$$\omega(\delta n' + \langle\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}\delta\varepsilon\rangle) - \delta n'\,\varepsilon^{0}_{k+} + \varepsilon^{0}_{k-}\,\delta n' = I[\delta n']$$

$$\langle\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}\delta\varepsilon\rangle = -\beta(\ell^{\beta\varepsilon_0}+1)^{-1}\int_0^1 d\lambda\, e^{(1-\lambda)\beta\varepsilon_0}\,\delta\varepsilon$$
$$\times\ e^{\lambda\beta\varepsilon_0}(e^{\beta\varepsilon_0}+1)^{-1}$$

のようになる。但し，$I[\delta n']$ は Bogolyubov 変換をすれば対角要素だけが零でないような matrix である。$\delta\varepsilon$ と δn，$\delta n'$ の間には，

$$\delta\varepsilon(k) = \sum_{k'} f(k,k')\,\delta n(k')$$
$$= \sum_{k'} g(k,k')\,\delta n'(k')$$

のような関係があり対角要素については，normal Fermi liquid と同じ関係が f と g の間に成り立つが，非対角要素については，gap 方程式を満たすゆらぎ（例えば Bogolyubov-Anderson mode, orbit wave 等）については，g は無限大になる。

参 考 文 献

1 R. Combescot, Phys. Rev. Lett. **35**, 1646 (1975).

2 R. Combescot and W. M. Saslow, J. Low Temp. Phys. **26**, 519 (1977).

Orbital Dynamics について

道都短大　石　川　正　勝

A 相の $\vec{\ell}$ −ベクトルの運動を含めて，order parameter の回転運動に関する動力学は今だに論争中の問題である。最近 R. Combescot[1] と M. C. Cross[2] がそれぞれ matrix kinetic equation から出発し microscopic な立場からこれについて論じている。特に，Combescot は系の一様な運動をかなり詳細に検討しているので彼の理論を中心に紹介した。[3] 又，現

象論としては H. E. Hall と J. R. Hook[4], C. Hu と W. M. Saslow[5]がそれぞれ，任意のtextureで使える非線型 orbital hydrodynamics を提出しているが，基本的な問題点を含んでいると思われるので指摘した。

Combescot は彼のspin dynamicsのやり方にならって，matrix kinetic equationを回転しているorder parameterに固定した座標系で記述し，角運動量の保存則から得られる式を利用している。そして hydrodyhamic regime では collision time approximation で準粒子間の collision を取扱っている。他の理論との関係で，得られた主な結論を2点だけ上げておく。(i) Bogoliubov 準粒子が well defined であるという意味での hydrodynamic condition ($\omega \ll (T_C/E_F)\max|\triangle_k|$) では Leggett-Takagi の論じた orbital susceptibility に関連した項に比べて，intrinsic angular momentum に関連した項 (particle-hole asymmetryを考慮した) がdominantになる。又 pair breaking が無視できる為には $\omega \ll T$ であることが必要であるが，この条件下では orbital susceptibility に関連した項よりも“normal locking” term が dominant になる。従って Leggett–Takagi 型の運動方程式は collisionless regime で pair breaking effect を無視した時に得られる。(ii) hydrodynamic regime ($\omega \ll (T_C/E_F)\max|\triangle_k|$, $\omega \ll \frac{1}{\tau} \ll T$) では $\vec{\ell}$–ベクトルの運動方程式は Cross-Anderson の型になる。ただし“normal locking” term が彼等のものと少々異なる。又 intrinsic angular momentum の評価が Fermi liquid 効果を考えに入れると，Cross や Volovik のものと異なってくる。

これらの理論においては軌道角運動量を波数表示のものを用いているが気になるところである。

非線型の orbital hydrodynamics の現象論に関しては，前述の Hall と Hook，及び Hu と Saslowの論文では次の形の $\vec{\ell}$ ベクトルの運動方程式を得ている。

$$\frac{\partial \vec{\ell}}{\partial t} + (\vec{v}_n \cdot \vec{\nabla})\, \vec{\ell} = \vec{\ell}\ \text{に働く torque} \qquad (1)$$

$\vec{\ell}$ に働く torqueは $\vec{\ell}$–ベクトルの bendingからくる部分と，superfluid part に相対的な normal part の運動になる ($\vec{v}_n - \vec{v}_s$) を含む部分とからなる。ところで最も自然な考え方としては，$\vec{\ell}$–ベクトルの運動方程式を $\vec{v}_s$ に乗った座標系でながめてやれば

$$\frac{D_S \vec{\ell}}{D_S t} \equiv \frac{\partial \vec{\ell}}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \vec{\nabla})\, \vec{\ell} = \vec{\ell}\ \text{に働く torque} \qquad (2)$$

となるであろう。$T \to 0$ を考えると$\vec{\ell}$ーベクトルに働く torqueのうち normal part の運動による部分は消えるはずである。そしてsuperfluid partだけの運動方程式が得られるはずであるが，彼等の式（1）では normal fluid velocity $\vec{v}_n$ が残ってしまう。理論の枠組の中に，$\vec{\ell}$ーベクトルが superfluid part に付随した量であることが正しくとり入れられていない様に思われるが，理論をどの様に変更したらよいかという事はあまり簡単問題ではなさそうである。

参 考 文 献

1) R. Combescot, preprint.
2) M. C. Cross, J. Low Temp. Phys. **26** (1977), 165.
3)その後 Leggett と Takagi の preprint があるのを知った。
4) H. E. Hall and J. R. Hook, J. Phys. C **10** (1977), L91.
5) C. Hu and W. M. Saslow, Phys. Rev. Lett. **38** (1977), 605.

回転容器内の ^{3}He－A

恒 藤 敏 彦
藤 田 利 光

液体 ^{4}He－Ⅱ のような通常の超流体を回転させると，芯をもつ渦糸ができる。充分大きな円柱形の容器では，回転数に応じた密度で渦糸が格子状に分布する。その流体力学的な取扱いは，Tkachenko によって与えられた。[1]

^{3}He-A の場合，織目 (Texture) があるために，必ずしも超流体中での渦度は 0 ではない。いいかえると，Singular な芯をもつ渦糸の形をとらなくても角運動量を担うことができる。そのような織目構造は，たとえば Mermin-Ho[2] あるいはAnderson-Toulouse[3] によって与えられている。したがって ^{3}He -A を回転させたとき，どのような構造が実現されるかは，興味ある問題である。