Физика твердого тела, 1997, том 39, № 2

Влияние антиферромагнитного упорядочения на эффект де Гааза–ван Альфена в полуметалле

© В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

(Поступила в Редакцию 12 июля 1996 г.)

Теоретически рассмотрены особенности эффекта де Гааза–ван Альфена в полуметаллах с дальним антиферромагнитным порядком. Показано, что при переходе подсистемы локализованных спинов из скошенной антиферромагнитной фазы в ферромагнитную происходит резкая смена "частоты" осцилляций намагниченности зонных носителей $M_\sim$. В области полей, меньших критического, $M_\sim$ не является периодической функцией по $1/H$. Существенно, что дополнительный вклад в фазу осциллирующих сомножителей пропорционален H^2 и целиком определяется квантовыми флуктуациями в антиферромагнитной подсистеме.

Нетривиальность проблемы электронного строения систем с сильными корреляциями (ССК) привела к формированию нескольких концепций для построения функции основного состояния и определения спектра элементарных возбуждений [1–4]. Традиционно к ССК относят тяжелые фермионы, системы со смешанной валентностью, Кондо-системы, высокотемпературные сверхпроводники. Благодаря необычным свойствам отмеченных классов твердотельных систем в теории возникли сценарии маргинальной ферми-жидкости [5], почти локализованной ферми-жидкости [6] и т. д. Сделать однозначный вывод в пользу того или иного подхода к проблеме основного состояния ССК в настоящее время не представляется возможным. В этой связи особую актуальность приобретают экспериментальные методы, позволяющие тестировать электронные свойства ССК, связанные с функцией основного состояния. К таковым относятся исследования, основанные на эффекте де Гааза–ван Альфена (ГА).

Многие соединения с тяжелыми фермионами при низких температурах обладают дальним антиферромагнитным (АФМ) порядком. В магнитном поле может происходить смена типа магнитного упорядочения, что должно отразиться на характере осцилляций магнитного момента коллективизированных электронов $M_\sim$. В [7] при экспериментальном исследовании эффекта ГА в тяжелофермионном сверхпроводнике $CeCu_2Si_2$ в области магнитных полей $H > H_{c2}$ были обнаружены сильные изменения в зависимости $M_\sim$ от H при переходе в коллинеарную фазу. Теоретически влияние АФМ-параметра порядка через механизм нелинейной связи в тяжелых фермионах рассматривалось в [8,9]. Однако отмеченные изменения в зависимости $M_\sim$ от H не предсказывались.

В последнее время среди ССК выделился класс полуметаллических и полупроводниковых соединений, в которых концентрация зонных носителей достаточно низка. В качестве примеров могут служить монопниктиды церия [10,11]. Эти соединения также обладают дальним антиферромагнитным порядком, а эффект ГА не описывается в рамках обычной теории Лифшица–Косевича [12].

В настоящей статье показано, что АФМ-упорядочение через механизм $s{-}d(f)$-обменной связи существенно влияет на зависимость $M_\sim$ от H. Конкретный механизм такого влияния отличен от механизма [8,9]. В нашем случае определяющим является $s{-}d(f)$-обменная связь зонных и локализованных электронов. При этом, как показано далее, обсуждаемый эффект обусловлен не среднеполевым поведением параметра порядка, а квантовыми флуктуациями в АФМ-подсистеме локализованных спинов.

1. Гамильтониан антиферромагнитного полуметалла

Систему электронов, дырок и антиферромагнитно-упорядоченных локализованных спинов будем описывать гамильтонианом

$$H = H_e + H_h + H_{s-d} + H_m + H_z, \tag{1}$$

где H_e и H_h — операторы, описывающие соответственно невзаимодействующие электроны и дырки в магнитном поле, H_{s-d} учитывает $s{-}d(f)$-обменное взаимодействие между коллективизированными частицами и локализованными спиновыми моментами, H_m — гамильтониан взаимодействий между спиновыми моментами, приводящих к формированию дальнего АФМ-порядка, H_z соответствует энергии зеемановского взаимодействия локализованных спинов с внешним магнитным полем.

В парамагнитном состоянии слагаемые гамильтониана (1), описывающие свободные квазичастицы, можно записать в виде

$$H_e + H_h = \sum_{k\sigma} \Big\{ (\varepsilon^e_{k\sigma} - \mu) c^+_{ek\sigma} c_{ek\sigma} + (\varepsilon^h_{k\sigma} + \mu) c^+_{hk\sigma} c_{hk\sigma} \Big\}, \tag{2}$$

где

$$\varepsilon^e_{k\sigma} = \varepsilon^e_k - 2\sigma\mu_{\rm B}H,\ \varepsilon^h_{k\sigma} = \varepsilon^h_k - 2\sigma\mu_{\rm B}H,\ \sigma = \pm 1/2. \quad (3)$$

В этих выражениях μ — химический потенциал системы, $c_{ek\sigma}$ — оператор уничтожения электрона в блоховском состоянии с квазиимпульсом k и проекцией спинового момента σ, $c_{hk\sigma}$ — аналогичный оператор для дырки. Эрмитово-сопряженные операторы $c^+_{ek\sigma}$ и $c^+_{hk\sigma}$ описывают процессы рождения электронов и дырок в состояниях $(k\sigma)$. Энергетический спектр электронов описывается законом дисперсии ε^e_k. Аналогичная функция для дырок обозначена через ε^h_k. В магнитном поле $\mathbf{H}$ спиновые подзоны квазичастиц испытывают обычное зееманоское расщепление, что отражено формулами (3), в которых $\mu_{\rm B}$ — магнетон Бора.

При переходе в АФМ-фазу, как известно [13], происходит модификация энергетического спектра носителей тока из-за существования $s{-}d(f)$-связи. Для описания этого эффекта удобно перейти в представление Ванье [14] и ввести две подрешетки. Для сокращения записи поступим следующим образом.

Введем индекс λ так, чтобы при $\lambda = e$ соответствующие величины и операторы относились к электронам, а при $\lambda = h$ — к дыркам. Тогда в представлении Ванье слагаемые $H_e + H_h$ в АФМ-фазе можно записать в виде

$$H_e + H_h = \sum_{\lambda f f'\sigma} t^\lambda_\sigma(f,\, f') c^+_{\lambda f\sigma} c_{\lambda f'\sigma}$$
$$+ \sum_{\lambda g g'\sigma} t^\lambda_\sigma(g,\, g') d^+_{\lambda g\sigma} d_{\lambda g'\sigma} + \sum_{\lambda f g\sigma} t^\lambda_{fg} (c^+_{\lambda f\sigma} d_{\lambda g\sigma} + d^+_{\lambda g\sigma} c_{\lambda f\sigma}), \quad (4)$$

где $c_{\lambda f\sigma}(c^+_{\lambda f\sigma})$ — оператор уничтожения (рождения) квазичастицы сорта λ с проекцией спинового момента σ в представлении Ванье. Индексы f и f' нумеруют узлы, относящиеся к F-подрешетке, а $-g$ и g' нумеруют узлы G-подрешетки. Операторы квазичастиц, относящиеся к G-подрешетке, обозначены через $d_{\lambda g\sigma}(d^+_{\lambda g\sigma})$. Две первые суммы в (4) описывают процессы перехода квазичастиц между различными узлами в пределах одной подрешетки. Последняя сумма соответствует переходам квазичастиц из разных подрешеток. При этом

$$t^\lambda_\sigma(f,\, f') = t^\lambda_{ff'} - \delta_{ff'}\,(2\sigma\mu_{\rm B}H + \mu_\lambda). \quad (5)$$

Здесь электронный химический потенциал $\mu_e = \mu$, тогда как для дырки $\mu_h = -\mu$. Переход в представление квазиимпульса для параметров туннелирования определяется обычным образом

$$t^\lambda_\sigma(f,\, f') = \frac{1}{N}\sum_k \exp\Big\{ik\,(f - f')\Big\} t^\lambda_{k\sigma},$$

$$t^\lambda_\sigma(g,\, g') = \frac{1}{N}\sum_k \exp\Big\{ik\,(g - g')\Big\} t^\lambda_{k\sigma},$$

$$t^\lambda_{fg} = \frac{1}{N}\sum_k \exp\Big\{ik\,(f - g)\Big\}\Gamma^\lambda_k, \quad (6)$$

причем

$$t^\lambda_{k\sigma} = t^\lambda_k - 2\sigma\mu_{\rm B}H - \mu_\lambda. \quad (7)$$

Предполагается, что в каждой подрешетке имеется N эквивалентных узлов. Связь величин t^λ_k и Γ^λ_k с энергетическим спекторм электронов и дырок в парафазе будет обсуждаться далее после нахождения полного спектра в АФМ-фазе.

В узельном представлении легко записать оставшиеся слагаемые гамильтонаиана (1) для АФМ-состояния

$$H_{s-d} = -\sum_{f\lambda} J_\lambda\,(\mathbf{S}_f \boldsymbol{\sigma}_{f\lambda}) - \sum_{g\lambda} J_\lambda\,(\mathbf{S}_g \boldsymbol{\sigma}_{g\lambda}), \quad (8)$$

где $\mathbf{S}_m$ — векторный оператор локализованного на узле m спинового момента, $\boldsymbol{\sigma}_{m\lambda}$ — векторный оператор спина коллективизированных квазичастиц сорта λ на узле m, J_λ — параметр $s{-}d(f)$-обменного взаимодействия локализованного спина с квазичастицей сорта λ.

При описании взаимодействий в подсистеме локализованных спинов ограничимся моделью Гейзенберга. Тогда

$$H_m + H_z = -\frac{1}{2}\sum_{ff'} I_{ff'}\,(\mathbf{S}_f\mathbf{S}_{f'}) - \frac{1}{2}\sum_{gg'} I_{gg'}\,(\mathbf{S}_g\mathbf{S}_{g'})$$
$$+ \sum_{fg} K_{fg}\,(\mathbf{S}_f\mathbf{S}_g) - g\mu_{\rm B}H\Big(\sum_f S^z_f + \sum_g S^z_g\Big), \quad (9)$$

где два первых слагаемых описывают обменные взаимодейстия внутри подрешеток, третье слагаемое описывает взаимодействие спиновых моментов из разных подрешеток. Последнее слагаемое соответствует зеемановскому взаимодействию с внешним магнитным полем. Параметры $I_{ff'}$, $I_{gg'}$ и K_{fg} соответствуют интегралам обменных взаимодействий между локализованными спинами из одной и из разных подрешеток.

2. Унитарные преобразования гамильтониана

Как известно [15,16], в магнитном поле в изотропном антиферромагнетике имеет место так называемый скос подрешеток. В этом случае вектор ферромагнетизма ориентирован по полю, а вектор антиферромагнетизма перпендикулярен вектору $\mathbf{H}$. Для идентичных подрешеток скашивание можно охарактиризовать одним углом θ. Выберем исходную систему координат так, чтобы векторы равновесной намагниченности $\mathbf{R}_F$ и $\mathbf{R}_G$ дляя F- и G-подрешеток лежали в плоскости xOz, как показано на рис. 1. Поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль оси Oz, введены обозначения

$$\mathbf{R}_F = \frac{1}{N}\sum_f \langle\mathbf{S}_f\rangle, \quad \mathbf{R}_G = \frac{1}{N}\sum_g \langle\mathbf{S}_g\rangle. \quad (10)$$

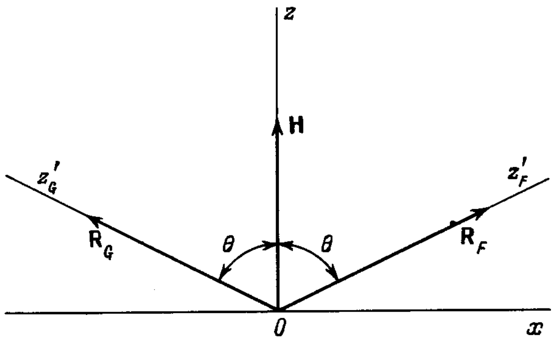

Рис. 1. Ориентации равновесных намагниченностей подрешеток и осей локальных систем координат.

В общем случае состояние локализованной подсистемы из-за взаимодействия H_{s-f} должно находиться с учетом коллективизированных квазичастиц. Однако при низкой концентрации электронов и дырок воздействием зонной подсистемы на состояние локализованных спинов можно пренебречь. Это означает, что равновесная конфигурация локализованных спинов определяется в главном приближении взаимодействиями (9). Свойства же электронов и дырок в существенной степени зависят от струкутры дальнего магнитного порядка из-за взаимодействия (8). Далее ограничимся рассмотрением случая низкой концентрации зонных квазичастиц. В этой связи отметим, что в монопниктидах церия, являющихся АФМ-полуметаллами при $T < T_N$, концентрация электронов проводимости n_c в расчете на одну ячейку составляет величину порядка 10^{-2}.

Для нахождения энергетического спектра электронов и дырок АФМ-полуметалла в магнитном поле перейдем для каждой из подрешеток в локальные системы координат. Смысл такого перехода заключается в том, чтобы равновесная намагниченность каждой подрешетки была ориентирована вдоль новой оси $O_{z'}$, как показано на рис. 1. Этой программе в формальном отношении соответствует проведение унитарного преобразования гамильтониана

$$H \to H' = UHU^+, \tag{11}$$

где унитарный оператор U может быть выбран в виде

$$U = \prod_f \prod_g \exp\Big\{i\theta(S_f^y + \sigma_f^y)\Big\} \exp\Big\{-i\theta(S_g^y + \sigma_f^g)\Big\}. \tag{12}$$

Из струкутры генераторов преобразования следует, что преобразование (11) описывает поворот в спиновом пространстве локализованной и коллективизированной подсистем вокруг оси Oy на угол θ для F-подрешетки и на угол $-\theta$ для G-подрешетки.

Используя (12), нетрудно получить законы преобразований для электронных операторов

$$c_{f\sigma}(\theta) = Uc_{f\sigma}U^+ = c_{f\sigma}\cos\frac{\theta}{2} - 2\sigma c_{f\bar\sigma}\sin\frac{\theta}{2}, \tag{13}$$

где $\bar\sigma = -\sigma$.

Спиновые операторы F-подрешетки преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} S_f^x(\theta) &\equiv US_f^xU^+ = S_f^x\cos\theta + S_f^z\sin\theta, \\ S_f^y(\theta) &\equiv US_f^yU^+ = S_f^y, \\ S_f^z(\theta) &\equiv US_f^zU^+ = S_f^z\cos\theta - S_f^x\sin\theta. \end{aligned} \tag{14}$$

Формулы (13) соответствуют обычному преобразованию спинорных величин, а выражения (14) реализуют преобразования операторов по тензорному представлению. Законы преобразования для $c_{g\sigma}$ и S_g следуют из формул (13) и (14), если в них сделать замену $\theta \to -\theta$.

Используя законы преобразования для операторных величин и переход к представлению квазиимпульса, получим электрон-дырочный гамильтониан

$$\begin{aligned} H_{eh} = \sum_{\lambda k\sigma}\Big\{&(\varepsilon_{\lambda k\sigma} - \mu_\lambda)\,(c^+_{\lambda k\sigma}c_{\lambda k\sigma} + d^+_{\lambda k\sigma}d_{\lambda k\sigma}) \\ &+ \Gamma_k^\lambda\cos\theta(c^+_{\lambda k\sigma}d_{\lambda k\sigma} + \text{h. c.}) \\ &+ 2\sigma\Gamma_k^\lambda\sin\theta(c^+_{\lambda k\sigma}d_{\lambda k\sigma} + \text{h. c.}) \\ &+ \mu_{\text{B}}H\sin\theta\,(c^+_{\lambda k\sigma}c_{\lambda k\bar\sigma} - d^+_{\lambda k\sigma}d_{\lambda k\bar\sigma})\Big\}, \end{aligned} \tag{15}$$

где

$$\varepsilon_{\lambda k\sigma} = \varepsilon_\lambda + t_k^\lambda - 2\sigma\bar H, \quad \bar H = \mu_{\text{B}}H\cos\theta + JR/2. \tag{16}$$

Величины ε_e и ε_h определяют "центры тяжести" квазичастичных зон. При получении выражения (15) в гамильтониане H_{s-f} было проведено обычное выделение слагаемых, соответствующих учету среднего поля. Они включены в H_{eh} посредством эффективного поля $\bar H$. Слагаемые, описывающие эффекты коррелящий, были опущены. Возможность использования приближения среднего поля для H_{s-f} обусловлена как малой концентрацией зонных квазичастиц, так и низкими температурами ($T \ll T_N$).

3. Энергетический спектр электронов и дырок антиферромагнитного полуметалла

Для нахождения собственных значений гамильтониана (15) введем мацубаровские функции Грина

$$\begin{aligned} G_{\lambda k}^{\sigma_1\sigma_2}(\tau-\tau') &= -\langle T_\tau \tilde c_{\lambda k\sigma_1}(\tau)\tilde c^+_{\lambda k\sigma_2}(\tau')\rangle \\ &= T\sum_{\omega_n} e^{-i\omega_n(\tau-\tau')}G_{\lambda k}^{\sigma_1\sigma_2}(\omega_n), \\ F_{\lambda k}^{\sigma_1\sigma_2}(\tau-\tau') &= -\langle T_\tau \tilde d_{\lambda k\sigma_1}(\tau)\tilde c^+_{\lambda k\sigma_2}(\tau')\rangle \\ &= T\sum_{\omega_n} e^{-i\omega_n(\tau-\tau')}F_{\lambda k}^{\sigma_1\sigma_2}(\omega_n), \end{aligned} \tag{17}$$

где знак тильды над операторами означает, что они берутся в представлении Гейзенберга с мацубаровским временем τ [17]. Мацубаровские частоты $\omega_n = (2n+1)\pi T$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ используются для перехода к описанию системы с помощью функций $G^{\sigma_1\sigma_2}_{\lambda k}(\omega_n)$ и $F^{\sigma_1\sigma_2}_{\lambda k}(\omega_n)$.

Система уравнений для нахождения неизвестных функций Грина может быть записана в виде

$$(i\omega_n - \varepsilon_{\lambda k\sigma})G^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n) = \delta_{\sigma\sigma'} + \Gamma_k \cos\theta F^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n)$$
$$+ 2\sigma\Gamma_k \sin\theta F^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n) + \mu_{\mathrm{B}} H \sin\theta G^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n),$$
$$(i\omega_n - \varepsilon_{\lambda k\sigma})F^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n) = \Gamma_k \cos\theta G^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n)$$
$$+ 2\tilde{\sigma}\Gamma_k \sin\theta G^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n) - \mu_{\mathrm{B}} H \sin\theta F^{\sigma\sigma'}_{\lambda k}(\omega_n). \quad (18)$$

Система (18) четырех уравнений для четырех функций Грина $G^{\sigma\sigma}_{\lambda k}$, $G^{\bar{\sigma}\sigma}_{\lambda k}$, $F^{\sigma\sigma}_{\lambda k}$ и $F^{\bar{\sigma}\sigma}_{\lambda k}$ позволяет полностью описать спектральные и температурные свойства коллективных квазичастиц. Так, энергетический спектр определяется корнями уравнения

$$\det\begin{pmatrix} E-\varepsilon_{\lambda k\sigma} & -\Gamma_k\cos\theta & -2\sigma\Gamma_k\sin\theta & -\mu_{\mathrm{B}}H\sin\theta \\ -\Gamma_k\cos\theta & E-\varepsilon_{\lambda k\sigma} & \mu_{\mathrm{B}}H\sin\theta & 2\sigma\Gamma_k\sin\theta \\ -2\sigma\Gamma_k\sin\theta & \mu_{\mathrm{B}}H\sin\theta & E-\varepsilon_{\lambda k\bar{\sigma}} & -\Gamma_k\cos\theta \\ -\mu_{\mathrm{B}}H\sin\theta & 2\sigma\Gamma_k\sin\theta & -\Gamma_k\cos\theta & E-\varepsilon_{\lambda k\bar{\sigma}} \end{pmatrix}$$
$$= 0. \quad (19)$$

Решая это уравнение, находим две ветви, каждая из которых при $R \neq 0$ расщеплена по проекции спинового момента

$$E^{\pm}_{\lambda k\sigma} = \varepsilon_\lambda + t^\lambda_k$$
$$\pm\sqrt{\left[\Gamma^\lambda_k + \sigma\left(2\mu_{\mathrm{B}}H + J_\lambda R\cos\theta\right)\right]^2 + \frac{1}{4}\left(J_\lambda R\sin\theta\right)^2}. \quad (20)$$

Если $H = 0$, то $\theta = \pi/2$ и формула (20) переходит в более простое выражение

$$E^{\pm}_{\lambda k\sigma} = \varepsilon^\lambda + t^\lambda_k \pm \sqrt{(\Gamma^\lambda_k)^2 + \frac{1}{4}J^2_\lambda R^2}, \quad (21)$$

описывающее распространение электронов при $\lambda = e$ или дырок $\lambda = h$ в неелевской фазе антиферромагнитного полуметалла. В частном случае, когда учитываются переходы лишь между ближайшими соседями, получается хорошо известное выражение для спектра [13]

$$E^{\pm}_{\lambda k\sigma} = \pm\sqrt{(\Gamma^\lambda_k)^2 + \frac{1}{4}J^2_\lambda R^2}. \quad (22)$$

В магнитном поле происходит расщепление энергетического спектра по направлению спинового момента квазичастицы.

Из-за малой концентрации зонных носителей в рассматриваемых полуметаллах термодинамические свойства электронн-дырочной подсистемы определяются состояниями с малыми значениями квазиимпульса. Для таких состояний формула для энергетического спектра может быть существенно упрощена. Учитывая перескоки электронов и дырок лишь между ближайшими (параметр t^λ_1) и следующими за ближайшими соседями (параметр t^λ_2), получаем

$$\Gamma^\lambda_k = 8t^\lambda_1 \cos\left(\frac{k_x b}{2}\right)\cos\left(\frac{k_y b}{2}\right)\cos\left(\frac{k_z b}{2}\right),$$
$$t^\lambda_k = 2t^\lambda_2\Big(\cos(k_x b) + \cos(k_y b) + \cos(k_z b)\Big), \quad (23)$$

где b — параметр элементарной ячейки в АФМ-фазе. Считая, что ширины зон квазичастиц являются наибольшими энергетическими параметрами, электронный спектр нижней зоны можно представить в виде

$$E^-_{ek\sigma} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} - \sigma\Big(2\mu_{\mathrm{B}}H + J_e R\cos\theta\Big)\operatorname{sign}(t^e_1),$$
$$kb \ll 1, \quad (24)$$

где эффективная электронная масса определяется соотношением

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} = (|t^e_1 - t^e_2)b^2. \quad (25)$$

При записи (24) произведен сдвиг отсчета энергии с тем, чтобы выполнялось равенство

$$\varepsilon^e - 8|t^e_1| + et^e_2 = 0. \quad (26)$$

Дырочный спектр нижней зоны описывается выражением

$$E^-_{ek\sigma} = -\Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} - \sigma\Big(2\mu_{\mathrm{B}}H + J_h R\cos\theta\Big)\operatorname{sign}(t^h_1),$$
$$kb \ll 1, \quad (27)$$

где

$$-\Delta = \varepsilon^h - 8|t^h_1| + 6t^h_2, \quad \frac{\hbar^2}{2m_h} = \Big(|t^h_1| - t^h_2\Big)b^2. \quad (28)$$

Для дальнейшего рассмотрения существенно, что в АФМ-фазе возникает дополнительное движение зон, обусловленное наличием слагаемых $J_\lambda R\cos\theta$. В главном приближении в силу отмеченной малости концентрации зонных квазичастиц продольная намагниченность $R\cos\theta$ определяется лишь гамильтонианом (9). Здесь мы воспользуемся результатами, представленными в обзоре [18]. В приближении ближайших соседей

$$R\cos\theta = S\cos\theta_0\left[1 - \frac{\alpha}{2S}\sin^2\theta_0\right], \quad (29)$$

где равновесный угол θ_0 без учета квантовых флуктуаций определяется обычным выражением

$$\cos\theta_0 = g\mu_{\mathrm{B}}H/2SK_0. \quad (30)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках выражения (29) обусловлено квантовыми флуктуациями. Параметр α имеет вид [18]

$$\alpha = W + \left\{2S[1-(2S)^{-1}]\right\}^{-1}, \tag{31}$$

где W — интеграл Уотсона, численно равный 1.52. Как будет показано далее, именно это слагаемое приводит к ряду особенностей эффекта ГА в АФМ-фазе.

4. Особенности эффекта ГА в АФМ-полуметалле

Используя полученные выражения для низкоэнергетического спектра (24) и (27) электронов и дырок, нетрудно найти выражение для осциллирующей части намагниченности зонных носителей тока. Воспользовавшись известными результатами [19], получим

$$M_{\sim} = -\sum_{\lambda\sigma}\left(\frac{\sqrt{2\mu_{\mathrm{B}}}m_{\lambda}^{3/2}\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}T}{\pi\hbar^3\sqrt{H}}\right) \times \sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k\sin(\pi\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}k/\hbar\omega_{c\lambda}-\pi/4)}{\sqrt{k}\,\mathrm{sh}(\pi^2kT/\hbar\omega_{e\lambda})}, \tag{32}$$

где $\omega_{c\lambda} = eH/m_\lambda c$ — циклотронная частота для квазичастиц сорта λ. Влияние магнитного порядка проявляется через перенормированные выражения для химических потенциалов $\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}$

$$\tilde{\mu}_{\lambda\sigma} = \mu_\lambda + \sigma\,(2\mu_{\mathrm{B}}H + J_\lambda R\cos\theta) + \Delta_\lambda. \tag{33}$$

Здесь предполагается, что $\Delta_e = 0$, $\Delta_h = \Delta$. В формуле для $M_{\sim}$ проводится суммирование лишь по тем λ и σ, для которых $\tilde{\mu}_{\lambda\sigma} \gg \hbar\omega_{c\lambda}$.

Учитывая выражения (29) и (30), находим, что в скошенной АФМ-фазе зависимость $\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}$ от H определяется выражением

$$\tilde{\mu}_{\lambda\sigma} = \mu_\lambda + \Delta_\lambda + \sigma\left[2\mu_{\mathrm{B}}H + J_\lambda\left(1-\frac{\alpha}{2S}\right)\left(\frac{g\mu_{\mathrm{B}}H}{2SK_0}\right)\right] + \sigma\left(\frac{\alpha}{2}\right)J_\lambda\left(\frac{g\mu_{\mathrm{B}}H}{2SK_0}\right)^3. \tag{34}$$

Линейная по H зависимость $\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}$ после деления на $\hbar\omega_{c\lambda}$ приводит лишь к смещению постоянной фазы в аргументе у синуса в (32). Последнее же слагаемое целиком обусловлено квантовыми флуктуациями и, как показано далее, может существенно влиять на эффект ГА.

Остановимся подробнее на анализе особенностей поведения $M_{\sim}$ при таких значениях магнитного поля, когда $H \sim H_c = 2SK_0/g\mu_{\mathrm{B}}H$. Критическое поле H_c соответствует тому значению магнитного поля H, при котором $\theta = 0$, т.е. скошенная АФМ-фаза переходит в ферромагнитную фазу.

В области полей $H < H_c$ $\cos\theta < 1$ и зависимость аргумента синуса от магнитного поля в (32) имеет кроме обычного слагаемого $\sim 1/H$ дополнительное слагаемое $\sim H^2$. Поэтому зависимость полной фазы от H представима в виде

$$\varphi(H) = \varphi_0 + \frac{a}{H} + bH^2, \tag{35}$$

где φ_0, a и b — постоянные величины. Следовательно, в скошенной АФМ-фазе осцилляции намагниченности перестают быть периодическими по $1/H$, как в обычном эффекте ГА, и имеют более сложную зависимость. Это обстоятельство существенно влияет на определение параметров электронной структуры по эффекту ГА. Вклад квадратичного по H слагаемого в (35) будет существенным, если набег фазы, обусловленный этим слагаемым, при изменении поля от H до $H+\Delta H$ будет соизмерим с набегом фазы от обычного слагаемого. Отсюда получаем простую оценку для реализации аномального поведения $M_{\sim}$

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\pi J_\lambda}{\tilde{\mu}_{\lambda\sigma}}\right)\left(\frac{g\mu_{\mathrm{B}}H}{2SK_0}\right)^3 \leqslant 1. \tag{36}$$

Видно, что в окрестности перехода из скошенной фазы, когда $g\mu_{\mathrm{B}}H/2SK_0 \sim 1$, условие (36) хорошо выполняется, если $\pi J_\lambda \sim \tilde{\mu}_{\lambda\sigma}$.

При $H > H_c$ подсистема локализованных спинов находится в ферромагнитной фазе. В этом случае $R\cos\theta = S$ и никакого дополнительного движения подзон не происходит. Поэтому имеет место обычный эффект ГА.

В совокупности объединение полученных результатов позволяет сделать вывод о наличии резкого изменения осцилляционных зависимостей $M_{\sim}$ при переходе через H_c. На рис. 2 продемонстрированы обсуждаемые особенности. Для простоты с целью выявления эффекта в чистом виде рассмотрена простейшая ситуация, когда массы электронов и дырок одинаковы и равны массе свободного электрона. Для других параметров электронной структуры выбирались следующие значения: $J_e = J_h = 0.15\,\mathrm{eV}$, $\Delta = 0.1\,\mathrm{eV}$. Значение спина S принималось равным 5/2. Величина K_0 по приближенной формуле $T_N \approx S(S+1)K_0/3$ связывалась с температурой Нееля T_N. Последняя же принималась равной 10 K. Температура выбиралась равной 1 K.

В зависимости $M_{\sim}$ от H видны три особенности. Во-первых, при $H/H_c \sim 0.75$ расстояние между ближайшими минимумами в несколько раз превышает среднее расстояние между ними. Такое поведение $M_{\sim}$ отражает конкуренцию двух механизмов формирования полной фазы $\varphi(H)$. Если учесть, что фаза $\varphi(H)$ представляется как число заполненных уровней Ландау, умноженное на π, то получаем следующую интерпретацию. При увеличении H расстояние $\hbar\omega_{c\lambda}$ между уровнями

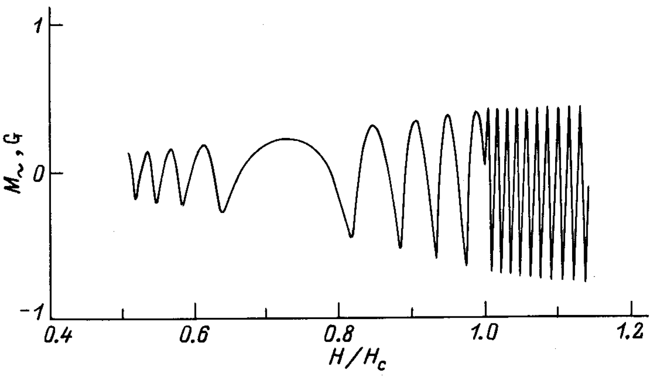

Рис. 2. Намагниченность зонных носителей в квантующем магнитном поле в АФМ-полуметалле с эквивалентными электронами и дырками.

Ландау увеличивается, что обусловливает тенденцию к уменьшению числа заполненных уровней. С другой стороны, наличие $s{-}d(f)$-обменной связи приводит к понижению дна зоны и увеличению числа уровней Ландау, расположенных ниже химического потенциала. Последний эффект проявляется тем сильнее, чем ближе H к H_c. Поэтому в области относительно низких полей преобладает тенденция к уменьшению числа занятых уровней Ландау, тогда как при $H \approx H_c$ главенствует второй эффект. В результате имеется такое поле H_1, в окрестности которого фаза изменяется незначительно.

Вторая особенность связана с изменением характера зависимости $M_\sim$ от H при переходе через H_c. Если при $H > H_c$ восстанавливается периодичность по $1/H$, то при $H < H_c$ таковая периодичность отсутствует.

Третья особенность связана с резким изменением расстояния между ближайшими минимумами при переходе через H_c. При H/H_c меньше единицы, как отмечалось выше, набег фазы определяется двумя факторами, действующими в противоположных направлениях. Такое противодействие и приводит к растянутости осцилляционной кривой. Если же $H > H_c$, то имеется лишь один фактор и осцилляции являются частыми.

В случае различных эффективных масс амплитуды осцилляций намагниченности дырок и электронов могут существенно отличаться.Вэтом случае на фоне сильных осцилляций проявляются мелкие осцилляции, что приводит к уменьшению результирующей кривой $M_\sim$. Однако главная особенность, связанная с изменением типа магнитного упорядочения при $H = H_c$, проявляется по-прежнему достаточно ярко. Соответствующая ситуация отражена на рис. 3.

Проведенное рассмотрение особенностей эффекта ГА в полуметаллических антиферромагнетиках показывает, что при определенных условиях учет дальнего магнитного порядка является существенным. В этой связи отметим, что фактор полуметалличности оказывается важным в следующем отношении. При изменении магнитного поля из-за $s{-}d(f)$-обменной связи происходит движение электронных и дырочных зон. В условиях электрон-дырочной компенсации происходит лишь незначительное смещение химического потенциала μ. Именно этим обстоятельством объясняется механизм, обусловливающий движение уровней Ландау и прохождение их через химический потенциал. Аналогично этому в соединениях со смешанной валентностью и в тяжелых фермионах химический потенциал пиннингуется в окрестности локализованного или витруального уровня. В этом случае дальний антиферромагнитный порядок также может влиять на изменение числа заполненных уровней Ландау, а следовательно, и на частоту осцилляций. Поскольку наиболее сильно отмеченный эффект проявляется в окрестности критического поля H_c, то очевидно, что при переходе магнитной подсистемы из скошенной АФМ-фазы в ферромагнитную должно наблюдаться изменение периода осцилляций намагниченности $M_\sim$. Такое изменение экспериментально было обнаружено на тяжелофермионном сверхпроводнике $CeCu_2Si_2$ [7].

Следует отметить также, что рассмотренные аномалии эффекта ГА связаны не со среднеполевым изменением характеристик в АФМ-подсистеме, а с квантовыми флуктуациями. Причина состоит в том, что среднеполевая зависимость продольной намагниченности из-за ее пропорциональности H приводит

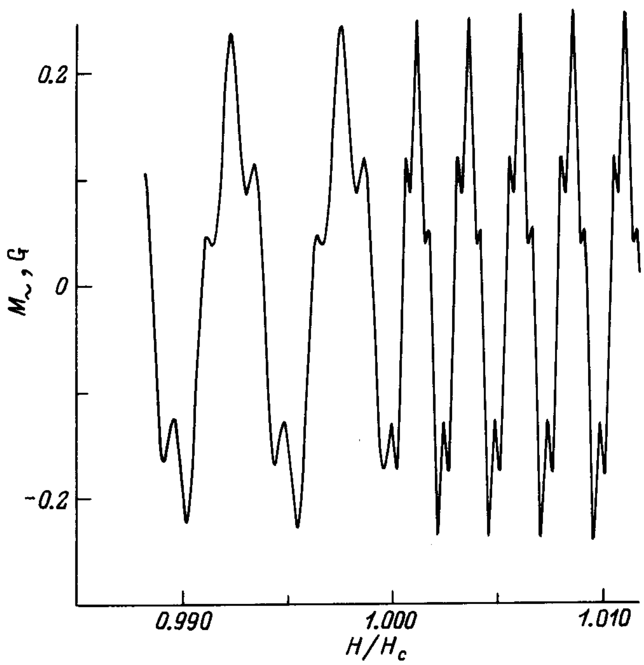

Рис. 3. Эффект ГА в АФМ-полуметалле с неэквивалентными электронами и дырками. $J_e = 0.2\,\mathrm{eV}$, $J_h = 0.3\,\mathrm{eV}$, $m_e = 0.1m_0$, $m_h = 0.2m_0$. Остальные параметры те же, что и для рис. 2.

(после деления на $\hbar\omega_c$) лишь к появлению постоянной фазы в аргументе осциллирующих функций. Квантовые же флуктуации в АФМ-подсистеме обусловливают набег фаз, пропорциональный H^2. В этой связи особый интерес представляют исследования эффекта ГА в квазинизкомерных проводящих антиферромагнетиках, так как квазинизкомерность способствует возрастанию квантовых флуктуаций.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16075-а).

Список литературы

[1] G. Czycholl. Phys. Rep. **143**,277 (1986).
[2] D.M. Newns, N. Reed. Adv. Phys. **36**, 799 (1987).
[3] V.A. Khodel, V.R. Shaginyan, V.V. Khodel. Phys. Rep. **1**, 249 (1994).
[4] E. Dagotto. Rev. Mod. Phys. **66**, 763 (1994).
[5] C.M. Varma, P.B. Lettlewood, S. Schmitt-Rink, E. Adrahams, A. Ruckenstein. Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989).
[6] J.H. Kim, K. Levin, A. Auerbach. Phys. Rev. **B39**, 11633 (1989).
[7] M. Hunt, P. Meeson, P.-A. Probst, P. Peinders, M. Springford, W. Assmus, W. Sun. J. Phys.: Cond. Matt. **2**, 6859 (1980).
[8] J.W. Rusul, P. Schlottmann. Physica **B163**, 689 (1990).
[9] R. Sollie, P. Schlottmann. Phys. Rev. **B41**, 8860 (1990).
[10] T. Kasuya. J. Phys. Soc. Jap. **64**, 1453 (1995).
[11] T. Kasuya, T. Suzuki, Y. Haga. J. Phys. Soc. Jap. **62**, 2549 (1993).
[12] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. М. (1971). 416 с.
[13] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. М. (1979).
[14] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. М. (1966).
[15] А.С. Боровик-Романов. В кн.: Антиферромагнетизм и ферриты. М. (1962).
[16] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М. (1973).
[17] А.А. Абрикосов, А.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М. (1962).
[18] М.И. Каганов, А.В. Чубуков. УФН **153**, *4*, 537 (1987).
[19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. М. (1976). Т. 5. Ч. 1.