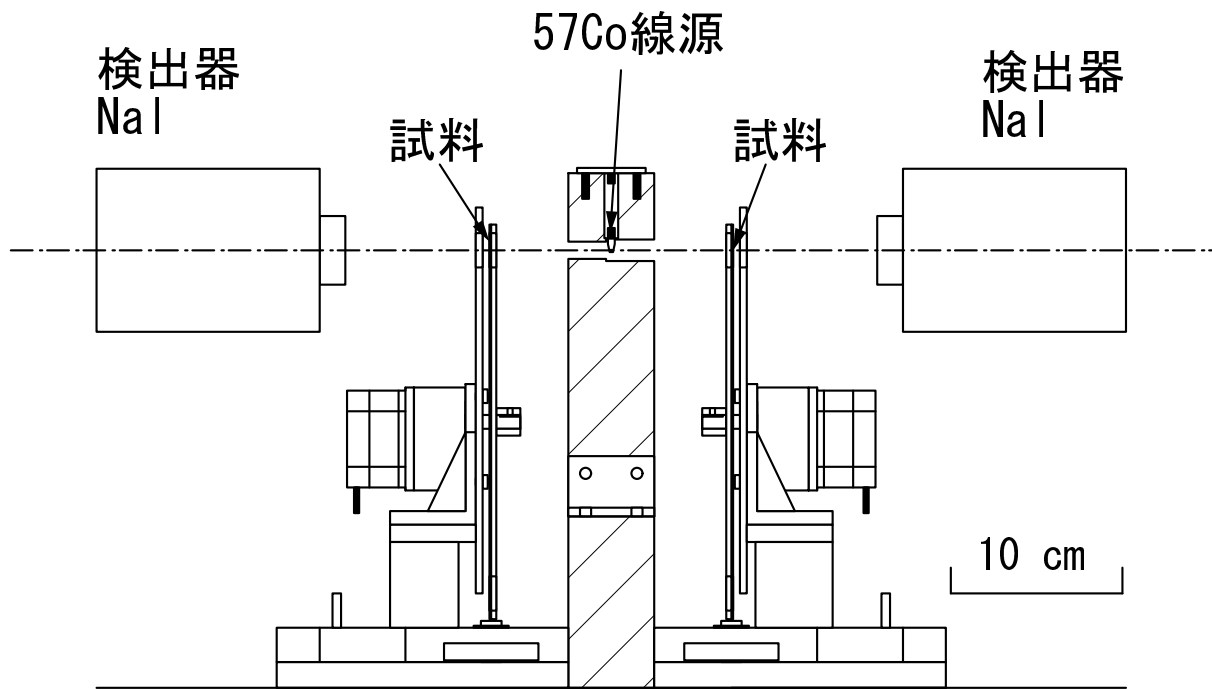


図 7: 試料回転型メスbauer測定装置（側面図）。

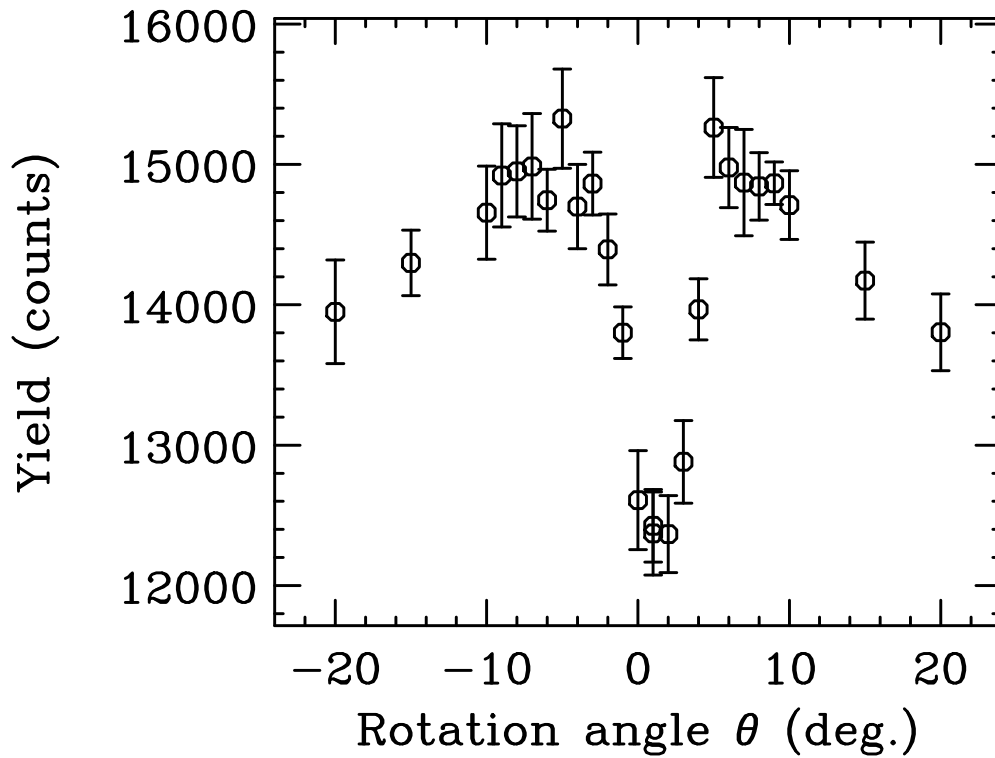


図 8: この実験で得られるステンレス試料の吸収曲線の例。

2.3 試料回転装置（エネルギー変調機構）

ガンマ線のエネルギーの変調は、吸収体を回転円盤に取り付け、これをモーターで回転させ、さらに回転平面を傾けることによって行なう。図 9 に試料回転装置の模式図を示す。試料の円盤上での動径方向の位置を r_0 (cm)⁴、回転円盤の傾斜角度を Θ (rad) (図 9 参照)、モーターの回転速度を n (r.p.m.⁵) とすると、線源に対する試料の速度の、線源と検出器を結ぶ視線方向成分は次で与えられる。

$$v = 2\pi r_0 n \sin \Theta. \quad (20)$$

今回用いるモーターは負荷によらず交流 100 V の電源周波数（関東では 50 Hz）に正確に同期して回転するシンクロナスモーターである。毎分 2 回転の回転速度をもつ（モーター自身の回転速度は 60 r.p.m. であるが、減速比 30 のギアヘッドにより回転速度が調整されている）。通常 $\pm 0.5\%$ 以内の精度がある。回転円盤の傾斜角度は回転ステージを手動で動かして調整する。角度の値はステージ底部に記された 1 度刻みの目盛で読み取る。ステージ保持用の台にはステージを固定するためのストッパーネジが二箇所に取り付けられている。

2.4 ガンマ線検出器

ガンマ線の検出には NaI(Tl) シンチレーションカウンターを用いる。

NaI(Tl) シンチレーションカウンターは無機結晶シンチレータとしては代表的なものであり、極めて大きなシンチレーション光を発することが特徴である。ここでは、直径が ϕ 25.4 mm (1 インチ) で厚さが 2 mm の薄い形状のものを用いる。NaI(Tl) 結晶からのシンチレーション光は光電子増倍管で電気パルスに変換され増幅される。光電子増倍管はプレアンプが内蔵されたものと、そうでないものを用いる。光電子増倍管の印加電圧は、プレアンプ内蔵型が +750 V 程度、非内蔵型が -1700 V 程度にとると良い。

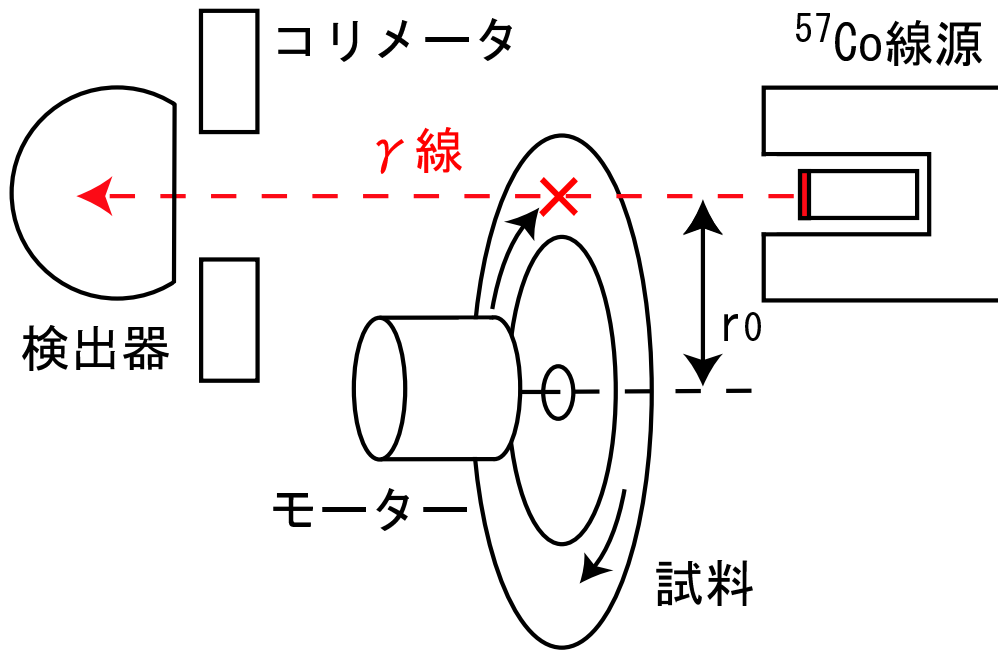
2.5 信号処理回路

検出器からの電気信号は、前置増幅器、比例増幅器により増幅・整形した後に、波高分析器（ADC+MCA）によって波高をデジタル量に変換する。測定回路のブロック図を図 10 に示す。

⁴ 今回の装置では試料は $r_0 = 10 \pm 0.8$ cm の領域に張り付けられている。

⁵ r.p.m. : revolutions per minute

<側面図>



<上面図>

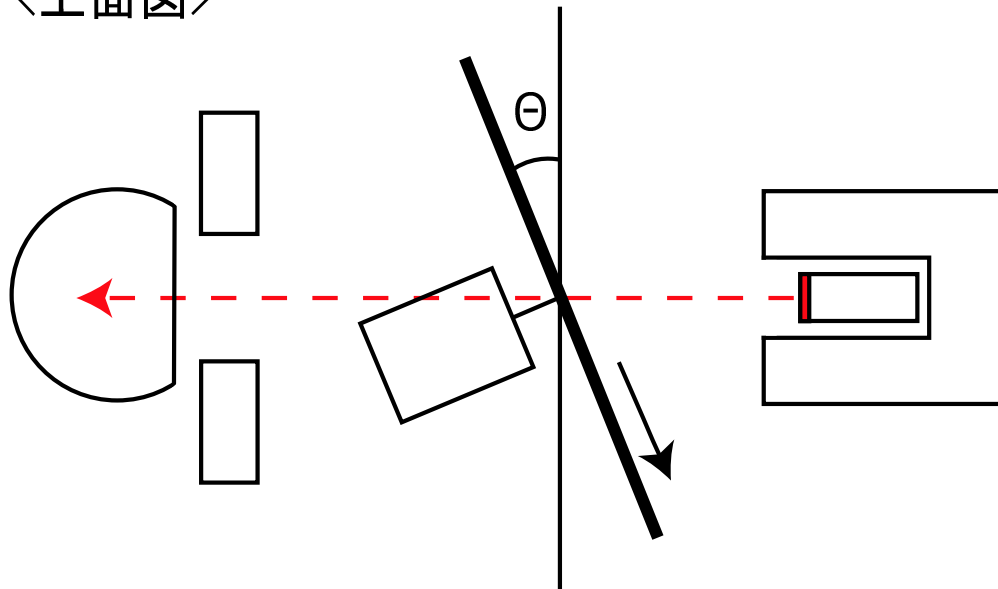


図 9: 試料回転装置の模式図。

ADC の波高分布（スペクトル）の中から 14.4 keV のガンマ線に相当するピークを選び、そのカウント数を数える。実際の測定では、データ収集系の不感時間の低減をはかるため、波高弁別用のトリガーロジック回路を組み、14.4 keV のガンマ線に対してのみゲートを発生させ、これを（ビジュアル）スケーラーでカウントすることによりガンマ線の計数率を求める。ただし、トリガーロジック回路により 14.4 keV のガンマ線が正しく選択されていることを確認するため、上述のロジックゲートを波高分析器のゲートに入力しパソコンのモニター上で ADC の波高分布を確認すること。トリガーロジック回路の例を図 11 に示す。

高電圧電源、比例増幅器および波高分析器を安定に動作させるために、実験の 10 分程度前からビン電源のスイッチをいれておく。

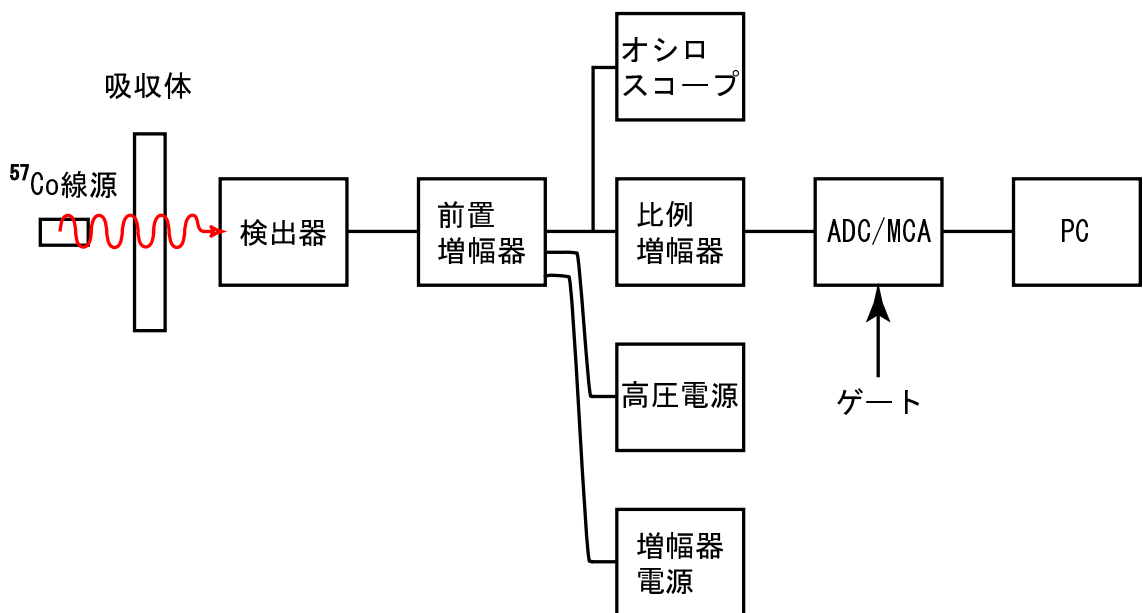


図 10: 使用する測定回路のブロックダイアグラム。

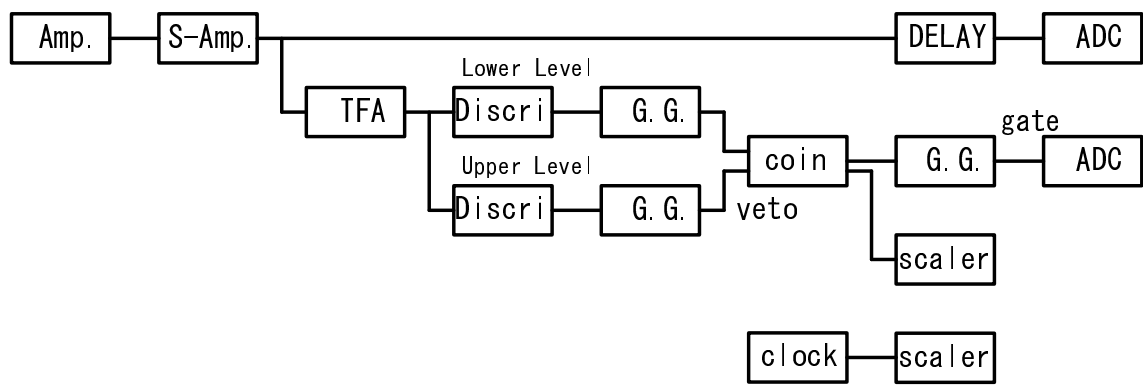


図 11: 14.4 keV のガンマ線を選択するためのトリガーロジック回路の例。

3 実験課題

吸収体としてステンレス鋼 (SUS304)、硫酸第一鉄 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$) が用意されている。これらについてメスバウアー効果の測定を行なう。アイソマーシフト δ はステンレス鋼の δ からのずれとして求める。

データ処理には Excel や Cygwin 上の各種アプリケーション (gnuplot、fortran、c、awk、emacs、...) が利用できる。気に入ったものを用いると良い。プログラムやマクロの作成方法は実習担当者に相談すれば教えてもらえる。

3.1 ^{57}Co のガンマ線スペクトル

吸収体をはずした状態で ^{57}Co からのガンマ線のスペクトルを測定しその全体の様相を理解する。

厚さ $200\ \mu\text{m}$ の銅の吸収板を用いて $14.4\ \text{keV}$ のガンマ線を吸収させたときのスペクトルも観察する。 $14.4\ \text{keV}$ のピークに $122\ \text{keV}$ のガンマ線がどのように混入しているかを調べよ。

エネルギーの分かっているガンマ線のピークの情報をもとに、横軸のチャンネルをエネルギーに変換せよ。また、 $14.4\ \text{keV}$ のガンマ線のピークに対する検出器の分解能を評価せよ。分解能の定義は図 12 に従うものとする。

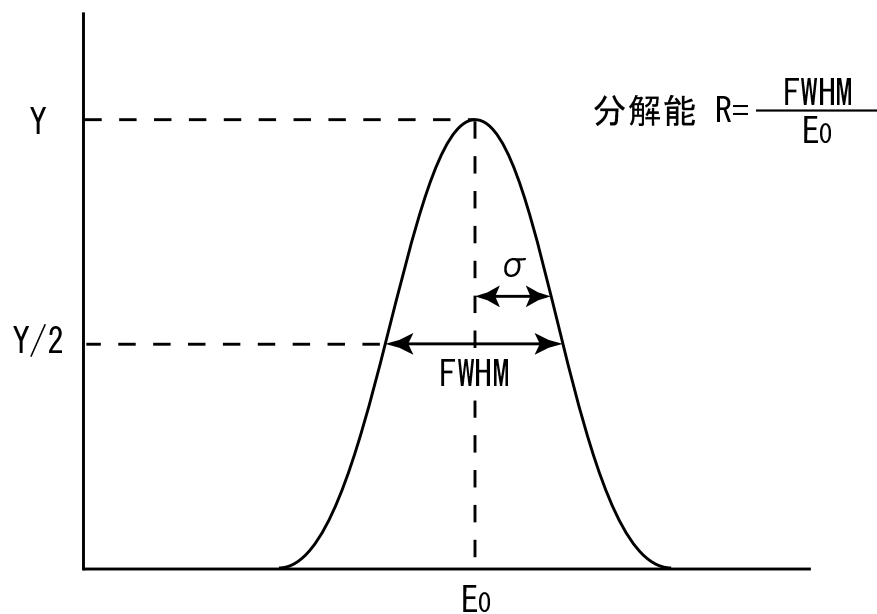


図 12: 分解能の定義。ピークの形が標準偏差 σ を持つガウス分布の場合、半値幅 FWHM (Full Width at Half Maximum) は $2.35\ \sigma$ となる。

3.2 ステンレス鋼

吸収曲線の面積強度を導出し、式(11)を用いて14.4 keVの励起準位の自然幅 Γ を求めよ。但し、無反跳分率 f_s 、 f_a の計算にはロジウム(Rh)の $\theta_D = 400$ K、ステンレス鋼の $\theta_D = 460$ Kを用いよ。また、励起状態の半減期が $T_{1/2} = 98.3$ nsecであることから幅 Γ を計算により求め、これを実測値と比べてみよ。後述の硫酸第一鉄試料のアイソマーシフト δ は、ステンレス鋼に対する最大吸収位置からのずれとして求める。

面積強度の算出の際には、14.4 keVのガンマ線のみによる寄与を出すことが必要である。銅の吸収板を用いて122 keVのガンマ線の寄与を推定し補正すること。

3.3 硫酸第一鉄 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)

この試料は電気四重極相互作用により共鳴曲線が2本に分裂する。アイソマーシフト δ を求めよ。また先の $(R_{\text{ex}} - R_{\text{g}})/(R_{\text{ex}} + R_{\text{g}}) \sim -5.2 \times 10^{-4}$ の値と $R_{\text{ex}} \simeq R_{\text{g}} \simeq 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm (ここで A は質量数)であることを用いて、ステンレス鋼に比べて電子の存在密度がどのように変わったと考えられるか考察せよ。また、吸収曲線の分裂から ε を求め、これから ^{57}Fe 核の第一励起準位(14.4 keV)の電気四重極モーメント Q の値を推定せよ。但し $eq = 1.4 \times 10^{18}$ V/cm²を用いよ。

3.4 問題

問題1. 古典電磁気学を用いて式(13)を次の手順で導け。

(1) 半径 R 、電荷 Ze を持つ球が作るポテンシャル $\phi_n(r)$ を求めよ。ただし、 r は球の中心からの距離である。

(2) 同様に点電荷が作るポテンシャル $\phi_p(r)$ も求め、積分

$$\int_V \rho(\vec{x})(\phi_n(r) - \phi_p(r))d^3x \quad (21)$$

を求めよ。但し、積分は半径 R の球の体積 V で行い、電子の電荷密度は $\rho(\vec{x}) = -e|\psi(0)|^2$ とする。

問題2. 電荷 Ze の原子核を z 軸の回りに対称な回転楕円体と考え、 z 軸方向の半径が a 、それと直角方向半径が b であれば、次の関係式が成り立つ事を示せ。

$$Q = \frac{2}{5}Z(a^2 - b^2). \quad (22)$$

参考文献

- [1] R. L. Mössbauer, Nobel Lecture, December 11, 1961.
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1961/mossbauer-lecture.html
- [2] 佐野博敏、片田元己、メスバウアー分光学、日本分光学会 測定法シリーズ 31、(学会出版センター) .