

УДК 538.63
 © 1990

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ЧЕРЕНКОВСКОГО УСИЛЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ДРЕЙФУЮЩИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Н. И. Солин, М. И. Ауслендер, И. Ю. Шумилов, А. А. Самохвалов

Исследовано влияние постоянного электрического поля на порог продольной накачки спиновых волн при 77 К в монокристаллах ферромагнитного полупроводника HgCr_2Se_4 *n*-типа с малым для этого класса материалов затуханием спиновых волн. Обнаружено уменьшение порога накачки в некотором интервале электрических полей, ширина которого зависит от магнитного поля. Этот эффект наблюдается в узком интервале магнитных полей и объясняется магнитоэлектрическим взаимодействием электронов проводимости со спиновыми волнами. Развита теория магнитоэлектрического затухания спиновых волн в условиях дрейфа носителей, и на ее основе рассчитаны зависимости порога продольной накачки от электрического поля для параметров исследуемого образца. При разумном выборе двух подгоночных параметров эти зависимости удовлетворительно описывают экспериментальные результаты.

Во многих работах [1, 2] обсуждалась возможность усиления спиновых волн (СВ), т. е. уменьшения их затухания, дрейфующими носителями заряда в проводящих магнитных кристаллах. Для усиления СВ требуется выполнение двух основных условий: 1) скорость дрейфа носителей должна превышать фазовую скорость СВ (условие Черенкова); 2) затухание СВ, обусловленное носителями тока, должно быть достаточно большим, чтобы при выполнении условий Черенкова происходила компенсация потерь, обусловленных другими механизмами «неэлектронного» затухания.

В магнитных полупроводниках типа халькогенидов европия или хром-халькогенидных шпинелей подвижность носителей невелика ($\mu \leq 10^2 \div 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) и условие Черенкова в реально достижимых электрических полях и СВЧ диапазоне может выполняться только для СВ с волновыми числами $k \geq 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$. Для известных механизмов [2] затухание СВ, обусловленное носителями тока, $\Delta N_k \sim k^{-2}$ и мало при больших k .

Для магнитных полупроводников в работе [3] предложен механизм затухания СВ, обусловленный носителями тока, и эффективный при больших k . Дно зоны проводимости в ферромагнитном полупроводнике благодаря сильному обменному взаимодействию зонных и локализованных состояний существенно зависит от величины магнитного поля в кристалле. При полной спиновой поляризации и фиксированной концентрации носителей изменение положения дна зоны проводимости при изменении магнитного поля компенсируется изменением положения химпотенциала. Тогда любое неоднородное магнитное поле создаст в ферромагнитном полупроводнике пространственно-неоднородное распределение электронного заряда и, следовательно, безвихревое электрическое поле. Такой механизм специфического для ферромагнитного полупроводника магнитоэлектрического эффекта (МЭЭ) [4]. Благодаря МЭЭ и конечной электропроводности распространяющаяся по кристаллу СВ будет терять энергию, т. е. затухать, в неоднородном переменном электрическом поле, индуцированном магнитным полем СВ. Отметим, что рассматриваемый механизм

МЭЭ является аналогом деформационного акустоэлектрического эффекта в полупроводниках [5]. На основе этого механизма были объяснены изменения порогового поля накачки СВ, обнаруженные в ферромагнитном полупроводнике $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ под действием электрического поля [3].

В данной работе мы сообщаем о результатах исследований влияния электрического поля на затухание СВ в более совершенных, чем в [3], кристаллах HgCr_2Se_4 , имеющих меньшее затухание. Вычислен вклад носителей в пороговое поле накачки СВ, обусловленный МЭЭ, в условиях дрейфа носителей и проведено сравнение теории с экспериментом.

1. Затухание спиновых волн в ферромагнитном полупроводнике вследствие магнитоэлектрического эффекта

Для нахождения спектра СВ в ферромагнитном полупроводнике эллипсоидальной формы при $k \gg L^{-1}$ (L — характерные размеры образца) необходимо знать тензор «внутренней» магнитной восприимчивости $\chi(k, \omega)$ [1]. Наша задача — найти $\chi(k, \omega)$ в условиях дрейфа электронов, пренебрегая как чисто релятивистскими, так и чисто обменными взаимодействиями электронов и рассматриваемой СВ. МЭЭ в рассматриваемом случае описывается уравнением [4]

$$\varphi_{\text{ст}}(\mathbf{r}, t) = \beta (\mu_B/e) h_z(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\varphi_{\text{ст}}(\mathbf{r}, t)$ — потенциал стороннего электрического поля, $h(\mathbf{r}, t)$ — переменная составляющая магнитного поля,

$$\beta = (\partial/\partial \mu_B H_i) \varepsilon_c \quad (2)$$

— параметр МЭЭ, ε_c — положение дна зоны, H_i — величина внутреннего постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_i \parallel \mathbf{M} \parallel Oz$; в ФМП $|\beta| \gg 1$ [4].

Запишем полную энергию электронов в потенциальном поле (1) и перейдем к Фурье-представлению

$$\begin{aligned} W^e &= \int d\mathbf{r} \varphi_{\text{ст}}(\mathbf{r}, t) \rho(\mathbf{r}) = \beta \frac{\mu_B}{e} \int d\mathbf{k} h_z(\mathbf{k}, t) \rho(-\mathbf{k}) = \\ &= -\frac{4\pi}{e} \beta \mu_B \int d\mathbf{k} \frac{k_x}{k^2} \mathbf{k} \cdot \mathbf{m}(\mathbf{k}) \rho(-\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\rho(\mathbf{r})$ — плотность электронного заряда, $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ — неоднородная намагниченность ФМП. Если электронная плотность фиксирована $\rho(\mathbf{r}) = \rho_{\text{внд}}(\mathbf{r})$, то на выражение (3) можно смотреть как на энергию взаимодействия магнитных моментов с неоднородным магнитным полем $h_{\text{внд}}(\mathbf{r})$, имеющим Фурье-компоненты вида

$$h_{\text{внд}}(\mathbf{k}) = 4\pi\beta \frac{\mu_B}{e} \frac{k k_x}{k^2} \rho_{\text{внд}}(\mathbf{k}). \quad (4)$$

Пусть $h(\mathbf{k}, \omega)$ — Фурье-компоненты магнитного поля СВ. Величину Фурье-компонент индуцированной плотности электронного заряда можно найти с помощью (1) и известной системы уравнений гидродинамического приближения для электронной плазмы полупроводника [5]. Имеем

$$\begin{aligned} \rho_{\text{внд}}(\mathbf{k}, \omega) &= -\beta \frac{\varepsilon'}{4\pi} \frac{\mu_B}{e} k^2 \times \\ &\times \frac{h_z(\mathbf{k}, \omega)}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}}) \tau_M}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{v}_{\text{др}} = \mu \mathbf{E}$ — дрейфовая скорость, ε' — статическая диэлектрическая проницаемость, $\tau_M = \varepsilon'/4\pi\sigma$ — максвелловское время релаксации, σ — проводимость, L_D — дебаевская длина экранирования. Подставляя выра-

жение (5) в формулу (4), мы видим, что электроны перенормируют магнитное поле СВ следующим образом:

$$\mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega) \rightarrow \mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{h}_{\text{инд}}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega) \times \left[1 - \varepsilon' \left(\frac{\beta \hbar k_x}{2m_0 c} \right)^2 \frac{1}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}}) \tau_M} \right], \quad (6)$$

откуда следует, что

$$\tilde{\chi}(\mathbf{k}, \omega) = \tilde{\chi}^0(\mathbf{k}, \omega) \left[1 - \varepsilon' \left(\frac{\beta \hbar k}{2m_0 c} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta_k}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}}) \tau_M} \right], \quad (7)$$

$$\theta_k = (\widehat{\mathbf{k}}, \mathbf{M}),$$

$\tilde{\chi}^0(\mathbf{k}, \omega)$ — магнитная восприимчивость ФМП в отсутствие электронов. Если воспользоваться для $\tilde{\chi}^0(\mathbf{k}, \omega)$ модельным выражением, вытекающим из уравнения Ландау—Лифшица с параметром затухания α , и подставить (7) в дисперсионное уравнение для СВ [1], то получится дисперсионное уравнение вида

$$\omega^2 - \Omega_k^2 - 2i\alpha\omega\Omega_k = \omega_M (\Omega_k + i\alpha\omega) \sin^2 \theta_k \left[1 - \varepsilon' \left(\frac{\beta \hbar k}{2m_0 c} \right)^2 \times \frac{\cos^2 \theta_k}{1 + k^2 L_D^2 + i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}}) \tau_M} \right], \quad (8)$$

$$\Omega_k = \gamma(H_i + Dk^2), \quad \omega_M = 4\pi\gamma M, \quad H_i = N_M M,$$

в котором D — константа обменной жесткости СВ ($\text{Э} \cdot \text{см}^2$). В пренебрежении затуханием ($\alpha \rightarrow 0, \beta \rightarrow 0$) (8) превращается в известное дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = \gamma^2 (H_i + Dk^2) (H_i + Dk^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_k), \quad (9)$$

позволяющее по заданной частоте (например, в режиме продольной накачки $\omega = \omega_p/2$) находить волновое число k . В линейном приближении по α , $(\beta \hbar k/2m_0 c)^2 \ll 1$ из уравнения (8) находим затухание СВ в виде

$$\omega'' = \gamma \Delta H_k, \quad \Delta H_k = \Delta H_k^0 + \Delta H_k^1, \quad (10)$$

где с учетом (9)

$$\Delta H_k^0 = \Delta H_{k_0} \left[\left(1 + \frac{\omega_M^2}{\omega_p^2} \sin^4 \theta_k \right) \left(1 + \frac{\omega_M^2}{\omega_p^2} \right) \right]^{1/2},$$

$$\Delta H_{k_0} = \frac{\alpha \omega}{\gamma} \left(1 + \frac{\omega_M^2}{\omega_p^2} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

$$\Delta H_k^1 = \hbar_k \sin^2 \theta_k \cos^2 \theta_k \left[\left(1 + \frac{\omega_M^2}{\omega_p^2} \sin^4 \theta_k \right)^{1/2} - \frac{\omega_M}{\omega_p} \sin^2 \theta_k \right] \times$$

$$\times \frac{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}}) \tau_k}{1 + (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{др}})^2 \tau_k^2}, \quad \tau_k = \frac{\tau_M}{1 + k^2 L_D^2},$$

$$\hbar_k = 2\pi M \varepsilon' \left(\frac{\beta \hbar k}{2m_0 c} \right)^2 \frac{1}{1 + k^2 L_D^2}. \quad (12)$$

Здесь ΔH_k^0 — затухание СВ в отсутствие носителей заряда. Оценим вклад МЭЭ в затухание СВ. Если $\beta = 10^3$ [4], $4\pi M = 3 \cdot 10^3$ Гс, $\varepsilon' = 15$, $k^2 L_D^2 \ll 1$, то $\hbar_k [\text{Э}] = 8 (k [\text{см}^{-1}] \cdot 10^{-6})^2$. Тогда затухание СВ, обусловленное носителями тока, при $k = 10^8 \text{ см}^{-1}$ и $\omega \tau_M = 1$ имеет величину порядка нескольких эрстед, сравнимую с вкладом собственных процессов. Таким образом, магнитоэлектрическое взаимодействие может быть использовано для усиления спиновых волн дрейфующими носителями заряда в совершенных кристаллах магнитного полупроводника.

2. Методика и образцы

Продольная накачка является наиболее прямым методом возбуждения и исследования затухания СВ с определенными значениями волновых чисел [6]. В этом методе СВ становятся нестабильными под действием пере-

менного магнитного поля, параллельного внешнему магнитному полю. Фотон накачки распадается на два магнона (1, 2) с импульсами $k_1 = -k_2 \equiv k$ и с частотами $\omega_{k_1} = \omega_{k_2} = \omega_p/2$. Для случая, когда из-за дрейфа носителей СВ с волновыми числами k и $-k$ имеют разные затухания, $\Delta H_k \neq \Delta H_{-k}$ (см. выражение (12)), пороговое поле параметрического возбуждения СВ равно [6, 7]

$$h_{\text{пор}} = 2 \frac{\omega_p}{\omega_M} \min \left[\frac{(\Delta H_k \Delta H_{-k})^{1/2}}{\sin^2 \theta_k} \right]. \quad (13)$$

Если $\Delta H_k = f(k, \theta_k)$, то минимум (13) вычисляется при k , связанных с θ_k через дисперсионное уравнение (9) при фиксированной частоте $\omega = \omega_p/2$.

Описание установки приведено в работе [3]. Отметим некоторые ее особенности. Источник СВЧ — импульсный магнетрон с частотой 9.4 ГГц и максимальной мощностью ~ 5 кВт. Образец в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами $3 \times 1.2 \times 0.5$ мм помещался в пучность СВЧ магнитного поля на дне прямоугольного отражательного резонатора с типом колебаний H_{102} . Значения напряженности h СВЧ магнитного поля

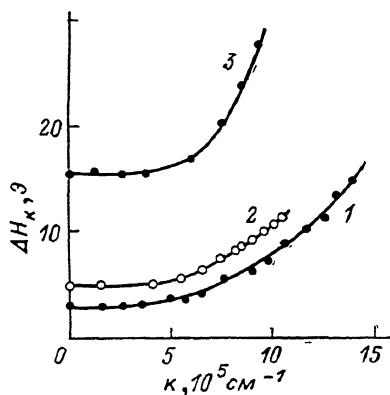


Рис. 1. Зависимость параметра затухания спиновых волн кристаллов HgCr_2Se_4 от волнового числа. $T=77$ К, $f_p=9.4$ ГГц, $E=0$. 1 — образец до нанесения контактов, 2 — после нанесения контактов, 3 — исследован в [3].

определялись по величине падающей мощности и параметрам резонатора и проверялись по порогу накачки СВ в феррите с известным ΔH_k . Резонатор с ненагруженной добротностью $Q_0=2000$ был слабо пересогласован, а при расчетах h малыми отражениями СВЧ мощности от резонатора пренебрегали. Регистрация порога возбуждения СВ проводилась следующим образом. Сигналы, пропорциональные падающей $P_{\text{пад}}$ и отраженной $P_{\text{отр}}$ СВЧ мощностям, измеренные в один и тот же момент времени стробоскопическими вольтметрами, подавались на вход двухкоординатного самописца. При возбуждении СВ в образце возникает дополнительное поглощение, что проявляется в уменьшении коэффициента отражения. Пороговая мощность накачки фиксировалась по отклонению зависимости $P_{\text{отр}} = f(P_{\text{пад}})$ от линейной.

Электрическое поле прикладывалось к образцу через омические контакты, приготовленные на противоположных гранях параллелепипеда, причем $E \perp H$. Во избежание нагрева исследования проведены в импульсном режиме: длительности СВЧ и электрических импульсов ~ 2 мкс. Они синхронизованы друг с другом. Частота следования импульсов ~ 16 Гц.

По сравнению с известными в настоящее время магнитными полупроводниками соединение HgCr_2Se_4 , по-видимому, наиболее пригодно для исследования эффектов усиления СВ дрейфующими носителями ввиду сравнительно высокой подвижности носителей и малого затухания СВ. Магнитные свойства HgCr_2Se_4 обусловлены ионами Cr^{+3} , которые в кубическом кристаллическом поле имеют замороженный орбитальный момент и не дают поэтому вклада в процессы затухания СВ. Наличием примесей с сильной спин-орбитальной связью, главным образом образом ионов Cr^{+2} и Cr^{+4} , объяснялось в [8] большое затухание СВ в хромхалькогенидных шпинелях. Но при азотных температурах в сравнительно слабопроводящих кристаллах HgCr_2Se_4 вклады примесных ионов малы [9] и затухание СВ объясняется в основном собственными процессами: трехмагнонного дипольного

слияния и четырехмагнонного обменного рассеяния параметрических магновов с тепловыми.

В работе использованы кристаллы HgCr_2Se_4 , приготовленные по технологии, описанной в [10]. Свежеприготовленные кристаллы имели проводимость p -типа при комнатной температуре и проводимость n -типа в ферромагнитной области. Характер проводимости меняется с полупроводникового в парамагнитной области до квазиметаллического в ферромагнитной области. Известно, что с помощью отжига в парах ртути можно менять соотношение между концентрациями носителей двух типов, а подвижность увеличить до значений $\sim 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [11]. Однако мы обнаружили, что после отжигов затухание СВ резко возрастает даже при азотных температурах. Поэтому мы старались не подвергать исследуемые образцы какой-либо термообработке. При нанесении контактов с помощью ультразвукового паяльника, по-видимому, происходила своеобразная

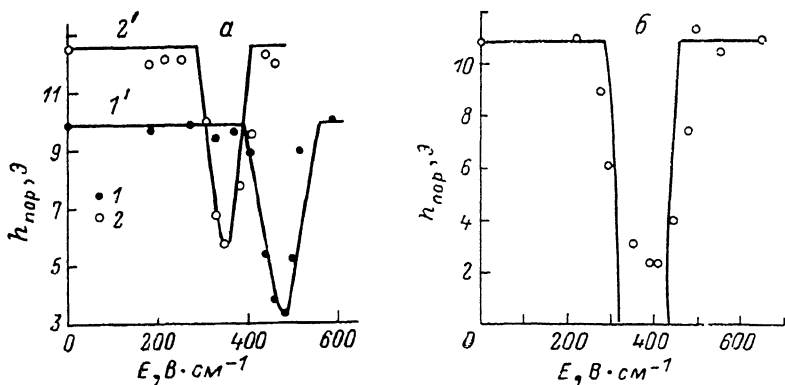


Рис. 2. Зависимость порогового поля возбуждения спиновых волн от напряженности приложенного электрического поля.

Точки — эксперимент, $T=77 \text{ К}$; сплошные кривые — расчет. а: 1 — $H=744 \text{ Э}$ ($k_0=0.90 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$), кривая 1' — расчет с подгоночными параметрами $\beta=1.25 \cdot 10^3$, $\mu=84 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; 2 — $H=700 \text{ Э}$ ($k_0=10^6 \text{ см}^{-1}$), кривая 2' — расчет с $\beta=1.36 \cdot 10^3$, $\mu=109 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; б: точки — $H=720 \text{ Э}$ ($k_0=0.96 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$), кривая — расчет с $\beta=1.36 \cdot 10^3$, $\mu=109 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

термообработка. Электропроводность исследуемого образца при 77 К возросла приблизительно в два раза, при этом возросло и затухание СВ (рис. 1). Затухание СВ в необработанном кристалле мало и в основном может быть объяснено вкладом собственных процессов [9]. На этом же рисунке для сравнения приведены данные для образца, исследованного нами в предыдущем эксперименте [3].

Эдс Холла возрастает линейно с напряженностью внешнего магнитного поля и имеет разный знак при комнатной и азотной температурах, что соответствует двум типам носителей. Подвижность носителей, оцененная из эффекта Холла для модели с одним типом носителей, равна 7 и $35 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при 295 и 77 К для дырок и электронов соответственно. При учете наличия носителей двух типов, а также происшедшего отжига можно ожидать, что реальные значения подвижностей электронов при 77 К должны быть больше измеренной величины. Параметр магнитоэлектрического эффекта можно оценить непосредственно по изменению края оптического поглощения от напряженности приложенного магнитного поля. HgCr_2Se_4 — прямозонный материал [12, 13], и взаимодействие локализованных спинов с электронами в валентной зоне гораздо слабее, чем с электронами в зоне проводимости. Поэтому в формуле (2) ϵ_s можно заменить на ϵ_g , где ϵ_g — оптическая ширина запрещенной зоны. Зависимость ϵ_g от магнитного поля исследована в [14]. Из данных [14] мы оценили, что значение β в HgCr_2Se_4 зависит от температуры и магнитного поля и что, например, в магнитном поле $H=1000 \text{ Э}$ значение β меняется от 700 до 2700 при изменении температуры от 130 до 108 К .

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты изменения порогового поля возбуждения СВ от напряженности приложенного электрического поля для трех значений магнитного поля. Видно, что в некотором интервале электрических полей наблюдается значительное (от 2 до 5 раз) уменьшение порогового поля. Влияние электрического поля на $h_{\text{пор}}$ обнаружено только в сравнительно узком интервале магнитных полей, от ~ 680 до 750 Э. Сплошными линиями на рис. 2 представлены результаты расчета $h_{\text{пор}}$ по формуле (13) с учетом магнитоэлектрического затухания (12). Значения некоторых параметров, необходимых для расчетов (электропроводности $\sigma = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, намагниченности $4\pi M = 3060$ Гс, диэлектрической проницаемости $\epsilon' = 15$) нами определены из других экспериментов. Значение параметра затухания СВ в отсутствие носителей ΔH_k , в выражении (11) определили из условия, что при $E=0$ минимальным порогом обладают СВ с $\theta_k^{\text{in}} = \pi/2$ и с волновым числом $k_0 = k(H, \theta_k^{\text{in}})$ и носители, согласно (12), не влияют на порог, т. е. $h_{\text{пор}}(E=0) = 2(\omega_M/\omega_p)\Delta H_k$. Наибольшую трудность представляет оценка L_D ввиду сильного рассеяния электронов дефектами, нарушающими идеальность электронного газа и соотношение Эйнштейна. Количество примесей порядка 10^{19} см^{-3} может быть оценено из данных по ферромагнитному резонансу [15]. Если полагать L_D порядка среднего расстояния между примесями, то $k^2 L_D^2 \ll 1$ и в наших расчетах всегда можно пренебречь эффектами дебаевского экранирования.

При значениях параметров, определенных таким образом, мы подбирали два других параметра β и μ , чтобы расчет наилучшим образом описывал экспериментальные зависимости $h_{\text{пор}}(E)$. Из рис. 2, а видно, что расчет хорошо описывает эксперимент, если изменения $h_{\text{пор}}$ от E не слишком большие. При этом значения подгоночных параметров β и μ отличаются приблизительно на 10 %, что находится в пределах точности определения E и $h_{\text{пор}}$. Видно, что для объяснения полученных результатов нужно использовать значения подвижности носителей, приблизительно в 2—3 превышающие оцененные из холловских измерений. Возможные влияния наличия носителей двух типов, а также происшедшего отжига при нанесении контактов на эти оценки мы уже обсуждали. Можно также заметить, что значения холловской и дрейфовой подвижности не всегда совпадают. А оценки β из нашего эксперимента находятся в разумном согласии с оценками из оптических измерений [14].

Наибольшее изменение $h_{\text{пор}}(E)$ мы наблюдали в магнитном поле $H=720$ Э. В этом случае ни при каких значениях β и μ расчет не описывает экспериментальную зависимость $h_{\text{пор}}(E)$. При значениях β и μ , использованных для описания эксперимента в магнитном поле $H=744$ Э, расчетные значения $h_{\text{пор}}$ стремятся к нулю (рис. 2, б). Причем видно, что расчет хорошо описывает эксперимент в области малых изменений $h_{\text{пор}}(E)$, в частности расчет объясняет ширину провала $h_{\text{пор}}$ от E .

Можно предположить, что при сравнительно больших изменениях $h_{\text{пор}}$ начинают играть роль неучтенные в наших расчетах механизмы ограничения и нелинейные процессы затухания ограничивают усиление СВ в электрическом поле.

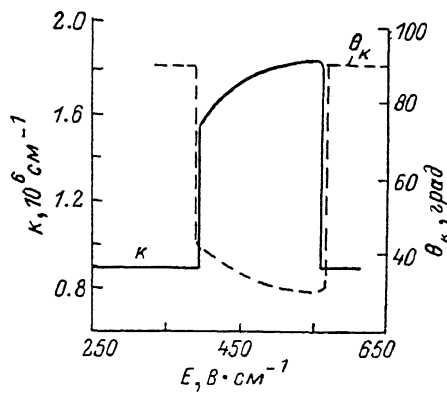


Рис. 3. Изменения θ_k и k спиновых волн в зависимости от напряженности приложенного электрического поля. Расчет выполнен кривой 1' рис. 2.

Общий характер зависимостей $h_{\text{пор}}$ от магнитного и электрического полей можно понять из следующих рассуждений. Если отношение $h_{k_0}/\Delta H_{k_0}$ меньше некоторого критического значения, то электронный вклад не влияет на минимизацию в формуле (13), $\theta_k = \pi/2$ и электрическое поле не влияет на порог. Этим объясняется то, что зависимость $h_{\text{пор}}$ от E наблюдается в узком интервале магнитных полей: при больших H значение k_0 мало и вместе с ним мало и h_{k_0} ; при малых H значение h_{k_0} велико, но ΔH_{k_0} возрастает быстрее. Если $h_{k_0}/\Delta H_{k_0}$ больше некоторого критического значения, то при выполнении условия Черенкова минимальным порогом обладает СВ с $\theta_k \neq \pi/2$, $k > k_0$. При больших E , согласно (12), $\Delta H_k^e \sim 1/v_{\text{др}}$, магнитоэлектрическое затухание уменьшается и зависимость $h_{\text{пор}}$ от E исчезает. На рис. 3 показано, как изменяются θ_k и k спиновых волн от электрического поля.

В заключение отметим, что при расчетах затухание ΔH_k^e учитывалось феноменологически введением параметра Ландау—Лифшица, позволяющего учитывать экспериментальную зависимость ΔH_k^e от магнитного поля, но не от волнового числа.

Существуют механизмы затухания, вклады которых в ΔH_k^e явно зависят от k (например, собственные процессы). При изменениях k в электрическом поле (рис. 3) значения ΔH_k^e тоже могут измениться, что приведет к изменению расчетных зависимостей $h_{\text{пор}}(E)$. Неплохое согласие теории и эксперимента свидетельствует, по-видимому, о том, что такие вклады не являются преобладающими в исследованном материале.

Авторы благодарят Н. М. Чеботаева за приготовление образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
- [2] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М., 1973. Гл. 9; Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // РИЭ. 1978. Т. 23. № 5. С. 897—917; Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П., Филь В. Д. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1788—1792; Казаков Г. Т., Филимонов Ю. А. // Изв. вузов, физика. 1989. Т. 32. № 1. С. 5—29; Coutinho Filho M. D., Miranda C. M., Rezende S. M. // Phys. St. Sol. (b). 1973. V. 57. N 1. P. 85—91.
- [3] Ауслендер М. И., Самохвалов А. А., Солин Н. И., Шумилов И. Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 95. № 12. С. 223—233.
- [4] Нагаев Э. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 3. С. 127—129.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. Гл. 15.
- [6] Schlömann E., Green J. J., Milano V. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. Suppl. N 5. P. 386—395.
- [7] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. Гл. 9.
- [8] Анисимов А. Н., Шукюров А. С., Гуревич А. Г., Эмирян Л. М. // ЖЭТФ. Т. 84. № 4. С. 677—688.
- [9] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2246—2248.
- [10] Чеботаев Н. М., Симонова М. И., Арбузова Т. И. и др. // Изв. АН СССР, неорг. матер. 1985. Т. 21. № 9. С. 1468—1470.
- [11] Goldstein L., Gibart P., Selmi A. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1474—1476.
- [12] Кунькова З. Э., Голик Л. Л., Паксеев В. Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. 6. С. 1877—1879.
- [13] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А., Костылев В. А. и др. // Препринт ИФМ УрО АН СССР. 1987. № 2. 40 с.
- [14] Arai T., Wakaki M., Onari S. e. a. // J. Phys. Soc. Jap. 1973. V. 34. N 1. P. 66—73.
- [15] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю., Наумов С. В., Чеботаев Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 39. № 7. С. 2188—2193.