95％を与えるので,[3] 超流動状態の全温度領域で充分よいものである。$0.8 \leq t \leq 1.0$ ($t = T/T_c$) での理論値は Johnson et al.[4] による20気圧（B相）での実験とはよい一致を示すが，最近の Reppy[5] のよい精密な実験値よりも大きな値を出す。これは相互作用の運動量依存性を無視したためと思われる。

また低温になると準粒子の数が減少し，平均自由行程 ℓ が長くなるが，正常状態でのデータを用いて低温での ℓ を評価すると $t \lesssim 0.2$ で㎜の程度になる。[6] よって $t \leq 0.2$ では準粒子は互いにぶつからないで容器の壁にぶつかる様になり，今までの輸送方程式は使えなくなることもわかった。

1) Y. A. Ono, Ph. D. Thesis, University of Tokyo (1976)
2) Y. A. Ono, J. Hara, K. Nagai, and K. Kawamura, J. Low Temp. Phys. **27**, 513 (1977)
3) Y. A. Ono, submitted to Progr. Theor. Phys.
4) R. T. Johnson, R. L. Kleinberg, R. A. Webb, and J. C. Wheatley, J. Low. Temp. Phys. **18**, 501 (1975)
5) J. D. Reppy, Proceedings of Hakone Symposium on Physics at Ultra low Temperatures (The Physical Society of Japan, Tokyo, Japan, 1978) p. 89.
6) Y. A. Ono, Prog. Theor. Phys. **58**, 1068 (1977).

5. Fermi 粒子の超流動体に対する２流体方程式の微視的導出

山口大文理　　原　純一郎

超流動 He－3において，Bogolinbov 準粒子に対する Kinetic Equation (K. E.) を使って，種々の輸送係数が計算され，又 Fermi 粒子の超流動体に対する K. E. の微視的な導出もされている。[(1)] ここでは S-wave B. C. S. 状態に対する K. E. を少し違った方法で導出し，さらに２流体方程式を導こう。南部表示の場の演算子に対する 2×2 行列 Green 関数 $G^{\gtrless}(p\omega' \gamma t)$ の K. E. は,

$$\frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial t}+i\,[\,\xi,G^{\gtrless}\,]_{-}+\frac{1}{2}\,[\,\frac{\partial \xi}{\partial p}\,,\frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial r}\,]_{+}-\frac{1}{2}\,[\,\frac{\partial \xi}{\partial r}\,,\frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial p}\,]_{+}+\frac{1}{2}\,[\,\frac{\partial \xi}{\partial t}\,,\frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial \omega'}\,]_{+}=\mp I$$

である。ここで，注目するdisturbanceの振動数ω，波数ベクトルqでK. E. が展開出来るよう order parameter の位相を0とする gauge 変換がなされている。ξは，熱平衡状態での Energy 行列ξ_0, Fermi liquid correction $\delta\xi_{FL}$, そしてgauge変換した事によりでてくる$\delta\xi^{ex}=-\delta\mu\sigma_3+\mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_s\sigma_0$よりなっている。但し，$\delta\mu$は位相の時間微分，$\mathbf{v}_s$は位相の空間微分に比例している。以下，巨視的極限を考える事とし，ω，qの1次までの近似をする事にしよう。Kadanoff & Baym の方法(2)に従い，まず Spectral 関数$A(p\omega' r t)$を1次までで求めると0次の項A_0は，

$$A_0(p\omega' r t)=2\pi\sum_{\nu}\delta(\omega-\nu E_{\nu p})\,\frac{1}{2}\,(\,1+\nu\frac{\bar{\xi}}{\bar{E}}\,)$$

となる。ここで$\xi=\bar{\xi}-\frac{1}{2}\hbar\xi$，$\bar{E}$は$\bar{\xi}$の固有値，$E_{\nu p}=\bar{E}+\nu\frac{1}{2}\hbar\bar{\xi}$ である。1次の項A_1 の具体的な表式は以下の議論では必要ない。Green 関数$G^{\gtrless}$の成分は Spectral 関数の成分と，分布関数の成分の積でかけ，

$$G^{\gtrless}_{ss'}\sim(A_0+A_1)_{ss'}\,(\,f_0^{\gtrless}(\omega')+f^{\gtrless}_{1ss'}$$

$$\sim A_{ss'}\,f_0^{\gtrless}(\omega')+A_{0ss'}\,f^{\gtrless}_{1ss'}$$

となる。ここで$f^{<}(\omega')=1-f^{>}(\omega')$は，Fermi 分布関数である。さらに，$A_{ss'}=G^{>}_{ss'}+G^{<}_{ss'}$を考えて，

$$G^{\gtrless}_{ss'}\sim A_{ss'}\,f_0^{\gtrless}(\omega')\mp\sum_{\nu}\delta F_{\nu ss'}\;2\pi\,\delta(\omega'-\nu E_{\nu p})$$

と書ける。この表式を$G^{\gtrless}$のK. E. に代入し，Spectral 関数の満足する式を考えると，δF_νに対するK. E. を導出できる。Chapman, & Enskogの方法(3)に従って，K. E. を解く為，まず局所平衡状態での分布関数F^{ℓ}をもとめると，

$$F^{\ell}=\sum_{\nu}\frac{1}{2}\left(1+\nu\frac{\overline{\xi}^{\ell}}{\overline{E}^{\ell}}\right)f\left(\beta\left(\nu E_{\nu\mathbf{p}}-\mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_{n}\right)\right)$$

となる。ここで，normal 成分の速度 $\mathbf{v}_n$ を導入した。 $f(\beta(\nu E_{\nu\mathbf{p}}-\mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n))$ は，Bogoliubov 準粒子の局所平衡状態の分布関数に対応している。この形を，K.E. の Drift 項に代入し，分布関数の１次の項 δF_ν を求めると，$\tau\Delta\gg 1$ の極限で

$$\delta F_{\nu}=\frac{1}{2}\left(1+\nu\frac{\xi_0}{E_0}\right)\frac{\partial f^{0}}{\partial E_0}\phi_{\nu}+f^{(2)}\sigma_2$$

の形の解が，すべての disturbance に対して得られる。第１項は，Bogoliubov 変換すればわかるように，$\dfrac{\partial f^{0}}{\partial E_0}\phi_\nu$ が Bogoliubov 準粒子に対する分布関数の１次の項を表わしている。第２項は，order parameter の位相に寄与する項なので，$\mathbf{p}$ ー積分すれば０となるべき項である。この様にして求まった分布関数を，K.E. に代入し，衝突に際する粒子数運動量，エネルギーの保存則を使うと，通常の２流体方程式が導入できる。[4] この方程式の含んでいる種々の輸送係数は，$T\simeq T_c$ においては，particle-hole symmetry が成立しているとして Δ/ϵ_F の項を落すと，

$$\zeta_1=\zeta_4=0$$

$$\zeta_3=\left(\frac{1}{N_0}\right)^2\sum_{\mathbf{p}}\left(\frac{\epsilon\mathbf{p}}{E\mathbf{p}}\right)^2\frac{\partial f^{0}}{\partial E\mathbf{p}}\tau_3$$

$$\eta=\frac{1}{2}\sum_{\mathbf{p}}p_\alpha v_{f\beta}\frac{\partial f}{\partial E\mathbf{p}}\left(\frac{\epsilon}{E}\right)^2\tau_\delta\left(v_{f\alpha}p_\beta-\frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}v_{f\ell}p_\ell\right)$$

$$\kappa=\frac{1}{3}\sum_{\mathbf{p}}\epsilon^2_{\mathbf{p}}v_f^2\frac{\partial f}{\partial E\mathbf{p}}\tau_7$$

となる。ここで輸送係数の記号は， Khalatnikov の教科書[4] に従った。又 τ_i は適当な relaxation time である。 ζ_2 は non zero で残るが，Δ/kT_c についての order がはっきり求まっていない。

文　献

1) P. Wölfle, J. Low, Temp. Phys. **22**, 157 (1976)
   V. S. Shuméiko, JETP. **36** 330 (1973)
2) L. P. Kadanoff & G. Baym, Quantum Statistical Mechnics (Benjamin)
3) S. Chapman & T. G. Cowling, Mathematical Theory of Non-uniform gases. (Cambridge)
4) I. M. Khalatnikov, Introduction to the Theory of Superfluidity. (Benjamin)