

01;05;06;09

Спектр собственных электромагнитных волн периодической структуры ферромагнетик—полупроводник

© С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: veliseyeva@bk.ru, sdi@sdi.ulsu.ru

(Поступило в Редакцию 7 июня 2004 г. В окончательной редакции 25 ноября 2004 г.)

Исследуются особенности распространения и спектр собственных волн в периодической структуре ферромагнетик—полупроводник при плоскостном подмагничивающем поле перпендикулярном направлению распространения. Получены матрицы преобразования периода структуры и дисперсионные соотношения для TE - и TM -волн, проведен их анализ в области длин волн, когда проявляется зонная структура спектра. На примере коэффициента отражения показано, что внешним полем можно управлять характеристиками собственных волн в различных диапазонах.

Введение

Анализ особенностей распространения электромагнитных волн в многослойных периодических структурах, созданных на основе различных материалов, на протяжении многих лет вызывает пристальное внимание исследователей [1–3]. Наиболее перспективными материалами для создания периодических структур с точки зрения эффективного управления их свойствами являются полупроводники [4] и магнетики [5,6], используемые в качестве активных слоев, легко изменяющих свои характеристики в электрических и магнитных полях. Одной из важнейших характеристик периодической структуры является ее зонный спектр, определяющий связь частоты и волнового вектора, распространяющихся в структуре собственных волн. Имеется непосредственная аналогия между электромагнитными волнами в периодических структурах и волнами электронной плотности в периодическом внутрикристаллическом поле, что основано на трансляционной симметрии и, как следствие, на сходстве дисперсионного соотношения. Поэтому такие специфические особенности, как запрещенные и разрешенные энергетические (частотные) зоны, являются типичными для электронных и электромагнитных волн [7].

Для периодических структур типа полупроводник—диэлектрик особенности зонного спектра всесторонне исследовались в работах [8–10]. Для магнитогиротропных периодических структур спирального, геликоидального и многодоменного типов особенности спектра широко исследовались в оптическом диапазоне, где гиротропия магнетика определяется его диэлектрической проницаемостью [11–13]. Для плоско-слоистых структур ферромагнетик—диэлектрик общее дисперсионное соотношение для волн сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона исследовано в [14,15] в мелкослоистом приближении, когда период структуры намного меньше длины волны в среде ($d \ll \lambda$). Особый интерес для практического использования может представлять структура магнетик—полупроводник, у которой гиротропные

свойства проявляются в СВЧ диапазоне за счет магнитной гиротропии для волн TE -типа и в ИК диапазоне за счет электрической гиротропии для волн TM -типа. В настоящей работе исследуются особенности спектра как в мелкослоистом приближении, так и в условиях, когда проявляется зонная его структура для указанных собственных типов волн среды, состоящей из чередующихся слоев магнитного диэлектрика и немагнитного полупроводника и помещенной во внешнее плоскостное магнитное поле.

Общие уравнения

Рассмотрим плоско-слоистую периодическую структуру, состоящую из слоев магнетика толщиной d_1 и слоев полупроводника толщиной d_2 . Ось OZ декартовой системы координат направлена перпендикулярно границам раздела слоев. Внешнее подмагничивающее поле ориентировано вдоль оси OX , электромагнитная волна в слоистой структуре распространяется вдоль границ раздела слоев (вдоль оси OY) перпендикулярно подмагничивающему полю. Высоочастотные свойства магнитных слоев описываются магнитной проницаемостью, которая в общем случае является тензорной характеристикой. Известно что, тензорные свойства магнетиков, обусловленные магнитогиротропией, проявляются в СВЧ диапазоне [16]. Для выбранных системы координат и направления подмагничивающего поля отличие от нуля компоненты магнитной проницаемости изотропного магнетика имеют следующую частотную зависимость:

$$\mu_{yy} = \mu_{zz} = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)},$$

$$\mu_{yz} = -\mu_{zy} = \frac{i\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}, \quad (1)$$

а $\mu_{xx} = 1$. Здесь параметры $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H$ и $\omega_r = \xi\omega_H$, где M — намагниченность насыщения, H —

внешнее статическое магнитное поле, γ — магнито-механическое отношение, ξ — параметр релаксации в магнитной подсистеме. В отношении электрических свойств магнетик также является изотропной средой, поэтому тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид с компонентами ε_f .

Для слоев полупроводника отличные от нуля компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют следующий вид [4]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}, \\ \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} &= -\frac{i\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}, \end{aligned} \quad (2)$$

а $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_0$. Здесь ω_p — плазменная частота; $\omega_c = eH/m^*c$ — частота циклотронного резонанса; m^* — эффективная масса носителей; ν — эффективная частота столкновений; ε_0 — решеточная часть диэлектрической проницаемости, в общем случае зависящая от частоты [17]. Тензор магнитной проницаемости для немагнитного полупроводника будем считать также диагональным с компонентами μ_s , близкими к единице.

Решение уравнений Максвелла для каждого из слоев с учетом направления распространения и вида материальных параметров слоев приводит к двум собственным волнам — *TE* с компонентами полей (e_x, h_y, h_z) и *TM* с компонентами (h_x, e_y, e_z). Запишем выражения для полей указанных волн с различной поляризацией в каждой из сред. Зависимость от времени всех компонент волнового поля выберем в виде $\exp(i\omega t)$, а зависимость от координаты вдоль направления распространения волны определяется множителем $\exp(-iky)$, где k — продольная компонента волнового вектора, т.е. константа распространения. Экспоненциальные множители, определяющие указанные зависимости от времени и координаты y , далее опускаем.

Для волны *TE*-типа выражения, определяющие зависимость от поперечной координаты соответствующих амплитуд поля в волне, распространяющейся в слоях магнетика, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} e_{xf} &= A_1 \exp(iv_f z) + A_2 \exp(-iv_f z), \\ h_{yf} &= \frac{i}{k_0\mu_{\perp}} \frac{de_{xf}}{dz} + \frac{k\mu_{yz}}{k_0\mu_{\perp}\mu_{zz}} e_{xf}, \\ h_{zf} &= -\frac{k\mu_{yy}}{k_0\mu_{zz}\mu_{\perp}} e_{xf} - \frac{i\mu_{zy}}{k_0\mu_{zz}\mu_{\perp}} \frac{de_{xf}}{dz}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω и c — частота и скорость волны в вакууме; $\nu_f = (k_0^2\varepsilon_f\mu_{\perp} - k^2)^{1/2}$ — поперечная компонента волнового вектора, $\mu_{\perp} = \mu_{yy} - \mu_{yz}\mu_{zy}/\mu_{zz}$ — эффективная магнитная проницаемость магнитных слоев.

Анализ выражения для μ_{\perp} с учетом (1) показывает, что характерными частотами для магнитных слоев являются частота ферромагнитного резонанса

$\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, где в пренебрежении магнитной релаксацией $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$, и частота антирезонанса $\omega_a = \omega_H + \omega_M$, где $\mu_{\perp} = 0$. Отсюда следует, что в СВЧ диапазоне характеристики этой волны существенно зависят от внешнего магнитного поля и поэтому могут им эффективно управляться.

В слоях полупроводника соответствующие компоненты полей волны указанного типа могут быть также представлены уравнения (3) со следующими заменами: $f \rightarrow s$, $\mu_{\perp} = \mu_{\alpha\alpha} \rightarrow \mu_s$, $\mu_{\alpha\beta} = 0$, $\varepsilon_f \rightarrow \varepsilon_0$. Поскольку характерные частоты решеточной части $\varepsilon_0(\omega)$ диэлектрической проницаемости полупроводника лежат на несколько порядков выше СВЧ диапазона, то ε_0 можно считать константой, а слой полупроводника — пассивной средой для *TE*-волн в СВЧ диапазоне.

Для волны *TM*-типа поля в слоях полупроводника представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} h_{xs} &= B_1 \exp(iv_s z) + B_2 \exp(-iv_s z), \\ e_{ys} &= -\frac{i}{k_0\varepsilon_{\perp}} \frac{dh_{xs}}{dz} - \frac{k\varepsilon_{yz}}{k_0\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{zz}} h_{xs}, \\ e_{zs} &= \frac{k\varepsilon_{yy}}{k_0\varepsilon_{zz}\varepsilon_{\perp}} h_{xs} + \frac{i\varepsilon_{zy}}{k_0\varepsilon_{zz}\varepsilon_{\perp}} \frac{dh_{xs}}{dz}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\nu_s = (k_0^2\varepsilon_{\perp}\mu_s - k^2)^{1/2}$, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}/\varepsilon_{zz}$.

Анализ выражения для ε_{\perp} с учетом (2) показывает, что характерными частотами для полупроводниковых слоев являются $\omega_s = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2/\varepsilon_0}$, где в пренебрежении столкновительными процессами $\varepsilon_{\perp} \rightarrow \infty$, а также частоты, на которых $\varepsilon_{\perp} = 0$,

$$\omega_b^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\omega_c^2 + 2 \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0} \pm \omega_c \sqrt{\omega_c^2 + 4 \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_0}} \right]^{1/2}.$$

Для характерных значений параметров полупроводника (например, InSb) $\omega_p = 4.81 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\omega_c = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и $\varepsilon_0 = 17.8$ видно, что указанные частоты $\omega_s \cong 1.18 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\omega_b^+ \cong 1.29 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ и $\omega_b^- \cong 0.98 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ лежат в дальнем ИК диапазоне, где характеристики *TM*-волн в полупроводниковой среде являются управляемыми внешним магнитным полем.

В слоях магнетика соответствующие компоненты полей волны указанного типа могут быть представлены уравнениями (4) со следующими заменами: $s \rightarrow f$, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\alpha\alpha} \rightarrow \varepsilon_f$, $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$, $\mu_s \rightarrow \mu_{xx} = 1$. Для *TM*-волны магнитные слои с выбранным направлением подмагничивания являются пассивной средой, не управляемой внешним магнитным полем.

Матрица преобразования и дисперсионное соотношение

Для нахождения распределения амплитуд волнового поля в бесконечной периодической слоистой структуре введем матрицу преобразования \hat{m} двух слоев, составляющих период структуры. Эта матрица связывает

тангенциальные компоненты поля волны в начале и конце периода. Так, связь амплитуд полей TE -волны на границе n -го слоя с амплитудами на границе $(n-2)$ -го слоя имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} e_{xn} &= m_{11}e_{xn-2} + m_{12}h_{yn-2}, \\ h_{yn} &= m_{21}e_{xn-2} + m_{22}h_{yn-2}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом непрерывности тангенциальных компонент поля на границе раздела слоев и условий периодичности

$$e_{xf}(d_1) = e_{xs}(d_1), \quad h_{yf}(d_1) = h_{ys}(d_1), \quad (6)$$

для компонент матрицы преобразования получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} m_{11} &= C_1 C_2 - i \frac{k\mu_{yz}}{v_f \mu_{zz}} S_1 C_2 - \frac{\mu_{\perp} v_s}{\mu_s v_f} S_1 S_2, \\ m_{22} &= C_1 C_2 - i \frac{k\mu_{yz}}{v_f \mu_{zz}} S_1 C_2 + \frac{\mu_s}{v_s \mu_{\perp}} \left(\frac{k^2 \mu_{yz}^2}{v_f \mu_{zz}^2} - v_f \right) S_1 S_2, \\ m_{12} &= -\frac{k_0 \mu_s}{i v_s} C_1 S_2 + \frac{k\mu_{yz}}{v_f \mu_{zz}} \frac{k_0 \mu_s}{v_s} S_1 S_2 - \frac{k_0 \mu_{\perp}}{i v_f} S_1 C_2, \\ m_{21} &= \frac{i v_s}{k_0 \mu_s} C_1 S_2 - \frac{k\mu_{yz}}{v_f \mu_{zz}} \frac{v_s}{k_0 \mu_s} S_1 S_2 \\ &\quad - i \frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} \left(\frac{k^2 \mu_{yz}^2}{v_f \mu_{zz}^2} - v_f \right) S_1 C_2, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены обозначения $C_1 = \cos v_f d_1$, $C_2 = \cos v_s d_2$, $S_1 = \sin v_f d_1$, $S_2 = \sin v_s d_2$.

Проведя аналогичные рассуждения, можно получить компоненты матрицы преобразования \hat{m} для волны TM -типа.

Используя условия периодичности $e_{xs}(d) = e_{xf}(0) \times \exp(iv_{\text{ef}}d)$, $h_{ys}(d) = h_{yf}(0) \exp(iv_{\text{ef}}d)$, несложно получить дисперсионное соотношение для электромагнитных волн в среде, состоящей из периодического повторения слоев магнетика и полупроводника,

$$2 \cos v_{\text{ef}} d = m_{11} + m_{22}, \quad (8)$$

где v_{ef} — эффективное блоховское волновое число, которое фактически является усредненной по периоду структуры поперечной компоненты волнового вектора распространяющейся в структуре волны.

С учетом выражений для диагональных компонент матрицы \hat{m} для волн TE - и TM -типа это соотношение принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \cos(v_{\text{ef}}^{TE, TM} d) &= C_1 C_2 - G^{TE, TM} S_1 S_2, \\ G^{TE} &= \frac{\mu_s}{2\mu_{\perp}} \left(\frac{\mu_{\perp}^2 v_s}{\mu_s^2 v_f} + \frac{v_f}{v_s} - \frac{k^2}{v_f v_s} \frac{\mu_{yz}^2}{\mu_{zz}^2} \right), \\ G^{TM} &= \frac{\varepsilon_f}{2\varepsilon_{\perp}} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}^2 v_s}{\varepsilon_f^2 v_f} + \frac{v_f}{v_s} - \frac{k^2}{v_f v_s} \frac{\varepsilon_{yz}^2}{\varepsilon_{zz}^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Полученные дисперсионные соотношения (9) в общем виде определяют спектр электромагнитных волн, которые распространяются в периодической структуре рассматриваемого типа с заданной геометрией подмагничивания и направления распространения волны.

Анализ дисперсионного соотношения

Дисперсионные соотношения (9) имеют решение как при действительных, так и при мнимых значениях параметров v_f и v_s , что отвечает объемным и поверхностным коллективным поляритонным волнам. Наиболее простой вид эти соотношения принимают в приближении мелкослоистой среды, когда выполняются условия $v_f d_1$, $v_s d_2 \ll 1$. При этом эффективное блоховское волновое число для собственных типов волн дается выражением

$$\begin{aligned} v_{\text{ef}}^{TE} &= \frac{1}{1+\theta} \left[v_f^2 \theta^2 \left(1 + \frac{\mu_s}{\theta \mu_{\perp}} \right) + v_s^2 \left(1 + \frac{\theta \mu_{\perp}}{\mu_s} \right) - \frac{\mu_{yz}^2 \mu_s}{\mu_{zz}^2 \mu_{\perp}} \theta k^2 \right]^{1/2}, \\ v_{\text{ef}}^{TM} &= \frac{1}{1+\theta^{-1}} \left[v_s^2 \theta^{-2} \left(1 + \frac{\varepsilon_f}{\theta^{-1} \varepsilon_{\perp}} \right) + v_f^2 \left(1 + \frac{\theta^{-1} \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_f} \right) - \frac{\varepsilon_{yz}^2 \varepsilon_f}{\varepsilon_{zz}^2 \varepsilon_{\perp}} \theta^{-1} k^2 \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где параметр $\theta = d_1/d_2$, параметры $\theta/(1+\theta)$ и $1/(1+\theta)$ определяют вклад в период структуры $d = d_1 + d_2$ соответственно магнитного и полупроводникового слоев.

На частотах $\omega \cong (10^{10} - 10^{12}) \text{ с}^{-1}$ для мультислойных структур рассматриваемого типа соотношение (10) справедливы для периода структуры $d < 10^2 \mu\text{м}$. Из (10) следует, что характеристики слоистой среды могут меняться в широком диапазоне своих значений как за счет изменения подмагничивающего поля, так и за счет изменения отношения толщин слоев полупроводника и магнетика.

На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективных блоховских чисел для TE - и TM -волн в области резонансных зависимостей параметров μ_{\perp} и ε_{\perp} от частоты при значении подмагничивающего поля $H = 2000 \text{ Ое}$. Действительная часть эффективного блоховского волнового числа, представленная жирной линией, определяет эффективную длину волны периодической части распределения поля по координате z , т. е. $\lambda_{\text{ef}} = 2\pi/\text{Re}(v_{\text{ef}}^{TE, TM})$. Мнимая часть блоховского волнового числа $v_{\text{ef}}^{TE, TM}$, определяющая эффективную глубину проникновения волны в периодическую структуру, а именно $\delta_{\text{ef}}^{-1} = \text{Im}(v_{\text{ef}}^{TE, TM})$, представлена тонкой линией. Численный анализ здесь и далее проводился для следующих значений характерных частот структуры: $\omega_M = 3.11 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_H = 3.52 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_r = 1.06 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и параметров $\varepsilon_f = 5.5$, $\theta = 1$. Максимальное значение действительная и мнимая части v_{ef}^{TE} достигают на частоте ферромагнитного резонанса $\omega_f = 4.83 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ эффективной магнитной проницаемости. Минимальное значение действительная часть блоховского волнового числа принимает в интервале $\omega_f < \omega < \omega_a$, где $\omega_a = 6.63 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ — частота антиферромагнитного резонанса. Минимальное значение мнимой части v_{ef}^{TE} наблюдается в интервале

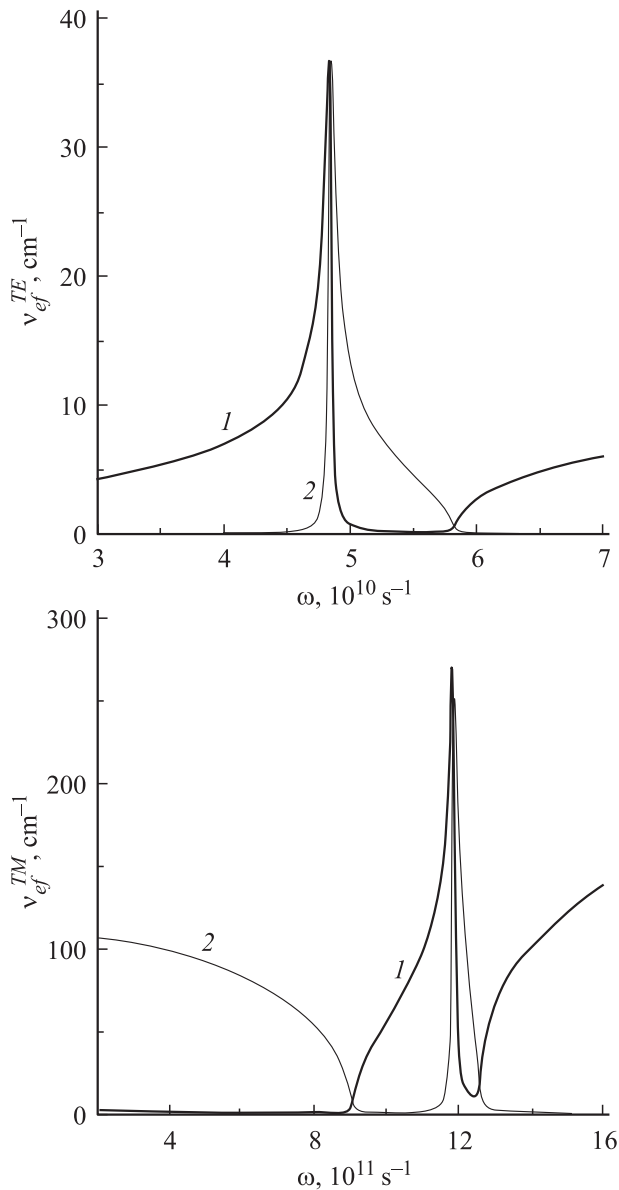


Рис. 1. Частотная зависимость эффективного блоховского волнового числа v_{ef} для TE - (1) и TM -волны (2).

$\omega_a < \omega < \omega_f$. Для TM -волны максимум действительной и мнимой частей v_{ef}^{TM} также приходится на резонансную частоту, но только эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{\perp} . Минимум $\text{Im}(v_{ef}^{TM})$ наблюдается в интервале $\omega_b^- < \omega < \omega_s$ и $\omega > \omega_b^+$.

При толщинах слоев $d_1 \geq 10^2 \mu\text{m}$ приближение мелкослоистости уже не является корректным и соотношения (9) требуют более точного анализа. В области частот $\omega \gg \omega_f$, где магнитные слои теряют гиротропные свойства, структура ферромагнетик–полупроводник по своим электродинамическим характеристикам аналогична структуре полупроводник–диэлектрик. Анализ общего дисперсионного соотношения (9) для TM -волны, соответствующего структуре полупроводник–диэлектрик,

представлен в работах [8–10]. Остановимся на анализе общего дисперсионного соотношения для TE -волны в СВЧ диапазоне в случае симметричной структуры и в пренебрежении магнитной релаксацией $\omega_r = 0$.

Для анализа дисперсионного соотношения (9) важными являются зависимости $\omega(k)$, определяемые соотношениями

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0 \mu_s}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_f \mu_{\perp}(\omega)}, \quad (11)$$

поскольку при значениях $k > k_{1,2}$ поперечные волновые числа v_s и v_f являются мнимыми, а реализуемые при этом поляритонные волны — поверхностными. На рис. 2 приведены зависимости частоты от нормированного волнового числа, определяемые приведенными соотношениями (кривые 1, 2). Заштрихованные области соответствуют действительным значениям параметров v_s и v_f и объемным волнам, незаштрихованные — мнимым v_s и v_f и поверхностным волнам, локализуемым на границах раздела сред. В областях двойной штриховки волны являются объемными со стороны обеих сред, в областях одиночной штриховки — объемными со стороны соответствующей среды и поверхностными со стороны другой среды. Нормировка константы распространения производится на величину $k_f = \omega_f/c$. Приведенные на рисунке характерные частоты существенно зависят от подмагничивающего поля, что является основой управления типом и параметрами распространяющихся в магнитогиrotропной структуре волн.

На рис. 3 для трех значений нормированной константы распространения $k/k_f = 1.86, 4.97, 8.69$ (области a, b, c), соответствующих различным областям на

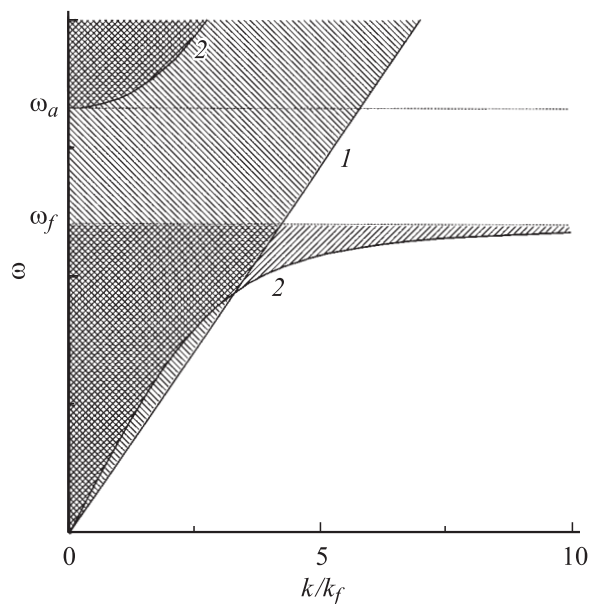


Рис. 2. Диаграмма частота–константа распространения, определяющая области объемных и поверхностных волн. 1, 2 — уравнения (11).

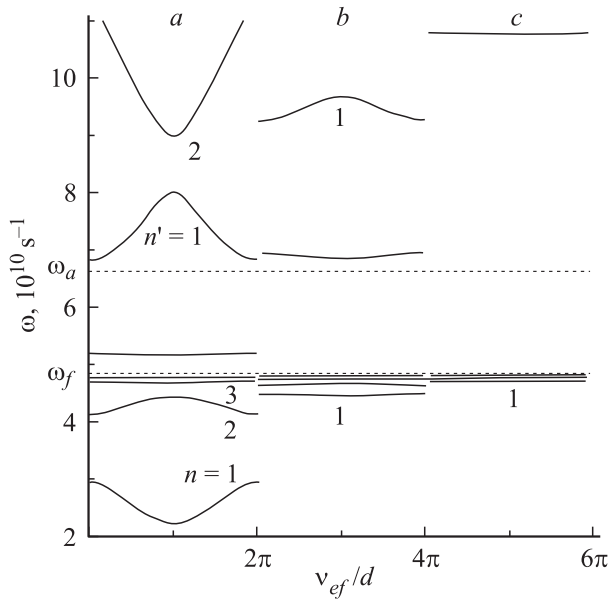


Рис. 3. Зависимость частоты от нормированного блоховского волнового числа периодической структуры; $k/k_f = 1.86, 4.97, 8.69$ (области a, b, c).

диаграмме $\omega(k)$, представлена зависимость частоты от параметра v_{ef} , полученная на основе (9) и указывающая ввиду наличия разрешенных и запрещенных частотных областей на зонный характер спектра коллективных волн в структуре. Спектр периодичен по блоховскому волновому числу с периодом $2\pi/d$, поэтому для каждого значения k представлен на интервале значений v_{ef} , относящихся к одной из зон Бриллюэна. Разрешенные зоны, для которых возможно распространение коллективных объемных и поверхностных волн, расположены между значениями частоты, отвечающими значениям блоховского волнового числа $v_{ef} = 2\pi n/d$ и $v_{ef} = \pi(2n+1)/d$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. В области $\omega < \omega_f$ с ростом частоты наблюдается сгущение разрешенных зон с уменьшением ширины как разрешенных, так и запрещенных зон. Это связано с тем, что при приближении к частоте ферромагнитного резонанса $\mu_{\perp} \rightarrow \infty$ и оптическая толщина слоев ферромагнетика также стремится к бесконечности, что приводит к быстрым осцилляциям тригонометрических функций в дисперсионном соотношении (9) и образованию многочисленных зон пропускания и непропускания. С увеличением значения константы распространения наблюдается смещение зон с одинаковым порядковым номером в область более высоких частот. В области частот $\omega > \omega_f$ появляется узкая одиночная зона, отвечающая поверхностной поляритонной моде, которая для малых k является поверхностной со стороны магнитных слоев и объемной со стороны полупроводниковых. При $k > k_1(\omega)$ мода становится поверхностной и со стороны полупроводника. При $\omega > \omega_a$ вновь появляются зоны, отвечающие объемным волнам. Нумерации этих зон соответствует $n' = 1, 2, 3, \dots$.

Спектр коэффициента отражения

Особенности спектра собственных волн в исследуемой периодической структуре наиболее полно могут быть выявлены в экспериментах по отражению электромагнитной волны, падающей на структуру из однородной среды. В связи с этим определим коэффициент отражения TE -волны для исследуемой периодической структуры и проанализируем его зависимость от параметров структуры и излучения. Пусть из области $z < 0$, занятой однородной немагнитной средой с проницаемостями ϵ и μ , на периодическую структуру, занимающую область $z > 0$, нормально границам раздела слоев падает плоская волна с частотой ω и волновым числом $k_i = k_0\sqrt{\epsilon\mu}$. В этом случае полное волновое поле в области $z < 0$ является суммой полей падающей и отраженной волн

$$h_y = h_y^{(i)} [\exp(ik_i z) + r \exp(-ik_i z)],$$

$$e_x = -\sqrt{\mu/\epsilon} h_y^{(i)} [\exp(ik_i z) - r \exp(-ik_i z)], \quad (12)$$

где $r = h_y^{(r)}/h_y^{(i)}$ — комплексный амплитудный коэффициент отражения, $h_y^{(r)}$ и $h_y^{(i)}$ — амплитуды отраженной и падающей волн.

Для нахождения коэффициента отражения воспользуемся выражениями для полей в каждой из сред, приведенными выше граничными условиями и условиями периодичности (6), а также граничными условиями на плоскости раздела однородное полупространство—ферромагнетик

$$e_x(0) = e_{xf}(0), \quad h_y(0) = h_{yf}(0). \quad (13)$$

Решая получаемую систему уравнений, приходим к выражению для энергетического коэффициента отражения $R = |r|^2$

$$R = \left| \frac{\exp(iv_{ef}d) - m_{22} - m_{12}\sqrt{\epsilon/\mu}}{\exp(iv_{ef}d) - m_{22} + m_{12}\sqrt{\epsilon/\mu}} \right|^2, \quad (14)$$

где в элементах передаточной матрицы исследуемой периодической структуры m_{12} и m_{22} в соответствии с нормальным падением волны на структуру необходимо приравнять нулю продольную компоненту волнового вектора ($k = 0$).

На рис. 4 представлены частотные зависимости коэффициента отражения полученные на основе (14). В запрещенных зонах коэффициент отражения принимает значение $R = 1$, в зонах пропускания для объемных волн в ферромагнетике имеются частоты, при которых коэффициент отражения $R \rightarrow 0$ и энергия падающей волны почти полностью проходит внутрь слоистой среды. С учетом пренебрежения релаксацией указанная часть энергии определяется коэффициентом прохождения $T = 1 - R$. Практически во всей области частот $\omega_f < \omega < \omega_a$, за исключением узкого интервала, указанного на рисунке стрелкой и отвечающего поверхностной

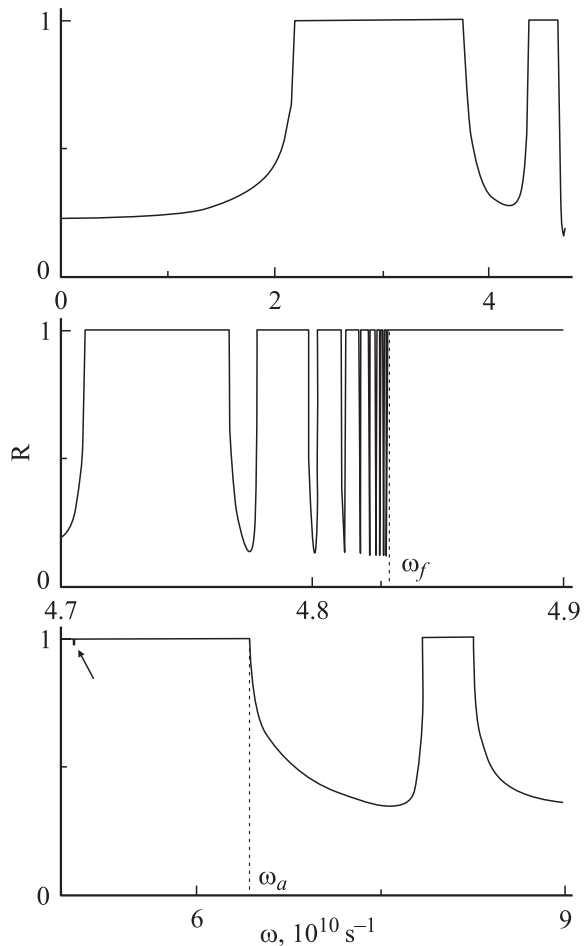


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента отражения при нормальном падении волны на периодическую структуру ($k = 0$).

поляритонной моде, наблюдается полное внутреннее отражение, т. е. $R = 1$. Малое отличие коэффициента отражения от единицы в области возбуждения коллективной поверхностной моды означает, что ее регистрация при нормальном падении волны на структуру затруднена.

Заключение

В работе исследованы дисперсионные свойства периодической структуры ферромагнетик–полупроводник и условия существования объемных и поверхностных поляритонных волн. Особенностью рассмотренной структуры является также возможность эффективного управления параметрами двух типов волн различной поляризации в неперекрывающихся частотных диапазонах. Изменение отношения толщин слоев, образующих период структур, приводит к изменению ширины и количества зон пропускания и непропускания, глубину проникновения поля в структуру. Изменение внешнего подмагничивающего поля приводит к сдвигу характер-

ных частот и смещению частотных диапазонов, отвечающих разрешенным и запрещенным зонам спектра коллективных объемных и поверхностных волн.

Список литературы

- [1] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
- [2] Элаши Ш. // ТИИЭР. 1976. Т. 64. № 12. С. 22–57.
- [3] Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
- [4] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука: 1989. 288 с.
- [5] Иелон А. Физика тонких пленок. Т. 6. М.: Мир, 1973. 228 с.
- [6] Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
- [7] Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [8] Булгаков А.А., Шрамкова О.В. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 712–718.
- [9] Булгаков А.А., Шрамкова О.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 2. С. 236–240.
- [10] Булгаков А.А., Шрамкова О.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 3. С. 87–95.
- [11] Ерухимов М.Ш., Тюрнев В.В. // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 8. С. 2420–2423.
- [12] Семенов Д.И., Морозов А.М. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 9. С. 2591–2597.
- [13] Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1981. Т. 50. Вып. 1. С. 37–41.
- [14] Семенов Д.И., Косаков Г.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 8. С. 1189–1195.
- [15] Елисеева С.В., Семенов Д.И. // ФВПиРТС. 2002. Т. 5. № 2. С. 35–50. Там же. 2003. Т. 6. № 3. С. 19–23.
- [16] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [17] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.