

と同じ位置を π^+ が占めると考えられる。 $\pi\mu$ channelingの結果は、温度を低下すると10Kの近辺までにO-siteからT-site $\sim\pi^+$ の位置が移動しているようにみえるらしい。この結果は、次のKadonoの報告にあるZF- μ SR法の結果と明らかに矛盾していて、ZF- μ SR法ではランダム磁場の2次能率 σ は全く変化せず、 μ^+ の位置はO-siteのままであると結論される。この矛盾は、今後大きな議論を呼びそうである。

参考文献

- 1) O. Hartman 他, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 337.
- 2) C.W. Clawson 他, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 114.
- 3) R. Kadono 他, Hyp. Int. **17-19** (1984) 109.
- 4) E. Yagi 他, to be published.
- 5) M. Leon 他, Hyp. Int. **6** (1979) 301.
- 6) B.D. Patterson, Hyp. Int. **17-19** (1984) 517.
- 7) J. Konao, Physica in press.
- 8) K. Yamada, Prog. Theor. Phys. in press.

2. 低温に於ける銅中の μ^+ の拡散

東大理 門 野 良 典

我々は昨年(1983)の春の学会で銅中の正ミュオン(μ^+)の拡散について発表した(1)が、その後新しいデータがいくつか得られ、解析も最終的なものになりつつあるので、それを含めて低温での μ^+ の挙動について述べる事にしたい。

よく知られている様に μ^+ は陽子の約1/9の質量を持つ不安定な素粒子で、約2.2 μ secの平均寿命($=\tau_\mu$)で陽電子(e^+)と2つのニュートリノに崩壊する。その電磁的な性質は、陽子と全く同じで我々は μ^+ を陽子の軽いアイソトープと見做す事が出来る。崩壊に伴う e^+ は μ^+ のスピンの対して $1 + \frac{1}{3} \cos \theta$ という角分布(但し e^+ のエネルギーについては積分する)を持つため、この e^+ を測定すれば我々は e^+ が放出された時点での μ^+ のスピンの向きを知る事が出来る。

μ^+ の拡散運動はNMRの用語で所謂 motional narrowing という効果(共鳴線巾が probe の運動によって狭くなる)を通じてスピン緩和に反映され、我々は偏局した μ^+ を物質中に留めてそのスピンを上述の様に時間的に観測する事によって、緩和関数の変化からその拡散の速さ

を知る事が出来る。

特に我々が用いているゼロ磁場中での μ^+ スピン緩和の方法は、従来よく用いられて来た横磁場緩和法に比べて、いくつかの著しい特徴を持っている¹⁾。まずその緩和関数（久保・鳥谷部関数と呼ばれる）は

$$G_z(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - \Delta^2 t^2) \cdot e^{-\Delta^2 t^2/2}$$

という形をしており、まず $0 \leq t \leq 2 \cdot \Delta^{-1}$ の間では緩和は Gauss 関数的に起り、その後 $1/3$ の回復成分を持つ。この $1/3$ の項は μ^+ のスピンの初期方向への射影を $\cos \theta$ としてその 2 乗の空間平均から来る項であるが、この項は motional narrowing が緩和をさまたげる方向に働くのに対して、それとは逆に μ^+ スピンの感じる局所場の相間時間 τ_c に対して $\frac{1}{3} \rightarrow \frac{1}{3} e^{-t/\tau_c}$ で緩和する様になる。従ってこの項は特に長い相間時間（即ちゆっくりした拡散に対して敏感であり、従来の横緩和法が与える Gauss 関数の motional narrowing による τ_c の測定範囲よりずっと広い τ_c の測定が可能である。又この $\Delta \tau_c < 1$ の領域では局所場できる巾 Δ を τ_c と独立に決定出来、 μ^+ の結晶間位置の変化を知る事も出来る。

但し実験的にこのゼロ磁場法を用いる時には、バックグラウンドという問題が付きまとう。即ち、 μ^+ からの e^+ のシグナルは自然崩壊の時定数に従って指数的にその確率が減少してしまうために、長い時間々隔の測定によって長い τ_c を決めようとする、非常に低いバックグラウンドの測定を行わなければならない。世界中にある中間子工場と呼ばれる施設は今の所我々の所を除いてはすべてサイクロトロンによる直流ビームであり、event by event の測定を行うために、バックグラウンドはビームの強さと測定時間の両方に比例して増えてしまう。それに対して我々の施設はシンクロトロンによるパルス状ビーム（50 nsec 巾、50 msec 間隔）であるためその様な問題から全く自由に最大限にゼロ磁場法の特徴を生かす事が出来る²⁾。実際、現在の強度（2 μA ）に於ても約 20 μsec までの測定が日常行われているが、これは通常の 2 - 3 倍の長さである。

ゼロ磁場緩和法は最初早野ら¹⁾ によって Mn Si の臨界現象の研究等に用いられたが、銅中の拡散については Clawson ら³⁾ 及び、我々の測定⁴⁾ が最近行われた。その結果は従来その拡散そのものとの関係が疑問視されていた横緩和巾の低温（ $\leq 20 K$ ）での narrowing⁵⁾ が実に μ^+ の拡散によって引き起こされているという事が明らかになった。この低温での、温度が下がるにつれて拡散が速くなる、という奇妙な性質はアルミニウム中の μ^+ の場合にも（横緩和法によって暗示されている⁶⁾）

次に我々の実験結果を踏まえて、銅中の μ^+ について総括的に述べてみたい。まず、 μ^+ の

location についてであるが、銅中の μ^+ は広い温度領域に渡って、Octahedra siteの格子間位置に居る事が Camaniら⁷⁾の eqQ の decoupling の実験によって示されている。最近の 0.1 K 付近の測定でも、decoupling の磁場依存性は高温の場合と比べて変化している様には見えず、Octahedral site に居る事は確実と思われる。⁸⁾ これは又我々の測定結果の双極子巾 Δ の温度依存性からの結論とも一致する。(即ち $\Delta(T) \simeq \text{const.}$, 図 1)

次にその拡散係数についてであるが、以後我々は直接測られる μ^+ の hopping rate ($\nu = 1/\tau_c$) について述べる事にする。我々の測定結果は温度領域についておよそ 3 つの部分に大別出来る。即ち 1) 100 K 以上, 2) 15 K ~ 100 K, 3) 15 K 以下である。(図 2)

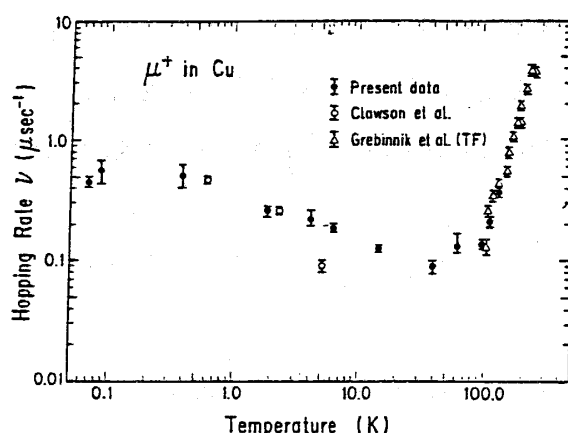


図 1 銅中での μ^+ の双極子巾

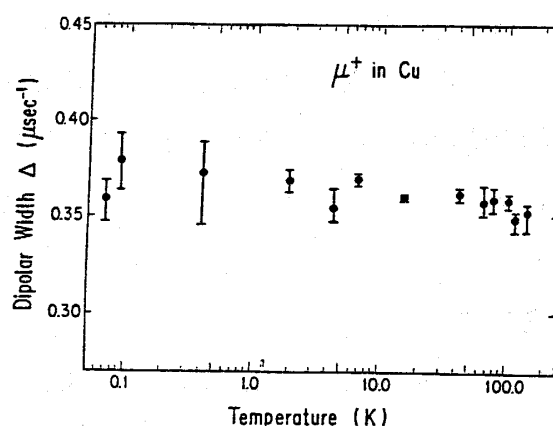


図 2 銅中での μ^+ の hopping rate

まず 1) の領域についてであるが、ここでは我々のデータの数はいずれ程多くはないので詳しい議論はさし控えたいが、従来の横緩和のデータ⁹⁾とはスムーズに連なっており、拡散のメカニズムとして phonon-assisted tunneling をとる議論はそのまま妥当であると思われる。

次に 2) の領域では、 ν の温度依存性は 1) の活性化型のそれから大きくずれて来て、 $\nu \simeq 0.1 \mu \text{sec}^{-1}$ 位の値で最少になる様にゆるやかに変化する。以前の preliminary な解析ではこの辺に直線的な傾向も見えていたが、⁴⁾ その後の測定ではその様な特異な振舞は見えなくなっている。(この辺は以前の横緩和法ではよく分らなかった領域である。)

次に 3) の領域では、 ν は温度が下るにつれて増加していくが、 $T \sim 0.5 \text{ K}$ 付近から頭打ちになり始め、 $\nu \simeq 0.45 \mu \text{sec}^{-1}$ という値に収束して行く。最近の 69 mK での測定はこの傾向を更に明確にした。0.5 K ~ 15 K の範囲では ν は T の巾乗で大体

$$\nu \propto T^{-0.36}$$

の様に表わされる事が分っている。

3) の領域で μ^+ が一体どのようなメカニズムによって運動しているのかについては様々な推測がなされているが従来からよく言われていたのは、フォノンによる散乱が温度と共に減少し、 μ^+ がコヒーレントな運動 (Bloch 状態の様な) によって移動して行くという描像である¹⁰⁾ しかしこれは ν に対して $\nu \propto T^{-9}$ という発散的な振舞いを予言するため、我々の実験結果とは全く相容れない。最近、近藤¹¹⁾ と山田¹²⁾ はそれぞれ独立に金属中の荷電粒子の運動の際には伝導電子と荷電粒子の相互作用が特に低温で大きな寄与を成す可能性を指摘した。それぞれの物理的な描像は多少異なっているが、拡散の温度依存性は、 T^{2K-1} ($0 < K < 1/2$) という弱い負の巾乗で表わされるものになる事が予言されており、これは $K \sim 0.32(3)$ 位で我々の実験データを ($0.5 \sim 15$ K の間で) よく再現している。0.5 K 以下の ν の飽和についてはまだその原因がはっきりしていないが、何らかの形で μ^+ の final states のゆらぎが関係している可能性が考えられている (例えばアイソトープ、不純物、結晶の転移など)。少くともこの飽和が μ^+ の結晶間位置の温度による変化に伴う λ の変化等では説明され得ない¹³⁾ 事は我々の実験から明らかである。

参考文献

- 1) R. S. Hayano, Y. J. Uemura, J. Imazato, N. Nishida, T. Yamazaki and R. Kubo, Phys. Rev. B20, (1979) 850.
- 2) K. Nagamine, Hyperfine Interactions, 8, (1981) 787.
- 3) C. W. Chawson, K. M. Crowe, S. S. Rosenblum, S. E. Kohn, C. Y. Huang, J. L. Smith, and J. H. Brewer, Phys. Rev. Lett. 51, (1983) 114.
- 4) R. Kadono, J. Imazato, K. Nishiyama, K. Nagamine T. Yamazaki, D. Richter and J. -M. Welter, Hyp. Int. 17-19, (1984) 109.
- 5) O. Hartmann, E. Karlsson, L. O. Norlin, T. O. Niinikoski, K. W. Kehr, D. Richter, J. -M. Welter, A. Yaouanc, and J. Le Hericy, Phys. Rev. Let. 44, (1980) 337.
- 6) K. W. Kehr, D. Richter, J. -M. Welter, O. Hartmann, E. Karlsson, L. O. Norlin, T. O. Niinikoski and A. Yaouanc, Phys. Rev. B26, (1982) 567.
- 7) M. Cawani, F. N. Gygax, W. Rüegg, A. Schenck and H. Schilling, Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 386.
- 8) O. Hartmann, L. O. Norlin, A. Yaouanc, J. Le Hericy, E. Karlsson, and T. O. Niinikoski, Hyp. Int. 8, (1981) 553.
- 9) V. G. Grebinnik, I. I. Gurevich, V. A. Zhukov, A. P. Manych, E. A. Melechko, I. A. Muratova, B. A. Nikol'skii, V. I. Selivanov and V. A. Suetin, Sov. Phys. JETP 41, (1976) 777.

- 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な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。

$$\langle 100 \rangle \text{ 磁化: } \Gamma_1^{\langle 100 \rangle} = 0, \quad \Gamma_t^{\langle 100 \rangle} = \frac{1}{2} (r_{\mu} B_{\text{dip}}^{\parallel})^2 \tau_c, \quad (1)$$

$$\langle 111 \rangle \text{ 磁化: } \Gamma_1^{\langle 111 \rangle} = \frac{1}{2} (r_{\mu} B_{\text{dip}}^{\parallel})^2 \frac{\tau_c}{(1 + \omega_{\mu}^2 \tau_{\mu}^2)}, \quad (2)$$

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

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