3. 温度勾配によって誘起される準粒子ポテンシアル

東理大理　石 井 力，山 口 喜 博

外部から余剰準粒子励起を注入するとき，超伝導体内部で，準粒子のエネルギー分布の平衡からのずれを生じ，これに見合って準粒子に働くスカラー・ポテンシァルが誘起され，この非平衡起伝導体にとりつけた準粒子トンネル接合を介した電位差として検出されることが知られている。[1] 非平衡超伝導領域が微小ならば，準粒子エネルギー分布のずれ δf やポテンシアル Φ の空間変化を無視した取り扱いが可能である。[2]

最近，比較的大きなサイズ（長さ 1 ㎜）の超伝導薄膜帯に，温度勾配を与え，これによって生じた過剰準粒子励起による準粒子ポテンシアルを測定する試みがなされた。[3] この実験条件の下では，温度勾配の方向に測った位置 x によって，分布のずれ δf やポテンシアルは空間変化をしている筈である。

そこで，吾々は，以前に求めた拡散項を有する輸送方程式を用いて，小さな温度勾配の下にある超伝導体中の準粒子ポテンシアル分布 $\Phi(x)$ を調べた。先ず，$\delta f(\varepsilon, x)$ に対する線型輸送方程式は，

$$2\Delta N_1(\varepsilon)\delta f - D\frac{\partial}{\partial x}\left[M(\varepsilon)\frac{\partial}{\partial x}\delta f - L(\varepsilon)\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_F}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial x}\right] = I_{ph}(\delta f) \qquad (1)$$

と与えられる。Δ は平衡状態でのエネルギー・ギャップ，$N_1(\varepsilon)$ は無次元準粒子状態密度，D は拡散定数，$M(\varepsilon)$ や $L(\varepsilon)$ はコヒーレンス因子に起因する ε，Δ の関数，$f_0(\varepsilon)$ は平衡フェルミ分布，I_{ph} はフォノンとの非弾性散乱による衝突演算子である。分布のずれ $\delta f(\varepsilon, x)$ は，電気的中性の条件によって，ポテンシアル $\Phi(x)$ と

$$e\Phi(x) = -\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon N_1(\varepsilon)\,\delta f(\varepsilon, x) \qquad (2)$$

の関係にある。演算子 I_{ph} の性質から，(1)の解のエネルギー依存性を

$$\delta f(\varepsilon, x) = -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{N_1(\varepsilon)}{N_1(\varepsilon) + 2\tau_\varepsilon \Delta N_2(\varepsilon)} \eta(x) \tag{3}$$

の形に仮定できる。ここに τ_ε は，フォノンとの非弾性散乱によるエネルギー緩和時間，$N_2(\varepsilon)$ はクーパー対状態密度である。(3)を(1)へ入れて，エネルギー ε について積分し，未知関数 $\eta(x)$ に対する方程式

$$\eta(x) = A\frac{\partial^2}{\partial x^2}\eta(x) + B\frac{\partial^2}{\partial x^2}T(x) \tag{4}$$

をうる。A，Bはxによらない定数である。(2)と(3)を比較して判るように，$\eta(x)$ とポテンシアル $\Phi(x)$ の関係は直接的でない。

ここでは，いわゆるGL－極限　$T \sim T_c$ に限って話を進める。このときには，$O(\Delta^2)$ の精度で $\eta(x) = e\Phi(x)$ が示され，又(4)式は，

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Phi - \frac{1}{\ell_b^2}\Phi = -\frac{S}{e}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{5}$$

に帰することが判る。ここに，$\ell_b = \sqrt{\tau_R D}$ （$\tau_R = \dfrac{4T\tau_\varepsilon}{\pi\Delta}$）は電場侵入度で，Sはノーマル状態での熱電能である。GL－極限では，準粒子の運ぶ電流空度は

$$j_n(x) = -\sigma\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \sigma S\frac{\partial T}{\partial x} \tag{6}$$

で与えられる。$\dfrac{\partial T}{\partial x}$ ＝一定（$\dfrac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$）のみがあるという実験条件の下では，(6)を丁度補う形で超伝導電流 j_s が流れ至るところで $j_s + j_n = 0$ が満たされると考えられる。かつ，超伝導体の両端では $j_s = 0$ とすれば，これから(5)に対する境界条件が導かれる。超伝導体の中心をxの原点とし，長さを2Lとすれば，(5)の解は

$$\Phi(x) = -\ell_b S\frac{\partial T}{\partial x}\cdot\frac{\mathrm{sh}\, x/\ell_b}{\mathrm{ch}\, L/\ell_b} \tag{7}$$

となり，j_n は

$$j_n(x) = \sigma S \frac{\partial T}{\partial x} \left\{ \frac{\mathrm{ch}\ x/\ell_b}{\mathrm{ch}\ L/\ell_b} - 1 \right\} \tag{8}$$

と与えられる。GL－極限を離れると $\eta \neq e\Phi$ となり，(4)式に対する境界条件を再考慮する必要があるが，これは今後の課題である。

1) J. Clarke; Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 1363
2) M. Tinkham; Phys. Rev. **B6** (1972), 1747
3) C. M. Falco; Phys. Rev. Lett. **39** (1977), 660

4. 超流動 ^{3}He の粘性率

東大理　小野義正

「非平衡超伝導の理論的研究」の研究会であるが，液体 ^{3}He は電子系の超伝導と同じ機構，フェルミ面上の**p**と-**p**の運動量をもつ2つの ^{3}He 粒子が Cooper pair をつくって超流動状態になる。そこで ^{3}He の輸送現象を考えることにより逆に超伝導の理論への応用も考えられる。

粘性率 η の測定で超流動性が明らかになったが，温度を下げると $T \lesssim T_c$ で η は急に減少し， constant になり，さらに低温で又増大する傾向が実験でみられた。これを準粒子の衝突による運動量交換によるものと考えて η を理論的に求めた。[1), 2)] 方法はまず準粒子に対する輸送方程式をたてる。特に衝突項が重要なので，これを次の方法で求める。まず正常状態での相互作用ポテンシャルをボゴリューボフ変換を行ない，準粒子間の有効相互作用を求める。これからボルン近似を用いて衝突積分中の遷移確率を求める。特に超流動性を表わすコヒーレンス項に注目して，ポテンシャルは簡単なものを用いる。衝突項のエネルギーとポテンシャル依存性が複雑なので，輸送方程式を変分法を用いて解く。用いた試行函数は $T \to 0$ の極限で厳密な解を与え， $T \to T_c$ は厳密に求めた η の