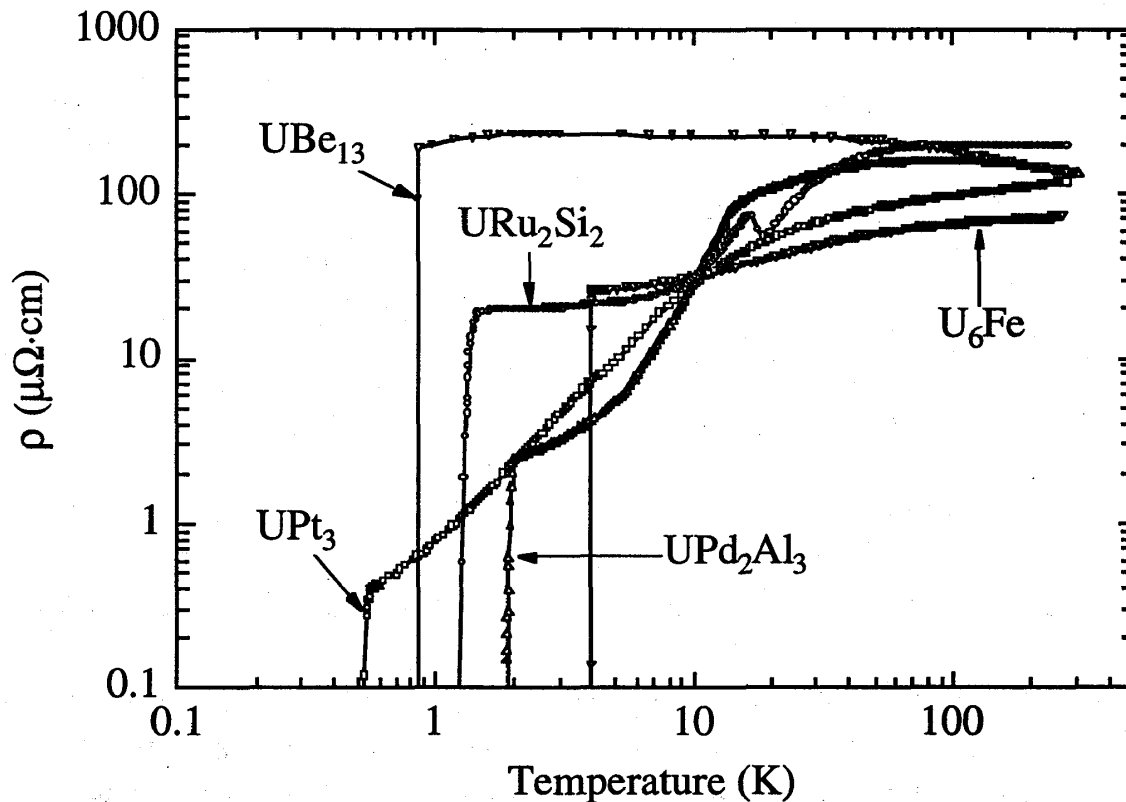


UPt₃をめぐる重い電子系超伝導体

大阪大学大学院理学研究科・大貫惇睦

$T=0$ でのDCの大きな帯磁率 $\chi(0)$ は、ウィルソン比で大きな電子比熱係数 γ と結びつき、伝導電子の電子・電子散乱 ($\rho=AT^2$) の $\sqrt{A}$ と結びついている。これが重い電子系の特徴であった。この $\chi(0)$ の中のスピン帯磁率 χ_s が非常に小さい量であることが、最近のNMRのナイトシフトと低温磁化から明らかにされつつある。これについて議論する。

ウラン化合物の超伝導体として、図に示すようなU₆Fe (超伝導遷移温度 $T_c=4$ K)、UPd₂Al₃ ($T_c=2$ K, ネール温度 $T_N=14$ K)、URu₂Si₂ ($T_c=1.4$ K, $T_N=17$ K)、UBe₁₃ ($T_c=0.9$ K)、UPt₃ ($T_c=0.54$ K)などがある。これらの超伝導体はU₆Feを除き、すべてs波のBCS超伝導体でないことは、諸々の物理量の温度依存性が指数関数ではなくべき乗則に従うことから明らかである。



次に超伝導対のパリティを決定し、どういう超伝導であるかを明らかにしなければならない。そのための一番重要な物理量はスピン帯磁率 χ_s の温度依存性である。スピン帯磁率は(1) NMRのナイトシフトと(2) 磁化に反映される。

磁気モーメント $\bar{\mu} = -\mu_B(2\bar{S} + \bar{L})$ は、f電子系ではスピン・軌道相互作用により $\bar{J}$ が良い量子数であり、 $\bar{\mu} = -\mu_B g_J \bar{J}$ で現わされる。その帯磁率は結晶場を考慮して、

$$\chi = \frac{(g_J \mu_B)^2}{\sum_i e^{-\beta E_i}} \sum_i \left\{ e^{-\beta E_i} \left(\frac{|\langle i | J_z | i \rangle|^2}{kT} + 2 \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | J_z | i \rangle|^2}{E_j - E_i} \right) \right\} \quad (1)$$

のキュリー項とヴァン・ヴレックの項になる。

重い電子系の特徴は、約10Kの特性温度以下で帯磁率は温度に依存しない一定の帯磁率になることである。この $\chi(0)$ は最初にも述べたように非常に大きな値をとる。これを増強されたパウリ帯磁率とみなすことはできるが、通常の伝導電子の帯磁率であるスピン帯磁率 χ_s と等価でないことが現在問題になっている。 χ_s を見積もるNMRのナイトシフトでは、

$$\begin{aligned} K &= K_s + K_{orb} \\ &= \frac{H_{hf}^s}{\mu_B} \chi_s + \frac{H_{hf}^{orb}}{\mu_B} \chi_{orb} \\ &= \frac{C}{T + \theta_p} + K_{orb} \end{aligned} \quad (2)$$

を用いることが多い。例えば UPt_3 では $T > 50K$ のデータを使うと $K_{orb} = 2(\%)$ が求まる。低温での K_s を見積もるのに T_c 近傍での $K = -8(\%)$ から上で求めた K_{orb} を差し引いて、 $K_s = -10(\%)$ と見積もられた。NMRの研究者はスピン $\bar{S}$ と軌道 $\bar{L}$ とが分離されて、温度に依存するスピン帯磁率 $\chi_s(T)$ と温度に依存しない軌道(ヴァン・ヴレック)帯磁率 χ_{orb} の和として χ が、

$$\chi = \chi_s(T) + \chi_{orb} \quad (3)$$

で表わされることを正しくないと承知しながら、頭の中に思い浮かべているように思える。

ともかくも以上のような解析から、超伝導になり $T \rightarrow 0$ では、10%の変化分がナイトシフトに予想された。しかし、最近のより低磁場での測定では、 K_s の変化分は1%である。 UPt_3 の実験結果の詳細は藤氏の報告を参照されたい。上述に類した解析が当てはまるのは今のところ UPd_2Al_3 のみであり、d波の超伝導であることは正しいと思われる。

URu₂Si₂では K_s が定量化できないようである。ないようにも思えるくらい小さい。ところが、 $H_{c2}(0)$ の異方性は非常に大きく $H \parallel c$ 軸([001])で3T、 $H \parallel a$ 軸([100])で11 Tである。これを有効質量の異方性から説明するのは無理があり、スピン帯磁率の異方性から説明するのが自然である。通常のDC帯磁率 $\chi(0)$ は $H \parallel c$ で 5×10^{-3} emu/mol、 $H \parallel a$ で 1×10^{-3} emu/molなので、 $H \parallel c$ で大きな常磁性効果を期待したが、常磁性効果に寄与するのは $\chi(0)$ ではなく、真のスピン帯磁率 χ_s であり、本来はナイトシフトの K_s と呼応すべき量である。ところが、URu₂Si₂では K_s は両方の軸方向とも0に近い。以上のようなことからURu₂Si₂の χ_s に関して、つまり超伝導のパリティは分からないのが現状である。

UBe₁₃は、最近結晶育成を開始したばかりであり、私自身まだ実感に乏しいので先の楽しみとしたい。

以上のごとく、ナイトシフトの温度依存性から重い電子系超伝導体の K_s を決定するのは非常に難しい。超伝導における常磁性効果にも上述のごとく χ_s が反映される。それには磁化の測定から真木パラメータの κ_2 の温度依存性を決定することである。それには磁束のピンニングの少ない純良単結晶が不可欠である。スピン帯磁率 χ_s の温度依存性を明らかにするには現時点では、純良単結晶によるナイトシフトと磁化の精密測定を行なうのが最良であり、そういう観点から現在精力的な研究を前進させているが、上述のような難しい問題に直面している。