
低温核偏極からの α 、 β 崩壊に於ける核変形効果の研究

17540241

平成17年度～平成19年度科学研究費補助金
(基盤研究(C)) 研究成果報告書

平成20年4月

研究代表者 大 矢 進

新潟大学自然科学系教授

新潟大学附属図書館



1080033845

はしがき

本報告書は文部省科学研究費補助金、基盤研究(C)「低温核偏極からの α 、 β 崩壊に於ける核変形効果の研究」(平成17年度より19年度まで)課題番号17540241の成果をまとめたものである。

原子核の α 崩壊は量子トンネル効果であることが76年前に量子力学により初めて説明された。 α 崩壊はクーロンポテンシャルの高さに非常に影響される。このことは変形核においてはクーロンポテンシャルの浅い方向に α 崩壊が起き易いことを示している。またベータ崩壊のうち、陽電子放出は同様に斥力をうけ、電子放出は逆に引力をうける。これらのことは変形核では変形の大きさに従い α 、 β 崩壊の角度異方性は、球形核のそれからのずれを生ずる筈である。葉巻型の変形では核スピン方向の α 線の強度が増加しそれに対して90度方向は減少する、一方、パンケーキ型の変形ではこれが逆になると予想される。

このことはかなり昔から指摘されてきて、実験的には1960-70年Oak RidgeグループがU,Np,Am,Esなどのアイソトープを用いてなされてきて、その定性的実験的証拠はだされた。しかし当時の実験装置の複雑さ、低温装置、 α 検出器などの性能の悪さのため、定量的な点や角運動量混合の位相などでは不一致が見られる。この申請では現在の測定進歩上に立って、精度よい実験を試みるものである。またそれらの結果を理論計算と比較し説明できるか、あるいは新しい概念が必要かも調べることを目的とした。

これらの研究で原子核のスピンを超低温にして核スピンを偏極させ、偏極核からの異方性ある α 、 β 線を測定する必要がある。これまで新潟大学の低温核整列グループは主に、超低温核偏極による核磁気共鳴 NMR-ON (Nuclear Magnetic Resonance on Oriented Nuclei) 法を用いて原子核のモーメント、及び核物性の研究を続けてきた。これまでの方法では α 線、及び β 線のエネルギーを正確に測定できない。これを改良する必要があった。研究の途中でRIを取り扱うことに対しての法改正があり、新しく下限値以下の取扱申請に時間がかかり実験がかなり遅れてしまった。使用できない時期オーストラリア, New South Wales University で実験を行った。W.D. Hutchison に大変感謝いたします。

またこれらの研究を精力的に行ってきたベルギーの K.U. Leuven の N.Severijns 教授には色々な情報とその内容に関して議論していただき感謝します。

研究組織

研究代表者：大矢 進 新潟大学理学部・教授)
研究分担者：大坪 隆 新潟大学・理学部・准教授)
研究分担者：泉川卓司 (新潟大学アイソトープ総合センター・准教授)
研究分担者：武藤 豪 (高エネルギー加速器研究機構・物質構造科学
研究所・助教)

交付決定額 (配分額)

(金額単位：千円)

	直接経費	間接経費	合計
平成17年度	1,600	0	1,600
平成18年度	800	0	800
平成19年度	1,000	300	1,300
総計	3,400	300	3,700

研究発表

(1) 学会誌等

大矢進、低温核偏極による核物性の課題

京都大学原子炉実験所平成19年度「原子核プローブ生成とそれを用いた物性研究Ⅲ」 「専門研究会報告(Ⅲ)、2008年3月

目次	頁
はしがき	i
研究組織、交付決定額、研究発表	ii
研究成果	
はじめに	1
核偏極と α , β 崩壊	
1 章 整列核からの放射線放出	3
1.1 角分布	4
1.2 軸対称状態	4
1.3 軸対称；整列パラメータ	7
1.4 磁気双極子相互作用	8
1.5 観測しない中間放射の影響	11
2 角度分布係数	16
2.1 α 崩壊における角度分布	21
2.2 β 崩壊における角度分布	24
2.3 $U_{\lambda}(\beta)$ と $A_{\lambda}(\beta)$ の関係	33
参考文献	36
2 章 装置の改良	37
3 章 α 線源の製作	48
4 章 ニッケル中の ^{95}Zr の核整列とベータ線測定	53
○ Si 検出器設置	53
○ ^{95}Zr の核整列と β 線測定	57
超低温核偏極の β NMR による ^{59}Fe のニッケル中の内部磁場	63
1. 序論	63
2. 超微細相互作用と超低温核偏極及び NMR-ON	63
2.1 超微細相互作用	63
2.2 低温核整列	67
2.3 核磁気共鳴	77

2.4 緩和	80
3. 装置	81
3.1 実験装置	81
3.2 測定方法	88
3.3 解析方法	90
4. 実験結果	94
4.1 試料製作	94
4.2 ^{59}Fe の崩壊様式	94
4.3 低温核偏極	96
4.4 $^{59}\text{FeNi}$ の NMR-ON	98
4.5 $^{59}\text{FeNi}$ の緩和時間	100
4.6 $^{59}\text{Fe}^{58}\text{Fe}$ の NMR-ON	100
5. $^{59}\text{FeNi}$ の内部磁場結果	101
参考文献	102
まとめと考察	103
謝辞	106
発表論文 (関連研究も含む)	107

はじめに

原子核のスピンを整列する方法は幾つかあるが、原子核の寿命の長い（数秒以上）場合は、低温核整列方法が有用になり、これまで多く用いられてきた。特に Wu 氏らの β 崩壊でのパリティ保存が破れている実験は有名である。原子核のスピンを整列させるためには、超低温と強い外部磁場が必要になる。我々新潟大学低温核整列グループは 1979 年から、この方法で研究を行ってきた。それにより多くの原子核の電磁モーメントの決定を主に NMR-ON (Nuclear Magnetic Resonance on Oriented Nuclei), つまり低温核整列に対する核磁気共鳴の方法を用いてきた。また強磁性体の不純物の内部磁場を用いるため、原子核の磁気モーメントが知れている場合は、核物性的な研究にも適した方法である。平成 9 年から 11 年にかけて、内部磁場を用いないで 1 2 テスラの外部強磁場を用いることにも成功してきた。今回のこの研究はそれらの経験の上で行われてきた。

原子核の α 崩壊はそのクーロンポテンシャルのトンネル効果であることは、量子力学が最初に適用され、現象をうまく説明された例として知られている。原子核は領域によりその形が球形でなく、時には巨大な変形を示して、パンケーキ型とか、フットボール型になることが知られている。そうすると、クーロンポテンシャルは長軸と短軸のほうでことなり、長軸のほうに α 線は出やすくなることが予想される。これらのこと前から予想されていたが、実験は簡単でなくさらに、原子核構造の影響も含まれることが知られてきた。また β 線の原子核の変形に対する効果の情報はこれまで皆無である。この研究で先駆的仕事をやってこられた Leuven グループが始めたのは 1986 年ころであった。我々が、行わなければならないことのひとつとして、 α 線、 β 線の測定の分解能をあげることであった。そのために装置の改良があった。

低温核整列についてのガイド本は 1986 年に出版された、Low-Temperature Nuclear Orientation (Low-Temperature Nuclear Orientation, Edited by N.J. Stone and H. Postma, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1986) に良くまとめられている。NMR-ON の方法は核整列の情報、温度などの情報はほとんど必要でなくその変化量（共鳴探索のため）が重要であった。今回の目的は共鳴を得ることではなく、その偏極核から放射線の角度分布の絶対値が必要になる。そのため、最初に α 線、 β 線の角分布の理論的導入を、前述した Low-Temperature Nuclear Orientation 内の ch.2 K. Krane 氏の表示に従って説明する。次にノイズを減らすための Si 検出器からプリアンプまでのリード線を短くする改良について述べる。さらに α 線源、 ^{241}Am の製作と、その分解能についての報告を行う。オ

ーオーストラリアの Wayne のグループとの「ニッケル中の ^{95}Zr の核整列とベータ線の測定」研究の報告とを行う。最後に「超低温核偏極の β NMR による ^{59}Fe のニッケル中の内部磁場」実験の報告を行う。

核偏極と α , β 崩壊

1章 整列核からの放射線放出

整列核から放出される放射線の角分布の一般的問題は Steffen と Alder「STE75」によってなされている。その理論の展開は、彼らの詳しく完全な仕事でなされているので、ここでは再現しない。

ここではスピン I_0 の整列状態から放出される放射線 X の角分布を彼らの結果を用いて始める：

$$W(k, Q) = \frac{d\Omega}{4\pi} \hat{I}_0 \sum_{\lambda q q'} \rho_q^{\lambda*}(I_0) A_{\lambda q'}(X; Q) D_{qq'}^{(\lambda)}(\mathbf{e}_z \rightarrow \mathbf{kx}').$$

(1. 1)

角分布関数 W は \mathbf{k} 方向に放出された放射線 X が立体角 $d\Omega$ 内に入る確率を明記したものである。 Q の記号は放射線の偏極に対しての検出器の反応を表している（この章では記号 Q は検出器の偏極効率、立体角補正因子と核の電氣的四重極モーメントを現している。その記号の意図する意味は議論からおのずと明らかになる）。統計テンソル $\rho_q^{\lambda}(I_0)$ は放射線を放出する核の状態の整列を現して

いて、角分布係数 $A_{\lambda q'}(X; Q)$ は放出される放射線の性質を現している。 D -関数は核のスピン量子化軸 \mathbf{e}_z から空間的に \mathbf{k} , \mathbf{x}' に定義された検出器の座標の変換を表している。ここで \mathbf{x}' は検出器の偏極軸を表している。これらの色々なパラメータは「STE75」の中で見られるし、これからの議論で与える。記号 \hat{X}

は $(2x+1)^{1/2}$ の代わりである。

この章での式の展開で残っているものとして立体角係数 $d\Omega/4\pi$ は省く。その他
のようなすべての定数は、 W が習慣的に規格化されたときに消えるようなもの

であっても、きちっと入れてある。

式(1.1)は整列した原子核から放出される放射線の角分布を記述する一番一般的な表記であるし、同様に放射場の特徴と整列の自由度、メカニズムに関してすべての情報を含んでいる。しかしながら、これはほとんどの応用に用いるにはあまりにも隔たった一般的でありすぎるの、でほとんどの核整列の実験に応用できるように、2つの特別な場合に定義することが便利である。

1.1 角度分布

もし放射線の偏極を測定しない場合は $q' = 0$ のみの成分の角分布係数が消えな
いで残る：

$$A_{\lambda q'}(X; 0) = A_{\lambda}(X) \delta_{q'0} \quad (1.2)$$

A_{λ} は放射線 X の角分布係数である。D-関数は $q' = 0$ の場合球面調和関数に換算
できて結果は、

$$W(\theta, \phi) = \sqrt{4\pi I_0} \sum_{\lambda q} \rho_q^{\lambda*} (I_0) A_{\lambda}(X) (\hat{\lambda})^{-1} Y_{\lambda q}(\theta, \phi). \quad (1.3)$$

角度 θ と ϕ は放射される放射線の整列軸 (z -軸) に対しての角度を定義して
いる。

1.2 軸対称状態

もし整列状態が軸対称の場合、統計テンソル ρ_q^{λ} は $q = 0$ の成分がゼロで無くな
り：

$$\rho_q^\lambda(I_0) = (\hat{I}_0)^{-1} B_\lambda(I_0) \delta_{q0}, \quad (1.4)$$

ここで B_λ は初期状態の整列パラメータである。D-関数を再び球面調和関数に変換すると結果は、

$$W(\theta, \psi; Q) = \sqrt{4\pi} \sum_{\lambda q'} B_\lambda(I_0) A_{\lambda q'}(X; Q) (\hat{\lambda})^{-1} Y_{\lambda q'}(\theta, \psi). \quad (1.5)$$

(ここで Ψ は放射線 X の偏極を測定する時に関連した角度を明記している。) 式 (1.3) と式 (1.5) を組み合わせると、軸対称の整列状態からの放射線の角度分布は次のようになる。

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_\lambda(I_0) A_\lambda(X) P_\lambda(\cos \theta), \quad (1.6)$$

ここで $P_\lambda(\cos \theta)$ はルジャンドル多項式であり、 θ は放射される放射線の方向と整列軸との間の角度である。式 (1.6) は非常にたびたび用いられる角分布の形式である。

1.3 整列集団の表現

整列パラメータは整列状態を表すもっとも一般的に用いられるものである。それらは式 (1.4) の統計テンソルから得ることが出来る。逆に統計テンソルは整列状態の密度マトリックスから見出される。

$$\rho_q^\lambda(I_0) = \hat{\lambda} \sum_m (-1)^{l_0+m'} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & q \end{pmatrix} \langle I_0 m | \rho | I_0 m' \rangle, \quad (1.7)$$

ここで

$$\begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & q \end{pmatrix}$$

これは Wigner の 3-j 記号である。密度マトリックの要素 $\langle I_0 m | \rho | I_0 m' \rangle$ は整列した集団を表現しており原子核と周りの環境の相互作用を表すハミルトニアン \mathcal{H} から見出される。熱平衡状態で、密度マトリックスは (オペレータの表示で)

$$\rho = \exp(-\mathcal{H}/kT) / \text{Tr}[\exp(-\mathcal{H}/kT)], \quad (1.8)$$

ここで Tr はマトリックスのトレース (対角要素の和) を意味している。

もし \mathcal{H} が $|I_0 m\rangle$ 表現の対角要素であるならば、 ρ のマトリックス要素は特に簡単な式になる：

$$\langle I_0 m | \rho | I_0 m' \rangle = p(m) \delta_{mm'}, \quad (1.9)$$

ここで、各々の原子核の磁気量子数 m に対しての分布状態を示す population-parameter $p(m)$ はボルツマン分布で表される：

$$p(m) = \exp[-E(m)/kT] / \sum_m \exp[-E(m)/kT]. \quad (1.10)$$

$E(m)$ はスピンの磁気量子数 m のエネルギー固有値である。

1. 3 軸対称；整列パラメータ

整列に対しての機構が空間のある軸（磁場の軸や，結晶軸）に対して円筒対称であるとき，密度マトリックスは z 軸を対称軸にしたとき対角の表現になる。式（1. 7）で $m' = m$ のとき $q = 0$ となり，統計テンソルは整列パラメータに変えられる。さらに ρ の（対角）要素はちょうど統計の重みか，原子核の磁気量子状態の population-parameter $p(m)$ になる。式（1. 7）はこの場合次のようになる；

$$\rho_0^\lambda(I_0) = \hat{\lambda} \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m), \quad (1. 11)$$

また式（1. 4）と比較すると整列パラメータは次のようになる。

$$B_\lambda(I_0) = \hat{\lambda} \hat{I}_0 \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m). \quad (1. 12)$$

もし $p(m)$ が規格化 ($\sum p(m) = 1$) している場合， $B_0 = 1$ 。

$\lambda > 2I_0$ の場合はいつも B_λ がなくなってしまう；この項の下図の制限は式（1. 5）式（1. 6）の中の和に現れる。

整列パラメータ B_λ は Gray と Satcher「GRA55」によって最初に導入された；彼らの整列パラメータの定義は現在のものと $(-1)^{\lambda}$ だけ位相が違っている。そのため，たとえば β 崩壊，パリティ混合あるいは円偏向分布などの奇数の λ を取り扱う B_λ については特に注意が必要である（Blin-Stoyle と Grace[BLI57] は彼らの論文で Gray と Satchler の B_λ の定義を用いているが，彼らの論文の最後の表では B_λ の符号は逆になっている。[BLI57] の最後にある表はここで書かれているいくつかの式で変えなければならない。）

ほかに代わる整列の表現に $f\lambda$ パラメータ [DEG65] を用いたものがある。ここでの表現との関係は次の式で与えられる。

$$B_{\lambda}(I_0) = I_0^{\lambda} \hat{\lambda} \hat{I}_0 C_{\lambda\lambda}^{-1} f_{\lambda}(I_0),$$

(1. 13)

ここで

$$C_{\lambda\lambda} = (-1)^{\lambda} \left[\frac{(2I_0 + \lambda + 1)!}{(2I_0 - \lambda)!} \right]^{1/2} \binom{2\lambda}{\lambda}^{-1}.$$

(1. 14)

特に

$$B_1(I_0) = -[3I_0/(I_0 + 1)]^{1/2} f_1(I_0),$$

$$B_2(I_0) = [45I_0^3 / (2I_0 + 3)(I_0 + 1)(2I_0 - 1)]^{1/2} f_2(I_0).$$

(1. 15)

(1. 16)

このレビューでの主題である低温核整列 (NO) の熱平衡では population-parameter $p(m)$ は一般的にちょうどボルツマン分布 (きちっと規格化される) になる, ここで $E(m)$ は磁気量子レベルのエネルギーである。整列されてない場合はすべての m に対して $p(m) = (2I_0 + 1)^{-1}$ となる; 低温核整列 (NO) は一様な分布からのずれからもたらされる。すべての m に対して $p(m) = p(-m)$ の場合は整列 (align) といわれ; すべての m に対して $p(m) \neq p(-m)$ の場合は偏極 (polarization) という。低温核偏極 (NO) からは2つの偏極, 整列の分類が出てくる。整列の場合は整列パラメータは λ が奇数のものは無くなる。

1. 4 磁気双極子相互作用

この場合の相互作用のハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B},$$

(1. 17)

ここでは μ 原子核の磁気双極子モーメントであり, \mathbf{B} は核での位置の磁場です。
 \mathbf{B} は z 軸の方向で定義されている。ハミルトニアンは単純な $|I_0 m\rangle$ 表現で対角であり, 磁気量子数での副分岐のエネルギーは,

$$E(m) = -gmB_z,$$

(1. 18)

ここで g は原子核の g -因子, μ/I_0 である。

副分岐の隣り合わせのエネルギー違い Δ_M は (温度の単位で表される)

$$\Delta_M = gB_z/k = \mu B_z/kI_0.$$

(1. 19)

μ は核磁子の単位で, B_z はテスラー (T) でそれぞれ表すと, ミリケルビンでの磁気的なエネルギー分岐は

$$\Delta_M(\text{mK}) = 0.366\mu(\mu_N)B_z(\text{T})/I_0 = 0.366gB_z$$

(1. 20)

磁気相互による整列に対しての population-parameter は

$$p(m) = \exp(m\Delta_M/T) / \sum_m \exp(m\Delta_M/T),$$

(1. 21)

また整列パラメータは

$$B_\lambda(I_0) = \hat{\lambda} \hat{I}_0 \frac{\sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \exp(m\Delta_M/T)}{\sum_m \exp(m\Delta_M/T)}. \quad (1.22)$$

原子核総体は $p(m) \neq p(-m)$ であるので偏極になる； B_λ は奇数の λ に対して 0 でない。 B_1 の解析的表示は Brillouin 関数で

$$B_1(I_0) = \left[\frac{3}{I_0(I_0+1)} \right]^{1/2} \left[\frac{1}{2} \coth \frac{\Delta_M}{2T} - \frac{2I_0+1}{2} \coth \frac{(2I_0+1)\Delta_M}{2T} \right]. \quad (1.23)$$

高次元の整列パラメータは帰納的關係を用いて

$$B_\lambda(I_0) = \frac{\hat{\lambda}}{C_{\lambda\lambda}} \left\{ -\frac{\lambda}{2} \frac{B_{\lambda-1} C_{\lambda-1, \lambda-1}}{(2\lambda-1)^{1/2}} \coth \frac{\Delta_M}{2T} + \frac{B_{\lambda-2} C_{\lambda-2, \lambda-2}}{(2\lambda-3)^{1/2}} \right. \\ \left. \times \left[\frac{\lambda(\lambda-1)}{(2\lambda-1)(2\lambda-3)} \right] \left[I_0(I_0+1) - \frac{\lambda(\lambda-2)}{4} \right] \right\}. \quad (1.24)$$

正の z 軸は磁場 \mathbf{B} で決定されるので、 Δ_M の符号は μ の符号で決定できる。実際の観点から z 軸は一般に外部磁場の方向で定義される。；原子核での超微細場 (HF) がマイナスの場合、(たとえば、外部磁場に対して逆) Δ_M の符号を決めるのに、いくつか注意をしなければならない。 $\Delta_M \rightarrow -\Delta_M$ の変換で、 B_λ は $\rightarrow (-1)^\lambda B_\lambda$ になる。偶数での λ に大して B_λ の符号は、 Δ_M の符号に関係なく正である；したがってガンマー線の角分布のような B_2 と B_4 を決定するような実験では μ の符号には影響されない。 μ の符号を決定するためには、ベータ線の角分布測定による B_1 や B_3 を決定する必要がある。ここでの定義に従うと、 μ の符号が正のとき、奇数の λ に対して B_λ は負になる。式 (1.22) の exponential の項は、 Δ_M/T の値が小さいとき次の近似式が成り立つ：

$$B_\lambda(I_0) \cong \left(\frac{\Delta_M}{T}\right)^\lambda \frac{C_{\lambda\lambda}}{\lambda! \hat{\lambda} \hat{I}_0} \left[1 - a_\lambda(I_0) \left(\frac{\Delta_M}{T}\right)^2\right], \quad \Delta_M/T \ll 1. \quad (1.25)$$

係数 a_λ は $(\Delta_M/T)^2$ の最初の補正項であり、1 のオーダーである [KRA73 を見よ]。 B_1 や B_2 の展開オーダー項は Δ_M/T であり、一方 B_2 の展開のオーダー項は $(\Delta_M/T)^2$ である。

温度 T が 0 に近づくと核は $m = I_0$ (もし μ の符号が正の場合) か、 $m = -I_0$ (もし μ の符号が負の場合) になってしまい、 B_λ は最大値に近づくと、その値は

$$B_\lambda^{\max}(I_0) = \hat{\lambda} \hat{I}_0 (2I_0)! / [(2I_0 - \lambda)! (2I_0 + \lambda + 1)!]^{1/2}. \quad (1.26)$$

飽和に近づくのは近似的に exponential になる：

$$B_\lambda(I_0) \cong B_\lambda^{\max}(I_0) \left[1 - \frac{\lambda(\lambda+1)}{2I_0} \exp(-|\Delta_M|/T)\right], \quad T \ll \Delta_M. \quad (1.27)$$

1. 5 観測しない中間放射の影響

一般的に核整列実験 (NO) の場合観測する放射線 X は整列状態 I_0 から直接放出されるものでなく、むしろひとつや二つの観測しない間に入る遷移を通して I_0 から I_1 に変わった状態からの放射の観測になる。放射は一般的に m -状態の分布を同じようにする傾向があるので I_1 の整列度は I_0 のものより小さくなる。

この事態は角分布式 (1. 1) (1. 3) (1. 5) (1. 6) で取扱い、観測しない中間の放射の効果を取り入れた U_λ 係数 (脱整列係数) を導入するとたとえば式 (1. 6) は次のようになる。

$$W(\theta) = \sum_\lambda B_\lambda U_\lambda A_\lambda P_\lambda(\cos \theta). \quad (1.28)$$

ここで U_λ は大きさは最大 1 であり, I_0 と I_i 間のすべての枝分かれを含まなければならぬ; それらはすべて中間状態のスピンと間に現れる放射の多重極度によっている。

I_1 と I_2 の間で放出される多重極度 L の純粋な遷移に対して脱整列因子は,

$$U_\lambda(I_1 I_2 L) = (-1)^{I_1 + I_2 + L + \lambda} \hat{I}_1 \hat{I}_2 \left\{ \begin{matrix} I_1 & I_1 & \lambda \\ I_2 & I_2 & L \end{matrix} \right\}.$$

(1. 29)

次の表示

$$\left\{ \begin{matrix} I_1 & I_1 & \lambda \\ I_2 & I_2 & L \end{matrix} \right\}$$

は Wigner の 6-j シンボルである。

特に, U_λ についての二つの性質について注意しよう:

1. スピン I_1 と I_2 との交換。はスピン I_1 と I_2 の交換対して対称である; すなわち

$$U_\lambda(I_1, I_2, L) = U_\lambda(I_2, I_1, L)$$

2. $L=0$ の遷移。角運動量を持ち出さない遷移 (フェルミタイプの β 崩壊, $L=0$ の α 崩壊, $E0$ 内部変換) は m -状態を変化させることが出来ないの
でそのため $U_\lambda = 1$. この結果は式 (1. 29) から $L=0$ として直接求めることが出来る。

もし観測されない放射が, いくつかの多重極度 L を含む混合した遷移である場合, 脱整列因子は, 各々の $U_\lambda(I_1, I_2, L)$ にその多重極度の強度による加重を掛けて計算する:

$$U_\lambda(I_1 I_2) = \sum_L U_\lambda(I_1 I_2 L) |\langle I_2 \| L \| I_1 \rangle|^2 / \sum_L |\langle I_2 \| L \| I_1 \rangle|^2.$$

(1. 30)

U_λ は相対的に多重極度の混合 (特に, もしひとつの特別な多重極度が強く支配

的な場合) に対して鈍感であり, またマトリックス要素の相対的位相を決定できない。

もし, I_0 から I_i の経路が多くの状態, $I_1, I_2, I_3, \dots, I_n$, のカスケードから成り立っている場合, 脱整列因子は計算できて次のようになる,

$$U_\lambda(I_0 \cdots I_i) = U_\lambda(I_0 I_1) U_\lambda(I_1 I_2) U_\lambda(I_2 I_3) \cdots U_\lambda(I_n I_i). \quad (1.31)$$

最終的に, もし色々な違った分岐が I_0 と I_i 間にある場合, 全体の U_λ はその分岐した U_λ にその強度 w_n の加重を掛けてその和を取ることで得られる:

$$U_\lambda(I_0 \cdots I_i) = \sum_n w_n [U_\lambda(I_0 \cdots I_i)]_n. \quad (1.32)$$

分岐の強度は企画されていて, $\sum w_n = 1$ である。

複雑な崩壊様式の場合, U_λ を計算するのに式 (1.32) を用いるのは大変冗長な手続きをとる。実際, I_0 状態から始まり各々のレベルの U_λ を計算するのは簡単なことが多い。すなわち, 強度 w_n の n 番目の放射 X_n によって占められた任意のレベルを考える。その各々の放射によって関連付ける U_λ は, ちょうどその放射の U_λ 「式 (1.29) あるいは (1.30)」にその放射を起こさせるもとのレベルの U_λ を掛けることである。そして全体の U_λ は n 番目の放射に対してそれぞれ加重を掛けて和をとることで得られる:

$$U_\lambda(I_0 \cdots I_i) = \sum_n w_n U_\lambda(X_n) U_\lambda(I_0 \cdots I_n), \quad (1.33)$$

ここで I_n は X_n を作るレベルを表す。

w_n はガンマー線の強度でなく各々の遷移の全体の強度である。内部変換電子の強度も考えなければならない。

$U_\lambda(I_1, I_2, L)$ の表は「KRA71 g」と {STE75} にある。

1.5.1 β 崩壊と電子捕獲

最初の状態 I_1 (普通は整列状態 I_0) から終状態 I_2 にベータ崩壊するとき L 単位の角運動量を持ち出す放射線 (電子プラスニュートリノ) を放出する。このとき脱整列因子(引き続きおきるガンマー線の測定のため)は単一の多重極の場合 U_λ は式 (1. 29), 多重極が混合している場合は式 (1. 30) で与えられている。ここで二つの特別なタイプの崩壊を考えてみる。

1.5.1a 許容崩壊

許容遷移の場合はパリティの変化は無く, $|I_1 - I_2| = 0$ か 1 である。この崩壊には $L = 0$ あるいは $L = 1$ の成分のみ存在する。 $L = 0$ の成分はフェルミ (F) タイプといわれ, もちろん $I_1 = I_2$ ならば可能である。 $|I_1 - I_2| = 1$ に対しては $L=1$ のみ, ガモフーテラ (GT) 成分が関与する。そのときの U_λ は式 (1. 29) で与えられている。 $I_1 = I_2$ の場合 F あるいは GT の両方が関与できて, 一般的な U_λ は次に与えられる。

$$U_\lambda(I_1 I_1) = \frac{|\langle I_1 \| L = 0 \| I_1 \rangle|^2 + U_\lambda(I_1 I_1 1) |\langle I_1 \| L = 1 \| I_1 \rangle|^2}{|\langle I_1 \| L = 0 \| I_1 \rangle|^2 + |\langle I_1 \| L = 1 \| I_1 \rangle|^2}. \quad (1. 34)$$

伝統的な表示 (「MOR73*」を見よ) に従うと, 換算核マトリックス要素はは となる。ここで C_V と C_A はベクトルと軸ベクトル結合定数である。(ここで次のベータ崩壊ではすべて純粋な V-A 相互作用を仮定する)。 $C_V \langle 1 \rangle / C_A \langle \sigma \rangle$ の比は F-GT の混合比 y であり, それをもちいて,

$$U_\lambda(I_1 I_1) = \{U_\lambda(I_1 I_1 1) + y^2\} / (1 + y^2). \quad (1. 35)$$

アイソスピンの選択則は F 成分を禁止する傾向にあり, $y = 0$ にとる近似は普通良い近似である; 実際は U_λ の計算ではこの F 成分の可能性を考えて, 少し誤差を (数%のオーダー) を入れることになる。 $U_\lambda(I_1, I_2, 1)$ は 1 (典型的に $U_2 \sim 0.75-0.90$) と大して違ってないのでわずかな F 成分の混合を決定するのに, U

λ の測定は適していない。

1.5.1 b 第一禁止崩壊

この場合パリティの変化あり、 $|I_1 - I_2| = 0, 1$ か 2 である。全体で 6 個の第一禁止マトリックス要素 ($L=0$ に対して 2 つ, $L=1$ に対して 3 つ, $L=2$ に対して 1 つ) がある。またこの場合、 U_λ は許容崩壊のように簡単な形式で書くことは出来ない。角運動量 L ($\sum a_L = 1$) を持ち出す崩壊の割合を a_L とし、次のような可能性がある：

$$\begin{aligned} |I_1 - I_2| = 2 & \quad U_\lambda(I_1 I_2) = U_\lambda(I_1 I_2 2), \\ |I_1 - I_2| = 1 & \quad U_\lambda(I_1 I_2) = a_1 U_\lambda(I_1 I_2 1) + a_2 U_\lambda(I_1 I_2 2), \\ |I_1 - I_2| = 0 & \quad U_\lambda(I_1 I_2) = a_0 + a_1 U_\lambda(I_1 I_2 1) + a_2 U_\lambda(I_1 I_2 2). \end{aligned}$$

(1. 36)

$|I_1 - I_2| = 1$ に対して、単一の U_λ (たとえば U_2) の決定が β 崩壊の多重極度を求めることが出来る。 $|I_1 - I_2| = 0$ に対しては二つの違った値 (たとえば U_2 と U_4) が必要になる；もし U_2 のみが使えたとすれば、核構造を基本とし、三つの強度を決定する議論が可能になるかもしれない。

1.5.2 α 崩壊

観測されない α 崩壊の場合、観測されない β 崩壊とまったく同じ方法で解析することが出来る。

$$U_\lambda(I_1 I_2) = \sum_L a_L U_\lambda(I_1 I_2 L), \tag{1. 37}$$

ここで、 a_L は角運動量 L を持ち出す α 崩壊の強度の割合を示している。 α 粒子

は固有の角運動量を持たないので、 L についての和は L の偶数 (I_1 と I_2 のパリティが同じ場合) か奇数 (I_1 と I_2 のパリティが異なる場合) の場合に行えばよい。

α 崩壊のマトリックス要素と a_l との関係は β -, γ -崩壊の場合と類似している。 α 崩壊の U_α は式 (1. 34) あるいは式 (1. 36) の形式と同じように表される。

1. 角度分布係数

角度分布係数の表示について Krane[1]の表示を用いて説明する。

原子核の放射に対する核の終状態は密度マトリックス $\langle I_f m_f | \rho | I_i m_i \rangle$ か統計テンソル $\rho_{\hat{I}_f}(I_f)$ で表わされる。

放射 X に対する観測量は efficiency matrix $\langle s | \epsilon | s' \rangle$ で表わされる。ここで s は放射の量子量のスピン部分を表わす。ハミルトニアン \mathcal{H} は遷移を表わして 3 つの部分からなる。そのひとつは固有状態 $|Im\rangle$ の変化のみによる部分、2 つ目は $|ks\rangle$ で表される放射場に作用する部分、3 番目は固有状態 $|Im\rangle |ks\rangle$ に摂動として関与する項である。ハミルトニアンは終状態を形成する全体の規格に関与するため角度依存性は無い。したがって ϵ は規格化定数 N を用いると単に相互作用の部分を表わすことになる。最終的には終状態の変化は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \langle s I_f m_f | \rho | s' I_f m_f' \rangle &= N \sum_{m_i m_i'} \langle I_f m_f | \mathcal{H}(ks) | I_i m_i \rangle \langle I_i m_i | \rho | I_i m_i' \rangle \\ &\quad \times \langle I_i m_i' | \mathcal{H}^\dagger(ks') | I_f m_f' \rangle . \end{aligned}$$

(2. 1)

これに対応する終状態の統計テンソルは

$$\langle s | \rho_0^0(I_f) | s' \rangle = (\hat{I}_f)^{-1} \sum_{m_f} \langle s I_f m_f | \rho | s' I_f m_f \rangle .$$

(2. 2)

となる。ここでの導入で放射場の空間を表すようにいくつか混合したノーテーションを用いた。一方マトリックスの要素は核の空間的状态を評価する統計テンソルである。

角度分布係数は観測量のマトリックスとある偏極での放射線の形式を表わすマトリックスとの偏極空間での積のトレースとして次のように与えられる。

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = \hat{I}_f \sum_{ss'} \langle s | \rho_0^0(I_f) | s' \rangle \langle s' | \varepsilon(\mathbf{Q}) | s \rangle . \quad (2. 3)$$

式 (2. 1) と (2. 3) を組み合わせて、 $\rho_q^\lambda(I_f)$ を統計テンソルで用いて書くと、これは次のようになる。

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = N \sum_{\substack{m_i m_i' m_i \\ \lambda q s s'}} (-1)^{I_i + m_i'} \hat{\lambda} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ -m_i' & m_i & -q \end{pmatrix} \rho_{-q}^\lambda(I_i) \langle I_i m_i' | \mathcal{H}(\mathbf{k}s) | I_i m_i \rangle \\ \times \langle I_i m_i' | \mathcal{H}^\dagger(\mathbf{k}s') | I_i m_i \rangle \langle s' | \varepsilon(\mathbf{Q}) | s \rangle . \quad (2.146)$$

(2. 4)

相互作用のハミルトニアン \mathcal{H} は実験室系 S で表わされるが、放射場系 S' で現すほうがより自然である。ハミルトニアン \mathcal{H} はそれ自身球面テンソルのように変換は出来ないが、球面テンソルを得るため式 (4) の要素と結合させると

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = \sum_{\lambda q} \rho_q^{\lambda*}(I_i) A_{\lambda q}(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) ,$$

(2. 5)

ここで角度分布係数は次のように定義できる。

$$\begin{aligned}
A_{\lambda q}(k, Q) = N\hat{\lambda} \sum_{\substack{m_i m_i' m_i \\ ss'}} (-1)^{I_i+m_i} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ -m_i & m_i' & q \end{pmatrix} \langle I_i m_i | \mathcal{H}(ks) | I_i m_i \rangle \\
\times \langle I_i m_i | \mathcal{H}(ks') | I_i m_i' \rangle^* \langle s' | \varepsilon(Q) | s \rangle.
\end{aligned}
\tag{2. 6}$$

この表現は球面テンソルの変換性質を持つ。特に放射場 X の座標系では次のようになる。

$$A_{\lambda q}(k, Q) = \sum_{q'} A_{\lambda q'}(X; Q) D_{q'q}^{(\lambda)*}(S' \rightarrow S),
\tag{2. 7}$$

そこで角度分布は最終の形として次のようになる。

$$W(k, Q) = \sum_{qq'} \rho_q^{\lambda*}(I_i) A_{\lambda q'}(X; Q) D_{qq'}^{(\lambda)}(S \rightarrow S'),
\tag{2. 8}$$

ここで $A_{\lambda q'}(X; Q)$ は放射場でのハミルトニアン \mathcal{H} のマトリックス要素を従えた式(6)に与えられている。特に最初にハミルトニアン \mathcal{H} の多重極展開をやるとするとマトリックス要素に Wigner-Eckart 理論を適用すると：

$$\mathcal{H}(ks) = \sum_{\sigma L} a_{\sigma L s} \mathcal{H}_{\sigma L s}(k),
\tag{2. 9}$$

ここで $a_{\sigma L s}$ は展開係数である。そこで

$$\langle I_f m_f | \mathcal{H}_{\sigma L s} | I_i m_i \rangle = (-1)^{I_f - m_f} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -m_f & s & m_i \end{pmatrix} \langle I_f || \mathcal{H}_{\sigma L} || I_i \rangle,$$

(2. 1 0)

ここで $\langle I_f || \mathcal{H}_{\sigma L} || I_i \rangle$ はハミルトニアン \mathcal{H} マトリックス要素の reduced matrix element である。ここで σ はハミルトニアンの展開で具体的にあげる何かの量である；たとえばガンマー崩壊での電気的あるいは時期的な放射の性質あるいは同じ L での β 崩壊での異なったマトリックス要素の性質を現す。

この時点で放射のオペレータをマトリックス要素を用いて書く伝統的やり方を用いてことにしよう。すなわち初期状態はいつも右側に書く。これはマトリックスの要素の相対的位相結果に対して重要であり、それぞれ違った研究者による表現で同じ慣習を用いているか確かめるの注意しなければならない。

$A_{\lambda q'}$ に対する一般的な表現は：

$$\begin{aligned} A_{\lambda q'}(X; Q) &= N \sum_{\substack{m_i m_f m_i \\ \sigma L \sigma' L'}} (-1)^{I_f + m_i} a_{\sigma L s} a_{\sigma' L' s'}^* \hat{\lambda} \langle I_f || \mathcal{H}_{\sigma L} || I_i \rangle \langle I_f || \mathcal{H}_{\sigma' L'} || I_i \rangle^* \\ &\times \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -m_f & s & m_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_f & L' & I_i \\ -m_f & s' & m_i' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ -m_i & m_i' & q' \end{pmatrix} \\ &\times \langle s' | \varepsilon(Q) | s \rangle. \end{aligned} \quad (2.$$

(2. 1 1)

3-j 記号は m_i , m_f , m_i' に対して和をとることにより短縮できる：

$$\begin{aligned}
A_{\lambda q'}(X; Q) = N \sum_{\substack{ss' \\ \sigma L \sigma' L'}} (-1)^{I_i - I_f + \lambda + s'} a_{\sigma L s} a_{\sigma' L' s'}^* \hat{\lambda} \langle I_f \| \mathcal{H}_{\sigma L} \| I_i \rangle \langle I_f \| \mathcal{H}_{\sigma' L'} \| I_i \rangle^* \\
\times \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ s & -s' & q' \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \langle s' | \varepsilon(Q) | s \rangle, \quad (2.1)
\end{aligned}$$

(2. 1 2)

ここで

$$\begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix}$$

(2. 1 3)

は Wigner の 6-j 記号である。

これは F-係数を定義してさらに縮めることが出来る

$$F_{\lambda}(LL'I_iI_i) = (-1)^{I_f + I_i + 1} \hat{\lambda} \hat{L} \hat{L}' \hat{I}_i \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix}.$$

(2. 1 4)

F-係数はスピン 8 まで多重極度は 3 まで「2」の appendix に乗っている。この F-係数を用いると式は次のようになる。;

$$\begin{aligned}
A_{\lambda q'}(X; \mathcal{Q}) = N \sum_{\substack{ss' \\ \sigma L \sigma' L'}} (-1)^{\lambda-s'} a_{\sigma L s} a_{\sigma' L' s'}^* \frac{\langle I_f \| \mathcal{H}_{\sigma L} \| I_i \rangle}{\hat{L}} \frac{\langle I_f \| \mathcal{H}_{\sigma' L'} \| I_i \rangle^*}{\hat{L}'} \\
\times F_{\lambda}(LL' I_f I_i) \frac{\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ s & -s' & q' \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}} \langle s' | \varepsilon(\mathcal{Q}) | s \rangle. \quad (2
\end{aligned}$$

(2. 15)

F-係数は次のように規格化してある。

$$F_0(LL' I_f I_i) = \delta_{LL'}$$

(2. 16)

式(2. 15)は角度分布を表わすもっとも一般的な表現である。しかしながらこれは規格化していない。次からの議論では規格化係数 $(A_{00})^{-1}$ を定義して規格化を採用する。

2.1 α 崩壊における角度分布

α 粒子はスピンを持たないので式(15)の中の efficiency matrix は無くなり、

$s = s' = q' = 0$ の項だけが寄与する。理想的球面波で平面波を展開すると展開係数は次の通り、

$$a_{Ls} = e^{-i\sigma_L} \hat{L} i^L \delta_{s0},$$

(2. 17)

ここで位相差 σ_L は核でのクーロン場での α 粒子の影響を計算するのに必要である。内部転換電子の場合と同じように α 粒子の角度分布係数を次のように書くことが出来る。

$$A_\lambda(\alpha) = \frac{\sum_{LL'} b_\lambda(LL') F_\lambda(LL' I_i I_i) \langle I_i \| \mathcal{H}_L(\alpha) \| I_i \rangle \langle I_i \| \mathcal{H}_{L'}(\alpha) \| I_i \rangle}{\sum_L |\langle I_i \| \mathcal{H}_L(\alpha) \| I_i \rangle|^2},$$

(2. 18)

ここで λ が偶数の場合のみ意味がある。

α 粒子の particle parameter は式 (2. 17) を式 (2. 15) に代入して：

$$b_\lambda(LL') = -e^{-i(\sigma_L - \sigma_{L'})} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} / \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix},$$

(2. 19)

これはまた次のように書ける。

$$b_\lambda(LL') = \frac{2[L(L+1)L'(L'+1)]^{1/2}}{L(L+1) + L'(L'+1) - \lambda(\lambda+1)} e^{-i(\sigma_L - \sigma_{L'})}.$$

(2. 20)

α 粒子はスピンの無いので L, L' は $\pi_i \pi_f = +$ OR $-$ によって、それぞれ、偶

数あるいは奇数のみの和を行えばよい。

もし2つの多重極度 (LあるいはL+L+2) のみに関与する場合, その大きさの混合比は定義する,

$$\delta(\alpha) = \frac{\langle I_f || \mathcal{H}_{L'}(\alpha) || I_i \rangle}{\langle I_f || \mathcal{H}_L(\alpha) || I_i \rangle},$$

(2. 21)

これをもちいて,

$$A_\lambda(\alpha) = \frac{b_\lambda(LL)F_\lambda(LLI_i I_i) + \delta(\alpha)[b_\lambda(LL') + b_\lambda(L'L)][F_\lambda(LL'I_i I_i) + [\delta(\alpha)]^2 b_\lambda(L'L')F_\lambda(L'L'I_i I_i)]}{1 + [\delta(\alpha)]^2}$$

(2. 19)

(2. 22)

注意することは前の場合と違って, $b(LL') \neq b(L'L)$ である。式(2. 19)で定義された, particle parameter は干渉項に位相差 $\cos(\sigma_L - \sigma_{L'})$ をもたらす。

$I_i = I_f$ で $\pi_i \pi_f = +$: の場合 $L=0$ の α 粒子のみが可能であり, その場合, particle parameter の分母にある $3-j$ 記号は定義できない。しかしながら, $3-j$ 記号は式(14)のF係数の分子にあるので, $b_\lambda F_\lambda$ は有限である。もし, うつとしい $3-j$ 記号をF係数と particle parameter に対して1にするところの場合, 数式は保持できることになる。

単一の角分布係数の決定のみでは, $\delta(\alpha)$ と相対的位相差 $\cos(\sigma_L - \sigma_{L'})$ 両方を確定的に決定することは出来ないことに注意なさい。さらに, カンマー崩壊と異なって, α 線の強度は必然的に高いLの

値に対してでも無視できなくなる。そのため L の値に対して3つあるいはそれ以上が重要になる。幸いに、クーロンによる位相差は計算できるし、多くの場合 δ の値を導き出すことが可能である。

2.2 β 崩壊における角度分布

弱い相互作用のハミルトニアン¹⁾の性質によりベータ線の角度分布に対する構成式は大変複雑である。ベータ線の角度分布の測定から決定される観測量とその形式を説明するために、いくつかの単純化した仮定を設ける。(1) その相互作用はパリティの完全な破れを伴う純粋な V-A (vector minus axial vector) であると仮定する。(2) 時間反転に対して不変と仮定する。(3) ニュートリノの質量は0として、ヘリシティは固定されており、光速で c で運動するとする。(4) ハミルトニアンに対して一番低い多重極度のみが関係すると仮定する；したがって許容か第一禁止崩壊のみを考える。

表記は Fraunfelder と Steffen のものを用いる。 β 崩壊のハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_\beta = g \sum_X \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \sum_{L=J-1}^{J+1} (-1)^{J+M} (\psi_p^\dagger \mathcal{O}_{JLX}^{-M} \psi_n) \\ \times [C_X (\psi_e^\dagger \mathcal{O}_{JLX}^M \psi_\nu) + C'_X (\psi_e^\dagger \gamma_5 \mathcal{O}_{JLX}^M \psi_\nu)],$$

(2. 23)

ここで $X=V, A$. (伝統的な β 崩壊の表記と統一するために遷移の多重極度は J で、一方 L はレプトンの全軌道角運動量をあらわす) \mathcal{O}_{JLX}^M はランク J の球面テンソルオペレーターで、そのマトリックス要素は式 (2. 15) 必要としたそのものである。 C_X はいつもの結合定数である。式 () は negative β 崩

壊『たとえば、電子と反ニュートリノ放出』にたいして正しい。陽電子放出に対して hermitian conjugate が必要である。

終状態は電子の運動量 \mathbf{p} とスピン s と反ニュートリノの運動量 \mathbf{q} とスピン成分 s_ν から校正される。(ここでの解析ではヘリシティよりむしろスピンの成分を用いることが便利である。) 反ニュートリノを初期状態で吸収されるニュートリノに置き換えて、終状態の密度マトリックスは

$$\begin{aligned} \langle I_f m_f p s | \rho | I_f m'_f p s' \rangle &= N \sum_{m_i m_i \nu} \langle I_f m_f p s | \mathcal{H}_\beta | I_i m_i q s_\nu \rangle \langle I_i m_i | \rho | I_i m'_i \rangle \\ &\times \langle I_f m_f p s' | \mathcal{H}_\beta | I_i m'_i q s'_\nu \rangle^*, \end{aligned} \quad (2.24)$$

式(1)に類似している。我々は終状態のニュートリノを観測しないので ν について和を取ることばすべてのニュートリノの変数についての和を得ることになる。式(2.2)から式(2.4)の類似したやり方で、

$$\begin{aligned} W(\mathbf{p}) &= N \sum_{\substack{m_i m'_i m_f \\ \lambda q s s' \nu}} \langle I_f m_f p s | \mathcal{H}_\beta | I_i m_i q s_\nu \rangle \langle I_f m_f p s' | \mathcal{H}_\beta | I_i m'_i q s'_\nu \rangle^* \\ &\times (-1)^{I_i + m'_i} \hat{\lambda}_i \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda_i \\ -m'_i & m_i & -q_i \end{pmatrix} \rho_{-q_i}^{\lambda_i}(I_i) \langle s | \epsilon | s' \rangle. \end{aligned} \quad (2.25)$$

そこで過ぎのステップに従って先を進める。;(1) 電子とニュートリノの平面波は球面波で展開する:

$$\begin{aligned} |ps\rangle &= (4\pi)^{1/2} \sum_{\kappa\mu} \hat{l} \langle l 0 \frac{1}{2} s | j s \rangle e^{i\Delta(\kappa)} D_{\mu s}^{(j)}(z \rightarrow \mathbf{p}) | \kappa \mu \rangle, \\ |qs_\nu\rangle &= (4\pi)^{1/2} \sum_{\kappa_\nu \mu_\nu} \hat{l}_\nu \langle l_\nu 0 \frac{1}{2} s_\nu | j_\nu s_\nu \rangle D_{\mu_\nu s_\nu}^{(j_\nu)*}(z \rightarrow \mathbf{q}) | \kappa_\nu \mu_\nu \rangle, \end{aligned}$$

(2. 26)

ここで j と l はレプトンの全角運動と軌道角運動量を表わす。そして、 $\kappa = \pm(j+1/2)$ は Dirac の式の解について用いられる表示である。(2) ニュートリノは観測しないので、ニュートリノのすべての角運動量に対して和をとり、ニュートリノの運動量方向に対してすべて積分する。(3) 電子のスピンも観測しないので、 $\langle s|\epsilon|s'\rangle \rightarrow \delta_{ss'}$ 。(4) Wigner-Eckart 理論を用いて核とレプトンのマトリックス要素を分離する。長ったらしいが、単純な簡素化をやることによって、角度分布は次のようになる

$$W(\mathbf{p}) = \hat{I}_i \sum_{\lambda q} \rho_q^{\lambda*}(I_i) A_\lambda(\beta) D_{q0}^{(\lambda)}(z \rightarrow \mathbf{p}),$$

(2. 27)

また、核の整列状態が z 軸に対して対称であれば、

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_\lambda(I_i) A_\lambda(\beta) P_\lambda(\cos \theta),$$

(2. 28)

ここでベータ線の角度分布係数は、

$$A_\lambda(\beta) = \sum_{JJ'} (-1)^{J+J'+\lambda} b_\lambda(J, J') F_\lambda(JJ' I_i I_i) / \sum_{JJ'} b_0(J, J').$$

(2. 29)

ベータ線の particle parameter は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 b_\lambda(J, J') &= 4\pi^2 \begin{pmatrix} J & J' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}^{-1} \hat{j}\hat{j}'\hat{l}_i \sum_{\substack{\kappa\kappa'\kappa_v \\ LL'}} (-1)^{j+j'+j_v-1/2} \hat{l}\hat{l}'\hat{j}\hat{j}' \\
 &\times \begin{pmatrix} l & l' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l & l & \lambda \\ j' & j & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & J' & \lambda \\ j' & j & j_v \end{Bmatrix} \\
 &\times e^{i[\Delta(\kappa)-\Delta(\kappa')]} B_{JL}(\kappa, \kappa_v) B_{J'L'}^*(\kappa', \kappa_v).
 \end{aligned}$$

(2. 30)

ベータ線の particle parameter は B_{JL} の中で β マトリックス要素を含んでいる。これはベータ線の particle parameter は本質的に核とレプトンのマトリックス要素の積であることを示している。ここでの議論では particle parameter は Alder et al 「ALD57*」が定義したものをを用いている。すこし違っているものは「FRA65*」による。広範囲にわたって particle parameter を表にしたものは森田「MOR73*」によって作られた。森田による $b_{JJ'}^{(\lambda)}$ と式 (2. 30) との関係は次のとおり。

$$b_\lambda(J, J') = (-1)^{J+J'+\lambda+1} b_{JJ'}^{(\lambda)} / 4 \begin{pmatrix} J & J' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \hat{j}\hat{j}'\hat{\lambda}.$$

(2. 31)

ここで許容あるいは第一禁止 β 崩壊に対して式 () の応用をすこし考えてみる。許容遷移の選択則は

$$\pi_i \pi_f = +, \quad |I_i - I_f| = 0, 1.$$

(2. 3 2)

$|I_i - I_f| = 1$ にたいして $J=1$ の項だけが A_λ に寄与する (J は本質的にレプトン場でもたらす全角運動量である。それゆえ式 (2. 1 4) の L に似ている。 β particle parameter の中にある L 係数はレプトン場での軌道角運動量であり, それは許容遷移ではゼロである) $I_i \cdot I_f = 0$ の場合, $J=0$ と $J=1$ の両方が関与する。したがって角度分布には干渉項がある。どちらか一方の場合 particle parameter の中にある角運動量の結合は $\lambda = 1$ の項のみが要求される ($J=0$ の場合式 (2. 3 0) の最初の $3-j$ 記号は消える。同じ $3-j$ 記号が b_λ と F_λ に出てくるので, 前に議論したように $3-j$ 記号を b_λ と F_λ の両方に対して規格化して 1 を用いる。)

許容遷移の場合, 関係する particle parameter は次のようになる。

$$b_0(0, 0) = \frac{1}{4} \langle 1 \rangle^2 [|C_V|^2 + |C_V'|^2],$$

$$b_0(1, 1) = \frac{1}{4} \langle \sigma \rangle^2 [|C_A|^2 + |C_A'|^2],$$

$$b_1(0, 1) + b_1(1, 0) = \frac{1}{6} \langle 1 \rangle \langle \sigma \rangle \operatorname{Re}(C_V C_A'^* + C_V' C_A^*) \frac{p}{E},$$

$$b_1(1, 1) = \pm \frac{1}{3} \langle \sigma \rangle^2 \operatorname{Re}(C_A^* C_A') \frac{p}{E},$$

(2. 3 3)

ここで $\langle 1 \rangle$ は F (ベクター)であり, $\langle \sigma \rangle$ は GT (軸ベクター) マトリックス要素である。電子の運動量と相対論的全エネルギーはそれぞれ, p と E である。 $b_1(1, 1)$ での符号の選択は β^- 崩壊では+, β^+ 崩壊では-をとる。

$|I_i - I_f| = 1$ の場合, GT マトリックス要素のみが関与して, この場合そのまま直線的に次のようになる (パリティが完全に破れているに対応する $C_x' = C_x$ と時間反転に対して不変に対応する $C_x^* = C_x$)

$$A_1(\beta^\pm) = \mp \frac{2}{3} \frac{p}{E} F_1(11I_f I_i)$$

(2. 34)

上のほうの符号は β^+ 崩壊, 下のほうの符号は β^- 崩壊にそれぞれ対応する。そこで角度分布は次のようになる。

$$W(\theta) = 1 + B_1(I_i) A_1(\beta) \cos \theta,$$

(2. 35)

ここで θ は原子核の偏極の方向と運動量 p との間の角度。

$I_i - I_f = 0$ の場合, GTマトリックス要素とベクター(F)マトリックス要素との干渉がある。その混合比を習慣的なやり方で次のように定義する。

$$y = C_V \langle 1 \rangle / C_A \langle \sigma \rangle,$$

(2. 36)

ここで, $\langle 1 \rangle$ はF(フェルミ)の核のマトリックス要素を表わし, $\langle \sigma \rangle$ はGTの核マトリックス要素を表わす。(ここで注意!この混合比は L/L' から定義する。前の混合比は L'/L で逆であることに注意。Fの大きさが大変小さいため, この方法で y を定義したほうが便利であるため) y で置き換えると角分布係数は次のようになる。

$$A_1(\beta^\pm) = \frac{2}{3} \frac{p}{E} \{ \mp F_1(11I_f I_i) + y F_1(01I_f I_i) \} / (1 + y^2).$$

(2. 37)

角分布は式 (2. 35) にあたえられている。

二つのことが重要なので注意しておく：(1) 許容 β 崩壊においては A_λ は $\lambda \geq 2$ に対して 0 になるので、角分布を観測するためには初期状態が偏極（たとえば $B_1 \neq 0$ ）していることが要求される。逆に選択則の式 (2. 32) を満たす崩壊で A_2 項がある場合、高次元（たとえば、第二禁止遷移）の効果を示している。(2) 混合比 y は $\beta - \gamma$ 円偏向の相関からまた決定することが出来る。しかしながら γ 崩壊の場合と同じようにカスケードの中でその遷移が最初に来た場合、混合比の符号『位相は $(-1)^{J+J'}$ 』を変化させる必要がある。 γ 崩壊での混合比と同じように異なった実験での結果を比較するときには注意しなければならない。

第一禁止遷移の選択則は次のとおり。

$$\pi_i \pi_f = - \quad |I_i - I_f| = 0, 1, 2$$

(2. 38)

第一禁止遷移には 6 個の核マトリックス要素が関係する； $J=0$ の 2 つ、 $J=1$ の 3 個、 $J=2$

の 1 個。レプトン場では角運動量が 1 だけ持ち出され、そのため全角運動量の変化は高々 2 である。レプトン固有の最大の全角運動量は $3/2$ である；そのため最大の λ は 3 であり、 A_1, A_2, A_3 が角度分布に寄与する。一般的にほとんどの場合 6 つの核マトリックス要素は（対応するレプトンのマトリックス要素を伴う）かなり複雑な *particle parameter* をもたらす。

（これらについての詳しい説明は Morita「MOR73*」と Pipkin[PIP63*]によって $I_i = I_f = 2$ の場合について角分布について完全な式が与えられている。完全な核整列の実験では 3 つのパラメータ (A_1, A_2, A_3) のみを決定できる。そのため一般的に 6 個のマトリックス要素を一意的に決定することは不可能である。その 6 個のパラメータを決定するには他の実験； $\beta - \gamma$ 角相関と円偏向実験、観測されない脱偏極係数 U_λ 、電子の偏極、*f t* 値、*shape-factors*、などなど。これらの違った実験の表現の形式の中にあるマトリックスの要素はそれぞれエネルギーによっているので、それぞれのマトリックス要素を引き出すためには調整が必要で解析的に出来ない。

表現の形式が特別に単純な形式になる場合がひとつある。原子核の電荷 Z にレプトンのマトリックス要素は比例するが、その Z が大きい場合、ある種の書くのマトリックス要素は支配的になる。特に $A_1(\beta)$ が次の式の直線的結合にな

る場合：

$$V = C_A \int \gamma_S \pm \xi C_A \int i \sigma \cdot r ,$$

$$Y = C_V \int \alpha \pm \xi C_V \int i r \mp \xi C_A \int \sigma \times r ,$$

(2. 39)

ここで $\xi = \alpha Z / 2R$ (R は核半径, α は微細構造定数)。式の V の直線的結合は $J=0$ のマトリックス要素のみを含み, 一方, Y は $J=1$ のマトリックス要素のみを含む。 $\lambda=1$ の場合 particle-parameter は式 (2. 33) から $C_V \langle 1 \rangle \rightarrow V$, $C_A \langle \sigma \rangle \rightarrow Y$ の置き換えをやり求められる。角分布係数 $A_1(\beta)$ は $I_i = I_f = 0$ の場合 $y = V/Y$ で式 (2. 37) で, あるいは $|I_i - I_f| = 1$ の場合は式 (2. 35) で求められる。パラメータ ξ は大きな数であり (R は電子のコンプトン波長の単位で測定され, そのためオーダーは $10^{-2} - 10^{-3}$ 程度である) また残りの β マトリックス要素を無視することにより, ξ あるいはクーロン近似と知られたものになる。この近似で $A_3(\beta)$ は無くなる; A_2 係数は他の第一禁止遷移のマトリックス要素を乗じた V あるいは Y の項を含む:

$$A_2(\beta) = \frac{b_2(1,1)F_2(11I_f I_i) + [b_2(0,2) + b_2(2,0)]F_2(02I_f I_i) - [b_2(1,2) + b_2(2,1)]F_2(12I_f I_i)}{b_0(0,0) + b_0(1,1)},$$

(2. 40)

ここで (ξ 近似内で)

$$b_2(1, 1) = \frac{1}{3} \frac{p^2}{E} Y_{\lambda_2} \left(-2C_V \int i\mathbf{r} + C_A \int \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r} \right),$$

$$b_2(0, 2) + b_2(2, 0) = -\frac{1}{5\sqrt{6}} \frac{p^2}{E} V_{\lambda_2} C_A \int iB_{ij},$$

$$b_2(1, 2) + b_2(2, 1) = \left(\frac{2}{15} \right)^{1/2} \frac{p^2}{E} Y_{\lambda_2} C_A \int iB_{ij}.$$

(2. 4 1)

λ_2 はオーダ単位でのクーロン相関係数です。

他の場合、 $|I_i - I_f| = 2$ のときは縮められた形で書くことが出来る。この場合 $J=2$ のマトリックス要素が関与して、干渉はまったく起きない。角分布係数は次のようになる。

$$A_\lambda(\beta) = (-1)^\lambda b_\lambda(2, 2) F_\lambda(22I_f I_i) / b_0(2, 2),$$

(2. 4 2)

ここで (オーダ単位のクーロン相関を無視して)

$$b_0(2, 2) = \frac{1}{24} C_A^2 \left| \int B_{ij} \right|^2 (p^2 + q^2),$$

$$b_1(2, 2) = \pm \frac{1}{24} C_A^2 \left| \int B_{ij} \right|^2 \frac{p}{E} \left(q^2 + \frac{3}{5} p^2 \right),$$

$$b_2(2, 2) = \frac{7}{120} C_A^2 \left| \int B_{ij} \right|^2 p^2,$$

$$b_3(2, 2) = \pm \frac{1}{40} C_A^2 \left| \int B_{ij} \right|^2 \frac{p^3}{E}.$$

(2. 4 3)

q はニュートリノの運動量 ($q = E_0 - E$)。そのような β 遷移はユニークあるいは純粋な B_{ij} -遷移と知られている。

ξ 近似はたびたび性格に実際の β マトリックス要素を表わしている；しかしながら原子核の構造による選択則で、無視したマトリックス要素は強められことが出来る（あるいは“大きな”マトリックス要素が抑圧される）。その場合、マトリックス要素の全体を考える必要がある。（そのような事情のほとんどは原子核の γ 崩壊に存在して、電磁場でのオペレータでは E2 より M1 のほうがほとんどであることを予測されことになる。状態はたびたび厳しいが、核構造の状態で修正される。

2.3 $U_\lambda(\beta)$ と $A_\lambda(\beta)$ の関係

$U_\lambda(\beta)$ と $A_\lambda(\beta)$ の両方とも β 遷移における多重極によるが、違った形式の体系に情報のため、分析的にそれらと比較することは不可能である。（それに対して、 $U_\lambda(\beta)$ と $A_\lambda(\beta)$ から多重極の混合比 δ は導き出される。）この状況は β マトリックス要素のエネルギー依存性からきている。 $A_\lambda(\beta)$ はエネルギーによるし、 β

崩壊を観測しないときは β 線のエネルギー全体にわたって積分しなければならない。このようにたとえば a_j パラメータ(多重極度 J のベータ線の強度の割合)は $U_\lambda(\beta)$ の表現で用いられ、次のように書ける。

$$a_j = \bar{b}_0(J, J) / \sum_J \bar{b}_0(J, J),$$

(2. 44)

ここで \bar{b} は電子のエネルギー全体の平均値である：

$$\bar{b}_0(J, J) = \int_1^{E_0} F(Z, E) S p E (E_0 - E)^2 b_0(J, J) dE .$$

(2. 45)

$F(Z, E)$ は Z の娘核に対するフェルミ関数であり、 S はその崩壊の shape-factor である。強度の分岐比 a_j は $A_\lambda(\beta)$ が含んでいたようにマトリックス要素の一次結合を含んでいる。しかし核マトリックス要素の係数は関係するレプトンのマトリックス要素のエネルギー依存性にしがたって変化するし、さらに核から核(フェルミ関数の違い)によって違っており、同じ核でも一つの崩壊から次の別の崩壊(end-point エネルギー E_0 の違い)でさえ変わる。そのため、 $b_0(J, J)$ の値がエネルギーよらない単純なケースを除いて、 $U_\lambda(\beta)$ のきちっとした表現を得ることは不可能である。この場合 b_0 係数は積分から次のようになる。

$$\bar{b}_0(J, J) = f b_0(J, J),$$

(2. 46)

ここで f はフェルミ積分である。この特別な場合

$$a_J = b_0(J, J) / \sum_J b_0(J, J),$$

(2. 47)

(式 (2. 44) と同じであるが, エネルギーの平均が無い) この状態は ξ -1 近似が正しいときの許容遷移と第一禁止遷移の場合から出てくる:

$$a_0 = y^2 / (1 + y^2), \quad a_1 = 1 / (1 + y^2),$$

(2. 48)

(a_2 は ξ -1 近似で無視される。時に B_{ij} のマトリックス要素は第一禁止 β 遷移の解析で V と Y と一緒に含まれる; これは modified B_{ij} 近似と知られている。式

(2. 46) はこの場合正しくない。なぜなら, $b_0(2, 2)$ はエネルギーによらないのではない; 実際 q^2 によっている。

参考文献

- [AHA70*] Aharoni, A., 1970, Phys. Rev. B **2**, 3794.
- [ALD57*] Alder, K., B. Stech and A. Winther, 1957, Phys. Rev. **107**, 728.
- [ALD75*] Alder, K. and R.M. Steffen, 1975, Emission and absorption of electromagnetic radiation, in: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed., W.D. Hamilton (North-Holland, Amsterdam) p. 1.
- [BIE53*] Biedenharn, L.C. and M.E. Rose, 1953, Rev. Mod. Phys. **25**, 943.
- [CAM69*] Camp, D.C. and A.L. Van Lehn, 1969, Nucl. Instr. Meth. **76**, 192.
- [FRA65*] Frauenfelder, H. and R.M. Steffen, 1965, Angular correlations, in: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed., K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam) p. 997.
- [HAG68a*] Hager, R.S. and E.C. Seltzer, 1968, Nuclear Data A4, **1**.
- [HAG68b*] Hager, R.S. and E.C. Seltzer, 1968, Nuclear Data A4, 397.
- [HEI70*] Heighway, E.A. and J.D. MacArthur, 1970, Nucl. Instr. Meth. **79**, 224.
- [KRA72*] Krane, K.S., 1972, Nucl. Instr. Meth. **98**, 205.
- [KRA86*] K.S. Krane, in Low-Temperature Nuclear Orientation, Edited by N.J. Stone and H. Postma (Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1986) Chap.2.
- [MAT63*] Matthias, E., W. Schneider and R.M. Steffen, 1963, Phys. Lett. **4**, 41.
- [MOR73*] Morita, M., 1973, Beta Decay and Muon Capture (Benjamin, Reading, MA).
- [PAU75*] Pauli, H.C., K. Alder and R.M. Steffen, 1975, The theory of internal conversion, in: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed., W.D. Hamilton (North-Holland, Amsterdam) p. 341.
- [PIP63*] Pipkin, F.M., J. Sanderson and W. Weyhmann, 1963, Phys. Rev. **129**, 2626.
- [RAG73*] Raghavan, R.S., P. Raghavan and E.N. Kaufmann, 1973, Phys. Rev. Lett. **31**, 111.
- [ROS67*] Rose, H.J. and D.M. Brink, 1967, Rev. Mod. Phys. **39**, 306.
- [SIM65*] Simms, P.C., 1965, Phys. Rev. **138**, 784.
- [STE75*] Steffen, R.M. and K. Alder, 1975, Extranuclear perturbations of angular distributions and correlations, in: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed., W.D. Hamilton (North-Holland, Amsterdam) p. 583.
- [WAL50*] Walter, M., O. Huber and W. Zünti, 1950, Helv. Phys. Phys. Acta **23**, 697.
- [YAT65*] Yates, M.J.L., 1965, Finite solid angle corrections, in: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed., K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam) p. 1691.

2章 装置の改良

これまでの新潟大学の ^3He - ^4He 希釈冷凍機の図を下記 Fig.1 に示す。β線検出器の Si は 0.7K の温度の内部に取り付けられている。この信号はステンレスの同軸ケーブルを使い約 1.2 メータの上部の外に取りだされプリアンプに接続されている。この検出器からプリアンプまでの長い線のため検出器の分解能は約 100keV 程度になっている。おまけにノイズを受けやすく、このレベルが、変動するのが悩みである。

^3He - ^4He 希釈冷凍機内部構造

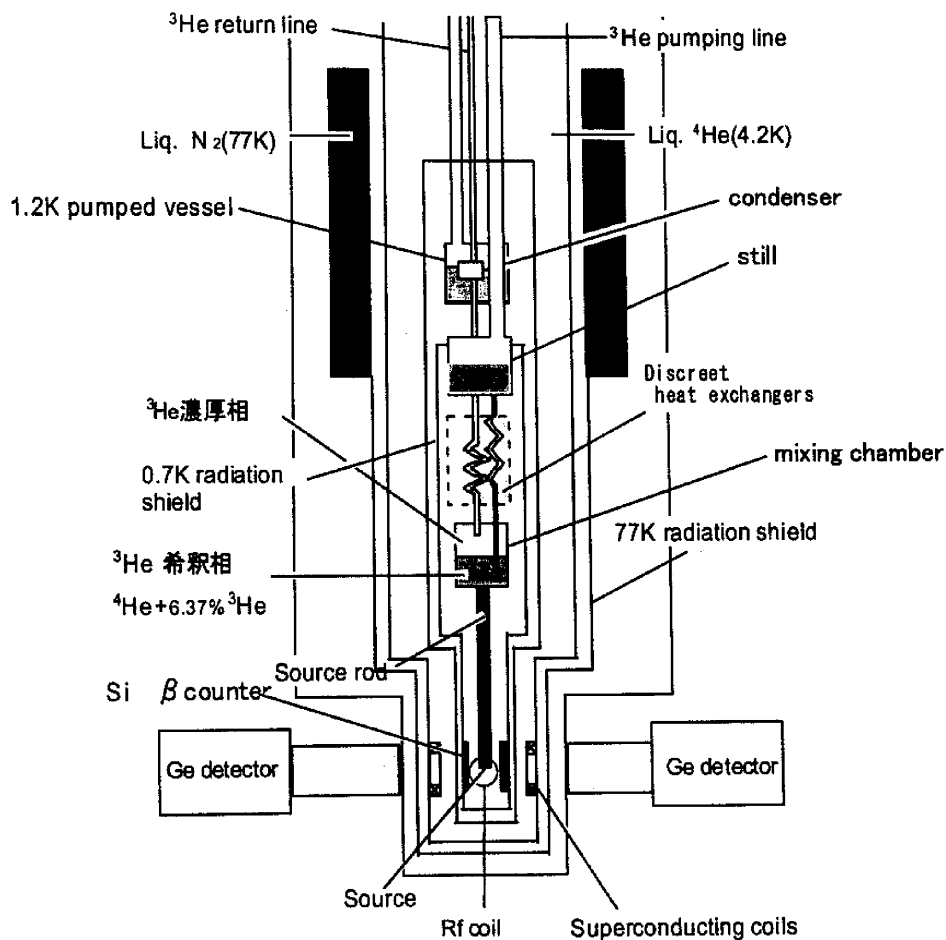


Fig.1 A schematic view of ^3He - ^4He dilution refrigerator

そこで信号を上部でなく下部から取り出すように試みた。このためには真空用の低温でも可能なハーメチックを用いる必要がある。ハーメチックはSUHNER社の22SMA-50-013を用いた。これを低温半田で取り付けることによって、信号を外側まで約15cmで室温の外部のプリアンプに接続できた。0.7ケルビンのところにつけられているSi検出器の部分を改良前の時と、改良後写真を下図に示す。

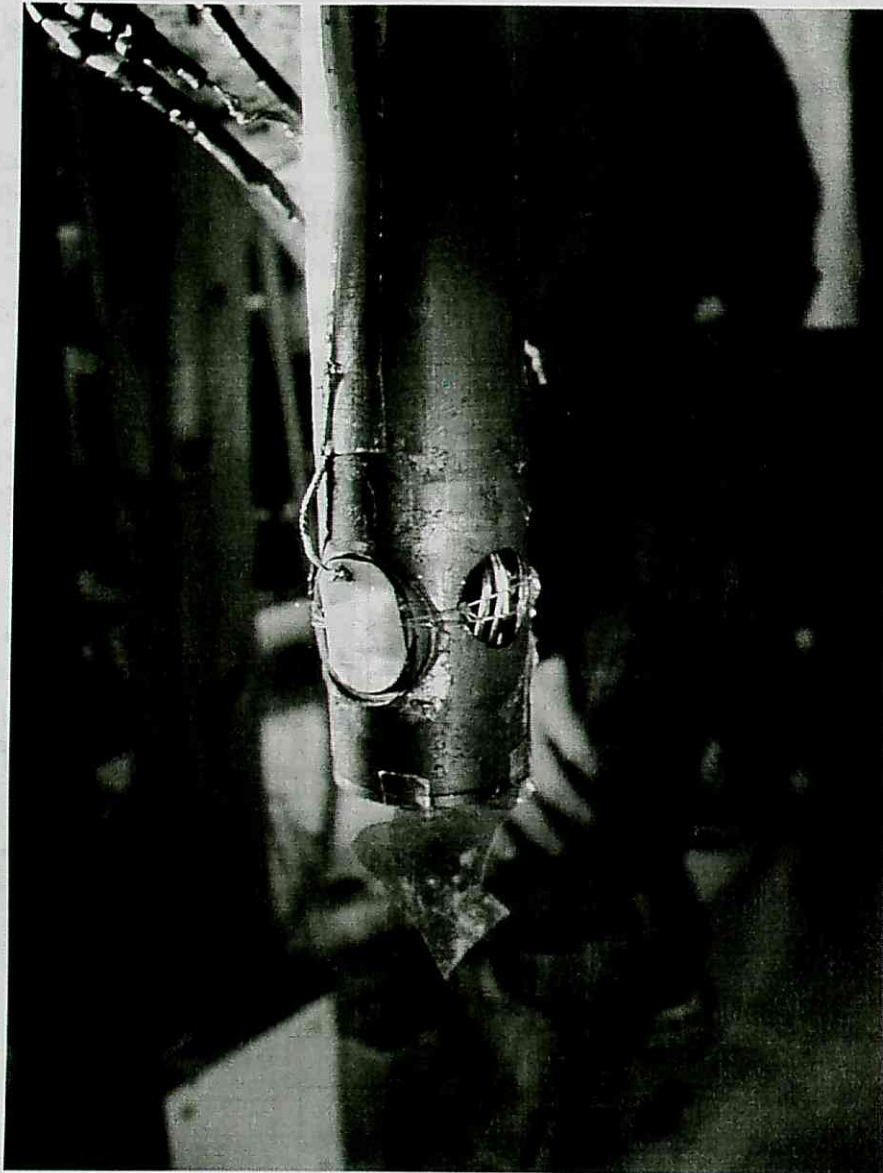


Fig.2 改良前, 0.7 ケルビンのところにつけられた, Si 検出器。リード線は上部に上げて (約1 m) プリアンプにつながる

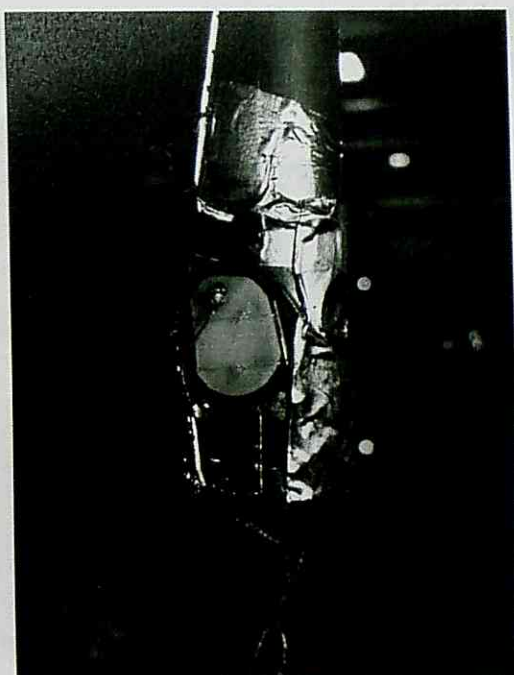


Fig.3 改良後の Si 検出器のリード線の取り出し。下方に向かってリード線が液体ヘリウム層に取り出される。

この領域は IVC という部分で真空である。これから液体ヘリウム槽へ繋ぐためには前述したようにハーメチックを用いる。それを次に示す。



Fig.4 IVC から液体ヘリウム層への接続

この接続は距離が短いため苦労した。リード線はステンレスの同軸ケーブルを用いて熱の伝導を抑えた。

次にリード線は液体ヘリウム層内を通過して真空層に出る部分を示す。

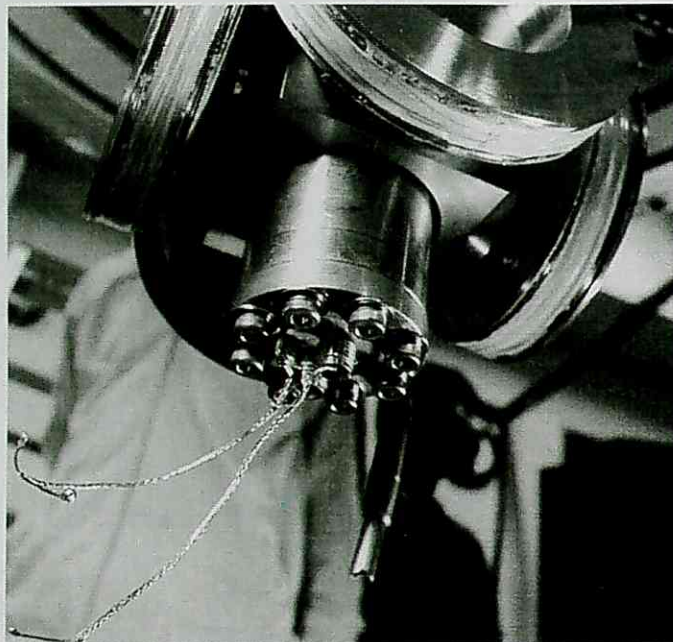


Fig. 5 液体ヘリウム層へ入ったリード線

Fig. 5 は液体ヘリウム層に入ったリード線を示す。この部分は全部液体ヘリウムにじゃぼ付けになる。外部磁場を発生させるための 2 対の超伝導マグネットが見える。次の写真は液体ヘリウム層から真空層に出る部分を示す。液体ヘリウム層内での



Fig.6 液体ヘリウム層から真空層へ

リード線は熱伝導の心配がないので銅線の同軸ケーブルを用いた。Fig.6に真空を保つためにインジュームのワイヤーが見える。次の Fig.7 にその接続の写真を示す。

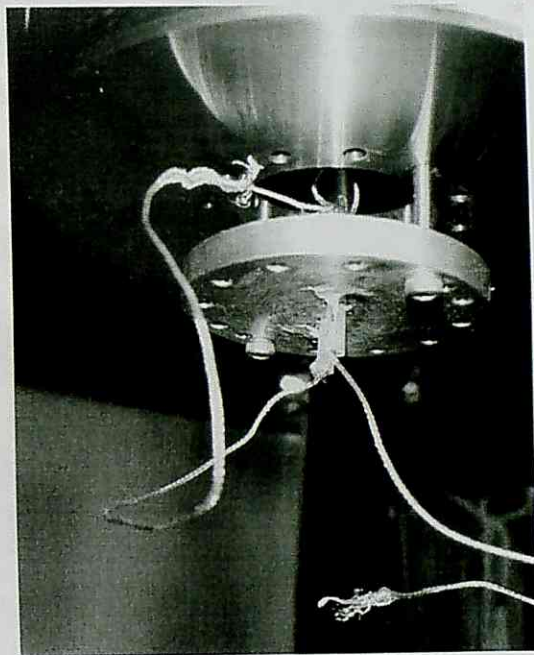


Fig.7 液体ヘリウム層から真空層へ出るリード線

次に真空層内で液体窒素温度での熱アンカーの部分 Fig.8 示す。このアルミのフランジは液体窒素のジャケットに接しており、室温の外部と液体ヘリウム層の間の熱遮蔽になっている。



Fig.8 液体窒素温度でのリード線の熱アンカー

次に液体窒素から温度から真空層を経て外部に取り出すリード線を Fig.9 示す。



Fig.9 液体窒素温度でのアンカーのあと真空からのリード線
一番外側に室温へ出すための BNC への接続の写真を Fig.10 に示す。

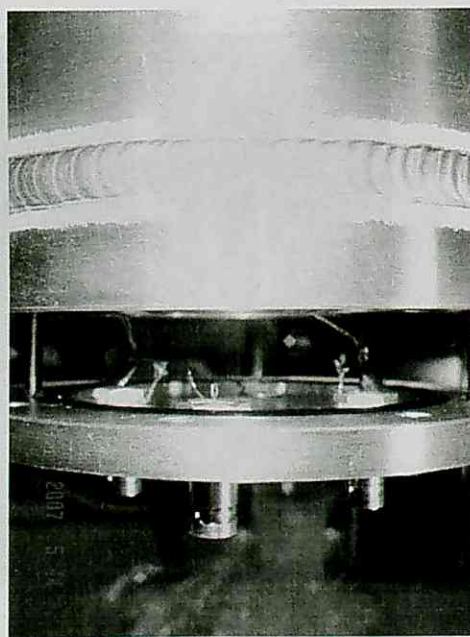


Fig.11 室温の外部への接続の写真

一番外側のリード線が繋がれた BNC。Fig. 1 1 には 4 つの BNC があるが, Si 検出器のリード線は 2 個である。あとの 2 個は接続されていない。将来, 高周波 RF を入れるラインにしたいと考えている。



Fig.11 一番外側の BNC。ここからプリアンプにつながる。

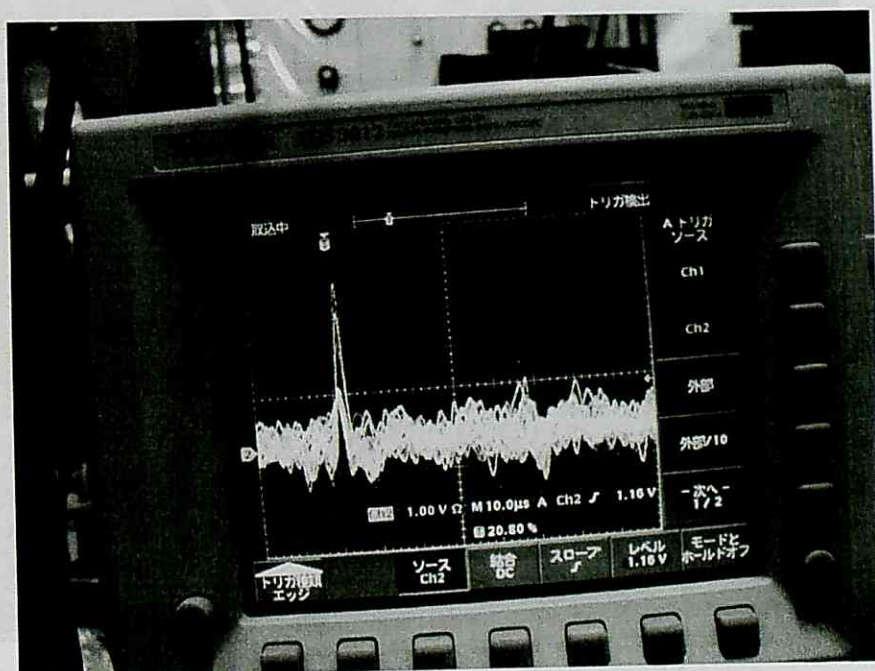


Fig. 1 2 プリアンプからの信号

実際にプリアンプをつけて実験を行った。しかしノイズは多く S/N を上げるためにアースを多く張り、努力をした。その例を Fig.13 に示す。

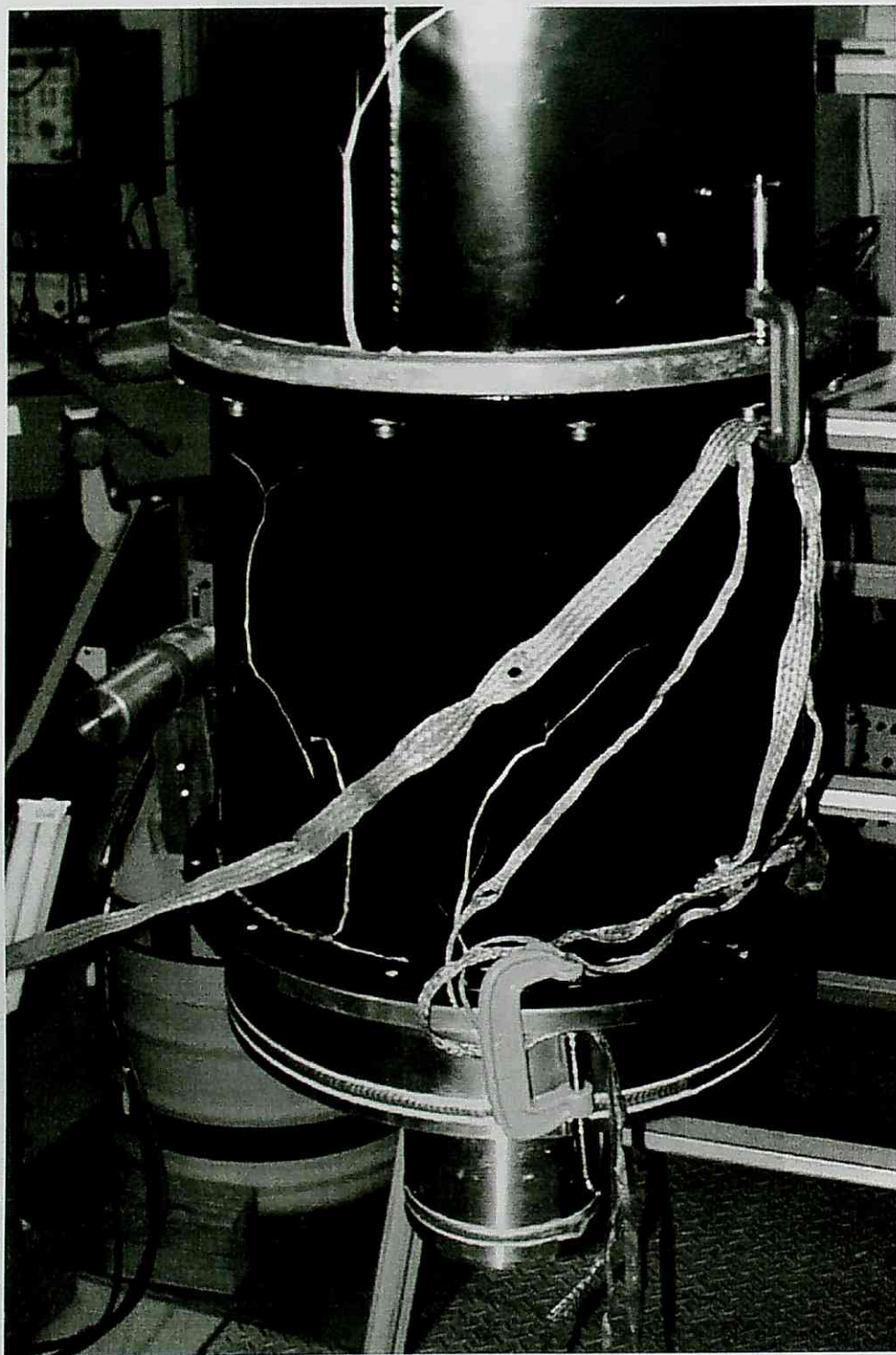


Fig.13 アース線を用いてのノイズ対策

結果的には S/N を期待したほど上げられなかった。原因は次のことなどが考えられる。

- Si 検出器周りのシールドが悪いこと。
- ステンレスの同軸ケーブルが問題か。
- 装置全体のアースのとり方に問題か。
- 4 個のハーメチックシールを用いているが、そこでの接続でケーブルはオープン状態になる

ベルギーのルーバン大学のグループはヘリウム温度の部分に Si 検出器をつけて、3つのハーメチックシール通して10cm以内のリード線で、室温の外部のプリアンプに接続している。これにより大変よい分解能を得ている。これを可能にしたのは彼らの装置がオンライン用の ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 希釈冷凍機であり、試料棒付近が広いから可能になる。彼ら「WOU87」の検出器周りの図を下図に示す。サイクロトロンビームによって作られた放射性物質は質量分析によって分析される。この放射性物質のビームが左側から40-50keVのエネルギーでくる。中央のサンプルロッドは ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 希釈冷凍機で10mKほどに冷却されおり、鉄の箔に打ち込まれる。この場合、下方におかれた $\beta(\alpha)$ 検出器の効率をあげるため、少し斜めにしてある。検出器は向こう側の90度に当たるところにも置かれてある。検出器からのリード線は液体ヘリウム、液体窒素温度のそれぞれの熱シールドを通り、右側にあるボックスを通り、外部(常温)にでてプリアンプに接続される。

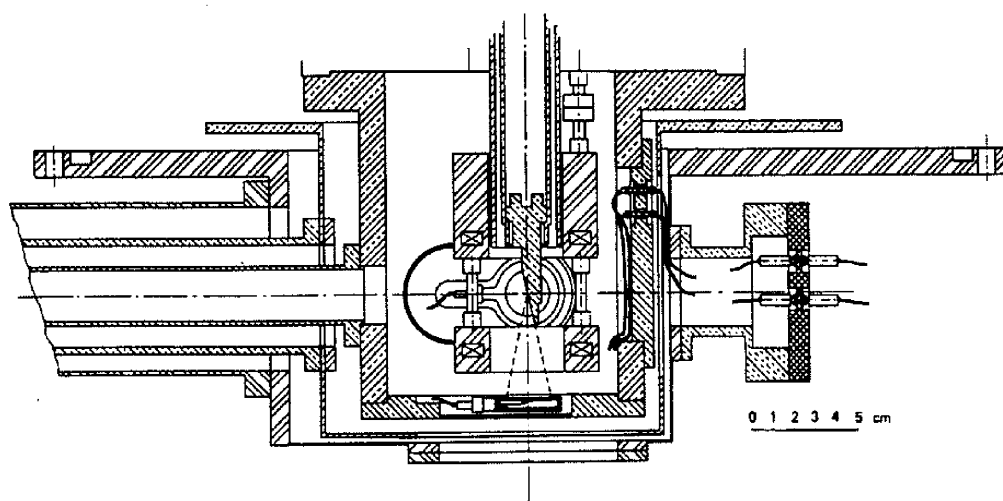


Fig.14. Leuven 大学の KOOL 施設のオンライン核整列装置の断面図と Si 検出器の位置及びリード線の出し方。この装置の図の中で、NMR 用のコイルとか 4 K のバッフルは除いてある。「WOU87」より

これらの改良を行うには、時間がかかることもあって、これからの課題としてのこる。

そこで、実際の測定は、上部からリード線を出す元のやり方に変えて実験をすることにした。リード線は IVC, ヘリウム層, を通過して一番上部のところから常温の外部に出される。 ^3He - ^4He 希釈冷凍機の上部の写真を次に示す。出された信号は通常の BNC ケーブルでアンプまで接続するが、さらにこのケーブルを別のシールド線で 2 重にシールドして行った。そうしないとノイズレベルが高くなり、分解能が著しく劣化する。

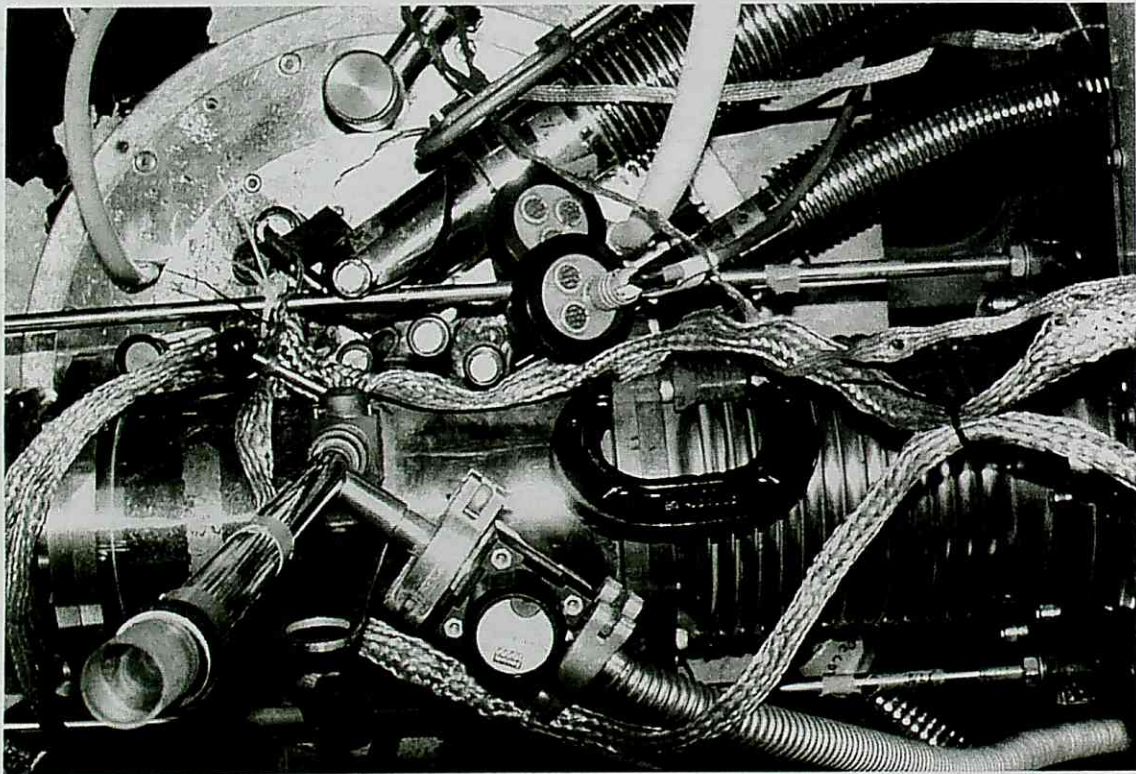


Fig.15 ^3He - ^4He 希釈冷凍機の上部の写真

参考文献

「WOU 8 7」 J.Woulters,D. Vandeplassche, E. Van Walle, N. Severeijns
and L. Vanneste, Nuclear Instrument and Methods B26 (1987)463

3章 α 線源の製作

α 線源の製作は私にとって始めてであった。 α 線源で奇核の ^{241}Am は購入できるのでこれで実験を最初に行うことにした。そのスペックは次の表に示す。 AmCl_3 の溶液である。キャリアーとして Eu がわずかに ($10\ \mu\text{g/mL}$) 入っている。これを鉄に熱拡散で入れて、試料を作る試みを行った。

表 1 ^{241}Am の線源の内容



Isotope Products
Laboratories

An Eckert & Ziegler Company

24937 Avenue Tibbitts
Valencia, California 91355

Tel 661-309-1010

Fax 661-257-8303

NOMINAL LIQUID SOURCE DATA SHEET

Customer: DAIICHI PURE CHEMICALS, CO. LTD.

Date: 21-Feb-07

P.O. Number: DP220

Catalog No.: 6241

Quantity: 1

Source No.	Nuclide	Activity	Spec. Act.	Ref. Date	Conc.
1233-41	Am-241	27 μCi 1 MBq	3.43 Ci/g	1 Apr 07	27 $\mu\text{Ci/mL}$ 1 MBq/mL

Volume: 1 mL

Chemical Form: AmCl_3 in 1M HCl

Radionuclidic Purity: >99%

Carrier: $10\ \mu\text{g}$ Eu/mL

Leak Test Information is on the reverse side.

Impurities: None detected

Remarks: This source has a working life of 5 years.

Precaution: This container must not be opened until adequate health and safety measures are taken (such as placed in a hood, glove box, cell) to protect the user from excessive exposure to the body as a result of radiation and/or contamination. This material has not been sterilized or tested for pyrogenicity. For laboratory or manufacturing use only.

Lab Book-Page: 1233-41

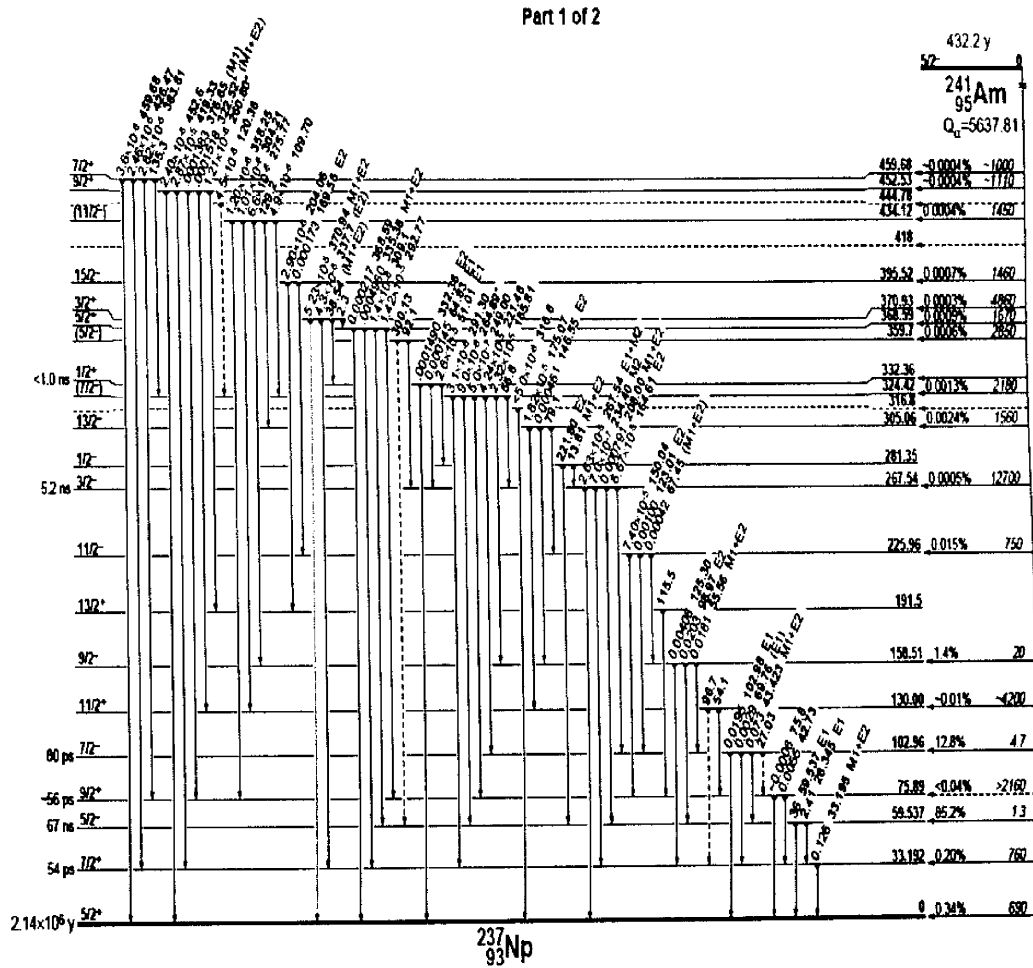
21 Feb 07 *J. M. [Signature]*
Date, Signature

ISO 9001 CERTIFIED

Medical Imaging Laboratory
24937 Avenue Tibbitts Valencia, California 91355

Industrial Gauging Laboratory
1800 North Keystone Street Burbank, California 91504

次に ^{241}Am の崩壊様式を示す。 ^{241}Am の基底状態のスピン・パリティは $5/2^-$ であり、その磁気モーメントはアトムックビーム法を用いて $+1.58(1) \mu_N$ と知られている「ST005」。ただし鉄中の内部磁場は知られていない。 ^{241}Am は主に 86% はエネルギー 5.484 MeV と 12.7% のエネルギー 5.443 MeV の 2 本の α 線を出して、 ^{237}Np に崩壊する。また 60keV のガンマー線を 1 本出して基底状態に崩壊する。



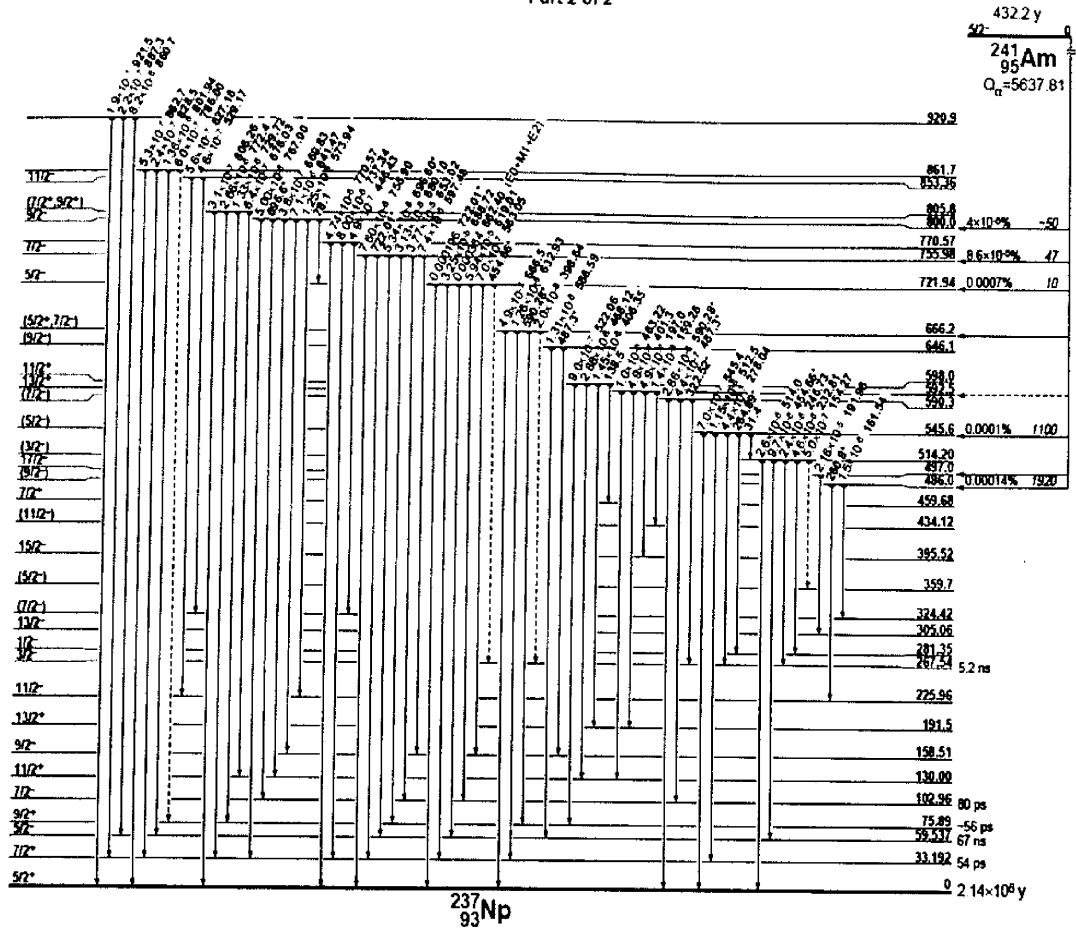


図1 ^{241}Am の崩壊様式

最初にガラスのプレパラート上に一滴、 $5\mu\text{L}$ ほど (5kBq) 垂らして蒸発乾固させた。薄っすらとあとが残っている。これを真空チェンバーに入れて、Si 検出器で α 線のスペクトルを測定した。それを図2に示す。5.484 MeV の α 線が1本見える。

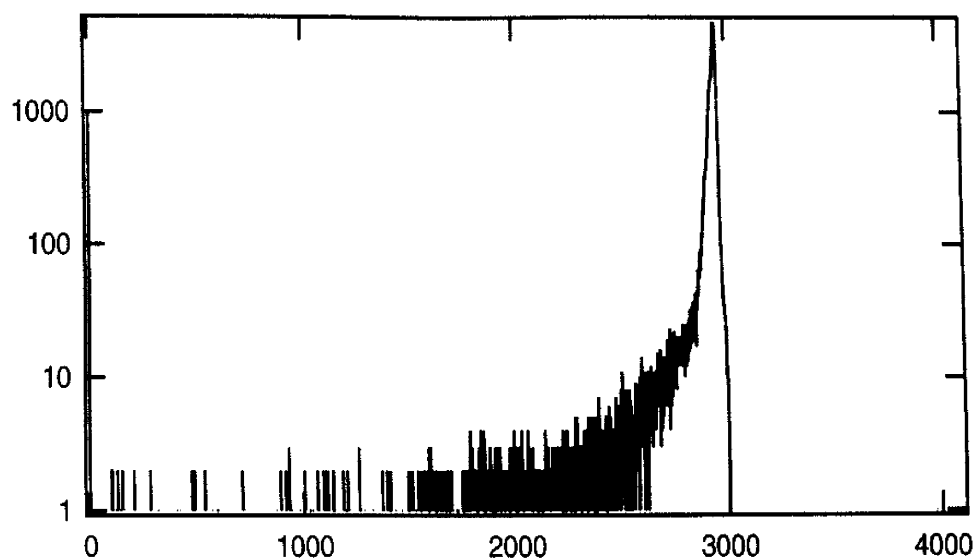


図3 ^{241}Am の α 線スペクトル (ガラス板上)

1本の線のように見えるが2800チャンネル以上を拡大して、見ると図4のようになる。

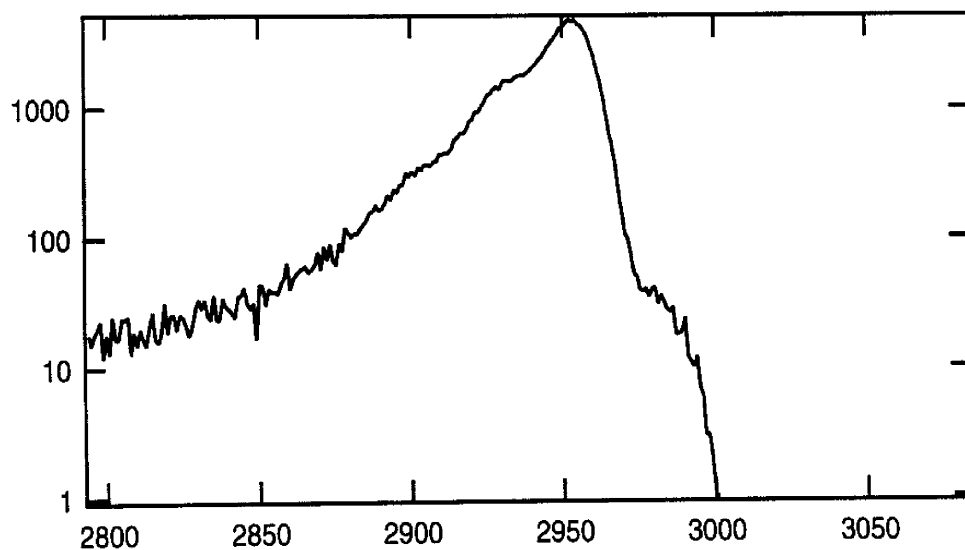


図4 ^{241}Am の図3の拡大 α 線スペクトル

エネルギーの少し低い 5.443 MeV や直接 ^{237}Np の基底状態に崩壊する最大の 5.545 MeV (0.25%) の部分も見ることが出来る。分解能は 30 keV ほどであった。

Si 検出器自身の分解能は 20keV ほどであるので、Eu の残差が分解能を悪くしたと思われる。これを取り除くためにはイオン交換など行わなければならない。
次に純鉄に同じようにして蒸発乾固させた α 線のスペクトルを図 5 に示す。

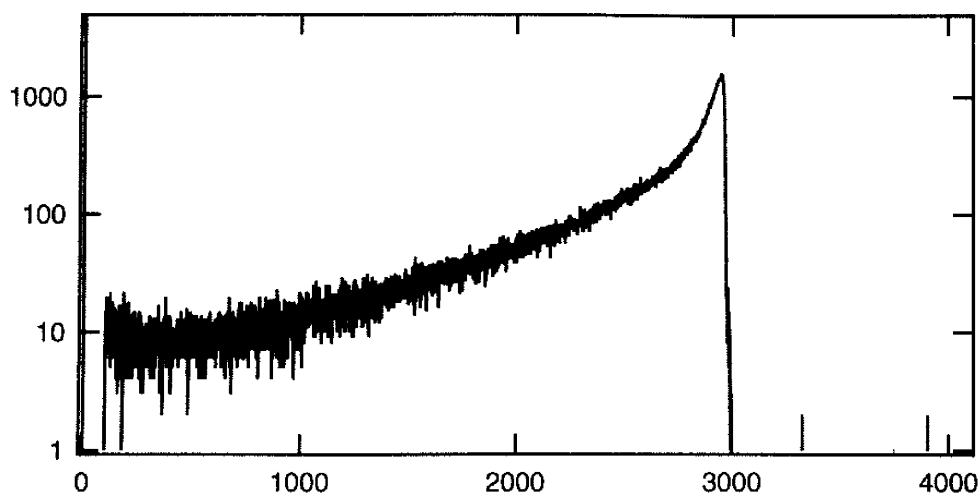


図 5 ^{241}Am の α 線スペクトル (純鉄板上)

ガラスの上に蒸発乾固させた図 3 のものと比べると分解能が非常に悪くなっている事がわかる。電着でつける必要があるかも知れない。実際 140keV の分解能で 4 倍以上劣化している。これは塩酸液のため鉄が溶けたためと思われる。これを水素ガス中 800 度で約 5 分間熱拡散を試みた。その結果は図 5 とまったく同じで、拡散がまったく起きてないことが判明した。少しでも拡散していれば分解能がわるくなるはずである。ランタノイドの Eu の鉄中の拡散係数は知られてない。アクチノイドの Am もやはり熱拡散では鉄に入らないと思われる。やはり加速させてインプラントしないと入らないと思われる。そのためには質量分析器で打ち込むほうが良いが ^{241}Am の半減期が 432 年と長いので、汚染を考えると非常に困難である。

4章 ニッケル中の ^{95}Zr の核整列とベータ線測定

オーストラリアの W.D.Hutchison 博士 (School of Physics, The University of New South Wales , Australian Defence Force Academy, Canberra ACT 2600, Australia)

とはこれまで ^3He - ^4He 希釈冷凍機を用いた低温核整列の共同実験を進めてきた。平成17年12月にキャンベラに出かけ、彼らの ^3He - ^4He 希釈冷凍機に Si の β 線検出器を設置することと、それを用いたニッケル中の ^{95}Zr のベータ線を測定して、NMR-ON で内部磁場を測定する計画を立てた。その実験結果報告を行う。

○ Si 検出器の設置

Si 検出器は浜松フォトニクス社製の Si PIN photodiode のものを購入し用いた。タイプは S3590-06 で窓なし、 $9\times 9\text{mm}$ 厚さ 0.5mm のもであった。その写真を図1に示す。

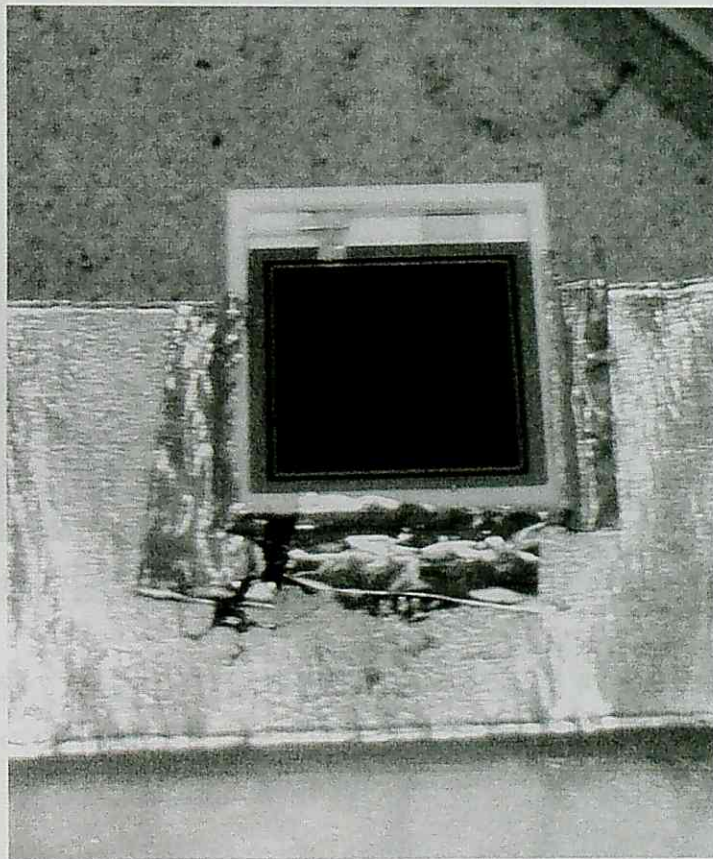


図1 Si PIN photodiode 写真

検出器は接着剤のついたアルミテープを用いて、0.7 k のシールドの部分につけることにした。

図 2 にキャンベラの ^3He - ^4He 希釈冷凍機の内部を示す。中身は新潟大学のものとほとんど同じである。

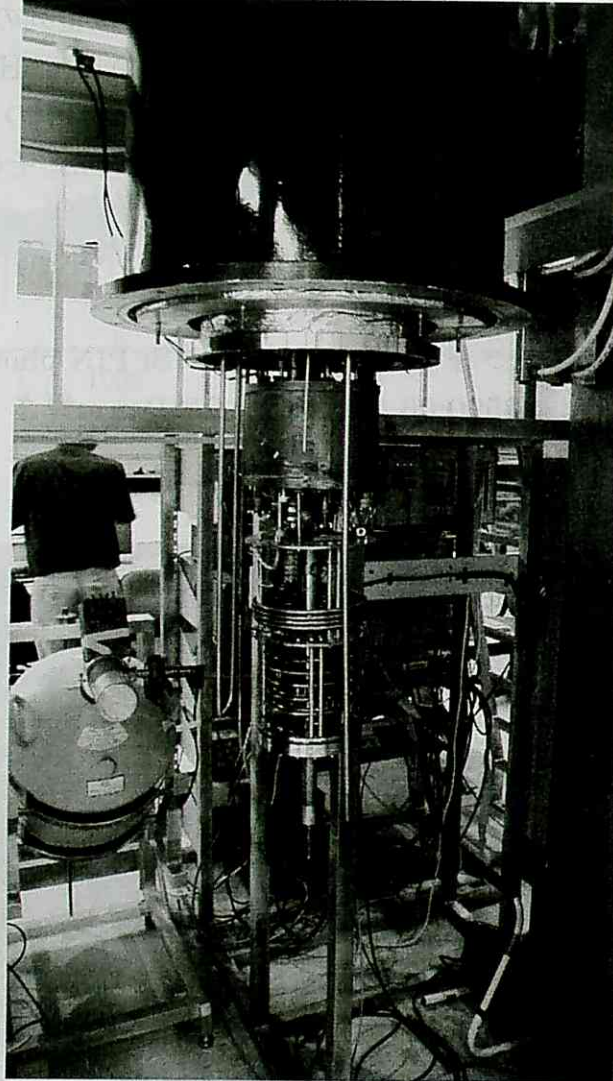


図 2 キャンベラの ^3He - ^4He 希釈冷凍機

次に 0.7K のシールドの部分の拡大図を図 3 に示す。穴の部分に Si 検出器を向こう側と、こちら側にそれぞれ取り付ける。中に試料をつけるソースロッドの先端が見える。



図3 Si 検出器をつける 0.7K シールド部分

つぎにこの部分に Si 検出器を取り付けたものを下図 4 に示す。リード線は上部に取り出している。

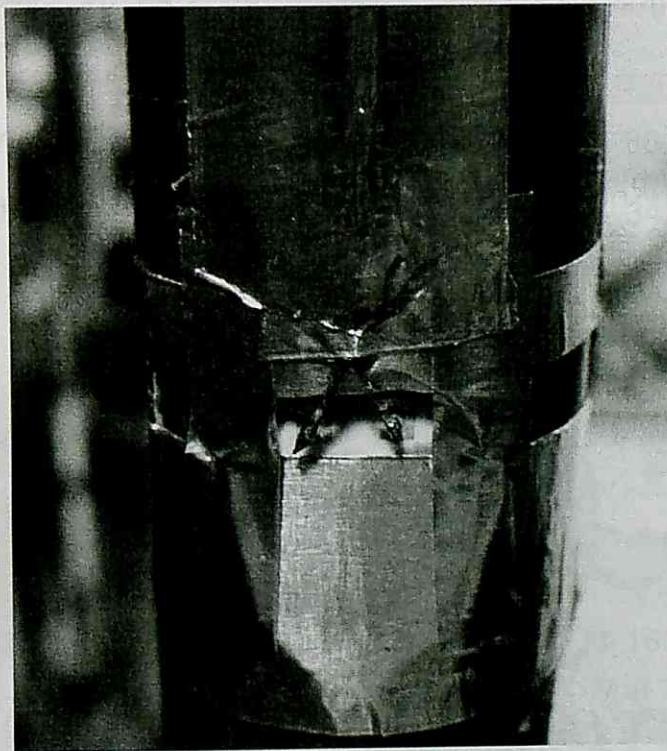


図4 Si 検出器をつけた部分

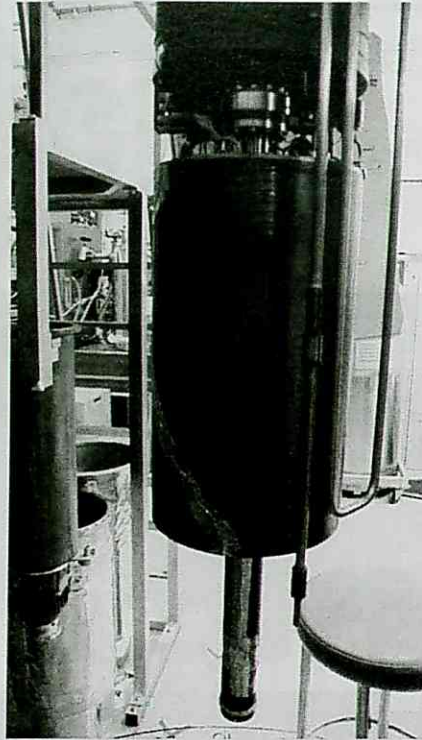


図5 リード線は上部へ

希釈冷凍機の最上部からリード線は取り出され、プリアンプにつながっている。2台のプリアンプが図6見える。

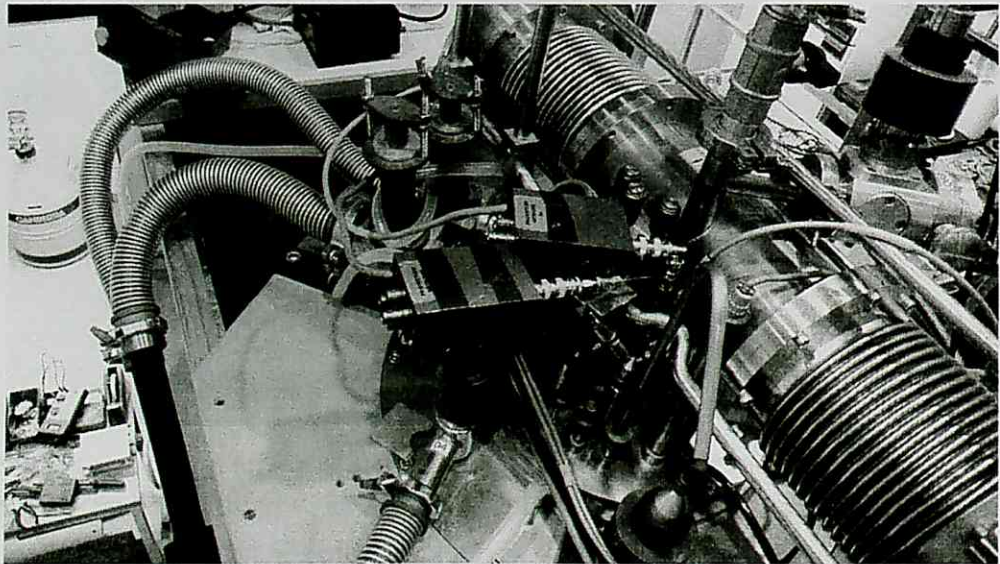


図6．希釈冷凍機の最上部。2台のプリアンプにつながっている。

○ ^{95}Zr の核整列と β 線測定

1. ^{95}Zr — ^{95}Nb の β 線測定

Si 検出器の設置が終わり、 ^{95}Zr のニッケル中の試料を用いてベータ線の測定を行った。 ^{95}Zr の崩壊様式は図7に示してある。

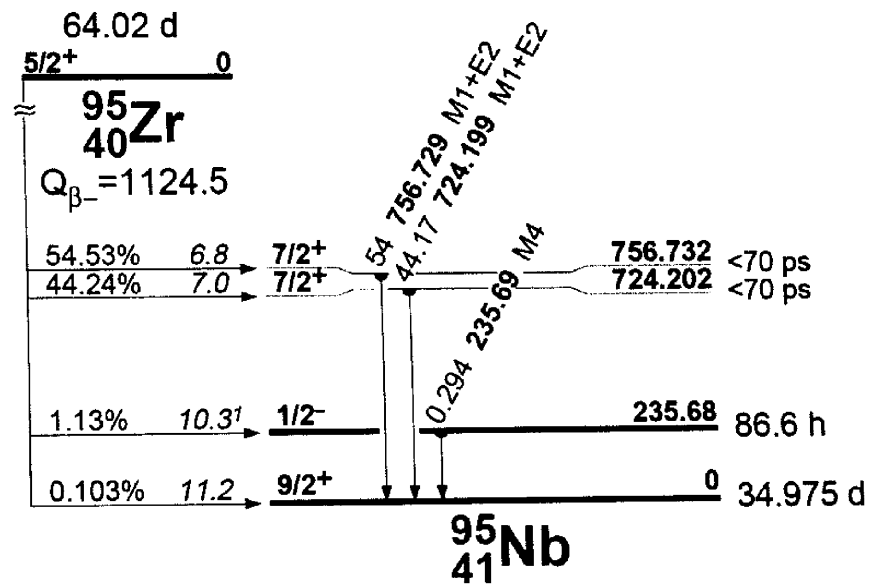


図7 ^{95}Zr の崩壊様式

^{95}Zr の基底状態のスピンのパリティは $5/2^+$ である。磁気モーメントは NMR-ON 法を用いて $1.13(2) \mu_N$ と知られている「STO05」。ベータ線はほとんどが 757keV (ベータ線の最大エネルギー 360keV) と 724keV (ベータ線の最大エネルギー 396keV) のレベルにフィードしている。崩壊先の ^{95}Nb 基底状態は半減期 35d で次の崩壊形式で ^{95}Mo にベータ崩壊している。この場合は 99.97% が 766keV のレベルにフィードして、その最大エネルギーは 160keV である。試料は製作してから 1 ヶ月以上経ているのでこれらの 2 つ崩壊で平衡状態になっている。Zr のニッケル中の内部磁場は DPAD の方法で $46.5(10)\text{T}$ 「ARE79」と報告されているが、これをもっと精度測定することが目的のひとつであった。

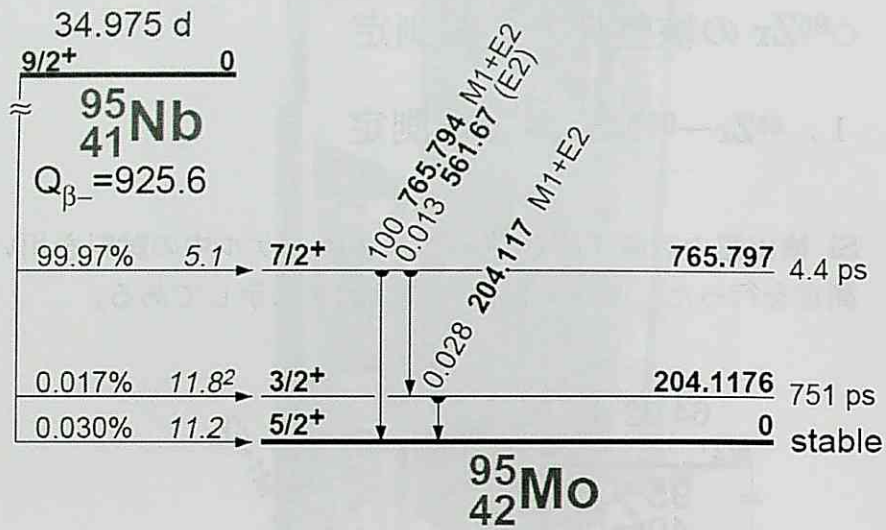


図8 ^{95}Nb の崩壊様式

もちろん 724keV と 757keV の ^{95}Zr からのガンマー線は Ge 検出器で測定するが、低温での異方性が小さいと予想される。



図9 ^{95}Zr - ^{95}Nb の Si によるベータ線スペクトル

ベータ線の測定スペクトルの図を MCA のブラウン管で見たものを図 9 に示す。エネルギーの低いところで急激に立ち上がっているのはノイズのレベルが現れてきている。その次の山は ^{95}Zr からの最大エネルギー 360keV と 396keV

のもので、もっとエネルギーの高いほうのものは ^{95}Zr からの崩壊で ^{95}Nb の 236keV レベル (1%) あるいは基底状態にフィードする成分と思われる。この実験で浜松フォトニクス社製の Si PIN photodiode が温度 0.7K で正常に動作することが確かめられた。

2. $^{95}\text{ZrNi}$ の低温核整列

ソースロッドに $^{95}\text{ZrNi}$ は低温半田でつけられた。また同時に温度計として Co の単結晶中の ^{60}Co を用いた。これらの試料は $^3\text{He}\text{-}^4\text{He}$ 希釈冷凍機を用いて冷却した。冷却過程のガンマー線の異方性を図 10 に示す。ガンマー線は GE 検出器を用いて行った。 ^{95}Zr 崩壊による 724keV と 757keV の 2 本の γ 線と 766keV の ^{95}Nb からの γ 線及び温度計としての Co の単結晶中の ^{60}Co の 1173keV, 1332keV の 2 本の γ 線の結果を示す。

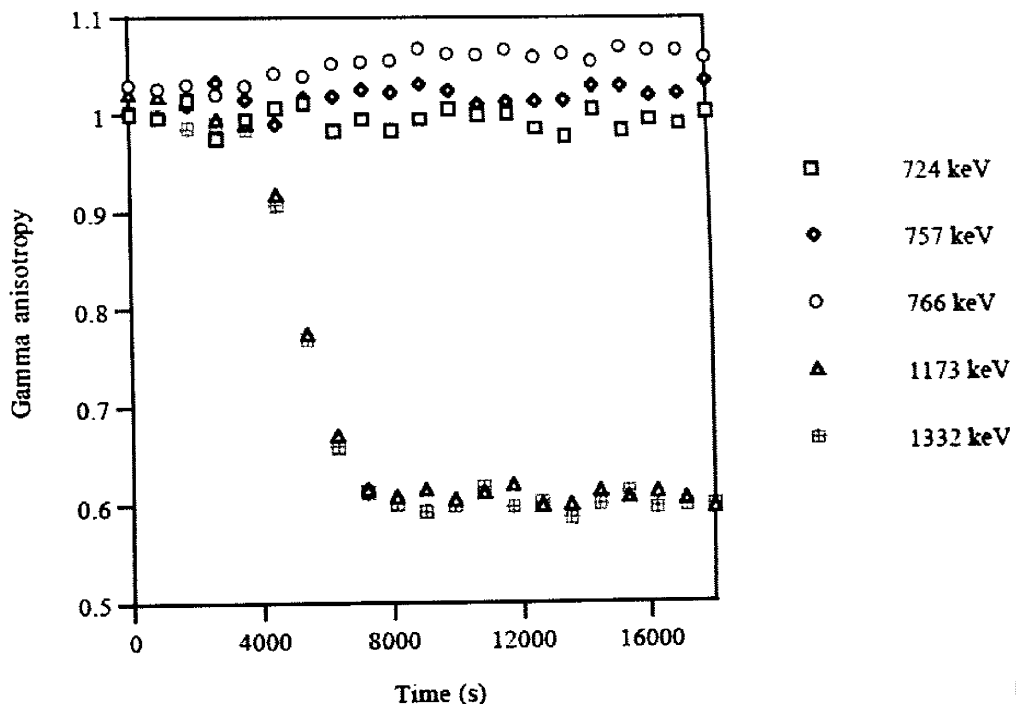


図 10

$^{95}\text{ZrNi}$ の冷却過程の γ 線の異方性

ここで横軸は冷却過程の時間を表す。4000 秒から 8000 秒の間で大きな異方性示している ^{60}Co の 1173keV, 1332keV の 2 本の γ 線から温度は約 8mK である。予想したように、 ^{95}Zr 崩壊による 724keV と 757keV の 2 本の γ 線の異方性は小さい。一方 766keV の ^{95}Nb からの γ 線はわずかに異方性が見られるが、0.1-0.2% である。

このときの β 線の異方性を次の図 11 グラフで示す。図中の B の記号は 0

度方向の検出器, R は 180 度方向の検出器によるベータ線のスペクトルを用いたことを表す。添え字の 1,2,3,4,5 の番号はそれぞれ, エネルギー領域の低いものから 200keV, 200keV から 400keV, 400keV から 600keV から 800keV, それ上の高い領域をサムしたことを表す。

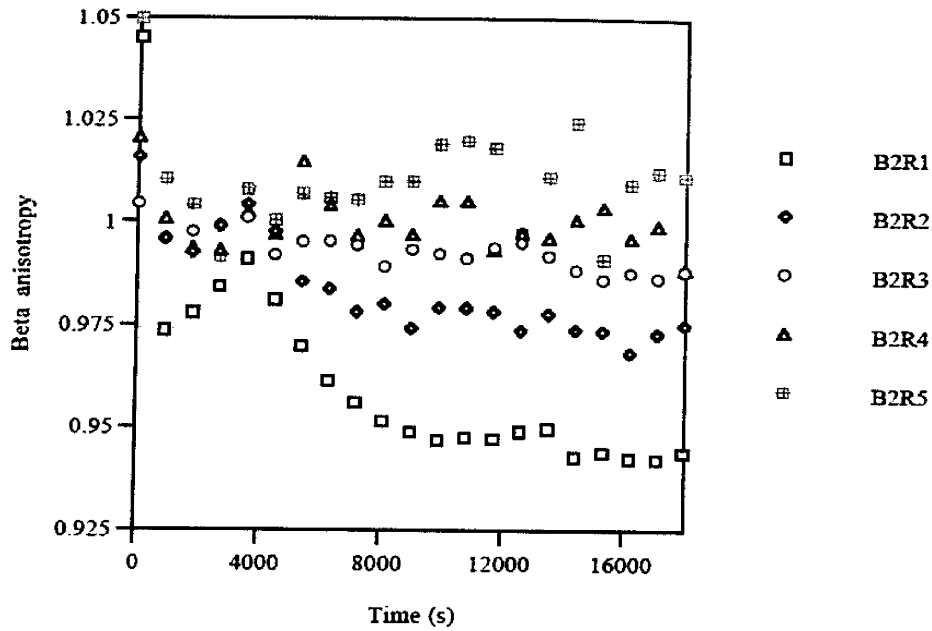


図 11a $^{95}\text{ZrNi}$ の冷却過程の β 線の異方性

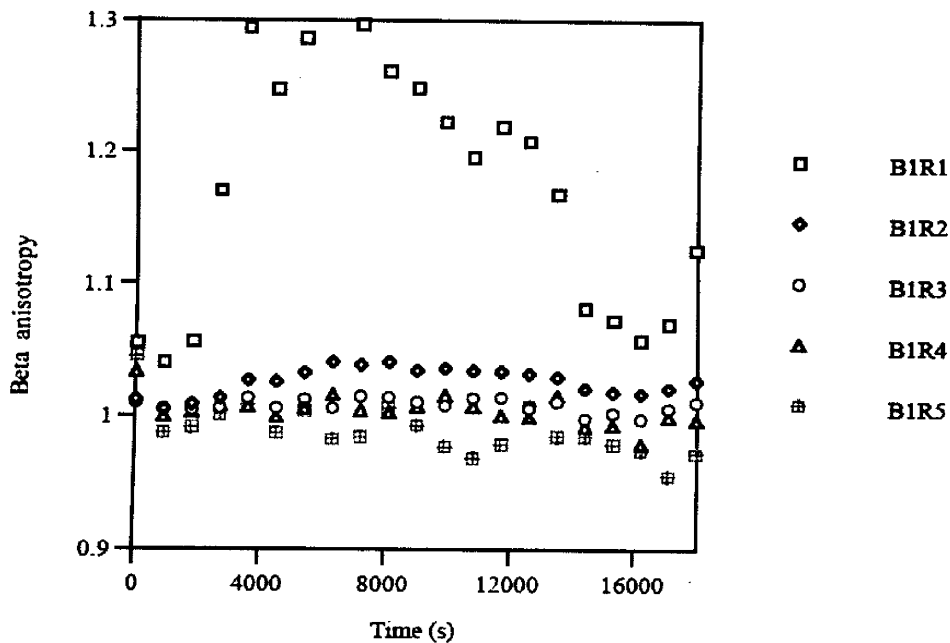


図 11b $^{95}\text{ZrNi}$ の冷却過程の β 線の異方性

たとえば B2R1 は 0 度の検出器の 2 番目のエネルギー領域を 180 度の検出

器のエネルギー領域の一番低いところで割ったことを示す。

図を見ると□の値が変動が激しい。これはR1領域ではノイズがかかり変動しているの信頼できないことがわかる。B2R2 と B1R2 は安定してそれぞれ-2.5%と+2%ほどの異方性が見られる。異方性がエネルギー領域で異なるのは次の考察で説明できる。200keV 以下のβ線には⁹⁵Nbからのベータ線(最大160keV)が多く混じる。この崩壊は9/2+から7/2+の崩壊で、エネルギーの160keV以上のものは⁹⁵Zrからのもので、この場合は5/2+から7/2+の崩壊で異方性の符号が異なる。予想した異方性は9%であったが、その1/5程度であった。異方性が小さいので困難ではあるが、NMRをおこない共鳴を探した。その結果を図12a,bに示す。

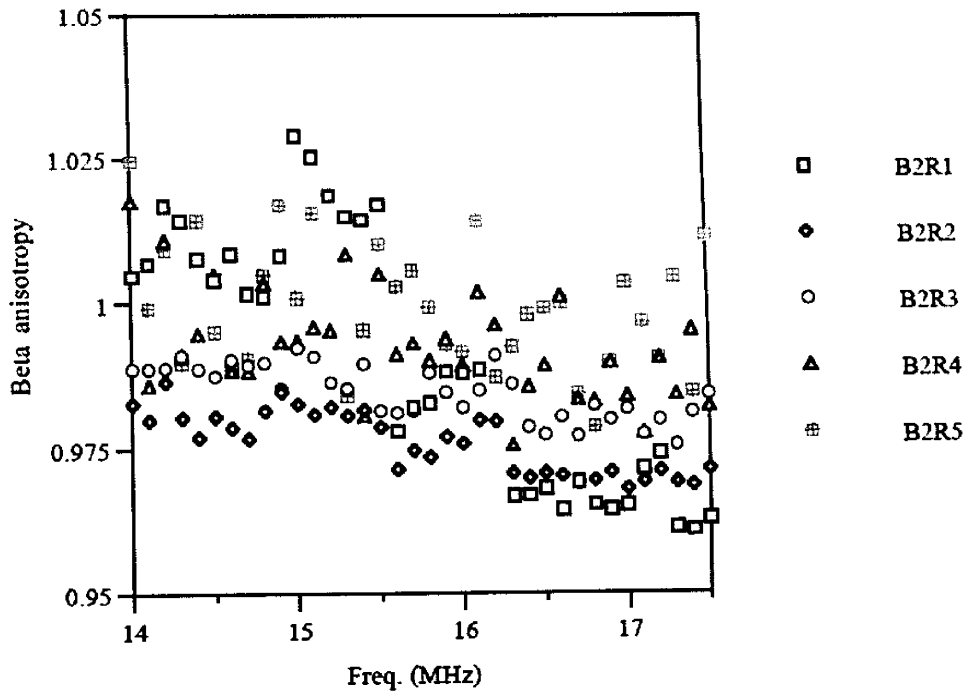


図 12a ⁹⁵ZrNi の共鳴サーチ

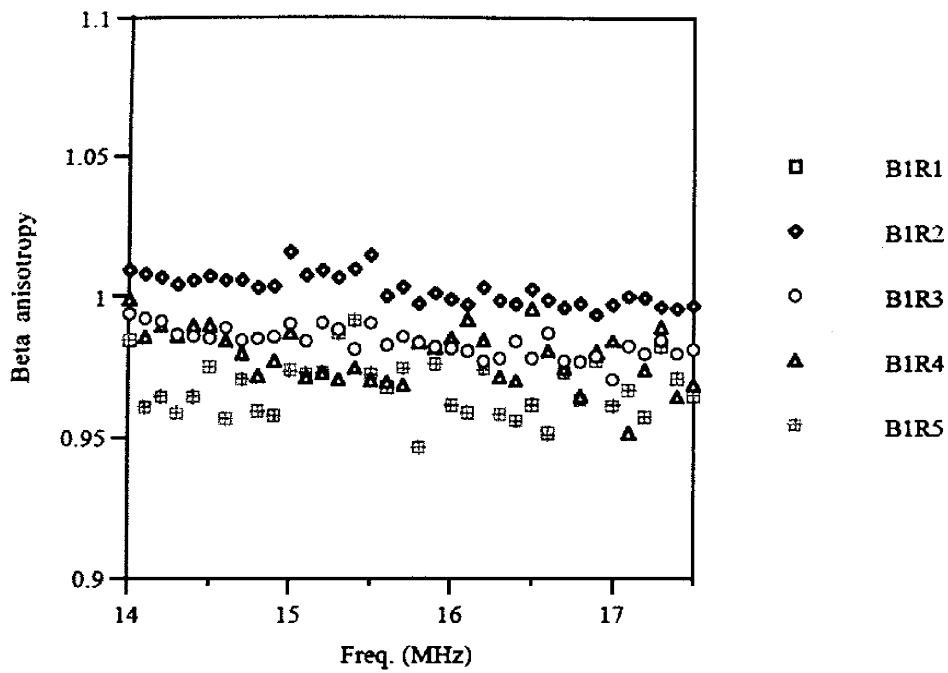


図 12b $^{95}\text{ZrNi}$ の共鳴サーチ

予想される共鳴領域 14-17.MHz を探したが、図 12a,b に見られように顕著な共鳴は得られなかった。

参考文献

「STO05」 N. J. Stone, At. Data and Nucl. Data Tables 90(2005)75

「ARE79」 A. R. Arends and F. Pleiter, Hyperfine Interaction (1979)7

超低温核偏極の β NMR による ^{59}Fe のニッケル中の 内部磁場

1. 序論

強磁性体中で不純物が感じる内部磁場 (B_{hf}) は、物質の電子構造など物性を解明する上でのよい指標となる。このため、数多くの不純物、強磁性体ホスト金属の組み合わせについて内部磁場の測定が行われてきた。

我々のグループはこれまで、低温核整列を用いた NMR-ON (Nuclear Magnetic Resonance on Oriented Nuclei) 法によって、様々な不純物、強磁性体ホスト金属の組み合わせについて内部磁場の研究を行ってきた。

今回の実験では、低温核整列を用いた NMR-ON 法では初めてとなる $^{59}\text{FeNi}$ の内部磁場の測定を行った。 ^{59}Fe の磁気モーメントは他の実験で測定されており、共鳴周波数と外部磁場の依存性をとることで、ナイトシフトを考慮せずに内部磁場を求めることができる。

この $^{59}\text{FeNi}$ の内部磁場に関しては、以前にメスバウアー法を用いて得られており、その結果と比較することで信憑性を議論することができる。

また、以前の実験で不純物、強磁性体ホスト金属の組み合わせを入れ替えた $^{59}\text{FeFe}$ 、 $^{57}\text{NiNi}$ 、 $^{57}\text{NiFe}$ 、についての緩和時間の測定が行われている。今回 $^{59}\text{FeNi}$ の緩和時間を測定することでそれぞれの緩和時間の違いについて議論を行えるようになった。

2. 超微細相互作用と超低温核偏極及び NMR-ON

2.1 超微細相互作用

低温核整列には原子核の磁気準位の縮退をとき、温度を低温にする必要がある。縮退をとくためには原子核の電磁気モーメントと相互作用する外場を加えればよい。主に以下の3つの方法がある。

1. 磁気的な超微細相互作用の利用
2. 電気的な超微細相互作用の利用

3. 大きな外部磁場を直接加える

よく用いられるのは1の方法で、本実験でもこれを利用している。したがって以下に磁気的な超微細相互作用について詳しく述べる。

磁気的相互作用は原子核の磁気モーメントと原子核の周囲の電子が作る磁場との相互作用である。磁気的相互作用 W は3つの相互作用に分けられる。すなわち

W_L : 電子軌道電流-核スピン相互作用

W_S : 電子スピン-核スピン双極子相互作用

W_C : フェルミ接触相互作用

である。

2.1.1 電子軌道電流-核スピン相互作用

原子核の周囲をまわる電子は磁場をつくる。その磁場は原子核の磁気モーメントと相互作用する。軌道角運動量 \vec{l}_i の電子 i が軌道運動から原子核の位置に作り出す磁場 \vec{B}_i は Ampere の法則から、

$$\vec{B}_{l_i} = -\frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \vec{l}_i \langle r_i^{-3} \rangle$$

と表される。ここで、 μ_B はボーア磁子である。LS 結合を考慮すれば閉じている準位の電子の寄与はない。したがって閉じていない準位にある電子を考えればよいので電子全体での磁場は

$$\vec{B}_L = -\frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \langle r_i^{-3} \rangle \vec{L}$$

ゆえに原子核の周囲に存在する全電子による磁場 \vec{B}_L と原子核の磁気モーメント μ との電子軌道電流 - 核スピン相互作用 W_L は

$$W_L = \frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \left(\frac{\mu}{I} \right) \langle r_l^{-3} \rangle \vec{I} \cdot \vec{L}$$

となる。

2.1.2 電子スピン-核スピン双極子相互作用

\vec{S}_i が i 番目の電子のスピン角運動量であるとすれば、i 番目の電子がつくる磁場 \vec{B}_{S_i} は Dipole Field から

$$\vec{B}_{S_i} = -\frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \sum_i \left[\vec{S}_i - 3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_0) \vec{r}_0 \right] \langle r_{S_i}^{-3} \rangle$$

と表される。ゆえに全電子のつくる磁場は

$$\vec{B}_S = -\frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \sum_i \left[\vec{S}_i \cdot \vec{I} - 3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_0) (\vec{r}_0 \cdot \vec{I}) \right] \langle r_{S_i}^{-3} \rangle$$

従って電子スピン - 核スピン相互作用 W_s は

$$W_s = -\frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \left(\frac{\mu}{I} \right) \sum_i \left[\vec{S}_i \cdot \vec{I} - 3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_0) (\vec{r}_0 \cdot \vec{I}) \right] \langle r_{S_i}^{-3} \rangle$$

となる。電子スピンの密度分布が球対称な場合、即ち LS 結合における閉殻、半閉殻の場合にはこの相互作用はゼロである。

2.1.3 フェルミ接触相互作用

核の位置に存在確率を持つ電子と核スピンの相互作用である。(ただし、核の位置に存在確率を持つのは s 電子だけなので s 電子と核スピンの相互作用ということになる。)具体的には、s 電子が核の位置に存在確率を持つことによって作られる磁場と原子核の磁気モーメントとの相互作用である。s 電子が核の位置で存在確率を持つことによって作られる磁場は

$$\vec{B}_c = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3} g_s \mu_B |\phi_s(0)|^2 \vec{S}$$

と表される。 $|\phi_s(0)|^2$ は s 電子の核の位置における存在確率である。よって、フェルミ接触相互作用 W_s は

$$W_c = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{8\pi}{3} g_s \mu_B |\phi_s(0)|^2 \vec{\mu} \cdot \vec{S}$$

と表される。

s-shell が閉核の場合は spin up と spin down が打ち消しあって値を持たないように考えられる。しかし、接触相互作用は核の位置での spin up と spin down の状態密度の差が生じることによってまた起こる。またそれは以下の原因による。

- 伝導電子の偏極による内殻 s 電子の偏極
- 不対 d 電子による偏極
- 原子体積の重なりによる内殻 s 電子の偏極

2.1.4 まとめ

磁気的な超微細相互作用は、電子軌道電流-核スピン相互作用 W_L 、電子スピン-核スピン双極子相互作用 W_s 、フェルミ接触相互作用 W_c の和である。ゆえに電子が原子核の位置に作り出す磁場 (内部磁場) \vec{B}_{HP} 、全相互作用 W は次の

ように表される。

$$\vec{B}_{HP} = \vec{B}_L + \vec{B}_S + \vec{B}_C$$

$$W = W_L + W_S + W_C$$

2.2 低温核整列

スピン I である原子核は磁気モーメント ($I \neq 0$) と、電気四重極モーメント ($I > 1/2$) を持ち、それぞれ磁場と電気勾配と相互作用を行う。これらの相互作用を通してスピン I は磁気量子数に関する縮退が解けてエネルギー準位が $2I+1$ に分裂する。これをゼーマン分岐と呼ぶ。

2.2.1 磁気モーメントと磁場の相互作用

磁気モーメント μ は磁場 B と相互作用を行い、そのハミルトニアン H は、

$$H = -\vec{B} \cdot \vec{\mu} = -\mu_N g \vec{B} \cdot \vec{I}$$

となる。ここで μ_N は核磁子、 g は原子核の g 因子である。

この相互作用による各準位のエネルギーは磁気量子数 m を用いると、

$$E_m = -\mu_N g B m$$

となり、準位間のエネルギー差は

$$\Delta E = |-\mu_N g B|$$

となる。

2.2.2 電気四重極モーメントと電場勾配の相互作用

結晶中の原子核が電場勾配を感じると、電気四重極モーメント Q は電気勾配 eq と相互作用を行い、そのハミルトニアン H は、

$$H_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} (3I_z^2 - I^2)$$

eq : 電場勾配

Q : 核四重極モーメント

I : 核スピン

磁氣的相互作用に加えて電氣的相互作用が働くと、もともと分岐していた原子核のエネルギー準位がさらにスプリットされることにより副共鳴線ができ、共鳴線の幅が広がることになる。

しかし、一般に強磁性体中では、磁気モーメントと磁場との相互作用がこの相互作用よりも強いため、今回の核整列は主に前者の相互作用に依存している。

2.2.3 低温核整列

縮退が解けたそれぞれの磁気準位の占有率はボルツマン分布にしたがい次のようになる。

$$P_m = \frac{\exp(-E_m / kT)}{\sum_{m'} \exp(-E_{m'} / kT)}$$

常温では各準位の占有率は等しい。しかし極低温 ($g \mu_N B m \approx kT$) では準位によっ

て占有率に偏りが生じる。それゆえ、核のスピンは磁場方向に整列することになる。これを低温核整列という。特に

$$p(m) \neq p(-m)$$

のような状態を偏極という。Fig.2-1 に非整列状態と整列状態を示した。

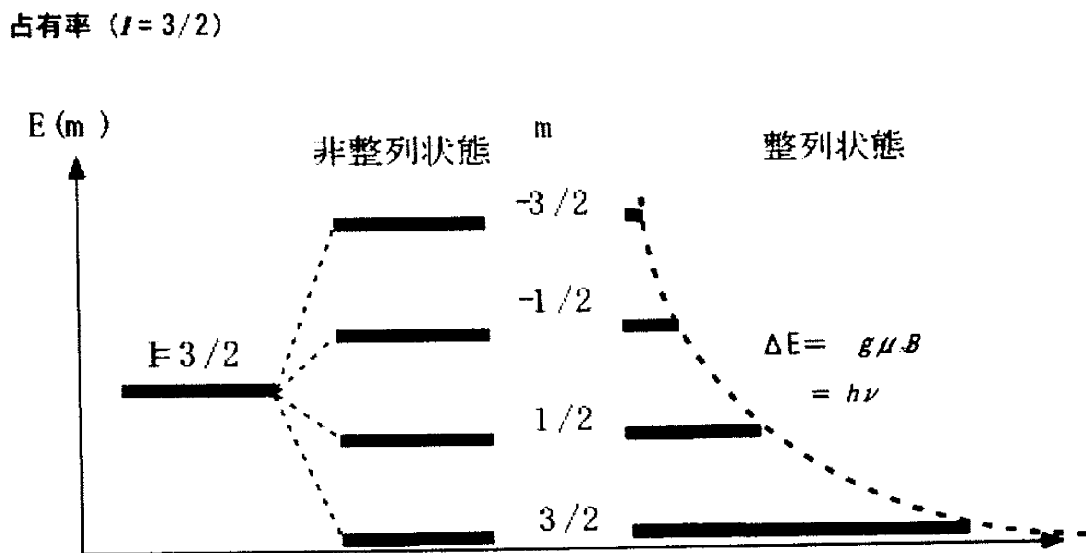


Fig.2-1

2.2.4 整列核の放射線

整列核に対する NMR、すなわち NMR-ON (Nuclear Magnetic Resonance of Oriented Nuclei) では放射線の角度分布を測定することで磁気モーメントなどを調べている。その角度分布は以下の式で表される。

$$W(\theta) = 1 + \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I) A_{\lambda} U_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$

ここで、各パラメーターは、

A_λ	: 角度分布関数
B_λ	: 核整列パラメーター
U_λ	: 脱整列因子
Q_λ	: 立体核補正因子
$P_\lambda(\cos\theta)$: ルジャンドル多項式

であり以下で詳しく記述する。

2.2.5 角度分布係数数 A_λ

A_λ は遷移についての量で角度に依存せず、遷移の始状態と終状態のスピン、及びその多重極度に依存する。一般的に A_λ は γ 遷移の場合は、 F_λ を使って次式のように表す。

$$A_\lambda = \frac{1}{1+\delta^2} \left\{ F_\lambda(LLI_f I_i) + 2\delta F_\lambda(LL'I_f I_i) + \delta^2 F_\lambda(L'L'I_f I_i) \right\}$$

ここで F_λ は

$$F_\lambda(LL'I_f I_i) = (-1)^{I_f + I_i - 1} \left\{ (2\lambda + 1)(2L + 1)(2L' + 1)(2I_i + 1) \right\}^{\frac{1}{2}} \\ \times \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ -1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix}$$

である。

ここで $\left\{ \begin{matrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{matrix} \right\}$ は, Wigner の 6-j Symbol である。

また、 L は γ 遷移の多重極度、 I_i 、 I_f はそれぞれ遷移の始状態と終状態のスピンを表す。 δ は混合比 (mixing ratio) と呼ばれ、仮にある γ 遷移に M1 遷移と E2 遷移が混合する場合は

$$\delta = \frac{\langle I_f \| \text{M1} \| I_i \rangle}{\langle I_f \| \text{E2} \| I_i \rangle}$$

と定義される。尚、混合が無い場合は $\delta = 0$ となり、 $A_\lambda = F_\lambda$ となる。

2.2.6 整列パラメータ B_λ

核整列状態の度合いを表す因子である整列パラメータ B_λ は統計テンソルを用いて以下のように定義される。

$$B_\lambda(I_0) = (2I_0 + 1)^{\frac{1}{2}} \rho_q^\lambda(I_0)$$

また、統計テンソルは核集団の密度行列から

$$\rho_q^\lambda(I_0) = (2\lambda + 1)^{\frac{1}{2}} \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & q \end{pmatrix} \langle I_0 m | \rho | I_0 m' \rangle$$

と書ける。 $\begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & q \end{pmatrix}$ は Wigner の 3-j Symbol である。

また、熱平衡状態にある場合密度行列は、

$$\langle I_0 m | \rho | I_0 m' \rangle = p(m) \delta_{mm'}$$

と表され、今、量子化軸を z 軸にとると、これと軸対称な整列状態では $q=0$ であり、上式を代入すると以下の様に表される。

$$\rho_q^\lambda(I_0) = (2\lambda + 1)^{\frac{1}{2}} \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & 0 \end{pmatrix} p(m)$$

従って、 B_λ は

$$B_\lambda(I_0) = [(2\lambda + 1)(2I_0 + 1)]^{\frac{1}{2}} \sum_m (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m' & m & 0 \end{pmatrix} p(m)$$

となる。 $\sum_m p(m) = 1$ と規格化されると、 $B_0 = 1$ となる。

$\lambda = 1$ のとき

$$B_1(I) = - \sum_m m p(m) \left[\frac{1}{3} I(I+1) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

である。これはスピンの z 成分の平均 $\langle I_z \rangle$ を表すようなパラメータとなる。 $\langle I_z \rangle$

は非整列状態では 0 となり、完全に整列していれば I と等しい値をとる。

2 次の項は次のように定義される。

$$B_2(I) = 3 \left[\sum_m m^2 p(m) - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \left[\frac{1}{5} I(2I+1)(I+1)(2I+3) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

これは配列(Alignment)の程度を表している。この値が正であれば核スピンは主に z 軸に沿った方向を向いており、逆に負であれば主に z 軸に垂直な方向を向いていることを示している。 $\lambda=1\sim 4$ の整列因子について Table にまとめた。

Table. 整列因子 B_λ

λ	整列因子 B_λ
1	$-\sum_m mp(m) \left[\frac{1}{3} I(I+1) \right]^{-\frac{1}{2}}$
2	$3 \left[\sum_m m^2 p(m) - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \times \left[\frac{1}{5} I(2I+1)(I+1)(2I+3) \right]^{-\frac{1}{2}}$
3	$-5 \left[\sum_m m^3 p(m) - (3I^2 + 3I + 1) \sum_m mp(m) \right] \times \left[\frac{1}{7} I(I-1)(2I-1)(I+1)(I+2)(2I+3) \right]^{-\frac{1}{2}}$
4	$3 \left[\frac{35}{2} \sum_m m^4 p(m) - \frac{5}{2} (6I^2 + 6I - 5) \sum_m m^2 p(m) + \frac{3}{2} I(I^2 - 1)(I+2) \right] \times [I(I-1)(2I-1)(2I-3)(I+1)(I+2)(2I+3)(2I+5)]^{-\frac{1}{2}}$

2.2.7 脱整列因子 U_λ

実験においてスピン I_0 の整列状態からの γ 線を観測する事は少なく、実際には観測する γ 線に先行して、非観測の β 遷移や γ 遷移がある場合が多い。従って、観測する γ 線の始状態を I_i とすると、 I_0 の状態とは角度分布が異なってくる。この程度を表すのが、脱整列因子 U_λ で、

$$U_\lambda(r_0) = \frac{1}{1 + \delta^2} \{ U_\lambda(I_0 I_i L) + \delta^2 U_\lambda(I_0 I_i L') \}$$

と表す。 δ は混合比である。

今、整列状態にある核スピンの状態 I_0 から、実際に観測する γ 線の始状態 I_i に至るまで $I_0 \rightarrow I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow \dots \rightarrow I_{n-1} \rightarrow I_n \rightarrow I_i$ という経路を取る場合を考えると、 γ 線の脱整列因子は

$$U_\lambda(\gamma) = U_\lambda(I_0 I_1) U_\lambda(I_1 I_2) \cdots U_\lambda(I_{n-1} I_n) U(I_n I_i)$$

と、それぞれの状態における脱整列因子の積の形となる。また、 I_0 に至るときに、様々な状態からの遷移がある場合、例えば n 個からの状態から遷移があるとする

$$U_\lambda(\gamma) = \sum_{k=1}^n \frac{I(\gamma_k) U(I_k I_i)}{I(\gamma_k)}$$

となる。 $I(\gamma_k)$ は各々の遷移の相対強度である。

2.2.8 立体角補正因子 Q_λ

一般に角度分布の計算は線源と検出器を点と見なして行う。しかし実際に放射線を測定するときには、検出器が有限な立体角を持っている事を考慮しなければならない。これに対する補正が立体角補正因子である。角度分布関数 $W(\theta)$ は、磁場の向きに対する角度 θ への放射の強度分布を示している。実験によってこの値を得ようとすれば、検出器が一定の立体角を持つことにより、放射分布がなまった形で観測される。従って、観測された放射分布を補正する必要があり、そのための因子が Q_λ である。

立体角補正因子 Q_λ は線源と検出器との距離、検出する放射線のエネルギー及び、検出器の構造に依存している。これは Monte Carlo 法を用いたコンピューターシミュレーションによって計算される。

2.2.9 γ 線の角度分布

γ 線の放射は電磁相互作用によって起こる。

この相互作用はパリティが保存するため γ 線の角度分布関数 λ は偶数となる。よって、 γ 線の角度分布は

$$W_\gamma(\theta) = 1 + \sum_{\lambda \text{ even}} B_\lambda(I) A_\lambda U_\lambda Q_\lambda P_\lambda(\cos \theta)$$

と表される。 λ の最大値は $2L$ であるので、 $I=1/2$ 以下の原子核は γ 線の角度分布を持たない。常温では等方的な放射分布となるが、整列状態にある原子核からは、非等方的な放射分布を示す。この角度分布を測定することで、整列状態の変化を観測することができる。

2.2.10 β 線の角度分布

β 崩壊には、始状態 $|I_i M_i\rangle$ と終状態 $|I_f M_f\rangle$ への遷移で β 線とニュートリノが

放出され、その状態間の角運動量とパリティの変化によって、許容遷移(Allowed Decay)と禁止遷移(Forbidden Decay)に分けられる。

許容遷移は、始状態と終状態でパリティが変化しない。許容遷移には、 $\Delta I = |I_i - I_f|$ とすると

$$\begin{array}{ll} \Delta I = 0(0 \rightarrow 0 \text{ を含む}) & \Delta\pi: \text{no Fermi 遷移} \\ \Delta I = \pm 1, 0(0 \rightarrow 0 \text{ を含まない}) & \Delta\pi: \text{no Gamov-Teller(G.T)遷移} \end{array}$$

の2つの遷移がある。

弱い相互作用はパリティが破れているため、これによって放出される β 線の角度分布は量子化軸に対して非対称になる。したがって、 β 線の角度分布関数の場合の λ は奇数になり、

$$W_\beta(\theta) = 1 + A_1 B_1 U_1 Q_1 P_1(\cos \theta)$$

と表せる。ここで λ が3以上は小さいとして無視している。またこれは

$$W_\beta(\theta) = 1 + AP \cos \theta$$

と表すこともできる。 A はAsymmetry factor、 P はPolarizationと呼ばれるもので、

$$P = \sum_m \left(\frac{m}{I} \right) P_m$$

で定義される。Fig.2-2に β 線と γ 線の角度分布を示した。

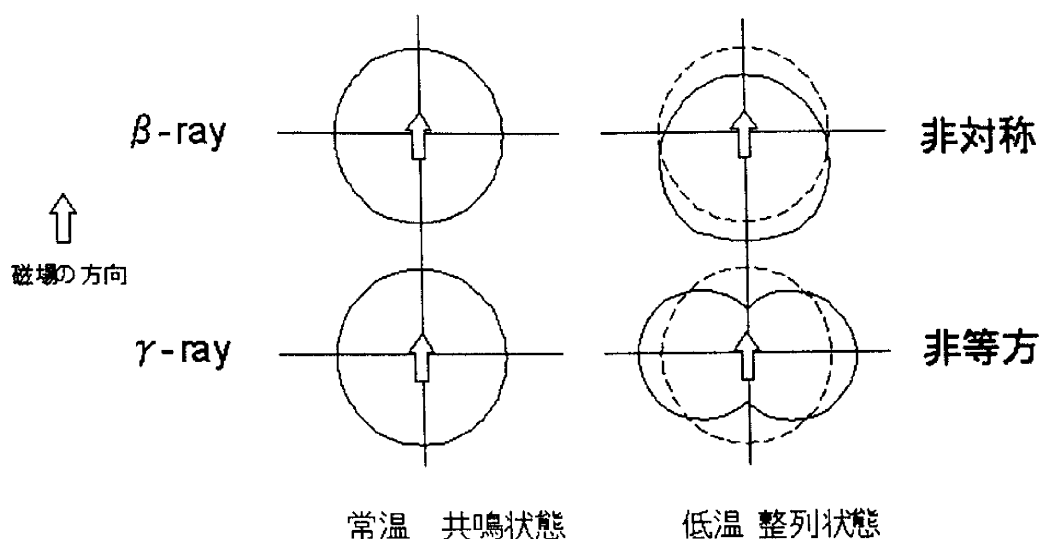


Fig.2-2

2.3 核磁気共鳴

強磁場、極低温によって原子核のエネルギー準位が整列状態にあるとき、ラーモア周波数(=共鳴周波数) ω_0 に相当する高周波磁場(Radio frequency magnetic field : rf) B_1 を静磁場に対し垂直に加えると、隣り合う各エネルギー準位間において、占有率が平均化され、その結果整列状態を崩すことができる。これを核磁気共鳴という。

xy 平面上の回転高周波磁場は次のように表せる。

$$\vec{B}_{\pm}^{rf}(t) = B_1 \left[\vec{e}_x \cos(|\omega|t) \pm \vec{e}_y \sin(|\omega|t) \right]$$

ここで \pm はそれぞれ右回転、左回転である。また、本来なら位相は $|\omega|t + \Delta$ で与えられるが、NMR-ON 法では時間積分された計数を測定するので初期位相は無視する。

実際の測定では、rf 磁場は xy 平面上の振動磁場であり、

$$\vec{B}_{\pm}^{rf}(t) = 2B_1 \vec{e}_x \cos(\omega t)$$

と表せるが、これは左右の回転磁場の重ね合わせと考えることができる。実際に共鳴を起こすのは、原子核のラーモア歳差運動の回転方向と同じ向きを持つ左右どちらかの回転磁場であるが、これは g-因子の符号による。ω の符号を

$\omega = -\left(\frac{g}{|g|}\right)|\omega|$ と決めると、原子核に働く回転磁場は次のように表せる。

$$\vec{B}_{cp}(t) = B_0 \vec{e}_z + B_1 [\vec{e}_x \cos(\omega t) \pm \vec{e}_y \sin(\omega t)]$$

この相互作用の実験室系 S でのハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H(t) &= -\vec{\mu} \cdot B(t) \\ &= -g \mu_N \{B_0 I_z + B_1 [I_x \cos(\omega t) + I_y \sin(\omega t)]\} \end{aligned}$$

となる。オペレータの性質から

$$I_x \cos \theta + I_y \sin \theta = \exp\left[-\frac{I_z \theta}{\hbar}\right] I_x \exp\left[+\frac{I_z \theta}{\hbar}\right]$$

であるので、ハミルトニアンは次のように書き換えられる。

$$H(t) = -g\mu_N \left\{ B_0 I_z + B_1 \exp\left[-\frac{iI_z \omega t}{\hbar}\right] I_x \exp\left[+\frac{iI_z \omega t}{\hbar}\right] \right\}$$

このハミルトニアンを時間に依存しない座標系 S' に変換すると、 S' 系は S 系を角速度 ω で回転する座標系となる。この回転は時間依存性のあるユニタリー演算子 $U(t)$ で行われ、

$$U(t) = \exp\left(-\frac{iI_z \omega t}{\hbar}\right)$$

と表せる。そして S' 系のハミルトニアン H' は、

$$\begin{aligned} H' &= U^\dagger(t) H(t) U(t) + i\hbar U^\dagger(t) \frac{\partial U(t)}{\partial t} \\ &= -g\mu_N \left[\left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right) B_0 I_{z'} + B_1 I_{x'} \right] \end{aligned}$$

となる。これより S' 系の $x'z'$ 平面上の有効磁場 B_{eff} は次のように表される。

$$B_{\text{eff}} = \left[\left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 B_0^2 + B_1^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

このときの z' 軸と有効磁場 B_{eff} のなす角 β は

$$\tan \beta = \frac{B_1}{\left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right) B_0}$$

で与えられる。

共鳴状態では $\omega = \omega_0$ となり、 μ は x' 軸方向を向き、角速度 $\omega_{res} = g \mu_N B_1$

で回転しているように観測される。このような共鳴状態では、隣り合う各エネルギー準位間で占有率の平均化が起き、整列状態が崩れる。

2.4 緩和

高周波磁場をかけ共鳴を起こしたのち、高周波磁場を切る。すると原子核は共鳴状態から外れていく。共鳴状態では高周波磁場によって各磁気準位の占有率がならされていた。しかし高周波磁場がなくなったことによって、再び占有率に偏りが生じ原子核は偏極する。この過程を緩和という。緩和にかかる時間を緩和時間 T_1 とよぶ。

このような緩和は電子スピンと原子核の磁気モーメントの相互作用でおこる。ゆえにこの緩和をスピン-格子緩和とよぶ。

緩和時間に大きく影響する相互作用としてフェルミの接触相互がある。とくに強磁性体では外部磁場によって強磁性体の電子の縮退が解け、下向きのスピンを持つ電子があまる。このときフェルミエネルギー (E_F) 付近で s 電子準位があれば原子核の位置に電子が存在確率を持つので相互作用が生じ緩和が促進される。強磁性体中に不純物があるとき、そのバンド構造が変化する。このとき E_F 付近で電子の密度が変化すれば緩和時間も変化する。

3 装置

3.1 実験装置

低温核整列を得るためには $E_m \sim kT$ の強磁場、極低温が必要である。ここではこれらの条件を満たすための実験装置について述べる。

3.1.1 ^3He - ^4He 希釈冷凍機

新潟大学では極低温を実現するために ^3He - ^4He 希釈冷凍装置を用いている。希釈冷凍機は連続して極低温を維持でき、また試料の交換時に He 温度を維持したまま交換できるため、すぐに再び極低温にできるという利点がある。

Fig.3-1 に希釈冷凍装置の内部図を示した。外側から真空層(OVC)、液体窒素層(77K)、真空層(OVC)、液体ヘリウム層(4.2K)、真空層(IVC)、1.2K 熱遮蔽層、0.7K 熱遮蔽層、真空層(IVC)、希釈冷凍装置本体という順になっている。希釈冷凍装置本体には混合室(mixing chamber)があり、ここで約 10mK の極低温を実現している。また、この mixing chamber に接するように試料棒(source rod)が取り付けられており、source rod の先端に目的の試料が低温ハンダで取り付けられる。source rod は熱伝導を良くするために銅で作られており、mixing chamber に接することで試料を約 10mK の極低温に冷却することができる。

冷却は ^3He と ^4He の混合液を用いることで行われる。詳細な原理については後述するが連続して極低温を保つためには、 ^3He を効率よく循環させることが必要不可欠である。

次に ^3He の循環系について述べる。まず ^3He リターンラインを通して送られてきた ^3He ガスは、1.2K ポットを通ることで冷却され、凝縮器(condenser)で液化される。液化された ^3He は熱交換器(heat exchangers)を通ることで十分に予冷され、mixing chamber に入る。ここで約 10mK まで冷却され、mixing chamber を出た ^3He は再び熱交換器を通り、mixing chamber へと向かう暖かい ^3He を冷却しながら分留器(still)に向かう。その後、液体窒素によるトラップを通ったあと、再び 1.2K ポット中にある凝縮器へと送られる。分留器と mixing chamber の下にはそれぞれヒーター(still burner と film burner)が取り付けられており、 ^3He の循環量をコントロールできるようになっている。したがって、運転は連続的に行われ、極低温を長時間維持できる。

冷却能力は ^3He の循環率に比例し、冷却能力を \dot{Q} 、 ^3He の循環率を \dot{n} [mol/s] とすると、

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{n}} = 95T_m^2 - 12T_e^2 \quad [\text{j/mol} \cdot \text{K}^2]$$

と表せる。ここで T_m は mixing chamber の温度、 T_e は mixing chamber に入る直前の温度である。Table.3-1 に希釈冷凍の性能を示す。

Table.3-1 希釈冷凍機の性能

冷凍能力	10m K	$1 \mu\text{W}$
	25m K	$15 \mu\text{W}$
	100m K	$400 \mu\text{W}$
最低温度	0T 0.4T	5.6mA 7mK
循環系ガス 量	^3He ^4He	18% 97%

$^3\text{He} - ^4\text{He}$ 希釈冷凍機内部構造

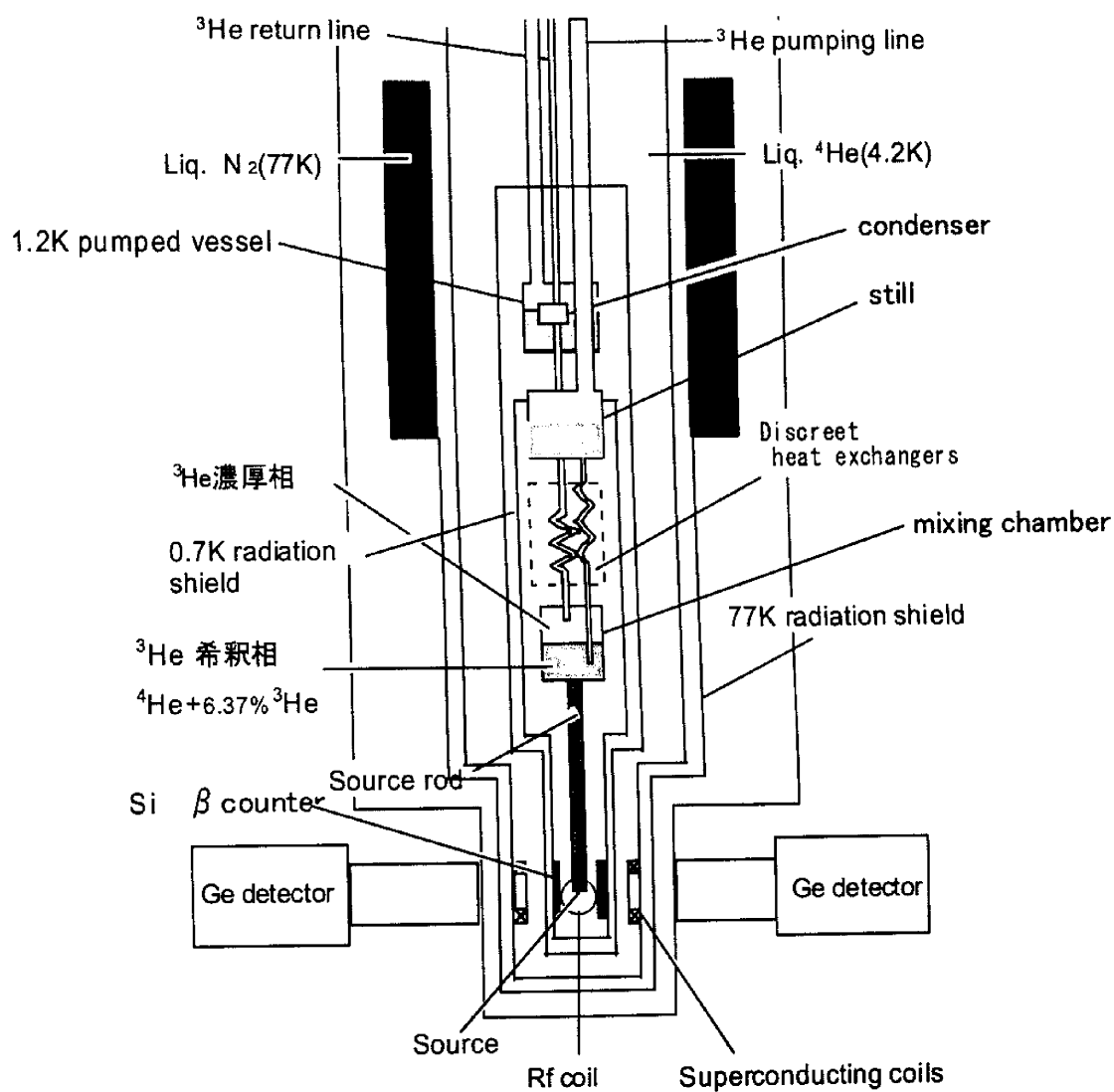


Fig.3-1

3.1.2 希釈冷凍の原理

ここでは、混合室(mixing chamber)内で起こる希釈冷凍の原理について述べる。 ^3He と ^4He の混合液を用いることにより、約 10mK まで冷却が可能である。

る。これは ${}^3\text{He}$ が $10^{-2}\sim 1\text{K}$ で大きなエントロピーをもつことを利用したものである。これらの振る舞いは、統計力学に基づいており、極低温を扱う場合においては非常に重要である。

液体 ${}^3\text{He}$ と液体 ${}^4\text{He}$ はともに絶対零度でも安定な量子状態であるが、液体 ${}^3\text{He}$ はフェルミ粒子であり、液体 ${}^4\text{He}$ はボース粒子であるため、低温における物性は全く異なる。Fig.3-2 に飽和蒸気圧下での混合液の相図を示す。Fig.3-2 の λ 線は ${}^4\text{He}$ の超流動転移温度を示しており、 $T_\lambda=2.17\text{K}$ よりも低い温度では、粘性のない超流動状態になることを表している。

${}^3\text{He}$ と ${}^4\text{He}$ の混合液を真空ポンプによって冷却していくと、 0.87K で相分離を起こし、 ${}^3\text{He}$ -濃厚相と ${}^3\text{He}$ -希釈相の 2 相に分離する。 ${}^3\text{He}$ は ${}^4\text{He}$ に比べ軽いいため濃厚相は希釈相の上に浮かぶことになる(Fig.3-2 の右図)。濃厚相の ${}^3\text{He}$ の濃度は絶対零度では 100% であり、 0.1K 以下では純粋な ${}^3\text{He}$ と見なすことができる。一方、希釈相では絶対零度でもなお約 6.4% の ${}^3\text{He}$ を含んでいる。

0.1K 以下では ${}^3\text{He}$ 希釈相中の ${}^4\text{He}$ は超流動状態にあり、エントロピーは極めて小さいため無視することができる。そのため ${}^3\text{He}$ の 1 モル当たりのエントロピーを考える。 ${}^3\text{He}$ は低温でフェルミ縮退を起こし、エントロピー S は次のように表せる。

$$S = \int \frac{C}{T} dT = \frac{\pi^2}{2} k_B \frac{T}{T_F}$$

ここで C は比熱、 T_F はフェルミ縮退が現れる目安となる温度(フェルミ温度)であり、

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2mk_B} \left(\frac{3\pi^2}{V} \right)^{\frac{2}{3}}$$

と表せる。 V はモル体積、 m は有効質量である。よってエントロピーは、

$$S = \frac{\pi^2}{2} k_B \frac{2mk_B}{\hbar^2} \left(\frac{V}{3\pi^2} \right)^{\frac{2}{3}} T \propto V$$

希釈相では希釈されている分 ^3He が ^4He 中で膨張しているため、 ^3He のモル体積は濃厚相よりも希釈相の方が大きい。したがって同じ温度では、エントロピーも希釈相の方が濃厚相よりも大きくなる。またこのことは、より低温にならなければエントロピーの低下は起こらないことも示している。そこで、希釈相の ^3He 濃度をわずかに減らし、濃厚相の ^3He を可逆的に希釈相に溶け込ませれば、エントロピー差に比例した吸熱

$$Q = T\Delta S$$

が起こる。

この ^3He を希釈相から選択的に取り除いているのが分留器(still[Fig.3-1])である。

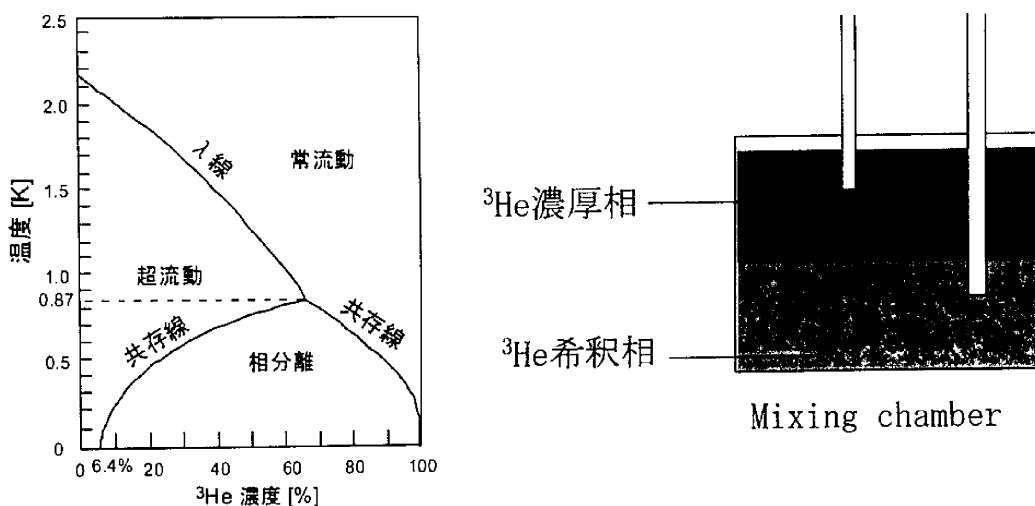


Fig.3-2

3.1.3 source rod 付近の様子

ここでは、Fig.3-1 の source rod 近傍の様子について述べる。その様子について示したのが Fig.3-3 である。前述したように source rod の先端には試料が低温ハンダで固定されており、試料の両脇に互いに垂直な 2 対のヘルムホルツ型超伝導コイルが設置されている。この 2 対の超伝導コイルにより、任意の外部磁場を最大約 1T までかけることができる。また超伝導コイルに垂直な方向に NMR 用の高周波磁場(radio frequency field :rf)発生用の rf コイルが設置されている。この rf コイルは希釈冷凍機の 0.7K 遮蔽槽の最下部に取り付けられている。核磁気共鳴の原理で述べたように NMR を行うために、外部磁場に対して垂直に rf 磁場を加える。外部磁場に対し 0° 方向と 180° 方向に、 γ 線及び β 線を検出するために Ge detector、Si detector が設置されている。Fig.3-1 に示してあるように、Si detector については希釈冷凍装置の内部にその中心が試料面よりも若干低い位置にくるように初めから設置されている。これは β 線を検出する際に、source rod 中の β 線の減衰を避けるためである。

今回の測定では、温度計として、温度と角度分布の依存性がすでに精度よく調べられている $^{60}\text{Co}/\text{Fe}$ が試料と一緒に低温ハンダで取り付けられている。

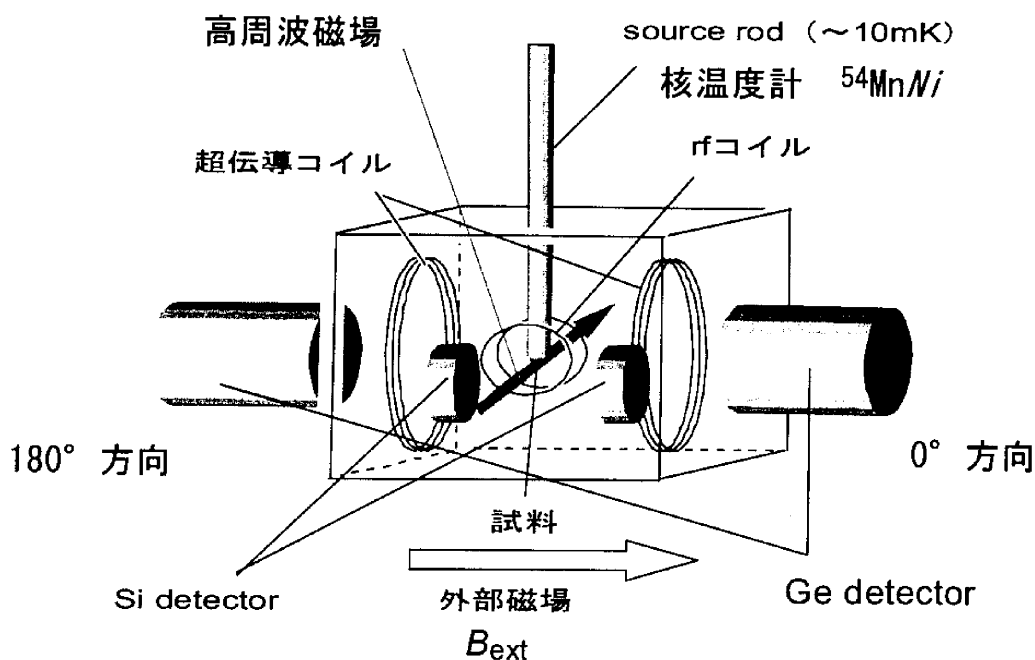


Fig. 3-3

3.1.4 RF 回路

核磁気共鳴を起こさせるためには高周波磁場(radio frequency field)が必要であり、rf 磁場を発生させるためのコイルが希釈冷凍機の 0.7K 熱遮蔽層の最下部に取り付けてある。コイルの端子の一方は rf 信号用同軸線に低温ハンダで接続されており、もう一方は接地されている。rf 信号用同軸線は、希釈冷凍機の上部にある端子から予備配管を使って内部へと導入され、液体ヘリウム層、1.2K ポットでの熱接触で冷却された後、rf コイルへ接続されている。rf コイルは、2 回巻きのもの、4 回巻きのもの、2 つ用意されている。

3.1.5 検出器

β 線の検出のために冷凍機内の IVC 内に、外部磁場に対して 0° 、 180° 方向の位置に Si detector が取り付けられている(Fig.3-3)。Si detector の出力は、ステンレス製の同軸ケーブルで冷凍機上部の端子を通してプリアンプに接続している。 β 線は整列軸に対して非対称に放出されるため、その非対称方向から磁気的相互作用(磁場×磁気モーメント)の符号を決定できる。

γ 線の検出には Ge detector を用い、外部磁場に対して 0° 、 180° 方向に設置した。これは今回の測定で核温度計に用いた ^{60}Co Fe 1173keV と 1332 keV の γ 線を主に観測するためである。

3.1.6 トップローディング機構

希釈冷凍機には、トップローディングという試料交換のための機構が備わっている。これは希釈冷凍機内をヘリウム温度(4K)に保ったまま試料が交換できるもので、この機構により試料の交換は約 1,2 時間で行えるため、数時間程度の半減期の短い核種の低温核整列実験が可能である(Fig.3-6)。

希釈冷凍の内部は、最上部の Ball Valve から Mixing chamber まで中空になっており、途中 4.2K Radiation Baffle と 1.2K Radiation Baffle がある。ローディングロッドの先端には左ねじが切っており、試料交換の際にはここに source rod をねじ込んでおき、4.2K Radiation Baffle の直前まで差し込む。ここでローディングロッドに液体ヘリウムを流し込み source rod を冷却する。約

20 分間この冷却を行い 4.2K に達したところで、4.2K と 1.2K Radiation Baffle を開きロッドを mixing chamber まで挿入する。Source rod と mixing chamber には右ねじが切っており、ローディングロッドを右方向に回転させると、前者は後者にねじ込まれる。完全にねじ込まれた後さらに回転させると、今度はローディングロッドとソースロッドの左ねじが回り、両者が切り離される。冷却は source rod を通してのみ行われるので、しっかりねじ込むことが重要である。この後ローディングロッドを希釈冷凍機から抜き、再び Radiation Baffle、次いで Ball Valve を閉めることによって試料の挿入が完了する。また、試料の抽出も同様の手順で行われる。

3.2 測定方法

NMR-ON は加える高周波磁場 (RF) により、Continuous Wave (CW) 法と Transient 法の 2 種類に分類される。前者は測定中に一定の RF を連続的に印加することによって試料核を平衡状態にして測定する方法であり、後者は RF を変化させて、それに伴う試料核の平衡状態への移行を測定する。以下、本実験で採用している CW 法について説明する。

CW 法の RF では主に

1. 周波数変調 (FM)
2. RF power
3. 測定中断時間 (Interval time)

の設定が必要である。これらのパラメータについて順に説明する。

3.2.1 周波数変調 (FM)

NMR-ON で印加する RF は、単色の状態では共鳴する原子核数が少ないために測定ができない。そのため、RF を周波数変調させてある幅を持たせることにより、共鳴する原子核数を増やす必要がある。FM をかけるには変調幅 (FM Width) と変調周波数 (FM frequency) の 2 つのパラメータを決定しなくてはならない。

・変調幅(FM Width)

この値は観測される共鳴線の幅に大きく影響する。共鳴線はある程度の幅を持つが、これに対して変調幅が大きい場合、得られる共鳴線が実際の幅よりも広く観測されてしまう。従って分解能をあげるためには frequency step を細かく取ると同時に変調幅も十分小さくしなくてはならない。しかし狭い変調幅では共鳴による変化も小さくなるために、より長い測定時間が必要になる。

・変調周波数(FM frequency)

RF に加える変調周波数は緩和時間 T_1 に対して十分短くする必要がある。RF によって原子核が共鳴しても FM によって再び RF がかかるまでに緩和してしまい、共鳴状態が保たれない事態を防ぐために、変調周波数 f_{FM} は

$$f_{FM} < \frac{1}{T_1}$$

を満たさなくてはならない。

3.2.2 RF power

高周波が金属中を進行する際に減衰し、その強度が $1/e$ になる深さが skin depth であり、この効果は表皮効果と呼ばれる。Skin depth δ は高周波 f に対して

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu}}$$

と表される。ここで σ は電気伝導度、 μ は透磁率である。この式から、RF 周波数が高くなると skin depth は小さくなるので、共鳴する原子核数が減少してしまう。従って NMR の達成度を上げるには、RF power を大きくする必要が生じる。

しかし、過度の RF power は希釈冷凍機内の同軸ケーブルや rf コイルでの電力消費によって温度上昇を招き、この熱が冷却効率を上回ると試料の整列状態を崩してしまう。よって、RF power は印加する RF 周波数や試料の厚さ、冷凍機の冷却効率の兼ね合いの中で決定する必要がある。

また、強磁性体に埋め込まれた原子核は、実際に加えた RF 磁場に比べて増幅された磁場を感じる。これを enhancement 効果といい、増幅率(Enhancement factor) E は

$$E = 1 + \frac{B_{HP}}{B_{ext}}$$

である。

3.2.3 測定中断時間(Interval time)

緩和時間が測定時間に対して無視できない長さである場合、RF が次の step に移行しても共鳴状態にある原子核は直ちに平衡状態に達しない。その結果、次の測定に影響を及ぼし、共鳴線が RF の掃引方向にテールを引いてしまう。このような事態を回避するためには、測定周波数の切り替え時に、緩和時間に対して十分長い interval time を挿入することで原子核を平衡状態に戻してやる必要がある。

3.2.4 緩和時間の測定

緩和時間の測定には FM on off 法を用いた。測定方法は以下の手順である。まず、共鳴周波数の中心から少しずれたところに FM を off の状態で高周波磁場をかけておく。この状態では整列状態を崩すことはできない。次に、共鳴線をカバーするような FM 幅を持った高周波磁場をかけて整列状態を崩す(FM on)。その後高周波磁場を外し、再び整列していく過程を観測する。

3.3 解析方法

3.3.1 共鳴周波数

NMR の共鳴線は放射線のカウント数の変化として、ある幅を持って観測され

る。そこで、得られた共鳴線をガウス関数とみなし、最小二乗法を用いてフィッティングすることにより共鳴周波数を決定する。

共鳴曲線を表す関数 $f(x)$ は

$$f(x) = w[0] + w[1]x + w[2] \exp \left\{ - \left(\frac{x - w[3]}{w[4]} \right)^2 \right\}$$

測定においても試料はそれぞれの原子核の半減期に従い減少していく。このことを考慮し、周波数のずれに従い、減少を表しているのが第 2 項である。また、 $w[3]$ は共鳴周波数を表しており、 $w[4]$ から半値全幅である。

なお本実験では緩和時間も測定し、共鳴線が緩和に影響されないような測定中断時間を取り十分留意した。

3.3.2 緩和時間

緩和時間のフィッティングには以下の関数を用いた。

$$f(x) = w[0] + w[1] \exp \left\{ - \left(\frac{x - x_0}{w[2]} \right) \right\}$$

$w[2]$ は緩和時間 T_1 を表しており、 x_0 は FMoff の時間である。

3.3.3 共鳴周波数と磁場

NMR-ON では共鳴周波数と原子核が感じる磁場について非常にシンプルな関係がある。静磁場として超微細相互作用による内部磁場を用いる場合、原子核に加えらるる磁場は内部磁場と外部磁場の 2 つの項からなり、

$$B = B_{hf} + (1 + K)B_{ext}$$

となる。 B_{hf} は内部磁場(hyperfine field)、 B_{ext} は外部磁場(external field)、 K はナイトシフト(Knight Shift)である。共鳴周波数 ν と磁場 B との関係は、

$$\begin{aligned} h\nu &= |g \mu_N B| \\ &= |g \mu_N [B_{hf} + (1 + K)B_{ext}]| \end{aligned}$$

と表せる。ここで磁気モーメント μ は g -因子を用いて、

$$\mu = g \mu_N I$$

と表せるので、

$$h\nu = \frac{\mu}{I} [B_{hf} + (1 + K)B_{ext}]$$

となる。本実験では外部磁場を変化させたときの共鳴周波数と外部磁場の依存性をとった。1次関数でフィッティングすると外部磁場 $B_{ext} = 0$ [T]のときの共鳴周波数 ν_0 を得る。これは内部磁場における共鳴周波数である。上式は以下のよう書きかえられる。

$$h\nu_0 = \frac{\mu}{I} B_{hf}$$

したがって内部磁場は

$$\therefore B_{hf} = \frac{h\nu_0 I}{\mu}$$

と表せる。結果からわかるようにナイトシフトを考慮する必要はない。

外部磁場の依存性をフィッティングする際に注意しなければならないのは、外部磁場が小さくなることによって内部磁場の磁化が崩れてしまう場合である。この場合、異なる内部磁場なのでフィッティングに含めてはならない。

4. 実験結果

本実験では $^{59}\text{FeNi}$ 、 $^{59}\text{FeFe}$ について NMR-ON を行い、また緩和時間も併せて測定した。

4.1 試料製作

$^{59}\text{FeNi}$ の試料は 98.2% に濃縮された安定同位元素 ^{58}Fe を高純度のニッケルに約 0.17% 溶かしたものを (数回、電子ビームによる溶融) をローラで約 3 ミクロン薄くしたものをを用いた。これを直径 3 mm の円形に切り取り、東海の日本原子力研究開発機構の原子炉で熱中性子の照射により $^{59}\text{FeNi}$ を製作した。照射後は真空中で 800 度で 1 時間熱処理をした。同様に $^{59}\text{FeFe}$ は濃縮された安

4.2 ^{59}Fe の崩壊様式

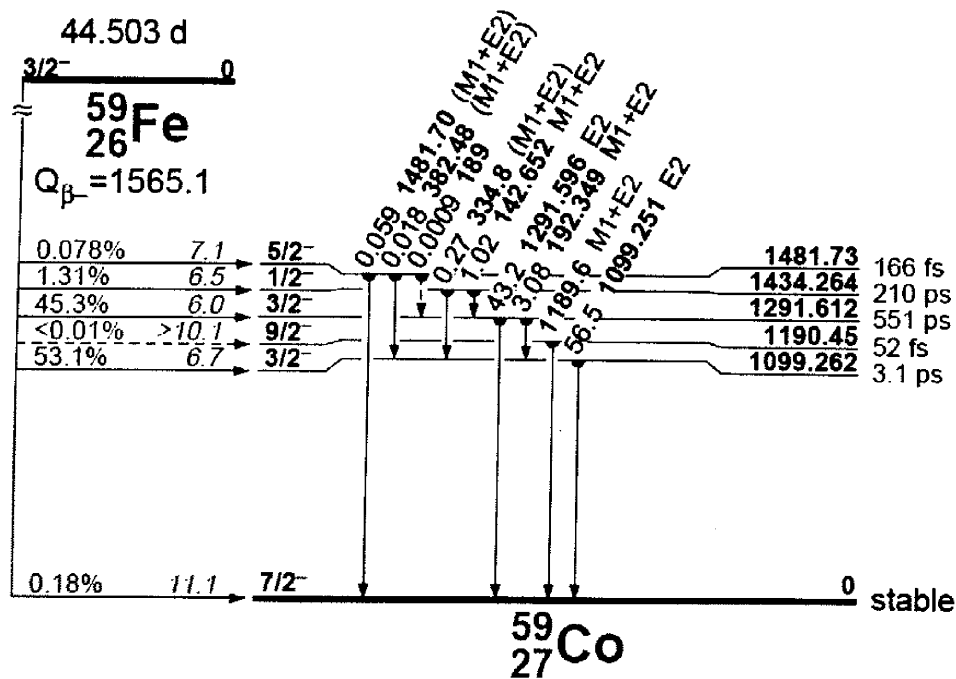


Fig.4.2 ^{59}Fe の崩壊様式

定同位元素 ^{58}Fe を原子炉で照射することにより製作した。温度計は $^{60}\text{CoFe}$ を用いた。

上図に ^{59}Fe の崩壊様式を示す。 ^{59}Fe からの β 崩壊は、ほとんどが最大エネルギー475keV (5.1%) と 273keV (4.9%) で ^{59}Co の 1292keV, 1099keV 励起準位に崩壊して、そこからガンマー線を放出している。このガンマー線の角分布係数は小さく、低温核整列では、ガンマー線の異方性が小さいことが知られている「KRA76」。ベータ線の観測では異方性があり、NMR-ON の測定に成功している「OHT96」。

得られた β 線のスペクトルを下図に示す。矢印の領域は共鳴をモニターするのに使用した。それ以上にエネルギーの高いのは、わずかではあるが基底状態にフィードするものである。エネルギーの低いところはノイズでありこれが変動するの苦労した。

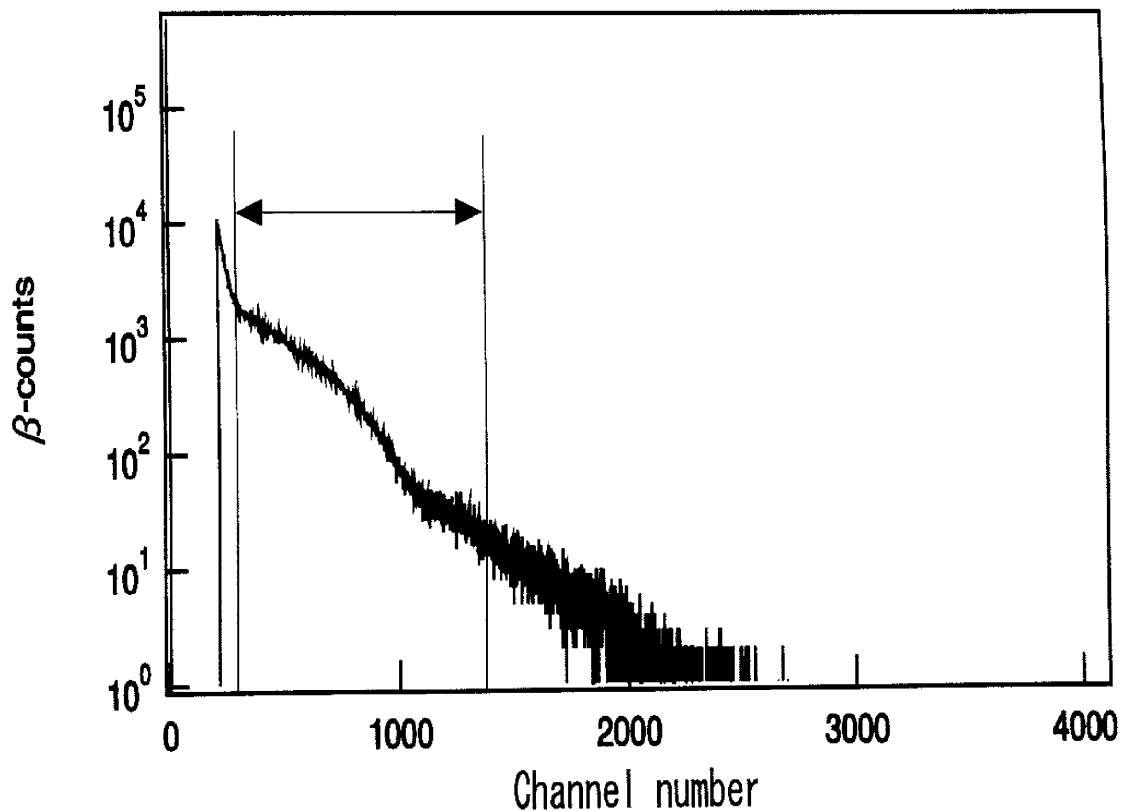


Fig.4.2 ^{59}Fe の β 線スペクトル

4.3 低温核偏極

試料をソースロッドに低温半田でつけて、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機で冷却した。外部磁場を 0.2T かけて整列させ、ガンマ線は 0 度方向と 90 度方向に置かれた 2 台の Ge 半導体検出器で測定した。Coo down の様子を ^{60}Co の 1173keV, 1332keV ガンマ線の強度を用いて Fig.4.3 にしめす。

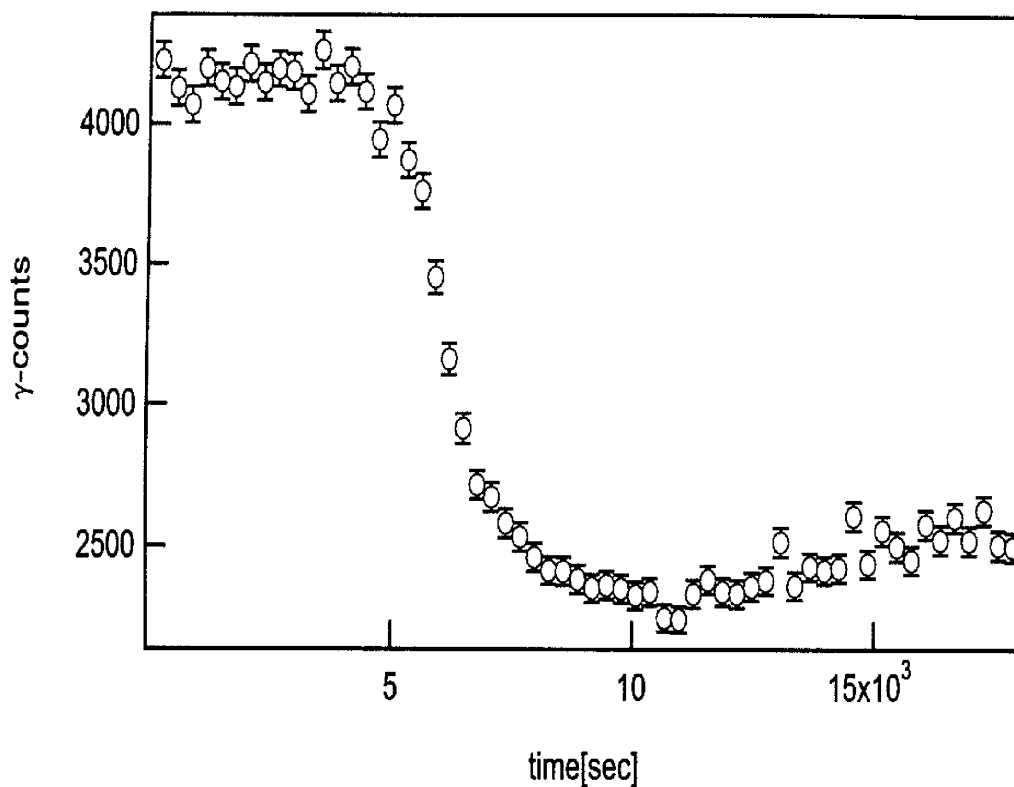


Fig.4.3 ^{60}Co の 1173keV,1332keV の γ 線強度の時間変化

横軸は時間を示している。時間と共に ^{60}Co の 1173keV, 1332keV の γ 線強度が減少して低温になっている。その後、少し上昇しているのは高周波磁場をかけて、power テストを行ったせいである。一番低温のところ、約 10 mK であった。次にこのときのベータ線の強度変化を Fig.4.4 に示す。0 度での検出器の β 線が低温と共に上昇している、一方 180 度での β 線はわずかであるが、低温で減少していることが見える。ところどころで、数値のばらつきがある

のはノイズレベルの変動による影響が出ているものと思われる。

Cool down

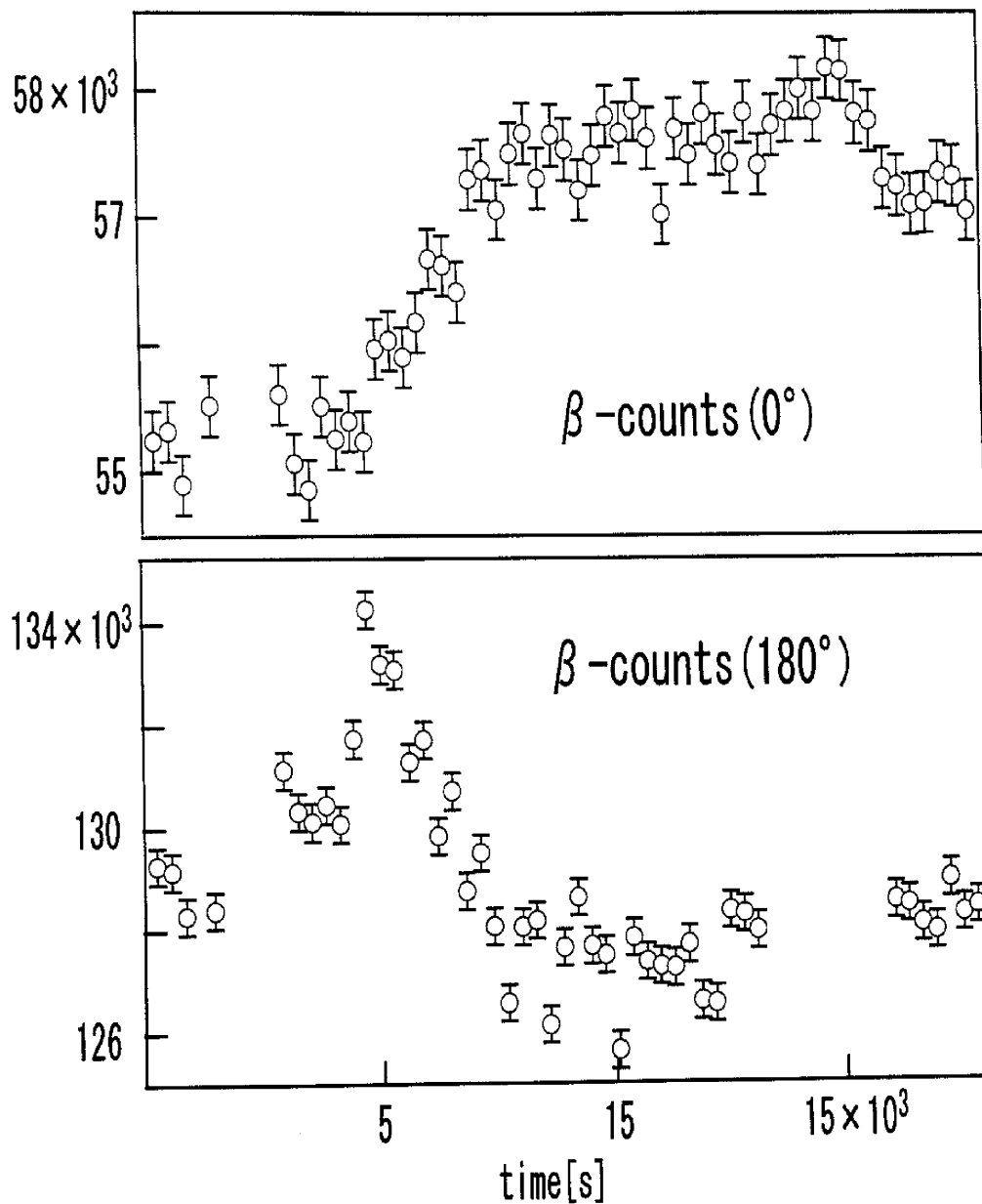


Fig.4.4 Cool-down のときの β 線の強度の時間変化

4.4 $^{59}\text{FeNi}$ の NMR-ON

最初外部磁場 0.2T で予想共鳴領域をサーチしたその結果、48MHz 付近で共鳴を得た。これらの共鳴を外部磁場 0.1T、0.2T、0.4T、0.6T について計測し

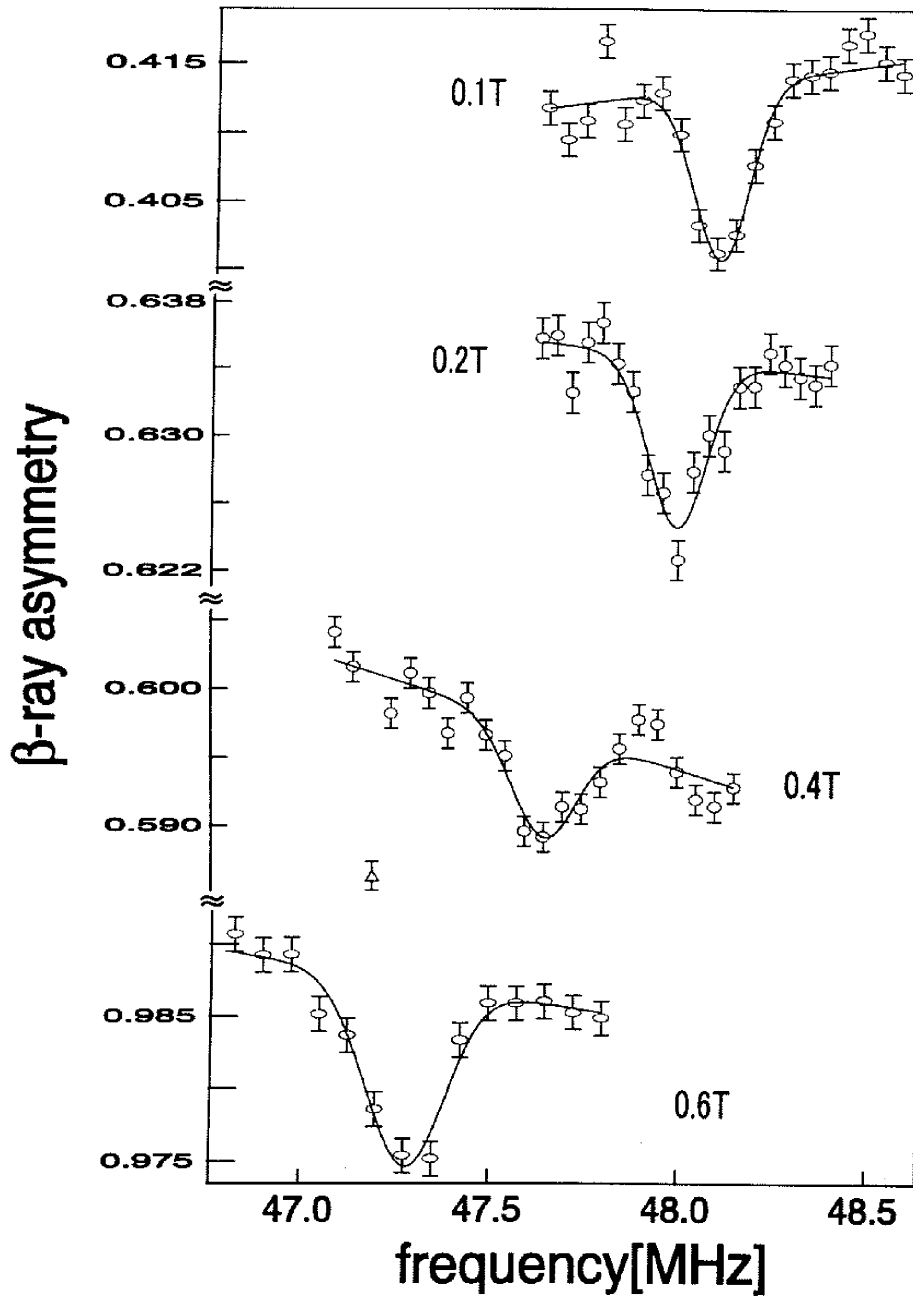


Fig.4.5 $^{59}\text{FeNi}$ の各外部磁場に対する共鳴

た。その結果、外部磁場 0.1T で共鳴周波数は 48.11(1)MHz, 幅 0.073MHz (FM ±0.1MHz), 外部磁場 0.2T で共鳴周波数は 47.997(7)MHz, 幅 0.076MHz (FM ±0.075MHz), 外部磁場 0.4T で共鳴周波数は 47.67(1)MHz, 幅 0.089MHz (FM ±0.075MHz), 外部磁場 0.6T で共鳴周波数は 47.31(1)MHz, 幅 0.093MHz (FM ±0.075MHz) であった。共鳴周波数の外部磁場依存性をとった図を Fig.4-5 に示す。

この共鳴周波数と各外部磁場の関係は次の式で表される。

$$h\nu = \frac{\mu}{I} [B_{hf} + (1+K)B_{ext}]$$

そこでこれらを一次関数でフィッティングした結果を Fig.4.6 に示す

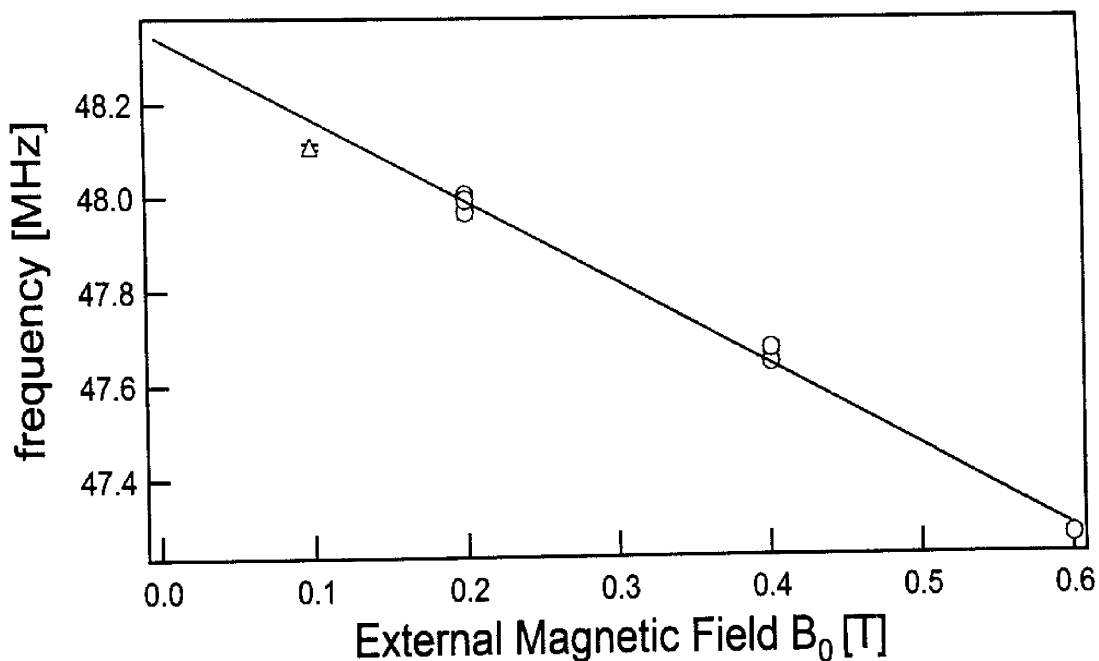


Fig.4-6 共鳴周波数の外部磁場依存性

外部磁場 $B_0=0.1T$ の場合、外部磁場が小さいと磁化が不十分なため、他とは条件が異なるということでフィッティングから外した。その結果、外部磁場

$B_0=0\text{T}$ のときの共鳴周波数 $\nu_0=48.341(8)\text{MHz}$ を得た。

$$\frac{d\nu}{dB_0} = -1.749(24) [\text{MHz/T}]$$

4.5 $^{59}\text{FeNi}$ の緩和時間

$^{59}\text{FeNi}$ の緩和時間を測定するために、外部 0.2T のときの共鳴周波数 48.0MHz を中心に FM を ON,OFF することで求めた。

Fig.4-7 に緩和時間のスペクトルを示した。フィッティングした結果、緩和時間 $T_1=30(25)\text{s}$ を得た。

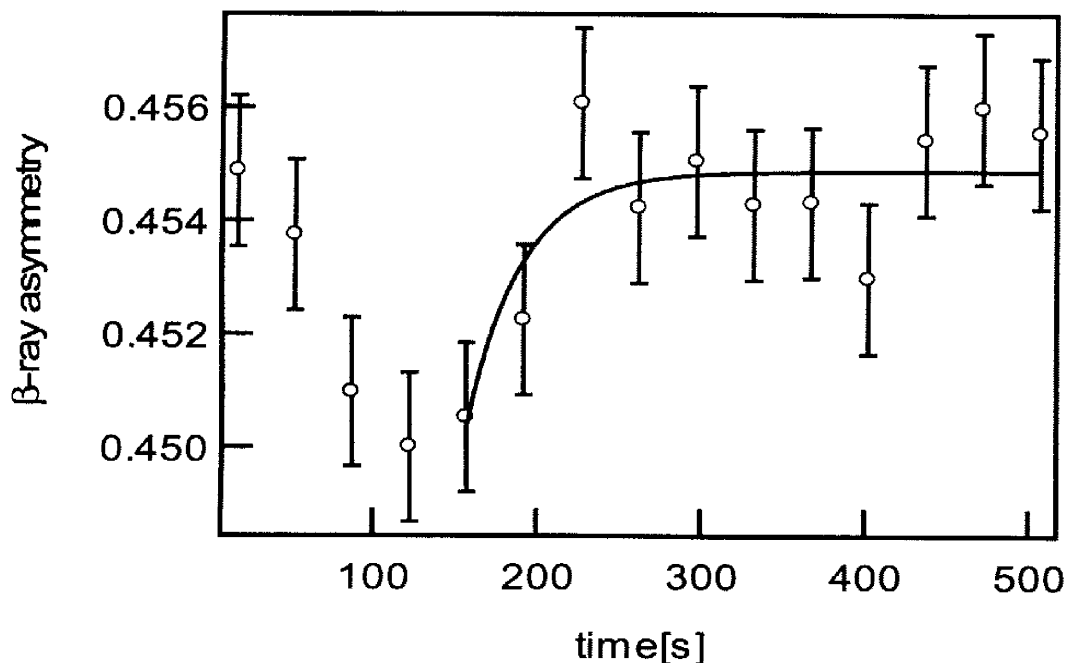


Fig.4.7 $^{59}\text{FeNi}$ の外部磁場 0.2T のときの緩和時間

4.6 $^{59}\text{Fe}^{58}\text{Fe}$ の NMR-ON

$^{59}\text{FeFe}$ の NMR-ON 実験はすでに大坪等「OTS96」によって行われている。今回濃縮の ^{58}Fe の箔を用いたので、自然の鉄は 92% が ^{56}Fe であるので $^{59}\text{FeFe}$

と $^{59}\text{Fe}^{58}\text{Fe}$ で共鳴周波数に違いが出るか、確かめるために共鳴測定を行った。外部磁場 $B_0=0.2\text{T}$ のときの共鳴図を Fig.4.8 に示す。

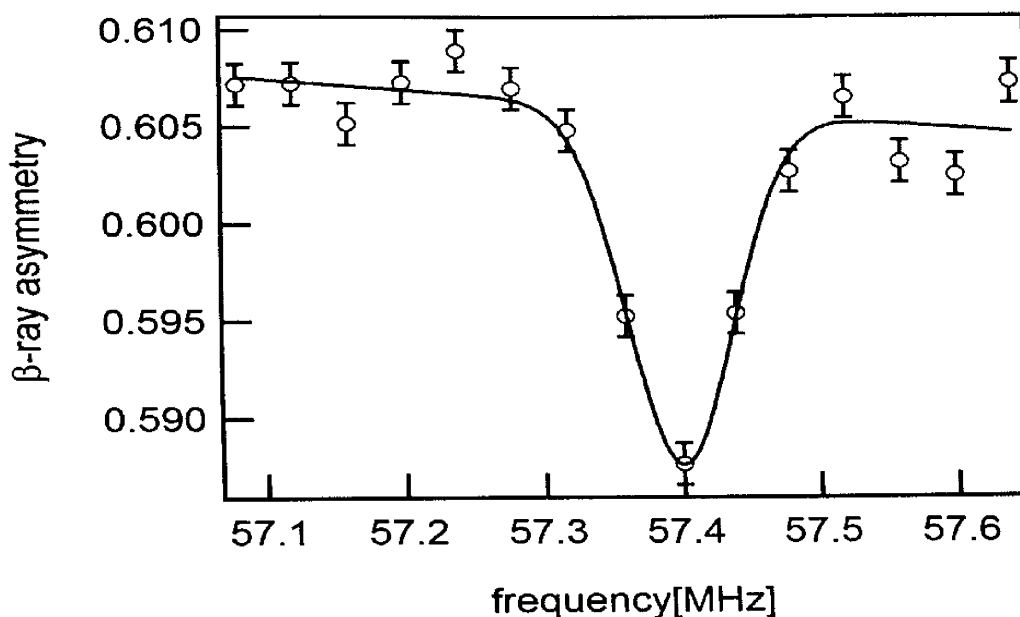


Fig.4.8 $^{59}\text{Fe}^{58}\text{Fe}$ で共鳴

このときの共鳴周波数 $\nu_0=57.4(1)\text{MHz}$ を得た。これは $^{59}\text{FeFe}$ の結果と誤差以内で一致することが判明した。

5 $^{59}\text{FeNi}$ の内部磁場結果

3.3.3 で述べたように共鳴周波数と外部磁場の依存性をとることで、ナイトシフトを考慮せずに内部磁場を求めることができる。 ^{59}Fe の磁気モーメントは他の実験で測定されており、 $\mu = -0.3358(4)\mu$ [STO95]である。したがって値を代入すると

$$B_{hf} = \frac{6.626 \times 10^{-34} \times 48.34 \times 10^6 \times \frac{3}{2}}{-0.3358 \times 5.051 \times 10^{-27}}$$

$$\therefore B_{hf} = -28.33(3)T$$

これはメッスバウアー法で求めた値 28.2(2)T 「BHI66」と誤差の範囲内で一致するが,制度の桁は一桁良くなった。

参考文献

- 「STO95」 N. J. Stone, At. Data and Nucl. Data Tables 90(2005)75
[KRA76] K.S. Krane, S.S. Rosenblum and W. A. Steyert, Phys. Rev. C14 (1976) 653
「OHT96」 T. Ohtsubo, D.J. Cho, Y.Yanagihashi and S. Ohya, Phys. Rev. C54 (1996) 554
「BHI66」 V.G. Bhide and G. K. Shenoy, J. Phys. Soc. Japan 21(1966)625

まとめと考察

この研究の目的は低温核偏極で原子核スピンを偏極させて、偏極核からの α 、 β 線の角分布の測定実験を行い、変形による原子核のクーロンポテンシャルの影響をみるものである。この研究の遂行にはこれまでの装置の大幅な改良が必要であった。

これまで我々は主に γ 線を検出して、NMR-ON (Nuclear Magnetic Resonance on Oriented Nuclei) の実験を行い、超微細相互作用の実験を行ってきた。また β 線検出器は $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の一室内側の温度0.7Kのシールドの部分につけられて、これを用いてNMR-ONの実験も行ってきた。この β 線検出器は、室温にある外部のプリアンプまで1mほどあり、外部からのノイズに初段のFETが反応して増幅されるため、そのシールドが大問題であった。そこで、この温度0.7Kシールドの部分につけられたSi検出器の分解能を上げるため、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の底の部分の改造設計を行った。温度0.7Kのシールド部分に設置されたSi検出器からのリード線は、液体ヘリウム層を通り、さらに液体窒素温度で熱アンカーをとり、希釈冷凍機の下部から、室温の外部に出る構造にした。そのため、約15cmのリード線の長さに短縮された。しかしながら、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機とプリアンプのシールドのやり方でノイズが変化して、分解能の飛躍的向上は得られなかった。検出器周りのシールドの仕方を改良する必要があると思われる。それ故に、今回の実験は $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の上部から信号を取り出す方法で行うことにした。

次に、 $^{59}\text{FeNi}$ の内部磁場を決定する実験を行った。試料は原子炉の熱中性子を用いて製作し、これを約7mKの温度まで冷却して偏極させた。低温での ^{59}Fe からのガンマ線の異方性が大変小さいので、 ^{59}Fe からのベータ線をSi検出器で検出して、NMR-ON共鳴の実験を行った。その結果、共鳴線を得ることが出来た。典型的な外部磁場0.2Tの場合、共鳴周波数は47.997(7)MHz、幅は0.076MHz (FM \pm 0.075MHz)であった。測定を外部磁場0.1T, 0.4T, 0.6Tでも同様に行われた。外挿法で外部磁場0Tでの共鳴周波数 $\nu_0=48.341(8)$ MHzを得た。 ^{59}Fe の磁気モーメントは $\mu=-0.3358(4)\mu$ と知られてるので、これを用いて、さらにナイトシフトを無視して、ニッケル中の鉄の内部磁場を-28.33(3)Tと決定した。この内部磁場は今までメッスバウアー法を用いて報告されていた値、-28.3(3)Tと一致して、精度は1桁向上した。また緩和時間もおこない、外部磁場0.1Tで緩和時間は30(25) s と決定した。

^{241}Am の線源製作を試みた。 ^{241}Am の塩酸溶液にはキャリアーとしてEuがわず

かに入っている。はじめにガラスのプレパートの上に5 kBqほど蒸発乾固したものをSi検出器で測定したところ5.485MeVの α 線に対して分解能は33keVであった。そこで純鉄に熱拡散させるため、 ^{241}Am を5 kBqほど蒸発乾固させたものを水素雰囲気中800度で約5分間、熱拡散させた。しかしながら熱拡散する前後での α 線のスペクトルはまったく変化がなく、拡散は起きなかったと思われる。このときの5.485MeVの α 線に対して分解能は136 keVであった。これは鉄が塩酸で溶けたことによるものと思われる。分解能をあげるためには ^{241}Am を加速させて、一様に埋め込むことが必要であることが判明した。

我々と同じ様な $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機を持つオーストラリアのW.D.Hutchison博士との共同研究では、浜松フォトニクス社製のSi PIN photodiodeの設置をおこない、0.7Kの温度でこの検出器が正常に動作することが確かめられた。この場合、信号は $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の上部から取り出す方法をとった。この検出器を用いてニッケル中の ^{95}Zr のベータ線を測定して、NMR-ONで内部磁場測定実験を行った。温度10mKで予想したベータ線の異方性は約9%であったが、測定結果はその1/5程度であった。 β NMRをおこない予想される共鳴領域14-17.MHzを探したが、異方性が小さいために共鳴線の観測にはいたらなかった。

研究過程の途中でRIの取り扱いに対する法改正があり、新たに、下限値以下のRI取扱の許可申請を行ったため、実験期間が大幅に制限されて、当初の目的を完全には達することが出来なかった。この当初の問題に関して、精力的に研究を行ってきた、ベルギーのK.U. Leuven大学のN. Severijns教授と2008年1月、CERNで別の実験で一緒になった折、詳しい話を聞くことが出来た。彼等は1986年から低温核整列を用いた α 線の測定を行ってきた。当初彼等が測定してきた核種は奇核の $^{199-211,215,217}\text{At}$ と奇核の $^{205-209}\text{Rn}$ 「WOU86, SCH96, SCH00」である。これらは $N=126, Z=82$ 近傍の球形領域の原子核である。これらの実験結果は α 線の大きな異方性を示した。後に $^{189,191,193}\text{Bi}$ でも同様に観測された「KRA98」。この原因は核の変形によるものでなく、核構造の効果によるものであると結論づけた「SCH96」。その後、彼等は変形核である $^{221}\text{Fr}, ^{227,229}\text{Pa}$, [SCH99]と $^{253,254}\text{Es}, ^{255}\text{Fm}$ 「SEV05」の α 線の測定に成功しており、変形核ではクーロンバリアーのトンネル効果「DEL94」によるものと結論付けている。

参考文献

- 「WOU86」 J. Wouters, D. Vandeplassche, E. Van Walle, N. Severijns, and L. Vanneste, *Phys. Rev. Lett.* 56, 1901 (1986)
- 「SCH96」 P. Schuurmans *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 77, 4720 (1996)
- 「SCH00」 P. Schuurmans *et al.*, *Hyperfine Interact.* 129, 163 (2000)
- 「KRA98」 J. Krause, *et al.*, *Phys. Rev. C* 58, 3181 (1998)
- 「SEV05」 N. Severijns, *et al.*, *Phys. Rev. C* 71, 044324 (2005)
- 「DEL94」 D. S. Delion, A. Insolia, and R. J. Liotta, *Phys. Rev. C* 49, 3024 (1994)

謝辞

この研究を通して多くの人からの助けと情報を得た。特に富山大学の西村克彦教授からは有意義なコメントをいただき、またオーストラリアの共同実験は彼と一緒に起こない、感謝します。オーストラリアの W.D.Hutchison 博士にはオーストラリアと日本での共同研究の遂行と、オーストラリア滞在中の御もてなしに大変感謝いたします。K.U. Leuven 大学の N. Severijns 教授には、このテーマに関する詳しい情報を CERN で頂き理解のうえで、大変助かりました。

試料製作に当たっては、KEK の菅井勲教授には多大の援助を頂き、大変感謝いたします。RI の製作に当たりまして、東京大学大学院工学研究科、原子力専攻共同利用管理本部（大学開放研究室）に大変お世話になりました。

尚この研究の一部は 4 年生（伊藤 彰，舛屋勇希，渡邊 峻）の研究にもなりました。最後に、新潟大学の研究室の院生，4 年生に対して、実験及びデータの解析に対してお世話になりました。

発表論文（関連研究も含む）

この研究過程で、関連研究も含め次の論文を発表してきた。

国際会議

XIV International Conference on Hyperfine Interactions & XVIII International Symposium on Nuclear Quadrupole Interactions, August 5-10, 2007, Iguassu Falls (Puerto Iguazu-Argentina/Foz de Iguacu-Brazil)

○ Hyperfine anomalies of Sc isotopes ($A = 44, 44m, 46$ and 47) in Iron, S. Ohya, T. Ohtsubo, T. Izumikawa, K. Nishimura, S. Muto and T. Shinozuka
(to be published in Hyperfine Interact.)

○ Magnetic moment of ^{48}Sc , T. Ohtsubo, Y. Kawamura, S. Ohya, T. Izumikawa, K. Nishimura, S. Muto and T. Shinozuka (to be published in Hyperfine Interact.)

国内研究会

「原子核プローブ生成とそれを用いた物性研究」2007年11月13-14日，京都大学原子炉実験所

○低温核偏極による核物性の課題， 新潟大理 大矢 進