A15型化合物とHeavy Fermions

名大理　松浦民房

A15型化合物、ならびに、高いT_c, H_{c2}をもつ超伝導体（シェブレル、ロジウムボライド化合物など）は、物性に様々な異常をもつことが知られている。こゝではこれらの物質をCe, U化合物で議論されているHeavy Fermion System（HFS）と関連づけ、物性の異常もHFSに共通な性質として理解しようという観点を御紹介したい。[1]

まず、どうしてこれらの物質はHFSとして捉えられるのかを検討したい。

(1) γ（比熱のTの一次係数）, $\chi(T)$, T_1Tなどは強い温度依存性をもつ。[2] すなわち$T \lesssim 10^2$Kに異常な増大が見られる。これらの事実はフェルミ面近傍に状態密度のピークが存在することを示唆する。実際に従来の理論はこのピークを擬一次元モデルに基づいて導出したり、或いはバンド計算で導出してきた。

(2) しかし、物性の異常は化合物の組成比を変えても依然として存在し、ピークはフェルミ面近傍に存在し続けるようにみえる。一体的起源のピークは組成比の変化とともに容易にフェルミ準位からはずれてしまうことを考慮すると、状態密度のこのピークは多体的起源のものと考えざるをえない。

(3) 超伝導もこのピーク、すなわち重い有効質量をもった電子の状態密度、の寄与が大きいと思われる。このことは$[C_s/C_n]_{T_c} = 3.3$（Nb_3Ge[3]）, 3.28（Mo_6Se_8[4]）, $H_{c2} \sim 10$ Tなど重い超伝導電子質量を必要とする実験事実より結論できる。

(4) このことから、この狭いピークの幅、或は重い電子質量の狭いバンド幅を推定しよう。$H_{c2}(T=0) \sim \phi/2\pi\xi_0^2$, $\phi = hc/2e$, $\xi_0 = \hbar v_F/\Delta \sim k_F^{-1}\varepsilon_F^*/T_c$だから$H_{c2}(0) \sim 30$T $T_c \sim 10$ Kという典型的な値を入れると$\xi_0 \sim 30$ A, バンド幅$\varepsilon_F^* \sim 10^2$Kとなる。

(5) さらに重い質量をもった粒子（HF）が超伝導を担っていると考えると、そのon-site interactionはrepulsiveでinter-site interactionがattractiveになっているHFSで提案された異方的超伝導体にならざるをえない。これらは$C_s \sim T^3$の実験事実とconsistentである。

それでは、Ce, U系でHFの存在に果したスピンの役割は、この系では何によって担われているのであろうか。A15型などでは局所スピンは存在しないので、イオンの自由度に帰着させざるをえない。これについて、重要な提案がYu-Andersonによって行われた。[5]

Yu-Anderson は高温における電気抵抗値が大きいことから電子-格子相互作用 $V_{el\text{-}ph}$ が大きいと推定する。そしてこの $V_{el\text{-}ph}$ を通して電子はイオンをスクリーンし各イオンの運動を局所フォノンとすると共にポテンシャルを double-well にすると考えた。

われわれは Yu-Anderson の局所フォノンモデルをとるが Yu-Anderson とは異り、

(1) イオンの振動より速く動く電子のみを消去し、全部は消去しない。

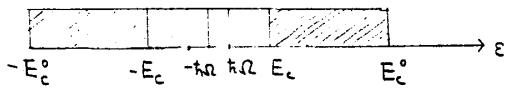
(2) Q（イオンの変位）の一次項だけでなく、高次項も考慮する。

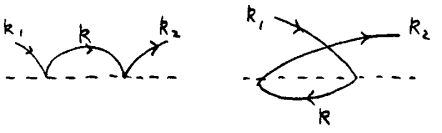
ハミルトニアンとして次のものをとる。

$$H_{el\text{-}ph} = \int d\mathbf{r}\left[v(\mathbf{r}-Q\hat{z}) - v(\mathbf{r}) \right] \psi^{+}(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})$$

$$= \frac{1}{N}\sum_{k,k'} v(k-k')\left\{ \exp\left[-i(k_z-k_z')Q\right]-1 \right\} c_k^{+} c_{k'} \qquad (1)$$

こゝではまずスピンレス粒子を考える。Poor-man's スケーリング[6]により粒子エネルギーがイオン振動エネルギーより大きい部分を消去する。





斜線の部分を消去する。　　$|\varepsilon_{k_1}|, |\varepsilon_{k_2}| < E_c$

$E_c \gg \hbar\Omega$　　$E_c < |\varepsilon_k| < E_c^0$

近藤問題の場合と異り、Q は可換であり、また $|\varepsilon_k| > E_c \gg \hbar\Omega$ を考慮に入れるとエネルギーの繰り込みのみが生じる。これをイオンに対するポテンシャルに繰り込む。

$$\Delta V = \int_{E_c}^{E_c^0} dE \; \frac{1}{N}\sum_{k_1}^{|\varepsilon_{k_1}|<E_c} \frac{\rho}{\omega - E - |\varepsilon_{k_1}|}\, 4\left\langle v^2(k-k_1)\sin^2(k_z-k_{1z})Q/2 \right\rangle, \qquad (2)$$

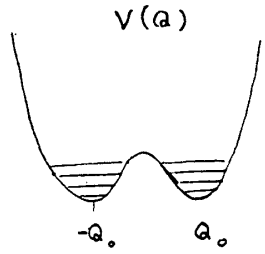
$$V(Q) \equiv \frac{M\Omega^2}{2}Q^2 + \Delta V(Q). \qquad (3)$$

イオンに対する繰り込まれたポテンシャル $V(Q)$ が $Q=0$ の回りで負の曲率をもつ条件は、

$$\frac{1}{2}M\Omega^2 + \frac{2}{3}\ln 2 \cdot \left[k_F \rho v_0\right]^2 (E_c - E_c^0) < 0, \qquad (4)$$

となる。$v_0 \sim v(k_F) \sim \varepsilon_F$.

こゝで次の仮定をし話を簡単にする。



(1) double-well は十分に深い

$$|V(\pm Q_0)| \gg \hbar\Omega$$

(2) $\pm Q_0$ の周りのポテンシャルの曲率を $M\Omega'^2$ $(\Omega' \sim \Omega)$ とおく。

(3) イオンの振動状態を最低エネルギーの波動関数のみで記述する。

$$\Phi(Q) = \sum_{\alpha=\pm} b_\alpha \left(\frac{M\Omega'}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \exp\left[-M\Omega'(Q-\alpha Q_0)^2/2\hbar\right] \qquad (5)$$

b_α, b_α^+ は Fermion operator と考える。

これらの仮定をすることにより消去しのこした電子（エネルギーの絶対値が E_c より小さいもの）と double-well 中を動くイオンの相互作用ハミルトニアは、

$$\begin{aligned} H'_{el-ph} &= \langle \Phi | H_{el-ph} | \Phi \rangle \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k}^{|\varepsilon_k|<E_c} \sum_{k'}^{|\varepsilon_{k'}|<E_c} V(k-k') \, b_\alpha^+ \Big[-i(k_z-k'_z) Q_0 \hat{\alpha}_z \\ &\quad + \frac{\hbar}{M\Omega'} Q_0^2 \exp\left(-M\Omega' Q_0^2/\hbar\right)\left(-i(k_z-k'_z)Q/2\right)^2 \hat{\alpha}_x \Big]_{\alpha\alpha'} b_{\alpha'} \, c_k^+ c_{k'} \end{aligned} \qquad (6)$$

となる。こゝで $\hat{\alpha}_z$, $\hat{\alpha}_x$ は $\alpha=\pm$ に対するパウリ行列でそれぞれ散乱に伴う対角、非対角項を与える。

(6) で記述されるハミルトニアンをもつ系は二準位として知られ、その多体効果は Kondo[7] によって調べられ、以後何人もによって研究されてきた。とりわけ、Vladar-Zawadowski[8] は (6) を詳細に調べ、低温になるに従って電子、準スピンの　　結合定数は増大し、また x, y, z 成分が等しい等方的準スピン 1/2 と電子とからなる系に帰着することを示した。

従ってこの結果を使えば、われわれは低温の物性を議論するかぎり、準スピン 1/2 の s-d モデル或はアンダーソンモデルを使って系を取り扱ってよいことになる。1個の不純物系の低温の性質は、山田、岡田、吉森等[9] により十分調べられている。

周期的アンダーソンモデルの低温での状態としてHFの出現も多くの著者により研究されており、その超伝導も研究されてきた。しかし、ここでは、A15型化合物など強い電子－格子相互作用をもった系のハミルトニアンが周期的アンダーソンハミルトニアン、或いはs-dハミルトニアンで記述され、HFの出現の可能性があり、実験事実はHFの存在と整合していることを示したことで話を終えたい。

最後に黒田義浩、長岡洋介氏をはじめとする研究室の諸氏、福山秀敏氏との議論に感謝する。

References

(1) T. Matsuura, K. Miyake : preprint
" : J. Phys. Soc. Jpn 55 (1986) NO.1
(2) M. Weger and I. B. Goldberg : Solid State Physics, ed. H. Ehrenreich, F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York and London, 1973) Vol. 28, p1.
S. V. Vonosovsky, Yu. A. Izumov and E. Z. Kurmaev : Superconductivity of Transition metals (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982) p. 259.
L. R. Testardi : Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 637.
(3) G. R. Stewart, L. R. Newkirk and F. A. Valencia : Solid State Commun. 26 (1976) 417
(4) N. Kobayashi, S. Higuchi and Y. Muto : Proc. 4th Conf. on Superconductivity in d- and f-Band Metals (Karlsruhe 1982) p. 173.
(5) C. C. Yu and P. W. Anderson : Phys. Rev. B 29 (1984) 6165.
(6) P. W. Anderson : J. Phys. C 3 (1970) 2436
(7) J. Kondo : Physics (N.Y.) 84B (1976) 40 ; ibid. 207
(8) K. Vlader and A. Zawadowski : Phys. Rev. B28 (1983) 1564 ; ibid. 1582
(9) K. Yamada : Prog. Theor. Phys. 53 (1975) 970
K. Yosida and K. Yamada : ibid. 1286
A. Yoshimori : Prog. Theor. Phys. 55 (1976) 67.