

- 10) K. G. Petzinger, Phys. Rev. B26, (1982) 6530.
- 11) J. Kondo, to be published in physica.
- 12) K. Yamada, to be published in Prog. Theor. Phys.
- 13) A. Seeger and L. Schimmele, Hyp. Int. 17-19, (1984) 733.

3. 鉄中の正ミュオンの拡散

理研 八 木 栄 一

鉄 (α -Fe) 中のミュオンの拡散を調べるため、ミュオンスピンの縦緩和の測定を行った^{1,2)}。 α -Fe 中で、ミュオンは四面体格子間位置 (T-サイト)、あるいは八面体格子間位置 (O-サイト) を占め、低温でも速く動くと言われている。これら格子間位置は正方対称性をもつため、その対称軸 ($\langle 100 \rangle$) の方向により 3 種に分けられる。磁化方向と正方対称軸の方向との相対的關係により、これら 3 種の格子間位置での dipole field は異なる。 $\langle 100 \rangle$ 磁化の場合、磁化方向に平行な対称軸をもつ格子間位置での dipole field の大きさを $B_{\text{dip}}^{\parallel}$ とすると、垂直な方向の対称軸をもつ他の 2 種の位置では逆向きで $B_{\text{dip}}^{\parallel}/2$ となる。 $\langle 111 \rangle$ 磁化の場合は、3 種の位置で同じ大きさ $B_{\text{dip}}^{\parallel}/\sqrt{2}$ をもつが、磁化方向に垂直な面内で互に異った方向を向いている。いずれの場合も 3 種の位置での dipole field のベクトル和は零となる。なお、 $B_{\text{dip}}^{\parallel}$ の値は、O-サイトでは T-サイトでの値の 3.6 倍になる。

いまミュオンが、T-あるいは O-サイト内の種々の位置を動きまわる場合、 $\langle 100 \rangle$ 磁化では磁化に平行な方向の磁場変化しか受けられないためミュオンスピンの縦緩和は起らないが、 $\langle 111 \rangle$ 磁化の場合は、磁化に垂直な方向の磁場変化を受けることになり縦緩和が起る。縦緩和、横緩和の relaxation rate Γ_1 , Γ_t は次の式で与えられる。

$$\langle 100 \rangle \text{ 磁化: } \Gamma_l^{\langle 100 \rangle} = 0, \quad \Gamma_t^{\langle 100 \rangle} = \frac{1}{2} (r_{\mu} B_{\text{dip}}^{\parallel})^2 \tau_c, \quad (1)$$

$$\langle 111 \rangle \text{ 磁化: } \Gamma_l^{\langle 111 \rangle} = \frac{1}{2} (r_{\mu} B_{\text{dip}}^{\parallel})^2 \frac{\tau_c}{(1 + \omega_{\mu}^2 \tau_{\mu}^2)}, \quad (2)$$

ここで ω_{μ} はミュオンスピンの歳差運動の角振動数で、今の場合

$$\omega_{\mu} = r_{\mu} B_{\mu} = r_{\mu} (B_{\text{appl}} + B_{\text{demag}} + B_{\text{Lorents}} + B_{\text{Fermi}}), \quad (3)$$

で与えられる。 B_{appl} は外部磁場, B_{demag} は反磁場, B_{Lorentz} はローレンツ場, B_{Fermi} は伝導電子との相互作用によるものである。correlation time τ_c と拡散係数 $D^{\mu+}$ との間に次の関係がある。

$$D^{\mu+} = \frac{a_0^2}{72\tau_c} (T\text{-サイト}), \quad D^{\mu+} = \frac{a_0^2}{36\tau_c} (O\text{-サイト}), \quad (4)$$

(a_0 : 格子定数)

(2)式より $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ は $\omega_\mu \tau_c = 1$ で極大値 $(r_\alpha B_{\text{dip}}^2)/(4\omega_\mu)$ をもつ。従って $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の温度依存性の測定で極大値を求めることが出来れば, ω_μ は(3)式から得られるので B_{dip}^2 の値を求め得る。 B_{dip}^2 は O-サイトと T-サイトで 3.6 倍の違いがあるので, これからミュオンの位置を決定出来る。また, この B_{dip}^2 を用いて, (2)式より τ_c の温度依存性, 従って拡散係数の温度依存性を求め得る。

実験は 9mm ϕ の α -Fe 球状単結晶を用いて 1.2 T から 4.9 T の範囲の磁場をかけ, 0.85–300 K の温度範囲で $\langle 111 \rangle$ 磁化での $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の測定を行った^{1,2)} その結果を図 1 に示す。8 K 以下の $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ は, ミュオンが結晶中に入ってから 60 ns 以降の値である。ここでは低温領域での拡散について記す。 $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ は 30 K 付近と 4 K 以下とに 2 つの極大をもつ。20 K 以上では B_{appl} を 1.2 T から 4.9 T まで変えても $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の磁場依存性は見出されなかった。これは $\omega_\mu \tau_c \ll 1$ に対応する。この場合,

(1), (2)式より $\Gamma_t^{\langle 100 \rangle} \approx \Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ となる。実際, 従来行なわれた横緩和 ($\Gamma_t^{\langle 100 \rangle}$) の測定でも 20–70 K の範囲で $\Gamma_t^{\langle 100 \rangle} \approx \Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ となっており^{3–5)} 30 K 付近に極大が見出さ

れている^{4,5)} 従って, 30 K 付近の極大は, 上述の(2)式の極大に相当せず, 低温側の極大がこれに対応する。 $B_{\text{appl}} = 4.5 \text{ T}$ に対して 3.7 K で極大が生じる。この実験では球状試料を用いたので $B_{\text{demag}} + B_{\text{Lorentz}} = 0$ で, ω_μ は次式で与えられる。

$$\omega_\mu = \gamma_\mu (B_{\text{appl}} + B_{\text{Fermi}}). \quad (5)$$

B_{Fermi} の値は零磁場での ω_μ の測定値 (ω_μ^0) から求められる。

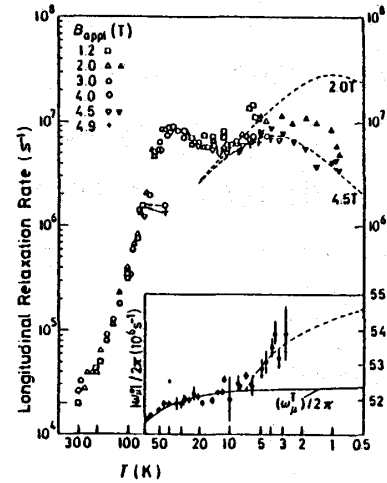


図 1 $\langle 111 \rangle$ 方向に磁場をかけた場合のミュオンスピン縦緩和における $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の温度依存性²⁾ 挿入図は, 零磁場で測定されたミュオンスピンの歳差運動の振動数 (Graf らによる⁵⁾)。

$$\omega_{\mu}^0 = r_{\mu} (B_{\text{Lorentz}} + B_{\text{Fermi}}). \quad (6)$$

Grafら⁵⁾による ω_{μ}^0 の低温での測定結果を0Kに外挿した $\omega_{\mu}^0 = 3.28 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ を用いると $B_{\text{Fermi}} = -1.126 T$ となる。 $B_{\text{appl}} = 4.5 T$ に対して $\omega_{\mu} = 28.7 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ となり、 $|B_{\text{dip}}^{\parallel}| = 0.34 T$ が得られる。rigid latticeに対する計算値 $|B_{\text{dip}}^{\parallel}| = 1.86 T$ (O-サイト), $0.522 T$ (T-サイト)⁶⁾との比較からミュオンは低温ではT-サイトに存在すると考えられる。

拡散係数の温度依存性に関しては、低温領域でone-phonon incoherent tunnelingが起ると予想されている。すなわち $D^{\mu+} \propto T$ 、従って $\tau_c \propto T^{-1}$ の温度依存性が期待される。この場合(2)式より $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の温度依存性は

$$1/T\Gamma_1^{\langle 111 \rangle} = A + B/T, \quad T/\Gamma_1^{\langle 111 \rangle} = B + AT^2, \quad (7)$$

のようになる。図2には0.85–8Kの範囲の $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の温度依存性が示されている。これから、(7)式の関係が満されており、拡散がone-phonon processに従う事が結論される。拡散係数の温度依存性は(4)式を用いて

$$D^{\mu+} = 8.7 \times 10^{-13} T (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}) \quad (8)$$

となる。

上記の $|B_{\text{dip}}^{\parallel}| = 0.34 T$ および τ_c の温度依存性から $B_{\text{appl}} = 2 T$ の場合の $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の値を計算したものが図1に点線で示されている。3K以下で実験値とのずれが生じている。このずれの原因として、ミュオンが結晶に入った時、安定なT-サイトを占めるものと、準安定なO-サイトを占めるものとがあると考えると、60ns以降のrelaxation rateは、T-サイト間のジャンプによる緩和と、O-サイト→T-サイトの遷移との大小関係で決まることになるが、 $B_{\text{appl}} = 2 T$ の場合には後者の影響が効いているためにずれが生じていると考えられる。

本実験の結果から、低温ではミュオンはT-サイトを占め、0.85–12Kの範囲で拡散係数は温度に比例し((8)式)、拡散がone-phonon incoherent tunnelingによると結論された。

References

- 1) E. Yagi, H. Bossy, K. -P. Döring, M. Gladisch, D. Herlach, H. Matsui, H. Orth, G. zu Putlitz, A. Seeger and J. Vetter, Hyperfine Interactions, 8, (1981) 553.

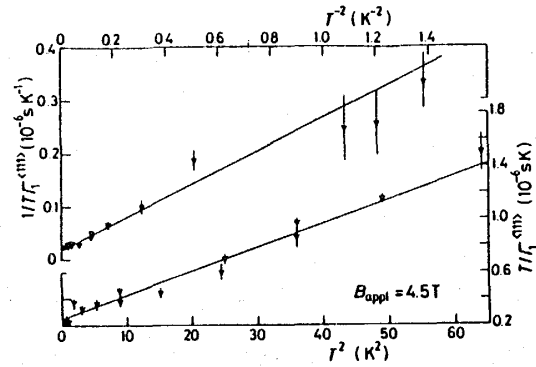


図2 4.5 Tの外部磁場をかけた時の $\Gamma_1^{\langle 111 \rangle}$ の低温領域での温度依存性。

- 2) E. Yagi, G. Flik, K. Fürderer, N. Haas, D. Herlach, J. Major, A. Seeger, W. Jacobs, M. Krause, M. Krauth, H. -J. Mundinger and H. Orth, Phys. Rev. **B30**, (1984) 441.
- 3) R. I. Grynspan, N. Nishida, K. Nagamine, R. S. Hayano, T. Yamazaki, J. H. Brewer and D. G. Fleming, Solid State Comm., **29**, (1979) 143.
- 4) A. Yaonanc, J. F. Dufresne, R. Langobardi, J. P. Pezetti, J. Chappert, O. Hartmann, E. Karlsson and L. O. Norlin, J. Phys. F., **9** (1979) 2157.
- 5) H. Graf, G. Balzer, E. Recknagel, A. Weidinger and R. I. Grynspan, Phys. Rev. Lett., **44**, (1980) 1333.
- 6) A. Seeger, in *Hydrogen in Metals I*, ed. G. Alefeld and J. Vökl (Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1978), p. 349.

4. 金属中の重い粒子の拡散

電総研 近 藤 淳

金属中を動く粒子と伝導電子との相互作用が粒子の運動にどのような影響を及ぼすかという問題を考える。特に金属電子に附随した赤外発散がどのような効果を持つかという点に重点を置き、その結果を銅中の正ミュオンの拡散係数の実験結果と比較する。

一般論として、粒子の質量が電子質量より十分大きいと考え、断熱近似を適用してみる。まず粒子を固定し、電子系の波動関数を定める。粒子が電子に及ぼすポテンシャル・エネルギーを V_R とし、電子の運動エネルギーを H_0 として

$$(H_0 + V_R) \Phi_R = E_0 \Phi_R$$

によって電子系の波動関数 Φ_R を定める。 R は粒子の座標である。 E_0 は断熱ポテンシャルに相当するが今の場合 R によらないとする。断熱近似では全系の波動関数を

$$\Psi = \Phi_R \cdot \psi(R) \tag{1}$$

のようにおき、粒子の波動関数 $\psi(R)$ を、粒子の感じる周期ポテンシャル $U(R)$ 及び断熱ポテンシャルの中で解く。(1) は粒子と電子の相互作用を最も得する形になっている。 ψ も $U(R)$ の中で解かれたのであれば(1)のエネルギーは申分ないものになっていると思われるかも知れない。しかし(1)を用いて全エネルギーの平均を求めると、粒子の運動エネルギーを Φ_R に作用したものが生じる。つまり