Министерство образования и науки Российской Федерации ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики

Исследование особенностей волновых процессов в периодической гетероструктуре типа «полупроводник-ферромагнетик

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 2 курса 214 группы

направления 03.04.01 Прикладные математика и физика

Факультет нелинейных процессов

Бисеровой Екатерины Николаевны

Научный руководитель профессор, д.ф.-м.н.

Зав. кафедрой нелинейной физики доцент, к.ф.-м.н.

И Ю.П. Ша

Ю.П. Шараевский

Е.Н. Бегинин

Саратов 2018 г.

Министерство образования и науки Российской Федерации ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики

Исследование особенностей волновых процессов в периодической гетероструктуре типа «полупроводник-ферромагнетик

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 2 курса 214 группы

направления 03.04.01 Прикладные математика и физика

Факультет нелинейных процессов

Бисеровой Екатерины Николаевны

Научный руководитель профессор, д.ф.-м.н.

Ю.П. Шараевский

Зав. кафедрой нелинейной физики доцент, к.ф.-м.н. Е.Н. Бегинин

Введение

В твердом теле в зависимости от его характеристик, внешних условий и частоты возбуждения могут распространяться волны различных типов - электромагнитные, акустические, спиновые. Первые представляют собой обычные электромагнитные волны в среде, вторые -упругие волны смещения атомов в решетке кристалла, третьи распространение возмущений прецессии магнитных моментов атомов В узлах кристаллической решетки в магнитоупорядоченных структурах. Спиновые волны можно условно разделить на дипольные и обменные. Они могут существовать в очень широком частотном диапазоне от единиц до сотен гигагерц. При малых значениях волнового числа обменное взаимодействие в большинстве случаев не играет существенной роли в формировании спектра волн, такие волны называют дипольными спиновыми или магнитостатическими волнами (МСВ). Различают три типа магнитостатических волн прямые объемные волны в нормально намагниченных пленках феррита, обратные объемные волны в касательно намагниченных пленках и, наконец, поверхностные МСВ также в касательно намагниченных пластинах феррита [1]. По сравнению со многими устройствами микроэлектроники спин-волновые устройства обладают другими возможностью управления их рабочими характеристиками, такими как центральная частота или диапазон рабочих частот. Это реализуется путем изменения поля подмагничивания, что влечет за собой изменение дисперсионных характеристик [2].

Также наиболее перспективными материалами для создания периодических структур на основе феррита с точки зрения эффективного управления их свойствами являются полупроводники, используемые в качестве активных слоев, легко изменяющих свои характеристики в электрических и магнитных полях. В связи с возможностью физическими свойствами комбинирования слоев с различными создании при периодических структур актуальными становятся задачи исследования поведения средах[3]. объемных И поверхностных электромагнитных волн в таких Электрокинетические волны – это ветви электромагнитного спектра в проводящей среде или в полупроводнике. В таких комбинированных структурах ферритовая пленка полупроводник можно ожидать сильного взаимодействия между спиновыми и электрокинетическими волнами в областях возможного синхронизма или резонанса, то есть когда фазовые скорости спиновой и электрокинетической волны приблизительно равны друг другу [4]. В последние годы особый интерес представляют исследования спинволновых характеристик в ферритовых пленках, напыленных на кремниевые подложки [5], на подложки GaN [6]. Взаимодействие спиновых волн в микроразмерных ферромагнитных пленках с электронным транспортом в полупроводниках позволяет создать новую компонентную базу приборов в микроволновом диапазоне частот[7].

Целью данной выпускной-квалификационной работы является исследование особенностей волновых процессов в структуре типа ферромагнитная пленка - полупроводник при изменении проводимости полупроводника для случая, когда постоянное магнитное поле направлено вдоль распространения волны.

Для получения дисперсионных характеристик в исследуемой слоистой структуре в данной работе используется оригинальный метод «сшивания» поверхностных магнитных проницаемостей на границах слоев, развитый в [1]. Для достижения поставленной цели в работе решались следующие основные задачи:

- Вывод дисперсионного соотношения для волн, распространяющихся в ферромагнитном слое, нагруженном на слои с произвольными поверхностными магнитными проницаемостями методом «сшивания» поверхностных магнитных проницаемостей и исследование дисперсионных характеристик магнитостатических волн, когда постоянное магнитное поле направлено вдоль распространения МСВ. Рассчитываются дисперсионные характеристики для случая, крнла ферромагнитная структура нагружена на полубесконечные диэлектрические слои. В этом случае в структуре распространяется обратная объемная МСВ (ООМСВ) с аномальной дисперсией[1].
- Получение дисперсионного соотношения для электромагнитных волн, распространяющихся в полупроводниковом слое, нагруженном на произвольные магнитные поверхностные проницаемости, с приминением того же подхода.
- Исследование особенностей распространения волн в структуре ферромагнетикполупроводник на основе дисперсионного соотношения при различных параметрах структуры.

Научная новизна работы состоит в том, что в ней для получения дисперсионного соотношения для волн, распространяющихся в структуре ферромагнетикполупроводник использован метод «сшивания» поверхностных магнитных проницаемостей. Были получены дисперсионные характеристики для этой структуры и проведен их анализ.

Научная и практическая значимость работы состоит в том, что полученные в ней результаты и примененный метод получения дисперсионных соотношений, могут быть использованы для дальнейших исследований волн в многослойных ферритосодержащих структур.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Работа состоит из четырех разделов, введения и заключения. Список используемой литературы содержит 7 наименований.

В первом разделе представлена схема исследуемой структуры (Рис.1) и общие положения о подходе получения уравнения для структуры ферромагнетикполупроводник.

Широко распространенная методика получения дисперсионного уравнения для магнитостатических волн в пространственно ограниченных (слоистых) структурах заключалась в «сшивании» на границах высокочастотных касательных компонент магнитного поля *h* и нормальных компонент магнитной индукции *B*. Составляя систему линейных уравнений, можно получить искомое дисперсионное уравнение. Но ясно, что с увеличением числа слоев растет порядок детерминанта системы линейных уравнений и получающиеся соотношения становятся громоздкими. Поэтому можно использовать прием, облегчающий решение данной задачи. То есть в случае структур, содержащих большое количество различных слоев (феррит, полупроводник, металл, диэлектрик и т.д.)

с различными характеристиками, вместо «сшивания» высокочастотных полей на границах раздела сред, «сшивают» их отношения[1].



Рис.1. Схема структуры ферромагнитная пленка-полупроводник

Схема исследуемой структуры представлена на Рис.1. Структура в виде ферромагнитной пленки (ФП) и слоя полупроводника бесконечная в направлении оси *Y*. Вдоль оси *Z* распространяется медленная электромагнитная волна, магнитное поле направлено вдоль оси *Z*.

На поверхности слоя «поверхностная магнитная проницаемость» μ_s , вводится как отношение нормальной составляющей магнитной индукции b_x по оси X к касательной составляющей магнитного поля h_v по оси Z и запишется следующим образом[1]:

$$\mu_s = -i\frac{b_x}{h_y} \tag{1.1}$$

Для структуры , указанной на Рис.1, введем поверхностные магнитные проницаемости для следующих слоев: на границе y=0 поверхностная проницаемость со стороны диэлектрика - $\mu_{s0} = -1$, а со стороны феррита на полупроводник и со стороны полупроводника на ферромагнитную пленку - μ_{s1} , со стороны диэлектрика на полупроводник - μ_{s2} .

Введенная величина (1.1) поверхностной магнитной проницаемости физического смысла не имеет, но поскольку нормальная компонента магнитной индукции b_x и касательная компонента магнитного поля h_y должны быть непрерывны на границе слоев, то эта величина на границах слоев должна сохраняться. Поэтому, приравнивая на границах структуры ферромагнитная пленка - полупроводник эти величины, должно получиться дисперсионное уравнение, описывающее волны в такой слоистой структуре.

В общем случае структура, показанная на Рис.1 характеризуется в ферромагнитной пленке тензором магнитной проницаемости[1]:

$$\bar{\bar{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{vmatrix}$$
(1.2)

В полупроводниковом слое она характеризуется тензором диэлектрической проницаемости[5]:

$$\bar{\mathcal{E}} = \begin{vmatrix} \mathcal{E}_{xx} & \mathcal{E}_{xy} & \mathcal{E}_{xz} \\ \mathcal{E}_{yx} & \mathcal{E}_{yy} & \mathcal{E}_{yz} \\ \mathcal{E}_{zx} & \mathcal{E}_{zy} & \mathcal{E}_{zz} \end{vmatrix}$$

$$\mathcal{E}_{xx} = \mathcal{E}_{yy} = \mathcal{E} = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega - iv_e)}{\omega[(\omega - iv_e)^2 - \omega_c^2]}$$

$$\mathcal{E}_{xy} = \mathcal{E}_{yx} = \mathcal{E}_a = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega[(\omega - iv_e)^2 - \omega_c^2]}$$

$$\mathcal{E}_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - iv_e)}$$

$$\mathcal{E}_{xz} = \mathcal{E}_{yz} = \mathcal{E}_{zx} = \mathcal{E}_{zy} = 0$$
(1.3)

где ω_p - плазменная частота, ω_c - циклотронная частота, v_e – частота столкновения.

Соотношения (1.3) соответствуют случаю, когда дрейфовая скорость носителей в полупроводнике $V_0 = 0$. Соотношения (1.1) – (1.3) будут использоваться ниже.

Во второй главе было получено дисперсионное уравнение для МСВ в структуре, указанной на Рис.2.

На границах с ферритом введены в рассмотрение поверхностные магнитные проницаемости с ферритом в виде μ_{s1} и μ_{s0} .



Рис.2.Схема структуры ферромагнитной пленки, нагруженной на среды с произвольной магнитной проницаемостью

Компоненты магнитной индукции были определены в матричной форме через тензор магнитной проницаемости *µ*:

$$\begin{vmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{vmatrix}$$
(2.1)

Тогда с учетом (2.1) компоненты магнитной индукции примут следующий вид:

$$b_{x} = \mu_{11}h_{x} + \mu_{12}h_{y} + \mu_{13}h_{z}$$

$$b_{y} = \mu_{21}h_{x} + \mu_{22}h_{y} + \mu_{23}h_{z}$$

$$b_{z} = \mu_{33}h_{z} + \mu_{32}h_{y} + \mu_{31}h_{x}$$
(2.2)

Записав систему уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении в случае анизотропной среды:

$$rot \ \bar{h} = 0$$

$$div \ \bar{b} = 0 \tag{2.3}$$

Введём в рассмотрение магнитостатический потенциал ψ для магнитного поля \bar{h} :

$$\bar{h} = grad\psi = \nabla\psi \tag{2.4}$$

Перемножая скалярно тензор $\bar{\mu}$ на вектор $\bar{\nabla}\psi$, и пренебрегая производными вдоль *z*, так как система бесконечно широкая вдоль *Y*, получаем уравнение для магнитостатического потенциала в следующем виде[1]:

$$\mu_{11}\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \mu_{22}\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0$$
(2.6)

Для плоского слоя ферромагнетика решение уравнения (2.6) будем искать в следующем виде:

$$\psi = (Ae^{-\beta kx} + Be^{\beta kx})e^{-j(\omega t - kz)}$$
(2.7)

где k – постоянная распространения волны, $\beta = \sqrt{\frac{\mu_{11}}{\mu_{22}}}$.

Используя соотношение β и выражение (1.1) для μ_s , а также соотношения (2.2), (2.4), (2.6) и (2.7) после ряда преобразований, получим следующее соотношение:

$$\mu_{s}(x) = -\frac{((\mu_{32} - \beta \mu_{22})Ae^{-\beta kx} + (\mu_{32} + \beta \mu_{22})Be^{-\beta kx})}{Ae^{-\beta kx} + Be^{\beta kx}}$$
(2.8)

Из соотношения (2.8) с учетом граничных условий было получено выражение для μ_{s1} :

$$\mu_{s1} = \frac{\mu_{32}^2 - \mu_{22} + \mu_{32}\mu_{s0} + \beta\mu_{22} \text{th}(\beta \text{kd})}{(\mu_{s0} + \mu_{32})\text{th}(\beta \text{kd}) - \beta\mu_{22}}$$
(2.9)

В случае, когда магнитное поле в рассматриваемой структуре направлено вдоль оси Z (см. Рис.1), тензор магнитной проницаемости определяется в следующем виде:

$$\bar{\bar{\mu}} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -j\mu_a \\ 0 & j\mu_a & \mu \end{vmatrix}$$
(2.10)

где
$$\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$$
, $\mu = \frac{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_H = \gamma H_0$, (2.11)
где M_0 – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, ω_H – частота
прецессии. С учетом (2.11) получаем, что $\beta = \sqrt{\frac{1}{\mu}}$. Подставляя в (2.9) значения компонент
тензора $\bar{\mu}$ (2.11), получим связь между μ_{s0} и μ_{s1} в виде:
 $\mu_{s0} = \frac{\beta \mu_{s1} \mu + \mu th (\beta kd)}{\beta \mu + \mu_{s1} th (\beta kd)}$ (2.13)

5

Или
$$\mu_{s1} = \frac{th(\beta kd)\mu_{s0} - \beta\mu}{\mu th(\beta kd) - \mu_{s0}\beta\mu}$$
(2.14)

Соотношения (2.15) или (2.16) является дисперсионным уравнением для слоя ферромагнита, нагруженного на произвольные магнитные проницаемости μ_{s1} и μ_{s0} .

Введем нормированные частоты:

$$\Omega_M = \frac{\omega_M}{\omega_H}$$
$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_H}.$$

Ниже приведены дисперсионные характеристики для обратных объемных МСВ в ферромагнитной пленке, нагруженной на диэлектрические слои, то есть $\mu_{s0} = -1$ и $\mu_{s1} = 1$. Кривые были получены на основе уравнения (2.15) при различных параметрах (при изменении значения Ω_{M} - Рис.3: и при изменении толщины пленки d – Рис.4):

$$\frac{2\sqrt{\frac{-(1+\Omega_M-\Omega^2)}{1-\Omega^2}}}{\frac{-(1+\Omega_M-\Omega^2)}{1-\Omega^2}-1} = tg(\frac{kd}{\sqrt{\frac{-(1+\Omega_M-\Omega^2)}{1-\Omega^2}}})$$
(2.15)

которое полностью совпадает с известным уравнением для ООМСВ (3.61) из [1], где ζ =

$$\sqrt{-\mu} = \sqrt{-\frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2}}$$



Рис.3а. Дисперсионные характеристики ООМСВ в ферромагнитной пленке при различных значениях Ω_M : зеленая при $\Omega_M = 1/2$, красная - $\Omega_M = 1$, синяя - $\Omega_M = 2$.



Рис.36. Дисперсионные характеристики ООМСВ в ферромагнитной пленке при различных значениях толщины пленки d: зеленаяя при $d = 10^{-6}$ м, красная - $d = 10^{-5}$ м, синяя - $d = 20^{-5}$ м.

Из Рис.За,б видно, что дисперсия объемных МСВ является аномальной во всей полосе частот. Частотный интервал распространения ООМСВ зависит от величины намагниченности пленки M_0 , как показано на Рис.За. Дисперсия обратных объемных МСВ также зависит от толщины пленки, как видно из Рис.Зб. Синяя и красная кривые, которые построены при значениях одного порядка толщины пленки, лежат близко друг к другу, в то время, как зеленая кривая, построенная при толщине пленки меньшей на порядок, сильно отличается. Также видно, что дисперсионные характеристики бесконечно приближаются к нижней частотной границе $\Omega \rightarrow 1$.

В третьей главе было получено дисперсионное уравнение для электромагнитной волны в слое полупроводника, нагруженного на диэлектрические слои на нижней границе поверхностная магнитная проницаемость - μ_{s1} , на верхней - μ_{s2} (Puc.4).



Рис.4.Схема структуры слоя полупроводника, нагруженного на среды с произвольной магнитной проницаемостью

Для получения дисперсионного уравнения был использован тот же метод, который был применен для ферромагнитной пленки в предыдущем разделе.

Система уравнений Максвелла для полупроводникового слоя введена в виде[2]:

$$rot\bar{e} = -i\frac{\omega}{c}\bar{h}$$

$$rot\bar{h} = i\frac{\omega}{c}\bar{\bar{\mathcal{E}}}\bar{e}$$
(3.1)

где $\frac{\omega}{c} = k_0$ – постоянная распространения быстрой электромагнитной волны в слое полупроводника, $\bar{\bar{\mathcal{E}}}$ – тензор диэлектрической проницаемости (1.3).

Зададим \bar{e} и \bar{h} в виде $\bar{e}, \bar{h} \sim e^{i(\omega t - kz)}$, то есть:

$$\bar{e} = \bar{e}_0(x)e^{i(\omega t - kz)}$$

$$\bar{h} = \bar{h}_0(x)e^{i(\omega t - kz)}$$
(3.2)

В выражении (1.1) в случае полупроводникового слоя $b_x = h_x$, поэтому необходимо найти компоненты h_y и h_x . Таким образом, с учетом (3.2) и считая производные вдоль Y равными нулю $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, из уравнений Максвелла (3.1) получаем следующую систему уравнений:

$$ike_{y} = -ik_{0}h_{x}$$

$$-ike_{x} - \frac{\partial e_{z}}{\partial x} = -ik_{0}h_{y}$$

$$ikh_{y} = ik_{0}(e_{x}\varepsilon - i\varepsilon_{a}e_{y})$$

$$ikh_{x} - \frac{\partial h_{z}}{\partial x} = ik_{0}(\varepsilon_{a}e_{x} + \varepsilon e_{z})$$

$$\frac{\partial h_{y}}{\partial x} = ik_{0}\varepsilon_{zz}e_{z}$$
(3.3)

Подставим в выражение для μ_s (1.1) значение h_x из (3.4):

$$\mu_s = i \frac{k}{k_0} \frac{e_y}{h_y} \tag{3.4}$$

На основе уравнений (3.3) было получено волновое уравнение для e_z -компоненты:

$$\frac{\partial^2 e_z}{\partial x^2} = \mathrm{i} \mathrm{k}_0 \frac{\partial h_y}{\partial x}$$

Из последнего уравнения получаем выражение для поперечного волнового числа k_{y} :

$$k_y = \pm \sqrt{(k^2 - k_0^2 \varepsilon_L \varepsilon_{\rm xx})} \tag{3.5}$$

где компонента тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - iv_e)}$, ω_p – плазменная частота, v_e – частота столкновений в полупроводнике.

После некоторых вычислений и преобразований, с учетом граничных условий получено соотношение (3.7) для полупроводникового слоя, нагруженного на среды с произвольной проводимостью μ_{s1} и μ_{s2} :

$$\mu_{s1} = \frac{\mu_{s2}kk_y - k^2 \text{th}k_y d_1}{\mu_{s2}k_y^2 - kk_y \text{th}k_y d_1}$$
(3.6)

Предположив, что полупроводниковый слой нагружен сверху на слой диэлектрика, то есть $\mu_{s2} = 1$. Подставив в уравнение (3.7) значение k_y (3.6) и значение ε_{xx} и проведя нормировку частоты в уравнении на постоянное число ω_H :

$$\mu_{s1} = \frac{\pm k \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{n_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)}) - k^2 th(\pm \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{n_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)})} d_1)}{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{n_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)}) \mp k \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{n_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)})} th(\pm \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{n_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)})} d_1)}$$
(3.7)

где $\Omega = \frac{\omega}{\omega_H}$ и $\Omega_p = \frac{\omega_p}{\omega_H}$.

Теперь предположим, что слой полупроводника нагружен на слой диэлектрика и снизу, то есть $\mu_{s1} = -1$. Таким образом, уравнение (3.8) примет следующий вид:

$$-1 = \frac{\pm k \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - \mathrm{iv}_e)}\right)} - k^2 \mathrm{th} \left(\pm \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - \mathrm{iv}_e)}\right)} d_1\right)}{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - \mathrm{iv}_e)}\right)} \mathrm{th} \left(\pm \sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L \left(1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - \mathrm{iv}_e)}\right)} d_1\right)}$$
(3.8)

Дисперсионные характеристики, построенные на основе уравнения (3.9), положив частоту столкновения $v_e = 0$ и $\varepsilon_L = 1$, приведены ниже на Рис.5..



Рис.5. Дисперсионные характеристики волн в полупроводниковом слое при различных значениях толщины слоя d_1 : нижняя кривая при $d_1 = 10^{-5}$ м, средняя кривая - $d_1 = 20^{-5}$ м, верхняя кривая - $d_1 = 10^{-6}$ м.

Как видно на Рис.5, что нижняя частотная граница для электромагнитных волн в слое полупроводника равна Ω_p . Дисперсия волн является нормальной. Изменение толщины слоя полупроводника влияет на вид дисперсионных кривых.

В разделе 4 получено дисперсионное уравнение для волн, которые распространяются в структуре ферромагнетик-полупроводник, указанной на Рис.1.

Для начала предположим, что слой полупроводника полубесконечный, то есть $d_1 \rightarrow \infty$, тогда th $k_y d_1 \rightarrow 1$, следовательно уравнение (3.9) примет следующий вид:

$$-1 = \frac{k}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - \mathrm{iv}_e)})}}$$
(4.1)



Рис.6. Дисперсионные характеристики волн, распространяющихся в полубесконечном слое полупроводника, нагруженного на полубесконечные слои диэлектрика при различных значениях параметра Ω_p : сиреневая кривая при $\Omega_p = 1.5$, синяя - $\Omega_p = 1$, зеленая - $\Omega_p = \frac{1}{2}$.

На рис.6. видно, что частота отсечки равна Ω_p .

Ниже приведены дисперсионные характеристики МСВ в ферромагнитном слое, построенные на основе уравнения (2.15) и электромагнитных волн в слое полупроводника (4.1) при различных значениях Ω_M и Ω_p .



Рис.7. Дисперсионные характеристики волн в полупроводниковом и ферромагнитном слоях. Сплошные кривые – дисперсия электромагнитных волн в полупроводнике, прерывистые – дисперсия МСВ в ферромагнитном слое: сиреневые кривые при $\Omega_M = 1.5$ и при $\Omega_p = 1.5$, синие - $\Omega_M = 1$ и при $\Omega_p = 1$, зеленые - $\Omega_M = \frac{1}{2}$ и при $\Omega_p = \frac{1}{2}$.

Из Рис.7 можно предположить, что будет наблюдаться взаимодействие волн в исследуемой структуре ферромагнитная пленка-полупроводниковый слой, так как дисперсионные кривые пересекаются.

Согласно методу, описанному в первом разделе, для получения необходимого соотношения необходимо приравнять полученные значения поверхностных магнитных проницаемостей μ_{s1} на границе между слоем ферромагнетика (2.14) и слоя полупроводника (3.7). Таким образом, положив частоту столкновения $v_e = 0$ и $\varepsilon_L = 1$, получим дисперсионное уравнение для волн, распространяющихся в слоистой структуре ферромагнетик-полупроводник:

$$\frac{th\left[\frac{1}{\sqrt{-\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}}kd\right] - \frac{1}{\sqrt{-\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}} - \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} = \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}th\left[\frac{1}{\sqrt{-\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}}kd\right] - \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\sqrt{-\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}} - \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} = \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} - \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} - \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} = \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} = \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1}} + \frac{1+\Omega_{M}-\Omega}{\Omega^{2}-1} + \frac{1+$$

Если предположить, что полубесконечный слой полупроводника нагружен на слой феррита, то уравнение (4.2) с учетом (4.1) примет следующий вид:

$$\frac{k}{\sqrt{k^2 - k_0^2 \varepsilon_L (1 - \frac{\Omega_p^2}{\Omega(\Omega - iv_e)})}} = \frac{th[\frac{1}{\sqrt{-\frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}}} kd] - \frac{1}{\sqrt{-\frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}}} \frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}}{-\frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}} th[\frac{1}{\sqrt{-\frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}}} kd] - \frac{1}{\sqrt{-\frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}}} \frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}} \frac{1 + \Omega_M - \Omega}{\Omega^2 - 1}$$
(4.3)

Ниже на Рис.8 приведены дисперсионные характеристики волн, распространяющихся в структуре ферромагнетик-полупроводник, построенные на основе уравнения (4.3) при различных значениях параметров Ω_M и Ω_p , в случае, когда слой полупроводника полубесконечный.



Рис.8. Дисперсионные характеристики волн в исследуемой структуре ферромагнетик-полупроводник, указанной на Рис.1, в случае, когда слой полупрводника полубесконечный: а) зеленые кривые при $\Omega_M = \frac{1}{2}$ и при $\Omega_p = \frac{1}{2}$, б) синие - $\Omega_M =$ 1 и при $\Omega_p = 1$, в) сиреневые - $\Omega_M = 1.5$ и при $\Omega_p = 1.5$.

Из полученных дисперсионных кривых (Рис.8) видно, что в полосе возбуждения волны в исследуемой структуре ферромагнетик-полупроводник при определенных значениях Ω_M и Ω_p появляется полоса непропускания (Рис.8б). При увеличении значений параметров Ω_M и Ω_p ширина полосы непропускания уменьшается (Рис.8б и 8в).

Далее предположим, что слой полупроводника и слой ферромагнетика одной толщины, то есть в уравнении (4.2) $d = d_1$. Проанализируем поведение дисперсионных характеристик при изменении параметра Ω_M , но при фиксированном значении Ω_p .



Рис.9. Дисперсионные характеристики волн в исследуемой структуре ферромагнетикполупроводник, указанной на Рис.1, в случае, когда $d = d_1$ при фиксированном значении $\Omega_p = 1$: а) $\Omega_M = 0.5$, б) $\Omega_M = 1$, в) $\Omega_M = 1.5$, г) $\Omega_M = 2$

Теперь зафиксируем значение Ω_M и рассмотрим поведение дисперсионных характеристик при изменении параметра Ω_p .



Рис.10. Дисперсионные характеристики волн в исследуемой структуре ферромагнетик-полупроводник, указанной на Рис.1, в случае, когда $d = d_1$ при фиксированном значении $\Omega_M = 1$: а) $\Omega_p = 1.5$, б) $\Omega_p = 0.5$, в) $\Omega_p = 2$

Из полученных дисперсионных кривых (Рис.9) видно, что в частотном спектре волн, распространяющихся в структуре ферромагнетик-полупроводник возникают запрещенные зоны. Из анализа дисперсионных характеристик можно сделать вывод, что ширина запрещенной зоны при фиксированном значении Ω_p зависит от значения намагниченности M_0 ферромагнитного слоя ($\Omega_M = 4\pi M_0\gamma$), то есть от параметра Ω_M : видно, что при увеличении параметра Ω_M ширина запрещенной зоны увеличивается. На Рис.10а видно, что при значениях $\Omega_p = 0.5$ и $\Omega_M = 1$ запрещенной зоны в частотном спектре волн нет, а на Рис.10б при том же значении Ω_M , но с ростом параметра Ω_p возникает запрещенная зона. Сравнив Рис.10б и Рис.10в можно сделать вывод, что при увеличении параметра плазменной частоты Ω_p запрещенная зона смещается вверх по частоте и ее ширина растет.

Заключение

В ходе выполнения выпускной квалификационной работы было получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся в ферромагнитном слое, нагруженном на слои с произвольными поверхностными магнитными проницаемостями на границах слоя методом «сшивания» поверхностных магнитных проницаемостей, для случая, когда постоянное магнитное поле направлено вдоль распространения МСВ. Рассчитаны дисперсионные характеристики для случая, когда ферромагнитная структура нагружена на полубесконечные диэлектрические слои. В этом случае в структуре распространяется обратная объемная МСВ (ООМСВ) с аномальной дисперсией.

Используя указанный выше подход, получено дисперсионное соотношение для электромагнитных волн, распространяющихся в полупроводниковом слое, нагруженном на произвольные магнитные поверхностные проницаемости.

На основе полученных выше результатов построена модель, описывающая дисперсионные характеристики гибридных волн в слоистой структуре ферромагнетикполупроводник. На основе полученной модели исследованы особенности распространения волн в такой структуре при различных параметрах структуры. На основе полученных результатов показано, что шириной пропускания волн в исследуемой гетероструктуре можно управлять путем изменения параметров структуры (плазменной частоты Ω_p и величиной намагниченности Ω_M). В частности, показано, что при увеличении параметра Ω_p уменьшается.

Список используемой литературы

1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.

Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов 1993 2. Хвалин А.Л. Метод поверхностной магнитной проницаемости в решении задачи анализа слоистых ферритосодержащих структур. Вестник ТОГУ, 2009

3. Моргенталлер Ф.Р. Электромагнитные и спиновые волны в ферритовых средах:Обзор// ТИИЭР. 1988, Т. 76

4. М.Стил, Б.Вюраль, Взаимодействие волн в плазме твердого тела, Атомиздат, 1973

5. A. I. Stognij, L. V. Lutsev, V. E. Bursian, and N. N. Novitskii. Growth and spin-wave properties of thin Y3Fe5O12 films on Si substrates. // Journal of Applied Phys. 118, 023905 (2015).

6. A. Stognij, L. Lutsev, N. Novitskii, A. Bespalov, O. Golikova, V. Ketsko, R. Gieniusz5 and A. Maziewski. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin Y3Fe5O12 films sputtered on GaN-based substrates. // J. Phys. D: Appl. Phys. 48, 485002(2015).

7. M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. Kirilyuk, A. Maziewski, A. Stognij, N. Novitskii, A. Kimel, and Th. Rasing. Tunable magnetic properties in ultrathin Co-garnet heterostructures. // JOURNAL OF APPLIED PHYSICS. 111, 023913 (2012).