1992 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 34, № 1
1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 1

УДК 531.539

МАГНЕТОМАГНОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА В ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. Д. Маргулис, Вл. А. Маргулис

Рассмотрено поглощение звука электронами проводимости ферримагнитного полупроводника с двумя нескомпенсированными подрешетками в квантующем магнитном поле с учетом рассеяния электронов на магнонах. Показано, что в случае, когда в элементарном акте процесса рассеяния участвуют одновременно два магнона (акустический и оптический), коэффициент поглощения является осциллирующей функцией магнитного поля. Резонансные максимумы поглощения возникают при тех значениях поля, при которых энергия активации оптического магнона $\hbar\omega_{0s}$ становится кратной расстоянию между соседними уровнями Ландау, принадлежащими одной спиновой подзоне, а период осцилляций по обратному полю определяется эффективной массой электронов и величиной ω_{0s}.

В последние годы все большую актуальность приобретают исследования магнитных полупроводников, что обусловлено их уникальными физическими свойствами и открывающимися перспективами практического применения. Важный класс таких веществ образуют ферримагнитные полупроводники (ФМП), к которым относятся некоторые хромовые халькогенидные шпинели, например $MnCr_2S_4$, $CoCr_2S_4$, $FeCr_2S_4$ [1, 2], а также такие соединения, как EuSe [3], $La(Ni_{3/4}W_{1/4})O_3$ [4] и ряд других.

Магнитная структура ФМП характеризуется наличием двух подрешеток с нескомпенсированными магнитными моментами. Это приводит к тому, что спектр элементарных возбуждений магнитоупорядоченной подсистемы ФМП содержит две магнонные ветви: низкоактивационную акустическую и оптическую, энергия активации которой определяется обменным взаимодействием подрешеток и равна по порядку величины температуре Кюри T_c. Как было показано в работах [5, 6], благодаря этому в ФМП, помещенных в квантующее магнитное поле, можно ожидать ряд резонансных эффектов, обусловленных неупругим рассеянием электронов проводимости на магнонах и аналогичных по своей природе хорошо известным в физике обычных (немагнитных) полупроводников магнетофононному и циклотрон-фононному резонансам [7, 8].

Одним из проявлений магнетофононного резонанса являются осцилляции коэффициента поглощения звука электронами полупроводника, возникающие, когда предельная частота оптического фонона становится кратной циклотронной частоте [9, 10]. Очевидно, что взаимодействие звуковой волны с носителями заряда в ФМП в условиях квантования Ландау также может приводить к резонансному эффекту в поглощении звука, обусловленному столкновениями электронов или дырок одновременно с магнонами обеих низкочастотной и высокочастотной ветвей. Теоретическому исследованию этого эффекта и посвящена настоящая работа.

1. Гамильтониан системы. Спектр возбуждений

Рассмотрим поглощение звука электронами проводимости ФМП, помещенного в сильное магнитное поле $\mathbf{H}$, удовлетворяющее условиям

$$\omega_c\tau \gg 1, \ \hbar\omega_c \gg T, \tag{1}$$

где ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации электронов, T — температура в энергетических единицах. Нас будет интересовать случай сильной пространственной дисперсии

$$\varkappa l \gg 1 \tag{2}$$

($\varkappa$ — волновой вектор звука, l — длина свободного пробега электронов), когда поглощение звука следует трактовать как результат столкновений звуковых квантов с электронами. Взаимодействие электронов проводимости с магнитоупорядоченной подсистемой будем описывать в рамках s—d-обменной модели. Кроме того, будем считать s—d-взаимодействие контактным, что соответствует реальной физической ситуации в широкозонных ФМП при низких температурах, когда де-бройлевская длина волны электронов велика по сравнению с постоянной решетки a.

Полный гамильтониан системы представляет собой сумму невозмущенной части $\mathscr{H}_0$ и членов $\mathscr{H}_{s-d}$ и $\mathscr{H}_{e-p}$, описывающих взаимодействие электронов с локализованными спинами и звуковыми квантами соответственно

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + \mathscr{H}_{s-d} + \mathscr{H}_{e-p}. \tag{3}$$

Невозмущенный гамильтониан $\mathscr{H}_0$ включает в себя одночастичный гамильтониан $\mathscr{H}_{0e}$, определяющий динамику электрона проводимости в магнитном поле с векторным потенциалом $\mathbf{A}$, вторично-квантованный оператор энергии звуковой волны $\mathscr{H}_{0p}$ и гамильтониан системы локализованных спинов $\mathscr{H}_{0f}$

$$\mathscr{H}_0 = \mathscr{H}_{0e} + \mathscr{H}_{0p} + \mathscr{H}_{0f}, \tag{4}$$

$$\mathscr{H}_{0e} = \frac{1}{2m}\left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2, \quad \mathscr{H}_{0p} = \hbar\omega_\varkappa a_\varkappa^+ a_\varkappa. \tag{5}$$

$$\mathscr{H}_{0f} = -\frac{1}{2}\sum_\alpha \sum_{i,j} \mathscr{J}_\alpha(\mathbf{R}_{ij})\,\mathbf{S}_{\alpha i}\mathbf{S}_{\alpha j} + \sum_{i,j}\mathscr{J}_{12}(\mathbf{R}_{ij})\,\mathbf{S}_{1i}\mathbf{S}_{2j} - \mu\mathbf{H}\sum_{\alpha, i}\mathbf{S}_{\alpha i}, \tag{6}$$

где m и $\mathbf{p}$ — эффективная масса и оператор импульса электрона; $\omega_\varkappa$ — частота звука; $a_\varkappa^+$ и $a_\varkappa$ — операторы рождения и уничтожения звуковых квантов; $\alpha=1$, 2 — индекс, нумерующий магнитные подрешетки; $\mathbf{S}_{\alpha i}$ — оператор спина i-го атома в α-й подрешетке; $\mathscr{J}_\alpha(\mathbf{R}_{ij})$ и $\mathscr{J}_{12}(\mathbf{R}_{ij})$ — внутриподрешеточные и межподрешеточный обменные интегралы; $\mathbf{R}_{ij}=\mathbf{R}_i-\mathbf{R}_j$; $\mu=\gamma\hbar$ (γ — магнетомеханическое отношение, которое считается одинаковым для обеих подрешеток). Отметим, что в формуле (6) пренебрежено энергией магнитной кристаллографической анизотропии ввиду ее малости у типичных ФМП.

Гамильтониан s—d-взаимодействия в соответствии с принятой выше моделью можно записать в виде

$$\mathscr{H}_{s-d} = -\sum_{\alpha, i}\mathscr{J}_{s-d}^{(\alpha)}\boldsymbol{\sigma}\mathbf{S}_{\alpha i}, \tag{7}$$

где $\mathscr{J}_{s-d}^{(\alpha)}$ — обменные константы; $\boldsymbol{\sigma}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — спиновый оператор Паули.

Наконец, предполагая, что взаимодействие электронов с сильно возбужденной фононной модой осуществляется за счет деформационного механизма, имеем

$$\mathscr{H}_{e-p} = iD\,(\hbar\omega_\varkappa/2\rho V v^2)^{1/2} e^{i\varkappa\mathbf{r}} a_\varkappa + \text{э. с.}, \tag{8}$$

где D — константа деформационного потенциала, V — нормировочный объем, ρ — плотность вещества, v — скорость продольного звука.

Переходя в (6), (7) от спиновых операторов к операторам Холстейна—Примакова и выражая последние через операторы рождения и уничтожения магнонов $b^{+}_{\alpha\mathbf{q}}$ и $b_{\alpha\mathbf{q}}$ с помощью преобразования Боголюбова, диагонализирующего гамильтониан $\mathcal{H}_{0f}$, получаем

$$\mathcal{H}_{0f} = \sum_{\alpha,\, \mathbf{q}} \hbar\omega_{\alpha}(\mathbf{q})\, b^{+}_{\alpha\mathbf{q}} b_{\alpha\mathbf{q}}, \tag{9}$$

$$\mathcal{H}_{s-d} = \overline{\mathcal{H}}_{s-d} + \widetilde{\mathcal{H}}^{(1)}_{s-d} + \widetilde{\mathcal{H}}^{(2)}_{s-d}, \tag{10}$$

$$\overline{\mathcal{H}}_{s-d} = -\sigma_z \left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} S_{10} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d} S_{20}\right), \tag{11}$$

$$\widetilde{\mathcal{H}}^{(1)}_{s-d} = \sum_{\mathbf{q}} \left\{\Lambda_1 e^{i\mathbf{qr}} (\sigma_x - i\sigma_y)\, b_{1\mathbf{q}} + \Lambda_2 e^{i\mathbf{qr}} (\sigma_x + i\sigma_y)\, b_{2\mathbf{q}} + \text{э. с.}\right\}, \tag{12}$$

$$\widetilde{\mathcal{H}}^{(2)}_{s-d} = \sigma_z \sum_{\mathbf{q},\, \mathbf{q}'} \left\{\Lambda_{11} e^{i(\mathbf{q}'-\mathbf{q})\mathbf{r}} b^{+}_{1\mathbf{q}} b_{1\mathbf{q}'} + \Lambda_{22} e^{i(\mathbf{q}'-\mathbf{q})\mathbf{r}} b^{+}_{2\mathbf{q}} b_{2\mathbf{q}'} + \right.$$

$$\left. + \Lambda_{12} e^{i(\mathbf{q}+\mathbf{q}')\mathbf{r}} b_{1\mathbf{q}} b_{2\mathbf{q}'} + \text{э. с.}\right\}. \tag{13}$$

Здесь S_{10} и S_{20} — равновесные значения спинового момента первой и второй подрешеток, а буквой Λ с соответствующими индексами обозначены амплитуды взаимодействия электронов с флуктуациями локализованных спинов. В длинноволновом пределе $(qa \ll 1)$ выражения для этих амплитуд имеют следующий вид:

$$\Lambda_1 = -\left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} S_{10} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d} S_{20}\right) \left[2\mathcal{N}(S_{10} - S_{20})\right]^{-1/2}, \tag{14}$$

$$\Lambda_2 = \left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d}\right) \left[S_{10} S_{20} / 2\mathcal{N}(S_{10} - S_{20})\right]^{1/2}, \tag{15}$$

$$\Lambda_{11} = \left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} S_{10} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d} S_{20}\right) / 2\mathcal{N}(S_{10} - S_{20}), \tag{16}$$

$$\Lambda_{22} = \left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} S_{20} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d} S_{10}\right) / 2\mathcal{N}(S_{10} - S_{20}), \tag{17}$$

$$\Lambda_{12} = -\left(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d}\right) (S_{10} S_{20})^{1/2} \left[(S_{10} - S_{20})\mathcal{N}\right]^{-1}, \tag{18}$$

где $\mathcal{N}$ — число атомов в подрешетке, которое считается одинаковым для обеих подрешеток. Зависимости ω_α от волнового вектора $\mathbf{q}$ в (9) представляют собой законы дисперсии магнонов акустической $(\alpha=1)$ и оптической $(\alpha=2)$ ветвей, выражающиеся в том же длинноволновом пределе формулами [11]

$$\hbar\omega_1(q) = \mu H + \mathcal{D}_1 (qa)^2, \tag{19}$$

$$\hbar\omega_2(\mathbf{q}) = \hbar\omega_{0s} - \mu H + \mathcal{D}_2 (qa)^2, \tag{20}$$

где $\mathcal{D}_1$ и $\mathcal{D}_2$ — константы порядка температуры Кюри; $\hbar\omega_{0s}$ — энергия активации оптического магнона при $H=0$,

$$\hbar\omega_{0s} = (S_{10} - S_{20})\, \mathcal{J}_{12}(0), \tag{21}$$

$\mathcal{J}_{12}(0)$ — значение Фурье-компоненты межподрешеточного обменного интеграла $\mathcal{J}_{12}(\mathbf{R}_{ij})$ при $q=0$. Применимость формул (19), (20) ограничена условием $H \leqslant H_1$, где $H_1 = \hbar\omega_{0s}/\mu \sim 10^5 \div 10^6$ Э — критическое значение поля, при котором происходит переход от фазы с антипараллельным расположением моментов подрешеток к фазе с их неколлинеарным расположением. Отметим также, что в формуле (9) опущено несущественное для дальнейшего слагаемое, минимизация которого по угловым параметрам $\theta_1 = \left(\widehat{\mathbf{S}_{10}, \mathbf{H}}\right)$ и $\theta_2 = \left(\widehat{\mathbf{S}_{20}, \mathbf{H}}\right)$ как раз и определяет равновесную конфигурацию спиновых моментов подрешеток.

Как следует из выражений (10)—(13), постоянная часть гамильтониана s—d-взаимодействия $\overline{\mathcal{H}}_{s-d}$, не содержащая операторов $b^{+}_{\alpha\mathbf{q}}$, $b_{\alpha\mathbf{q}}$, приводит к снятию спинового вырождения электронных состояний и расщеплению зоны проводимости на две подзоны с противоположными ориентациями спинов, а переменные части $\mathcal{H}^{(1)}_{s-d}$ и $\mathcal{H}^{(2)}_{s-d}$ описывают соответственно одно- и двухмагнонные процессы столкновений электронов с магнонами. Расщепленные подзоны сдвинуты относительно друг друга на энергию $\Delta = 2(\mathcal{J}^{(1)}_{s-d}S_{10} - \mathcal{J}^{(2)}_{s-d}S_{20})$, так что в системе координат с осью z, направленной вдоль $\mathbf{H}$, закон дисперсии электронов в ФМП с простой параболической зоной проводимости с учетом s—d-взаимодействия определяется выражением

$$F_{\nu,\sigma} = \varepsilon_\nu - \sigma\Delta = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \frac{p_z^2}{2m} - \sigma\Delta, \tag{22}$$

где $\nu = (n, p_y, p_z)$ — набор орбитальных квантовых чисел, характеризующих стационарное состояние электрона в магнитном поле в калибровке Ландау $A_x = A_z = 0$, $A_y = Bx$; $\sigma = \pm 1/2$ — спиновое квантовое число; $B = H + 4\pi\mu\,(S_{10} - S_{20})$ — магнитная индукция. В дальнейшем для определенности будем считать, что $\mathcal{J}^{(1)}_{s-d}S_{10} > \mathcal{J}^{(2)}_{s-d}S_{20}$ и, следовательно, нижней подзоне соответствует спиновый индекс $1/2$, а верхней — индекс $-1/2$. Величина спинового расщепления Δ, как правило, значительно превосходит температуру Кюри T_c, поэтому при $T < T_c$ и средней энергии электронов, много меньшей Δ, почти все электроны находятся в нижней подзоне и одномагнонные процессы, сопровождающиеся, согласно (12), переворотом электронного спина, дают экспоненциально малый вклад в рассеяние электронов. В этих условиях основную роль играют двухмагнонные процессы рассеяния электронов, оставляющие проекцию спина электрона неизменной.

2. Коэффициент поглощения звука

Очевидно, что к интересующему нас резонансному поглощению звука, связанному с неупругими столкновениями электронов с магнонами, могут приводить только процессы с участием двух магнонов, принадлежащих разным ветвям спектра. Ответственные за это поглощение резонансные двухступенчатые переходы между уровнями Ландау возникают во втором порядке теории возмущений по взаимодействию $\mathcal{H}_{e-p} + \mathcal{H}_{e-m}$, где $\mathcal{H}_{e-m}$ — вклад в гамильтониан $\mathcal{H}_{s-d}$, обусловленный последним слагаемым в (13). Матричные элементы таких переходов определяются выражением

$$\langle\lambda'\,|\,\mathcal{H}_{\mathrm{eff}}\,|\,\lambda\rangle = \sum_{\lambda''}\left\{\frac{\langle\lambda'\,|\,\mathcal{H}_{e-p}\,|\,\lambda''\rangle\langle\lambda''\,|\,\mathcal{H}_{e-m}\,|\,\lambda\rangle}{\mathcal{E}_\lambda - \mathcal{E}_{\lambda''}} + \frac{\langle\lambda'\,|\,\mathcal{H}_{e-m}\,|\,\lambda''\rangle\langle\lambda''\,|\,\mathcal{H}_{e-p}\,|\,\lambda\rangle}{\mathcal{E}_\lambda - \mathcal{E}_{\lambda''}}\right\}, \tag{23}$$

где $\mathcal{E}_\lambda$ — энергия системы невзаимодействующих электронов, звуковых квантов и магнонов; начальное $|\lambda\rangle$ и конечное $|\lambda'\rangle$ состояния включают в себя, кроме набора электронных квантовых чисел ν, σ, числа заполнения магнонов обеих ветвей $N_{1\mathbf{q}}$ и $N_{2\mathbf{q}'}$, а также число звуковых квантов $N_\varkappa$ в возбужденной фононной моде, которое фиксировано мощностью источника, генерирующего колебания

$$N_\varkappa = \frac{WV}{\hbar\omega_\varkappa v}. \tag{24}$$

Здесь $W = \rho v^2 u_0^2 \omega_\varkappa^2/2$ — плотность потока звуковой энергии (u_0 — амплитуда смещения в звуковой волне).

Будем рассматривать общий случай произвольной ориентации волнового вектора звука относительно направления магнитного поля. При этом без ограничения общности можно положить $\varkappa_x=0$. Вычисление матричных элементов оператора $\mathscr{H}_{e-p}$ с помощью волновых функций Ландау дает

$$\langle\lambda'|\mathscr{H}_{e-p}|\lambda\rangle=iD(\hbar\omega_\varkappa/2\rho Vv^2)^{1/2}N_\varkappa^{1/2}\delta(p_y',\ p_y+\hbar\varkappa_y)\,\delta(p_z',\ p_z+\hbar\varkappa_z)\times$$
$$\times[\delta(n',\ n)M_{nn}(\eta)+\theta(n'-n)M_{n'n}(\eta)+\theta(n-n')(-1)^{n'-n}M_{nn'}(\eta)],\qquad(25)$$

где

$$M_{n'n}(\eta)=(n\,!/n'\,!)^{1/2}\eta^{n'-n}\exp(-\eta^2/2)L_n^{n'-n}(\eta^2),\qquad(26)$$

$L_n^{n'-n}(\eta^2)$ — присоединенный полином Лагерра; $\eta=a_B\varkappa_y/\sqrt{2}$; $a_B=(\hbar/m\omega_c)^{1/2}$ — магнитная длина; $\theta(n'-n)$ — функция Хевисайда. В области сильных магнитных полей, когда параметр $a_B\varkappa_y\ll 1$, величину $M_{nn}(\eta)$ в первом слагаемом в (25), как нетрудно убедиться, можно заменить единицей, а двумя другими слагаемыми в той же формуле пренебречь. Последнее связано с тем, что вклад в (23) от этих слагаемых содержит большие знаменатели порядка $\hbar\omega_c$ и, следовательно, мал по сравнению с вкладом от диагонального по n члена. Оставляя, таким образом, в (25) лишь первый член и вычисляя матричные элементы оператора $\hat{\mathscr{H}}_{e-m}$, с помощью (23) находим

$$|\langle\lambda'|\mathscr{H}_{\mathrm{eff}}|\lambda\rangle|^2=(2\hbar\omega_\varkappa\sigma^2a_B^2\Lambda_{12}^2D^2/\rho Vv^2)N_\varkappa N_{1\mathbf{q}}N_{2\mathbf{q}'}\times$$
$$\times\delta(p_y',\ p_y+\hbar\varkappa_y+\hbar q_y+\hbar q_y')\,\delta(p_z',\ p_z+\hbar\varkappa_z+\hbar q_z+\hbar q_z')\times$$
$$\times\Big\{|I_{n'n}(p_y'-\hbar\varkappa_y,\ p_y,\ q_x+q_x')|^2\left(\frac{\hbar\varkappa_z}{m}p_z'-\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m}-\hbar\omega_\varkappa\right)^{-2}+$$
$$+|I_{n'n}(p_y',\ p_y+\hbar\varkappa_y,\ q_x+q_x')|^2\left(\frac{\hbar\varkappa_z}{m}p_z+\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m}+\hbar\omega_\varkappa\right)^{-2}-$$
$$-2I_{n'n}(p_y',\ p_y+\hbar\varkappa_y,\ q_x+q_x')I^*_{n'n}(p_y'-\hbar\varkappa_y,\ p_y,\ q_x+q_x')\times$$
$$\times\left[\left(\frac{\hbar\varkappa_z}{m}p_z+\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m}+\hbar\omega_\varkappa\right)\left(\frac{\hbar\varkappa_z}{m}p_z'-\frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m}-\hbar\omega_\varkappa\right)\right]^{-1}\Big\},\qquad(27)$$

где введено обозначение

$$I_{n'n}(p_y',\ p_y,\ q_x+q_x')\equiv\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\xi\varphi_{n'}(\xi+a_Bp_y'/\hbar)\varphi_n(\xi+a_Bp_y/\hbar)\exp[ia_B(q_x+q_x')\xi],\qquad(28)$$

$\varphi_n(z)$ — осцилляторная волновая функция.

Выражение (27) позволяет рассчитать количество энергии Q, диссипируемой за единицу времени в единице объема, в соответствии со стандартной формулой [12]

$$Q=\frac{2\pi}{V\hbar}Av_\lambda\sum_{\lambda'}\hbar\omega_{\lambda'\lambda}|\langle\lambda'|\mathscr{H}_{\mathrm{eff}}|\lambda\rangle|^2\delta(\mathscr{E}_\lambda-\mathscr{E}_{\lambda'})\qquad(29)$$

и тем самым найти коэффициент поглощения звука электронами Γ, который определяется как отношение Q/W. Символ Av_λ в (29) означает тепловое усреднение по начальным электронным и магнонным состояниям; $\hbar\omega_{\lambda'\lambda}$ — изменение энергии электрона в процессе перехода. При вычислении коэффициента поглощения Γ удобно воспользоваться схемой расчета, которая применялась в работе [13]. В результате, пренебрегая малой дисперсией магнонов в (19), (20) и учитывая (18), (22), (24) и (27)—(29), в обычном для полупроводников случае статистики Больцмана получаем

$$\Gamma=\frac{m\omega_{0s}VS_{10}S_{20}D^2\mu^2(\mathscr{J}^{(1)}_{s-d}-\mathscr{J}^{(2)}_{s-d})^2}{2(2\pi)^3\rho\hbar^2(S_{10}-S_{20})^2v^3a_B^4}\exp(-\hbar\omega_{0s}/T)\times$$

$$\times \sum_{n,\, n'} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z f\left(\varepsilon_{n,\, p_z} - \frac{\Delta}{2}\right) \mathcal{F}_{nn'}(p_z)(p_z^2 + 2m\hbar\omega_{nn'})^{-1/2}, \tag{30}$$

где $\hbar\omega_{n'n} = \hbar\omega_{0s} - (n' - n)\hbar\omega_c$; $\mathcal{F}_{nn'}(p_z)$ — плавная функция p_z, имеющая вид

$$\mathcal{F}_{nn'}(p_z) = [\Phi^{(1)}(p_z)]^2 + [\Phi^{(2)}_{nn'}(p_z)]^2 + [\Phi^{(3)}_{nn'}(p_z)]^2 - \\ - \sqrt{2}\, l_n(\eta)\, l_{n'}(\eta)\, \Phi^{(1)}(p_z)[\Phi^{(2)}_{nn'}(p_z) - \Phi^{(3)}_{nn'}(p_z)]. \tag{31}$$

Здесь использованы обозначения

$$\Phi^{(1)}(p_z) = \sqrt{2}\left(\frac{\hbar\varkappa_z}{m} p_z + \frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m} - \hbar\omega_\varkappa\right)^{-1}, \tag{32}$$

$$\Phi^{(2)}_{nn'}(p_z) = \left[\frac{\hbar\varkappa_z}{m}(p_z^2 + 2m\hbar\omega_{nn'})^{1/2} - \frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m} - \hbar\omega_\varkappa\right]^{-1}, \tag{33}$$

$$\Phi^{(3)}_{nn'}(p_z) = \left[\frac{\hbar\varkappa_z}{m}(p_z^2 + 2m\hbar\omega_{nn'})^{1/2} + \frac{\hbar^2\varkappa_z^2}{2m} + \hbar\omega_\varkappa\right]^{-1}, \tag{34}$$

$$l_n(\eta) = \exp(-\eta/2)\, L_n(\eta), \tag{35}$$

$L_n(\eta)$ — полином Лагерра. Учитывая регулярность функции $\mathcal{F}_{nn'}(p_z)$, вынесем ее из-под знака интеграла в (30), заменив на $\mathcal{F}_{nn'}(0)$. Тогда, используя явный вид нормированной на число электронов $\mathcal{N}_e$ больцмановской функции распределения

$$f\left(\varepsilon_{n,\, p_z} - \frac{\Delta}{2}\right) = 2\pi \frac{\mathcal{N}_e}{V}\left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT}\right)^{1/2} a_B^2\, \mathrm{sh}\left(\frac{\hbar\omega_c}{2T}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_{n,\, p_z}}{T}\right), \tag{36}$$

после вычисления интеграла в (30) окончательно получаем

$$\Gamma = \frac{\omega_{0s}\mathcal{N}_e S_{10} S_{20} D^2 \mu^2 (\mathcal{J}^{(1)}_{sd} - \mathcal{J}^{(2)}_{sd})^2}{2(2\pi)^3 \rho\hbar (S_{10} - S_{20})^2 a_B^2 v^3}\left(\frac{m}{T}\right)^{1/2} \mathrm{sh}\left(\frac{\hbar\omega_c}{2T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{0s}}{T}\right) \times \\ \times \sum_{n,\, n'} \mathcal{F}_{nn'}(0) \exp(-\varepsilon_n/T) \exp(\hbar\omega_{nn'}/2T)\, \mathcal{K}_0(|\hbar\omega_{nn'}|/2T), \tag{37}$$

где $\mathcal{K}_0(x)$ — функция Макдональда, асимптотическое поведение которой определяется формулами

$$\mathcal{K}_0(x) = \begin{cases} -\ln(\zeta x), & x \ll 1, & (38\text{а}) \\ (\pi/2x)^{1/2} \exp(-x), & x \gg 1, & (38\text{б}) \end{cases}$$

$\zeta = 1/2 \cdot \exp \mathbf{C}$; $\mathbf{C} \simeq 0.577\ldots$ — константа Эйлера.

3. Обсуждение результатов

Как следует из (38а), при выполнении резонансного условия $\omega_{0s} = (n' - n)\,\omega_c$ коэффициент поглощения звука (37) имеет логарифмическую особенность. Подобное поведение Γ приводит к магнетомагнонным осцилляциям поглощения звука, периодическим по обратному магнитному полю, с периодом

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e}{mc\omega_{0s}}. \tag{39}$$

Тот факт, что период осцилляций не зависит от частоты звука $\omega_\varkappa$, а определяется только эффективной массой электрона и энергией активации оптических магнонов, обусловлен тем, что для всех реально достижимых в эксперименте звуковых частот величиной $\omega_\varkappa$ можно пренебречь по сравнению с ω_c и ω_{0s}.

Из полученного выражения (37) нельзя, однако, сделать никакого заключения относительно истинного значения величины Г в точке резонанса, так как формально Г обращается в этой точке в бесконечность. Подобная ситуация, как известно, возникает и в теории магнетофононного и циклотрон-фононного резонансов [7, 8]. Так же как и там, существует несколько способов устранения этой расходимости: учет столкновительного уширения уровней Ландау, выход за рамки борновского приближения при рассмотрении рассеяния электронов на магнонах и т. д. Соответствующее обобщение теории представляет собой, однако, самостоятельную задачу, выходящую за рамки данной работы.

Характерной чертой рассмотренных осцилляций является то, что они возникают при произвольной ориентации волнового вектора звука относительно направления магнитного поля. Существенно также, что в отличие от других известных магнетоакустических осцилляционных и резонансных эффектов (таких как геометрический резонанс Пиппарда, магнетоакустический резонанс, гигантские квантовые осцилляции Гуревича—Скобова—Фирсова [12]) магнетомагнонные осцилляции поглощения звука имеют место в чисто полупроводниковой ситуации, когда электронный газ не вырожден. Наибольший интерес, на наш взгляд, представляло бы наблюдение этих осцилляций в конфигурации, в которой звук распространяется перпендикулярно магнитному полю, поскольку в этом случае прямое (бесстолкновительное) поглощение звука электронами запрещено законами сохранения энергии и импульса.

Следует подчеркнуть, что своим возникновением магнетомагнонные осцилляции обязаны лишь наличию сингулярностей в плотности электронных состояний в магнитном поле и существенно неупругому характеру двухмагнонного рассеяния электронов в случае, когда эти магноны принадлежат разным ветвям спектра элементарных возбуждений магнитоупорядоченной подсистемы. Поэтому, хотя выше закон дисперсии электронов предполагался изотропным и параболическим и рассматривалось только деформационное взаимодействие звука с электронами, вывод об осциллирующем поведении коэффициента поглощения звука является в действительности совершенно общим. Конечно, сложная зонная структура может привести и к более сложной картине осцилляций, чем там, которая была описана выше, однако качественные аспекты эффекта в целом останутся неизменными. Это обстоятельство представляется особенно существенным в связи с тем, что в настоящее время нет общепринятой модели зонной структуры интересующих нас ФМП (см., например, [2]).

Для оценки величины эффекта и возможности его наблюдения необходимо располагать достоверными данными об эффективной массе и подвижности носителей заряда в ФМП при низких температурах. К сожалению, такие данные, насколько нам известно, в литературе отсутствуют. Это связано, по-видимому, с тем, что изучение свойств ФМП только начинается. Если предположить, что эффективная масса электронов проводимости порядка массы свободного электрона, а энергия активации оптических магнонов $\hbar\omega_{0s}\sim T_c\sim 100$ K, то, как показывает оценка, выполнение резонансного условия требует, хотя и очень сильных, но все же вполне доступных для современного эксперимента магнитных полей напряженностью несколько сотен килоэрстед. Определенные трудности, однако, могут возникнуть в связи с необходимостью удовлетворения довольно жестким критериям (1), (2). Дело в том, что выращиваемые в настоящее время кристаллы ферримагнитных халькошпинелей содержат, как правило, большое количество дефектов, существенно понижающее подвижность носителей заряда. Кроме того, поскольку коэффициент поглощения звука (37) пропорционален $\exp(-\hbar\omega_{0s}/T)$, то при очень низких температурах эффект обнаружить нельзя. С другой стороны, с ростом температуры уменьшается длина свободного пробега электронов. Поэтому для наблюдения осцилляций необходимо, чтобы температура, будучи меньше, чем T_c, была все-таки не настолько велика, чтобы выполнение условия (2) требовало частот звука $\omega_{\varkappa}$, превышающих предел (~100 ГГц), доступный для современных методов генерации звука. Можно надеяться, что прогресс в технологии получения чистых кристаллов ФМП сделает возможным экспериментальное наблюдение эффекта в недалеком будущем.

Список литературы

[1] Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники: Пер. с англ. М.: Мир, 1972. 405 с.
[2] Белов К. П., Третьяков Ю. Д., Гордеев И. В. и др. Магнитные полупроводники — халькогенидные шпинели. М.: Изд-во МГУ, 1981. 279 с.
[3] Wachter P. // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Eearths / Ed. K. A. Gshneider, L. Eyring. Amsterdam, North—Holland, 1979. V. 1. Chap. 19.
[4] Никитов В. А. // Зарубежная электронная техника. 1977. № 12 (158). С. 3—35.
[5] Басс Ф. Г., Олейник И. Н. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2369—2377.
[6] Басс Ф. Г., Олейник И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. № 10. С. 1947—1953.
[7] Парфеньев Р. В., Харус Г. И., Цидильковский И. М., Шалыт С. С. // УФН. 1974. Т. 112. № 1. С. 3—36.
[8] Баканас Р. К., Басс Ф. Г., Левинсон И. Б. // ФТП. 1978. Т. 12. № 8. С. 1457—1481.
[9] Ганцевич С. В., Гуревич В. Л. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 9. С. 2871—2873.
[10] Маргулис В. А., Маргулис Вл. А., Маргулис А. Д. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 3. С. 787—790.
[11] Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 224 с.
[12] Абрикосов А. А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
[13] Маргулис В. А., Маргулис Вл. А., Маргулис А. Д. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 9. С. 1606—1615.

Мордовский государственный университет
им. Н. П. Огарева
Саранск

Поступило в Редакцию
18 декабря 1990 г.