

## 二次相転移・不可逆過程

導くことである。 $C_p$ が発散するとして、転移が二次である以上、 $C_v$ は転移点で有限でなければならない。適当なスピン系について発散を抑える原因を調べる必要がある。(格子振動, 不純物, 結晶場等) ②は分子性結晶の $\lambda$ 転移である。order-disorder 的な協力系が内蔵されているならば、 $C_v$ が対数発散を示すと期待されるが、この点はまだ確かめられていない。この場合にも転移点では $C_v$ は有限となろう。③の例は、よく知られているように、超伝導体である(この他に aniline hydrobromide の例がある)。発散が現れない理由はすでに論じられているが、その他に、分子場近似が何故よく成立するかその理由を明らかにすることも大切であろう。

## 二次転移点近傍の比熱の解析

山 本 研究室

液体  $He^4$  の  $\lambda$  点近傍中、アルゴンや酸素の臨界点附近での比熱は、現在迄のところ  $|T-T_\lambda| \rightarrow 0$  のとき依然 logarithmic singularity を保つているように見える。一方、固体では、種々な type の比熱が何時迄も増大せず、磁性体の中に、 $|T-T_\lambda| \rightarrow 0$  のとき、semi log -plot が linear から systematic に deviate しているものも見出される。我々はこれを、固体では避けられない種々の imperfection による inhomogeneity によると考えて統一的に説明しようと試みた。

homogeneous system の比熱を

$$C_p = A \ln |T - T_c| + \Delta_{\pm} + B, \quad (1)$$

$$\Delta_{\pm} = \begin{cases} 0 & \text{for } T > T_c \\ \Delta & \text{for } T < T_c \end{cases}$$

と仮定する。real sample は転移点を  $T_c$  とする subsystem の集合と考え、 $T_c$  はある  $T_0$  の周りに Gauss 分布しており、比熱の形は共通とする。

$|T - T_0| \equiv t$  ,  $\sqrt{a} t \equiv \tau$  とおくと

$$C_p(T) \equiv \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha(T_0 - T_C)^2} \{ A \ln |T - T_C| + \Delta_{\pm} + B \} dT_C \quad (2)$$

$$\equiv \Delta G(\tau) + \Delta F(\tau) + B_0 \quad (3)$$

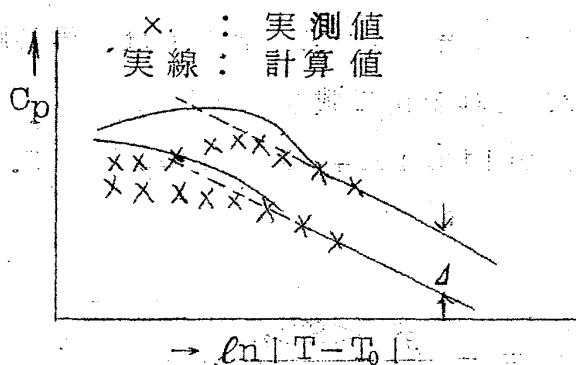
where

$$F(\tau) \equiv \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau}^{\infty} e^{-x^2} dx & \text{for } T > T_0 , \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} e^{-x^2} dx & \text{for } T < T_0 , \end{cases}$$

$$G(\tau) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} \ln |x - \tau| dx ,$$

$$B_0 \equiv B - \frac{1}{2} A \ln a .$$

実測値を解析する手段は、 1) 出来るだけ多数の点が semilog plot の平行線上に乗るように  $T_0$  を決める。 2)  $T_0$  より高温側，低温側の平行2直線の勾配より  $A$  , 間隔より  $\Delta$  を求める。 3) 実測値の低温側，高温側の差から Gauss 分布の parameter  $\alpha$  が決まる。(3)式を用いた解析結果は、次図の



ように定性的には実測の傾向と一致するが、脊の近くは高く出過ぎる。従つて、(1)式で対数函数を truncate した形とか、寄せた形とかで置換えて、発散しない函数形をとる必要があるように思われる。(3)式による解

析結果は次表のようになる。

Substance	$T_0$ (K)	cal/deg mole " " A	" " Δ	B	$1/\sqrt{2a} T_0$
CoCl <sub>2</sub> · 6H <sub>2</sub> O	66.80	-0.538	1.14	2.52	0.0017
Tb	228.4	-2.03	5.33	13.59	0.0019
MnF <sub>2</sub>	66.8	-1.12	2.76	7.40	0.0106
NiF <sub>2</sub>	73.33	-0.72	1.92	7.73	0.0017
β-UH <sub>3</sub>	171.4	-0.742	1.48	9.30	0.0099

## 二次相転移・不可逆過程

(研究会後、対数函数を寄せた形や、truncate した形の函数を用いて解析したところ、上図の背附近での実測値との不一致は著しく減少させられる事が判った。)

(岡田謙吉記)

## Spin 系の二次相転移

鈴木増雄

強磁性体の Curie point  $T_C$  近くの熱力学的性質即ち、磁化  $M$  , 比熱  $C$  , 帯磁率  $\chi$  等の singularity を半現象論的に議論する。磁場  $H$  が apply されている時の Free energy  $\phi$  は、形式的に  $M$  で展開すると

$$\phi(T, M) = A_0 + AM^2 + BM^4 + CM^6 + \dots - HM \quad (1)$$

これらの展開係数  $A_0, A, B, C$  は、Curie point より上では、microscopic に cumulant<sup>1)</sup> を用いて、次のように表わされる。詳しくは、同じ題名で、「物性研究」に投稿しましたので、それを見て載きたい。<sup>2)</sup>

$\mathcal{H}_0$  ; 外場  $H$  のない時の Spin 系の Hamiltonian,  $S = \sum_i S_{iz}$  として、

$$A_0 = -kT \log T_r e^{-\beta \mathcal{H}_0} ,$$

$$A = \frac{\beta}{2!} \frac{1}{\langle S^2 \rangle_C} \quad B = -\frac{\beta^3}{4!} \frac{\langle S^4 \rangle_C}{\langle S \rangle_C^2} ,$$

$$C = -\frac{\beta^5}{6!} \left[ \frac{\langle S^6 \rangle_C}{\langle S \rangle_C^6} - 10 \cdot \frac{\langle S^4 \rangle_C^2}{\langle S^2 \rangle_C^7} \right] , \text{ etc.} \quad (2)$$

ここで、 $A(T_C) = 0$  によつて、 $T_C$  を defy すると、二体の cumulant  $\langle S^2 \rangle_C$  は  $T_C$  で発散することになる。higher order の cumulant も  $T_C$  で singularity の相対的な強さによつて、 $B(T_C) = 0$  ,  $B(T_C) = \text{finite} (\neq 0)$  , 又は  $B(T_C) \rightarrow \infty$  の3つの場合が起り得る。第一の case  $B(T_C) = 0$  を考えると、更に、 $T_C$  以下での展開係数は、上側の函数を解析接続したもの(或いは、