УДК 538.63

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗАТУХАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ ТИПА «ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ». ВОЗМОЖНОСТЬ ЧЕРЕНКОВСКОГО УСИЛЕНИЯ ДРЕЙФУЮЩИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В EuTe

М. И. Ауслендер, Л. Д. Фальковская

Рассмотрен новый механизм электронного затухания низкочастотной спиновой моды в антиферромагнетике типа «легкая плоскость» с малым обменным полем. Исследована возможность усиления этой моды дрейфующими носителями заряда в EuTe.

Проблеме усиления спиновых волн дрейфующими носителями заряда было посвящено большое число работ, первые из которых появились около 20 лет назад [1]. Затем этот эффект интенсивно изучался теоретически и экспериментально для слоистых структур феррит—полупроводник (обзор этих работ см. в [2]).

В магнитных полупроводниках подвижность носителей допускает выполнение условия Черенкова на частотах порядка 10 ГГЦ лишь для спиновых волн с волновыми числами $k > 10^5$ см$^{-1}$. Такие спиновые волны могут быть активированы, например, параметрическим возбуждением (накачкой). Попытка наблюдать усиление параметрических спиновых волн в ферромагнитном полупроводнике $HgCr_2Se_4$ была описана в работе [3], где сообщалось о небольшом уменьшении порога поперечной накачки с увеличением напряженности электрического поля, приложенного к образцу. Аналогичный эффект еще более отчетливо наблюдался в случае продольной накачки: при равновесном пороге $\simeq 28$ Э максимальное уменьшение порога составляет около 5 Э и эффект наблюдается в узком интервале электрических полей [4]. Была построена теория этого эффекта и сделаны оценки, согласующиеся с полученными экспериментальными данными. В последующей работе [5] эксперимент [4] был повторен на более совершенных образцах $HgCr_2Se_4$ с малым равновесным порогом продольной накачки (до 10 Э). При этом, как и следовало из теории [4], эффект резко возрос — было достигнуто пятикратное уменьшение порога. Сравнение экспериментальной зависимости порога от приложенного электрического поля с рассчитанной на основе теории [4] показало разумное согласие теории и эксперимента [5].

Цель настоящей работы — рассмотреть аналогичный предложенному в [4, 5] механизм затухания в случае антиферромагнетика типа легкая плоскость (АФЛП), причем мы будем рассматривать черенковское усиление низкочастотной моды. Показано, что антиферромагнитный полупроводник EuTe является материалом, где эффект мог бы наблюдаться в эксперименте по накачке.

1. Магнитоэлектрический эффект в антиферромагнитном полупроводнике

Феноменология магнитоэлектрического эффекта в магнитном полупроводнике описана в [6], а физика возникающего при этом затухания спиновых волн — в [4, 5]. Выражение для плотности индуцируемого неоднородным переменным магнитным полем электронного заряда $\rho_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t)$ не зависит от типа магнетика. В гидродинамическом приближении для электронной плазмы полупроводника [7] легко находим для Фурье-компонент

$$\rho_{\text{ind}}(\mathbf{k}, \omega) = -(\varepsilon_0/4\pi e)\, k^2 \delta\varepsilon_c(\mathbf{k}, \omega)\left[1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)\tau_{\text{M}}\right]^{-1}, \tag{1}$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость; τ_{M} — максвелловское время релаксации $\tau_{\text{M}} = \varepsilon_0/4\pi\sigma$; σ — проводимость; $\mathbf{v}_0$ — дрейфовая скорость электронов; L_D — дебаевская длина экранирования; $\delta\varepsilon_c(k, \omega)$ — Фурье-компоненты сдвига дна зоны проводимости в переменном неоднородном магнитном поле волны. Для справедливости формулы (1) важно только, чтобы электроны были поляризованы по спину. Далее будет показано, что для EuTe это условие выполняется в полях меньших 1 кЭ.

Из соображений симметрии следует, что

$$\delta\varepsilon_c(\mathbf{r}, t) = \alpha\mu_{\text{B}} m_z(\mathbf{r}, t) + \beta\mu_{\text{B}} h_z(\mathbf{r}, t), \tag{2}$$

где α, β — феноменологические константы; $m_z(\mathbf{r}, t)$, $h_z(\mathbf{r}, t)$ — компоненты переменных намагниченности и магнитного поля (ось Oz направлена по намагниченности и постоянному полю H_0). В ферромагнетике не очень близко к точке Кюри первое слагаемое не важно в линейном приближении [4, 5]. В антиферромагнетике при $H \ll H_c$ ($H_c = 2H_E$, H_E — обменное поле) оно, наоборот, оказывается главным. Если записать энергию электронов в потенциальном поле (2) ($\beta = 0$)

$$W_e = \int d^3 r \rho_{\text{ind}}(\mathbf{r}, t)\left(\alpha\mu_{\text{B}}/e\right) m_z(\mathbf{r}, t),$$

то сумму энергий магнитных моментов антиферромагнетика и W_e можно рассматривать как их энергию в эффективном магнитном поле

$$h_i^{\text{eff}}(\mathbf{k}, \omega) = h_i(\mathbf{k}, \omega) - \left(\alpha\mu_{\text{B}}/e\right)\rho_{\text{ind}}(\mathbf{k}, \omega)\,\delta_{i,z} = h_i(\mathbf{k}, \omega) + \\ + (\varepsilon_0/4\pi)\left(\alpha\mu_{\text{B}} k/e\right)^2 \frac{m_z(\mathbf{k}, \omega)}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)\tau_{\text{M}}}\,\delta_{i,z}. \tag{3}$$

Таким образом, перенормируется только продольная восприимчивость антиферромагнетика

$$\chi_{zz}(\mathbf{k}, \omega) = \chi_{zz}^0(\mathbf{k}, \omega)\left[1 - \chi_{zz}^0(\mathbf{k}, \omega)(\varepsilon_0/4\pi)\left(\alpha\mu_{\text{B}}\mathbf{k}/e\right)^2 \frac{1}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)\tau_{\text{M}}}\right]^{-1}, \tag{4}$$

где $\chi_{ij}^0(\mathbf{k}, \omega)$ — тензор магнитной восприимчивости антиферромагнетика без учета электронов проводимости.

Феноменологическое выражение (2) легко обосновывается с помощью s—d-обменной модели [6], в которой гамильтониан взаимодействия электронов проводимости с локализованными спинами имеет вид

$$\mathscr{H}_{c-l} = -(I/N)\sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}, \sigma, \sigma'} S(\mathbf{k})\, s_{\sigma\sigma'} a_{\mathbf{p}\sigma}^{+} a_{\mathbf{p}+\mathbf{k}\sigma'}, \tag{5}$$

где I — s—d, d—f и т. п. обменный интеграл; $a_{\mathbf{p}\sigma}^{+}$, $a_{\mathbf{p}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электронов в состояниях с квазиимпульсом $\mathbf{p}$ и проекцией спина σ; $S(\mathbf{k})$ — Фурье-компоненты спиновой плотности. В приближении среднего поля (5) эквивалентен квазиклассической потенциальной энергии, зависящей от проекции спина

$$\varepsilon_c^\sigma(\mathbf{r},\ t)=\alpha\mu_{\mathrm{B}}\,|M(\mathbf{r},\ t)|\,2\sigma,\quad \alpha=IS/2\mu_{\mathrm{B}}M_0, \tag{6}$$

где $\mathbf{M}(\mathbf{r},\ t)$ — намагниченность, M_0 — ее максимальное равновесное значение, S — величина локализованного спина на узле. В равновесном состоянии $\mathbf{M}(\mathbf{r},\ t)=Me_z$, причем для АФЛП в пренебрежении анизотропией в легкой плоскости

$$M=\chi_0 H_0,\quad \chi_0=M_0/H_c.$$

Учитывая (6), получаем отсюда выражение для спинового расщепления

$$\Delta=\Delta_0(H_0/H_c),\quad \Delta_0=IS. \tag{7}$$

Для EuTe $\Delta_0\simeq0.68$ эВ [6], $H_c=72$ кЭ [8], так что даже в слабых полях, меньших 1 кЭ, расщепление (7) может быть на порядок больше тепловой энергии (для EuTe $T_N=9.6$ K [6]) и электроны будут поляризованы по спину. При наличии переменного неоднородного поля $\mathbf{M}(\mathbf{r},\ t)=Me_z+$ $+\mathbf{m}(\mathbf{r},\ t)$ и в линейном приближении по m из (6) при $\sigma=-1/2$ (нижняя подзона) получается выражение (2) с $\beta=0$.

2. АФЛП

Рассмотрим магнитный полупроводник, являющийся АФЛП, и пусть магнитное поле лежит в легкой плоскости; ось Oz направим по полю, а ось Oy — по оси анизотропии. Компоненты тензора $\chi_{ij}^0(k,\ \omega)$ для этой геометрии приведены в [9]. Полюсами их являются частоты спиновых волн

$$\omega_{1\mathbf{k}}=\gamma\Big[H_c\sum_{ij}\mathscr{D}_{ij}k_ik_j+H_0^2\Big]^{1/2},$$
$$\omega_{2\mathbf{k}}=\gamma\Big[H_c(1-H_0^2/H_c^2)\Big(2H_A+\sum_{ij}\mathscr{D}_{ij}k_ik_j\Big)\Big]^{1/2}. \tag{8}$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение; H_A — поле анизотропии; $\mathscr{D}_{ij}$ — тензор коэффициентов спин-волновой жесткости, имеющий одноосную симметрию. Из формулы (4) и явного выражения для $\chi_{zz}^0(\mathbf{k},\ \omega)$ [9] следует, что в пренебрежении полем спиновых волн электроны приводят к затуханию только высокочастотной моды $\omega_{2\mathbf{k}}$. Приравнивая нулю знаменатель выражения (4), получаем для затухания этой моды

$$\gamma\Delta H_{2\mathbf{k}}^e=\omega\chi_0(\varepsilon_0/8\pi)\left(\alpha\mu_{\mathrm{B}}k/e\right)^2\frac{(\omega-\mathbf{k}\mathbf{v}_0)\,\tau_{\mathrm{M}}}{(\omega-\mathbf{k}\mathbf{v}_0)^2\tau_{\mathrm{M}}^2+(1+k^2L_D^2)^2} \tag{9}$$

(предполагается, что $\omega_{2\mathbf{k}}=\omega$). Из формулы (6) видно, что выражение (9) в действительности не содержит μ_{B} и является чисто обменным. Легко видеть, что оно совпадает с аналогичным результатом, полученным ранее Лахно [10]. Так как значение α огромно (как отношение энергии хундовского обмена к магнитодипольной энергии), то значение $\Delta H_{2\mathbf{k}}^e$ в отсутствие дрейфа носителей может для некоторых $\mathbf{k}$ быть порядка или больше собственного затухания этой моды. Исходя из этого, автор [10] предсказал возможность усиления высокочастотных спиновых мод в EuTe при выполнении условия Черенкова $v_0>\omega/k$. Основная трудность здесь связана с возбуждением таких мод с достаточно большими $\mathbf{k}$ с помощью стандартных методик [11]. Поэтому мы будем рассматривать только затухание низкочастотной моды, возбуждение которой в АФЛП, когда поле лежит в легкой плоскости, легко осуществимо с помощью продольной накачки [11].

Затухание низкочастотной моды на электронах появляется только при учете поля спиновых волн, т. е. при нахождении спектра не из полюсов $\chi_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$, а из уравнения магнитостатики [9]

$$1 + 4\pi \sum_{ij} n_i n_j \chi_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = 0, \quad \mathbf{n} = \mathbf{k}/k. \tag{10}$$

Обычно пренебрежение магнитостатикой оправдывают малостью χ_0 [9]. Для EuTe это приближение не оправдано, так как параметр $4\pi\chi_0 \simeq 1/6$ не слишком мал и имеет смысл учитывать низшие поправки по этому параметру. В первом порядке получаем при $k \gg L^{-1}$ (L — размеры образца) анизотропные поправки к частотам

$$\begin{gathered}\Omega_{1\mathbf{k}} \simeq \omega_{1\mathbf{k}} \{1 + 2\pi\chi_0 \sin^2\theta_k [1 - \cos^2\varphi_k (1 - (\gamma H_0)^2/\omega_{1\mathbf{k}}^2)]\}, \\ \Omega_{2\mathbf{k}} \simeq \omega_{2\mathbf{k}} [1 + 2\pi\chi_0 \cos^2\theta_{\mathbf{k}}].\end{gathered} \tag{11}$$

Затухание низкочастотной моды является эффектом второго порядка

$$\begin{gathered}\gamma\Delta H^e_{1\mathbf{k}} \simeq \omega 2\pi\chi_0\varepsilon_0 [1 - \cos^2\varphi_{\mathbf{k}} (1 - (\gamma H_0)^2/\omega^2)] (\alpha\mu_B\chi_0/e)^2 \times \\ \times \sin^2\theta_{\mathbf{k}} \cos^2\theta_{\mathbf{k}} \frac{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)\tau_M}{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)^2\tau_M^2 + (1 + k^2L_D^2)^2}.\end{gathered} \tag{12}$$

Относительное затухание $\gamma\Delta H^e_{\mathbf{k}}/\omega$ для низкочастотной моды оказывается приблизительно (без учета угловых факторов) в $(4\pi\chi_0)^2$ (для EuTe$\simeq$1/36) раз меньше, чем для высокочастотной.

Хотя EuTe феноменологически хорошо описывается двухподрешеточной моделью АФЛП [8], известно, что источником анизотропии в кристаллах этого типа является диполь-дипольное взаимодействие [12, 13]. Оно же, как ясно из предыдущего рассмотрения, является причиной магнитоэлектрического затухания низкочастотной моды. Поэтому последовательнее вычислять спектр и электронное затухание спиновых волн в микротеории, вводя дипольное взаимодействие непосредственно в гамильтониан антиферромагнетика. Схема такого расчета, воспроизводящего результаты (9), (11), (12), приведена в Приложении.

В заключение сделаем оценку $\gamma\Delta H^e_{1k}/\omega$ для параметров EuTe: $\varepsilon_0 = 10$, $4\pi M_0 \approx 11.6$, $H_c \simeq 72$, $H_A \simeq 4$ кЭ [8]. При оценке следует учесть, что в магнитном полупроводнике L_D — порядка расстояния между примесями, т. е. $k^2L_D^2 \ll 1$. Имеем из (12)

$$\max |\Delta H^e_{1\mathbf{k}}| \simeq 2.5 \cdot 10^{-3} \ (k[\text{см}^{-1}] \cdot 10^{-7}) \ (\omega/\gamma). \tag{13}$$

В методе продольной накачки $\omega/\gamma \simeq (H_A H_E)^{1/2} \simeq 12$ кЭ [11]. Поэтому для $k \simeq 10^6$ см$^{-1}$ величина (13)$\simeq$0.3 Э и вполне может быть одного порядка с величиной собственных потерь этой моды. Это означает возможность усиления при выполнении условия Черенкова.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Микроскопический расчет магнитоэлектрического затухания

Гамильтониан АФЛП имеет вид

$$\mathscr{H}_l = -(1/2N) \sum_{ij} J_{ij}(\mathbf{k}) S_i(\mathbf{k}) S_j(-\mathbf{k}) + 2\mu_B H_0 S_z(0), \tag{П. 1}$$

где

$$J_{ij}(\mathbf{k}) = J(\mathbf{k})\delta_{ij} + d_{ij}(\mathbf{k}) \tag{П. 2}$$

Фурье-компоненты матрицы спин-спиновых взаимодействий, включающей изотропный обмен $J(\mathbf{k})$ и диполь-дипольное взаимодействие $d_{ij}(\mathbf{k})$.

Считая образец однодоменным, т. е. фиксируя вектор антиферромагнитной структуры Q (для EuTe $Q=(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ [12]), перейдем в локальную систему координат (OX, OY, OZ)

$$S_x(\mathbf{k}) = S_X(\mathbf{k}+\mathbf{Q})\cos\theta + S_Z(\mathbf{k}+\mathbf{Q})\sin\theta, \quad S_y(\mathbf{k}) = S_Y(\mathbf{k}+\mathbf{Q}),$$
$$S_z(\mathbf{k}) = -S_X(\mathbf{k})\sin\theta + S_Z(\mathbf{k})\cos\theta. \tag{П.3}$$

Используя магнонное представление для спиновых операторов в локальной системе координат

$$S_X(\mathbf{k}) = (SN/2)^{1/2}(b_\mathbf{k} + b^+_{-\mathbf{k}}), \quad S_Y(\mathbf{k}) = i(SN/2)^{1/2}(b^+_{-\mathbf{k}} - b_\mathbf{k}),$$
$$S_z(\mathbf{k}) = NS\delta_{0,\mathbf{k}} - \sum_\mathbf{q} b^+_\mathbf{q} b_{\mathbf{q}+\mathbf{k}}, \tag{П.4}$$

получаем для гамильтониана (П.1) разложение по степеням магнонных операторов, нулевой член которого $\mathcal{H}_l^{(0)}(\theta)$ имеет классический вид.

Для образца эллипсоидальной формы с главными осями (Ox, Oy, Oz) соотношения симметрии

$$J_{ij}(\mathbf{Q}) = J_{ij}(0) = 0, \quad i \neq j$$

приводят к тому, что условие обращения в нуль линейной части $\mathcal{H}_l^{(1)}$ совпадает с условием минимума $\mathcal{H}_l^{(0)}(\theta)$

$$\cos\theta = 2\mu_B H_0 / S\,(J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{zz}(0)). \tag{П.5}$$

Из выражения (П.5) следует связь между макро- и микропараметрами

$$2\mu_B H_c = S\,(J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{zz}(0)). \tag{П.6}$$

После этого квадратичная часть гамильтониана (П.1) принимает вид

$$\mathcal{H}_l^{(2)} = \sum_\mathbf{k} \{A(\mathbf{k})\, b^+_\mathbf{k} b_\mathbf{k} + [B(\mathbf{k}) b_\mathbf{k} b_{-\mathbf{k}}/2 + C(\mathbf{k})[b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} b_\mathbf{k} + b_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} b_{-\mathbf{k}}] + \text{h. c.}]\}. \tag{П.7}$$

Коэффициенты $A(\mathbf{k})$, $B(\mathbf{k})$, $C(\mathbf{k})$ даются громоздкими выражениями, содержащими зависимость от угла подгиба θ. В отличие от случая обычной одноосной анизотропии здесь возникает перемешивание мод с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$, за что ответственны недиагональные элементы $d_{ij}(\mathbf{k})$

$$C(\mathbf{k}) = (S/2)\sin\theta\,[d_{xz}(\mathbf{k})\cos\theta - i d_{yz}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})]. \tag{П.8}$$

Гамильтониан (П.7) диагонализируется каноническим преобразованием

$$b_\mathbf{k} = U_\mathbf{k}\beta_\mathbf{k} + V_\mathbf{k}\beta^+_{-\mathbf{k}} + u_\mathbf{k}\beta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} + v^*_\mathbf{k}\beta^+_{-\mathbf{k}-\mathbf{Q}}. \tag{П.9}$$

При этом следует иметь в виду, что волновые векторы оптической моды удовлетворяют условию $\mathbf{k} < \mathbf{Q}$; для акустической моды удобно их записывать в виде $\mathbf{k}+\mathbf{Q}$, причем также $|\mathbf{k}| < |\mathbf{Q}|$. В общем виде диагонализация (П.7) довольно громоздка. Для наших целей достаточно ограничиться вычислением коэффициентов $u_\mathbf{k}$ и $v_\mathbf{k}$ в первом порядке, а энергию мод и коэффициенты $U_\mathbf{k}$, $V_\mathbf{k}$ находить в нулевом порядке по недиагональным элементам $d_{ij}(\mathbf{k})$

$$E(\mathbf{k}) = [A(\mathbf{k})^2 - B(\mathbf{k})^2]^{1/2}, \quad h\Omega_{1\mathbf{k}} = E(\mathbf{k}+\mathbf{Q}), \quad h\Omega_{2\mathbf{k}} = E(\mathbf{k}). \tag{П.10}$$

Из сравнения (П.10) с (8) и (11) с учетом явных выражений для A и B и приближения сплошной среды для $d_{ij}(\mathbf{k})$ [9] находим подтверждение (П.6) и соотношение

$$2\mu_B(2H_A) = S\,(d_{xx}(\mathbf{Q}) - d_{yy}(\mathbf{Q})), \tag{П.11}$$

выражающее связь поля анизотропии с коротковолновыми Фурье-компонентами дипольного взаимодействия. Для EuTe они выражаются решеточными суммами, которые численно рассчитывались в [13]. Подставляя формулы (П.3), (П.4) и (П.9) в выражение (5) и оставляя только одну подзону ($\sigma = -$), получаем для $c-l$ обмена в линейном приближении по $\beta_{\mathbf{k}}$ и $\beta_{\mathbf{k}}^{+}$

$$\mathscr{H}_{c-l} \simeq -I\,(S\Omega/8)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[\left(U_{\mathbf{k}}\beta_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}}\beta_{-\mathbf{k}}^{+} + u_{\mathbf{k}}\beta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} + v_{\mathbf{k}}^{*}\beta_{-\mathbf{k}-\mathbf{Q}}^{+}\right)\rho_{\mathbf{k}}/e + \text{h. c.}\right],$$

где $\rho_{\mathbf{k}}$ — Фурье-компоненты плотности электронного заряда, Ω — объем элементарной ячейки. С этим гамильтонианом вычислим массовые операторы функций Грина $\langle\langle \beta_{\mathbf{k}};\ \beta_{\mathbf{k}}^{+} \rangle\rangle^{\omega}$ и $\langle\langle \beta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}};\ \beta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}}^{+} \rangle\rangle^{\omega}$ методом уравнений движения во втором порядке теории возмущений по I. Имеем

$$\Sigma\begin{pmatrix}1\\2\end{pmatrix}(\mathbf{k},\ \omega) = (I^2 S\Omega/8e^2)\begin{pmatrix}|u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}}|^2\\ |U_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{k}}|^2\end{pmatrix}\operatorname{Im}\langle\langle \rho_{\mathbf{k}};\ \rho_{-\mathbf{k}}\rangle\rangle^{\omega}. \qquad (\text{П}.12)$$

Полагая, как и при выводе (9) и (12), что частота рассматриваемой моды равна ω, получаем из (П.11), например, для низкочастотной моды

$$\gamma\Delta H_{1\mathbf{k}}^{e}/\omega = (I^2\Omega/8Se^2)\left[\frac{J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{yy}(\mathbf{k})}{[J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{zz}(\mathbf{k})]^2}\right]\left\{(\gamma H_0/\omega)^2\left[\frac{d_{xz}(\mathbf{k})}{J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{zz}(\mathbf{k})}\right]^2 + \right.$$
$$+\left[\frac{d_{yz}(\mathbf{k})}{J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{yy}(\mathbf{k})}\right]^2 + \left[\frac{d_{yz}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})}{J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{yy}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})}\right]^2 +$$
$$\left. + 2\,\frac{d_{yz}(\mathbf{k})\,d_{yz}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})}{[J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{yy}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})]\,[J_{xx}(\mathbf{Q}) - J_{yy}(\mathbf{k})]}\right\}\operatorname{Im}\langle\langle \rho_{\mathbf{k}};\ \rho_{-\mathbf{k}}\rangle\rangle^{\omega}. \qquad (\text{П}.13)$$

В пределе сплошной среды для $d_{ij}(\mathbf{k})$ и в «грязном пределе» для электронного коррелятора, когда длины спиновых волн много больше длины свободного пробега, формула (П.13) перейдет в (12) (при наличии дрейфа электронов, но при отсутствии их разогрева, достаточно просто сделать замену $\omega \to \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0$ в электронном корреляторе). Аналогично из (П.12) получается формула (9).

Список литературы

[1] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. Гл. 9. 247 с.
[2] Казаков Г. Т., Филимонов Ю. А. // Изв. вузов, физика. 1989. Т. 32. № 1. С. 5—29.
[3] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 10. С. 464—466.
[4] Ауслендер М. И., Самохвалов А. А., Солин Н. И., Шумилов И. Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 223—233.
[5] Солин Н. И., Ауслендер М. И., Шумилов И. Ю. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2240—2246.
[6] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 431 с.
[7] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. Гл. 5. 672 С.
[8] Battles J. W., Everett G. E. // Phys. Rev. 1970. V. B1. N 7. P. 3021—3029; Боровик-Романов А. С., Демокритов С. О., Крейнес Н. М., Кудинов В. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1348—1358; Демокритов С. О., Крейнес Н. М., Кудинов В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 2. С. 689—703.
[9] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. Гл. 2. 368 с.
[10] Лахно В. Д. // Препринт ОНТИ НЦБИ АН СССР. Пущино, 1986, 1989.
[11] Ожогин В. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 5. С. 1307—1318.
[12] Will G., Pickort S. J., Alperin H. A., Nathans R. // J. Phys. Chem. Sol. 1963. V. 24. N 12. 1679—1681.
[13] Kaplan J. I. J. // J. Chem. Phys. 1954. V. 22. N 10. P. 1709—1712.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
25 сентября 1990 г.