

長島富太郎

- 5) F. Yonezawa, M. Watabe, M. Nakamura and Y. Ishida; Phys. Rev. B10 (1974) 2322.
- 6) 米沢富美子; 私信
- 7) L. C. Bartel, H. S. Jarret; Phys. Rev. B10 (1974), 946.
- 8) H. Aoki, H. Kamimura; J. Phys. Soc. Japan 39 (1975) 1169.
- 9) A. Kawabata; Prog. Theor. Phys. 48 (1972) 1793.

高励起下の半導体における 電子・正孔系の相転移

東北大・工 長 島 富 太 郎

高励起状態におかれた Ge や Si 内の電子・正孔系において、電子・正孔の励起密度 n を変化させた場合の相転移について最近種々の検討がなされている。実験的には、Thomas et al. により Ge における相図が求められていて、それによれば、critical point が $T_c = 6.5K$, $n_c = 0.8 \times 10^{17} cm^{-3}$ である Liquid-Gas transition がある。低密度側で電子・正孔プラズマ状態、高密度側で電子・正孔液相である。理論的には、Combescot,²⁾ Silver,³⁾ Mahler⁴⁾ によって、 Ge や Si における T_c と n_c を決定する試みがある。これらの取り扱いの共通点は、励起子の存在を無視していることである。

我々は、電子、正孔、励起子からなる3成分系に、化学平衡の条件を課し、電子・正孔あるいは励起子の化学ポテンシャルを励起密度の関数として求める。電子・正孔、励起子の密度をそれぞれ n_e , n_h , n_x , またそれぞれの化学ポテンシャルを μ_e , μ_h , μ_x とすると、

$$n_e + n_x = n \quad (1)$$

$$\mu_e + \mu_h = \mu_x - E_B \quad (2)$$

ここで E_B は励起子の束縛エネルギーである。さらに電気的中性の条件

$$n_e = n_h \quad (3)$$

を課すと (1) - (3) から μ_e, μ_h, μ_x を n の関数として求めることができる。

Girardeau⁵⁾ の処法にしたがうと 3 成分系の Hamiltonian は,

$$H = H_0 + H_e + H_{int} \quad (4)$$

$$H_0 = \sum_k \epsilon_k^{(e)} c_k^+ c_k + \sum_k \epsilon_k^{(h)} d_{-k}^+ d_{-k} + \sum_k E_k^{ex} a_k^+ a_k$$

$$H_c = \frac{1}{2} \sum_q v_q \rho_q \rho_{-q}$$

$$H_{int} = \sum_{q,k} \{ g(q,k) c_{k+q}^+ d_{-k}^+ a_q + \text{Complex Conjugate} \}$$

$$g(q,k) = E_q^{ex} f(q,k)$$

$c(c^+), d(d^+)$ はそれぞれ電子・正孔に対する Fermi 演算子, $a(a^+)$ は励起子に対する Bose 演算子である。 H_e は電子・正孔間相互作用, H_{int} は電子・正孔と励起子間の相互作用である。励起子密度は小さいことを仮定してある。また E_q^{ex} は重心運動量 \vec{q} の励起子のエネルギー, $f(q,k)$ は励起子波動関数のフーリエ成分である。

Hamiltonian (4) を使って, 電子・正孔および励起子に対する self-energy として,

$$\Sigma^{e(h)} = \overset{V_c}{\text{Diagram 1}} + \overset{ex}{\text{Diagram 2}} \quad (5)$$

$$\Sigma^{ex} = \text{Diagram 3} \quad (6)$$

をとる。各プロパゲータは自由粒子に対するものである。また,

$$\begin{aligned}
 & \text{====} V_c \text{====} = \text{---} v_q \text{---} + \text{---} \pi \text{---} \text{====} \\
 & \pi = \begin{matrix} \text{e} \\ \text{e} \end{matrix} + \begin{matrix} \text{h} \\ \text{h} \end{matrix} + \begin{matrix} \text{e} & \text{h} \\ \text{e} & \text{h} \end{matrix} \text{ex} + \begin{matrix} \text{h} & \text{e} \\ \text{h} & \text{e} \end{matrix} \text{ex}
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

によって、Coulomb 力の Screening effect を考慮した。(5), (6) による chemical potential の shift を考慮に入れて、式 (1) - (3) を解く。なお E_B も V_c で決まると考えて、励起密度の増大と共に E_B が減少する効果も取り入れてある。

簡単のために電子・正孔の質量を等しくとった。結果によると電子・正孔が縮退している領域では E_B が有限であっても、 $n_e \simeq n$ 。また μ_e, μ_h, μ_{ex} は n の増加と共に減少し E_B が 0 に近づくにつれて減少の割合は小さくなる。 T_c, n_c を estimate するには、この計算を電子・正孔の非縮退領域についても行わねばならない。現在検討中である。

金属・非金属転移については、Liquid-Gas 転移領域より十分離れた低濃度領域で電子・正孔プラズマ - 励起子ガスの転移が起こる可能性を Rice⁶⁾ が指摘している。ただし、Rice の議論でもプラズマ中における励起子の存在には全く触れていない。3成分系において金属・非金属転移が連続的なものか、あるいは Liquid-Gas 転移に伴うものかについての検討も今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) G. A. Thomas, T. M. Rice and J. C. Hensel, Phys. Rev. Lett. **33**, 219 (1974).
- 2) M. Combescot, Phys. Rev. Lett. **32**, 15 (1974).
- 3) R. N. Silver, Phys. Rev. B **8**, 2403 (1973).
- 4) G. Mahler, Phys. Rev. B **11**, 4050 (1975).
- 5) M. D. Girardeau, Phys. Rev. Lett. **27**, 1416 (1971).

6) T.M. Rice, Proceedings of the Oji Seminar, to be published.

Tomonaga-Luttinger 模型 における応答関数

東大・教養物理 齋藤基彦

最近、高い電気伝導度を持った準1次元有機結晶 (TTF-TCNQ 等) の発見に伴ない、1次元電子系の多体効果に対して新たな理論的興味を持たれるようになった。^{1,2,3)} ここでは1次元金属を単純化した Tomonaga-Luttinger 模型⁴⁾ において、状態密度、密度応答関数、超伝導対応答関数、電気抵抗を演算子の直接計算により厳密に計算した結果を示す。この結果は電子相関が弱い場合は過去の計算^{1,2,3)} と一致し、強い場合はその拡張になっている。

Tomonaga-Luttinger 模型は、Fermi 速度 $+v$ の電子と、 $-v$ の電子からなる系で、そのハミルトニアンは $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$ として、

$$\mathcal{H}_0 = v \sum_{\text{all } k} k (a_{1k}^+ a_{1k} - a_{2k}^+ a_{2k}) \quad (1)$$

$$\mathcal{H}' = L^{-1} \sum_{\text{all } p} \varphi(p) |\rho_1(p) + \rho_2(p)|^2 \quad (2)$$

と書ける。⁵⁾ ここで $\varphi(p)$ は電子間相互作用、 $\rho_i(p)$ は i 種電子の密度演算子である。この系では、

$$[\rho_i(p), \rho_j(-p')] = \delta_{ij} \delta_{pp'} (-)^i p L / 2\pi, \quad (i, j = 1, 2) \quad (3)$$

なる交換関係を満す。このハミルトニアンは、

$$S = \frac{2\pi i}{L} \sum_{\text{all } p} \frac{\varphi(p)}{p} \rho_1(p) \rho_2(-p) \quad (4)$$