Title	Theory of Fluctuation in the One-Dimensional Electron-Phonon System : zero point fluctuation and thermal fluctuation
Author(s)	北村, 豊幸; 堺, 英二郎
Citation	物性研究 (1975), 24(4): 139-148
Issue Date	1975-07-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/89026
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

Theory of Fluctuation in the One-Dimensional Electron-Phonon System

—zero point fluctuation and thermal fluctuation—

6月20日 受理

長崎造船大学　北村　豊幸
筑波大学物理　堺　英二郎

§1. Introduction

TTF－TCNQにおける異常なピークがColeman達[1]によって観測されて以来，一次元のelectron-phonon系のPeierls transition[2]が脚光を浴び，現象論の立場からも，微視的理論の立場からも議論されてきた。[3]

微視的な取扱いとして，Suzumura-Kurihara[4]は温度Green's function を使って，Renormalized random phase approximation（RRPA）の範囲内でPeierls transitionを検討した。彼らはvertex correctionがある場合とない場合を検討し，前者はPeierls transitionが絶対零度で起りうるが，後者は絶対零度でも起こり得ないと結論した。

我々は独自な立場から，RRPAの範囲内で近似の意味をはっきりさせながら，fluctuationの効果をzero-point fluctuationとthermal fluctuationとに分離して考察することを試みたところ，Suzumura-Kuriharaと細かい点では異なる結果を得たが，Peiarls transitionが起こらないということでは一致する結論を得た。更に高温領域ではthermal fluctuationが，低温領域ではzero-point fluctuationがきき，絶対零度ではzero point fluctuationがPeierls transitionをこわしていることを示すことができた。これは一次元ではzero point fluctuationの効果によって絶対零度においてもlong range orderが生じないというS. Takadaの一般論[5]とも一致する。同時に我々はfluctuationの温度依存性を明確にすることができた。

§2において，RRPAの範囲でのformulationを示し，electron Green's functionを求める。§3ではphonon Green's functionのself-energy partを計算し，それのphonon frequencyとmomentumの依存性が，それらの領域によって異なっていること

を示す。§4では fluctuation の原因を zero point fluctuation と thermal fluctuation の部分に分離し，self-consistent equation を示す。§5において zero point fluctuation と thermal fluctuation のきく温度領域と温度依存性を検討する。

§2. Temparature Green's function

Hamiltonian を次のように与える：

$$H=\sum_p \xi_p\, a_p^+ a_p+\sum_q \omega_q\, b_q^+ b_q+\sum_{p,q} \frac{g}{\sqrt{\omega_K}}\, a_{p+q}^+ a_p \varphi_q \tag{1}$$

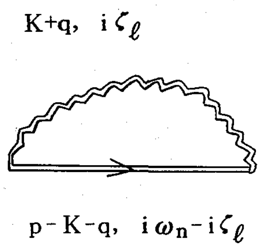
ここで，ξ_p は free electron energy，a_p^+ と a_p はそれぞれ，電子の生成・消滅演算子，ω_q，b_q^+，b_q はそれぞれ phonon の energy，生成，消滅演算子，g は電子と phonon の結合定数である。また $\varphi_q=\sqrt{\omega_q/2}\,(b_q+b_{-q}^+)$。

温度 Green's function は次のように与えられる：

$$\mathscr{G}(p,\, i\omega_n)=-\int_0^\beta d\tau \langle T\, a_p(\tau)\, a_p^+(0)\rangle\, e^{i\omega_n\tau} \tag{2}$$

$$\mathscr{D}(q,\, i\zeta_\ell)=-\int_0^\beta d\tau \langle T\, \varphi_q(\tau)\, \varphi_q(0)\rangle\, e^{i\zeta_\ell\tau} \tag{3}$$

ここで，$\beta=1/T$，$\langle\ \rangle$ は thermal average を意味する。電子の Green's function $\mathscr{G}(p,\, i\omega_n)$ に対する self-energy part $\Sigma(p,\, i\omega_n)$ は，Renormalized random phase approximation（RRPA）の範囲において

$\Sigma(p,\, i\omega_n)=$ 

$$=-\frac{g^2}{\omega_K}\, T \sum_{q,i\zeta_\ell} \mathscr{D}(K+q,\, i\zeta_\ell)\, \mathscr{G}(p-K-q,\, i\omega_n-i\zeta_\ell) \tag{4}$$

となる。ここで double line は true electron Green's function，double wavy line は true phonon Green's function，K は reciprocal lattice vector である。

今，(4)式において，q，$i\zeta_\ell\sim 0$ では，phonon が softening に近づくため，p と $i\zeta_\ell$

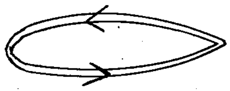
が0の近傍から来ると考えることができる。そこで electron self-energy partを次のように近似する。

$$\Sigma(\mathrm{p}, i\omega_n) = \triangle^2 \mathcal{G}(\mathrm{p}-\mathrm{K}, i\omega_n) \tag{5}$$

ここで

$$\triangle^2 = -\frac{g^2}{\omega_K} T \sum_{q, i\zeta_\ell} \mathcal{D}(\mathrm{K}+q, i\zeta_\ell) \tag{6}$$

次に，phonon self-enegy part についても，RRPAの範囲において求めると，

$\Pi(\mathrm{K}+q, i\zeta_\ell) =$ 

$$= \frac{2g^2}{\omega_K} T \sum_{p, i\omega_n} \mathcal{G}(p, i\omega_n)\mathcal{G}(\mathrm{K}+q-p, i\zeta_\ell - i\omega_n) \tag{7}$$

となる。

electron Green's function は(5)式から代数的計算で容易に求めることができる。

$$\mathcal{G}(p, i\omega_n) = \frac{\sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2}\,\left(\sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2+4\triangle^2} - \sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2}\right)}{2\triangle^2(i\omega_n - \xi_p)} \tag{8}$$

$$\mathcal{G}(p-\mathrm{K}, i\omega_n) = \frac{\sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2}\,\left(\sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2+4\triangle^2} - \sqrt{\xi_p^2+\omega_n^2}\right)}{2\triangle^2(i\omega_n + \xi_p)} \tag{9}$$

(但し，band は half-filled で $\xi_{p-K} = -\xi_p$ とした)。

§ 3.　phonon self-energy part の計算

初めに，$\Pi(\mathrm{K}, 0)$ を求めてみよう。(7)に(8)と(9)を代入することによって，

$$\Pi(\mathrm{K}, 0) = -\frac{2g^2}{\omega_K} T \sum_{p, \omega_n} \frac{1}{\left(\sqrt{\omega_n^2+\xi_p^2} + \sqrt{\omega_n^2+\xi_p^2+4\triangle^2}\right)^2} \tag{10}$$

となる。ω_n の summation を contour 積分に置きかえ，解析接続することにより，(10)式は

$$\Pi(K,0) = -\frac{\lambda}{\pi \triangle^4}\int_a^W d\xi \int_a^A dz\ \tanh\frac{z}{2T}\sqrt{(z^2-a^2)(A^2-z^2)} \tag{11}$$

となる。ここで，λは電子と phonon の無次元の結合定数，Wはバンド幅である。

$$a \equiv \xi, \qquad A \equiv \sqrt{\xi^2 + 4\triangle^2} \tag{12}$$

と定義する。$\tanh\dfrac{z}{2T} = 1 - 2f(z)$ とし，(11) 式を二つの部分に分け，それぞれ Π(K, 0)，$\Pi_t(K,0)$ とすれば，

$$\Pi_z(K,0) = -\frac{\lambda}{\pi 4\triangle^4}\int_0^W d\xi \int_a^A dz (z^2-a^2)^{1/2}(A^2-z^2)^{1/2} \tag{13}$$

となる。(13) 式の右辺の z に関する積分は $z^2 = A^2(1-k^2u^2)$，$k^2 = 4\triangle^2/A^2$ なる変数変換をほどこせば，楕円積分で表現され，

$$\int_a^A dz(z^2-a^2)^{1/2}(A^2-z^2)^{1/2} = \frac{4}{A}\{I_2(k^2) - I_4(k^2)\} \tag{14}$$

となる。ここで，

$$I_n(k^2) \equiv \int_0^1 \frac{u^n}{(1-u^2)^{1/2}(1-k^2u^2)^{1/2}}\ du \tag{15}$$

である。さらに

$$\left.\begin{aligned} I_0(k^2) &= F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) \\ I_2(k^2) &= \frac{1}{k^2}\left\{\left(\frac{\pi}{2}, k\right) - E\left(\frac{\pi}{2}, k\right)\right\} \\ I_4(k^2) &= \frac{2(k^2+1)}{3k^2} I_2(k^2) - \frac{1}{3k^2} I_0(k^2) \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

なる楕円積分を k^2 について展開すれば

$$\Pi_z(K,0) \cong -\lambda \log\frac{W}{\triangle} \tag{17}$$

となる。次に$\Pi_t(K,0)$の項は，$T<\triangle<W$と仮定し，ξとzの積分順序を交換して積分すれば，

$$\Pi_t(K,0)\cong\frac{3}{2}\lambda\zeta(3)\left(\frac{T}{\triangle}\right)^3 \tag{18}$$

となる。ここで$\zeta(3)$はζ- 関数である。こうして

$$\Pi(K,0)=-\lambda\ \ln\frac{W}{\triangle}+\frac{3}{2}\lambda\zeta(3)\left(\frac{T}{\triangle}\right)^3 \tag{19}$$

を得る。

さて次に$\Pi(K+q,0)$を求めてみよう。そのためには，$\Pi(K,0)$を求めてあるので，$\Pi(K+q,0)-\Pi(K,0)$を求めればよい。

$$\begin{aligned}\Pi(K+q,0)-\Pi(K,0)=&\frac{\lambda}{\triangle^4}T\sum_{\omega_n}\int_{-W}^{W}d\xi\Big[\frac{(i\omega_n+\xi)(i\omega_n-\xi')}{(\omega_n^2+\xi^2)^{1/2}(\omega_n^2+\xi'^2)^{1/2}}\\&\times\{(\omega_n^2+\xi^2+4\triangle^2)^{1/2}-(\omega_n^2+\xi^2)^{1/2}\}\{(\omega_n^2+\xi'^2+4\triangle^2)^{1/2}\\&-(\omega_n^2+\xi'^2)^{1/2}\}+\{(\omega_n^2+\xi^2+4\triangle^2)^{1/2}-(\omega_n^2+\xi^2)^{1/2}\}\Big]\end{aligned} \tag{20}$$

となる。ここで$\xi'=\xi+2\eta$, $2\eta=v_Fq$である。ξ積分の積分範囲を$(-W,-\eta)$と$(-\eta, W)$とに分け，前者の積分変数ξを$-\xi+\eta$，後者の積分変数ξを$\xi+\eta$に変換すれば，対称性のよい次の式を leading termのη/Wのオーダーの範囲内で得る。

$$\begin{aligned}\Pi(K+q,0)-\Pi(K,0)\cong&\frac{\lambda}{\triangle^4}\int_0^W d\xi\ T\sum_{\omega_n}\Big[-\frac{2(\omega_n^2+ab)}{(\omega_n^2+a^2)^{1/2}(\omega_n^2+b^2)^{1/2}}\\&\times\{(\omega_n^2+A^2)^{1/2}-(\omega_n^2+a^2)^{1/2}\}\{(\omega_n^2+B^2)^{1/2}-(\omega_n^2+b^2)^{1/2}\}\\&+\{(\omega_n^2+A^2)^{1/2}-(\omega_n^2+a^2)^{1/2}\}^2+\{(\omega_n^2+B^2)^{1/2}-(\omega_n^2+b^2)^{1/2}\}\Big]\end{aligned} \tag{21}$$

ここで，

$$\left.\begin{aligned}a\equiv\xi-\eta,\qquad A\equiv\sqrt{(\xi-\eta)^2+4\triangle^2}\ ,\\ b\equiv\xi+\eta,\qquad B\equiv\sqrt{(\xi+\eta)^2+4\triangle^2}\end{aligned}\right\} \tag{22}$$

こうしておいて，次にω_n-sumを contour 積分になおし，解析接続することによって

(21) 式は次のようになる。

$$\Pi(K+q,0)=\frac{2\pi}{\pi\triangle^4}\int_0^W d\xi\Big[\int_{|a|}^b dz\ \tanh\frac{z}{2T}\ \frac{(z^2-ab)(A^2-z^2)^{1/2}(B^2-z^2)^{1/2}}{(b^2-z^2)^{1/2}(z^2-a^2)^{1/2}}$$

$$+\int_A^B dz\ \tanh\frac{z}{2T}\ \frac{(z^2-ab)(B^2-z^2)^{1/2}(z^2-A^2)^{1/2}}{(z^2-a^2)^{1/2}(z^2-b^2)^{1/2}}$$

$$+2\eta a\int_{|a|}^A dz\ \tanh\frac{z}{2T}\sqrt{\frac{A^2-z^2}{z^2-a^2}}-2\eta b\int_b^B dz\ \tanh\frac{z}{2T}\sqrt{\frac{B^2-z^2}{z^2-b^2}}\Big] \tag{23}$$

ここで，$|a|<b<A<B$；$W\eta<\triangle^2$ と仮定している。

さて，$\Pi(K,0)$ の計算のときと同様に，$\tanh\frac{z}{2T}=1-2f(z)$ とし，(23)式を２つの部分，$\Pi_z(K+q,0)-\Pi_z(K,0)$ と $\Pi_t(K+q,0)-\Pi_t(K,0)$ に分ける。$\Pi(K+q,0)-\Pi_z(K,0)$ の計算において，$\eta, T<\triangle<W$ の条件のもとでは，第１項の $\sqrt{(A^2-z^2)(B^2-z^2)}$ は $4\triangle^2$，第２項の $(z^2-ab)/\sqrt{(z^2-a^2)(z^2-b^2)}$ は１と，$\eta^2/\triangle^2$ のオーダーの範囲内で近似することができる。こうして，

$$\Pi_z(K+q,0)-\Pi_z(K,0)$$

$$\cong\frac{2\lambda}{\pi\triangle^4}\int_0^W d\xi\Big[\int_{|a|}^b dz\ \frac{4\triangle^2(z^2-ab)}{\sqrt{(b^2-z^2)(z^2-a^2)}}+\int_A^B dz\sqrt{(B^2-z^2)(z^2-A^2)}$$

$$+2\eta a\int_{|a|}^A dz\sqrt{\frac{A^2-z^2}{z^2-a^2}}-2\eta b\int_b^B dz\sqrt{\frac{B^2-z^2}{z^2-b^2}} \tag{24}$$

を得る。(24) 式の積分は，$\Pi_t(K+q,0)-\Pi_t(K,0)$ の結果と比較するために，ξ と z の積分順序を交換しておいた方がよい。(24) 式は楕円積分に帰着され，(16)式を使って表現することができる。η^2 についての leading term を求めると，$\eta^2/\triangle^2$ のオーダーの範囲で

$$\Pi_z(K+q,0)-\Pi_z(K,0)\cong\frac{\lambda W^2}{\triangle^4}\eta^2+4\lambda\Big(\frac{\eta}{\triangle}\Big)^2\ln\frac{\triangle}{\eta}$$

$$=\lambda\Big(\frac{\eta}{\triangle}\Big)^2\Big[\Big(\frac{W}{\triangle}\Big)^2+4\ln\frac{\triangle}{\eta}\Big] \tag{25}$$

となる。

次に$\Pi_t(K+q,0)-\Pi_t(K,0)$を求めてみよう。η, $T<\triangle<W$の条件の下では，上記の近似式以外に，$z>\triangle$で$f(z)\sim 0$なることを使えば

$$\Pi_t(K+q,0)\cong -\frac{16\pi}{\pi\triangle^4}\int_0^W d\xi\int_{|a|}^b dz\ f(z)\ \frac{\triangle^2(z^2-ab)}{\sqrt{(b^2-z^2)(z^2-a^2)}} \tag{26}$$

となり，ξとzの積分順序を交換すれば，

$$\Pi_t(K+q,0)-\Pi_t(K,0)\cong -\frac{32\lambda\eta}{\pi\triangle^3}\int_0^\infty dz\ zf(z)\frac{1}{b'}[I_0(k^2)-2I_2(k^2)] \tag{27}$$

となる。ここで$a'=z-\eta$, $b'=z+\eta$, $k^2=(b'^2-a'^2)/b'^2$である。k^2について展開し，leading term を求めると，

$$\Pi_t(K+q,0)-\Pi_t(K,0)\cong -4\lambda\left(\frac{\eta}{\triangle}\right)^2\ln\frac{T}{\eta}\qquad \frac{\eta}{T}<1 \tag{28}$$

$$\cong 12\zeta(3)\frac{\lambda T^3}{\eta\triangle^2}\qquad \frac{\eta}{T}>1 \tag{29}$$

以上の結果をまとめ，ζ_ℓと$2\eta=\tilde{\eta}$の対称性を使うと，

$|\tilde{\eta}|/T$, $|\zeta_\ell|/T<1$の場合

$$\Pi(K+q,i\zeta_\ell)-\Pi(K,0)=\lambda\left[\left(\frac{W}{\triangle}\right)^2+\ln\frac{\triangle}{T}\right]\left[\left(\frac{\zeta_\ell}{\triangle}\right)^2\right] \tag{30}$$

$|\tilde{\eta}|/T$, $|\zeta_\ell|/T>1$の場合

$$\Pi(K+q,i\zeta_\ell)-\Pi(K,0)=\lambda\left\{\left(\frac{W}{\triangle}\right)^2\left[\left(\frac{\tilde{\eta}}{\triangle}\right)^2+\left(\frac{\zeta_\ell}{\triangle}\right)^2\right]+\left(\frac{\tilde{\eta}}{\triangle}\right)^2\ln\frac{\triangle}{|\tilde{\eta}|}+\left(\frac{\zeta_\ell}{\triangle}\right)^2\ln\frac{\triangle}{|\zeta_\ell|}\right\} \tag{31}$$

となる。

§ 4. self-consistent equation

今(6)式のζ_ℓの sum を contour 積分になおし，解析接続をする。その結果において，

$\coth\frac{z}{2T}=1+2n(z)$; $n(z)$:Bose 分布関数から，$\triangle^2$ を zero point fluctuationによる項 $\triangle_z^2$ と thermal fluctuation による項 $\triangle_t^2$ とに分離する。$\triangle_t^2$ において $n(z)\cong T/z$ と近似すれば

$$\triangle^2=\triangle_z^2+\triangle_t^2 \tag{32}$$

$$\triangle_z^2=-\frac{\lambda}{\pi}\int_0^{\kappa}d\tilde{\eta}\int_0^{\infty}d\zeta\,\mathscr{D}(K+q,i\zeta) \tag{33}$$

$$\triangle_t^2=-\lambda T\int_0^{\kappa}d\tilde{\eta}\,\mathscr{D}(K+q,0) \tag{34}$$

となる。ここで κ は phonon wave vector の cut off である。

次に phonon Green's function $\mathscr{D}(K+q,i\zeta_\ell)$ は，

$$\omega_K^2\mathscr{D}^{-1}(K+q,i\zeta_\ell)\cong-[\zeta_\ell^2+\lambda\omega_K^2\{\varepsilon+\frac{1}{\lambda}(\Pi(K+q,i\zeta_\ell)-\Pi(K,0))\}] \tag{35}$$

となる。ここで

$$\varepsilon\equiv\frac{1}{\lambda}+\frac{1}{\lambda}\Pi(K,0) \tag{36}$$

と定義する。(33)，(34) 式における $\tilde{\eta}$ 積分の主要な寄与は $0\sim\kappa'=\min(\triangle\exp(-W^2/\triangle^2),\ \triangle\exp(-\lambda\omega_K^2/\triangle^2))$ の領域であることがわかる。$\kappa'<\kappa$ であるから，$0\sim\kappa'$ における $\mathscr{D}(K+q,i\zeta_\ell)$ の振舞いを (30)，(31) と (35) 式から求めると次の表のようになる。

$\tilde{\eta},\ \zeta_\ell$	$0\sim T$	$T\sim\kappa'$
$\lambda\mathscr{D}^{-1}(K+q,i\zeta_\ell)$	$\varepsilon+[(\frac{\tilde{\eta}}{\triangle})^2+(\frac{\zeta_\ell}{\triangle})^2]\ln\frac{\triangle}{T}$	$\varepsilon+(\frac{\tilde{\eta}}{\triangle})^2\ln\frac{\triangle}{\lvert\tilde{\eta}\rvert}+(\frac{\zeta_\ell}{\triangle})^2\ln\frac{\triangle}{\lvert\zeta_\ell\rvert}$

まず (33) 式において $\triangle_z^2$ を表を使って計算することを考えてみよう。

$$\triangle_z^2\cong-\frac{\lambda}{\pi}[\int_0^{T}d\tilde{\eta}\int_0^{T}d\xi\,\mathscr{D}(K+q,i\zeta)$$

$$+2\int_0^T d\xi \int_T^{\kappa'} d\tilde{\eta}\, \mathscr{D}(K+q, i\zeta) + \int_T^{\kappa'} d\tilde{\eta} \int_T^{\kappa'} d\zeta\, \mathscr{D}(K+q, i\zeta)] \tag{37}$$

において，温度に依存して最も主要な寄与は右辺第３項からくる。それ故

$$\triangle_z^2 \cong \triangle^2 \ln \ln \frac{1}{\varepsilon} \tag{38}$$

次に thermal fluction による寄与$\triangle_t^2$を求めよう。

$$\triangle_t^2 \cong -2\lambda T[\int_0^T d\tilde{\eta}\, \mathscr{D}(K+q, 0) + \int_T^{\kappa'} d\tilde{\eta}\, \mathscr{D}(K+q, 0)] \tag{39}$$

において，主要な寄与は右辺第１項からきて，その結果，

$$\triangle_t^2 = \frac{2\triangle T}{\sqrt{\varepsilon \ln \frac{\triangle}{T}}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{T^2 \ln \frac{\triangle}{T}}{\triangle^2 \varepsilon}} \tag{40}$$

を得る。

§ 5. Concluding Remarks

Suzumura-Kurihara の preprint では phonon Green's function $\mathscr{D}(K+q, i\zeta_\ell)$の振舞いが不明確であるが，我々の結果は表に示されるように，$\tilde{\eta}$ と ζ_ℓ の範囲によって異なる振舞をしていることを示すことができる。しかし (32)，(38) と (40) 式から Peierls transition は RRPA の近似の範囲内では起こらないということは一致する。

次に (32)，(38) と (40) 式を使って，zero point fluctuation $\triangle_z^2$と thermal fluctuation $\triangle_t^2$の$\triangle^2$への寄与を検討してみよう。$\triangle_t^2$ と$\triangle_z^2$のききかたは温度に依存し，$T > \triangle/\exp\exp 1$ と $T < \triangle/\exp\exp 1$ との温度領域に分けられ，$\triangle_t^2$ は前者の温度領域で$\triangle_z^2$ は後者の温度領域で重要な役割をしている。

i) $T > \triangle/\exp\exp 1$: thermal fluctuation の寄与

この温度領域では$\triangle_t^2$がきき，$\triangle_z^2$は重要ではない。従って (32) 式と (40) 式とから

$$\varepsilon \sim \left(\frac{T}{\triangle}\right)^2 \left(\ln \frac{\triangle}{T}\right)^{-1} \tag{41}$$

と与えられる。

ii) $T < \triangle/\exp\exp 1$: zero point fluction の寄与

この温度領域では，$\triangle_z^2$ によって決められ$\triangle_t^2$ はきかない。(32) 式と (38) 式によって self-consistent equation が成立するために，ε の振舞いは温度が低下するに従って次のように変化する。

$$\left.\begin{array}{ll} T\sim\triangle/\exp\,\exp\,\exp 1 & \varepsilon\sim\left(\ln\frac{\triangle}{T}\right)^{-1} \\ \vdots & \\ T\sim\triangle/\underbrace{\exp\,\exp\cdots\exp 1}_{n+2} & \varepsilon\sim\left(\underbrace{\ln\,\ln\cdots\ln}_{n}\frac{\triangle}{T}\right)^{-1} \end{array}\right\} \tag{42}$$

(42) 式のように，温度Tは限りなく0に近づくことができる。Tが限りなく0に近づけば近づく程，ε の0への近づき方はますますゆっくりになっていく。究極において Peierls transition は起こらないことがわかる。

△の温度依存性は (19) と (36) 式を使って，T＝0における△を$\triangle_0$とすれば，

$$\triangle\cong\triangle_0\exp(-\varepsilon) \tag{43}$$

となる。ここで$\triangle_0=W\exp\left(\frac{1}{\lambda}\right)$である。

以上のように，RRPAの範囲内で一次元では絶対零度においても Peierls transition が生じないことが示された。従って Peierls transition が起こるためには，三次元効果が重要である。我々は三次元効果を考慮し，異方性の強い擬一次元電子・フォノン系の問題を現在検討中である。

最後に一次元電子・フォノン系の計算するにあたり，非常に有益な discussion をして下さいました Dr.S.Takada に心から感謝します。

参　考　文　献

1) L. B. Coleman, M. J. Cohen, D. J. Sandman, F. G. Yamagishi, A. F. Garito and A. J. Heeger : Solid State Commun. **12** 1125 (1973)
2) R. E. Peierls : Quantum Theory of Solids (Clarendon Press, Oxford, 1955) Chap. V p. 108
3) 例えば，福山秀敏：物性 **15** 492 (1974) に解説がある。
4) preprint
5) preprint