

核と物性の境界領域

阪大・理 森田正人

0. まえがき

原子核の研究分野には，固体物理の諸問題と共通している部分がかかなりあり
 そうに思われる。この集中講義では，「核と物性」というタイトルを与えられ
 ているが，タイトルの前の半分はともかく，あとの半分については素人である
 ため，前半だけでも紹介したい。原子核におけるいくつかの現象を紹介するこ
 とによつて，物性の側からの興味，もしくは問題点が明らかにされれば幸いで
 ある。そのような問題点を御指摘することによつて，核物理の知識をより完全
 にし，以下に述べる formulation を拡張したい。このようなわけで，核整列
 の方法，ガンマ線の角分布と角度相関，Mössbauer 効果を使った核物理，原
 子核のガンマ放射と競争する軌道電子の内部変換，C, P, T 等のテスト，など
 を選んでみた。
 *)

*) 京都大学物理第1教室における集中講義，杉原敏夫氏によるノート。

I. Nuclear Orientation

(1) 量子力学的励起状態

今，核のスピンの状態が， j であるものを考える。その状態においては，
 $2j + 1$ 個の磁気的狀態が存在し，その状態を， m で表わすと，それは図1の
 ように，量子化された方向をもつ。

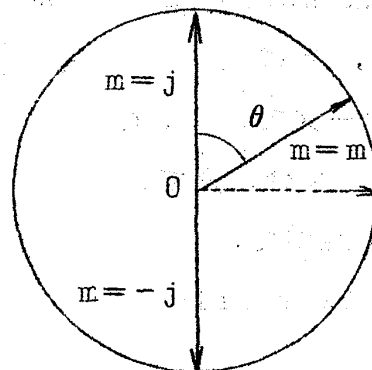


図1. Quantized Angle

森田正人

ここで、 m/j を、degree of orientation として定義する。即ち

$$\text{degree of orientation} = m/j = \cos \theta \quad (1)$$

$\cos \theta$ の θ は、図1の θ を示す。

ここでもし、スピンの方向 (m) が、いずれも等比重で存在するならば、

$$\frac{\langle m \rangle}{j} = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2j+1} \sum_{m=-j}^j \frac{m}{j} = 0 \quad (2)$$

このような状態 m は図2に示すように縮退している。しかし核のモーメントと結晶場又は外場の間に、電磁的相互作用がある時は、状態は縮退がとけて split する。

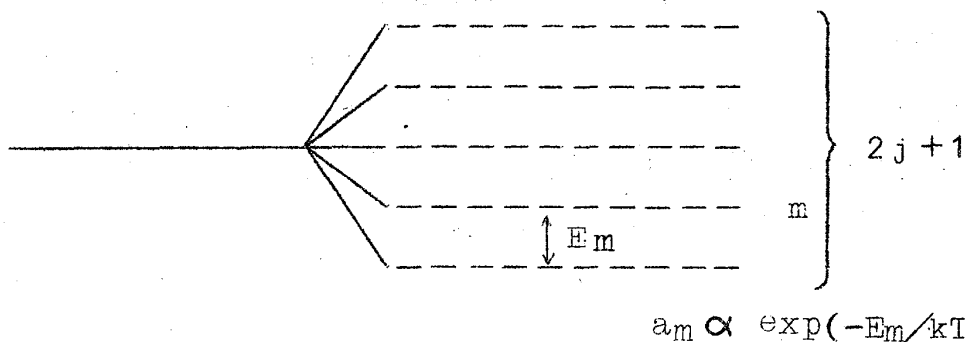


図2. Splitting of Nuclear Magnetic Substates

縮退が解けた場合においては、各々の磁気的状態は等比重でなくなり、熱的に平衡な場合は、 $m/j \rightarrow a_m m/j$ となり、係数 a_m をもつ。

$$a_m \propto \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right)$$

であり、 E_m は split したレベル間の相対的なエネルギー（例えば Zeemann エネルギー）、 k は Boltzmann 定数、 T は絶対温度である。 E_m は、 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ のオーダーである。従

従つて室温の場合、全ての m の状態に対して $a_m \rightarrow 1$ となり、 T が $10^{-2} \text{°K} \sim 10^{-3} \text{°K}$ に至つて、 a_m は m の状態に依存するようになつてくる。

一般に Nuclear Orientation には、広い意味で、3つの型に大別される。すなわち

- $a_m = a_{-m}$ $m \neq m'$ で, $a_m \neq a_{m'}$ の時,
Aligned nuclei と呼ばれる。
- $a_m \neq a_{m'}$ $m \neq m'$ の時,
polarized nuclei と呼ばれる。
- $a_m = \text{constant}$ で m に独立の場合, 核は整列していない。

(2) Oriented nuclei を作る方法

ここでは Oriented Nuclei を作る方法を述べる。

(a) 静的な方法

(i) "Brute force method"

結晶の中に於て, 電場の勾配がなく, 電子のスピン和も, 0 の場合, 外場は直接, 核の磁気モーメントと couple して E_m は次のように表わされる。

$$E_m = - \frac{\mu_m H}{j h} \quad (H: \text{外部磁場}) \quad (3)$$

この方法には外部磁場として $10^5 \sim 10^6$ gauss, 温度として $10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ $\sim 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ が必要である。

(ii) 結晶の中の電場の勾配が, 核の 4 重極モーメントと, couple している場合

$$E_m \propto e Q \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} m^2 \quad (4)$$

の関係がある。但し, Q は核の 4 重極モーメントであり, V は電場のポテンシャルである。この場合には $10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ 程度の低温が必要である。

(ii) 磁氣的微細構造による方法

弱い外磁場 (10^2 gauss 程度) によつて, 電子のスピンは, 磁場の方向に整列し, 核スピンも, 結果的には外場と平行又は反平行になる。平行か反平行は, 結晶の内部構造によつて決まる。例えば, パリティ非保存で Wu の用いた Co^{60} の資料では平行であり, 同じく Wu の用いた

Mossbauer 効果のための Fe^{57} の資料では反平行であつた。低温の度合はこの場合、 10^{-2} °K 位である。

(b) 動的な方法 (Nonstationary method)

この方法は核スピンの緩和時間が非常に長い場合に用いる事が出来る。

今、基底状態と励起状態を考え、基底状態のスピンを1、励起状態のスピンを2とする。始めにおいては、基底状態の磁氣的 sub levels は、等比重であり、励起状態のそれは、空なものとする。

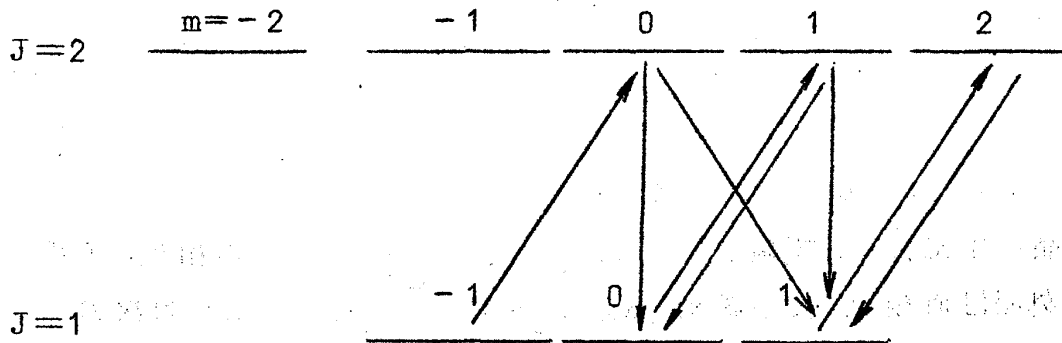


図3. Nonstationary Method of Nuclear Orientation

ここで基底状態に、+1 (右向) に偏光した dipole photon を吸収させると、系は磁気量子数が、1 増す状態に遷移する。(図3)

ところで、励起状態は photon を放出して、基底状態に崩壊するが、この場合、磁気量子数の差 Δm が

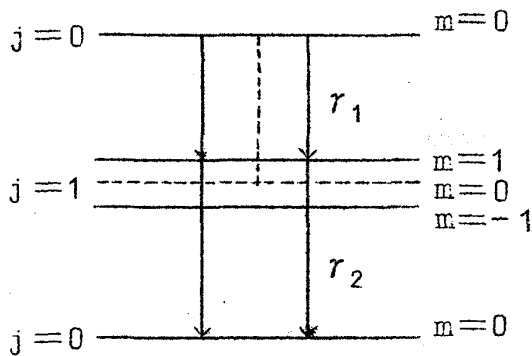
$$\Delta m = 0, +1, -1 \quad (\text{dipole transition})$$

に限られる。図3により、結果的にみて、最終状態の magnetic substates は、等比重ではなくなり、核は polarize している事になる。

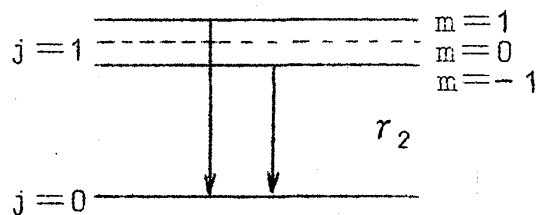
(c) 抜き出しの方法

(a), (b) の場合、原子核の系全体が、ある決まつた方向に偏極し、スピンのそろつてしまうのであるが、この節では、系全体にはさまざまな magnetic substates が分布しており、その中から特定の方向に polarize している部分だけを選び出してくる方法を示したい。これは、放射線が連続して放出されるとき、同時測定を為すことによつて得られる。

例えば、励起状態が2個あり、2重極輻射を連続2回して基底状態に落ちる場合のガンマ線の角度相関を考えてみよう。話を簡単にするため、一番上のレベルのスピンをゼロ、中間のレベルを1、基底のレベルをゼロとする。一番上のレベルはスピンのゼロであるから必然的に偏極することはない。第4 a 図において、 r_1 と同時に r_2 を観測することによつて、中間状態として特定の磁氣的隣接状態のみが選択される。これは、量子化の z 軸として、 r_1 の放射される方向を考えてみると、 r_1 が固有スピンの方向として、 z 軸の方向か $-z$ 軸方向かしか持ち得ないこと、その上、光子のスピンは1であることから、中間状態が $m=+1$, -1 の所へしか遷移しない。そして $m=0$ の状態は現われない。従つて中間状態から放射される r_2 線は、第4 b 図に示された、aligne した原子核から放射される r 線と同じ有様を示すことになる。結果的に云えば、中間状態に決つた方向にスピンをもつ核の集団だけ取り出す事が可能である。



第4 a 図

Successive γ transition

第4 b 図

Aligned核の γ decay

第4 図で、点線は禁止されている状態を示す。中間状態は、split しているように書いてあるが、縮退していてもかまわない。

(d) Mossbauer 効果を用いる方法

この方法も (c) のと同じく、核の系を全体にわたつて、polarize させるのではなくて、さまざまな状態の中から特定の magnetic - substate を取り出す場合に用いられる。

これは、輻射の放出と吸収にあたる過程において、recoil energy

loss がないものがあるという事実を利用するものである。今、 γ 線を吸収して、 $(j_1 m_1)$ という状態から、 $(j_2 m_2)$ という状態へ遷移したものとする。状態 m_1 と、状態 m_2 とのエネルギーの差は大体において、 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ eV であるが、この程度の差は、放出体と吸収体の相対速度によるドップラー shift によつて、十分補償される程度である。例えば、10 KeV の γ 線で、質量数が 60 の場合、相対速度は約 0.1 ~ 1 cm/sec である。従つて核の γ 線の吸収線は相対速度に依存し、もし相対速度を固定しておいて、吸収線を観測するならば、最初の状態が、 m_1 の核の集団を観測している事になるわけであり、その吸収線は放射体の m_1 と m_2 の値に対応している。従つて核の中で、 m_1 に orient しているものを取り出せる事になるのである。以上が Mössbauer 効果を用いた方法の概要である。

II. 角度相関の原理と応用

(1) Oriented Nuclei からの放射 (角分布)

ここでは、スピン 1 の状態から、スピン 0 の状態への遷移を考える。しかも、スピン 1 をもつた最初の状態を完全に z 方向に偏極して、そこから出る γ 線の輻射を考えてみる事にする。(図 5)

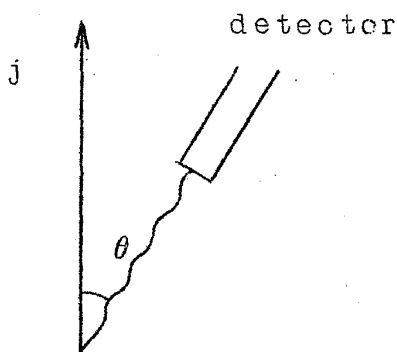


図 5 γ -Angular distribution

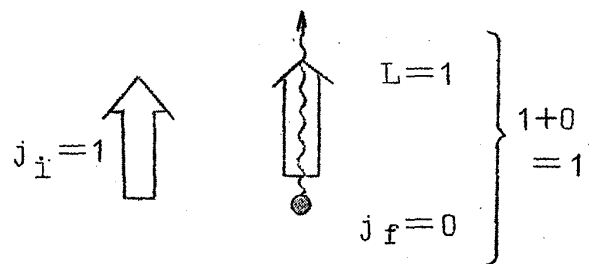


図 6 Angular distribution of Circularly Polarized γ -rays from Completely Polarized Nuclei

上に示した，図6より，dipole放射の場合には，磁気量子数の保存則により，+1の偏向の r 線は完全に polarization axis の方向へ放出される。しかし量子力学的な計算によると，放出された輻射の角分布， $W(\theta)$ は (θ は図5の θ を示す。)

$$\left. \begin{aligned} W_{\text{右}}(\theta) &= 1 + 2 \cos \theta + \cos^2 \theta && \text{(後側に行けない)} \\ W_{\text{左}}(\theta) &= 1 - 2 \cos \theta + \cos^2 \theta && \text{(" 多い)} \\ W(\theta) &= \frac{W_{\text{右}} + W_{\text{左}}}{2} = 1 + \cos^2 \theta \end{aligned} \right\} (5)$$

但し， $W_{\text{右}}(\theta)$ は， r 線が右偏向の場合， $W_{\text{左}}(\theta)$ は r 線が左偏向の場合， $W(\theta)$ は，左・右の区別を測定しない場合である。

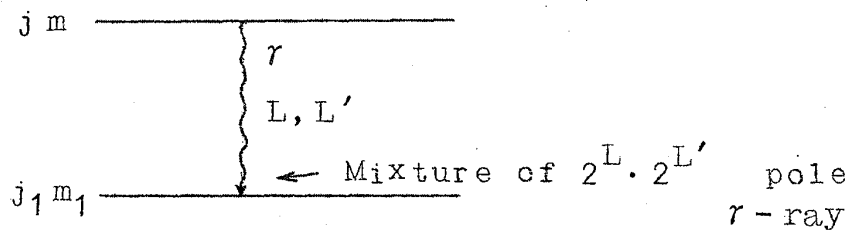


図7. r transition from (j, m) to (j_1, m_1)

r 線の角分布についての一般式は，図7の場合

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \sum_{n, L, L'} \hat{f}_n(j) (-\tau)^n (j_1 \parallel L \parallel j) (j_1 \parallel L' \parallel j) \\ &\quad \times F_n(L, L', j_1 j) P_n(\cos \theta) \end{aligned} \quad (6)$$

ここで， $(j_1 \parallel L \parallel j)$ ， $(j_1 \parallel L' \parallel j)$ は，輻射の多重極度 L ， L' の強さで（例えば $L=1$ の場合は，2重極輻射である事を示す。）既約核行列要素という。

(6) 式で

$$\tau = \pm 1 \quad \left(\begin{array}{l} \text{旋向性を表し，右が+1} \\ \text{左が-1} \end{array} \right) \quad (7)$$

森田正人

$$\hat{f}_n(j) = \sum_m (-1)^{j-m} (j j m - m | n 0) a_m \sqrt{2j+1} \quad (8)$$

$(j j m - m | n 0)$ は Clebsh-Gordan 係数

$$F_n(L L' \cdot j_1 j) = (-1)^{j_1 - j + 1} \sqrt{(2j+1)(2L+1)(2L'+1)} \\ \times (L L' 1 - 1 | n 0) W(j j L L' \cdot n j_1) \quad (9)$$

例えば,

$$\left. \begin{aligned} L = L' = j = a_1 = \tau = 1 \\ j_1 = a_0 = a_1 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

としてみると, たしかに,

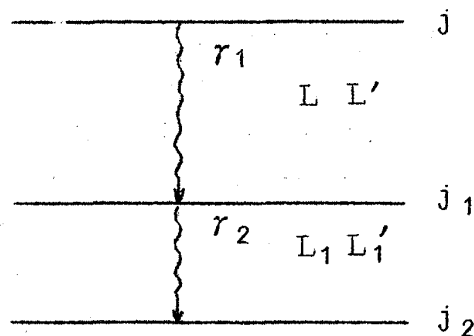
$$W(\theta) = 1 + 2 \cos \theta + \cos^2 \theta \quad (11)$$

となる。

一般に, j, j_1 が分つている時, (L, L') の値は実験と比較して決められる。これより輻射の性質が分る。

(2) 2個の輻射の間の角度相関

(1) では, あらかじめ polarization の方向を固定して, 1つの輻射のみを扱ったが, (2) では2つの輻射の放出による核の状態の cascade-decay を考える。



⊗8 Successive Decays by Emission of Two γ -Rays

図8に於いて, cascade-decayの様子を示されているが, この場合, (I)に於いて述べたように, 中間状態 j_1 は, r_1 の方向に, polarize している。中間状態の magnetic substates の密度分布を示す。 a_{m_1} は, $j \rightarrow j_1$ の輻射に関する変数の函数である。従つて, $j_1 \rightarrow j_2$ の第2の輻射は, r_1 の方向に対して, 定まつた角分布をもつ事になる。これを, 角度相関という。

今, 例として, $r-r$ 角相関を取る。

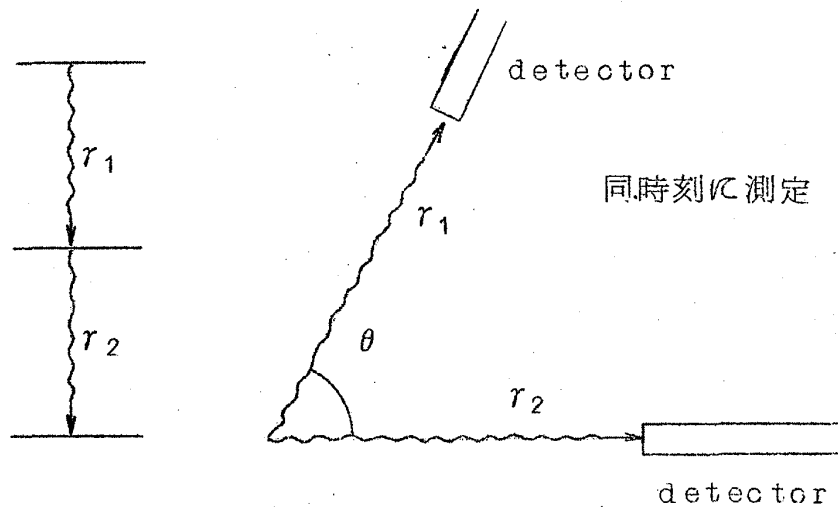


図9. Angular Correlation of two r -Rays

図9において, 最初の状態 j は, orient していないとすると, 量子力学的計算によつて,

$$\begin{aligned}
 W(\theta) = & \sum_{\mathbf{r}} \left[\sum_{LL'} (-1)^{L+L'} \tau^n(j_1 \| L \| j) (j_1 \| L \| j) F_n(LL' j j_1) \right] \\
 & \times \left[\sum_{L_1 L_1'} (-\tau_1)^n(j_2 \| L_1 \| j_1) (j_2 \| L_1' \| j_1) F_n(L_1 L_1' j_2 j_1) \right] \\
 & \times P_n(\cos \theta) \quad (12)
 \end{aligned}$$

この式は, $r-r$ のみならず, α , β , r , p , n , π , 等, 粒子を入れ替えても使える。(その場合には既約核行列要素の所を少し変える必要がある。)

(3) 角分布, 角度相関によつて得られる情報

角分布, 角度相関の実験より, 核と結晶の構造や, PCT不変性等, の基礎

森田正人

的物理法則における多くの情報が得られる。別挙すると、

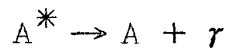
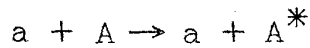
- (a) 結晶内における電磁場の性質
 $W(0) \rightarrow \exp(-E_m/kT)$ が分り, これより E_m が分る。
- (b) 核の温度
- (c) 核のモーメント (特に励起状態の磁気 2 重極, 電気 4 重極,
etc)
- (d) 核のスピン (基底及び励起状態)
- (e) 核のパリティ (")
- (f) α - 崩壊の部分波
- (g) β - 崩壊の禁止度
- (h) γ - 遷移の多重度 L
- (i) γ - 遷移の遷移が電氣的であるか, 磁氣的であるかの判別
- (j) β - 崩壊の相互作用の型
- (k) β - 崩壊における, 弱い相互作用に伴う, PCT の不変の破れ
- (l) 核力, 電磁相互作用における, PCT 不変はどうなるか?
- (m) M_1/E_2 の値より, 核のモデルのテスト
- (n) β - 崩壊の coupling 定数の比
 $C_V'/C_V, C_A'/C_A, C_A/C_V$ etc.
- (o) 励起状態の lifetime

文献 ; 以上の記述についての一般的な文献は下のようである。

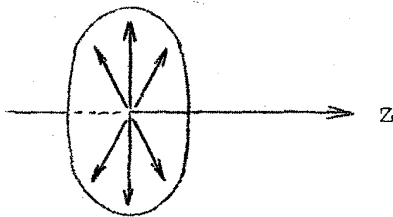
- 1) M.Morita, Lectures in Theoretical Physics IV, ed.
Brittin, Interscience Pub., 1961, p.358
- 2) M.Morita, Prog. Theor. Phys. 15 (1956), 445
- 3) M.Morita and R.Morita, Prog. Theor. Phys.
Nos. 37 and 38 (1966), 458

(4) 角分布のパターンの回転

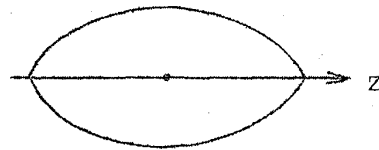
例えば、核反応によつて生じる核スピンの整列と、ガンマ線の角分布を議論しよう。核子 a が標的核 A を励起し、ガンマ崩壊させる場合を考える、



このとき、 A^* 核は a のビームの方向と直角方向に、そのスピンのアラインする、第10図。その場合の γ 線の角分布は、第11図のように、 z 軸のまわり



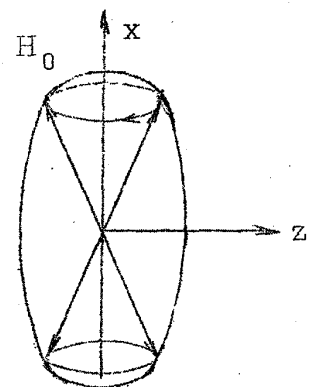
第10図

第11図 γ 線の角分布

に回転対称で、 z 軸となす角を θ とするとき、 $\cos^2 \theta$ の巾展開であらわせるような角分布をする。今 z と垂直方向に一定の磁場 H_0 をかける。そうすると、第10図のスピンの整列の円板は、

$$\omega_L = \mu H_0 / j\hbar$$

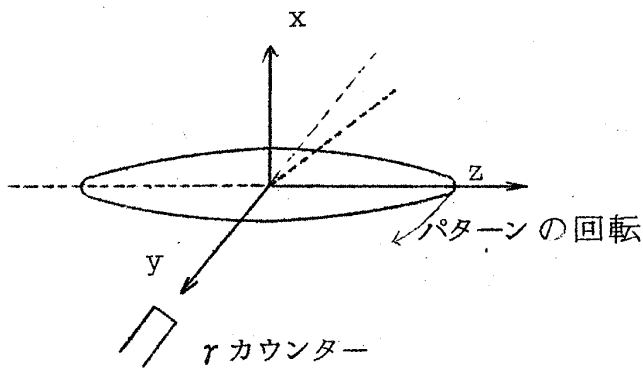
の角速度で回転する、第12図。 μ と j は、核の励起状態のスピンの j とその磁気モーメントである。円板に垂直に立てた z' 軸が、 $y-z$ 平面内に、Larmor 振動数 ω_L で回転を始めると考えてもよろしい。所で、 γ 線の角分布は、何時もこの z' 軸を中心として、角分布のパターンが第11図のようにあらわされるのであるから、このパターンが x 軸のまわりに角速度 ω_L で回転することに等しい。従つて、今ガンマ線のカウンターを y 軸方向にセットしておく（第13図）、このカウンターで観測されるカウント数は第14図のように変化する。パターンが 180° 回転したとき、カウ



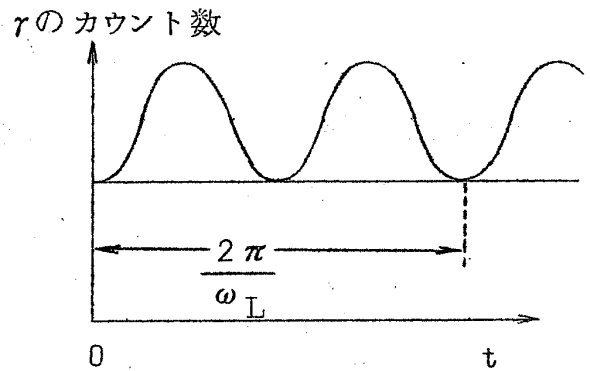
第12図

森田正人

ンとはもう一度極小になるのであるから、カウント数の変化図の2周期が、Larmor precession による1回転分に等しい。この方法によつて、 μ がわかっているときは核内の一定磁場 H_0 の大きさを測定することができるし、逆に H_0 が既知であれば、励起核の磁気能率の大きさがわかる。



第13図



第14図

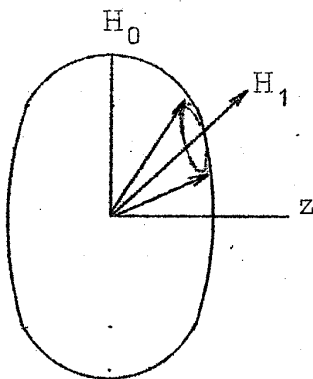
もつと複雑な、しかし興味ある場合としては、 H_0 に垂直方向の平面内で回転する磁場 H_1 が存在する場合である。

$$H_1 = H_1 [k \cos \omega t + j \sin \omega t]$$

k, j は各々 z, y 軸の単位ベクトル。今、

$$\omega = \omega_L$$

とえらぼう。これは H_0 を調節すればできる。



第15図

第12図のスピンの円板と一致して H_1 は回転する。そして円板に固定された回転座標系では、 H_0 方向の磁場の成分はなく、 H_1 方向に静止磁場 H_1 があるだけである、第15図。この系では、核スピンは H_1 のまわりに

$$\omega_1 = \frac{\mu H_1}{j \hbar}$$

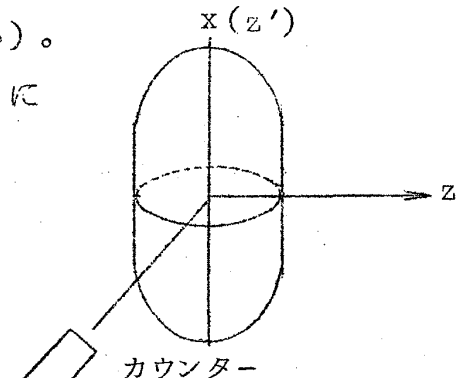
で歳差運動を始める。或は、 r 線の角分布の中心軸である z' が H_1 のまわりを ω_1 の角速度で回転すると考えてよい。次に

$$\omega_L \gg \omega_1$$

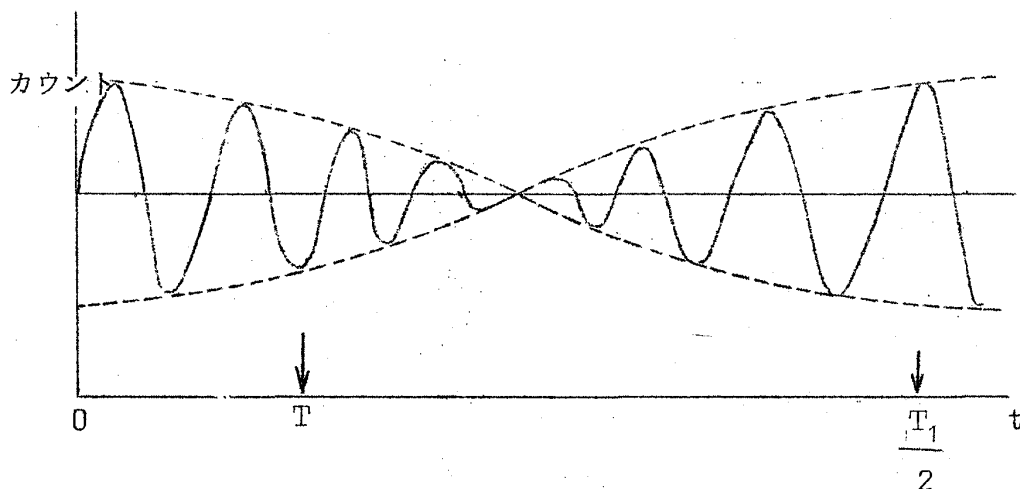
と考えると、静止座標系でみて、 z' 軸は x 軸のまわりを早く回転し、それと直角な軸のまわりにゆつくり回転することの合成で、運動している。従つて、角分布のパターンは、まだ x 軸のまわりの回転しか問題とされないような時間のときには、第11図のようなパターンが、 $z-y$ 平面内を回転する。長い時間が経つて、 z' 軸が x 軸(H_0 の方向)に一致する場合を考えると、角分布のパターンは第16図のような位置になるので、これを y 軸方向から観測すると、 ω_L による回転の一周期の間での、ガンマ線の強度はかわらない、(z' 軸回転対称だから)。実際のガンマのカウンタ数は、第17図のようにビートのある振動をするであろう、

$$T = \frac{2\pi}{\omega_L}$$

$$T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1}$$



第16図



第17図

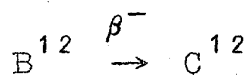
この方法は、回転する内部磁場を測定できる唯一の可能性(今の時点で)、として知られている。

森田正人

(5) NMRと核反応による偏極を利用した μ や Q の測定

標的核に粒子線をあて核反応を起すと、粒子の角運動量が娘核にのりうつる。そして娘核のスピンは偏極する。これは、入射粒子と放出粒子の作る平面に垂直方向の偏極であることは、 $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ を考えてみるとよくわかる。娘核は metal stopper を用いて止める。

杉本等は、 $B^{11}(d,p)B^{12}$ という反応を用いて B^{12} を偏極させた。 B^{12} は 20 msec の半減期でベータ崩壊する。



スピン・パリティの変化は

$$1^+ \rightarrow 0^+$$

である。ベータ崩壊ではパリティ非保存なので、もし、 B^{12} に偏極があれば、放射されるベータ粒子は、偏極軸のまわりに非対称な角分布をする、

$$W(\theta) \approx 1 - P \cos \theta$$

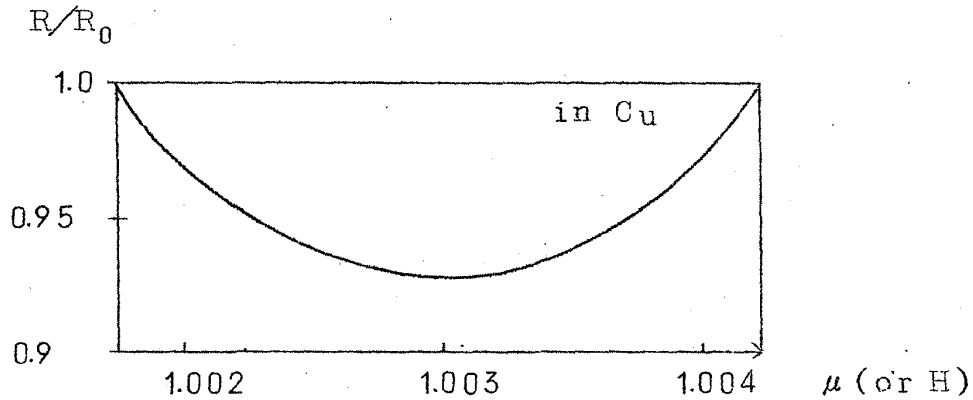
ここで P は B^{12} の偏極の度合。 P の値は 10% 程度になることが実験にわかった。反応のあと B^{12} の偏極を保持するため、反応面に垂直に一定の磁場 H をかけておくため、 B^{12} にはゼーマン分離があり、そのエネルギー差は各々

$$\omega_L = \frac{\mu H}{j \hbar}$$

である。これに NMR をかけ、その周波数を ω_L に一致させると、よく知られているように resonance absorption が起り、各磁氣的隣接状態間の転移が行なわれ、これら状態の密度は平均化される。即ち、偏極の度合がへり、角分布の asymmetry の大きさが減る。nuclear Zeeman effect を起させると、且つ nuclear polarization を保つこと、のため必要な H の大きさは数キロガウスである。実際には次のような比

$$R = W(\pi)/W(0)$$

を, H 又は μ に対してプロットしてみる。 π と 0 の角度は, 電流の逆転による H のサインの変化を用いる。off resonance の値を R_0 とすると, R/R_0 は resonance の位置で小さくなる, 第 18 図。



第 18 図

resonance の形や位置は stopper として用いる金属によつて変る。このことは Knight shift に関係があると思われる。磁気能率のサインは, NMR として回転する磁場を与えることによつてきまる。 B^{12} の場合の測定値は

$$\mu_{B^{12}} = + 1.003 \pm 0.001 \text{ nm}$$

となつた。 N^{12} も測られた。電氣的 4 重極能率 Q も測定可能である。この場合 eqQ がわかる。fcc や bcc の結晶に埋め込んで eqQ が変化する有様がよくわかり, 結晶のどの部分に核がめり込んで行くか迄測定できる。

文献 Sugimoto et al., J. Phys. Soc. Japan 21 213 (1966)。
Phys. Letts. 25B 130 (1967)。
Minamisono, Thesis 1970, 1月。

(6) Perturbed Angular Correlation を用いた P のテスト

別項で述べるように, 原子核の状態は, パリティのよい固有状態になつていられると思われるが, しかし多少とも異なつたパリティ状態が混在している可能性がある。これは, 核子-核子間の相互作用に, 弱い相互作用に基因する部分

森田正人

があるからである。これをたしかめる方法として、Perturbed Angular Correlation を用いる。前に述べたように、Cascade transition の場合、2個のガンマ線の方向を $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ としよう。角相関は次のように略記できる。

$$W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \sum_l A_l B_l P_l(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2)$$

A_l, B_l は第1, 第2のガンマ転移に関係のある幾何学的量で、 P_l は Legendre の級数である。これは中間状態で何も摂動がなく、核の偏極が保持されたまま、第2の転移が起ると考えた。しかし、実際には、中間状態の寿命が多少長く ($\sim 10^{-9}$ sec) 偏極は少しみだされる場合が多い。そして、このみだされ方は、analytic に follow できる場合が多い。即ち、角相関は、delay time t の関数として、

$$W(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, t) = \sum \{ 4\pi / [(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)] \}^{1/2} \\ \times A_{l_1} B_{l_2} Y_{l_1}^{q_1*}(\mathbf{k}_1) G_{l_1 l_2}^{q_1 q_2}(t) Y_{l_2}^{q_2}(\mathbf{k}_2)$$

となる。Yは球面関数。Gは中間状態のスピン j の m_1, m_2 状態の間の位相差に基因する factor で、2つの状態のエネルギー差による。例えば、軸対称の電場勾配があるとき、核の4重極相互作用では

$$G_{l_1 l_2}^{nn}(\omega_E t) = \sum_{m_1 m_2} \exp \left[-\frac{1}{2} \omega_E t (m_1^2 - m_2^2) \right] \\ \times (j j m_1 m_2 / l_1 n) (j j m_1 m_2 / l_2 n)$$

従つて角相関は、次のような項を含む

$$(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2 \times \mathbf{c})(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{c})$$

ここで \mathbf{c} は単結晶の c 軸である。もつと陽にかくと、ガンマ線が $\theta_i \varphi_i$ 方向に飛び出るとして、

$$i A_2 B_1 G_{12}^r \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$$

という項を含むことができる。これらの項は明らかにパリティ変換に対して奇の量である。このような項が実測によつて確認されるならば、核状態のパリティ混在の度合がきまる。〔ここでは電磁相互作用自身のパリティ保存は仮定した。実はこの点についても問題は残っている。〕

文献 R.R.Lewis, Jr., Phys. Rev. Letts. 17 593 (1966)。

Ⅲ. 内部変換電子と電子の波動関数

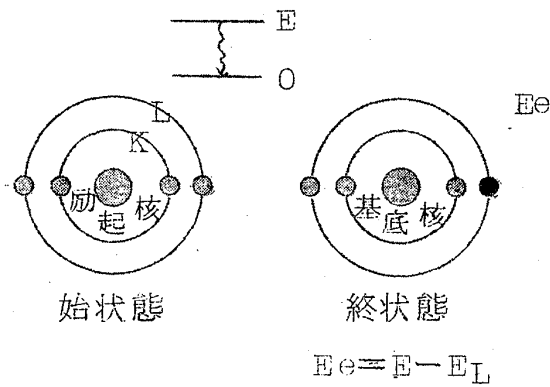
(1) 内部変換

原子核の励起状態がエネルギーを放出して、基底状態におちるには大きくわけて、光子の放出すなわちガンマ崩壊、軌道電子の放出すなわち内部変換の2種類がある。この第2の過程を通じて磁気の問題、固体物理との深い関係があらわれてくる。今これを一言でいうと、軌道電子が内部磁場を作る原因となっているし、一方内部変換では、その軌道電子を核外にとり出して、その波動関数をわれわれの眼にふれるようにするということである。内部変換の現象は、従来原子核の性質を調べるために用いられていたが、その際軌道電子の波動関数は充分よく知られているものと仮定して分析を行なつた。固体物理の研究にこの現象を用いるとすれば、原子核のスピン、パリティ、ガンマ崩壊の多重度などははつきりわかっているとして、軌道電子の波動関数についての知識を与える手段として用いることを考えてみたい。もちろん核磁気共鳴その他いろいろな種類の測定が可能なので、軌道電子の性質はかなりよく知られているに違いないのであるが、今から述べるような原子核的な方法では、各軌道電子の影響を別々に測定することが可能であるという長所をもつている。

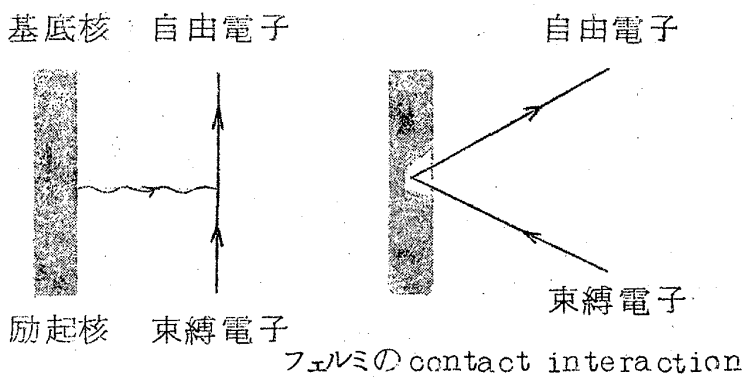
原子核の励起状態は、核の形が周期的な変動をしているので、このため電磁場が変化し、ガンマ線が輻射される。一方ではこの電磁場の変化による影響を受けて、原子核の周辺をまわっている軌道電子が、軌道からはじき出される。このとき電子のエネルギーは、核の励起エネルギーから電子の束縛エネルギーを引いたものに相当する。はじき出される電子は、K殻の場合もありL殻の場

合もあり，s電子でもp電子でも可能である。束縛エネルギーが各々異なるので，これらを区別するのは極めて容易である。第19図では仮にL電子として画いてある。E_LはL殻の束縛エネルギーである。原子核はこのエのように大きくはないが，よく眺めているので大きくかいた。

もつと時間的なファイマン図を書いてみると第20図のようになる。左図の



第19図 軌道電子の内部変換



第20図 内部変換のファイマン図

のように励起した核が時空のある一点で，光子を virtual に出し，基底状態になる，その光子を他の一点で束縛電子が吸収し，自由電子となり核外に行く。これが内部変換電子として観測される。この相対論的な画の極限をとつてみると，第20図の右図のようになる。束縛電子が核内に入つてしまつたときに相互作用が起こり，核からエネルギーをもらつて電子はとび出してしまふという場合です。これをフェルミの Contact interaction と呼んでいる。

(2) 内部変換の確率

遷移確率の行列要素は，第20図のファイマン図を計算すればよいが，結局，核の4次元電流と電子の4次元電流が，クーロンカを通して相互作用している形になり，

$$\text{行列要素} = e^2 \iint d\tau_n d\tau_e (j_n \cdot j - \rho_n \cdot \rho) \frac{e^{ik \cdot r}}{r},$$

$$\text{ここに } \mathbf{r} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e$$

\mathbf{r}_n と \mathbf{r}_e は各々核と電子の座標である。又電子の4次元電流, \mathbf{j} と ρ , は,

$$\mathbf{j} = \phi_f^\dagger \alpha \phi_i \infty (v_f^\dagger \sigma u_i + u_f^\dagger \sigma v_i)$$

$$\rho = \phi_f^\dagger \phi_i$$

ϕ は4次元スピノルで

$$\phi = \begin{pmatrix} v \\ u \end{pmatrix},$$

α は Dirac 行列である。u と v は各々2次元のスピノル, σ は2次元の Pauli 行列である。 ϕ_i と ϕ_f を核の始と終りの波動関数, M を核子の質量, μ をその磁気能率とすると, nuclear current は,

$$\mathbf{j}_n = \frac{e}{2iM} [\phi_j^* \nabla \phi_i - (\nabla \phi_j)^* \phi_i] + \mu \nabla \times \phi_j^* \sigma \phi_i$$

となる。

実際上は, 原子核のスピンとパリティの変化に応じて, 既約テンソルの部分に変換に寄与するのでそのように行列要素を既約分解しなければならない。電子の波動関数 u, v に対する動径部分を各々 g, f とあらわすと, 行列表素のうち電子部分の積分は次のようにあらわされる。

$$\int_0^\infty h_L^{(1)}(kr) (f_\kappa g_{\kappa'} + g_\kappa f_{\kappa'}) r^2 dr$$

この式は磁氣的 2^L 重極の場合で, $h_L^{(1)}(kr)$ は L 次の第1種ハンケル関数, k は核のエネルギーを波数になおしたもの, κ は自由電子の量子数 j , ℓ を示し, 且つ κ' は束縛電子に対する量子数である。例えば $\kappa = -1, 1, -2, 2$ は, 各々 $s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}$ が対応する。軌道電子の波動関数がスピンの上向き, 下向きで異なっていれば, 上式の積分値が異なり, 従つて内部変換の確率も異なってくる。

森田正人

(3) 電子のスピン密度と内部変換

電子がつくる核内磁場は、フェルミ、セグレの contact interaction によるものが主で、s 電子が $r=0$ において作るスピン密度に比例する、

$$H_i = -\frac{16\pi}{3} \mu_B [\rho_{\uparrow}(0) - \rho_{\downarrow}(0)]$$

ρ_{\uparrow} , ρ_{\downarrow} はスピン上向き, 下向きの電子の波動関数の自乗である。

H_i は一般に外殻にあるペアになつていない s 電子の影響が大きいと考えられているが、外殻に s 電子のない M_n^{++} ($3d^5$, $4s^0$) の場合にも、

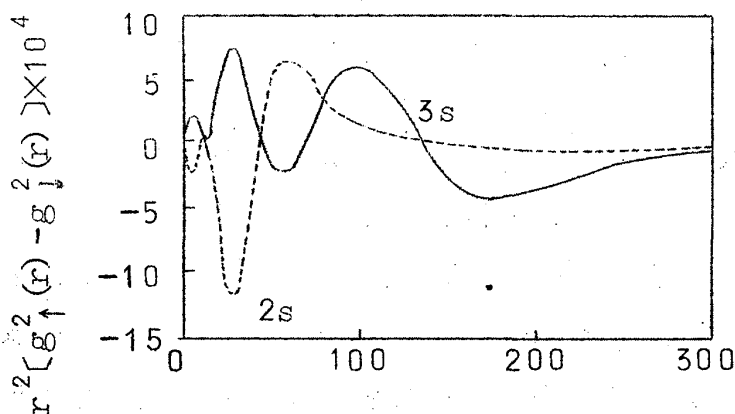
$$H_i = -650 \text{ キロガウス}$$

という大きな内部磁場が観測されている。従つて、1s, 2s, 3s 等のペアになつていない s 電子でも $r=0$ の密度に寄与している可能性がある。例えば Freeman-Watson や Bagus-Liu 等は、スピン上向き下向きの波動関数を異なると仮定した unrestricted Hartree-Fock 法による計算では、内部磁場として

$$H_i = -690 \text{ キロガウス}$$

という値が得られている。

同じよりの計算を Fe について行なつてみると、2s, 3s の波動関数がスピン上向き, 下向きで勿論異なつており、その様子を第 21 図に示している。



第 21 図 Fe の場合の 2s, 3s のスピン密度

このことは、内部変換の確率が、電子の上向き下向きで相異なる可能性を強調する。また Watson-Freeman 流の計算をチェックすることも可能であろう。

(4) 核の偏極を利用した g_{\uparrow} , g_{\downarrow} の区別

次に上向きスピン, 下向きスピンの電子を区別して測定することが必要であるが, その可能性を論じる。これには角分布の方法を用いるとよい。可能性を示すために, 下のような典型的な転移を考えてみよう。

1. 原子核は $1^+ \rightarrow 0^+$ と崩壊する, 磁氣的 2 重極遷移とする。
2. 原子核は始めに 100% 偏極している。
3. 軌道電子は s 状態にある。
4. 変換電子が偏極軸方向に放射される場合を議論する。

核の偏極軸を z 軸にとると, 電子のスピンの z 成分は $\pm \frac{1}{2}$ しかない。第 22 図のように磁気量子数の保存から

$$\text{核スピンの変化} = 1 - 0 = 1$$

$$\text{電子スピンの変化} = m_s(\text{終}) - m_s(\text{始}) = 1$$

となり, 唯一の可能性は

$$m_s(\text{始}) = -\frac{1}{2}$$

$$m_s(\text{終}) = +\frac{1}{2},$$

となり, 内部変換が起るためには, 終状態で核と電子スピンの向きが反平行であることが必要である。

核外より磁場をかけ, d 電子がまず揃い, s-d 相互作用で, s 電子の波動関数 g_{\uparrow} と g_{\downarrow} の形が異なり, 内部磁場, H_i が発生し, 核のスピンの向きが A の場合と B の場合に分かれる。A の核が内部変換を起すときは, 第 22 図の議論より, g_{\downarrow} の波動関数しかきかない, 第 23 図をみよ。他方 B の核が内部変換を起すときは g_{\uparrow} しかきかない。A と B は Mössbauer effect, 其の他の核整列でもつて区別することができる。従つて g_{\uparrow} , g_{\downarrow} を区別できる。各々の場合の内部変換の確率を W_A , W_B とすると

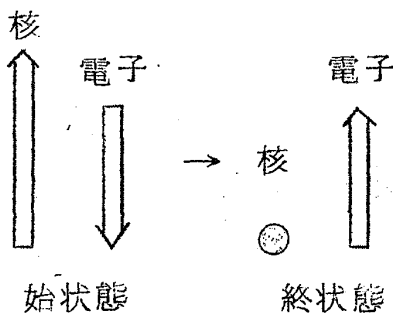
$$D = \frac{W_A - W_B}{W_A}$$

森田正人

という量は、 g_{\uparrow} 、 g_{\downarrow} の差をあらわす尺度として使うことができる。

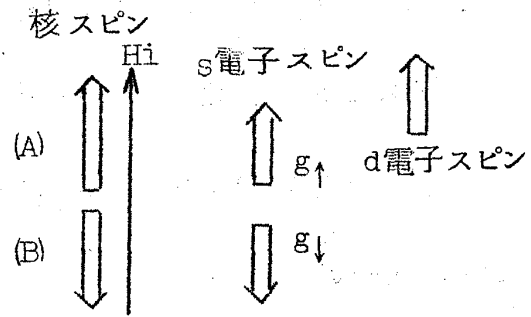
量子力学的な計算を行なうと、 W は角度の関数である。 F_0^{57} の場合に行なつた数値計算では、大体アイソトロピックになるが、 D と内部変換係数は次のようになる。

	D	内部変換係数
$L_I(2sより)$	-0.5%	0.57
$M_I(3sより)$	2.0%	0.079
$N_I(4sより)$	27.0%	0.0036



第22図

内部変換の起こり得るスピン配位



第23図

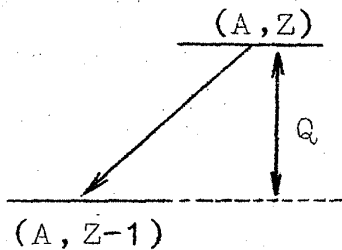
内部変換の起こり得るスピン配位

文献 Morita, Sugimoto, Yamada, Yokoo, Prog. Theor. Phys. 41 996 (1969)

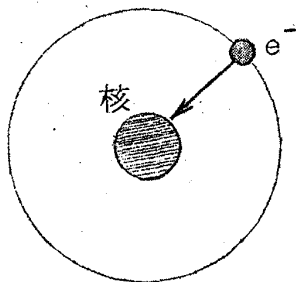
Yokoo, Kodama, Morita, to be published.

(5) 核転移に対する化学状態の影響

化学状態というのは、結局の所軌道電子の波動関数の振舞という風に理解



第24図 軌道電子捕獲



すると、原子核の現象としては、§§1-4に述べた内部変換の他に、弱い相互作用を介して転移が起る、軌道電子の捕獲がある。

これは、質量数 A 、電子番号 Z であらわされる核 (A, Z) が、軌道電子を吸込み、ニュートリノを放射して $(A, Z-1)$ の核に変換する現象である。

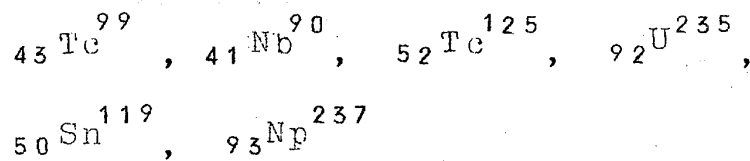
$$Q \gg B.E.,$$

即ち核のレベル差が、電子の結合エネルギーより大きい場合に起る。K 電子の捕獲が起りやすく、K capture という。しかし L 電子その他の電子でも捕獲される。軌道電子捕獲の確率、軌道電子内部変換係数共に、軌道電子の波動関数に依存し、従つて化学状態によつて確率がかわつてくる。

実際に測られたものは、
電子捕獲に関するもの



内部変換に関するもの

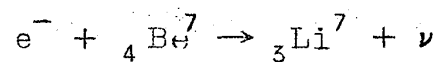


軌道電子の束縛エネルギーの変化

S

などがある。

例えば、 ${}_4\text{Be}^7$ の放射能の減衰 $e^{-\lambda t}$ を考えてみよう。 λ は化学状態によつて僅かに $\Delta\lambda$ だけかわる。



$$\Delta\lambda = \frac{\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{BeF}_2)}{\lambda(\text{Be})} = 1.0 \times 10^{-2}$$

R. Bouchez, J. Phys. Rad. Ser. 8 10 201 (1949).

この差 $\Delta\lambda$ の解釈は次のようにできる。電子捕獲が K(1s) 及び $L_1(2s)$ から起ると考えると、

森田正人

$$\lambda(\text{Be}) \approx P_K + 0.5 P_{L_1}$$

P_K, P_{L_1} は K 又は L_1 から捕獲される確率である。Be 金属での L 電子は、50% 2s, 50% 2p にあるとした。BeF₂ では 87% の確率で原子の L 電子が電離していると考えて、13% が 2s にあるとすれば

$$\lambda(\text{Be F}_2) \approx P_K + 0.13 P_{L_1}$$

これから

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{0.37 P_{L_1}}{P_K} \\ &= 1.3 \times 10^{-2} \text{ (理論値)} \end{aligned}$$

ここで、 P_{L_1}, P_K に理論値を入れた、この値は、前述の実験値とよく一致する。

しかし別のグループによれば、 $\Delta\lambda/\lambda$ としてもつと小さな値

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 8.4 \times 10^{-4}$$

という実験値が得られており、上の解釈が正しいかどうか疑問である。

文献 藤岡 学, 久武和夫, KURRI - TR - 55 22 (1969)

IV. P, C, T の破れのテスト

自然法則が、空間反転 (P), 粒子反粒子変換 (C), 時間反転 (T) などの変換に対して、不変に書かれているか、もしくは不変性が破れているのか、という疑問は、ずっと以前、ベータ崩壊やその他の弱い相互作用については、詳しい研究が実験理論共行なわれている。電磁相互作用や、強い相互作用 (核力や核反応を引き起こす相互作用) については、常識的にいうと、P, C, T 共各々不変であると信じられている。しかし物理は信念ではなく、実証されて始めてわかるものである以上、一度疑ってみる必要がある。ここでは、核の偏極を利用したり、Mössbauer 型の実験を行なうことによつて、これらを検証することを述べてみたい。話をも一度簡単にするために、電磁相互作用は三種の変換

の各々に対して不変であるとしておく、従つて以下の議論は強い相互作用を問題としている。

(1) 核状態の P のテスト

核の励起状態が、ガンマ線を放射して基底状態に転移するとき、もし核の状態にパリティ混合があるならば、始めの核が偏極していない場合でも、ガンマ線が偏光となる。この偏極の度合をけかると、核 state のパリティ保存よりの破れをきめることができる。電磁相互作用は一応 P 不変としたので、例えばガンマ崩壊で磁氣的 2 重極輻射であるのに、電氣的 2 重極輻射が混在することは、核状態にパリティの破れがあることを意味する。そしてガンマ線に偏極が生じることは次のようにして理解される。これは、ベクトルポテンシャル A と電場 E とは平行であるので、電場の平面偏光を考えると簡単になる。よく知られているように電氣的ポテンシャルと磁氣的ポテンシャルによる、場はお互に直交している。

今、場の進行方向を z 軸とし、位相角は

$$(\omega t - kz)$$

とあらわされる。今 $kz = \text{const}$ 面内での磁氣的ポテンシャルによる電場を i 方向の平面偏光とする。(i は x 軸方向) , 従つて $E(\mu)$ は右偏光, 左偏光が、同じ振巾 a で存在する

$$a [i \cos \omega t + j \sin \omega t]$$

$$a [i \cos \omega t - j \sin \omega t]$$

同様に電氣的ポテンシャルによる電場を j (y 軸) 方向の平面偏光と考えると $E(\epsilon)$ は右偏光, 左偏光か、同じ振巾 b で存在する。

$$b [i \cos \omega t + j \sin \omega t]$$

$$b [-i \cos \omega t + j \sin \omega t]$$

従つて、両者が混在するときはダ円偏光となる。即ち

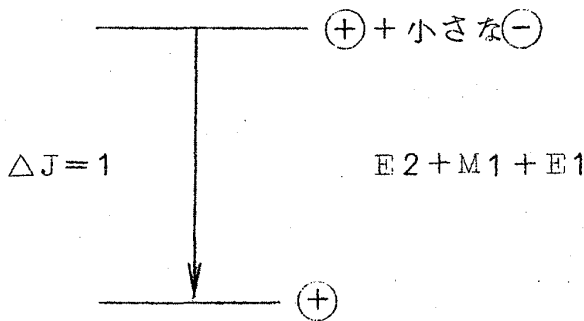
森田正人

$$\text{右偏光} \quad (a+b) [i \cos \omega t + j \sin \omega t]$$

$$\text{左偏光} \quad (a-b) [i \cos \omega t - j \sin \omega t]$$

$$\begin{aligned} \text{偏光度} \quad P &= \frac{(a+b)^2 - (a-b)^2}{(a+b)^2 + (a-b)^2} \\ &= \frac{2ab}{a^2 + b^2} \end{aligned}$$

実験では、第25図のように核の状態がパリティ混合をしている場合で、簡単のため励起核をパリティ混合とし、ガンマ転移は $\Delta J = 1$ 、デリティ変化は



main の部分について No, とした。実際には M1 が主で E2 が少しあり、もし核状態にパリティ混合があれば E1 がほんの少しだけある。

$$\text{崩壊確率} \propto |M1|^2$$

$$\times \left[1 + \left(\frac{E2}{M1} \right)^2 - 2\tau \left(\frac{E1}{M1} \right) \right]$$

となり $(E1/M1)^2$ を無視した、

$$\tau = \begin{cases} + & \text{右偏光} \\ - & \text{左偏光} \end{cases}$$

従つてガンマ線の偏光の度合は

$$P_r = - \frac{2 \left(\frac{E1}{M1} \right)}{1 + \left(\frac{E2}{M1} \right)^2}$$

今

$$\frac{E1}{M1} = R F$$

$$\psi_{\text{excited}} = \psi_{\text{normal}} + F \psi_{\text{abnormal}}$$

とおくと、

$$R = \frac{(\psi_{\text{ground}} |E1| \psi_{\text{abnormal}})}{(\psi_{\text{ground}} |M1| \psi_{\text{normal}})}$$

となり、

$$R \gg 1$$

の場合が多い、Rは10~100の量であり、encouragement factor とい
う。Fは核状態のパリティ混合の割合を示し

$$F \sim 10^{-7}$$

と思われる。この値は例えば、核力は通常の π 中間子による核力の部分と、弱
い相互作用*の核子の部分の2乗項から出る核力の部分から成立っていること
を考慮すると大体の大きさがわかる、

$$\text{核力} = V_{\text{強}} + V_{\text{弱}}$$

$$= \begin{array}{c} \text{核子} \quad \text{核子} \\ | \quad | \\ g \quad \text{---} \pi \quad g \\ | \quad | \\ \text{核子} \quad \text{核子} \end{array} + \sqrt{G} \begin{array}{c} \text{核子} \quad \text{核子} \\ | \quad | \\ \text{---} W \quad \text{---} \\ | \quad | \\ \text{核子} \quad \text{核子} \end{array} \sqrt{G}$$

$$= g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r} + G \frac{e^{-\mu_W r}}{r}$$

* この部分は、パリティ非保存のため、核状態にパリティ混合を引き
おこす。

従つてFの大きさは、この両者の核力の強さの比のオーダーをもっている。

$$F \propto \frac{V_{\text{弱}}}{V_{\text{強}}} \sim \frac{G}{g^2} = \frac{10^{-5}}{15} \sim 10^{-(6\sim7)}$$

森田正人

となり、Fとして 10^{-6} 程度が予想されるが、これは

$$\text{Ta}^{181} \quad \frac{5^+}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2}$$

482 KeV ground

$$\text{Lu}^{195} \quad \frac{7^-}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2}$$

395 KeV ground

などの実験と一致する。 T_a^{181} のデータを次表に示す。

T_a^{181} における P 非保存のテスト

	P_γ	$ R $	F	Reference
実験	$-(20 \pm 0.4) \times 10^{-4}$		$(0.5 \sim 3) \times 10^{-6}$	Boehm+Kankeleit PRL <u>14</u> 312 (1965)
	$+(0.3 \pm 2.1) \times 10^{-4}$		~ 0	Bock+Schopper PL <u>16</u> 284 (1965)
	$-(6 \pm 1) \times 10^{-6}$		$(0.2 \sim 1) \times 10^{-7}$	Lcbashcv et al. Tokyo Conf.
	$-(1 \pm ?) \times 10^5$			Boehm Tokyo Conf.
理論	$-(1.6_{-0.9}^{+1.8}) \times 10^2 F$			Wahlborn P.R. <u>138</u> B 533 (1965)
	$ P_\gamma = 1 \times 10^{-4}$	$\sim 2 \times 10^3$	$\sim 8 \times 10^{-7}$	Michel P.R. <u>133</u> B 329 (1964)

文献 Merita, Proc. Tokyo Conf. on Nuclear Structure
p. 419 (1967)

更に弱い相互作用におけるパリティ非保存の実験と、核状態のパリティ非保存の実験の可能性を比較してみると次の表のようになる。

	弱い相互作用のテスト	核状態のパリティテスト	F の次数
1	β 線の縦偏極 P_L	γ 線の円偏光 P_γ	1 次
2	偏極した核からの β 線の角分布, $\cos \theta$	偏極した核からの γ 線の角分布, $\cos \theta$	1 次
3	β - 偏光 γ 相関, $\cos \theta$	β - γ 方向相関, $\cos \theta$	1 次
4		γ - γ 方向相関, $\cos \theta$	2 次
5		Mössbauer satellites の比較*	1 次

* Merita の提案, Grodzins の実験

(2) 遅い中性子を使つた核反応における時間反転のテスト

時間反転 (T) とは, 時空の変換を

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}$$

$$t \rightarrow -t$$

とかえる変換である。従つて運動量, 角運動量は各々

$$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$$

$$\mathbf{j} \rightarrow -\mathbf{j}$$

と変換する。この変換に対し, 核力 (強い相互作用) が不変であるかどうかをテストするには, 物性的に開発された, いくつかの技術を組合せると, 割と容易な方法でテストできる可能性がある。

ここでは, 遅い中性子が Bragg 反射で後方に散乱されるとき, 極めて小さい巾を持つという実験事実を元にしてデザインされた, 核反応での T の破れのテストを紹介することにする。これは Meiyer Leipzig の実験である (まだ未完成)。

第 26 図は, パイルより遅い中性子を磨いたステンレス鉄の管によつて導き,

森田正人

右端で反射される有様を示す。右端には Si の単結晶をおくと、厚さ b の場合

$$2b = \lambda$$

に従う λ という波長の中性子だけが、極めてシャープな巾をもつて、反射される。核反応はこの中性子が V_2O_5 の散乱体にあたり、直角方向に窓から取出される。この中性子は半円径に並べておいた同じ厚さの Si の単結晶によつて反射され、中性子検出器によつて同じ波長の中性子が集束される。

ヴァナジウムは、スピン $\frac{5}{2}$ であるが、簡単のため、スピン $\frac{1}{2}$ とし、サブステイト $\pm \frac{1}{2}$ の間に分離がおきている場合を考えてみよう、第 27 図。

中性子は、標的ヴァナジウムにあると散乱するが、散乱の断面積はスピンフリップとノンフリップの部分に分けられる。中性子の検出器は、パイプの右端での中性子の波長と同じものだけを感じ取る。一方ヴァナジウムは antiferro で、ゼーマン分離している（第 27 図）。従つて、右端の駆動システムを動かさぬときは、散乱体とエネルギーのやりとりがない、

$$m = \pm \frac{1}{2} \rightarrow m = \pm \frac{1}{2}$$

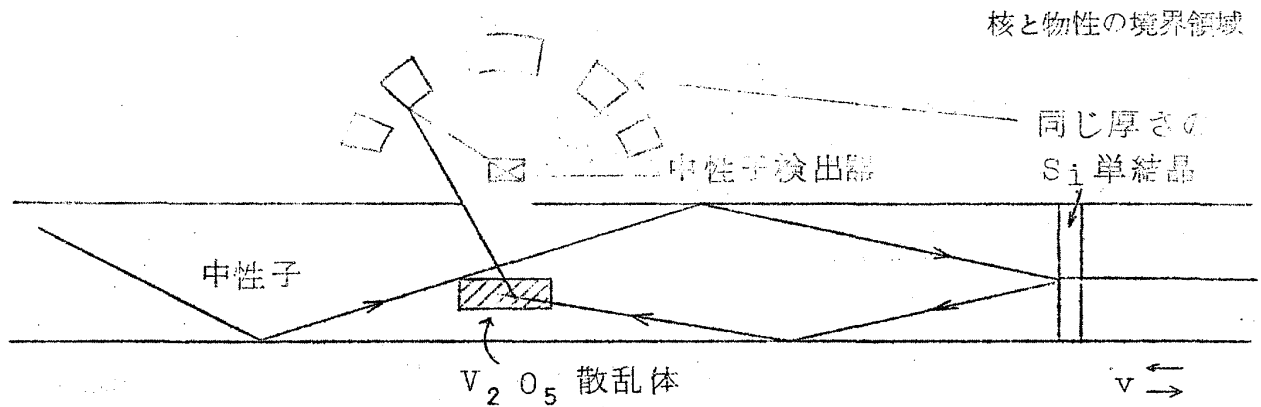
の散乱だけが検出される。これは第 28 図の $\nu = 0$ の山である。次に右端を動かしてエネルギーをつけ加えるとき、検出される中性子は、余分のエネルギーを核に与えている筈である。即ち第 27 図の ΔE が、 ν によつて与えられる Doppler Energy と一致するときである。即ち

$$m = -\frac{1}{2} \rightarrow m = +\frac{1}{2}$$

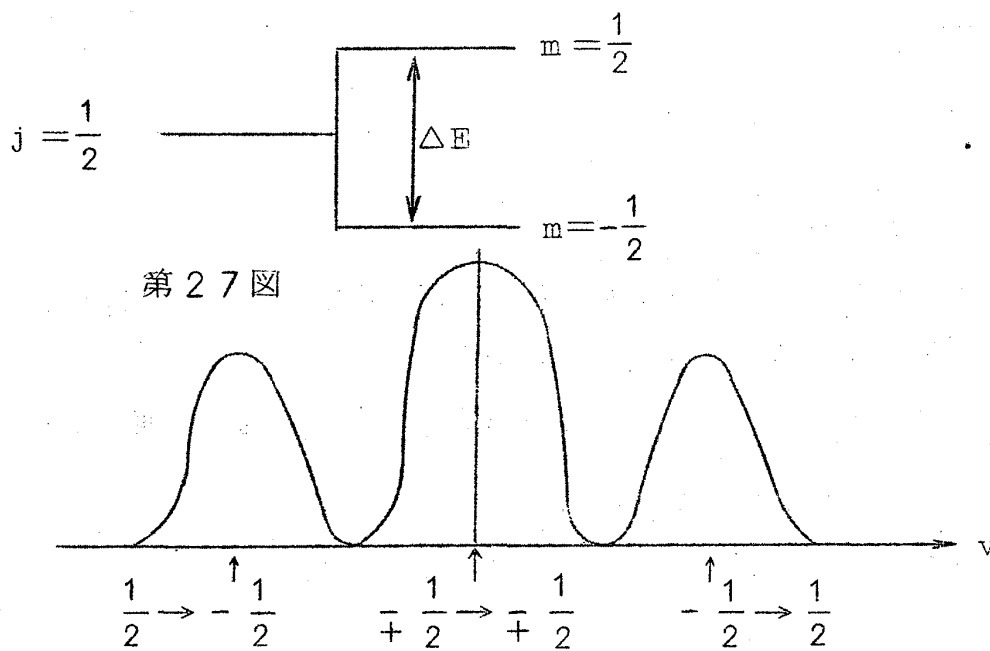
というスピンフリップ反応の散乱断面積に比例する山が、第 28 図の $\nu =$ プラスの方向にあらわれる。同様に

$$m = \frac{1}{2} \rightarrow m = -\frac{1}{2}$$

の山が ν が負のときにあらわれる。第 28 図の左右二個の山の高さが等しいときは、逆行する i, e 、時間反転したときの反応の大きさが等しいことを示し、従つて不変性を示すし、山が等しい高さでないならその破れを示す。



第 26 図



第 27 図

第 28 図

V. Mössbauer effect と核物理

(1) 内部変換係数

Mössbauer effect の実験の場合の、散乱と吸収に対する光子エネルギーのスペクトルは次のようにかける、

$$\sigma_{\text{scatt}}(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2},$$

森田正人

$$\sigma_{\text{abs}}(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma \Gamma_\gamma}{4(E - E_\Gamma)^2 + \Gamma^2},$$

$$\sigma_0 = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} 2\pi \lambda^2$$

ここで、 J_A 、 J_B は基底及び励起状態のスピン、 Γ 及び Γ_γ は、励起状態の巾とガンマ巾である。上記2量の測定から Γ_γ/Γ がわかる。内部変換係数を α とすれば

$$\Gamma_\alpha = \frac{1}{1 + \alpha} \Gamma$$

より α が知れる。

(2) 重力ポテンシアル

重力ポテンシアルは場所によつて異なるので、光の振動数におよぼす影響を Mössbauer 効果を用いて測定することができる。

Pound と Rebka は、地表と地上高さ $l = 22\text{ m}$ の所の振動数の差を測つた。

$l = l$ での ガンマ線の振動数を ν_a

$l = 0$ での ガンマ線の振動数を ν_b

とすると、

$$\frac{\nu_b - \nu_a}{\nu_a} = \frac{1}{c^2} [\Phi(a) - \Phi(b)]$$

ポテンシアル Φ は

$$\Phi(b) = 0; \quad \Phi(a) = gl$$

g は地上での重力の加速度。従つて

$$\frac{\delta\nu}{\nu_a} = \frac{\nu_b - \nu_a}{\nu_a} = \frac{gl}{c^2} = 2.5 \times 10^{-15}$$

という理論値に対し、

$$\frac{\text{実験値}}{\text{理論値}} = 1.05 \pm 0.10$$

となつている。この議論は特殊相対論と等価原理だけから導かれる。

高速回転する円板上で生じる遠心力を利用して、半径の異なる2点における放射性物質から発生するガンマ線の振動数の差を測つても同じような、議論をすることができる。

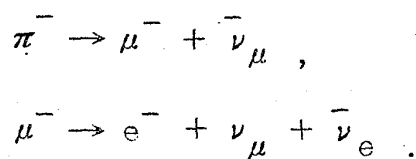
文献 中野，内山，山内，重力理論及び一般相対性理論，裳華房（1967）

(3) その他

核の磁気能率，電氣的4重極能率，isomer shift, isotope shift等の測定については，余りによく知られているので省略する。

VI. ミュー中間子原子

陽子シンクロトロンから出た陽子を的に巻くと多数のパイ中間子が出来ることが、パイ中間子はすぐミュー中間子に変換する。ミュー中間子は寿命 2×10^{-6} 秒とニュートリノに崩壊する。



ミュー中間子は物質にあたると減速され、原子核のクーロン軌道につかまり、X線を出しながらnの低い状態に落ち込み、大体 $10^{-(11\sim 13)}$ 秒でK軌道に到達する。ミュー中間子は、電子と性質が殆んど同じで、質量が原子の206倍大きいので、K軌道は電子の場合に比し、206分の1の距離にある。従つてミュー中間子原子は、常に水素原子の問題と同じになつてしまう。ミュー中間子原子から出るX線を、ミューX線と呼び、そのエネルギー値はGe(Li)検出器の発達によつて、著しい精度の改善をみた。このX線を測ると原子核の形状（或いは荷電分布という方がより正確）がわかるのみならず、最近では、核

森田正人

内における磁氣的二重極の分布迄問題にされるようになった。何れ電氣的4重極の分布もわかつてくるであろう。Mössbauer 効果でわかる isotope shift や isomer shift なども、このミューX線から調べることが可能であり、実際行なわれている。

面白い現象としては、ミュー中間子が軌道を降りてくるとき、エネルギーをX線として放射せず、原子核を励起するというエネルギー変換が行なわれることがある。この際、原子核の励起状態が生じ、この核のまわりをX線がぐるぐるまわっているという事情が生じる。月と地球の関係でわかるように、核に潮汐作用が起り、核の偏極のため、核半径の平均値が変化する。この変化の大きさは勿論、核が励起状態にあるか、もしくは基底状態にあるかで異なるはずであり、それらによつて核から放射されるガンマ線のエネルギーの値に変化が起るはずである。このことを利用すると、原子核の半径が、基底状態及び励起状態とで異なつてくる場合の差がわかる。通常、励起状態は半径がのびており、その割合は

$$\frac{\Delta R}{R} \sim 10^{-4}$$

のオーダーである。しかし、タングステンの同位元素では、すべてこの値が負、即ち励起状態の半径が小さくなつていることがわかつた。これは理論的には、まだ説明されていない。

ミュー中間子は寿命をもつているが、そう短かくはないので、これを利用して、サンプル内の一定の距離に到達させることができる。そして固体内の特定地点の電磁的性質についての知識を得ることができる。また、その放射能を利用し、固体的の特定地点に放射能を与えることができる。このことは、生物物理的な応用、或は医療（ガンの治療）などに用いることが比較的容易にできる。

これらの多目的用途のため、ミュー中間子を作る加速器が、日本にできることが望ましい。

最後に、このような機会を与えて戴いた松田教授に感謝致します。記述の上での思い違いや、新しいアイデア等御指摘戴きますことは、大変有難いので、歓迎致します。

京大物理第一教室の杉原敏夫氏は，原稿の一部をととのえて下さいました。
厚く御礼申し上げます。