スピノンとホロン

—— 近藤問題を例にして ——

工 学 部　興 地 斐 男（吹田4675）

長い間話題になっていた近藤問題はベーテ仮説法により厳密解が得られ、その熱力学量に関しては有限温度のみならず有限磁場中の温度変化についても正確な計算ができるようになった[1]。さらにフェルミ流体論を用いると、静的な物理量のみならず輸送現象など動的物理量についても低温、低エネルギー領域での計算は可能となった[2]。ここでは、近藤問題の素励起が厳密解を用いて直接求められるのでその話を書いてみる[3]。

モデルとしては、近藤問題を取り扱う際に一番自然な形をしているアンダーソン模型を採用して説明することにする。ハミルトニアンは、

$$H=\sum_{k,\sigma}\varepsilon_k c_{k\sigma}^{+} c_{k\sigma} + V\sum_{k,\sigma}\left(c_{k\sigma}^{+} d_\sigma + H.C.\right) + \varepsilon_d^{+}\sum_{\sigma} d_\sigma d_\sigma + U d_\uparrow^{+} d_\uparrow d_\downarrow^{+} d_\downarrow$$

である。エネルギーε_kの伝導電子の状態密度を一定とし、エネルギーε_dの局在電子間の相互作用を大きさUのδ－関数型とし、この局在電子と伝導電子間の飛び移り積分の大きさVを伝導電子の波数に依存しないとすると、この系は数学的には1次元系で表現することが可能になり、ベーテ仮説を用いて厳密解を得ることができる。不純物問題とはいえ、金属中の不純物の電子状態をモデル化して記述する際に、その簡単化があまりなされていない系でこのように厳密解が得られたことは一種の驚きである。そしてアンダーソン模型の厳密解の基底状態は2個の電子がスピン反並行の状態で束縛され、それらが多数集まった状態で記述されていることに気づく。注意すべきは普通正の相互作用を持つ1次元系の厳密解とはこの系の基底状態が全く異なっていることである。このハミルトニアンの解は、今までに解かれた他のハミルトニアンの厳密解と対応づけて考えれば、あたかも相互作用が負の場合の解に対応しているように見える[2]。このことはともかくとして、ベーテ仮説で解かれている解には、一般に2種類のモーメンタムが存在し、その内の1つは電荷の自由度を記述するものであり、他の1つはスピン自由度を記述するために導入されたモーメンタムである。ここでは立ち入った話はしないが、このことが以下の解析と深いかかわりあいを持つ。

さてここで、対称アンダーソン模型（$U=-\varepsilon_d/2$）について話を進める。まず、電荷の自由度に関する励起を考えてみる。基底状態からスピン1重項の1つの束縛ペアー状態を取り除く。この励起粒子の電荷は2eスピンは0である。しかしながら、その励起に対する分布関数の変化を考慮にいれた正確な計算をすると、多体問題特有の揺り戻し効果のためにこのスピン0の励起粒子の電荷はeになる。このように衣を着た電荷e、スピン0の粒子をアンダーソン氏に敬意をはらって局所ホロンと呼ぶことにする。さらに、電荷に関する励起状態はこの局所ホロンを用いて、それらの粒子があたかも独立になっているように取り扱って描写できることもわかる。その励起エネルギースペクトルのUの値による変化

を対称アンダーソン模型について書いたのが図1である。△はU＝0の時の局在電子のエネルギーレベルがVによって持つ幅である。U＝0のときは1体問題の幅がフェルミ面上に現れ、Uが大きくなると$\varepsilon^{\bullet}_{d}$の近くにピークが移動しているのがよくわかる。

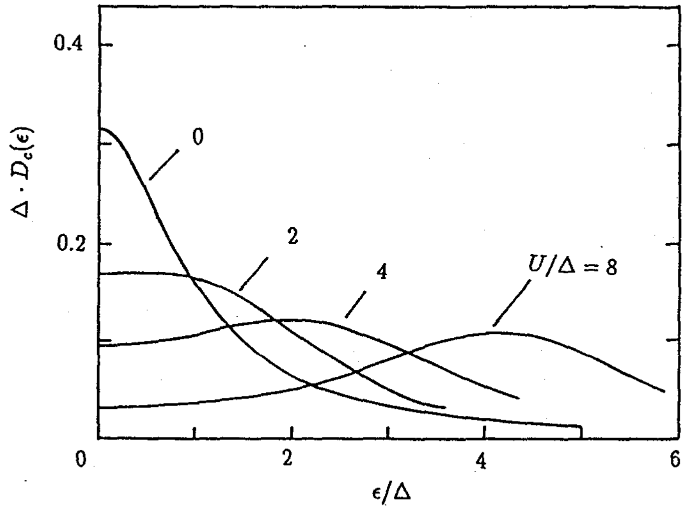

図1　Uを変化させたときの電荷eのみを持つ粒子の励起スペクトルのエネルギー依存性

次に基底状態に1個電子を付け加えることを考えてみる。この場合は、電荷はeでスピンは1／2である。しかし、局在ホロンのときと同様揺り戻し効果のためにこの励起粒子のスピンはそのままで電荷は0になってしまう。すなわち、この粒子はスピン1／2のみを持った粒子であるから局所スピノンと呼ぶことにする。この場合も、この励起粒子は独立に励起されると考えてよく、励起エネルギーはそれぞれの粒子の励起エネルギーの和で書ける。その励起エネルギースペクトルを図2に書いた。この図から明らかなように、Uの増大（s－d　模型に近づく）と共にフェルミ面に幅の狭いピーク（T_Kの幅、高さ～1／T_K）が出来る。この結果は予測されていたものかもしれない。しかしながら、この系を取り扱うとき摂動論的な1電子グリーン関数の方法では電荷とスピンを分離しないで計算するため正確さを欠く上、複雑な表現になり、得られた結果について新たな物理的解釈を必要とする。ちなみに、U→大での局所スピノンの励起スペクトルの状態密度は正確に、

$$D_S(\varepsilon) = \frac{T_K/\pi}{\varepsilon^2 + (T_K)^2}$$

と書ける。ここで近藤温度T_Kは、

$$T_K = \frac{1}{\pi}(2U\triangle)^{1/2} \exp\{-\pi[U/8\triangle - \triangle/2U]$$

である。要するに、フェルミ面上に出来るスペクトルのピークはスピン1／2、電荷0の励起粒子により生ずるのである。尚、上記のスペクトルの温度変化を現在調べているところである。この方法は対称でない軌道縮退のあるアンダーソンモデル[4]、コックブランーシュリーファーモデル[5]、さらには、軌道

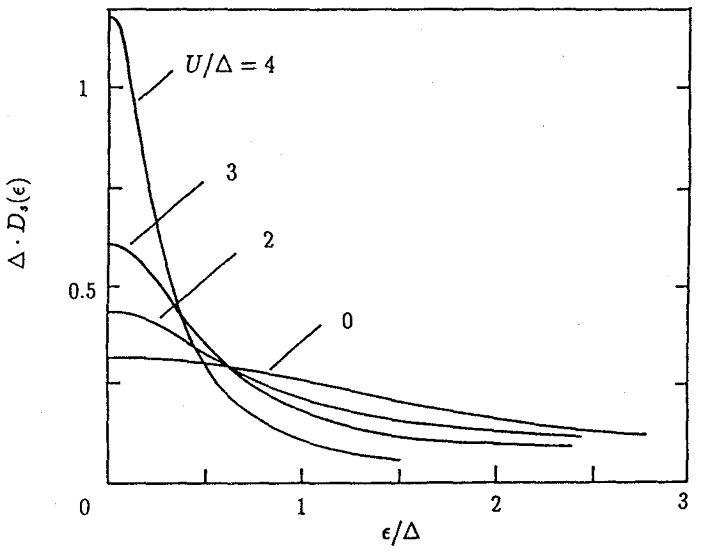

図２　Ｕを変化させたときのスピン１／２のみを持つ粒子の励起スペクトルのエネルギー依存性

は１重、スピンは多重のｓ－ｄ模型にも適用でき[3]、励起スペクトルの計算が正確に出来る。

最後に、ホロン、スピノンという言葉は私の知る限りではアンダーソン氏が言い出したのではないかと思うが、１次元ハバード模型の厳密解を用いてその励起状態を同じ様な考えで調べてみるとアンダーソン氏がこの概念にこだわる意味がよくわかる[6]。すなわち、電子相関のある系、特に低次元系では、最初からスピンのみを持った粒子と電荷のみを持った粒子に分けて考える方が理解しやすい場合が多いように私にも思える。

謝　辞

尚、この研究は川上則雄氏、山下眞氏との共同研究でありこの２人との日頃の議論に感謝する。

参考文献

１）例えば、A. M. Tsvelick and P. B. Wiegmann : Adv. Phys. **32**, 453 (1983)、A. Okiji and N. Kawakami : J. Appl. Phys. **32**, 1931 (1984)

２）例えば、A. Okiji : Springer Series in Solid State Science **77**, 63 (Springer Berlin 1988)

３）N. Kawakami and A. Okiji : Phys. Rev. B **42**, 2838 (1990)

４）M. Yamashita, N. Kawakami and A. Okiji : J. Phys. Soc. Japan **59**, 4065 (1990)

５）N. Kawakami, M. Yamashita and A. Okiji : J. Mag. and Mag. Mater. **90／91**, 403 (1990)

６）N. Kawakami and A. Okiji : Phys. Rev. **B40**, 7066 (1989)、Springer Series in Solid State Sciences **89**, 105 (Springer Berlin 1989)