А. А. Трущенко, Применение метода Боголюбова–Тябликова к исследованию обменного спин-электронного взаимодействия при произвольных температурах. Изменение характеристик магнитной подсистемы,
ТМФ, 1989, том 81, номер 2, 230–238

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА
Том 81, № 2
ноябрь, 1989

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БОГОЛЮБОВА – ТЯБЛИКОВА К ИССЛЕДОВАНИЮ ОБМЕННОГО СПИН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ. ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОЙ ПОДСИСТЕМЫ

Трущенко А. А.

Показано, что улучшенный метод приближенного вторичного квантования Боголюбова – Тябликова можно использовать в задаче о магнитной системе, слабо взаимодействующей с электронной подсистемой электронов проводимости или электронов примесных центров в ферро- и парамагнитных полупроводниках. Метод позволяет определить изменение энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме при произвольных температурах.

Боголюбов и Тябликов развили улучшенный метод приближенного вторичного квантования [1, 2], позволивший рассчитать энергии элементарных возбуждений и намагниченность изотропного кристаллического ферромагнитного диэлектрика при произвольных температурах. В [3] показано, что интерполяция Боголюбова – Тябликова также применима и к аморфным магнетикам при произвольных температурах. В реальных магнитоупорядоченных кристаллах следует учитывать наличие взаимодействия магнитной подсистемы с электронной, в основном это обменное спин-электронное s-d или s-f-взаимодействие носителей тока или электронов примесных центров (в последнем случае нужно учитывать также и спин-орбитальное взаимодействие) со спинами магнитных атомов. Цель этой статьи – показать, что при произвольных температурах в случае достаточно слабого взаимодействия энергии элементарных возбуждений можно также получить, используя интерполяцию Боголюбова – Тябликова.

Впервые исследование влияния спин-электронного взаимодействия на магнитную подсистему в ферромагнитных металлах проводилось в пионерских работах [4, 5]. Попытка несколько уточнить результаты Боголюбова – Тябликова без учета электронной подсистемы изложена в [6]. Спектр спиновых волн при низких температурах при учете s-d- или s-f-взаимодействия исследован в [7–10]. В них получен точный при $T=0$ результат для спиновых функций Грина, не использующий малости энергии взаимодействия между электронами и спиновыми волнами. При произвольных температурах приближение спиновых волн использовать нельзя. В предыдущей работе автора [11] были рассчитаны изменения энергии электрона проводимости, обусловленные обменным спин-электронным взаимодействием, и электрона примесного центра, обусловленные

s-d- или s-f-взаимодействием и спин-орбитальным взаимодействием. Здесь будут рассчитаны изменения энергии элементарных возбуждений в магнетиках. Следует отметить, что наибольший интерес представляет область температур вблизи температуры Кюри и выше ее, когда результаты нельзя получить, используя приближение спиновых волн. При низких температурах, наоборот, использование интерполяции Боголюбова — Тябликова для исследования спектра возбуждений в магнитной подсистеме дает менее точные результаты, чем спин-волновое приближение. При низких температурах исследование магнонных частот в различных предельных случаях выполнено в [12—17]. Таким образом, в отличие от предыдущей статьи [11], в которой для сдвига энергии, перенормированной эффективной массы и магнитного момента электрона проводимости исследовались три предельных случая $T=0$, $T\leqslant T_c$ и $T>T_c$, здесь будем рассматривать случай не слишком низких температур. Определим изменения энергий элементарных возбуждений по сравнению с найденными Боголюбовам — Тябликовым [1, 2], рассматривая такой гамильтониан взаимодействия ферромагнитного полупроводника со спином $s={}^1/_2$ с небольшим количеством свободных электронов:

$$
(1)\qquad H_{\text{int}}=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\varkappa}(A_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\varkappa}\overset{+}{a}_{\mathbf{k}_1+}a_{\mathbf{k}_2-}b_\varkappa{}^{+}+\text{э. с.})+
$$

$$
+\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\varkappa\sigma}\sigma A_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\varkappa}\overset{+}{a}_{\mathbf{k}_1\sigma}a_{\mathbf{k}_2\sigma}\left(\frac{1}{2}-n_\varkappa\right),
$$

$$
n_\varkappa=b_\varkappa{}^{+}b_\varkappa,\qquad E_{\mathbf{k}\sigma}=E_{\mathbf{k}}-\mu_0h\sigma,\qquad E_{\mathbf{k}}\approx\hbar^2k^2/2m.
$$

Гамильтониан электронной подсистемы $H_e=\sum_{\mathbf{k}\sigma}E_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma}{}^{+}a_{\mathbf{k}\sigma}$. Гамильтониан магнитной подсистемы совпадает с введенным Боголюбовым — Тябликовым (см. [2]). Константа $A_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\varkappa}$ характеризует обменное s-d- или s-f-взаимодействие. В работе [18] предложена аппроксимация ее зависимости от волновых векторов $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ в виде некоторой квадратичной функции $(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)^2$. В общем случае достаточно просто ограничиться заменой

$$
(2)\qquad A_{\mathbf{k}\mathbf{k}\varkappa}\approx A_\varkappa,\quad A=\sum_\varkappa A_\varkappa.
$$

Операторы $b_\varkappa$ и $b_\varkappa{}^{+}$ подчиняются бозевским и фермиевским перестановочным соотношениям соответственно для разных и одного узлов решетки, которые нумеруются индексом $\varkappa$; $a_{\mathbf{k}\sigma}{}^{+}$, $a_{\mathbf{k}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электронов проводимости с волновым вектором $\mathbf{k}$ и спиновым квантовым числом σ $(\sigma=+1, -1)$.

Вводя, как и в [2], одночастичную запаздывающую температурную функцию Грина $g_{f_1f_2}=\langle\langle b_{f_1}, b_{f_2}{}^{+}\rangle\rangle$, после обычных расцеплений для $g_{\mathbf{q}}(E)$ получаем соотношение

$$
(3)\qquad g_{\mathbf{q}}(E)=i\sigma_{1/2}[2\pi(E-E_{\mathbf{q}})]^{-1}.
$$

Здесь энергия элементарных возбуждений в магнитной подсистеме

$$
(4)\qquad E_{\mathbf{q}}=E_{\mathbf{q}}^{(0)}+A(n_{-}-n_{+}),\quad n_\sigma=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}n_{\mathbf{k}\sigma},
$$

и при учете спин-электронного взаимодействия относительная намагниченность $\sigma_{1/2}$ определится соотношением

$$(5)\qquad \frac{1}{\sigma_{1/2}}=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}}\operatorname{cth}\frac{E_{\mathbf{q}}}{2k_{\text{Б}}T}.$$

Оно отличается от полученного в [2] заменой $E_{\mathbf{q}}^{(0)}$ на $E_{\mathbf{q}}$. Как следует из (4), изменение спектра спиновых волн в ферромагнетике при учете обменного спин-электронного взаимодействия сводится к появлению члена, пропорционального относительной намагниченности $n_{-}-n_{+}$, который в отсутствие внешнего поля h не равен нулю из-за того, что при решении самосогласованным образом задачи о взаимодействии электронной и магнитной подсистем в случае слабой связи получается не только изменение энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме (имея в виду под этим, что энергия элементарных возбуждений по терминологии Боголюбова и Тябликова определяется для чисто магнитной подсистемы в [2]), но и изменение энергии электронов проводимости. При учете перенормировки его эффективной массы $m_\sigma{}^*$, магнитного момента μ_0 на величину δM_σ и сдвига энергии, соответствующего $\mathbf{k}=0$, на величину $P_{0\sigma}$ в результате обменного спин-электронного s-d- или s-f-взаимодействия получим

$$(6)\qquad E_{\mathbf{k}\sigma}=P_{0\sigma}+\frac{\hbar^2k^2}{2m_\sigma{}^*}-(\mu_0+\delta M_\sigma)h\sigma.$$

В [4, 5] показано, что при наличии внешнего магнитного поля в спектре магнитных возбуждений появляются в общем случае две ветви, причем одна из них не отделена щелью от основного состояния системы. Там же было найдено затухание спиновых волн при низких температурах. Как отмечено в [2], в приближении Боголюбова — Тябликова затухание элементарных возбуждений с энергией $E_{\mathbf{q}}^{(0)}$ отсутствует, поэтому получается только одна ветвь элементарных возбуждений, если их волновой вектор равен нулю. Для нахождения второй ветви требуется более точное расцепление в улучшенном методе приближенного вторичного квантования Боголюбова — Тябликова в [2]. Полное определение всех величин, входящих в формулу (6), дано в работе автора [11]. Здесь ограничимся только случаем высоких температур, и в парамагнитной области энергия электрона проводимости при учете спин-электронного взаимодействия до второго порядка теории возмущений включительно получится равной

$$(7)\qquad E_{\mathbf{q}\sigma}=-\frac{3}{4}\frac{vmA^2q_m}{\pi^2\hbar^2}\left(1+\frac{\mu h\sigma}{3k_{\text{Б}}T}\right)+$$
$$+\frac{\hbar^2q^2}{2m}\left[1+\frac{3}{2}\frac{vA^2m^2}{\pi^2\hbar^4q_m}\left(1-\frac{\mu h\sigma}{3k_{\text{Б}}T}\right)\right]-$$
$$-\left[\mu_0-\frac{\mu A}{4k_{\text{Б}}T}-\mu_1\Theta(-\sigma A)\right]h\sigma+$$
$$+\frac{vmA^2}{2\pi\hbar^3}\left[\sqrt{mh\left(\mu_0-\frac{\mu}{2}\right)}\,\delta_{\sigma+}+\frac{4}{\pi}\frac{mh\left(\mu_0-\frac{\mu}{2}\right)}{\hbar q_m}\delta_{\sigma-}\right.$$

Здесь введены обозначения: $\delta_{\sigma\pm}$ — символ Кронекера, $\theta(-\sigma A)$ — ступенчатая функция, q_m — максимальное значение волнового вектора электрона проводимости, v и m — объем элементарной ячейки и масса электрона проводимости без учета спин-электронного взаимодействия, $k_Б$ — постоянная Больцмана, поправка μ_1, которую следует учитывать при $\sigma A<0$, определяется выражением

$$\mu_1=\frac{vm^2A^2}{2\pi\hbar^4}\left(\mu_0-\frac{\mu}{2}\right)\sqrt{\frac{\hbar^2k_БT}{m\mu h|A|}}.$$

Подставляя (7) в (4), получим, что энергия элементарных возбуждений в магнитной подсистеме определяется при учете спин-электронного взаимодействия уже не выражением $E_{\mathbf{q}}^{(0)}$, а более сложным:

$$E_{\mathbf{q}}={}^1/_2\sigma_{{}^1/_2}(U_0-J(\mathbf{q}))-2\mu_0hA/k_БT+\mu h(1+\delta_1+\delta_2). \tag{8}$$

Поправка, пропорциональная магнитному полю h, представлена в виде двух членов, первый из которых пропорционален энергии обменного взаимодействия в первой степени, второй содержит более высокие степени A. Приведем для краткости только порядковые оценки для выражений δ_1 и δ_2, используя обозначение $\Delta E\sim5\hbar^2/mv^{2/3}$ для ширины зоны проводимости

$$\delta_1\sim\left(\frac{A}{k_БT}\right)^2-\frac{A^3}{\Delta E(k_БT)^2},\quad \delta_2\sim\frac{A^3}{k_БT(\Delta E)^2}.$$

Поправки δ_1 и δ_2 соответственно обусловлены зависимостью энергии электрона проводимости от внешнего магнитного поля и различиями перенормированных эффективных масс электронов проводимости с разными спиновыми квантовыми числами. Поскольку рассматривается случай достаточно широких зон, когда $\Delta E\gg|A|$, то второй член в δ_1 будет значительно меньше первого. Поскольку выражения для изменения энергии электронов проводимости, обусловленные обменным спин-электронным взаимодействием, рассчитанные в [11], определены с точностью до второго приближения теории возмущений по константам обменного взаимодействия включительно, то и соответствующие расщепления при вычислениях поляризационного оператора для магнитной подсистемы тоже проводим с точностью до второго приближения по энергии обменного взаимодействия включительно. Энергию спин-электронного взаимодействия в выражениях для $E_{\mathbf{q}\sigma}$ и $E_{\mathbf{q}}$ положили равной постоянной величине, что эквивалентно предположению о локальном характере обменного s-d- или s-f-взаимодействия носителя тока со спинами магнитных атомов ферромагнетика. При выводе выражений (6), (8) учтено, что справедливы неравенства

$$\Delta E\gg k_БT_c\gg|A|,\qquad \hbar\omega_{\max}\sim k_БT_c, \tag{9}$$

т. е. что эффективная масса электрона значительно меньше эффективной массы магнона (если используется спин-волновое приближение), $\hbar\omega_{\max}$ — максимальная энергия спиновых волн, T_c — температура Кюри. Пользуясь соответствующими результатами [2], можно найти относительную намагниченность ферромагнетика в парамагнитной области температур после замены в формулах в [2] величины μh на величину

$\mu h(1+\delta_1+\delta_2)-2\dfrac{A}{k_{\text{Б}}T}\mu_0 h$. Следует отметить, что для носителей тока учет требований закона сохранения момента количества движения при взаимодействии электронов со спиновыми волнами приводит к значительно меньшим эффектам влияния спин-электронного взаимодействия на магнитную подсистему, чем для задачи взаимодействия примесных электронов со спинами магнитных атомов, где соответствующие поправки, как будет показано ниже, имеют значительно больший порядок величины именно из-за отсутствия такого закона сохранения.

В области вблизи температуры Кюри, но несколько ниже ее, можно найти выражение для энергии электрона, измененной вследствие спин-электронного взаимодействия,

$$E_{q\sigma}=\frac{\sigma A}{2}\gamma\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}-\frac{3}{4}\frac{vmA^2q_m}{\pi^2\hbar^2}+$$
$$+\frac{\hbar^2q^2}{2m}\left[1+\frac{3}{2}\frac{vm^2A^2}{\pi^2\hbar^4q_m}\left(1-\frac{2}{3}\sigma\gamma\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}\right)\right]. \tag{10}$$

Здесь введено обозначение $\gamma=\sqrt{12k_{\text{Б}}T_c/U_0}$, U_0 имеет смысл максимальной энергии спиновых волн. В отличие от парамагнитной области температур, когда энергия элементарных возбуждений в магнитной подсистеме изменялась только при наличии внешнего магнитного поля, ниже точки Кюри даже при отсутствии внешнего поля будет возникать такое изменение вследствие подмагничивающего эффекта, обусловленного электронами проводимости:

$$E_{\mathbf{q}}=E_{\mathbf{q}}^{(0)}-2\mu_0 h\frac{A}{k_{\text{Б}}T}+$$
$$+\gamma\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}\frac{A^2}{k_{\text{Б}}T}\left(1+4\frac{(\mu_0-\mu/2)hvAm^2}{\pi^2\hbar^4}\right). \tag{11}$$

Сравнивая выражения (11) и (8) и соответствующие энергии (10) и (7), получаем, что по порядку величины отношения энергии s-d-обмена к тепловой энергии соответствующие изменения энергий элементарных возбуждений в электронной и в магнитной подсистемах будут бо́льшими в критической области, чем в парамагнитной, но в критической области они будут входить с малым множителем, пропорциональным характерному отношению $\sqrt{1-T/T_c}$.

Выводя аналогично тому, как это проделано в [2] для парамагнитной области, относительную намагниченность ферромагнетика в критической области из решения уравнения (5) с учетом (11), найдем при отсутствии внешнего поля

$$\sigma_{1/2}=\gamma\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}\left(1+\frac{1}{2}\left(\frac{A}{k_{\text{Б}}T}\right)^2\right).$$

В области достаточно низких температур отношение $A/k_{\text{Б}}T$ уже нельзя считать малым (как это можно было делать в парамагнитной и критической областях, это соответствовало тем критериям, с помощью которых и были получены формулы (7) и (10)), и в спин-волновой области температур использование интерполяции Боголюбова — Тябликова не позволяет получать достаточно точного описания соответствующих зависимостей энергий элементарных возбуждений в магнитной подсистеме точно так же, как и в электронной подсистеме (см. подробнее [11]), и нужно переходить к более точному в этом интервале температур спин-волновому приближению. В [11] показано, что при $T=0$ интерполяция Боголюбова — Тябликова позволяет получать правильные выражения для сдвига энергии, перенормировки эффективной массы и магнитного момента носителя тока, а также электрона примесного центра, но при $T>0$ в спин-волновой области температур соответствующие температурные зависимости этих величин оказываются неверными.

Применительно к нахождению энергий элементарных возбуждений в магнитной подсистеме следует ограничиваться областью температур вблизи точки Кюри как выше, так и ниже ее.

Сравнивая результаты (11), и (8), получаем, что в критической области влияние обменного s-d- или s-f-взаимодействия на энергию элементарных возбуждений в спиновой подсистеме имеет существенно иной характер, чем в парамагнитной области, а именно $E_{\mathbf{q}}^{(0)}$ при отсутствии h имеет чисто акустический характер, т. е. $E^{(0)}=0$ при $\mathbf{q}=0$. Учет спин-электронного взаимодействия приводит к возникновению «щели» в спектре элементарных возбуждений, но не имеющей постоянной величины (как если бы она была обусловлена полем анизотропии, т. е. релятивистскими взаимодействиями), а зависящей от температуры и исчезающей в точке Кюри.

В рамках приближения Боголюбова — Тябликова не удается получить достаточно интересный результат, дополняющий (4) при низких температурах. А именно в случае достаточно слабой связи [19] (см. также [20]) в спин-волновом приближении (но при не слишком низких температурах) удается найти изменение закона дисперсии магнонов от волнового вектора, определяемое членами, обратно пропорциональными целым степеням волнового вектора (при его конечном значении). В спин-волновом приближении соответствующие результаты получены в [21—23] для магнетиков с разными магнитными структурами, и эти дополнительные члены в законе дисперсии магнонов обусловливают появление добавочных вкладов в магнонную теплоемкость системы с необычными температурными зависимостями. В рассмотренном здесь приближении получить такие изменения в законе дисперсии не удается при низких температурах. Это связано с тем, что зависимость энергии элементарных возбуждений от $\mathbf{q}$ определяется только прямым взаимодействием между спинами магнитных атомов.

Значительно бóльшие по величине эффекты изменения энергии элементарных возбуждений оказываются возможными при учете взаимодействия примесных электронов в магнетиках со спинами магнитных атомов. Эта бóльшая величина эффекта связана с тем, что закон сохранения квазиимпульса должен выполняться для элементарных процессов взаимодействия носителей с магнонами, но не для центров. Гамильтониан взаимодействия вместо (1) будет описываться формулой

$$H_{\text{int}}=\sum_{p_1p_2\varkappa}(A_{p_1p_2\varkappa}\overset{+}{a}_{p_1+}a_{p_2-}b_\varkappa^{+}+\text{э. с.})+\tag{12}$$

$$+\sum_{p_1p_2\varkappa\sigma}(A'_{p_1p_2\varkappa\sigma}\overset{+}{a}_{p_1\sigma}a_{p_2\sigma}b_\varkappa^{+}+\text{э. с.})+\sum_{p_1p_2\varkappa\sigma}\sigma B_{p_1p_2\varkappa\sigma}\overset{+}{a}_{p_1\sigma}a_{p_2\sigma}({}^1/_2-n_\varkappa),$$

$$B_{p_1p_2\varkappa\sigma}=A_{p_1p_2\varkappa\sigma}+\sigma A''_{p_1p_2\varkappa\sigma},$$

$$A'_{p_1p_2\varkappa\sigma}=\begin{cases}A_{p_1p_2\varkappa\sigma}, & T<T_c,\\ A_{p_1p_2\varkappa}, & T\geqslant T_c.\end{cases}$$

Константы $A_{p_1p_2\varkappa\sigma}$, $A_{p_1p_2\varkappa}$ и $A'_{p_1p_2\varkappa\sigma}$, $A''_{p_1p_2\varkappa\sigma}$ характеризуют соответственно спин-электронное и спин-орбитальное взаимодействия. Для краткости не будем описывать все введенные здесь обозначения, они совпадают с [11]. Энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме будут равны

$$E_{\mathbf{q}}=E_{\mathbf{q}}^{(0)}-\sum_{p\sigma}\sigma B_{p\sigma}n_{p\sigma},\qquad B_{p\sigma}=\sum_{\varkappa}B_{p\varkappa\sigma}\equiv B_{pp\varkappa\sigma},$$

здесь $n_{p\sigma}$ — числа заполнения электронами примесных центров $p\sigma$. При конкретных расчетах нужно учесть, что существенно различные результаты получаются для случаев неблизких и близких электронных уровней. Общим во всех случаях будет намного большая величина добавки к энергетическому спектру в магнитной подсистеме за счет больших величин сдвигов для центров, чем для носителей. В парамагнитной области температур получим

$$E_{\mathbf{q}}=E_{\mathbf{q}}^{(0)}+\sum_{p}[A_p(n_{p-}-n_{p+})-A_p''(n_{p+}+n_{p-})],\tag{13}$$

$$E_{\mathbf{q}}=\frac{1}{2}\sigma_{1/2}(U_0-J(\mathbf{q}))+\Delta+\mu h(1+\beta_1+\beta_2)-2\mu_0h\sum_{p}n_p^{(0)}\frac{A_p}{k_БT},$$

$$\beta_1\sim\frac{1}{2}\sum_{p}n_p^{(0)}\left(\frac{A_p}{k_БT}\right)^2,$$

$$\Delta=\frac{1}{k_БT}\sum_{p}n_p^{(0)}A_p''\sum_{\varkappa}\left[\frac{|A_{pp\varkappa}|^2}{A_{pp\varkappa}}+\sum_{p_2\neq p}\frac{|A'_{pp_2\varkappa}|^2}{E_p-E_{p_2}}\right],$$

$$\beta_2\sim\frac{\mu_0-{}^1/_2\mu}{\mu}\sum_{p\varkappa\sigma}n_p^{(0)}\frac{A_p}{k_БT}\frac{|A_{pp\varkappa}|^2}{(A_{pp\varkappa}-\sigma A''_{pp\varkappa})^2}.$$

Сравним полученные выражения для β_1 и β_2 с соответствующими поправками в формуле (8) для носителей тока. Отметим характерный дополнительный член Δ, появившийся в выражении $E_{\mathbf{q}}$ и обусловленный спин-орбитальным взаимодействием, прежде всего взаимодействием орбитального момента примесного электрона со спинами магнитных атомов. Как отмечено в [17] (см. ссылки в [17] на более ранние работы Кривоглаза и автора, также посвященные исследованию влияния спин-орбитального взаимодействия на характеристики электронов примесных центров), эффективное поле, связанное со спин-орбитальным взаимодействием, приводит к своеобразному эффекту Зеемана для электронов примесных центров, их энергия будет описываться формулой $E_{p\sigma}=E_p+mB_{p\sigma}+\sigma A_{p\sigma}-\mu_0 h\sigma$, здесь m — магнитное квантовое число, μ_0 — магнитный момент (неперенормированный) примесного электрона, E_p — энергия примесного электрона без учета спин-электронного и спин-орбитального взаимодействий. В квадратной скобке выражения для Δ в (13) главным будет первый член, если рассматривается случай неблизких электронных уровней, когда $|E_p-E_{p_2}|\gg\gg|A_{pp\varkappa}|$ при $p_2\neq p$. Сравнивая β_1 и β_2 в (13), можно легко получить, что $\beta_2\gg\beta_1$ вследствие того, что отношение $(A_{pp\varkappa})^2/(A_{pp\varkappa}-\sigma A''_{pp\varkappa})^2$ будет порядка единицы, и малый множитель $A_p/k_Б T$ входит в β_2 в более низкой (первой) степени, чем в β_1. Следовательно, по порядку величины добавочное слагаемое в члене с $\mu h(1+\beta_2)$ для задачи взаимодействующих примесных электронов и спинов магнитных атомов будет намного больше, чем для носителей, ибо там члены с δ_1 и δ_2 будут содержать отношения $A/k_Б T$ в более высоких степенях. В (13) $n_p{}^0$ — числа заполнения электронами примесных центров E_p. Докажем теперь, что не только в парамагнитной, но и в критической области температур, ниже точки Кюри соответствующие изменения в энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме, обусловленные спин-электронным и спин-орбитальным взаимодействиями, будут большими по порядку величины, чем обусловленные взаимодействием спинами магнитных атомов с электронами проводимости.

В критической области получим с точностью до второго порядка теории возмущений включительно

$$E_{\mathbf{q}}=E_{\mathbf{q}}^{(0)}+\Delta_1+\Delta_2-\mu_0 h\sum_p n_p^{(0)}(B_{p+}+B_{p-})\frac{1}{k_Б T},$$

$$\Delta_1=\frac{\gamma}{k_Б T}\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}\sum_p n_p^{(0)}\sum_\varkappa\left(B_{p-}\frac{|A'_{p\varkappa-}|^2}{B_{p\varkappa-}}+B_{p+}\frac{|A'_{p\varkappa+}|^2}{B_{p\varkappa+}}\right),$$

$$\Delta_2=\frac{\gamma}{2k_Б T}\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}\sum_{p\sigma} n_p^{(0)}B_{p\sigma}\left(B_{p\sigma}-\sum_\varkappa\frac{|A_{pp\varkappa}|^2}{A_{p\varkappa}-\sigma}\right).$$

Поправки Δ_1 и Δ_2 зависят соответственно от энергий обменного спин-электронного и спин-орбитального взаимодействий, причем, поскольку последнее обычно намного меньше, чем $s-d$-взаимодействие, то и выражение Δ_2 оказывается намного больше, чем Δ_1. Если спин-орбитальным взаимодействием для простоты вообще пренебречь, то член $A'_{p\varkappa\sigma}$ попросту обратится в нуль, а константа $B_{p\sigma}$, как видно из формулы (12), просто совпадет с соответствующей энергией обменного спин-электронного взаимодействия. Совершенно аналогично рассмотренному выше для парамагнитной области можно доказать, что поправки к энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме за счет взаимодействия электронов примесных центров со спинами магнитных атомов будут значительно большими, чем обусловленные взаимодействием с носителями и в критической области температур.

Приведенные формулы для центров записаны для случая неблизких энергетических уровней, когда справедливы неравенства $|E_p-E_{p_2}|\gg$

$\gg|A_{pp\varkappa}|$, $|B_{p_2\varkappa\sigma}|$ $(p_2\neq p)$. В общем случае, когда разность энергий энергетических уровней для примесного электрона будет сравнимой с энергиями обменного спин-электронного и спин-орбитального взаимодействий, формулы, описывающие поправки к энергии элементарных возбуждений в магнитной подсистеме за счет примесных электронов, можно получить, пользуясь более общими результатами работы [11].

Общим допущением, справедливым для использованных в [11] и в этой работе расцеплений, является применимость теории возмущений к описанию эффектов взаимодействия между электронной и магнитной подсистемами, ограничение вторым приближением по константам взаимодействия включительно и предположение, что величина $\langle n_\varkappa\rangle$ не зависит от номера узла $\varkappa$. Ясно, что если упомянутое взаимодействие велико, эти допущения перестают выполняться.

Литература

[1] *Боголюбов Н. Н., Тябликов С. В.* // ДАН СССР. 1959. Т. 126. № 1. С. 53–55.
[2] *Тябликов С. В.* Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975.
[3] *Хендрик К., Кобе С.* Аморфные ферро- и ферримагнетики. М.: Мир, 1982.
[4] *Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А.* // ФММ. 1960. Т. 10. № 3. С. 321–328.
[5] *Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А.* // УФН. 1962. Т. 78. № 1. С. 3–53.
[6] *Fraitova D., Pust L.* // Acta phys. slov. 1985. V. 35. № 4. P. 303–305.
[7] *Mauger A., Mills D. L.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 6. P. 2315–2316.
[8] *Auslender M. I., Katsnelson M. I., Irkhin V. Yu.* // Physica. 1983. V. 119B. № 2. P. 309–320.
[9] *Auslender M. I., Irkhin V. Yu.* // Z. Phys. B. 1984. V. 56. № 4. P. 301–306.
[10] *Ирхин В. Ю., Кацнельсон М. И.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2. С. 522–531.
[11] *Трущенко А. А.* // ТМФ. 1989. Т. 81. № 1. С. 107–119.
[12] *Трущенко А. А.* // ДАН УССР, сер. А. 1987. № 12. С. 61–64.
[13] *Трущенко А. А.* // УФЖ. 1983. Т. 28. № 9. С. 1388–1393.
[14] *Трущенко А. А.* // УФЖ. 1984. Т. 29. № 9. С. 1354–1362.
[15] *Korenblit I. Ja., Lazarenko Ju. P.* // Phys. Stat. Sol. 1975. V. 71B. № 1. P. K107–K110.
[16] *Трущенко А. А.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 5. С. 764–768; № 11. С. 1689–1698.
[17] *Трущенко А. А.* // УФЖ. 1986. Т. 31. № 5. С. 730–735.
[18] *Eranen S., Sinkkonen J.* // Phys. Stat. Sol. 1983. V. 115B. № 2. P. 519–527.
[19] *Беляева А. И., Еременко В. В.* // УФН. 1969. Т. 98. № 1. С. 27–80.
[20] *Cracknell A. P., Tooke A. O.* // Contemp. Phys. 1979. V. 20. № 1. P. 55–82.
[21] *Трущенко А. А.* // ДАН УССР, сер. А. 1988. № 6. С. 57–60.
[22] *Трущенко А. А.* // УФЖ. 1988. Т. 33. № 4. С. 558–564; № 5. С. 780–788.
[23] *Трущенко А. А.* К теории автолокализованных состояний электронов в неполностью упорядоченных кристаллах: Препринт № 14.88. Киев: ИМФ, 1988.

Киевский политехнический институт

Поступила в редакцию 4.II.1988 г.

APPLICATION OF THE BOGOLIUBOV—TYABLIKOV METHOD TO THE INVESTIGATION OF THE EXCHANGE SPIN-ELECTRON INTERACTION AT ARBITRARY TEMPERATURES

CHANGE OF CHARACTERISTICS OF THE MAGNETIC SUBSYSTEM

Trushchenko A. A.

It is demonstrated that the improved Bogoliubov – Tyablikov method of approximate second quantization can be applied to the problem of a magnetic system interacting weakly with the electron subsystem of conductivity electrons or electrons of admixture centres in ferro- and paramagnetic semiconductors. The method makes it possible to find the changes of energy of elementary excitations in the magnetic subsystem at arbitrary temperatures.