

向列相液晶清亮点两边的比热

林 磊

(中国科学院物理研究所)

1981年6月2日收到

液晶的向列相(N)一各向同性液相(I)相变点 T_c 称为清亮点。在接近 T_c 的 I 相, 由于 N 相序参数涨落的影响, 产生相变前效应^[1]。相变前效应表现为一些物理量在趋近 T_c 时的异常增大, 其中包括比热等等。有关 I 相比热异常的理论解释, 最先由 Imura 和 Okano (IO)^[2] 于 1972 年提出。IO 通过 deGennes 的涨落理论, 得出 I 相 (与涨落有关的) 比热为 (见文献 [2] 的 (7), (8) 式)

$$\bar{c} = C_0 T^2 (T - T^*)^{-1/2}, \quad (1)$$

$$C_0 = (g k_B / 32\pi)(a/L)^{3/2}, \quad (2)$$

其中 T^* , a , L 为自由能密度对序参数 Q_{ij} 展开时的系数 (见文献 [2] 的 (1) 式或本文 (3) 式)。在 (1) 式的推导中, g 作为参数出现, 在数字计算中^[2,3] 选取 $g = 10$, 并无任何解释或根据。IO 理论用于 I 相的热膨胀系数^[2], 超声的吸收与色散^[3] 等都相当成功。在这些计算中, 都用了 $g = 10$ 的数值。直至今日, IO 理论已被推广至液晶其他相变^[4], 是一个简单而有效的理论。可是, 近十年来, $g = 10$ 的来源还是一个谜。

本文推广了最近有关 Landau-deGennes (LdG) 模型高斯近似的一个工作^[5], 计算了 I 相和 N 相的比热, 所得 I 相比热发散部分与 (1), (2) 式相符, 并直接得到 $g = 10$ 这个结果。

LdG 模型的哈密顿量 (参看文献 [6])

$$H = \int dr \left[\frac{1}{2} A Q_{ij} Q_{ji} - \frac{1}{3} B Q_{ij} Q_{jk} Q_{ki} + \frac{1}{4} C (Q_{ij} Q_{ji})^2 + \frac{1}{2} L \partial_i Q_{jk} \partial_i Q_{jk} \right]. \quad (3)$$

这里分别略去了一个四次项和一个梯度项, $A = a(T - T^*)$ 。

1. I 相

在高斯近似下的 I 相, H 简化为

$$H_I = \frac{1}{2} \sum_{k < A} (E_1 + Lk^2) S_k S_{-k} + \frac{1}{2} \sum_{k < A} (E_2 + Lk^2) (P_k P_{-k} + R_k^0 R_{-k}^0) + \frac{1}{2} \sum_{k < A} (E_3 + Lk^2) (R_k^+ R_{-k}^+ + R_k^- R_{-k}^-), \quad (4)$$

其中 A 为截止波矢, $S_k, P_k, R_k^0, R_k^+, R_k^-$ 为 Q_{ij} 矩阵傅氏变换的五个独立分量 (见文献 [6] 的 (3) 式)。在 I 相, 有 $E_1 = E_2 = E_3 = A$ 。仿照文献 [5] 的做法, 即得 I 相单位体积自由能 F_I 为

$$F_I V = -\frac{5}{2} k_B T \sum_k \ln [(2\pi k_B T / V) / (A + Lk^2)], \quad (5)$$

V 为系统体积。这里的 F_I 是文献 [5] 的 (18) 式中的 F 的五倍 ([5] 中 D, C 相当于本文的 C, L), 这是由于 (4) 式右边有五个独立分量, 而文献 [5] 只保留了 S_k 单个分量的缘故。通过

$$\bar{c} = -T \partial^2 F_I / \partial T^2,$$

得

$$\bar{c} = A_0 + A_1 T + A_2 T^2 + A_3 T^2 (T - T^*)^{-1/2}, \quad (6)$$

其中系数 $A_0 - A_3$ 与 T 无关, 是文献 [5] 的 (12) 式所定义的五倍。当 T 沿着亚稳态接近 T^* (或 T_c , 因为液晶的 T_c 与 T^* 相差很少) 时^[5],

$$A_3 \simeq (5k_B / 16\pi)(a/L)^{3/2}. \quad (7)$$

比较 (1), (6) 式, 可知 IO 理论的 \bar{c} 就是本文 \bar{c}

的发散部分, $C_0 = A_3$, 因此 $g = 10$. 上述结果说明 IO 理论事实上就是 LdG 模型的高斯近似, 本文的推导比 IO 的来得自然合理.

2. N相

在N相, (3) 式的 H 在高斯近似下变为

$$H_N = H_I + V \left(\frac{A}{2} S_N^2 - \frac{B}{3} S_N^3 + \frac{C}{4} S_N^4 \right), \quad (8)$$

其中 S_N 为平均场近似下 N 相的序参数 (见文献 [5] 的 (7) 式), H_I 与 (4) 式相同, 但此时

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= \bar{A} \equiv A - 2BS_N + 3CS_N^2, \\ E_2 &= 3BS_N, \\ E_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

所以,

$$F = F_0 + \Delta F, \quad (10)$$

这里 F_0 为文献 [5] 中 (26) 式的 F ,

$$\begin{aligned} (\Delta F)V &= -k_B T \sum_k \ln [(2\pi k_B T/V) / \\ & (3BS_N + Lk^2)] - k_B T \sum_k \ln [(2\pi k_B T/V) / \\ & (Lk^2)]. \end{aligned} \quad (11)$$

因此, 比热为

$$\begin{aligned} \bar{c} &= A_0 + \bar{A}_1 T + \bar{A}_2 T^2 + \bar{A}_3 (T^+ - T)^{-1/2} \\ &+ \bar{A}_4 (T^+ - T)^{-1} + \bar{A}_5 (T^+ - T)^{-3/2} \\ &+ \bar{A}_6, \end{aligned} \quad (12)$$

其中系数 $A_0, \bar{A}_1, \bar{A}_2, \bar{A}_6$ 与文献 [5] 中 (21) 式和 (28) 式的相同, $\bar{A}_3 - \bar{A}_5$, 则需在文献 [5] (28) 式的右边分别加上 $\Delta \bar{A}_3, \Delta \bar{A}_4, \Delta \bar{A}_5$, 其中

$$\Delta \bar{A}_3 = \Delta \bar{A}_5 = \frac{3k_B T \alpha_0 a}{\pi^2 L} [A - \xi^{-1} + g^{-1}(A\xi)], \quad (13)$$

~~~~~

(上接 209 页)

| 活 动 名 称            | 预 计   |    | 活 动 名 称      | 预 计   |     |
|--------------------|-------|----|--------------|-------|-----|
|                    | 时间(月) | 地点 |              | 时间(月) | 地点  |
| 新实验方法和技术讨论会        | 7     | 长春 | 量子力学讲习班      | 8     | 北京  |
| 高能应用讨论会            | 7     | 北京 | 特级中学物理教师会议   | 8     | 上海  |
| 电镜技术学习班(扫描两期,探讨一期) | 7     | 北京 | 中国物理学会年会     | 8     | 北京  |
| 质谱技术学习班(两期)        | 7     | 北京 | 重离子反应讨论会     | 8     | 北京  |
| 全国电镜学术交流会          | 8     | 成都 | 1982年液晶科普报告会 | 8     | 待定  |
| 国内外电镜展览及技术交流       | 8     | 大连 | 粒子物理理论会议     | 9     | 杭州  |
| 穆斯堡尔谱学在化学和生物学上的应用  | 8     | 福州 | 强流束讨论会       | 9     | 成都  |
| 非平衡态统计物理学术会议       | 8     | 昆明 | 第三次全国质谱学术交流会 | 9     | 石家庄 |

(下转 226 页)

$$\Delta \bar{A}_4 = k_B T^2 \left( \frac{3a\alpha_0}{2\pi L} \right)^2 \left[ \frac{(A\xi)^2}{1 + (A\xi)^2} \cdot \frac{1}{A} - \xi^{-1} + g^{-1}(A\xi) \right], \quad (14)$$

$$\xi = (L/3BS_N)^{1/2} = \xi(T), \quad (15)$$

$$T^+ = T^* + B^2/4aC,$$

$$\alpha_0 = (T^+ - T^*)^{1/2}. \quad (16)$$

与文献[5]不一样,在本文(3)式的情况中,高斯近似下的  $T_c$  不再等于平均场近似时的  $T_c$ . 关于潜热等由于计算比较复杂,此处不作讨论.

最后,应该指出,IO 理论给出的  $\bar{c}$  虽然是定压比热  $c_p$ , 但从文献[1]的推导来看,只要把 Gibbs 自由能换作 Helmholtz 自由能,即可得定容比热  $c_v$ . 所以, (1) 式的  $\bar{c}$  可以理解为  $c_p$  或  $c_v$ . 当然,常数  $a, L$  在定压和定容两种情况下会有所不同.

作者去年应 K. Okano 教授邀请访问日本东京大学,对其友好的款待和有益的讨论,谨致谢忱.

## 参 考 文 献

- [1] P. G. deGennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford, (1974).
- [2] H. Imura, K. Okano, *Chem. Phys. Lett.*, **17** (1972), 111.
- [3] H. Imura, K. Okano, *Chem. Phys. Lett.*, **19** (1973), 387.
- [4] S. Candau, S. V. Letcher, in *Advances in Liquid Crystals*, Vol. 3, ed., G. H. Brown, Academic, New York, (1978); F. Kiry, P. Martinoty, *J. Physique*, **39** (1978), 1019.
- [5] 林磊,王心宜,物理学报, **29** (1980), 1427; Lin Lei (林磊), Wang Xinyi (王心宜), in *Recent Developments in Condensed Matter Physics*, Vol. 5, Plenum, New York, (1981).
- [6] R. G. Priest, in *Liquid Crystals*, ed. S. Chandrasekhar, Heyden, London, (1980).