

音速が大きいことを用いると一見流体力学的な方程式の組で置き換えることができる。それは、フェルミ面上の粒子分布の低次モーメントだけが重要になるからである。その方程式 (Wölfle, LT 15) に基いて最近の実験の論文^{1), 2)}は書かれている。Ginzburg-Landau自由エネルギーの4次の項に相当する非線形ポテンシャルをつけ加えると、最近のコーネル大での非線形 (ソリトンの) 伝播の実験³⁾が説明できるのではあるまいか。

参 考 文 献

- 1) I. D. Calder et al, Phys. Rev. Letters **45**, 1866 (1980).
- 2) O. Avenel et al, preprint (longitudinal acoustic impedance).
- 3) E. Polturak et al, Phys. Rev. Letters **46**, 1588 (1981).

磁場中の $^3\text{He}-\text{B}$ の collective mode に対する Fermi liquid collections

東大・教養 長谷川泰正・生井沢 寛

最近, Avenel, Varoquaux, and Ebisawa¹⁾によって, $^3\text{He}-\text{B}$ のゼロ音波吸収のピーク^{2), 3)}が磁場をかけることにより5つに分裂することが発見された。このことによって, 吸収が全角運動量 $J=2$ の collective mode の励起に対応していることが確かめられた。 $^3\text{He}-\text{B}$ の collective mode は, $J=0, 1, 2$ のそれぞれ “Real” と “Imaginary” の固有モードに分類できることが知られているが, 以前から知られていたピークが振動数 $\omega = \sqrt{12/5} \Delta$ の $J=2$ imaginary mode で, 新しくみつけれられたピークが $\omega = \sqrt{8/5} \Delta$ の $J=2$ real mode であると考えられている。

我々は, $^3\text{He}-\text{B}$ の collective mode を磁場の1次のオーダーまで解き, 振動数とランダウ因子に対するフェルミ流体補正を求めた。有効磁場に対する F_0^a と F_2^a による補正のほかに, $J=2$ の collective mode は, $l=2$ のランダウパラメーターによる補正をうける。全角運動量 J と, その磁場方向の成分 J_z によってあらわされた collective mode の振動数 $\omega^{(J, J_z)}$ は, 次のように求められた。

Real mode に対しては,

$$\omega^{(0,0)} = 2A$$

$$\omega^{(1,J_z)} = 0,$$

$$\omega^{(2,J_z)} = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{5} A^2 P F_2^a}{1 + \frac{2}{25} A^2 P F_2^a}} \sqrt{\frac{8}{5} A + g_4^{(2)} \omega_L J_z},$$

imaginary mode に対しては,

$$\omega^{(0,0)} = 0,$$

$$\omega^{(1,J_z)} = 2A + g_5^{(1)} \omega_L J_z,$$

$$\omega^{(2,J_z)} = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{5} A^2 P F_2^s}{1 + \frac{3}{25} A^2 P F_2^s}} \sqrt{\frac{12}{5} A + g_5^{(2)} \omega_L J_z}$$

である。 ω_L は、有効ラーモア振動数で、

$$\omega_L = \frac{(1 + \frac{1}{5} F_2^a) r H}{1 + \frac{2}{3} F_0^a + \frac{1}{15} F_2^a + (\frac{1}{3} F_0^a + \frac{2}{15} F_2^a + \frac{1}{5} F_0^a F_2^a) Y},$$

Y は Yoshida 関数, r は ^3He の磁気角運動量比である。ランダウ因子 $g_\alpha^{(J)}$, $(\alpha, J) = (4, 2)$, $(5, 1)$, $(5, 2)$ は,

$$g_4^{(2)} = \frac{1 + \frac{1}{5} A^2 P F_2^a}{2(1 + \frac{2}{25} A^2 P F_2^a)} \left\{ \delta + \frac{\frac{1}{25} A^2 P F_2^a}{(1 + \frac{1}{5} A^2 P F_2^a)^2} (1 - 10\delta - A^2 P F_2^a \delta + \frac{F_2^a Y}{10}) \right\},$$

$$g_5^{(1)} = \frac{A^2}{\omega^2} - \frac{1 - Y}{\omega^2 P},$$

$$g_5^{(2)} = \frac{1 + \frac{1}{5} A^2 P F_2^s}{1 + \frac{3}{25} A^2 P F_2^s} \times \frac{1}{5} g_5^{(1)}$$

である。 P と δ は、温度と ω の関数で、

$$P = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{\tanh \frac{E}{2T}}{E(E^2 - \frac{\omega^2}{4})},$$

$$\delta = -\frac{A^2}{5P} \int_0^\infty d\varepsilon \frac{d}{dE^2} \left(\frac{\tanh \frac{E}{2T}}{E(E^2 - \frac{\omega^2}{4})} \right)$$

液体 ^3He の新しい側面

である。 ($E = \sqrt{\epsilon^2 + A^2}$)

F_2^a, F_2^s どちらも負であると, $\sqrt{8/5} A$ と $\sqrt{12/5} A$ より低い振動数で吸収がおきていることと, 磁場がないときの温度依存性が説明できる。磁場をかけたときの実験データは, 今のところ少ししかないが, 精密な実験が行なわれると, ランダウパラメターを決める一つの有力な手段になることが期待される。

なおこの結果は, まもなく公表する予定です。

参 考 文 献

- 1) O. Avenel, E. Varoquaux and H. Ebisawa, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 1952.
- 2) R. W. Giannetta, A. Ahonen, E. Polturak, J. Saunders, E. K. Zeise, R. C. Richardson, and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 262.
- 3) D. B. Mast, Bimal K. Sarma, J. R. Owers-Bradley, I. D. Calder, J. B. Ketterson, and W. P. Halperin, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 266.