

「近藤効果の3次のくりこみと帯磁率」

東工大, 理 杉 山 忠 男*

概 要:

スピン 1/2 をもった s - d モデル (近藤モデル) の 3 次のくりこみが, Gell-Mann-Low のくりこみ群の方法によって計算される。結果は次のとおりである。不変結合定数の固定点は, 0.5670, 0 K 近傍での帯磁率は $\chi = T^\alpha$, $\alpha = 2.0161$ となり, 2 次のくりこみによる結果 $\alpha = 3$ より 0 に近づく。更に, 帯磁率の高温展開及び近藤温度が計算され, Wilson の結果と比較される。

§ 1 はじめに

s - d モデル (近藤モデル) に対する Gell-Mann-Low のくりこみ群 (GMLRG) の方法は, はじめ Fowler and Zawadowski¹⁾ 及び Abrikosov and Migdal²⁾ によって用いられた。その後, Sólyom³⁾ は切断エネルギーのスケーリング (cut-off energy scaling) によって定式化した。彼らは 2 次のくりこみで不変結合定数が, $T \rightarrow 0$ の時, 1 に収束することを示した。

他方, Wilson⁴⁾ は数値的に, $T \rightarrow 0$ の時, 不変結合定数が発散することを示した。

そこで, 3 次のくりこみで, 不変結合定数の固定点がどうなるかは, アカデミックな問題として興味がある。

帯磁率に対しては, はじめ, 高温からのアプローチが, 直接の摂動計算で Yosida and Okiji⁵⁾ によってなされ, 有限温度で発散するという結果が得られた。この摂動計算の方法は, 高温領域 (発散温度より十分高い温度) では良いが, 低温領域 (発散温度近傍以下) では正しい結果を与えない。これに対し, 一重項基底状態に対する Yosida 理論⁶⁾ が提出され, 0 K での帯磁率が $\chi \sim 1/k_B T_K$ (k_B : ボルツマン定数) と得られた⁷⁾。すなわち, 帯磁率は 0 K で異常性を示さない。この結果は, 実験的にも納得されるものであった。ここで, T_K は近藤温度であり, 2 次のくりこみで次のように与えられる^{8), 4)}。

$$T_K \sim D \exp \left[1/2 J_0 + \frac{1}{2} \ln |J_0| \right] \quad (1-1)$$

*) Tadao SUGIYAMA

D はバンド巾, J_0 は s - d モデルの裸の結合定数であり, 伝導電子の状態密度を, 今 $\rho = 1$ とした。

一方, Abrikosov and Migdal²⁾ は GMLRG から帯磁率を計算し, 次のように予想した。GMLRG では $T \rightarrow 0$ の時, $1/T$ より強いが, 帯磁率は発散する。このことから, GMLRG は低温では妥当でないと思われる。ここで, 我々は次の 2 点を指摘しよう。

a) 彼らの予想は大きな S (S : 局在スピンの大きさ) に対するものである。

b) 彼らは帯磁率の最強発散項のみを計算し, 第 2 発散項以下は計算していない。

それ故, $S = 1/2$ に対して帯磁率を第 2 発散項まで計算して, 0 K での異常性の有無を調べることは興味のあることである。

Wilson⁴⁾ は数値的に帯磁率の温度依存性を計算し, 0 K で有限の値を得た。そこにおいて 0 K で有効ポテンシャルを用い, 帯磁率と比熱の間の関係を求めた。この関係は, 対称な Anderson モデルに対する Yosida and Yamada 理論⁹⁾ の結果と一致するものであった。

近藤効果の理論において, 高温からのアプローチは, 未だ完成していないと思う。このような状況において, GMLRG の高次の計算をすることは, 一つの近似としておもしろいことである。実際, GMLRG の方法は本質的に高温からのアプローチである。

この論文において, 我々はまず不変結合定数の固定点と帯磁率を $S = 1/2$ をもつ s - d モデルの 3 次のくりこみで計算し, 次の結果を得る。不変結合定数の固定点は 0.5670 と有限であり, 0 K 近傍での帯磁率は, $\chi = T^\alpha$, $\alpha = 2.0161$ となる。この結果は, $T \rightarrow 0$ の時, 帯磁率が 0 に行くことを示している。又, 2 次のくりこみでは $\alpha = 3$ である。 0 K で有限な帯磁率を得るには, $\alpha = 0$ となるべきであるが, 2 次から 3 次へと次数を上げることにより, 0 に近づくことが示される。

下記において, 一般的なバーテックスと伝導電子のバンドを図 1 及び図 2 のように選ぶ。一般のバーテックスに対する選択は, Solyom³⁾ によってとられたものであり, 伝導電子のバンドに対するものは, s - d モデルのほとんどの文献でとられているものである¹⁰⁾。これらの選択は単純なものであり, かつ, 自然なものである。

第 2 に, 我々は帯磁率の高温展開を第 2 発散項までの近似で計算し, 近藤温度を 3 次のくりこみで計算する。そして, その結果を Wilson⁴⁾ によって得られたものと比較する。

帯磁率の高温展開及び近藤温度に関する我々の結果は, Wilson⁴⁾ のものと一致しない。理由は次のようである。

a) 我々の用いる状態密度の形が Wilson のものと異っている。すなわち我々は状態密度を $\rho(\epsilon) = \text{一定}$ とおくのに対し, Wilson のものは一次元的, すなわち, $\rho(\epsilon) \sim \epsilon^{-1/2}$ である。

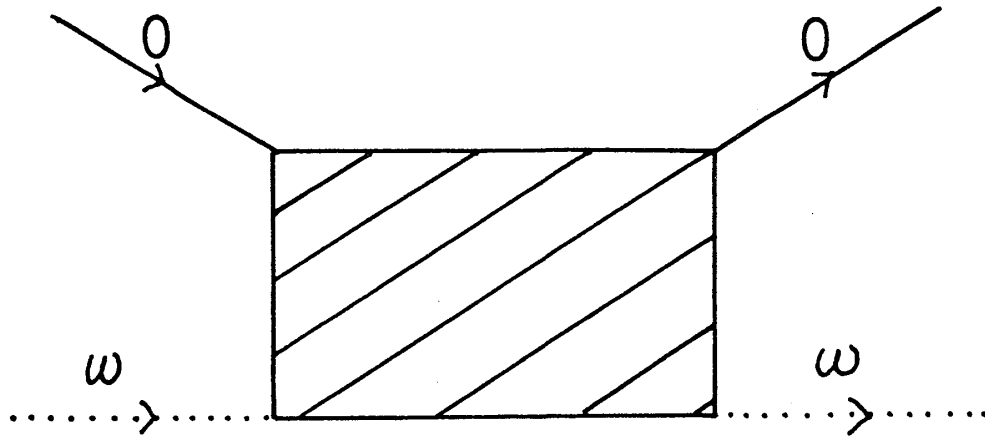


図1 一般のバーテックス。実線と点線は、それぞれ、電子と擬フェルミオンを表わす。

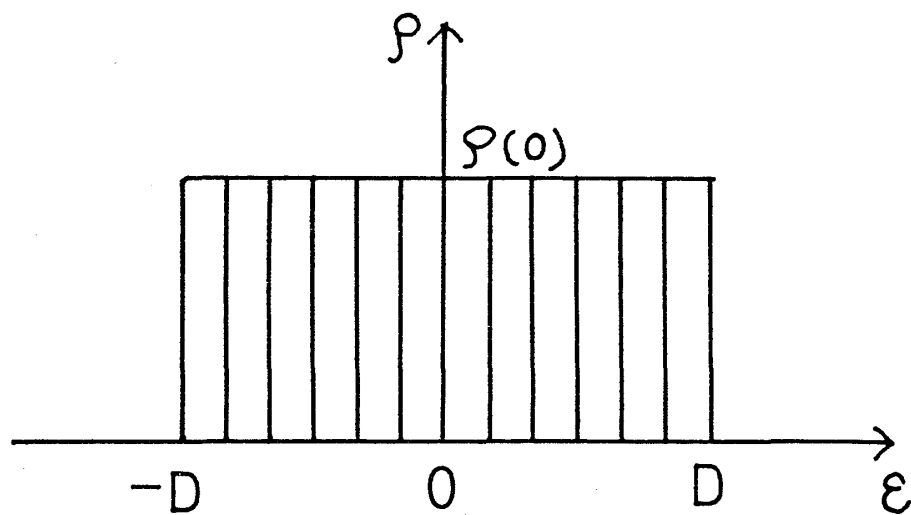


図2 伝導電子の状態密度。

b) 通常の cut-off のかわりに, Wilson は $T\chi$ の定数項を消去するように定義された変形された cut-off $\widetilde{D}$ を用いた。

§ 2 s - d モデルとくりこみ群

我々が調べる s - d ハミルトニアンは次式で与えられる。

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} - J_0 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sigma_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} S_{\beta\beta'} c_{\mathbf{k}\alpha}^+ c_{\mathbf{k}'\alpha} a_{\beta}^+ a_{\beta'} \quad (2-1)$$

ここで, $c_{\mathbf{k}}^+$ と $c_{\mathbf{k}}$ はそれぞれ伝導電子の生成及び消滅演算子を表わし, a^+ と a は Abrikosov の擬フェルミオンのものであり, S は局在スピンである。

自由な伝導電子及び自由な擬フェルミオンの, 0 K で, 運動量空間で書かれた伝播関数は, それぞれ

$$G_0(\omega, \epsilon_{\mathbf{k}}) = [\omega - \epsilon_{\mathbf{k}} + i\delta \operatorname{sgn} \epsilon_{\mathbf{k}}]^{-1} \quad (2-2)$$

と

$$g_0(\omega) = [\omega + i\delta]^{-1} \quad (2-3)$$

である。ここで, δ は正の無限小の定数であり, $g_0(\omega)$ は過去から未来の方向へのみ, 運動することができる。この $g_0(\omega)$ は, はじめ Nakajima¹¹⁾ によって用いられたものである。

cut-off エネルギー D , 擬フェルミオンのくりこまれた伝播関数 $g(\omega)$, くりこまれたバーテックス関数 $\Gamma(\omega)$, 裸のバーテックス $\Gamma_0 = -J_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S}$ その他を用いて, $d(\omega/D, -J_0)$ と $r(\omega/D, -J_0)$ を

$$g(\omega) = d(\omega/D, -J_0) g_0(\omega) \quad (2-4)$$

と

$$\Gamma(\omega) = r(\omega/D, -J_0) \Gamma_0 \quad (2-5)$$

によって, それぞれ定義する。

今, 'multiplicative renormalization' は次のように書かれる。

$$d\left(\frac{\omega}{D}, -J_0\right) = z_2 \left(\frac{D'}{D}\right) d\left(\frac{\omega}{D'}, J'\left(\frac{D'}{D}, -J_0\right)\right) \quad (2-6)$$

$$r\left(\frac{\omega}{D}, -J_0\right) = z_3^{-1} \left(\frac{D'}{D}\right) r\left(\frac{\omega}{D'}, J'\left(\frac{D'}{D}, -J_0\right)\right) \quad (2-7)$$

$$\begin{aligned}
 J' \left(\frac{D'}{D}, -J_0 \right) &= -z_3^{-1} \left(\frac{D'}{D} \right) z_2 \left(\frac{D'}{D} \right) J_0 \\
 &\quad - d \left(\frac{\omega}{D}, -J_0 \right) r \left(\frac{\omega}{D}, -J_0 \right) J_0 \\
 &= d \left(\frac{\omega}{D'}, J' \left(\frac{D'}{D}, -J_0 \right) \right) r \left(\frac{\omega}{D'}, J' \left(\frac{D'}{D}, -J_0 \right) \right) \\
 &\quad \times J' \left(\frac{D'}{D}, -J_0 \right) = J_{\text{inv}} \quad (2-9)
 \end{aligned}$$

ここで $J_{\text{inv.}}$ は不変結合定数と云われ、又、伝導電子の伝播関数のくりこみを無視した。規格化条件は、 d と r に対してではなく、 z_2 と z_3^{-1} に対して与えられる。すなわち、 $z_2(1) = z_3^{-1}(1) = 1$ 。それ故、 $J' \left(\frac{D'}{D} \right)$ は $D' = D$ で $-J_0$ に等しい。ここで、 J' は z_2 と z_3^{-1} が実数なので、実数であるが、 $J_{\text{inv.}}$ は d と r が複素数なので、複素数である。この論文において、不変結合定数の虚数部を無視し、 J' を J_{inv} と同一視する。それを J^* と表わす。

くりこみ可能な量 A に対する Lie 方程式は

$$x \frac{\partial}{\partial x} \ln A(x, -J_0) = \frac{\partial}{\partial y} \ln A(y, J') \Big|_{y=1} \quad (2-10)$$

$$x = \frac{\omega}{D}$$

である。ここで新たな cut-off D' を ω と同一視した。

3 次のくりこみを実行するために、擬フェルミオンの自己エネルギーを3次まで、バーテックス関数を4次まで計算する。3次の自己エネルギーと4次のバーテックスの特徴的なダイアグラムとその計算結果を表1に示す。実際は、4次のバーテックスには22個のパルケットダイアグラムと14個の非パルケットダイアグラムがあるが、図3に示した2つの非パルケットダイアグラムを除いて、表1には特徴的なダイアグラムのみを示した。

擬フェルミオンの自己エネルギーは、3次までで

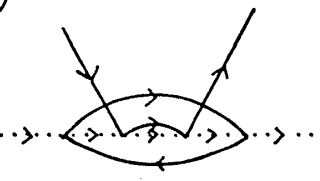
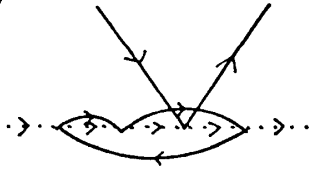
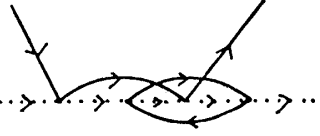
$$\Sigma(\omega) = \frac{3}{2} \omega \ln \frac{\omega}{D} J_0^2 + 3 \omega \left[\ln^2 \frac{\omega}{D} - 2 \ln \frac{\omega}{D} \right] J_0^3 \quad (2-11)$$

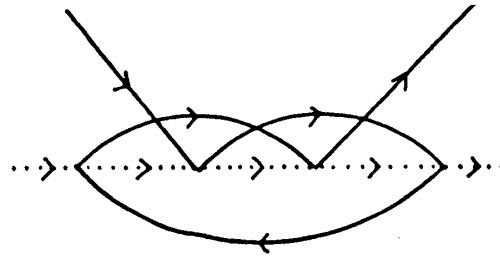
である。(2-4)式と(2-11)式から、 $d(\omega)$ は3次までで次のように書かれる。

$$d(\omega) = [1 - G_0(\omega) \Sigma(\omega)]^{-1}$$

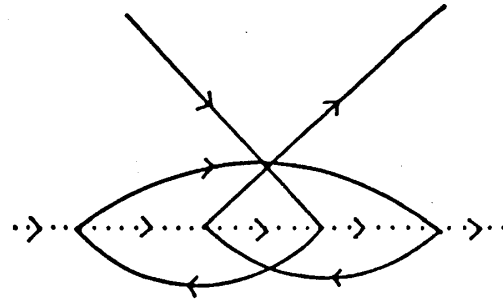
表1 3次の自己エネルギーと4次のバーテックスの
特徴的なダイアグラム

(a)		$\frac{3}{2}J_0^3$
		$\omega \left[\ln^2 \frac{\omega}{D} - 2 \ln \frac{\omega}{D} \right]$
(b)		$-\left[\frac{21}{16} + \frac{5}{2}(\sigma \cdot S) \right] J_0^4$
		$\ln^3 \frac{\omega}{D}$
(c)		$\left[\frac{3}{16} - \sigma \cdot S \right] J_0^4$
		$\frac{1}{2} \ln^3 \frac{\omega}{D} - I(1) \ln \frac{\omega}{D}$
(d)		$-\left[\frac{3}{16} + \sigma \cdot S \right] J_0^4$
		$\frac{1}{3} \ln^3 \frac{\omega}{D}$
(e)		$\left[\frac{3}{16} + \frac{1}{2}(\sigma \cdot S) \right] J_0^4$
		$\frac{1}{6} \ln^3 \frac{\omega}{D} + I(1) \ln \frac{\omega}{D}$

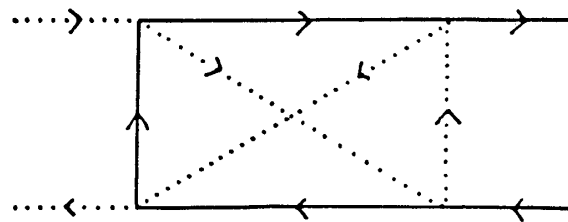
(f) 	$\left[\frac{9}{8}-\frac{3}{2}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S})\right] J_0^4$
	$\frac{1}{2} \ln^2 \frac{\omega}{D} - (\ln 2 - 1) \ln \frac{\omega}{D}$
(g) 	$-\left[\frac{9}{8}+\frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S})\right] J_0^4$
	$\frac{1}{2} \ln^2 \frac{\omega}{D} + \ln \frac{\omega}{D}$
(h) 	$-\frac{1}{4}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S}) J_0^4$
	$\ln^2 \frac{\omega}{D}$
(i) 	$\left[\frac{3}{8}-\frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S})\right] J_0^4$
	$\frac{1}{2} \ln^2 \frac{\omega}{D} + \ln 2 \ln \frac{\omega}{D}$



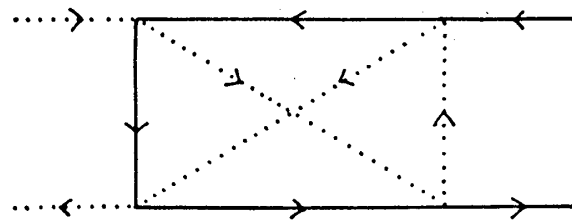
(a)



(b)



(c)



(d)

図3 ダイアグラム(c)と(d)は、 s - d モデルのダイアグラム(a)と(b)に対応するBGDモデルのものを表わす。ダイアグラム(c)と(d)で、実線と点線はそれぞれ、右向き及び左向き電子を表わす。

$$= 1 + \frac{3}{2} \ln \frac{\omega}{D} J_0^2 + 3 \left[\ln^2 \frac{\omega}{D} - 2 \ln \frac{\omega}{D} \right] J_0^3 \quad (2-12)$$

次に、バーテックス関数を計算する。バーテックス関数は3次までで

$$\Gamma^{(3)}(\omega) = -2(\sigma \cdot \mathbf{S}) \ln \frac{\omega}{D} J_0^2 - 4(\sigma \cdot \mathbf{S}) \ln^2 \frac{\omega}{D} J_0^3 - \frac{1}{2}(\sigma \cdot \mathbf{S}) \ln \frac{\omega}{D} J_0^3 \quad (2-13)$$

である。22個の4次のパルケットダイアグラムの全体の寄与は

$$\Gamma_{\text{parquet}}^{(4)}(\omega) = -8 \ln^3 \frac{\omega}{D} J_0^4 \quad (2-14)$$

である。ここで1次の対数発散の項は、 $S=1/2$ に対して0になる。表1において、 $I(x)$ は

$$I(x) = \int_0^x \frac{\ln(1+t) dt}{t}$$

で定義され、 $I(1) = \frac{\pi^2}{12}$ で与えられる。

図3(a)に示されたダイアグラムの寄与は図3(b)に示されたダイアグラムの寄与に、 $S=1/2$ に対して、符号を除いて等しい。それ故、これらのダイアグラムの和は0である。次元電子系のBGDモデルにおいて、類似の状況がある。図3(c)と(d)に示されたBGDモデルの対応するダイアグラムの和は0である^{12)~14)}。BGDモデルは、Bychkov, et. al.¹⁵⁾によって提出されたもので、後方散乱と前方散乱とをもっている。

4次の非パルケットの12個のダイアグラムの寄与は、次のように得られる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{nonparquet}}^{(4)}(\omega) = & -4(\sigma \cdot \mathbf{S}) \ln^2 \frac{\omega}{D} J_0^4 \\ & + 4(\ln 2 - 4)(\sigma \cdot \mathbf{S}) \ln \frac{\omega}{D} J_0^4 \end{aligned} \quad (2-15)$$

今、(2-5)、(2-13)、(2-14)と(2-15)の各式を用いて、 $r(\omega)$ を

$$\begin{aligned} r(\omega) = & 1 + 2 \ln \frac{\omega}{D} J_0 + 4 \ln^2 \frac{\omega}{D} J_0^2 + \frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{D} J_0^2 + 8 \ln^3 \frac{\omega}{D} J_0^3 \\ & + 4 \ln^2 \frac{\omega}{D} J_0^3 + (4 - \ln 2) \ln \frac{\omega}{D} J_0^3 \end{aligned} \quad (2-16)$$

のように得る。

不変結合定数 J^* に対するLie方程式(2-10)の右辺は、 $d(\omega)$ と $r(\omega)$ の一次の対数発散の係数を通して与えられる。 J^* に対するLie方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \ln J^* = -2J^* + 2J^{*2} + (2 + \ln 2)J^{*3} \quad (2-17)$$

$$\xi = \ln \frac{\omega}{D}$$

である。

Abrikosov and Migdal²⁾は、一般の S に対する Lie 方程式として

$$\frac{\partial}{\partial \xi'} \ln J^* = 2J^* - 2J^{*2} - \left[\frac{8}{3} \pi^2 (S(S+1) - \frac{1}{2}) - 4 \right] J^{*3} \quad (2-18)$$

$$\xi' = \ln \frac{D}{\omega}$$

を与えた。(2-18)式の右辺の第3項は、 $S = 1/2$ に対して、(2-17)式のものとは一致しない。彼らの結果は、次のような意味で明らかではない。彼らが、一般のバーテックスと状態密度の形として、何を選んだかについて、何も述べられていない。一般のバーテックスと状態密度の形は、Lie方程式の右辺の第3項に影響する。(§4 参照)

方程式(2-17) (我々の結果)は、不変結合定数の固定点を 0.5670 と与える。一方、方程式(2-18) (Abrikosov and Migdal の結果)は、 $S = 1/2$ に対して、0.5744 を与える。

§3 帯磁率と近藤温度

この節において、Abrikosov and Migdal²⁾の方法を用いることによって、2次までの擬フェルミオンの磁気モーメントに対する Lie 方程式をつくる。そして、0 Kでの帯磁率と、第2発散項までの帯磁率の高温展開及び近藤温度を計算する。

まず、擬フェルミオン磁気モーメントを計算する。温度依存性をもった磁気モーメントは次式で与えられる。

$$M(H, T) = g \mu_B S B_s (g \mu_B H S / T) r_s d \quad (3-1)$$

ここで、 g 、 μ_B 、 B_s 及び H は、それぞれ、 g 因子、ボーア因子、ブリリアン関数及び外部磁場である。 r_s と d は、それぞれ、 S_z (不純物スピンの z -成分) をもったバーテックス及び擬フェルミオンの伝播関数のくりこみ部分である。又、我々はボルツマン定数を $k_B = 1$ ととった。 g -線 (ダイアグラムの点線) に対応するエネルギーの1つを、 $g \mu_B H \ll T$ の場合に $\omega \simeq T$ とおき、他のエネルギーに関する積分を実行する。

摂動項 M' を $M' = r_s d$ と定義すると、 M' は図4 (b) と (c) に示された2つのダイアグラム

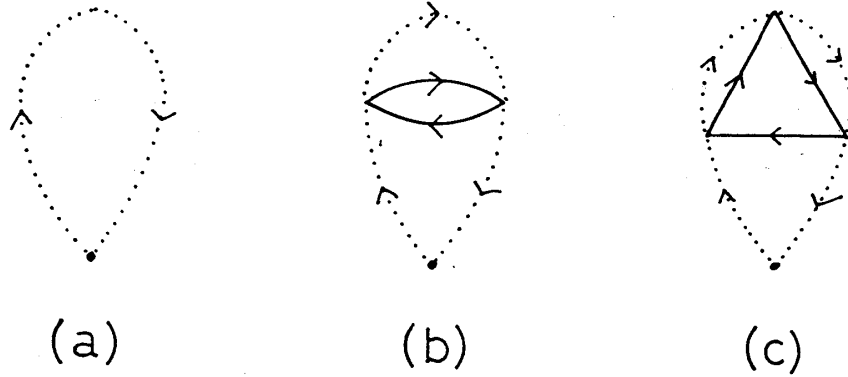


図4 擬フェルミオン磁気モーメントの計算に
使われるダイアグラム

から計算される。磁気モーメントの非摂動項は、ダイアグラム図4 (a) から計算される。 M' に対する Lie 方程式は

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \ln M'(\xi, -J_0) = F_s(S, J^*) + F_1(S, J^*) \quad (3-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \ln r_s(\xi, -J_0) = \frac{\partial}{\partial \xi'} \ln r_s(\xi', J^*)|_{\xi'=0} = F_s(S, J^*) \quad (3-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \ln d(\xi, -J_0) = \frac{\partial}{\partial \xi'} \ln d(\xi', J^*)|_{\xi'=0} = F_1(S, J^*) \quad (3-4)$$

$$\xi = \ln \frac{T}{D}$$

ここで、 F_1 と F_s は r_s と d の1次の対数発散項の係数によって与えられる。

我々は、図4 (b) と (c) のダイアグラムから磁気モーメントを計算する。ダイアグラム図4 (b) と (c) の磁気モーメントの寄与は、図5と表1 (a) と (h) に示されたダイアグラムからそれぞれ計算される。そこで、 r_s と d は図5と表1 (a) と (h) に示されたダイアグラムから計算される。 r_s と d を次のように計算する。

$$r_s = 1 + \frac{1}{2} J_0^2 \ln \frac{T}{D} + J_0^3 \ln^2 \frac{T}{D} \quad (3-5)$$

$$d = 1 + \frac{3}{2} J_0^2 \ln \frac{T}{D} + 3 J_0^3 \left(\ln^2 \frac{T}{D} - 2 \ln \frac{T}{D} \right) \quad (3-6)$$

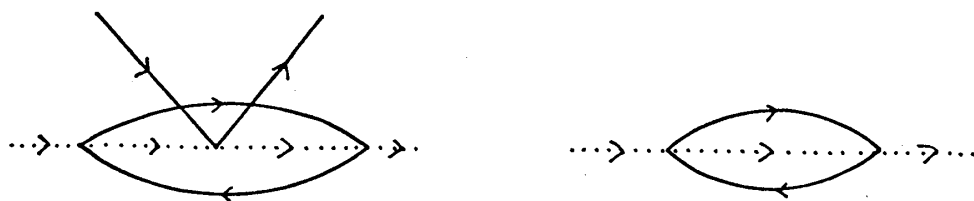


図5 ダイアグラム図4(b)の計算に使われる
ダイアグラム

ここで局在スピンを $S=1/2$ に限定した。式(3-5)と(3-6)から、 F_s と F_1 はそれぞれ

$$F_s = \frac{1}{2} J^{*2} \quad (3-7)$$

と

$$F_1 = \frac{3}{2} J^{*2} + 6 J^{*3} \quad (3-8)$$

である。それ故、Lie 方程式(3-2)は

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \ln M' = 2 J^{*2} + 6 J^{*3} \quad (3-9)$$

となる。ここで、右辺の最後の項は、ダイアグラム図4(c)の寄与である。ここで、簡単化のため、磁気モーメントの虚数部を無視した。

次に、温度依存性をもった帯磁率を計算する。それは、弱い外部磁場に対して

$$\chi(T) = \frac{(g\mu_B)^2 S(S+1)}{3T} M_1(T)^2 \quad (3-10)$$

$$M_1(T) = M'(T) + J_0 M'(T)$$

によって与えられる。ここで、局在スピンの伝導電子のスピンの和を、全スピンとして用いた⁵⁾。更に、スピンの大きさの平方が帯磁率に寄与することを考慮して、 M_1^2 を用いた。

(Abrikosov and Migdal²⁾ は M_1^2 の代わりに M' を用いた。)

固定点の値を用いて、0 K での帯磁率の指数を次のように得る。

$$\chi \sim T^\alpha \quad \alpha = 2.0161 \quad (3-11)$$

もし、固定点の値として Abrikosov and Migdal の結果 ($S = 1/2$ に対して 0.5744) を用いると、 α は $\alpha = 2.2292$ となる。

2 次のくりこみにおける指数は、次のように得られる。2 次のくりこみでの固定点 J^* の値を (3-9) 式の第1項のみに代入して、我々は指数を $\alpha = 3$ と得る。ここで (3-9) 式の第2項は無視される。

2 次のくりこみの不変結合定数の固定点の値を帯磁率の最強発散項の近似の式に、又、3 次のくりこみのものを、第2発散項までの近似の式に用いるのが妥当である。何故なら、不変結合定数の第2発散項を与えるダイアグラムは、帯磁率の最強発散項の近似で用いられ、第3発散項を与えるダイアグラムは第2発散項の近似で用いられるからである。

さて、帯磁率の高温展開を計算しよう。式 (2-17) を境界条件、 $\xi \rightarrow 0$ の時 $J^* \rightarrow -J_0$ 、と共に解いて、第2発散項までで、次の解を得る。

$$J_2^* = -J_0 \left(\frac{1}{t} - \frac{J_0 \ln t}{t^2} \right) \quad (3-12)$$

$$t = 1 - 2J_0 \xi$$

式 (3-12) は、はじめ、Sakurai and Yoshimori⁸⁾ によって得られた。

式 (3-12)、(3-9) と (3-10) から、帯磁率は J_0 の4次までで

$$\begin{aligned} T\chi(T) = 0.25 \left[1 + 2J_0 + J_0^2 + 4J_0^2 \ln \frac{T}{D} \right. \\ \left. + (8 \ln^2 \frac{T}{D} - 4 \ln \frac{T}{D}) J_0^3 + (16 \ln^3 \frac{T}{D} - 4 \ln^2 \frac{T}{D}) J_0^4 \right] \end{aligned} \quad (3-13)$$

となる。ここで、 $g\mu_B = 1$ 、 $S = 1/2$ とした。

他方、Wilson⁴⁾ は帯磁率を $T \gg T_K$ に対して次のように得た。

$$\begin{aligned} T\chi(T) = 0.25 \left[1 + 2J_0 + 4J_0^2 \ln^2 \frac{T}{\tilde{D}} + (8 \ln^2 \frac{T}{\tilde{D}} + 4 \ln \frac{T}{\tilde{D}}) J_0^3 \right. \\ \left. + (16 \ln^3 \frac{T}{\tilde{D}} + 20 \ln^2 \frac{T}{\tilde{D}} - 21.33 \ln \frac{T}{\tilde{D}}) J_0^4 \right] \end{aligned} \quad (3-14)$$

ここで、最後の項、 $-21.33 \ln \frac{T}{\tilde{D}} J_0^4$ は、第3発散項である。

式 (3-14) を式 (3-13) と比較すると、次のことがわかる。Wilson の結果で、変形された

cut-off $\tilde{D}$ が D でおきかえられると、式 (3-13) と (3-14) の最強発散項は互いに等しくなる。しかし、式 (3-14) の第 2 発散項は式 (3-13) のものと異なる。

近藤温度を考察しよう。近藤温度は、弱結合から強結合への転移温度として定義される。式 (2-17) を境界条件、 $\xi \rightarrow 0$ の時、 $J^* \rightarrow -J_0$ 、と共に積分し、 J_0 に関して展開すると、次の結果が得られる。

$$T_K \sim D \exp \left[1/2 J_0 + \frac{1}{2} \ln |J_0| + b |J_0| + \cdots \right] \quad (3-15)$$

$$b \sim 0.9233$$

ここで、近藤温度において、指数関数の前の係数は決めることができない。もし、Abrikosov and Migdal²⁾ の結果 (式 (2-18)) を用いると、 b は $b \sim 0.8949$ で与えられる。一方、Wilson は b を $b = 3.1648$ と与えた⁴⁾。

§ 4 議 論

我々の計算では、一般のバーテックスと伝導電子のバンドの形が、図 1 と 2 に示されたもののようにとられた。この選択は単純なものであるが、自然なものである。もし、一般のバーテックスとバンドの形を変えると、3 次のくりこみの結果は、多少変化するであろう。すなわち帯磁率の 0 K 近傍での指数、帯磁率の高温展開の第 2 発散項及び、3 次のくりこみにおける近藤温度は、多少変わるであろう。我々の結果は、モデルを図 1 と 2 に示されるように限定したので、ユニバーサルではない。しかしながら、我々の結果は、 $s-d$ モデルに対する GMLRG の 3 次への拡張として、又、高温からのアプローチの 1 つの近似として意義があろう。実際、0 K での帯磁率の指数が、2 次のものより 0 に近づくという結果が、有効ポテンシャルを用いることなしに得られた。

この論文と類似の計算は、一次元電子系の BGD モデルに対してなされ、強結合領域での基底状態を調べるのに使われている^{12)~14)}。そこにおいても、3 次のくりこみが、一般のバーテックスの形により変化することが、議論されている^{13), 14)}。

謝 辞

筆者はこの研究に対し、暖かく御援助下さった市村浩先生、堀素夫先生に深く感謝します。又、研究途中での有益な議論や批判、忠告などをいただき、終始励まして下さった三宅哲先生、桜井明夫先生にも深く感謝したいと思います。

参 考 文 献

- 1) M. Fowler and A. Zawadowski, Solid State Commun. **9** (1971), 471.
- 2) A. A. Abrikosov and A. A. Migdal, J. Low Temp. Phys. **3** (1970), 519.
- 3) J. Sólym, J. Phys. F; Metal Phys. **4** (1974), 2269.
- 4) K. G. Wilson, Rev. Mod. Phys. **47** (1975), 773.
- 5) K. Yosida and A. Okiji, Prog. Theor. Phys. **34** (1965), 505.
- 6) K. Yosida, Phys. Rev. **147** (1966), 223, Prog. Theor. Phys. **36** (1966), 875, K. Yosida and A. Yoshimori, 'Magnetism V', edited by H. Suhl, page 253, Academic Press (1973).
- 7) H. Ishii and K. Yosida, Prog. Theor. Phys. **38** (1967), 61, H. Ishii, Prog. Theor. Phys. **40** (1968), 201.
- 8) A. Sakurai and A. Yoshimori, Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 1840.
- 9) K. Yosida and K. Yamada, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **46** (1970), 244, K. Yamada, Prog. Theor. Phys. **53** (1975), 970, K. Yosida and K. Yamada, Prog. Theor. Phys. **53** (1975), 1286.
- 10) A. A. Abrikosov, Physics, **2** (1965), 5.
- 11) S. Nakajima, Prog. Theor. Phys. **39** (1968), 1402.
- 12) C. S. Ting, Phys. Rev. **B13** (1976), 4029.
- 13) E. H. Rezayi, J. Sak and S. Talukdar, Phys. Rev. **B19** (1979), 4757.
- 14) C. S. Ting, preprint (1979).
- 15) Y. A. Bychkov, L. P. Gor'kov and I. E. Dzyaloshinsky, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **50** (1966), 739 [Soviet Phys. JETP **23** (1966), 489].