正ミューオンによる金属物性の研究 ——結晶欠陥を主として——

堂 山 昌 男*

1. はじめに

最近素粒子を用いた材料物性の研究が盛んになってきている。ここでは正ミューオン(μ^+)を利用した材料物性研究について述べよう。正ミューオンは電荷が陽電子(e^+)、正パイオン(π^+)、プロトン(p^+)、デュートロ(d^+)〔重水素核〕、トリトン(t^+)〔三重水素核〕と同じ $+e$ (1.6×10^{-19} クーロン)であるが、静止質量は陽電子の静止質量を1とすると μ^+ , π^+ , p^+ の静止質量はそれぞれ 207, 273, 1836 であり, t^+ , d^+ は大体 p^+ のそれぞれ 3.2 倍であるのでこれらは同位体とよんでよいであろう。

陽子を数百 MeV†に加速し, Be 等のターゲットに当てると, パイオン(π^+ , π^0 , π^-) (パイ中間子, 湯川中間子ともよばれる)が出る。この実験を行なうには, エネルギーは比較的低いが, 数百 μA という強い粒子ビームが用いられる。いわゆる“中間子工場”とよばれるところで実験をしなければならない。アメリカの Los Alamos の LAMPF, カナダのバンクーバーの TRIUMF, スイスの SIN, 筑波高エ研の KEK 東京大学理学部中間子施設などである。パイオンの寿命は 2×10^{-8} 秒と短く, 正パイオンは

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1)$$

と崩壊する。ミューオンは重心系で運動エネルギー 4.12 MeV で放出される。ニュートリノのヘリシティが -1 であるため, 正ミューオンのスピンは放出方向に対して逆向きに偏極する。ミューオンは歴史的にはミュー中間子とよばれたことがあったが, レプトン, すなわち強い相互作用をしない粒子である。磁石電流の調節により曲げ電磁石の強さを変えて取り出す正パイオンの運動エネルギー E_{π^+} は, $\pm 2\%$ 程度に調節できる。正ミューオンの運動エネルギー E_{μ^+} は

$$E_{\pi^+} - 4.12 \text{ MeV} < E_{\mu^+} < E_{\pi^+} + 4.12 \text{ MeV}$$

の範囲にある。 $E_{\mu^+} \approx E_{\pi^+} + 4.12 \text{ MeV}$ の正ミューオンのみを取り出せば, ビーム方向と逆向きにスピンは偏極し, $E_{\mu^+} \approx E_{\pi^+} - 4.12 \text{ MeV}$ のものを取り出せば, ビーム方向に偏極している。それぞれを forward muon, backward muon とよんでいる。

ミューオンは試料に入ると 10^{-12} 秒程度で減速され, kT (k はボルツマン定数, T は絶対温度) 程度の運動エネルギーとなる。これを熱化(thermalization) とよんでいる。正ミューオンは正に荷電し, 金属中のイオンも正に荷電しているの, クーロン相互作用により反発力を受け, 熱化した正ミューオンは格子間位置を通して拡散する。正ミューオンは負ミューオンが試料中に存在しないので, 陽電子 - 電子のように対消滅することなく寿命 $\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6}$ 秒で崩壊し, 陽電子とニュートリノ, 反ニュートリノを放出する

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$

この場合, パリティ保存則が破れて, 放出される陽電子は球対称には放出されない。崩壊前の正ミューオンのスピンの方向と陽電子が放出される方向の角度を θ とすると

$$W(\theta) = 1 + A \cos \theta \quad (3)$$

$$A = 3/p \quad (p: \text{スピン偏極度})$$

の確率で陽電子が放出される(図1)。

正ミューオンは試料中で崩壊するまで, 種々の磁氣的相互作用を受け, スピン方向を変え, 偏極度がさがる。ミューオンの進行方向(スピンの偏極方向に平行か反平行か)と放出された陽電子の放出の異方性を, ミューオンが試料に入った時刻からの時間 t の関数として測定しタイム・スペクトルをとると, ミューオン崩壊時のスピンの方向の分布が時間とともにどう変化するか測定できる。現在は2方向(主としてミューオン・ビームの進行方向とその反対方向)の陽電子放出の数を測定しているに過ぎない。これがミューオン・スピン回転(Rotation), 緩和(Relaxation), 無偏極化(Depolarization)とよばれる。レビューは文献(1), (2), (3)を参照願いたい。

$$\dagger 1 \text{ eV} \approx 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

* 東京大学教授; 工学部金属材料学科

Study of Metallic Properties by Positive Muons—Crystalline Defects; Masao Doyama (Faculty of Eng. The Univ. of Tokyo, Tokyo)

Keywords: positive muon, muon spin rotation, muon spin relaxation, muon spin depolarization, elementary particles, lattice defects, physical properties

1986年7月18日受理

図1 π^+ 崩壊と μ^+ 崩壊。矢印はスピン方向を示す。破線は μ^+ 崩壊により放出される陽電子の確率(破線で示す)と方向依存性。

2. μ SR の原理

(1) 横 磁 場 法

この方法はピン回転法, または横磁場法とよばれるものである。正ミューオンのスピンは正ミューオンビームの進行方向に揃っているが, 進行方向に垂直に磁場をかけると, 正ミューオン・スピンはラーモア歳差運動をし, 進行方向と角度 θ をなし, 時刻 t (正ミューオンが試料に入った時の時刻を零とす) における崩壊陽電子の強度分布は

$$N_x(\theta, t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + AG_x(t) \cos(\theta - \omega_\mu t)] \quad (4)$$

となる。最初の $\exp(-t/\tau_\mu)$ はミューオン崩壊のためで, ω_μ はミューオンのラーモア角速度, 正ミューオンに対して

$$\begin{aligned} \omega_\mu &= \gamma_\mu \mu_0 H = 2\pi \times 13.554 \text{ kHz} \times B (\text{Gauss}) \\ &= 1.3554 \times 10^{-3} \times 2\pi \times B \text{ kHz (テスラ)} \end{aligned} \quad (5)$$

$G_x(t)$ は正ミューオン・スピン緩和関数とよばれるものである。すなわち正ミューオン・スピンとまわりの電子, 原子核のスピンとの相互作用によって, 揃っていたスピンのランダムになる緩和関数である。

(2) 縦磁場法(スピン緩和法)

磁場 H_0 をミューオンの進行方向に平行または反平行にかける方法である。磁場を縦方向にかけたときの正ミューオンのスピン緩和関数 $G_z(t)$ は $G_x(t)$ と同様の情報を与える。崩壊陽電子の強度分布は

$$N_z(\theta, t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + A \cdot G_z(t) \cos \theta] \quad (6)$$

で与えられる。この方法では, 外磁場 H_0 を変えることにより, 動的と静的の場合を区別できる。

(3) ミューオン・スピン共鳴

縦磁場 H_0 中で横のラジオ振動 (rf) の磁場 $H \cos \omega t$

を与える。 ω の関数として崩壊陽電子のタイム・スペクトルをとると

$$\begin{aligned} N(\omega, t) &= N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) \left[1 + AG(\omega, t) \cos \theta\right] \\ G(\omega, t) &= \frac{[(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2 \cos^2 \theta] \exp(-t/\tau_\mu)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで $\omega_1 = \gamma_\mu H_1$, $\omega_0 = \gamma_\mu H_0$ である。

(4) 正ミューオン・スピン緩和関数

正ミューオンがある格子間位置に止っている場合を考えよう。時間的に変化しない磁場 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ が作用している場合を考える。正ミューオンが時刻 $t=0$ で静止し, そのスピンの z 方向に向いているなら, ミューオン・スピンの z 成分は

$$\begin{aligned} \sigma_z(t) &= \frac{H_z^2}{H^2} + \frac{H_x^2 + H_y^2}{H^2} \cos(\gamma_\mu H t) \\ &= \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos(\gamma_\mu H t) \end{aligned} \quad (8)$$

となる。 θ は z 軸からの角度である。 z 軸を外磁場の方向にとる。外磁場が零の場合は縦磁場の特殊の場合として扱える。

ランダムな磁場は等方的で各成分がガウス分布関数で表わされているとすると

$$P(H_i) = \frac{\gamma_\mu}{(2\pi)^{1/2} \Delta} \exp\left\{-\frac{\gamma_\mu^2 H_i^2}{2\Delta^2}\right\} \quad (i=x, y, z) \quad (9)$$

ここで Δ^2/γ_μ^2 は 2 次モーメント

$$\Delta^2/\gamma_\mu^2 = \langle H_x^2 \rangle = \langle H_y^2 \rangle = \langle H_z^2 \rangle \quad (10)$$

スピン緩和関数 $G_z(t)$ は $\sigma_z(t)$ の統計的平均であり

$$G_z(t) = \iiint \sigma_z(t) p(H_x) p(H_y) p(H_z) dH_x dH_y dH_z = g_z(t) \quad (11)$$

と書け

$$g_z(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - \Delta^2 t^2) \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2 t^2\right) \quad (12)$$

となる。これは Kubo-Toyabe 関数⁽⁵⁾とよばれる。外磁場 H_0 が z 軸方向に働く場合には式(11)の $p(H_z)$ を

$$p(H_z) = \frac{\gamma_\mu}{(2\pi)^{1/2} \Delta} \exp\left\{-\frac{\gamma_\mu^2 (H_z - H_0)^2}{2\Delta^2}\right\} \quad (13)$$

で置き換え統計的平均をとると

$$\begin{aligned} g_z(t) &= 1 - \frac{2\Delta^2}{\omega_0^2} \left\{1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2 t^2\right) \cos \omega_0 t\right\} \\ &\quad + \frac{2\Delta^4}{\omega_0^3} \int_0^t \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2 \tau^2\right) \sin \omega_0 \tau d\tau \end{aligned} \quad (14)$$

ここで $\omega_0 = \gamma_\mu H_0$ である。

磁場が零のときのスピン緩和関数(12)は最初はガウスの的に減少する。

$$G_z(t) \sim \exp(-\Delta^2 t^2) = \exp\left[-\frac{1}{2} \langle H_x^2 \rangle + \langle H_y^2 \rangle \gamma_\mu^2 t^2\right] \quad (16)$$

ここで $G_z(t)$ に寄与するランダムな磁場の 2 成分を H_x と H_y と表わした。強い横磁場緩和関数は

$$G_x(t) = \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2 t^2\right) = \exp\left(-\frac{1}{2} \langle H_x^2 \rangle \gamma_\mu^2 t^2\right) \quad (17)$$

となる。この場合には H_0 方向のランダム磁場の 1 成分のみが寄与する。

金属のイオンは正に帯電しているし、正ミューオンも正に帯電しているので、クーロンの相互作用により正ミューオンは格子間位置を通過して拡散する。ある格子間位置では、外部磁場、まわりの原子のスピン、および原子核スピンによる磁場を感じ、正ミューオン・スピンはラーモア振動をする。隣の格子間位置には熱活性化され、一瞬に飛び、またそこでの磁場を感じてスピンは回転する。今 $p_n(t)$ を n 回ジャンプしたミューオンの時刻 t (ミューオンが試料に入った時刻を零とする) における存在確率、 ν を正ミューオンのジャンプ頻度とすると、

$$\dot{p}_n(t) = -\nu p_n(t) + \nu p_{n-1}(t) \quad (18)$$

$$\dot{p}_0(t) = -\nu p_0(t) \quad p_0(0) = 1 \quad (19)$$

これを解くと

$$p_n(t) = [\nu t]^n / n! \exp(-\nu t) \quad (20)$$

n 回ジャンプした正ミューオンの緩和した偏極率に、その時刻 t における存在確率を乗じたものを $g_n(t)$ とする。

$$g_0(t) = g_z(t) e^{-\nu t} \quad (21)$$

$g_z(t)$ は式 (12) で与えられた

$$g_z(t) = -\frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - D^2 t^2) \exp\left(-\frac{1}{2} D^2 t^2\right) \quad (22)$$

で Kubo-Toyabe の正ミューオンスピン緩和関数である⁽⁵⁾。時刻 t までに 1 回だけジャンプした正ミューオンについてはジャンプした時刻を t_1 とすると

$$g_1(t) = \int_0^t \nu e^{-\nu t_1} g_z(t_1) e^{-\nu(t-t_1)} g_z(t-t_1) dt_1 \quad (23)$$

同様にして時刻 $t_1, t_2, \dots, t_n$ にジャンプした正ミューオンについては

$$g_n(t) = \nu^n \int_0^t \int_0^{t_1} \dots \int_0^{t_{n-1}} e^{-\nu t} g_z(t_1) g_z(t_2 - t_1) \dots g_z(t - t_n) dt_1 \dots dt_n \quad (24)$$

で表わされる。 $g_n(t)$ には既に時刻 t における存在確率が含まれているから、合計として

$$G_z(t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_n(t) \quad (25)$$

という拡散する正ミューオンの緩和関数が得られる。式 (24) の積分は重畳していて数値計算に適していない。

このため Laplace 変換を使う。

$$F_z(s) = L[G_z(t)] \quad (26)$$

$$f_z(s) = L[g_z(t)] \quad (27)$$

式 (24) は Laplace 変換の積の公式により

$$L[g_n(t)] = \nu^n f_z^{n+1}(s + \nu) \quad (28)$$

$$F_z(s) = \sum_{n=0}^{\infty} \nu^n f_z^{n+1}(s + \nu) = f_z(s + \nu) / [1 - \nu f_z(s + \nu)] \quad (29)$$

また

$$L[G_z(t)] = \int_0^t G_z(t) e^{-st} dt \quad (30)$$

$$L^{-1}[F_z(s)] = \frac{1}{2\pi i} \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} F_z(s) e^{st} ds \quad (31)$$

磁場が零の場合、

$$f_z(s) = \frac{1}{3s} + \frac{2s}{3D^2} \left[1 - s \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2} D^2 t^2 - st\right) dt \right] \quad (32)$$

これより $G_z(t)$ が計算できる。これを図 2 (a) に示した⁽⁶⁾。

横磁場スピン緩和関数 $G_x(t)$ は

$$G_x(t) = \exp[-D^2 \tau^2 (e^{-t/\tau} - 1 + t/\tau)] \quad (33)$$

で与えられる。これを図 2 (b) に示した⁽⁶⁾。

図 2 (a) 種々の相関時間についての零磁場におけるスピン緩和関数(式(29))を数値計算したもの⁽⁶⁾。(b) 高磁場中のスピン緩和関数(式(33))を種々の τ について数値計算したもの。

3. μ SR の実験

図 3 (a) に横磁場の実験装置の模式図を示す。ポリエチレンの板の厚さを変えることにより、正ミューオンが試料中で崩壊するよう調節する。ポリエチレンが薄すぎると正ミューオンは試料を通過してしまうし、厚すぎればポリエチレン中で止り、崩壊してしまう。検出器 B, M, D に同時に検出されるが、X に同時に検出されない正ミューオンは試料中で崩壊したものとする。

$$\mu_{\text{stop}} = B \cdot M \cdot D \cdot \bar{X} \quad (34)$$

X, E1, TE では同時に検出されるが、同時に B, M, D のいずれの検出器でも検出されないものを正ミューオン崩壊による陽電子とする。

$$e_{\mu}^{+} = X \cdot E1 \cdot TE \cdot \overline{(B + M + D)} \quad (35)$$

図 3 (b) に縦磁場の実験装置の模式図を示す。検出器 B, Y, D に同時に検出されるが、X に同時に検出されない正ミューオンは試料中で崩壊したものとする。

$$\mu_{\text{stop}} = B \cdot Y \cdot D \cdot \bar{X}$$

図3 横磁場法(a), 縦磁場法(b), 共鳴法(c), 横磁場法での時間-崩壊陽電子数の関係(A), 縦磁場法での時間-バック崩壊陽電子数 N_B とフロント崩壊陽電子数 N_F の比(B), RF 振動数-崩壊陽電子数の関係(C).

X, EF1, EF2, で同時に検出されるが, B, Y, D, EB1, EB2 のいずれの検出器でも検出されないものを正ミューオン崩壊による陽電子が流れの方向に放出されたものとし,

$$e_{\mu F}^+ = X \cdot EF1 \cdot EF2 \cdot (B + Y + D + EB1 + EB2) \quad (36)$$

Y, EB1, EB2 で同時に検出されるが, B, D, X, EF1, EF2 のいずれの検出器でも検出されないものを正ミューオン崩壊による陽電子が流れの逆方向に放出されたものとする.

$$e_{\mu B}^+ = Y \cdot EB1 \cdot EB2 \cdot (B + X + D + EF1 + EF2) \quad (37)$$

4. 格子欠陥によるトラッピング

正ミューオンは正に帯電し, 金属中のイオンも正に帯電しているため, クーロン相互作用のため正ミューオンは金属中を格子間位置を通して拡散する. 金属中の原子空孔は正イオンを抜き取ったものであるから, まわりに比較して負に帯電している. したがって正に帯電した正ミューオンは原子空孔でトラップ(捕獲)される. 原子空孔において捕獲された正ミューオンは格子間と異なる磁場を感じるため, スピン緩和速度が異なる. 正ミューオンが金属中にトラップされる可能性は Popovic と Stott⁽⁷⁾ と Seeger⁽⁸⁾ により 予言された. したがって, 正

ミューオンを捕獲する欠陥の濃度が低くても, トラップされた場所の情報を浮き彫りにするという点が他の方法と異なる.

(1) トラップによるスピン緩和関数

正ミューオンがトラップされる頻度を ν_t とし, それまでは式(25)の拡散によりスピン緩和が行われるとする. 一度トラップされるとスピン緩和速度 Δ でそのまま正ミューオンが崩壊するまでトラップされるとする. この場合スピン緩和関数をプロットしたのが図4である⁽⁴⁾.

図4 拡散してトラップされる正ミューオンのスピン緩和関数 $\nu'_t = \nu_t / \Delta$, ν_t はトラッピング頻度, Δ スピン緩和速度.

(2) トラッピング, デトラッピングを含むスピン緩和関数⁽⁴⁾

正ミューオンが試料中に入って熱化した後, 格子間を拡散し, 欠陥にトラップされ(トラップされる頻度 ν_t), ある時間 τ ($\tau^{-1} = \nu_0 \exp[-(E_M + B_{pd})/(kT)]$) 後トラップからはずれ(デトラップ), 格子間を拡散し, 再びトラップされる. デトラップ頻度を ν_d ($=\tau^{-1}$) とする. これを正ミューオンの寿命の間繰返すとする. 図5はスピン緩和関数の例⁽⁴⁾である.

5. 固体中の正ミューオン拡散

以上原理や実験方法に紙面をかなり取ってしまったので, 以下正ミューオンを使った実験を二, 三述べよう. 正ミューオンの固体中の拡散はそれ自身としても興味がある. 低温における量子拡散の実験として⁽⁹⁾⁻⁽¹⁸⁾, またプロトン拡散との比較としての同位元素効果の研究⁽¹⁹⁾などが行われている.

図6は Kadono らによる Cu 中の μ^+ のジャンプ頻度と温度との関係である. 20 K 付近で拡散が一番遅くな

図5 トラッピング(頻度 ν_t)とデトラッピング(頻度 ν_d)のある拡散正ミューオンのスピン緩和関数, Δ スピン緩和速度. (a) $\nu_t/\Delta=10$, (b) $\nu_t/\Delta=4$, (c) $\nu_t/\Delta=1$, (d) $\nu_t/\Delta=0.2$.

図6 銅中の正ミューオンの毎秒当りのジャンプ数と温度との関係⁽¹⁵⁾.

り 10 K 以下で拡散速度が増し, 量子拡散が行なわれていることがわかる⁽¹⁵⁾.

6. 正ミューオンによる原子空孔の高温熱平衡実験

陽電子を使った格子欠陥の研究は偉大な成功をおさめた. 陽電子と電氣的にも同じであるが質量が大きい正ミューオンも原子空孔型格子欠陥に捕えられることは予想がつく⁽⁷⁾⁽⁸⁾.

Gauster ら⁽²⁰⁾はアルミニウムと銅を高温に熱し熱平衡による原子空孔を作り, 正ミューオンが原子空孔にトラップされたためにスピン緩和速度が増すことを観測しようとしたが失敗に終わった. この原因として, 正ミュー

オンの拡散が遅いため, 正ミューオンの寿命(2.2 μ s)中に原子空孔にたどり着けないか, 原子空孔と正ミューオンの結合エネルギーが小さすぎるためトラップされないかという2点が考えられた.

7. 非化学量論組成原子空孔による正ミューオンのトラッピング

筆者ら⁽²¹⁾は原子空孔濃度が室温においても十分大きい非化学量論組成の金属間化合物 34.5Al~Cu, 51Al-49Ni, 52Al-48Ni 合金中の正ミューオン・スピン緩和を測定し, 室温において正ミューオンがたしかに非化学量論原子空孔に捕えられていることを示した.

8. 正ミューオンによる急冷原子空孔の研究

中井ら⁽²²⁾は純 Al を種々の高温から急冷し, 原子空孔が移動しないほど低温において正ミューオンスピン緩和を零磁場法により測定し, 急冷された原子空孔がたしかに正ミューオンを捕え, さらに Al 中の原子空孔形成エネルギーが 0.68 ± 0.09 eV であることを示した. また測定温度を 140 K から 200 K まで変えることにより, 原子空孔は動かないが正ミューオンの拡散速度が異なることを利用し, 純 Al 中の正ミューオンの移動の活性化エネルギーが 39 ± 9 meV であることを示した. この実験で正ミューオンも格子欠陥の定量的研究に使えることが示された.

9. 正ミューオンによる照射損傷

Dorenberg ら⁽²³⁾および Herlach ら⁽²⁴⁾は Al を中性子で照射した試料中の正ミューオン・スピン緩和を横磁場法を用いて測定した。

Möslang ら⁽²⁵⁾は横磁場の下で純鉄中の正ミューオン・スピン緩和を測定し 83 K で μ^+ が試料に入って暫くは 50 MHz, その後は 30 MHz の振動を観測した。

鉄の格子間位置に静止した μ^+ は 50 MHz の歳差運動をする。鉄中の原子空孔にトラップされるとここの局所磁場が低いため 30 MHz で歳差運動をする。3 MeV

の電子線照射を行った試料ではすべての μ^+ が原子空孔にトラップされ 30 MHz の振動を観測している。この 30 MHz の振動は約 200 K で消えた。また彼らは鉄希薄合金を 3 MeV 電子線照射し、原子空孔に捕えられた μ^+ が 30 MHz で振動するが、これらを回復させると、30 MHz の振動は減りそれぞれ表 2 に示す振動数が現れることを観測している(図 7, 8)。これらは原子空孔が 200 K で移動し、不純物(i)の隣に行き、その原子空孔にトラップされた μ^+ の回転と考えられている。さらにこれら振動が強度 T_2 消失することから V-i の結合エネルギーを得ている(表 1)。

図 7 (a) 純鉄, (b) 照射した純鉄, (c) 照射した希薄 (Fe-400 ppmAu) 合金中の μ SR 線。 T_A は回復温度。

図 8 電子線照射した Fe-400 ppmSi 中の横磁場による 30 MHz と 33 MHz 線の振幅の回復温度依存性。測定温度は 170 K と一定。

10. 不純物 - 原子空孔対

筆者らのグループでは Al-Cu, Al-Mg, Al-Si の Al 希薄合金を高温から急冷し、原子空孔 V, 不純物 - 原子空孔対 Vi を作り、室温以下種々の温度で正ミューオン・スピン緩和速度を測定した(図 9)⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾。羽多野⁽⁴⁾は詳細に実験結果を解析し、Al-Mg 合金では正ミューオンの移動の活性化エネルギーが 82 meV であることを得ている。正ミューオン・スピン緩和速度には低温からピーク I, ピーク II, ピーク III が観察された。温度が上昇するにつれ μ^+ の拡散が速くなり、不純物にトラップされ

表 1 鉄中の不純物 i に捕えられた原子空孔 V 中での μ^+ の振動 ν , 回復温度 T_2 , V-i の結合エネルギー E_B (meV)。

	Ti	V	Cr	Mn	Co	Ni	Pd	Cu	Au	Al	Si	Sb
ν (MHz)	29.9 40.0	—	—	38.0	33.1 33.1	35.0 34.1	34.1	32.0	36.0	34.4 35.0	33.2 (39.1)	35.6
T_2 (K)	222	—	—	220	215	240	239	216	258	230 $\leq T_2$ ≤ 300	245	318
E_B (meV)	160	<105	<105	150	140	215	210	140	270	185 $\leq E_B$ ≤ 400	230	455

図9 正ミューオンの緩和速度 λ と温度との関係。低温から高温へ μ^+ の拡散速度が増すにつれ、より速く不純物にトラップされ λ は増加し、次に不純物からのデトラッピングが起るにつれ下る。低温から数えて2つ目の山は不純物クラスターにトラップ、デトラップされる μ^+ のため、170 K 付近の大きなこぶは原子空孔にトラップされるためである。

るのが速くなる。ピークI以上の温度では不純物にトラップされても再びデトラップが起るためである。Al中のSi, Cu, Mgに対して、それぞれ30, 40, 70 KにピークIが見出され、これを解析してAl中のSi- μ^+ , Cu- μ^+ , Mg- μ^+ の結合エネルギーとして5, 66, 114 meVを得ている。ピークIIは不純物の2原子集ったものへの μ^+ のトラッピング、デトラッピングによるためと考えられる。ピークIIIは原子空孔に μ^+ がトラップされたためである。ピークI, IIが温度の上下に対して可逆的であるのに対し、ピークIIIは不可逆的である。原子空孔が回復するために、このピークが低くなると考えられる。このようにして正ミューオンは金属中の不純物状態を研究するのに非常に敏感な方法である。

11. 他の方法との比較および将来性

μ SRは核磁気共鳴(NMR)、電子スピン共鳴(ESR)、メスバウア効果(ME)、摂動角度相関(PAC)などの実験手段と相補的なものである。ミューオン存在位置での静的(あるいはゆっくり変化する)局所磁場は電荷密度とスピンの大きさと場所的分布に敏感である。これらの局所磁場のゆらぎは電子スピンの「熱的ゆらぎ」に関係している。また μ SRで感知できる局所場の相関時間は 10^{-4} から 10^{-12} 秒と範囲が広い。 μ SRはNMRに似ていて比較ができる。

中性子散乱により動的な研究ができるが、 μ SRではスローなスピンのゆらぎ(10^{-5} - 10^{-10} 秒)の研究ができるが、強磁性、反強磁性、スピングラスなどのランダムスピ

ン系、常磁性、MnSi, Ni中の巡回電子磁子の研究などがなされている。

将来のトピックスとして次のものが上げられている。

1. 非線形熱励起
2. 低次元物質中でのゆらぎ
3. 臨界動的(critical dynamics)な不規則の影響
4. 低温での不規則系のゆらぎの新しい形
5. 不安定モーメントをもつ希土類化合物中の格子間磁場
6. 巡回電子による磁子、スピンのゆらぎの化合物中の格子間超微細磁場

また非常に短いパルス(1~10 ns)のミューオンビームにより磁性体中の緩和関数が精度よく測定でき、細かいことまでいえるようになるであろう。

また運動エネルギーの低いミューオン(アリゾナミューオンとよばれている)を用いることにより、表面状態、薄膜の性質、表面からの深さとしての性質の変化などの研究ができる。

最後になったがミューオン研究に入る機会を作ってくださった山崎敏光教授に感謝する。日本学術振興会国際共同事業の援助により、われわれのグループがバンクーバー TRIUMF で実験することができた。日本学術振興会のご支援に感謝する。中間子研究に協力いただいたわれわれのグループ、山崎、永嶺研の方々に感謝する。

文 献

- (1) T.Yamazaki: *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation*, Ed by R.R.Hasiguti and K.Fujiwara, Japan Inst. Metals, Sendai, (1979), p.795.
- (2) 山崎敏光: 応用物理, 45(1976), 373.
- (3) 山崎敏光: 化学の領域, 32(1978), 18.
- (4) 羽多野 毅: 博士論文, (1983).
- (5) R.Kubo and R.Toyabe: *Magnetic Resonance and Relaxation*, Ed. by R.Blin, North-Holland, Amsterdam, (1967), p.180.
- (6) R.S.Hayano, Y.J.Uemura, J.Imazato, N.Nishida, T.Yamazaki and R.Kubo: *Phys. Rev.*, 20B(1979), 850.
- (7) Z.D.Popovic and M.J.Stott: *Phys. Rev. Lett.*, 33(1974), 1164.
- (8) A.Seeger: *Phys. Lett.*, 53A(1975), 324.
- (9) H.Teichler: *Hyperfine Interactions*, 8(1981), 505.
- (10) O.Hartman: *Hyperfine Interactions*, 8(1981), 525.
- (11) A.M.Stoneham: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 53.
- (12) K.W.Kehr: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 63.
- (13) A.Seeger: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 75.
- (14) C.W.Clawson: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 103.
- (15) R.Kadono, J.Imazato, K.Nishiyama, K.Nagamine and T.Yamazaki: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 109.
- (16) J.M.Welter, D.Richter and R.Hempelmann: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 117.
- (17) H.Teichler: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 125.
- (18) S.G.Barsov et al.: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 145.
- (19) H.Sugimoto and Y.Fukai: *Hyperfine Interactions*, 17-19(1984), 139.

- (20) W.B.Gauster, A.T.Fiory, K.G.Lynn, W.J.Kossler, D. M. Parking, C. E. Stronach and W. F. Lankford : J. Nuclear. Materials, 69(1978), 147, 70(1978), 56.
- (21) M.Doyama, R.Nakai, H.Fukushima, N.Nishida, Y.J. Uemura and T.Yamazaki : Hyperfine Interactions, 6 (1979), 341.
- (22) R.Nakai, M.Doyama, R.Yamamoto, Y.J.Uemura, T. Yamazaki, and J.H.Brewer : Hyperfine Interactions, 8 (1981), 717.
- (23) K.Dorenberg, M.Gladish, D.Herlach, W.Mansel, H. Metz, H.Orth, G. Zu Putlitz, A.Seeger, W.Wahl and M.Wigand : Z. Phys., B31(1978), 165.
- (24) D.Herlach, W.Decker, M.Gladish, W.Mansel, H.Metz, H.Orth, G. Zu Putlitz, A.Seeger, W.Wahl and M. Wigand : *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation*, Ed. by. R.R.Hasiguti and K.Fujiwara, Japan Inst. Metals, Sendai, (1979), p.767.
- (25) A. Möslang, H. Graf, G. Balzev, E. Recknagel, A. Weidinger, Th. Wichert and R. I. Grynszpan : Phys. Rev., B27(1983), 2674.
- (26) M. Doyama, T. Hatano, T. Natsui, Y. Suzuki, Y. J. Uemura, T. Yamazaki, J. H. Brewer and K. Crowe : Hyperfine Interactions, 17-19(1984), 225.
- (27) T. Hatano, Y. Suzuki, M. Doyama, Y. J. Uemura, T. Yamazaki and J. H. Brewer : Hyperfine Interactions, 17-19(1984), 211.

日本金属学会会報 第 25 巻 第 11 号予告

〔解 説〕

連続波核磁気共鳴とその金属学への応用…中村藤伸
クラック先端の微視的構造……………鈴木 平
表面における相転移……………村尾 剛

〔最近の研究〕

燃料電池用材料……………城上 保
透過電子顕微鏡によるセラミックスのキャ
ラクタリゼーション……………
……………守吉佑介 坂東義雄 北見喜三

〔講 義〕

金属中の水素—Ⅷ. 水素脆化(その 2)……………深井 有

〔資 料〕

ホール・エルー製錬法 100 周年……………谷内研太郎

〔談話室〕

東北大学における金属系学科の改組につい
て……………及川 洪
喋ることのむずかしさ……………幸塚善作
スピノーダル分解の落着き先は……………新井 宏
バンクーバー交通万博にて……………A.K.

〔ノートから〕

金属学会春期講演大会発表主題推移……………及川 洪

日本金属学会誌 第 50 巻 第 10 号目次

コッセル回折像法による方向性珪素鋼の結
晶方位解析とコンピューターカラーマッ
ピングによる表示
前田千寿子 井口征夫 伊藤 庸… 869

コンピューターカラーマッピングにより表
示した方向性珪素鋼板の 2 次再結晶核発
生状況の観察
井口征夫 前田千寿子 伊藤 庸… 874

Fe-Ni-Ti 系マルエージング鋼の析出挙動
と切欠靱性に及ぼす Cr の影響 浅山行昭… 879

Al-Zn 合金の時効に及ぼす試料厚さの影響
太田陸奥雄 金谷輝人 山田益男 榊原 精… 887

β 型 Ti-Mo 合金単結晶の時効および焼入
れ硬化に及ぼす結晶方位と表面状態の影
響 飛田守孝 助台栄一… 893

Al-6 mass%Ni 合金のパウシニング効果
に及ぼす Al_3Ni の分散状態の影響
八高隆雄 長谷川 正… 900

CaO- Al_2O_3 -CaF₂ 系融体の導電率とその
酸素分圧依存性
森永健次 太田能生 柳ヶ瀬 勉… 907

表面析出現象を利用したステンレス鋼上の
アルミナコーティング膜の密着性の改善
土佐正弘 吉原一紘 新居和嘉… 915

mg 程度の試料を用いた溶液法の黒鉛炉原
子吸光法による鋼中の微量元素定量
小林 剛 井出邦和 大河内春乃… 921

回転水中紡糸法による Fe-Si 合金急冷細線
の製作とその性質
一柳隆治 大中逸雄 立岡秀久 山内 勇… 927