

Critical Fluctuation の非線型効果

ついでであるが、 $T \rightarrow T_c + 0^+$ に於ても、所謂 mass-enhancement はない、然し個別粒子状態の巾が大きくなる (critical broadening), 事がわかった。

Critical Fluctuation の非線型効果

蔵 本 由 紀 (京大理)

Cooperative system の自由エネルギーは local order parameter の非線型効果まで考へて入れると近似的に、

$$F = \sum_{\mathbf{K}} (a_1 - a_2 r_{\mathbf{K}}) \eta_{\mathbf{K}} \eta_{-\mathbf{K}} + \frac{a_3}{N} \sum_{\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_3} \eta_{\mathbf{K}_1} \eta_{\mathbf{K}_2} \eta_{\mathbf{K}_3} \eta_{-\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_3} \dots (1)$$

と書かれる。(物性研究 vol. 8 no. 1, p. 57) ここに $\eta_{\mathbf{K}}$ は local order parameter のフーリエ成分である。

$$\xi_{\mathbf{K}}^{(1)} = \eta_{\mathbf{K}}, \quad \xi_{\mathbf{K}}^{(2)} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, (\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2) = \mathbf{K}} \eta_{\mathbf{K}_1} \eta_{\mathbf{K}_2} \eta_{-\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}} \text{ で定義される}$$

量 $\xi_{\mathbf{K}}^{(1)}, \xi_{\mathbf{K}}^{(2)}$ を用いると $\xi_{\mathbf{K}}^{(1)}, \xi_{\mathbf{K}}^{(2)}$ に関する effective free energy は多少やっかいな議論の結果次の形に書ける。

$$F(\xi_{\mathbf{K}}^{(1)}, \xi_{\mathbf{K}}^{(2)}) = A_{11}(\mathbf{K}) \xi_{\mathbf{K}}^{(1)} \xi_{-\mathbf{K}}^{(1)} + A_{12}(\xi_{\mathbf{K}}^{(1)} \xi_{-\mathbf{K}}^{(2)} + \xi_{\mathbf{K}}^{(2)} \xi_{-\mathbf{K}}^{(1)}) + A_{22}(\mathbf{K}) \xi_{\mathbf{K}}^{(2)} \xi_{-\mathbf{K}}^{(2)} = \xi_{\mathbf{K}}^* A \xi_{\mathbf{K}} \dots (2)$$

ここに、

$$A_{11}(\mathbf{K}) = a_1 - a_2 r_{\mathbf{K}} + 6 a_3 \frac{1}{(2\pi)^3} \int \phi_{\mathbf{K}} d\mathbf{K}, \quad A_{12} = 4 a_3$$

$$A_{22}(\mathbf{k}) \simeq \frac{2}{k_B T} \left[\frac{6}{(2\pi)^3} \int \phi_{\mathbf{k}_1} \phi_{\mathbf{k}_2} \phi_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \right]^{-1}$$

但し

$$\phi_{\mathbf{k}} = \langle \eta_{\mathbf{k}} \eta_{-\mathbf{k}} \rangle$$

近似 I. (1) の右辺才二項のうち diagonal な部分, つまり $\eta_{\mathbf{k}_1} \eta_{-\mathbf{k}_1} \cdot \eta_{\mathbf{k}_2} \eta_{-\mathbf{k}_2}$ タイプの項だけを考へて入れた場合には (2) の右辺才二項は消えて, 結局,

$$\phi_{\mathbf{k}} = \frac{k_B T}{2 A_{11}(\mathbf{k})}$$

が得られる。 $A_{11}(\mathbf{k})$ 自身がまた ϕ を含んでいるが, 次元解析の結果 T_0 近傍 small $\mathbf{k}$ に対して,

$$\phi_{\mathbf{k}}^{-1} \sim c k^2 + (T - T_0)^2$$

が得られる。又 T_0 の値は単純な Ornstein-Zernike (つまり (1) の才二項を全く無視した場合) より下がることも示せる。

近似 II. (2) をそのまま使えば Correlation fn. は

$$\phi_{\mathbf{k}} = \frac{k_B T}{2} \left\{ \frac{U_{11}^2(\mathbf{k})}{\lambda_1(\mathbf{k})} + \frac{U_{12}^2(\mathbf{k})}{\lambda_2(\mathbf{k})} \right\}$$

と書ける。ここに λ_{α} は $A_{\mathbf{k}}$ の eigenvalue, $U_{\alpha\beta}$ は $A_{\mathbf{k}}$ を対角化するユニタリー変換の行列要素である。 $T = T_0$ で小さい方の個有値 $\lambda_1(0)$ はゼロになるが $\lambda_2(0)$ は positive finite にとどまる。 $\phi_{\mathbf{k}}$ の函数形又は漸近形は λ_{α} の中に含まれる $A_{22}(\mathbf{k})$ が上記のように複雑だから分らない。

ところで (2) に Onsager の linear assumption を適用すると time correlation は,

$$\phi_{\mathbf{k}}(t) = U_{11}^2(\mathbf{k}) \psi_{\mathbf{k}}^{(1)} e^{-L_{\mathbf{k}}^{(1)} \lambda_1(\mathbf{k}) t} + U_{12}^2(\mathbf{k}) \psi_{\mathbf{k}}^{(2)} e^{-L_{\mathbf{k}}^{(2)} \lambda_2(\mathbf{k}) t}$$

が得られる。ここに $\psi_{\mathbf{k}}^{(\alpha)} = \langle \zeta_{\mathbf{k}}^{\alpha} \zeta_{-\mathbf{k}}^{\alpha} \rangle$ 但し $\zeta_{\mathbf{k}}^{\alpha}$ は $A_{\mathbf{k}}$ の eigen vector-

の成分であり $T \rightarrow T_c$ で $\psi_0^{(1)} \rightarrow \infty$, $\psi_0^{(2)} \rightarrow \text{finite}$, 又 $L_k^{(\alpha)}$ は kinetic coefficient である。これから例えば複素誘電率は,

$$\epsilon(\omega) = \frac{\psi_0^{(1)}}{i\omega\tau_1 + 1} + \frac{\psi_0^{(2)}}{i\omega\tau_2 + 1}, \quad \tau_1 = (L_0^{(2)} \lambda_1(0))^{-1}, \quad \tau_2 = (L_0^{(2)} \lambda_2(0))^{-1}$$

となって T_c でも $\epsilon(\omega)$ の real part が finite に残るという実験事実を説明することができる。

非線形緩和過程の現象論

西 川 恭 治 (京大理)

ここで問題にするのは, 秩序無秩序型強誘電性転移を行なう物質が, 転移温度 T_c の直上で示す次の三つの性質である。

- 1) Susceptibility $\chi(\omega)$ の実数部分 $\chi'(\omega)$ が, $\omega \sim KMC$ 附近で ω^{-1} に比例する。これは, デバイモデルによる理論 ($\chi'(\omega) \sim \omega^{-2}$) では説明できない。¹⁾
- 2) $\chi'(\omega)$ ($\omega \neq 0$) は $T = T_c$ で有限に止まる。これもデバイ理論 ($\chi'(\omega) \rightarrow 0$) と相容れない。^{1) 2)}
- 3) $\chi(\omega)$ の虚数部分 $\chi''(\omega)$ はデバイ理論で大体説明される。

これらの性質は, 通常, デバイ理論の mono-dispersive relaxation に対して, poly-dispersive relaxation 或は緩和時間の分布という形で記述されている。1), 2) の形でデバイ理論からずれて来る温度領域は, TGS や $\text{Ca}_2\text{Sr}(\text{C}_2\text{H}_5\text{CO}_2)_6$ では, 大体

$$(T - T_c) / T_c \lesssim 1/100$$

である。

私はこれを, T_c 近傍で現われる spatial fluctuation の非線形効果と