中間子と物質との相互作用

塚 田 甲 子 男*

1. 中間子とは

最近材料科学の研究などにすぐれたプローブとして注目を浴びている中間子について、今後共多くの紹介がなされるであろうが、本稿では中間子† そのものおよび物質との相互作用の基礎的な性質について解説してみたい。

現在までに知られている中間子は表1⁽³⁰⁾に示すように π, K および η 中間子で、いずれもスピン(角運動量) 0 の素粒子である。これらはいずれも比較的短い寿命で崩壊する。 π 中間子はミューオンあるいは γ 線などに、 K 中間子は π 中間子やミューオンなどになる。ミューオンは昔は中間子の仲間に入られていたが、最近では区別されていて、中間子と違ってスピン $1/2$ 、磁気モーメン

表1 中間子およびミューオン。

粒 子	記 号	ス ピ ン パリティ	荷 電	質 量 pJ (MeV)	磁 気 モーメント	崩 壊 過 程	分岐比 (%)	Q 値 pJ (MeV)	平均寿命 (s)	備 考
ミュー オン	μ^- μ^+	$1/2$	-1 +1	17(106.7) (33 m_e (207 m_e))	$4.83 \times 10^{-3} \mu_B$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	~ 100	16.8(105)	2.20×10^{-6}	偏極率; 進行方向 に100%
π 中間 子	π^+ π^- π^0	0-	+1 -1 0	22(139.6) (43.7 m_e (273 m_e)) 21.6(135.0)		$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ $\pi^0 \rightarrow \begin{pmatrix} 2\gamma \\ \gamma + e^+ + e^- \end{pmatrix}$	~ 100 98.83 1.13	5.4(34) 21.6(135) 21.4(134)	2.60×10^{-8} 0.84×10^{-16}	
K 中間 子	K^+ K^- K^0 $\bar{K}^0$	0- 0-	+1 -1 0 0	79(493.7) 79.6(497.7)		$K^+ \rightarrow \begin{pmatrix} \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^+ + \pi^0 \\ 2\pi^+ + \pi^- \\ \text{(その他)} \end{pmatrix}$ $K_S^0 \rightarrow \begin{pmatrix} \pi^+ + \pi^- \\ 2\pi^0 \end{pmatrix}$ $K_L^0 \rightarrow \begin{pmatrix} 3\pi^0 \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \\ \text{(その他)} \end{pmatrix}$	63.52 21.06 5.59 9.82 68.81 31.19 21.5 12.6 68.3	62(388) 35(219) 12(75) 35(219) 36.5(228) 14.9(93) 13.4(84)	1.24×10^{-8} 0.88×10^{-10} 5.18×10^{-8}	
η 中間 子	η	0-	0	87.8(548.8)		$\eta \rightarrow \begin{pmatrix} 2\gamma \\ 3\pi^0 \\ \text{(その他)} \end{pmatrix}$	38.0 30.0	87.8(549) 23(144)	共鳴幅 0.4 fJ (2.63 keV)	

分岐比：崩壊モードの相対比，Q 値：崩壊エネルギー，
 e^- ：電子， γ ：ガンマ線， ν ：ニュートリノ， $\bar{\nu}$ ：ニュートリノの反粒子， K^0 ： K_S と K_L の 2 種類ある，
 μ_B ：ボーア磁子(電子の磁気モーメント)， m_e ：電子質量。
(参考) 電子スピン $1/2$ (パリティは非保存)，陽子質量 293.8 m_e (1836 m_e)，陽子スピン・パリティ $1/2+$ ，陽子磁気モーメント $1.52 \times 10^3 \mu_B$ ，中性子質量 294.1 m_e (1838 m_e)，中性子スピン・パリティ $1/2+$ ，中性子磁気モーメント $-1.04 \times 10^{-3} \mu_B$ 。

* 日本大学教授；原子力研究所
Interaction between Meson and Matter；Kineo Tsukada
(Atomic Energy Research Institute, Nihon University,
Tokyo)
1980 年 3 月 10 日受理

† 本稿では主に $\pi^\pm$ 中間子およびその崩壊生成物で
あるミューオンをまとめて解説する。

トをもつ素粒子である。ミューオンも更に崩壊して電子などになる。中間子もミューオンも物質の中では電離などによって減速され、自ら崩壊する前に原子、あるいは原子核に捕獲される場合が多い。特に負の電荷をもつものは原子に捕獲されると、その電子軌道に入り、最後には原子核に捕獲されるか、あるいは自ら崩壊する。特に π^- は原子核に捕獲され易く、その際原子核をいくつかに破砕する(この現象をスターという。表2⁽¹⁾)。 μ^- もNeより重い原子核($A \geq 10$)には捕獲されることが多いが、その結果原子核を高いエネルギー状態(17.0 pJ(106 MeV))†に励起する。

表2 遅い π^- によるスター中の生成粒子とエネルギー(酸素の例)。

ターゲット核	生成粒子	平均個数(個)	全放出エネルギーpJ(MeV)
酸 素	陽 子	1.3	3.2(20)
	中 性 子	2.9	9.8(61)
	重 陽 子	0.2	0.5(3)
	α 粒子	1.1	1.8(11)
	重イオン	0.6	0.3(2)
	γ 線	—	約0.5(約3)
		(~ 0.6 pJ/個 ~ 3.7 MeV/個)	計約16.1(約100)

π 中間子はメソンファクトリ††でつくられ、物質との相互作用がよく調べられ、また材料科学などの研究手段としても利用されている。 π 中間子もミューオンも物性を探ぐるプローブとして大変都合のよい性質をもっている。それは原子に捕獲されると、何回か軌道を遷移して電子のK殻の内側に入るが、その際電子遷移の場合より100～1000 倍もエネルギーの高い特性X線を発生するから検出しやすい。また、ミューオンは中性子より大きな磁気モーメントをもち、進行方向に偏極している。これを利用して μ SR(ミューオン・スピン回転)やMSR(ミューオニウム・スピン回転)法による物性の研究が行なわれている。

2. 中間子の発生

現在メソンファクトリで直接つくられているのは π 中間子である。 π 中間子を発生するには陽子を用いる方法と電子を用いる方法がある⁽²⁾。メソンファクトリでは専ら陽子を用いている。黒鉛(あるいはBe)ターゲットを陽子ビームで照射すると、陽子エネルギー 32 pJ(200 MeV)程度から π 中間子が発生する。陽子エネルギーと共に発生量が増加し 96 pJ(600 MeV) 辺で飽和に近くなる。電子ビームを使用する場合は、原子核の励起エネ

ギーが 300 MeV 辺にある、いわゆる(3,3)共鳴†††が利用される。電子は直接この共鳴を励起するか、あるいは制動放射線††††に変換されてから(3,3)共鳴を励起する⁽³⁾。その発生量は陽子に比べて非常に少ない($\sim 1/100$)。

ここで注意しなければならないのは、 π 中間子発生の際、多量の中性子が同時発生することである。したがって、 π 中間子のみを取り出すために、発生用ターゲットのところからいくつかの収束用電磁石を通し、またその通路(チャンネル)を曲げて中性子を遮蔽する必要がある。しかし、余り長いと、 $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ の崩壊が多くなり、 π 中間子の量が少なくなるから、せいぜい 10 m くらいであろう(図1⁽⁴⁾)。また、 $\pi^\pm$ と同時に発生する π^0 は 10^{-16} 秒程度で崩壊して2個の γ 線になるが、この γ 線がターゲット中で電子対を生成し、 $\pi^\pm$ と等しい運動量の電子が π チャンネルを通して出てくる。この量は π^- の数十%以上に達する⁽⁵⁾。

Q : 4 重極電磁石, T : パイメソン発生ターゲット, B : 偏向用電磁石, S : ビーム・ストップ, D : 運動量分散面, W : くさび型エネルギー吸収板, V : 可変エネルギー吸収板, C : コリメーター, M : ビーム・モニター

図1 LAMPFにおける癌医療用 π^- 中間子集束系。

大型の大出力加速器を使用して、多量の π 中間子を発生させ、多目的に利用しているメソンファクトリを表3⁽²⁾⁽⁶⁾に示す。この表によると夫々のメソンファクトリでは異なった型の加速器を使用している。TRIUMFの使用例を図2⁽²⁾に示す。

- ††† (陽子あるいは中性子) + π 中間子系のアイソスピン(素粒子あるいは核子の荷電状態を記述するパラメータ) $3/2$, スピン $3/2$ の共鳴状態。
- †††† 荷電粒子が強い電場を通過するとき加速度を受けて放射する電磁波。

† 1 pJ = 1×10^{-12} J = 6.25 MeV

†† 加速器を使用して多量の中間子を発生する施設(表3参照)。

表3 メソンファクトリー†.

施 設 名	加 速 器	エネルギー pJ (MeV)	陽子電流 (μ A)	稼動開始	備 考
LAMPF(米国)	リニアック	12.8(800)	500	1975年	1980年に 1 mA にする.
TRIUMF(カナダ)	セクター・フォーカス・サイクロトロン	83.2(520)	100	1975年	400 μ A にする予定, 次期計画としてKメソンファクトリーを考えている.
SIN(スイス)	入射用セクター・フォーカス・サイクロトロン+分離セクター型サイクロトロン	94.4(590)	100	1975年	数 mA にする予定.
Radiotechnical Institute (モスクワ, ソ連)	リニアック	96 (600)	500	(現状不明)	1976年現在モデル実験, 1981年完成予定, 1 mA にする予定.

図2 メソンファクトリーにおける加速器の利用.
(TRIUMF の例)

材料科学の研究には π 中間子よりミューオンの方がよく利用されるが, エネルギーをそろえて効率よく取り出す必要がある. このため π 中間子を受け入れてミューオンをとり出す, いわゆるミューオン・チャンネルに

† メソンファクトリーといっても中間子の実験ばかりでなく, 高エネルギー陽子による荷電粒子実験, 強力中性子源など多目的に使われている. 例えば LAMPF ではビームの一部を原子核破砕反応による強力中性子源としても利用している. そのピーク熱中性子束は $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり, 近く $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ にしようとしている⁽⁷⁾.

は従来2つの方式がある⁽⁹⁾. 1つは交互に集束発散させる数個の四重極磁石を使用する方法(CERN, Saclay など), もう1つは超伝導リネノイドのチャンネルを使って $\pi^\pm$ と $\mu^\pm$ をヘリカルな軌道に沿って走らせる方法(SIN, KEK など)である. この原理図を図3⁽⁸⁾に示す(前者の原理図は図1に似ている). チャンネルを出てくるミューオンは $\pi^\pm$ の進行方向に対して前方と後方に崩壊するものがとり出されるため, そのエネルギー分布は二山になる⁽⁷⁾. 9.6 pJ (60 MeV) の $\pi^\pm$ を入射する場合, とり出される $\mu^\pm$ は 9.6 pJ と 3.2 pJ (20 MeV) にピークがある. エネルギーの低いものの方が使いやすい. 偏極度はいずれも 100% である.

図3 ミューオン・ビーム生成の過程の模式図.

最近, 表面 μ^+ ビーム⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾法と呼ばれる方法で低エネルギーの μ^+ が得られるようになった. これは π^+ の発生ターゲットの表面で静止した π^+ の崩壊生成物から集められたもので, エネルギーは 0.65 pJ (4.1 MeV), 偏極度 100% である⁽¹¹⁾.

3. 中間子と物質との相互作用

(1) 原子核との相互作用

π 中間子はエネルギーが高い場合には, 原子核との間で荷電交換, 捕獲あるいは散乱反応などを起す. ミューオンは原子核と電磁相互作用の結果, 再び π 中間子を発生したり, スター現象を起したりする⁽²⁸⁾, 中性子の多重放出や核分裂を起すこともある⁽¹⁵⁾⁽²⁷⁾.

物質中で減速された π^- あるいは μ^- (K^- も同様であるが⁽²⁶⁾)は原子あるいは分子の電子軌道に捕獲されて、 π あるいは μ 原子をつくる。この際発生するX線は原子核の空間的広がり、真空偏極、アイソトープシフト、内部四重極能率などの知見を与える⁽¹³⁾。

(2) 原子、分子あるいは結晶との相互作用

(i) 中間子原子

π 中間子発見直後の1947年にフェルミとテラーはいわゆるZ-則を提案した⁽¹⁴⁾。原子番号ZおよびZ'からなる分子 $Z_k Z_m$ に π^- あるいは μ^- が捕獲される場合、それぞれの原子に捕獲される確率 $W(Z')$ と $W(Z)$ の間には次のような関係が成り立つ。

$$W(Z)/W(Z') = mZ/kZ'$$

実際に実験[†]してみると、この法則からずれている場合が多い(図4⁽¹²⁾⁽¹⁴⁾)。金属間化合物や金属ハロゲン化物では図5⁽¹⁴⁾のように原子当りの捕獲率の比は、

$$kW(Z)/mW(Z') = 0.66 Z/Z'$$

となる。0.66という因子は別としてZ-則がなり立つと

図4 μ^- 捕獲によるZ-則の検討結果。直線 $n=1$ はフェルミとテラーのZ-則に対するプロット。

† 最初の測定は各 μ 原子の放出するX線の相対的な収量の比較であった。その後各原子の軌道に捕獲された μ^- の崩壊電子、あるいはその原子核と μ^- の相互作用の結果放出される中性子の時間的変化を測定して求める方法が開発された。 μ^- あるいは原子核の崩壊の寿命は原子の種類によって異なることを利用する⁽¹²⁾。

図5 金属間化合物およびハロゲン化物による μ^- 捕獲。直線は $kW(Z)/mW(Z') = 0.66 Z/Z'$ に対するプロット。

図6 原子Zの酸化物 $Z_k O_m$ による μ^- 捕獲。直線は $kW(Z)/mW(0) = Z/8$ に対するプロット。

考えてよからう。酸化物 $Z_k O_m$ では図6⁽¹⁴⁾のようにZに対して周期的な変化を示し、またZ-則より常に小さい値を示す。特にアルカリ金属では極小となる。これは化学結合のタイプが捕獲に大きな影響を与えてることを示すものである。

水素化合物の場合、 π と陽子 p の荷電交換反応が水素原子による捕獲の目印として役立つ⁽¹⁴⁾。

ここで n は中性子である。式(1)と(2)の起る割合は0.6:0.4で式(1)の場合2個の γ 線が反対方向に出るからその検出が容易である。この荷電交換反応はZ-則により期待される値(図4で $n=1$ の直線)とは随分ずれ

ている場合が多いが、この異常を説明するために中間子分子モデル⁽¹⁴⁾ ($Z_k^+ \pi^- Z_m$) が提案された。図 7⁽¹⁴⁾において、 π^- の一部は最初に分子軌道 N に捕獲される。そのあと次第に各構成原子の軌道 n, n' に遷移するが、特に $H_k Z$ の場合に水素原子の最低準位に達するとこの π^- は原子 Z に転移してしまい、上記の荷電交換反応のような現象はいちじるしく抑制される。

図 7 中間子分子 $H_k \pi^- Z$ のエネルギー準位。
 N : $H_k Z$ 分子の原子価電子領域の準位。
 n および n' : 中間子原子 $H \pi$ と $Z \pi$ の準位。

このように π^- と p の荷電交換反応は水素の化学状態に強く依存するから、水素を含む反応速度論、触媒作用の研究、また有機化合物、遷移金属水素化物における水素結合の特異性、極低温あるいは超高压などの臨界状態における水素化合物の構造を研究するために利用できる⁽¹⁴⁾。

π^- あるいは μ^- を使った定性あるいは定量分析が通常の X 線分析より優れている点は、上記のようなことの外に、 π^- あるいは μ^- の入射エネルギーを変えることによって、それらの物質中での停止点を自由にえられ、そこで中間子原子などをつくらせて X 線を放出すること、またその特性 X 線のエネルギーが非常に高いことである⁽¹³⁾⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾ (表 4)。

表 4 原子、 μ 原子および π 原子の $2p \rightarrow 1s$ 遷移エネルギー。

エレメント	原子 X rays $2p \rightarrow 1s$ fJ (keV)	μ 原子 X rays $2p \rightarrow 1s$ fJ (keV)	π 原子 X rays $2p \rightarrow 1s$ fJ (keV)
^6C	0.044 (0.277)	12 (75)	14.9 (93)
^7N	0.063 (0.393)	16.3 (102)	19.8 (124)
^8O	0.084 (0.526)	21.3 (133)	25.8 (161)
^{11}Na	0.167 (1.045)	40.0 (250)	44.3 (277)
^{14}Si	0.278 (1.740)	64.0 (400)	—
^{40}Ca	0.589 (3.68)	117.4 (734)	—
^{55}Cs	4.944 (30.9)	619.2 (3870)	—

1 fJ = 1×10^{-15} J = 6.25 keV

(ii) μSR (ミュオン・スピン回転)

ミュオンの偏極率 P は発生時には 1 であり、そのスピンの向きは進向方向に向いている。 P の値は μ^+ の場合、大部分の金属中では余り変化しないが、他の固体や液体中ではミュオニウムをつくるため大きく変化する⁽¹⁰⁾。 μ^- では μ 原子形成の際、スピン軌道相互作用の

ため P の値は減少し、0.18 程度になる⁽¹⁶⁾。

μSR 法の原理はこの偏極したミュオンの歳差運動を検出することである。偏極率 P のミュオンが崩壊する際に放出される電子は次式のような形の角度分布をもつ⁽¹⁶⁾。

$$W(\theta) = 1 + 1/3 P \cos \theta$$

ここで、 $\theta=0$ を偏極の方向 (ミュオンの進向方向) とする。ミュオンの進行方向に垂直に磁場をかけ、崩壊電子数 N を θ 方向で時間 t の関数として観測すると、

$$N(\theta, t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) [1 + A \exp(-t/T_2) \times \cos(\theta - 2\pi f_\mu t)]$$

ここで、 τ_μ : ミュオンの寿命 (2.20×10^{-6} s)

T_2 : 横緩和時間 (局所磁場の変動などの尺度となる。詳しくは脚注参照)

f_μ : ミュオンのラーモア周波数
 $(f_\mu^+ / B = 135.54 \text{ MHz/T})$

従って f_μ および T_2 が測定できる†。

ラーモア周波数からはナイト・シフト††やケミカル・シフトがわかり、磁性の研究や化学分析、構造分析などに利用される。緩和時間からは固体の状態分析などができる。 μSR が NMR (核磁気共鳴) と決定的に異なっている点は、ミュオンの崩壊電子をカウンターで計数するため、極めて僅かなミュオンが存在すれば測定できること、また μ^- はどんな原子核とも一緒になり得ることである。表 5⁽¹⁰⁾ にこれまで行われた μSR の主な研究分野を示す。

μ^+ は金属磁性を研究するユニークなプローブである。(例えば図 8⁽¹⁰⁾) $\mu^+\text{SR}$ を使って接触内部磁場 H_{int} や、常磁性体などのナイト・シフトがわかる外、固体中の拡散、格子欠陥や不純物による捕獲、Nb などの bcc 結晶中の拡散現象がよくしらべられている。

μ^- は原子番号 Z の原子核に束縛されると、見かけ上 ($Z-1$) の不純物原子核のように振舞う。また、C や O のように核スピンのもたない原子核に μ^- が束縛されれば大きな磁気モーメントをもつプローブに変わる。図 9⁽¹⁰⁾ に μ^- を MnO に入れたときのスペクトルを示すが、 μ^- は Mn と O のそれぞれに束縛され、2 つの成分をもつ

† 一般に磁気モーメントの時間変化は次式で緩和時間と関係づけられる。

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \{(M_z - \langle M_z \rangle) \mathbf{Z} / T_1\} - \{(M_x \mathbf{x} + M_y \mathbf{y}) / T_2\}$$

ここで $\mathbf{M}$: 磁気モーメント $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$
 $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$: (x, y, z) の方向を示す単位ベクトル、
 外部磁場を z 方向にとる。

γ : 磁気角運動量比

T_1 : 縦緩和時間

T_2 : 横緩和時間

†† ナイト・シフト K_μ は次式で与えられる。

$$K_\mu = (B_\mu - H_{\text{ext}}) / H_{\text{ext}}$$

ここで B_μ はミュオンの位置での平均局所磁場である。

表 5 μ SR によって行なわれた主な研究.

<p>ガス：</p> <p>原子物理</p> <ul style="list-style-type: none"> μ^+ 荷電変換衝突 $\mu^+ \rightleftharpoons \text{Mu}$ Mu の希ガス中の生成 <p>ミューオニウム化学</p> <ul style="list-style-type: none"> Mu 熱反応速度論 水素の量子力学的トンネル効果 	<p>液体：</p> <p>放射線化学</p> <ul style="list-style-type: none"> Mu ホットアトム反応 スプール反応(放射線の飛跡に沿って起る化学反応) Mu ラディカル <p>ミューオニウム化学</p> <ul style="list-style-type: none"> Mu 熱反応速度論 水素……ガス原子との比較
<p>金属：</p> <p>μ^+SR による格子間原子位置の磁性</p> <ul style="list-style-type: none"> 双極子場および μ^+ の位置 スピン依存の遮蔽効果 超微細場, ナイト・シフト 臨界現象 ゆらぎ, 相転移 <p>μ^-SR による格子点の磁性</p> <ul style="list-style-type: none"> 超微細構造磁場の勾配 <p>μ^+ スピン緩和および軽い格子間原子の移動</p> <ul style="list-style-type: none"> 量子拡散 格子欠陥捕獲 <p>(註 Mu: ミューオニウム)</p>	<p>非金属：</p> <p>μ^+SR による絶縁物中の磁性</p> <ul style="list-style-type: none"> 局所場およびそのシフト 緩和現象とスピンのゆらぎ 相転移 <p>非磁性絶縁物中のミューオニウム</p> <ul style="list-style-type: none"> Mu 形成と崩壊 Mu 拡散 粉末中の Mu 真空中への放出 表面物理 <p>半導体中の μ^+ と Mu</p> <ul style="list-style-type: none"> μ^+SR 分光学 μ^+e^- 結合状態の構造

図 8 常磁性 Ni (670 K) および強磁性 Ni (551 K) 中における μ^+ SR.

ベクトルを示す. μ^-O の成分から常磁性シフトが決定される.

(iii) ミューオニウム化学

μ^+ は, 減速の過程で電子と結合して中性のミューオニウム Mu をつくり出すことがある. Mu の磁気モーメントは電子の大きな磁気モーメントで決まるため, そのラー

図 9 上図: MnO の μ^- SR 時間スペクトル. Mn と O に結合している μ^- の寿命の違いがわかる.
下図: 0.69 T における μ^- SR の周波数スペクトル. μ^-O と μ^-C の周波数差がわかる.

モア周波数は μ^+ の 100 倍も大きくなり,

$$f_{\text{Mu}}/B=13.9 \text{ GHz/T}$$

強磁場の中で Mu を観測し, MSR シグナルの振幅と緩和時間を測定する技術が開発された. また, 周波数の測定からただちに μ^+ と Mu のどちらが生成しているか, その共存の割合もわかる.

水溶液の中でもわずかながら Mu が検出されるが⁽¹⁷⁾ (29), 水中よりも氷の中の方が Mu シグナルが大きい. また, 温度が下がるに従って Mu 緩和率が増加する. 水と氷の中で生成した Mu の約 $\frac{1}{2}$ は MuHO となる. Mu は水素結合を研究する新しいプローブとして今後ますます重要になる.

π 結合††と μ^+ の残存偏極率 P_{res} の間には面白い関係がある (表 6⁽¹⁸⁾). π 結合が増せば P_{res} が減る. この事実は Mu 原子の寿命に関係があらう. P_{res} 利用の研究は水素の化学の分野でもっと利用されることになる⁽¹⁰⁾.

表 6 液体中の μ^+ の残存偏極率 P_{res} .

試料	P_{res}
CCl_4	1
CS_2	0.16 ± 0.03
H_2O	0.61 ± 0.02
D_2O	0.57 ± 0.04
CHCl_3	0.86 ± 0.04
CH_3OH	0.56 ± 0.04
$(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$	0.61 ± 0.04
C_6H_6	0.12 ± 0.02

ガス中でも大抵の原子や分子と μ^+ の間で Mu が生成されるが, $(2.16 \text{ aJ}(13.5 \text{ eV}))^\dagger$ より高いイオン化ポテンシャルをもつ原子, 例えば $\text{Ne}(3.44 \text{ aJ}(21.5 \text{ eV}))$, $\text{He}(3.93 \text{ aJ}(24.6 \text{ eV}))$ では Mu は生成されない⁽¹⁰⁾. Ne や He ガス中で観測される μ^+ の歳差運動は, 裸の μ^+ によるものか, あるいは $\text{Ne}\mu^+$ や $\text{He}\mu^+$ によるものか, まだわかっていない. ガス中での研究は, 表面 μ^+ ビーム法の開発とメソソファクトリの高収量化によって大きく進歩しよう.

最初の固体中の MSR の測定が熔融石英中でなされたが, いわゆる 2 周波数 Mu 歳差運動のパターンを示している (図 10⁽¹⁰⁾ 上段). これは Mu 中の μ^+ と e^- のラーモア周波数に差があるからである. また, 図 10 下段は Ge 中での観測結果を示すが, 熔融石英では Mu は周囲からの擾乱が少なくないが, Ge の場合は著しい擾乱を受ける結果, Mu 超微細周波数が約 $\frac{1}{2}$ に減少していることを示している. このような研究は, Ge や Si などの半導体中における Mu 不純物単位の電子構造を明らかにしよう⁽¹⁰⁾.

† $1 \text{ aJ} = 1 \times 10^{-18} \text{ J} = 6.25 \text{ eV}$

†† π 電子によって形成される共有結合.

図 10 上図: 9.5 mT における室温での熔融石英中のミューオンの二周波数歳差運動.
下図: 9.8 mT における冷却した Ge 中のミューオンの二周波数歳差運動.
(両図とも時間的減衰を補正してある)

4. おわりに

稼動しているメソソファクトリでは, いずれもより強力なビーム電流が得られるよう努力している^{(19)~(21)} (表 3 参照). 我が国でも, 東京大学が高エネルギー物理学研究所のブースターを利用して π 中間子およびミューオンをつくっている⁽²²⁾. また, 電総研でも 54 pJ(400 MeV) 電子リニアックを建設して中間子実験をも目指している. その他, 日本大学にも π 計画がある.

材料科学の研究には, π 中間子よりミューオンの方が利用度が高い. μSR による金属中の μ^+ の運動の研究はこの数年間に著しく進歩した. またミューオニウム化学も液体やガス中で Mu 歳差運動の観察ができるようになり, それらの中での反応速度の測定は 10% あるいはそれ以上の精度で可能となった. これには表面 μ^+ ビーム法と残存偏極率 P_{res} 測定法開発の寄与を見逃せない⁽¹⁸⁾.

物理化学の基本過程の研究に水素のアイソトープ効果の実験 (H- , D- , T-) の寄与が大きいが, μ^+ は最も軽い水素の同位体と考えられる. 量子力学的トンネル効果は μ^+ にとって H よりもさらに頻繁に起る. このようにミューオンは基本的な化学反応機構の解明にも大きな役割りを演ずるであろう⁽¹⁸⁾.

π 中間子そのものの応用としては, π^- のスター現象 (表 2 参照) を利用した腫瘍の治療のような医学面の方が大きいようである. さらに, スター発生の際生ずる ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O などはいずれも e^+ 放出体で, これが生体内部でトレーサーとしてその移動の研究に利用できるし, また, スター発生時に放出される高エネルギー γ 線はスタ

一現象の起きた π^- の照射部位の同定にも役立つであろう⁽²³⁾。

中間子にはこのような多様な面があるが、材料科学における中間子の利用は、まだその緒についたばかりである。材料科学におけるミクロなプローブとしてはまず中性子の利用が原子炉による中性子の多量発生と共に本格的に始まったが、遂に中間子のような高エネルギー核物理学の成果をもとり入れる段階になった。その斬新有効な利用への検討がより活発になることを期待するものである。

終りに、いろいろと懇切な示唆を頂いた日本原子力研究所 古川和男氏に深く感謝の意を表します。

文 献

- (1) P.H.Fowler and V.M.Mays : Proc. Phys. Soc., **92**(1967), 377.
- (2) 塚田甲子男 : 日本原子力学会誌, **21**(1979), 691.
- (3) 染川芳正 : 博士論文, 日本大学, (1979).
- (4) M.A.Paciotti *et al.* : IEEE Trans.Nucl.Sci., **NS-24**(1977), 1084.
- (5) J.Miller : Private communication.
- (6) D.C.Hagerman : IEEE Trans.Nucl. Sci., **NS-24**(1977), 1605.
- (7) J.M.Carpenter *et al.* : Phys. Today, Dec., (1979), p.43.
- (8) R.L.Huston *et al.* : Radiology, **120**(1976), 193.
- (9) P.F.A.Goudsmit *et al.* : NITERIKO, 77/1.
- (10) J.H.Brewer and K.M.Crowe : Ann. Rev. Nucl. Sci., **28**(1978), 239.

- (11) A.E.Pifer, T.Bowen and K.R.Kendall : Nucl. Instr. Meth., **135**(1976), 39.
- (12) J.S.Baijal *et al.* : Nuovo Cimento, **30**(1963), 711.
- (13) C.S.Wu and L.Wilets : Ann. Rev. Nucl.Sci., **19**(1969), 527.
- (14) L.I.Ponomarev : *ibid.*, **23**(1973), 395.
- (15) D.Chultem *et al.* : Nucl. Phys., **A 247**(1975), 452.
- (16) 山崎敏光 : 応用物理, **45**(1976), 373.
- (17) 山崎敏光 : 化学の領域, **32**(1978), 18.
- (18) D.G.Fleming *et al.* : to be published.
- (19) D.C.Hagerman : Proc. 1976 Proton Linear Acc. Conf., AECL-5677(1976).
- (20) K.L.Erdman : IEEE Trans.Nucl.Sci., **NS-26**(1979), 1958.
- (21) W.Joho : *ibid.* 1950.
- (22) K.Nagamine : *International Symposium on μ SR*, Dogashima, (1979).
- (23) J.N.Bradbury : LA-UR 78-2755(1978).
- (24) J.J.Reidy *et al.* : Analytical Chemistry, **50**(1978), 40.
- (25) G.Backenstoss : Ann. Rev. Nucl. Sci., **20**(1970), 467.
- (26) R.Seki and C.E.Wiegand : *ibid.*, **25**(1975), 241.
- (27) D.Chultem *et al.* : Nucl. Phys., **A 278**(1977), 387.
- (28) H.A.Bethe and F.de Hoffmann : Meson and Fields, Vol.11, (1955, Row, Peterson and Co., New York).
- (29) 目片 守 : 化学と工業, **32**(1979), 76.
- (30) 理化学辞典, 第3版, 岩波書店, (1971).

日本金属学会会報 第19巻 第9号 予告

〔かいせつ〕

歯科用合金の時効硬化……安田克広 太田道雄

〔解 説〕

金属圧延板のせん断帯……野田龍彦

転位観察における磁氣的性質の利用……馬越佑吉

〔最近の研究〕

液体金属の粘度測定の問題点と測定値の

信頼性……飯田孝道 森田善一郎

〔トピックス〕

X線三結晶法による完全性の評価……入戸野 修

高温の大気中で使用可能な熱電材料

……増本 剛 西田勲夫

〔談話室〕

餅は餅屋……森田幹郎

パウシンガー効果に関する提言……熊倉重典

〔訪問記〕

中国での講義に招かれて……大谷正康