1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 6
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 6

УДК 538.22

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ И ДИЭЛЕКТРИКАМИ

В. П. Гнедков, В. П. Семиноженко, В. Л. Соболев, Д. В. Филь

Рассмотрено нерезонансное поглощение энергии высокочастотного электрического поля в легкоплоскостных антиферромагнитных полупроводниках и диэлектриках, обладающих магнитоэлектрическим эффектом. Проведено сравнение различных каналов поглощения электрической и магнитной компонент поля. Установлено, что в антиферромагнитных диэлектриках основной вклад в поглощение дает магнитная компонента электромагнитной волны. Показано, что высокочастотное электрическое поле может стимулировать слабый ферромагнитный момент легкоплоскостного антиферромагнитного полупроводника.

Неравновесные состояния системы квазичастиц магнитоупорядоченных кристаллов привлекают к себе внимание исследователей [1, 2]. Наиболее эффективным способом создания неравновесных состояний магнонной подсистемы магнетиков является так называемое параметрическое возбуждение спиновых волн, при котором переменное магнитное поле, поляризованное определенным образом, возбуждает две скоррелированные спиновые волны. Неравновесные состояния магнонов, возникающие при воздействии на ферро- и антиферромагнетики переменного магнитного поля, в настоящее время достаточно подробно исследованы [3, 4]. В частности, проведен детальный анализ механизмов поглощения поля, изучены неравновесные эффекты в магнонной и фононной подсистемах кристаллов, возникающие как в случае быстроосциллирующего ($\Omega\tau_m \gg 1$, Ω — частота поля, τ_m — время релаксации магнонов) однородного, так и в случае медленно меняющегося ($\Omega\tau_m \ll 1$) пространственно-неоднородного магнитных полей.

Вместе с тем наряду с изучением воздействия на магнитоупорядоченный кристалл магнитной составляющей электромагнитного поля представляет интерес рассмотреть влияние электрической компоненты. В случае магнитных диэлектриков взаимодействие с электрической компонентой поля возможно в весьма широком классе магнетиков, симметрия которых допускает существование так называемого магнитоэлектрического эффекта. Линейное возбуждение спиновых волн в кристаллах, обладающих магнитоэлектрическим эффектом, изучалось в работах [5-7] (см. также библиографию в них) и в настоящее время исследовано достаточно подробно. Эффекты нелинейного взаимодействия переменного электрического поля с магнонной подсистемой рассматривались в [5], где приведено выражение для коэффициента связи с накачкой в случае параметрического возбуждения магнонов электрическим полем. В магнитных полупроводниках переменное электрическое поле, воздействуя на подсистему коллективизированных электронов, создает в ней неравновесные состояния. Наличие интенсивного обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами приводит к тому, что переменное электрическое поле оказывает существенное влияние на магнонную подсистему полупроводника.

Целью настоящей работы является изучение неравновесных состояний квазичастиц в легкоплоскостных антиферромагнитных полупроводниках и диэлектриках при воздействии переменного электрического поля. Исследованы вклады различных процессов электронных и магнонных взаимодействий в нерезонансное поглощение энергии внешнего переменного электрического поля. Показана возможность стимулирования слабого ферромагнитного момента антиферромагнитного полупроводника (АФП) высокочастотным (ВЧ) электрическим полем.

1. Поглощение высокочастотного электрического поля в легкоплоскостных антиферромагнитных полупроводниках

В качестве модели описания взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами в магнитных полупроводниках обычно используют s—d-обменную модель (см., например, [8]). Эта модель достаточно адекватно описывает реальную физическую ситуацию в широкозонных полупроводниках. Известно, что наличие интенсивного s—d-обменного взаимодействия в ферромагнитных полупроводниках приводит к сильному поглощению энергии внешнего ВЧ электрического поля [9]. Однако из-за большой величины Δ спинового расщепления зоны проводимости электронов (для типичных полупроводников $\Delta\sim 0.1\div 0.5$ эВ) такой канал поглощения эффективно работает либо в ферромагнитных полупроводниках с достаточно большими концентрациями носителей ($n_e\sim$ $\sim 10^{18}$ см$^{-3}$), либо при частотах внешнего поля $\Omega\sim\Delta$ [10]. В АФП в слабых магнитных полях, удовлетворяющих условию

$$T\gg \mathcal{J}_{sd}S\,\frac{H+H_D}{H_E}, \tag{1}$$

где $\mathcal{J}_{sd}$ — константа s—d-обмена, S — спин магнитного иона, H_E — обменное поле антиферромагнетика, H_D — поле Дзялошинского, спиновым расщеплением зоны проводимости носителей можно пренебречь [11] и указанные выше ограничения оказываются несущественными.

Рассмотрим широкозонный легкоплоскостной АФП, помещенный в ВЧ электрическое поле $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\sin\Omega t$ ($\Omega\tau_e\gg 1$, τ_e — время релаксации электронов) и постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ ($\mathbf{H}$ лежит в базисной плоскости антиферромагнетика). Гамильтониан s—d-обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами в представлении вторичного квантования имеет вид

$$H_{sd}=\sum_{\mathbf{p},\,\mathbf{k},\,\sigma}\{[\Phi_1(k,\sigma)\,a^+_{\mathbf{p}+\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{p}-\sigma}c_{\mathbf{k}}+\Phi_2(k,\sigma)\,a^+_{\mathbf{p}+\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{p}\sigma}d_{\mathbf{k}}]+\text{э. с.}\}, \tag{2}$$

где $a^+_{\mathbf{p}\sigma}$, $a_{\mathbf{p}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электрона с импульсом $\mathbf{p}$ и проекцией спина σ; $c_{\mathbf{k}}$, $d_{\mathbf{k}}$ — операторы уничтожения соответственно магнонов низкочастотной и высокочастотной ветвей; $\Phi_{1,2}(k,\sigma)=$ $=i\mathcal{J}_{sd}\sigma\,[S\omega_{1,2}(k)/N\omega_E]^{1/2}$; $\omega_E=\mu H_E$, $\omega_{1,2}(k)$ — законы дисперсии магнонов низкочастотной и высокочастотной ветвей.

Гамильтониан (2) написан нами в приближении $H/H_E\ll 1$ и отличается от приведенного в [11]. Это связано с различием симметрии основного состояния антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» при ориентации поля в базисной плоскости кристалла и антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа «легкая ось» в поле, ориентированном вдоль легкой оси. Кроме того, описанная в [11] ситуация соответствует интервалу температур $\Delta_0\ll T\ll T_N$ (Δ_0 — энергия активации высокочастотной ветви спектра магнонов, T_N — температура Нееля антиферромагнетика). Нас же будет интересовать случай $T\ll\Delta_0$. Из выражения (2) следует, что взаимодействие электронов с низкочастотными магнонами происходит с изменением проекции спина, а процессы, связанные с участием высокочастотных магнонов, оставляют проекцию спина электрона неизменной.

Учитывая внешнее переменное поле точно и развивая теорию возмущений лишь по взаимодействию электронов с магнонами, с помощью (2) можно получить кинетические уравнения для электронов и магнонов обеих ветвей энергетического спектра. Однако, следуя [2], мы будем рассматривать величины магнитных полей и температур, удовлетворяющие условию

$$\varepsilon_0 \leqslant T \ll \Delta_0, \tag{3}$$

где ε_0 — активация спектра низкочастотных магнонов. Если условие (3) выполнено, мы можем пренебречь влиянием ВЧ электрического поля на высокочастотную ветвь, считая функцию распределения высокочастотных магнонов равновесной и экспоненциально малой. Учет низкочастотных магнонов приводит к кинетическим уравнениям (ср. с [9, 12])

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_{\mathbf p}^{\sigma}}{\partial t} = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\mathbf k} J_n^2(\mathbf a_0 \mathbf k)\, |\Phi(k)|^2 \{[f_{\mathbf p+\mathbf k}^{-\sigma}(1-f_{\mathbf p}^{\sigma})(N_{\mathbf k}+1) - f_{\mathbf p}^{\sigma}(1-f_{\mathbf p+\mathbf k}^{-\sigma}) N_{\mathbf k}] \times \\ \times \delta(\varepsilon_{\mathbf p+\mathbf k}^{-\sigma} - \varepsilon_{\mathbf p}^{\sigma} - \omega_k + n\Omega) + [f_{\mathbf p-\mathbf k}^{-\sigma}(1-f_{\mathbf p}^{\sigma})(N_{\mathbf k}+1) - f_{\mathbf p}^{\sigma}(1-f_{\mathbf p-\mathbf k}^{-\sigma}) N_{\mathbf k}] \times \\ \times \delta(\varepsilon_{\mathbf p-\mathbf k}^{-\sigma} - \varepsilon_{\mathbf p}^{\sigma} + \omega_k + n\Omega)\} + L_{\mathbf p},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_{\mathbf k}}{\partial t} = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mathbf a_0 \mathbf k)\, |\Phi(k)|^2 \sum_{\mathbf p} \{[f_{\mathbf p+\mathbf k}^{\uparrow}(1-f_{\mathbf p}^{\downarrow})(N_{\mathbf k}+1) - \\ - f_{\mathbf p}^{\downarrow}(1-f_{\mathbf p+\mathbf k}^{\uparrow}) N_{\mathbf k}]\, \delta(\varepsilon_{\mathbf p+\mathbf k}^{\uparrow} - \varepsilon_{\mathbf p}^{\downarrow} - \omega_k + n\Omega) + [f_{\mathbf p+\mathbf k}^{\downarrow}(1-f_{\mathbf p}^{\uparrow})(N_{\mathbf k}+1) - \\ - f_{\mathbf p}^{\uparrow}(1-f_{\mathbf p+\mathbf k}^{\downarrow}) N_{\mathbf k}]\, \delta(\varepsilon_{\mathbf p+\mathbf k}^{\downarrow} - \varepsilon_{\mathbf p}^{\uparrow} - \omega_k + n\Omega)\} + Z_{\mathbf k},\end{aligned} \tag{4}$$

где $\mathbf a_0 = e\mathbf E_0/m\Omega^2$; m — масса электрона; $f_{\mathbf p}^{\sigma}$ — функция распределения электронов; $\sigma = \uparrow, \downarrow$; $N_{\mathbf k}$ — функция распределения низкочастотных магнонов; $J_n(x)$ — функция Бесселя; $\varepsilon_{\mathbf p}^{\uparrow\downarrow} = \mathbf p^2/2m \mp \Delta/2$; $\Delta = \mathcal{J}_{sd} S\,(H+H_D)/H_E$. Уравнения (4) справедливы в пределе $\Omega\tau \gg 1$ (τ — время релаксации). $L_{\mathbf p}$, $Z_{\mathbf k}$ — интегралы столкновений электронов и магнонов с другими квазичастицами и дефектами.

Вычислим теперь энергию, поглощаемую единицей объема АФП за единицу времени $\dot Q$

$$\dot Q = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf p, \sigma} \varepsilon_{\mathbf p}^{\sigma} \frac{\partial f_{\mathbf p}^{\sigma}}{\partial t}. \tag{5}$$

Для простоты будем считать $\Delta = 0$, тогда $f_{\mathbf p}^{\uparrow} = f_{\mathbf p}^{\downarrow} = f_{\mathbf p}$. Как и в [9], будем рассматривать случай импульсного электрического поля с длительностью импульса, удовлетворяющей условию $\tau_i \gg \tau_e \gg \Omega^{-1}$ (τ_e — время релаксации электронов). В этом случае мы можем считать функции распределения, входящие в (4), квазиравновесными. Кроме того, будем предполагать, что справедливо неравенство

$$eE_0 \bar p \leqslant m\Omega^2, \tag{6}$$

где $\bar p$ — средний по распределению импульс электронов (одноквантовое поглощение). Считая условие (6) выполненным, подставляя (4) в (5), получаем для случая $T=0$

$$\dot Q = \frac{4\mathcal{J}_{sd}^2 V_0 S\,(eE_0)^2 p_F^5 c_s}{15\,(2\pi)^3\,\omega_E \Omega^2} \left\{\left[1 - \frac{5}{3}x_0 + \frac{5}{7}x_0^2\right]\theta(1-x_0) + \frac{5}{x_0^5}\,\theta(x_0-1)\right\}. \tag{7}$$

Здесь $x_0 = 2p_F c_s/\Omega$; p_F — фермиевский импульс электронов; c_s — скорость спиновой волны; V_0 — объем элементарной ячейки.

Для отличных от нуля температур

$$\dot{Q}=\frac{\mathcal{J}_{sd}^2 V_0 S\,(eE_0)^2\, m^{1/2}T^{3/2}n_e}{3\sqrt{2}\,\pi^{3/2}\omega_E\Omega^2},\quad \frac{\Omega}{T}\ll 1,\ \frac{2mc_s^2}{T}\ll 1, \tag{8}$$

$$\dot{Q}=\frac{\mathcal{J}_{sd}^2 V_0 S\,(eE_0)^2\, mc_s n_e}{24\pi\omega_E\Omega}\left\{\exp\left[\frac{\sqrt{2mc_s^2\Omega}}{T}\right]-1\right\}^{-1},\quad \frac{\Omega}{T}\gg 1. \tag{9}$$

2. Стимулирование слабого ферромагнитного момента легкоплоскостного АФП высокочастотным электрическим полем

Перейдем теперь к выяснению вопроса о влиянии ВЧ поля на слабый ферромагнитный момент АФП. Будем предполагать, что АФП обладает собственным слабым ферромагнитным моментом либо суммарный момент подрешеток создается постоянным магнитным полем. Переменное электрическое поле изменяет вид функции распределения магнонов. Из уравнения (4) видно, что неравновесность магнонов определяется как изменением функции распределения в ВЧ поле, так и прямым участием квантов внешнего поля в процессах электрон-магнонного взаимодействия. Будем рассматривать слабонеравновесные состояния магнонов, которые описываются решением кинетического уравнения (4) с $Z_{\mathbf{k}}$, взятым в τ-приближении. В этом случае функцию распределения низкочастотных магнонов можно представить в виде

$$N_{\mathbf{k}}=N_{\mathbf{k}}^{(0)}+\delta N_{\mathbf{k}},\quad \delta N_{\mathbf{k}}\ll N_{\mathbf{k}}^{(0)}, \tag{10}$$

где $N_k^{(0)}$ — равновесная бозевская функция распределения.

Согласно [2], вклад в относительное изменение ферромагнитного момента легкоплоскостного антиферромагнетика определяется по формуле

$$\delta M=-\frac{\mu\omega_E}{2M_0V}\sum_{\mathbf{k}}\omega_{\mathbf{k}}^{-1}\delta N_{\mathbf{k}}, \tag{11}$$

M_0 — намагниченность насыщения каждой из подрешеток, V — объем антиферромагнетика.

Снова будем считать поле импульсным с длительностью импульса $\tau_{me}\gg\tau_i\gg\tau_{mm}$ (τ_{me}, τ_{mm} — магнон-электронное и магнон-магнонное времена релаксации). В этом случае единственным каналом неравновесности магнонов являются прямые процессы передачи энергии поля квантам магнитной подсистемы [12]. Предполагая условие (6) выполненным, определяя из (4) $\delta N_{\mathbf{k}}$ и подставляя в (11), находим

$$\delta M=-\frac{\mathcal{J}_{sd}^2 V_0^2\tau_{mm}(eE_0)^2\,\Omega}{96\,(2\pi)^3 c_s^4}\int\limits_{x_0}^{x_1}dx\,(x^2-x_0^2)\,(1-x)\,\theta\,(1-x),\ T=0. \tag{12}$$

Здесь $x_0=\varepsilon_0/\Omega$, $x_1=\sqrt{\varepsilon_0^2+4p_F^2c_s^2}/\Omega$.

Для отличных от нуля температур ограничимся рассмотрением случая Δ, $\Omega\gg T$, $\Delta>\Omega$. Тогда

$$\delta M=\frac{\mathcal{J}_{sd}^2 V_0^2 n_e\tau_{mm}(eE_0)^2\, mc_s}{48\pi\Omega^4}(\Delta-\Omega)\,e^{-\frac{\Delta}{2T}}e^{\frac{\Omega}{T}}\times$$
$$\times\left\{\exp\left[\frac{\sqrt{2mc_s^2(\Delta-\Omega)}}{T}\right]-1\right\}^{-1}. \tag{13}$$

Как видно из (12), при $T=0$ ВЧ электрическое поле оказывает подавляющее воздействие на слабый ферромагнитный момент антиферромагнетика. Это связано с тем, что при нулевых температурах возможны лишь процессы электрон-магнонного взаимодействия с испусканием виртуального магнона. Для отличных от нуля температур и при дополнительном условии $\Delta > \Omega$ ВЧ электрическое поле может стимулировать ферромагнитный момент АФП. Объяснение этого эффекта аналогично случаю ферромагнитных полупроводников [12]. Электрон, поглощая квант внешнего поля Ω, переходит из нижней спиновой подзоны в верхнюю, одновременно поглощая магнон (обратные переходы оказываются сильно подавленными благодаря относительно слабой заселенности верхней спиновой подзоны). Следовательно, поглощение поля приводит к уменьшению общего числа магнонов в антиферромагнетике. При обратном условии $\Delta < \Omega$ становятся возможными переходы электронов как из нижней спиновой подзоны в верхнюю, так и обратно с одновременным испусканием магнонов, что в конечном итоге приведет к подавлению ферромагнитного момента АФП. Как видно из (13), наибольшая величина эффекта будет наблюдаться в интервале частот $\Omega < \Delta < 2\Omega$. Приведем численные оценки эффекта. При $T \sim 1$ K, $\Omega \sim 10^{13}$ c^{-1}, $n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$, $E_0 \sim 10^2$ В/см, $\mathcal{J}_{sd} \sim 0.5$ эВ, $\Delta \sim {}^3/_2\Omega$, $\tau_{mm} \sim 10^{-8}$ с, $c_s \sim 10^5$ см/с получим $\delta M \sim 2 \times 10^{-3}$.

До этого момента мы всегда пренебрегали процессами взаимодействия электронов с высокочастотными магнонами. Однако при частотах внешнего поля $\Omega \gg T$ может оказаться, что вклад высокочастотных магнонов будет определяющим. Поскольку взаимодействие электронов с высокочастотными магнонами происходит без изменения проекции спина электрона, щель в энергетическом спектре носителей отсутствует. Это приводит к тому, что при любых Ω будет наблюдаться подавление ферромагнитного момента АФП. Поэтому вкладом высокочастотных магнонов по-прежнему можно пренебречь, если Δ все же меньше энергии активации высокочастотных магнонов Δ_0.

3. Поглощение энергии ВЧ электрического поля в легкоплоскостных антиферромагнитных диэлектриках

Рассмотрим теперь поглощение энергии внешнего электрического поля в легкоплоскостных антиферромагнетиках на примере веществ, обладающих кристаллической симметрией D_{3d} ($CoCO_3$, $MnCO_3$). Гамильтониан взаимодействия магнонов низкочастотной ветви с электрическим полем имеет вид [5]

$$H_{\text{int}} = i\,(G_{15}E_z - 2G_{12}E_y)\,E_x \sqrt{\frac{2\mathcal{J}_0}{\varepsilon_0}}\,(c_0 - c_0^+) + [G_{15}E_yE_z - G_{12}(E_y^2 - E_x^2)] \times \\ \times \sum_{\mathbf{k}} \frac{\mathcal{J}_0}{2\omega_k}\,(c_{\mathbf{k}} - c_{-\mathbf{k}}^+)\,(c_{-\mathbf{k}} - c_{\mathbf{k}}^+). \tag{14}$$

Здесь все обозначения соответствуют работе [5].

Используя развитый в [13] метод, с помощью (14) можно построить кинетические уравнения для низкочастотных магнонов. Определяя из них $\partial N_{\mathbf{k}}/\partial t$ и подставляя в (5), получим выражение для поглощаемой энергии $\dot{Q}$. Опуская довольно громоздкие выкладки, приведем результаты для мнимой части диэлектрической проницаемости кристалла ε'', которую обычно измеряют в экспериментах (во всех ответах предполагается $E_y = E_0 = \text{const}$, $E_z(t) = E_z \cos \Omega t$).

Для тройных магнон-магнонных взаимодействий

$$\varepsilon''_{3m} = \frac{G_{15}^2}{2^5\pi^2}\,\frac{\mathcal{J}_0^3E_0^2V_0^3}{c_s^6}\left(\frac{\Delta_0}{\varepsilon_0}\right)^6\left(\frac{T}{\varepsilon_0}\right)^2\frac{T}{\Omega}\,\Psi_{3m}(x_0, \beta), \tag{15}$$

$\mathcal{J}_0$ — константа обменного взаимодействия; $x_0 = \varepsilon_0/T$; $\beta = \Delta_0^2/2\varepsilon_0^2$; ε_0, Δ_0 — энергии активации низкочастотных и высокочастотных магнонов,

$$\Psi_{3m}(x_0, \beta) = \int\limits_{x_0}^{\infty} \frac{dx e^{-\beta x}}{x(e^x - 1)} \left\{ (x + \sqrt{x^2 - x_0^2})^4 e^{-\beta\sqrt{x^2 - x_0^2}} - \right.$$
$$\left. - (x - \sqrt{x^2 - x_0^2})^4 e^{\beta\sqrt{x^2 - x_0^2}} \right\}.$$

Четырехчастичные магнон-магнонные взаимодействия дают

$$\varepsilon''_{4m} = \frac{G_{15}^2}{\pi^2} \frac{\mathcal{J}_0^4 \varepsilon_0^4 E_0^2 V_0^4 T}{c_s^9 \Omega} \Psi_{4m}(x_0). \tag{16}$$

Выражение для $\Psi_{4m}(x_0)$ очень громоздко. Отметим, что при $T \sim \varepsilon_0 \ll \Delta_0$, $\Psi_{4m}(x_0) \sim 1$.

Магнон-фононные взаимодействия приводят к следующему выражению:

$$\varepsilon''_{mph} = \frac{832 G_{15}^2}{3\pi^2} \frac{\mathcal{J}_0^4 B^2 E_0^2 V_0^3 T}{c_s^5 v \Theta_F \Omega} \Psi_{mph}(x_0), \tag{17}$$

где B — постоянная магнитострикции, $\Theta_F = \rho V_0 v^2$, ρ — плотность, v — среднее по поляризациям значение скорости звука,

$$\Psi_{mph}(x_0) = \int\limits_{x_0}^{\infty} \frac{dx e^x \sqrt{x^2 - x_0^2}}{(e^x - 1)\operatorname{sh} x} [x \operatorname{ch} x - 2].$$

Рассмотрение рассеяния магнонов на примесях приводит к следующему результату:

$$\varepsilon''_{mi} = \frac{104 G_{15}^2 \varkappa^2}{135\pi^2} \xi_i \frac{\mathcal{J}_0^4 B^2 E_0^2 V_0^3}{c_s^6 T} \frac{\Omega}{T} \Psi_{mi}(x_0), \tag{18}$$

ξ_i — безразмерная концентрация примесей, $\varkappa = (1+\sigma)/(1-\sigma)$, σ — коэффициент Пуассона, $B = 4M_0^2 V_0 \lambda_3$, λ_3 — константа магнитострикции,

$$\Psi_{mi}(x_0) = \int\limits_{x_0}^{\infty} \frac{dx(x^2 - x_0^2) e^x}{x^4 (e^x - 1)^2}.$$

Рассеяние магнонов на дислокациях дает

$$\varepsilon''_{md} = \frac{\nu G_{15}^2}{8\pi^2} (\zeta b^2) \frac{\mathcal{J}_0^4 B^2 R^3 V_0^2 E_0^2}{c_s^6} \frac{\Omega}{T} \Psi_{mi}(x_0). \tag{19}$$

Здесь $\nu = 13(1-\gamma^2)(3-2\gamma^2)+2$; $\gamma^2 = \eta/(\lambda+2\eta)$; λ, η — коэффициенты Ламе; b — средний вектор Бюргера; ζ — концентрация дислокаций; R — средний радиус дислокационной петли.

Проведем сравнение энергии, поглощаемой магнонной системой антиферромагнетика соответственно от магнитной $\dot{Q}_H$ [13] и электрической $\dot{Q}_E$ составляющих электромагнитного поля. Сравнивая выражения (15)—(19) с соответствующими результатами работы [13], нетрудно убедиться, что для всех каналов магнонного воздействия поглощение энергии магнитного поля происходит более интенсивно, причем в широком интервале полей и частот $\dot{Q}_H/\dot{Q}_E \sim 10^2 \div 10^3$. Это, на наш взгляд, связано с малостью константы связи системы магнонов с электрическим полем G_{15}. Согласно [5], $G_{15} \sim 10^{-6}$. В случае антиферромагнитных полупроводников энергия, поглощаемая электронной подсистемой от электрического поля, оказывается порядка $\dot{Q}_H$ и при $T \sim 1$ К, $\Omega \sim 10^{13}$ с$^{-1}$, $n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$, $E_0 \sim$ $\sim 10^2$ В/см равна 10^7—10^8 эрг/см$^3\cdot$с.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что взаимодействие электрической компоненты электромагнитного поля с акустическими магнонами в антиферромагнитных диэлектриках оказывается слабее, чем взаимодействие магнитной. Это связано с тем, что за данное взаимодействие ответственны слагаемые энергии магнитоэлектрического взаимодействия, имеющие релятивистское происхождение. Заметные эффекты могут быть достигнуты лишь в обменно-неколлинеарных магнетиках, в которых за взаимодействие переменного электрического поля с магнонной подсистемой ответственны слагаемые магнитоэлектрического гамильтониана, имеющие обменное происхождение [7].

В случае же антиферромагнитных полупроводников влияние электрической компоненты поля существенно и должно учитываться при изучении неравновесных состояний магнонной подсистемы.

Список литературы

[1] Seminozhenko V. P. // Phys. Rep. 1982. V. 91. N 3. P. 103—182.
[2] Семиноженко В. П., Соболев В. Л. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 8. С. 830—837.
[3] Львов В. С., Широков М. И. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 5. С. 1932—1948.
[4] Семиноженко В. П., Соболев В. Л., Яценко А. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 6. С. 2325—2331.
[5] Ozhogin V. I., Safonov V. L. // J. Magn. and Magn. Matter. 1983. N 31—34. P. 675—676.
[6] Криворучко В. И., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 268—276.
[7] Белых В. Г., Витебский И. М., Соболев В. Л., Соболева Т. К. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 9. С. 992—994.
[8] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1974. 1032 с.
[9] Сапогов С. А., Семиноженко В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1478—1479.
[10] Гринев Б. В., Сапогов С. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 7. С. 2168—2170.
[11] Гуляев Ю. В., Олейник И. Н., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1357—1365.
[12] Сапогов С. А., Семиноженко В. П. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2436—2437.
[13] Семиноженко В. П., Соболев В. Л. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 3. С. 829—835.

Поступило в Редакцию
4 октября 1989 г.