

二宮 敏行

ータも示してある。実線で描いたループは、Alder と Wainwright の分子動力学法の計算で二相の共存から決められた転移点である³⁾。モデル計算の結果と計算機実験の結果は、多分に偶然であろうが、良く一致している。ただし、この一致が本当に意味を持つかどうか、即ち今、近似的に評価した W_N をもっときちんと評価した時結果がどうなるかは、今の段階では何とも言えない。最後につけ加えると、この“Collins 模型”が、カゴメ格子上である種の多体相互作用を持つ格子気体模型に等価であるという興味深い対応関係を示す事ができる。

文 献

- 1) R. Collins, Proc. Phys. Soc. **83** (1964), 553.
- 2) H. Kawamura, Prog. Theor. Phys. **61** (1979), 1584; **63** (1980), 24.
- 3) B. J. Alder and T. E. Wainwright, Phys. Rev. **127** (1962), 359.

非晶質金属構造の多面体解析

東大・理 二宮 敏行

非晶質金属の構造は、球を dense にそして random に packing することにより simulate される (D R P model)。結晶とほぼ同じ密度、すなわち、球同士が接触するようにつめるので、この構造は全く random ではあり得ない。非晶質構造の特徴は、1) 制限された randomness により発生する中距離秩序はなにか、2) random な構造に許される構造の多様さの幅ほどの程度かを明らかにすることにより与えられると考えられる。

球を高い密度につめる時の基本的な構造の unit は、(球を頂点に持つ) 正 4 面体 (T) であるが、正 4 面体だけでは 3 次元 Euclid 空間をうめつくすことが出来ない。D R P model において経験的に見出されている Bernal 多面体のうち、tetragonal dodecahedron は 3 つの 4 面体と 1 つの 8 面体の合成と考えられること、trigonal prism は主に metalloid atom を伴うものであること、最近の Finney と Wallace の計算機 simulation の結果を考えると、monatomic な非晶質金属構造は、正 4 面体 (T) と正 8 面体 (O) の random packing で表わすことが出来ると考えられる。

T と O をつないで行く時、その network に現われる unit としては、多少の歪を許せば 7 種類の planar ring が考えられる (Fig. 1)。 R_4 は面心立方格子に、また、 R_5 は稠密六方格子に存在する結晶性の ring である。その他の非晶性の ring は歪に伴って local curvature を持ち、

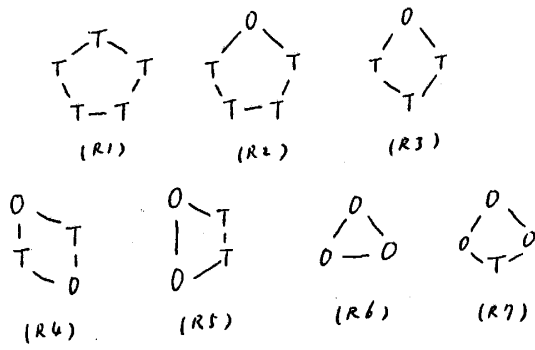


Fig. 1

これを、各 ring の軸のまわりの角度歪で示すと、 $\Delta(1) = (5\theta - 2\pi)/2\pi$, $\Delta(2) = (3\theta - \pi)/2\pi$, $\Delta(3) = (2\theta - \pi)/2\pi$, $\Delta(4) = \Delta(5) = 0$, $\Delta(6) = (\pi - 3\theta)/2\pi$, $\Delta(7) = (\pi - 2\theta)/2\pi$ である。ただし、 $\theta (\sim 70.5^\circ)$ は 4 面体の面間角度。

ring (R_i) の数を $N(R_i)$, T, O の数を $N(T) = fN_0$, $N(O) = (1-f)N_0$ と表わすと、(表面のない) network の ring の connectivity か

ら

$$5N(R1) + 4N(R2) + 3N(R3) + 2N(R4) + 2N(R5) + N(R7) = 6N(T)$$

$$N(R2) + N(R3) + 2N(R4) + 2N(R5) + 3N(R6) + 3N(R7) = 12N(O)$$

が得られる。また、3次元 Euclid 空間の packing の条件として、average curvature = 0 を要請すると

$$\sum_i N(R_i) \Delta(i) = 0$$

である。非晶質金属では、普通、結晶の場合 ($f = 2/3$) より T を多く含むと考えられているので、 $N(R6), N(R7)$ は他の ring より少く無視出来ると仮定する。結晶性の ring は上式の中に、 $N(R4) + N(R5)$ の形で入っているので、その数を $N(R4) + N(R5) = xN_0$ と表わすと、上の3つの式に対して $N(R1), N(R2), N(R3), x$ の4つの変数があり、不定さが、構造に許される多様さとなる。任意性の幅は $N(R1) \sim N(R5)$ を負にしないという条件を充たすように与えられ、非晶質の程度 ($f - 2/3$) の関数である。この任意性の幅を x について示すと Fig. 2 のようになる。

$T-O$ network の構造の特徴として、上記の任意性にもかかわらず、奇数員環の数は、非晶質度 ($f - \frac{2}{3}$) により一義的に与えられる。

$$\{N(R1) + N(R2)\}/N_0 = \frac{18}{\pi} (\pi - 2\theta) (f - \frac{2}{3})$$

Rivier によれば、random network の中に奇数員環が存在すれば、奇数員環のみをぬうように

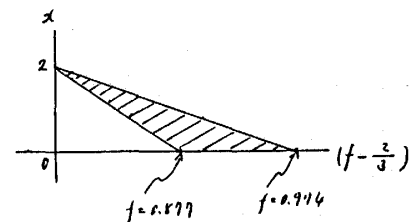


Fig. 2 ハッチした部分が許される範囲である。

線をかくことが出来る。したがって、非晶質金属構造には、非晶質度によって一義的に与えられる長さの線型構造（奇数員環がこの線に沿って存在する）が存在する。

記憶と忘却の記録

—極微弱磁場下における自発磁化の成長と消滅—

阪大・基礎工 長谷田泰一郎・鹿島 義雄

$\text{Mn}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ （擬二次元格子弱強磁性結晶）について、転移点 T_N 近傍の自発磁化 M_S を極微小磁場下（10 mOe 以下）で測定すると、温度を para 状態から T_N （= 3.686 K）を横切って order 状態に到るまで掃引した時の自発磁化温度曲線（ $M_S - T$ 曲線）には不規則なゆらぎが観測される。これは自発磁化の成長過程における磁区構造の消長によると考える事ができそうである。不規則なゆらぎに何らかの規則性を発見することは規則配列状態の成長過程一般を研究する上で興味ある問題である。そこで単結晶を用いて外部磁場（ $\pm 10\text{mOe}$ ）や温度（転移点の前後数 100mK）の $M_S - T$ 曲線に対する影響を調べた。fig-1 は $M_S - T$ 曲線を同一条件下において 12 回連続測定した図である。実験手順はまず①番の M_S を T_N 以下まで測定した後、続いて②番の測定をするために温度を T_N 以上まで戻すのであるが、この時に $\epsilon = \frac{T - T_N}{T_N}$ が定められた値以上に上げないようにするのである。fig-1 は $\epsilon = 5.3 \times 10^{-2}$ にした。以後、この上限とする温度のことを ϵ_S と名付けることにする。それゆえ②番以降の $M_S - T$ 曲線は ϵ_S から温度を掃引することになるので ϵ_S を掃引スタート温度と呼ぶ。fig-1 をみると磁場 H_{ex} （注； sample に加わる磁場は H_{ex} に残留磁場 H_0 （ $|H_0| < 3\text{mOe}$ とと思われる）を加えた $H_{\text{ex}} + H_0$ である）が一定であるにもかかわらず、測定毎に違った形状を示し規則性はない。 M_S は上向きに成長することも下向きに成長することもある。実はこの H_{ex} は有効的に零磁場を作ったと考えられるという事である。

これに対して fig-2 は同じ H_{ex} の下で同じ実験手順で測定したものであるが、①～⑦では掃引スタート温度をもっと T_N に近づけて $\epsilon_S = 1.0 \times 10^{-2}$ に変えたときの $M_S - T$ 曲線である。今度は $M_S - T$ 曲線はすべて形状が非常に類似している。このことは T_N から $\epsilon_S = 1.0 \times 10^{-2}$ の間の para 状態では過去の M_S の成長過程が記憶されていることを意味する。記憶は⑧でわかるように $\epsilon_S = 5.3 \times 10^{-2}$ にすると失われてしまう。

M_S に対しての磁場の影響を調べるために磁場と掃引スタート温度を変化させたのが fig-3