

磁性不純物を含む超伝導体理論 II

東教大・理 柴 田 文 明

町 田 一 成

(9 月 2 0 日 受 理)

前論文¹⁾に引き続き超伝導体中の磁性不純物について調べる。この論文では前論文で得られた結果に基づいて基底状態とそれからの励起状態の性質を解析する。グリーン函数, t 行列等の定義は前と全く同じである。そこで Nagaoka-Matsuura²⁾ にならってグリーン函数の留数を計算することによって基底, 励起状態の様子を調べる。

即ち次の量を定義する：

$$G(\omega) = \sum_k \text{Tr } \hat{G}_{kk}(\omega) \quad (1)$$

そして $G(\omega)$ の $\omega = \omega_1$ での留数を計算すると,

$$\text{Res}(\omega = \omega_1) = \frac{1}{2\pi} \pi \rho \Delta \lim_{\omega \rightarrow \omega_1} \frac{(\omega - \omega_1) t(\omega)}{(\Delta - \omega)^{3/2} (\Delta + \omega)^{1/2}} \quad (2)$$

となり, 更に $t(\omega)$ の具体的な解をつかって変形すると, 次の式を得る,

$$\text{Res}(\omega = \omega_1) = \frac{1}{2\pi} \frac{\pi \rho \Gamma'}{(1 - y_1)^{3/2} (1 + y_1)^{1/2} + \pi \rho \Gamma'} \quad (3)$$

ここで $y_1 = \omega_1 / \Delta$ である。さて J が $|g|$ に比べて十分大きい ($J \gg |g|$) 時, bound state は, Gap の端に十分近くに存在する。(前論文図参照) 実際その時, t 行列の極 ω_1 は,

$$\omega_1 \simeq -\Delta + \frac{2\Delta^3}{(\pi \rho \Gamma)^2} \quad (4)$$

で与えられる。その時 (3) から,

$$\text{Res}(\omega = \omega_1) \simeq \frac{1}{2\pi} + 0\left(\left(\frac{\Delta}{\pi \rho \Gamma}\right)^2\right) \quad (5)$$

となる。このことは $J \gg |g|$ の時に、基底状態は singlet にあり、励起状態は doublet になっていることを意味している。

一方、 $J \simeq |g|$ の時には bound state は Gap の真中にあるので、即ち、 $\omega_1 \simeq 0$ が成立し (3) から

$$\text{Res}(\omega \simeq 0) = \frac{1}{2\pi} \pi \rho \Gamma' \quad (6)$$

これは $J \rightarrow |g|$ の時、 $\Gamma' \rightarrow 0$ なので $\text{Res}(\omega \simeq 0) \rightarrow 0$ となり系は total spin に関して、definite な状態に無いことを意味している。

結局以上の解析から明らかになったこと。

- (1) $J \gg |g|$ では、基底状態は singlet, 励起状態は doublet。
- (2) $J \simeq |g|$ では、系は total spin の definite な状態でない混った状態。

という事になるが (2) の結論は我々の近似に由来するのであるかどうか、更に検討を要する。

References

- 1) K. Machida, C. Inoue and F. Shibata 物性研究, 16 No.6 (1971) 796.
- 2) T. Nagaoka and Matsuura. Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 364.

(我々のグリーン関数の定義は、彼等と $\frac{1}{2}\pi$ の因子だけ違うことに注意)