

1. 縦波超音波の超伝導体への効果^{*)}

東北大通研 今井捷三

超音波を照射した場合の超伝導体の非平衡状態について調べる。特に次の2点を明らかにすることを目標とする。

I. Lax-Vernon, Abels-Goldstein¹⁾ はトンネル ($I-V$) 特性の超音波による変化を測定した。Lax-Vernonによれば, 格子変位 $S(\vec{r}, t)$ に伴う deformation potential による超音波と電子の相互作用を考えると, 長波長極限でハミルトニアンは,

$$\mathcal{H} = \sum_k (\epsilon_k + C_s \cos \omega t) C_k^\dagger C_k \quad (1)$$

で与えられる。これは Tien-Gordon²⁾ によるトンネル接合中の交流電場がある場合と全く同形のハミルトニアンで, $I-V$ 特性の変化も, Tien-Gordon 理論で与えられる。この効果は電子のエネルギー準位が断熱的に超音波によって振動することによる。

他方 Tredwell-Jacobsen³⁾ は, 臨界電流 I_c が, 超音波を加える時に増加することを観測した。これは, オーダー・パラメタ (エネルギー・ギャップ) の増大によるもので, この現象については Eliashberg⁴⁾ によって理論が作られている。彼によれば, オーダー・パラメタの変化は, フォノン吸収による電子の準粒子分布の変化によって説明される。この2つの現象を統一した見方から説明する。

II. 表面超音波をトンネル接合面に平行に入れた場合, 超音波は空間-時間変化する deformation potential $\varphi(x, t) \propto \cos(qx - \omega t)$ をひき起す。このとき, オーダー・パラメタの位相差 ϕ について Josephson 方程式を

$$\dot{\phi} = \frac{\hbar}{2e} V(t) \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \phi(x, t) = \frac{\hbar}{2e} V(x, t) ? \quad (2)$$

のように, 局所的な形に拡張できるか否か興味がある。⁵⁾ このことはオーダー・パラメタ, さらに1電子グリーン関数が(2)式で与えられる局所的な位相変化を, それぞれの

超伝導体内でするか否かに帰着する。pureな超伝導体 ($q\ell \gg 1$, ℓ = 電子の平均自由行程) では、音波の1振動周期の間に電子は距離 $d \sim v_F / \omega = (v_F / v_s q)$ だけ進むが、これは音波の波長 $\sim q^{-1}$ に比べ、 $v_F / v_s \sim 10^3 \gg 1$ (v_F = 電子フェルミ速度, v_s = 音波) の為にはるかに大きく、電子は局所的より空間平均場を感じる。(電磁場の場合は $v_F / c \ll 1$ (c = 光速) の為に局所場を感じ(2)式の拡張が成立する)。dirtyの極限 ($q\ell \lesssim 1$) では、 $\omega \gg Dq^2$ ($D = \frac{1}{3} v_F \ell$) が満たされると、局所的な(2)式が成立つ可能性がある。この可能性を詳しく検討するのが第2の目標である。dirtyの場合、超音波吸収の理論から知られているように、不純物によるCollision dragの効果が重要である。

以上の2点を明らかにする為に、Eliashberg にならない縦波超音波を加えた場合の非平衡グリーン関数 $G(r, t, r', t')$ を求める。基礎方程式は、Keldysh⁶⁾ の方法に基き、Larkin-Ovchinnikov⁷⁾ によって求められている。

$$\left(\dot{q} \tau_z \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2m} \nabla^2 - \hat{A} - e\varphi + \mu + \hat{\Sigma} \right) \hat{G}(r, t, r', t') = -\delta(r - r') \delta(t - t') \quad (3)$$

ここで φ は Scalar potential, 又 self energy $\hat{\Sigma}$ は、熱的フォノン及び不純物散乱からくる。 $\hat{G}$ は

$$\hat{G} = \begin{bmatrix} \hat{G}^R & \hat{G} \\ 0 & \hat{G}^A \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} G & F \\ -F^+ & \bar{G} \end{bmatrix} \quad (4)$$

で与えられる。この式から、Scalar potential φ が、 $\varphi(r, t) = \varphi_v(t) + \varphi'(r, t)$ のように、空間的に均一な部分と空間に依存する部分とに分けられた時、空間的に均一の部分の効果は、変換

$$\begin{aligned} \hat{G}(\hat{\Sigma})(t, t') &= e^{-i\varphi(t)\tau_z} \hat{G}'(\hat{\Sigma}')(t, t') e^{i\varphi(t')\tau_z} \\ D(t, t') &= D'(t, t'), \quad \hat{A}(t) = e^{-i\varphi(t)\tau_z} \hat{A}'(t) e^{-i\varphi(t)\tau_z} \end{aligned} \quad (5)$$

のように、 $\varphi_u = 0$ の解 $\hat{G}'$, $\hat{\Sigma}'$, D' , $\hat{A}'$ より得られる。ここで

$$\partial \phi(t) / \partial t = e \phi_u(t) \quad (6)$$

この変換より, $\phi(r, t) = \phi_u(t)$ の場合, Tien-Gordon の結果及び, Josephson の式(2)が直ちに導かれる。

そこで, $S(r, t) \propto \phi(r, t) \propto \cos(q \cdot r - \omega t)$, $\phi_u = 0$ の場合を考える。Collision drag 効果は, Osaka, Eisenriegler⁸⁾ にならい, 不純物ポテンシャル, $V_{\text{imp}}(r) = \sum_d v(r - R^d - S(R^d \cdot t))$ を S について展開して取り扱う。結果として, Lax-Vernonらの効果はなく, Eliashberg の効果のみあることが判る。次に Thin film トンネル接合で, 接合面に垂直に縦波音波を加えた場合, 音波は定在波となり ($\phi \propto \cos qx \cdot \cos \omega t$), $\phi_u = \cos \omega t \cdot \int dx \cos qx \neq 0$ となり, Lax-Vernonらの効果も残ることになる。最後に II の問題については, グリーン関数が局所的な $\phi(r, t)$ による変換(5)に従うか否かに帰着される。 $S(r, t) \propto \cos(qr - \omega t)$ の場合について, グリーン関数の S についての展開の一次の項を調べると, $\omega \gg Dq^2$ の極限でも, Collision-drag 効果の為この変換は成り立たず(2)式の拡張は成立しないことが判る。

References

- *) S. Imai and N. Mikoshiba, preprint.
- 1) E. Lax and F. L. Vernon, Phys. Rev. Lett. **14**, 256 (1965); B. Abeles and Y. Goldstein, Phys. Rev. Lett. **14**, 595 (1965).
- 2) P. K. Tien and J. P. Gordon, Phys. Rev. **129**, 647 (1963).
- 3) T. J. Tredwell and E. H. Jacobsen, Phys. Rev. **B13**, 2931 (1976).
- 4) G. M. Eliashberg, Sov. Phys-JETP **34**, 668 (1972).
- 5) S. Morita and N. Mikoshiba, J. Phys. Soc. Japan **43**, 817 (1977).
- 6) J. V. Keldysh, Sov. Phys. -JETP **20**, 1018 (1965).
- 7) A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. -JETP **41**, 960 (1976).
- 8) Y. Osaka, J. Phys. Soc. Japan, **18**, 877 (1963); E. Eisenriegler, Z. Physik **258**, 185 (1973).