

近藤効果・ゼロ次元 Fermi 流体の非線形量子輸送

Keyword: 非平衡近藤効果

1. はじめに

近藤効果は、電気抵抗の温度変化に現れる極小を説明する、近藤理論を通して知られている。その本質は、金属中の伝導電子と磁性不純物に局在した量子スピンの強く結合した多体量子状態を形成することであり、凝縮系物理学の重要な基礎概念の一つとなっている。¹⁾ また、その舞台は元祖の希薄磁性合金から多方面に広がり、今日では量子ドット、冷却原子気体などの様々な系で研究の対象となっている。

近藤効果の低エネルギー領域の性質は、Landau の Fermi 流体論の精神²⁾を受け継いだゼロ次元の場の理論により記述される。最近、量子ドット系では非平衡電流および電流ノイズの高感度測定によって、Fermi 流体を特徴づけるパラメータの決定が可能になってきた。^{3,4)} それに伴い、従来の理論では十分でなかった非線形応答、および電子励起と正孔励起の非対称性まで含めた輸送係数の高次補正に関する検討が必要になった。^{5,6)} 本稿では、最近の発展について、背景の歴史を振り返りながら紹介したい。

2. Landau の Fermi 流体論

1956年、Landau は現象論的な Fermi 流体論を発表し、多体量子論に基づく微視的証明を1958年の論文で与えた。Landau の現象論は、エネルギー汎関数によって多体量子状態を記述するもので、多粒子の低エネルギー固有値 E が準粒子分布関数の基底状態における分布からのずれ $\delta n_{k\sigma}$ の汎関数になることを仮定する ($\sigma = \uparrow, \downarrow$ はスピン自由度)²⁾ :

$$E[\delta n_{k\sigma}] = E_{GS} + \sum_{k\sigma} \epsilon_k \delta n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{k\sigma} \sum_{k'\sigma'} f_{k\sigma, k'\sigma'} \delta n_{k\sigma} \delta n_{k'\sigma'} + \dots$$

この励起エネルギースペクトルから準粒子質量 m^* 、圧縮率 κ 、帯磁率 χ_{spin} などの観測量が導かれ、準粒子間相互作用 $f_{k\sigma, k'\sigma'}$ の Fermi 球面上 ($|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| = k_F$) における部分波成分 $\ell (= 0, 1, 2, \dots)$ に対応する電荷およびスピン空間の Landau パラメータ F_ℓ^s 、 F_ℓ^q を用いて表される :

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{F_1^s}{3}, \quad \kappa = \frac{m^*}{m} \frac{\kappa^0}{1 + F_0^s}, \quad \chi_{\text{spin}} = \frac{m^*}{m} \frac{\chi_{\text{spin}}^0}{1 + F_0^q}$$

ただし κ^0 、 χ_{spin}^0 は、相互作用のない Fermi 気体の応答係数で、それぞれ自由粒子質量 m に比例した既知の量である。Fermi 流体の代表例である液体 ^3He では、実験で決定されたこれらのパラメータを用いて、他の物理量に対する多体効果を定量的に予測することができた。²⁾ また、 $\ell = 1$ のスピン成分 F_1^q はスピン拡散などに寄与するが、 $\ell \geq 2$ の高次項は低エネルギーでは重要でなかった。

Landau は、Green 関数の積 $G(Q+K)G(Q)$ などから特異部分を抽出する現代的な演算子積展開と似た方法、さらにゲージ不変性などの対称性と保存則を用いて、エネルギー汎関数の微視的導出を与えた。液体 ^3He の場合には基底状態のエネルギー E_{GS} からの励起が主要な役割を果たしたが、その後の密度汎関数理論では、 E_{GS} は並進対称性がない場合にも粒子分布の汎関数になり得ることが示されている。

3. 近藤効果における局所 Fermi 流体

近藤効果の概要は、近藤模型または Anderson 不純物模型を用いて考えることができる¹⁾ (図1参照)。Wilson らは数値くりこみ群を用いてハミルトニアンを対角化し、多粒子の低エネルギー固有状態が、固定点の近くでは漸近的に自由 Fermi 粒子系のエネルギースペクトルと1対1対応することを見出した。Nozières はこの自由粒子が Fermi 流体論における準粒子と解釈できることを、励起エネルギー ϵ を持った準粒子の位相のずれ $\delta(\epsilon)$ と準粒子間相互作用 $\phi_{\sigma\sigma'}(\epsilon, \epsilon')$ を現象論的に導入して説明した。そして、山田、芳田、斯波、吉森による一連の研究を通して、Green 関数を用いた準粒子多重散乱の微視的理論が完成された。

近藤効果の Fermi 流体は不純物付近で局所的に起こる多重散乱によるものであるため、準粒子の状態は波数 k に代わって、励起エネルギー ϵ によって記述される。特に、Anderson 不純物の遅延 Green 関数を通して物理量が求められる、

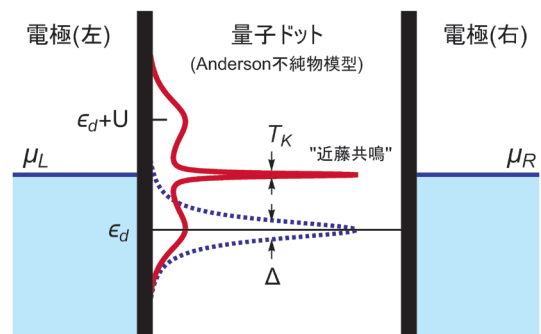


図1 量子ドットの模式図: 2重ポテンシャル障壁の内部に局在した離散エネルギー準位 ϵ_d は、左右電極からの伝導電子のトンネルより、有限な共鳴幅 Δ (点線) を持つ。 ϵ_d が電極の伝導帯の Fermi 準位 (μ_L, μ_R) より低い場合には、この準位を占有する電子間の斥力 U のため、共鳴ピークは先鋭化し ($T_K \ll \Delta$)、Fermi 準位近くにシフトする。赤実線は透過確率 $T(\epsilon) = -\Delta \text{Im} G^r(\epsilon, 0, 0)$ 。有限な電位差 $eV = \mu_L - \mu_R$ を電極間に加えると、電流の平均 $\langle I \rangle$ 、および電流ゆらぎ $\delta I = I - \langle I \rangle$ の対称化積相関に対応する電流ノイズなどの非線形応答が現れる。^{3,4)}

$$G^r(\varepsilon, T, eV) = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_d + i\Delta - \Sigma^r(\varepsilon, T, eV)}.$$

不純物はエネルギー ε_d の量子準位を持つが、伝導電子との混成の結果、有限な幅 Δ を持った共鳴状態になる (図1; 点線). 温度 T , および電極間のバイアス電圧 V の影響は、この局在準位を占有する電子間の斥力 U に起因する、自己エネルギー $\Sigma^r(\varepsilon, T, eV)$ を通して現れる. 低エネルギーの多体効果は、 Σ^r の $\varepsilon = T = eV = 0$ 近傍の振る舞いによって決定され、特に共鳴ピークのシフトおよび先鋭化が起こる (図1; 幅 T_K の近藤共鳴状態). 自己エネルギーの1次までの微分係数は、不純物準位の平均占有数 $\langle n_{da} \rangle$ と感受率 $\chi_{\uparrow\uparrow}$ および $\chi_{\uparrow\downarrow}$, 合わせて3個のパラメータを含んでおり、近藤効果におけるゼロ次元 Fermi 流体を特徴づける:

$$\chi_{\sigma\sigma'} = \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau \langle \delta n_{d\sigma}(\tau) \delta n_{d\sigma'} \rangle, \quad \delta n_{d\sigma} = n_{d\sigma} - \langle n_{d\sigma} \rangle.$$

これらのパラメータの値は、ハミルトニアンに含まれる ε_d , Δ , U の変化に伴って連続的に変化する. また、Friedel 総和則は $\langle n_{d\sigma} \rangle = \delta(0)/\pi$ という関係を与え、位相のずれは Green 関数の仰角に対応する: $G^r(\varepsilon, 0, 0) = -|G^r(\varepsilon, 0, 0)|e^{i\delta(\varepsilon)}$. さらに電流保存則を用いて、 $\delta(0)$, 近藤温度 T_K , および準粒子間相互作用による補正を表す Wilson 比 R を、3個の独立な Fermi 流体パラメータに選ぶこともできる:

$$\delta = \delta(0), \quad T_K = \frac{1}{4\chi_{\uparrow\uparrow}}, \quad R = \frac{\chi_{\uparrow\uparrow} - \chi_{\uparrow\downarrow}}{\chi_{\uparrow\uparrow}}.$$

4. 量子ドットの非平衡近藤効果

量子ドットの特徴のひとつは、局在離散エネルギー準位 ε_d および共鳴幅 Δ などを実験的に制御できる点にあり、特に、電極間のバイアス電圧 V に関する線形を超えた非線形輸送現象の高感度な測定が可能になってきた. このような非平衡状態で、近藤効果の強く相関した量子状態がどのような応答を示すのか、非常に興味深い問題である.

量子ドットを流れる電流 I の3次まで非線形応答は、低エネルギー領域 ($T \ll T_K, |eV| \ll T_K$) では、次式に従う

$$\frac{dI}{dV} = \frac{2e^2}{h} \left[\sin^2 \delta - C_T \left(\frac{\pi T}{T_K} \right)^2 - C_V \left(\frac{eV}{T_K} \right)^2 + \dots \right].$$

温度およびバイアス電圧に依存する第2, 第3項は、 T_K でスケールされる. 特に、近藤共鳴がちょうど Fermi 準位の直上へシフトして現れる電子-正孔対称な場合、位相のずれは $\delta = \pi/2$ に固定され、無次元係数は R のみで決まる⁴⁾

$$C_T = \frac{\pi^2}{48} [1 + 2(R-1)^2], \quad C_V = \frac{\pi^2}{64} [1 + 5(R-1)^2].$$

Wilson 比は斥力 U と共に増大し、 $1 \leq R \leq 2$ の範囲の値を取

る. 同様な非線形応答公式は、電流ノイズに対しても得られている. 最近、近藤効果に特有なユニタリ極限値 $2e^2/h$ に達する平坦なゲート電圧依存性をきれいに示す、良質なカーボンナノチューブ量子ドットが作製され、 C_V , C_T , および電流ノイズの係数が磁場の効果も含めて、高精度に測定された.³⁾ その結果、実験で決定された2個のパラメータ R および T_K を用いて、測定された他の輸送係数のすべてを Fermi 流体論によって矛盾なく説明できることが確認された. ちょうど液体 ^3He では多体効果が Landau パラメータを通して系統的に調べられたように、量子ドット系では電流ノイズを含む非線形輸送の実験によって、強く相関した低エネルギー量子状態を探ることが可能になってきた.

Fermi 流体の特徴である輸送係数の T^2 , $(eV)^2$ の項に対する多体補正は、電子-正孔対称な場合には散乱による準粒子の寿命によって決定されていた. しかし、近藤共鳴のピーク位置と電極の Fermi 準位がずれる場合には、粒子励起と正孔励起が非対称になり、準粒子エネルギーへの補正として実部 $\text{Re}\Sigma^r(\varepsilon, T, eV)$ から e^2 , T^2 , $(eV)^2$ の寄与が現れる. これらの項に対して、従来の理論では独立なパラメータを特定できていなかった. 最近、Mora 等は Nozières の現象論を拡張して位相のずれ $\delta(\varepsilon)$ の2階微分を計算し、電子-正孔非対称な場合の C_T , C_V の完全な表式を得た.⁵⁾ 彼らの結果は微視的理論からも確認され、⁶⁾ 自己エネルギーの実部の2階微分係数が次式の静的な3体非線形感受率によって記述されること等の詳細が分かってきた.

$$\chi_{\sigma_1\sigma_2\sigma_3}^{[3]} = - \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau_3 \int_0^{\frac{1}{T}} d\tau_2 \langle T_\tau \delta n_{d\sigma_3}(\tau_3) \delta n_{d\sigma_2}(\tau_2) \delta n_{d\sigma_1} \rangle.$$

例えば、ゼロ磁場では、 $\chi_{\sigma_1\sigma_2\sigma_3}^{[3]}$ は2個の独立な成分を持ち、 $\langle n_{d\sigma} \rangle$, $\chi_{\sigma\sigma'}$ と合わせて5個のパラメータによって、準粒子の T^2 , $(eV)^2$ および e^2 依存性が決定される. この3体相関による Fermi 流体補正は、近藤効果を起こす系に共通な性質であり、実験による決定も原理的に可能である.

参考文献

- 1) A. C. Hewson, *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge Univ. Press, 1997).
- 2) A. J. Leggett, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 054501 (2016).
- 3) 小林研介, *パリテイ* **32**, No. 11, 16 (2017).
- 4) 阪野 昂, 小栗 章, 小林研介, *固体物理* **47**, 475 (2012).
- 5) C. Mora et al., *Phys. Rev. B* **92**, 075120 (2015).
- 6) A. Oguri and A. C. Hewson, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 126802 (2018).

小栗 章 (大阪市立大学大学院理学研究科 oguri@sci.osaka-cu.ac.jp)
 (2018年6月4日原稿受付)