

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 формирования запрещенных зон в периодической
структуре магнонный кристалл-полупроводник**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студентки ____4____ курса ____411____ группы

направления 03.03.01 «прикладные математика и физика»

факультета нелинейных процессов

Тихоновой Аделины Сергеевны

Научный руководитель

к. ф.-м.н., доцент

М. А. Морозова

Зав. кафедрой нелинейной физики

профессор, д.ф.-м.н.

Н.М.Рыскин

Саратов 2017 год

Введение

В последние годы большой интерес вызывают исследования магнитных кристаллов (МК), которые представляют собой периодические ферромагнитные структуры микронных или субмикронных размеров [1]. Особенно привлекательно наличие в них такого явления, как запрещенные зоны (ЗЗ). Возможно управление зонами внешним магнитным полем, а также создание на основе МК перестраиваемых устройств обработки информации в диапазоне сверхвысоких частот.

Актуальной является задача управления характеристиками запрещённых зон в спектре распространяющихся волн, позволяющей расширить функциональные возможности устройств на основе магнитных кристаллов. В последние годы этому вопросу уделялось много внимания и управление характеристиками запрещенных зон в МК предлагалось осуществлять различными способами: за счёт изменения геометрических и магнитных параметров структур, симметрии структур, граничных условий, создания дефектов, за счёт прохождения электрического тока, изменения мощности входного сигнала, добавления в структуру слоев другой физической природы [2,3]. В качестве такого слоя в данной работе предлагается использовать слой полупроводника. Известно, что в случае не периодической структуры однородная ферромагнитная плёнка-полупроводник изменение проводимости полупроводника приводит к существенному изменению дисперсии поверхностной магнитостатической волны, в том числе и к формированию областей аномальной дисперсии [4]. Следует ожидать, что добавление слоя полупроводника к МК позволит электрическим способом управлять характеристиками запрещенных зон МК.

Целью дипломной работы является исследование возможности управления характеристиками запрещенных зон в периодической ферромагнитной структуре магнитный кристалл-полупроводник.

Для достижения поставленной цели в дипломной работе решались следующие **основные задачи**:

1. Исследование дисперсионных характеристик поверхностных магнитостатических волн в одиночном магнетонном кристалле и в структуре ферромагнитная плёнка – полупроводник.

2. Получение дисперсионного соотношения для поверхностной магнитостатической волны в структуре магнетонный кристалл-полупроводник.

3. Исследование особенностей формирования запрещенных зон в структуре магнетонный кристалл – полупроводник в зависимости от проводимости полупроводникового слоя и характера периодичности магнетонного кристалла.

В **главе 1** производится анализ особенностей дисперсионных характеристик поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в одиночном МК, представляющим собой ферромагнитную плёнку с системой канавок на поверхности, и структуре однородная ферромагнитная плёнка - полупроводник. Описывается исследуемая структура магнетонный кристалл-полупроводник. Приводятся дисперсионные соотношения для прямой и отраженной МСВ в такой структуре.

В **главе 2** приводится вывод дисперсионного соотношения в структуре магнетонный кристалл-полупроводник с использованием метода связанных волн, в соответствии с которым волна в периодической структуре представляется в виде суперпозиции прямой и отраженной волны, а также с учётом периодически меняющейся толщины ферромагнитной плёнки.

В **главе 3** представляются результаты численного исследования дисперсионных характеристик ПМСВ в периодической структуре магнетонный кристалл-полупроводник. Описывается механизм формирования запрещенной зоны в такой структуре. Исследуется зависимость характеристик запрещенной зоны от проводимости полупроводника и коэффициента связи между прямой и отраженной волнами.

В **заключении** сформулированы основные результаты и выводы работы.

Основное содержание работы

В главе 1 «Особенности дисперсионных характеристик МСВ в структуре ферромагнитная плёнка-полупроводник» В данной главе приводятся основные уравнения, описывающие распространение магнитостатических волн в ферромагнитной пленке нагруженной слоем полупроводника. Приводится вывод дисперсионного соотношения для такой структуры. Обсуждаются особенности дисперсионных свойств магнитостатических волн в такой структуре в зависимости от проводимости полупроводника и направления распространения волны

Структура в виде ферромагнитной пленки с полупроводником, лежащим на поверхности, имеет вид, представленный на рис.1. Ферромагнитная плёнка имеет толщину b и намагниченность насыщения M_0 . Слой полупроводника имеет проводимость σ . Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси y , таким образом, в структуре распространяются поверхностные МСВ.



Рис.1 Схема структуры ферромагнитная пленка-полупроводник.

В результате преобразований получено дисперсионное соотношение для прямой волны в структуре ферромагнитная пленка-полупроводник[5]:

$$e^{2kb} - \frac{\left(\left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{k^2}} - 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S - 1 \right)}{\left(\left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{k^2}} + 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S + 1 \right)} = 0, \quad (1.1)$$

Исследованы особенности дисперсионных характеристик ПМСВ в данной структуре в зависимости от коэффициента проводимости $\sigma = e * 10^{(N+20)}$,

где $2 \leq N \leq 9$ (рис.2). Приведены результаты расчётов при следующих значениях параметров $\omega_h = \gamma H$, $\omega_m = 4\pi M$, $4\pi M = 600$ Гн, $H = 400$ Эрст, $\gamma = 1.76 \cdot 10^{-2}$ ГГц/Эрст – гиромангнитное отношение, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, $b = 10^{-2}$ см – ширина пленки, $\sigma = \epsilon \cdot 10^{(N+20)}$ 1/Ом – проводимость, $S = \pm 1$ – отвечает за направление волны.

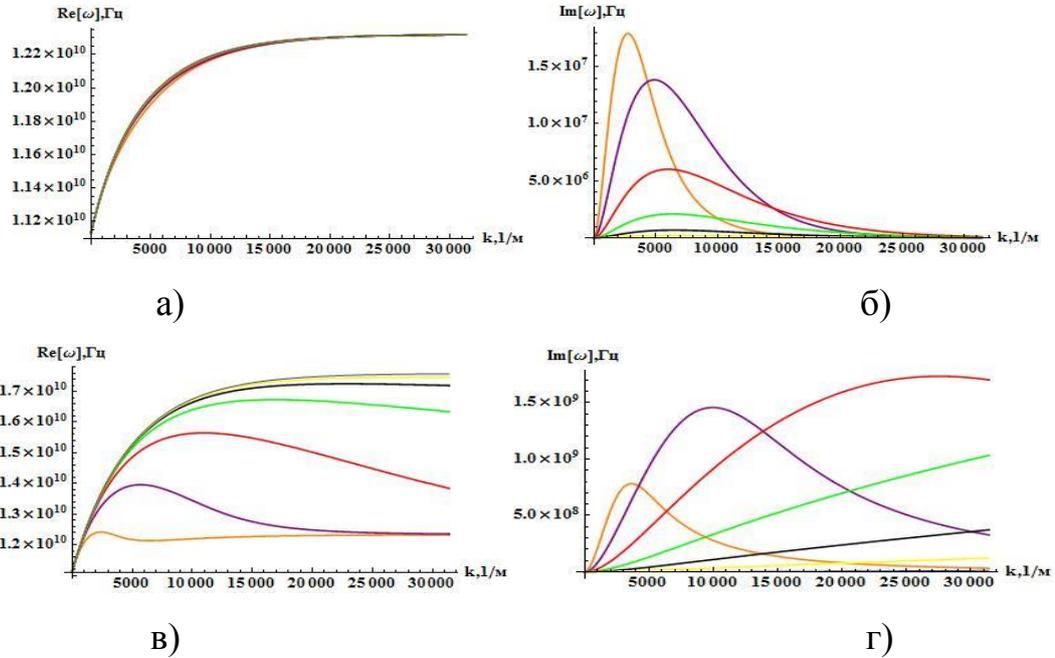


Рис.2 Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре ферромагнетик-полупроводник при $S=1$ (а) для действительной части частоты, (б) для мнимой части частоты; при $S=-1$ (в) для действительной части частоты, (г) для мнимой части частоты.

Такую же закономерность можно увидеть и для обратной волны. Вводя смещение по волновому числу на брэгговскую постоянную $k_\delta = \frac{2\pi}{L}$, было получено дисперсионное соотношение для обратной волны:

$$(e^{2(-(\kappa - \frac{2\pi}{L}))b} - \frac{\left(\left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{(\kappa - \frac{2\pi}{L})^2} - 1} \right) \left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S - 1 \right)}{\left(\left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{(\kappa - \frac{2\pi}{L})^2} + 1} \right) \left(1 + \frac{\omega_h \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega \omega_m}{\omega_h^2 - \omega^2} S + 1 \right)}) = 0. \quad (1.2)$$

Таким образом, в первой главе было показано, что при $S=1$ волна слабо чувствительна к проводимости, а при $S=-1$ так как распределение

потенциала сосредоточено на границе раздела ферритовой пластины с полупроводником ПМСВ особа чувствительна к проводимости. Мнимая часть ω характеризует затухание волны.

В главе 2 «Дисперсионное соотношение для ПМСВ в структуре МК-полупроводник» В данной главе приводится вывод дисперсионного соотношения для ПМСВ в структуре МК-полупроводник. Для получения дисперсионного соотношения в такой структуре используется подход, основанный на методе связанных волн для одиночного МК. Магнетонный кристалл показан на рис.6 и представляет собой ферромагнитную пленку вдоль оси у которой создана периодическая неоднородность в виде канавок. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z. Таким образом, в структуре распространяется прямая объемная МСВ.

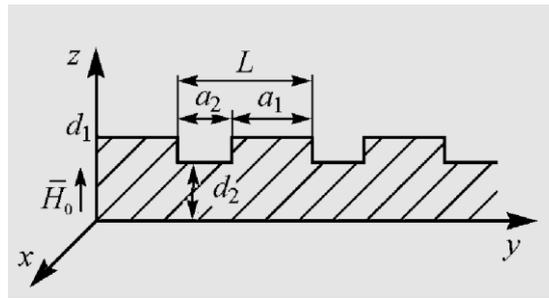


Рис.3 Схема магнетонного кристалла с периодической системой канавок.

Запишем уравнение для вектора намагниченности отбросив нелинейные слагаемые:

$$\frac{\partial^2 m_1}{\partial t^2} + \omega_H^2 m_1 - \frac{\omega_H \omega_M d}{2k} \left(\frac{\partial^2 m_1}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (2.1)$$

где d – в данном случае, является периодически меняющейся величиной, определяемой соотношением:

$$d = d_0 \left(1 + \delta d \cos \left(\frac{2\pi}{L} y \right) \right), \quad (2.2)$$

где $d_0 = \frac{a_1 d_1 + a_2 d_2}{L}$ - эффективная толщина МК, $\delta d = \frac{2\Delta d}{\pi d_0} \sin \left(\frac{\pi a_1}{L} \right)$ - параметр решётки.

Согласно методу связанных волн[6] предполагается, что потенциал электромагнитного поля вблизи запрещенной зоны представляет собой сумму прямых и встречных волн. В этом случае решение системы (2.1) можно задать в следующем виде:

$$m_1 = A_1 e^{i(\omega t - k_+ y)} + B_1 e^{i(\omega t + k_- y)}, \quad (2.2)$$

где A_1 – амплитуда огибающей прямой волны, B_1 – амплитуда огибающей встречной волны, k_+ – постоянная распространения прямой волны, k_- – постоянная распространения встречной волны.

Производя соответствующие замены переменных и преобразовывая уравнения, были получены уравнения для прямых огибающих волн и обратных огибающих волн.

$$i \left(\frac{\partial A_1}{\partial y} + \frac{2\omega}{\omega_H \omega_M d_0} \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) + A_1 \left(\frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} + \frac{k_+}{2} \right) + \frac{\delta d}{2} \frac{(k_+ - 2k_B)^2}{2k_+} B_1 = 0, \quad (2.3)$$

$$i \left(-\frac{\partial B_1}{\partial y} + \frac{2\omega}{\omega_H \omega_M d_0} \frac{\partial B_1}{\partial t} \right) + B_1 \left(\frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} - \frac{(k_+ - 2k_B)}{2} \right) - \frac{\delta d}{2} \frac{k_+^2}{2(k_+ - 2k_B)} A_1 = 0, \quad (2.4)$$

Полагая, что A_1, B_1 -константы то из условия совместности системы может быть получено дисперсионное соотношение:

$$\begin{vmatrix} \frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} + \frac{k_+}{2} & \frac{\delta d}{2} \frac{(k_+ - 2k_B)^2}{2k_+} \\ -\frac{\delta d}{2} \frac{k_+^2}{2(k_+ - 2k_B)} & \frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} - \frac{(k_+ - 2k_B)}{2} \end{vmatrix} = 0, \quad (2.5)$$

Или

$$\left(\frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} + \frac{k_+}{2} \right) \left(\frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H \omega_M d_0} - \frac{(k_+ - 2k_B)}{2} \right) + \frac{\delta d^2}{4} \frac{(k_+ - 2k_B) k_+}{2} = 0, \quad (2.6)$$

Из (2.6) видно, что первое слагаемое отвечает произведению дисперсионных соотношений для прямой и обратной волны ферромагнетика, а второе слагаемое отвечает за связь и представляет собой произведение волновых чисел прямой и обратной волны на коэффициент связи.

Исследуемая структура магнонный кристалл-полупроводник показана на рис.4 и представляет собой ферромагнитную пленку, вдоль оси z которой создана периодическая неоднородность в виде канавок, период неоднородности L , толщина ферромагнитной пленки d_1 , ширина зубца

магнетонного кристалла a_1 , глубина канавки $\Delta d = d_1 - d_2$. Толщина такой структуры является периодически меняющейся величиной и может быть описана уравнением (2.2). На поверхности МК лежит полупроводник. Магнитное поле направлено параллельно поверхности МК вдоль направления распространения волны, таким образом, чтобы в структуре распространялись поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

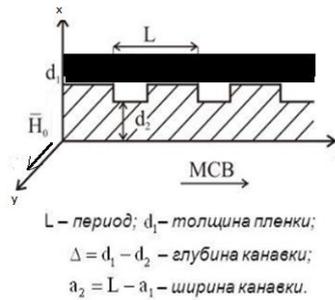


Рис.4 Схема периодической структуры магнетонный кристалл-полупроводник.

Для получения дисперсионного соотношения для структуре МК-полупроводник, было использовано дисперсионное соотношение для одиночного МК (2.5). На главной диагонали в данном соотношении стоят дисперсионные соотношения для прямой и встречной волны в однородной ферромагнитной плёнке. Заменим эти соотношения на дисперсионные соотношения для прямой и встречной волны в однородной ферромагнитной плёнке, нагруженной слоем полупроводника (1.1) и (1.2), соответственно. В результате получим:

$$\begin{aligned}
 & \left(e^{2kd_0} - \frac{\left(\left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{k^2}} - 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S - 1 \right)}{\left(\left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{k^2}} + 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S + 1 \right)} \right) \\
 & \left(e^{2 \left(-\left(\kappa - \frac{2\pi}{L} \right) d_0 \right)} - \frac{\left(\left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{\left(\kappa - \frac{2\pi}{L} \right)^2}} - 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S - 1 \right)}{\left(\left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} - \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S \right) \sqrt{1 + i \frac{\mu_0 \sigma \omega}{\left(\kappa - \frac{2\pi}{L} \right)^2}} + 1 \right) \left(1 + \frac{\omega_h^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} + \frac{\omega^{\omega m}}{\omega_h^2 - \omega^2} S + 1 \right)} \right) + \\
 & + A \left(\delta d^2 \frac{\kappa}{16} \right) \left(\kappa - \frac{2\pi}{L} \right) = 0.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Где A – некоторый феноменологический коэффициент связи прямой и встречной волны

Таким образом, во второй главе было получено уравнение для периодической структуры магнонный кристалл-полупроводник.

В главе 3 «Особенности формирования запрещенных зон в структуре магнонный кристалл-полупроводник» В данной главе приводятся результаты исследования распространения ПМСВ в периодической структуре МК-полупроводник на основе численных расчетов дисперсионного соотношения, полученных в главе II

Были получены дисперсионные характеристики структуры МК-полупроводник на основе численного решения дисперсионного соотношения (2.7). Рассмотрены две задачи: абстрактная задача, где для прямой и для встречной волны $S = -1$ (т.е. дисперсионные характеристики для прямой и встречной волны совпадают) и задача с учетом направления распространения волны (т.е. учтем, что дисперсионные характеристики для прямой и встречной волны различны: для прямой волны $S = -1$, для встречной $S = +1$). Расчёты проводились при следующих значениях параметров $4\pi M = 600$ Гн, $N = 400$ Эрст, $b = 10^{-2}$ см, $\sigma = \epsilon * 10^{(N+20)}$ 1/Ом – проводимость, $L = 0.02$ см – период МК, $\delta d = \frac{2\Delta d}{\pi d_0} \sin\left[\frac{\pi a_1}{L}\right]$, Δd – глубина канавки, a_1 – ширина выступающей части.

Были получены дисперсионные характеристики при различных значениях коэффициента связи, $A = 5 * 10^{-9}$, $A = 9 * 10^{-10}$, $A = 2 * 10^{-9}$, $A = 4 * 10^{-9}$, при $N = 2$ для обеих задач.

Исследования характеристик показали, что ширина запрещенной зоны увеличивается с увеличением коэффициента связи. При $k = 1565 \frac{1}{\text{м}} = \frac{\pi}{L}$ так же образуется запрещенная зона, будем называть её дополнительной. Однако, при данном значении коэффициента связи ширина её пренебрежимо

мала. Пересечение на графиках для мнимой части частоты соответствует появлению запрещенной зоны.

Так же была построена зависимость волновых чисел, соответствующих центру запрещенных зон, от значения проводимости. Было выявлено, что с увеличением проводимости запрещенная зона смещается в сторону меньших k , а так же при $N=2$ появляется вторая запрещенная зона, соответствующая $k \neq \frac{\pi}{L}$. Построена зависимость положения и ширины дополнительной запрещенной зоны от значения проводимости и показано, что с увеличением проводимости ширина запрещенной зоны уменьшается до 0, изменение верхней и нижней границ зоны происходит по одинаковому закону, расчеты проводились при $A = 8 * 10^{-7}$.

Исследованы характеристики запрещенных зон при изменении периода МК. Было выявлено, что при увеличении периода МК обе зоны смещаются в сторону меньших k , причем основная зона смещается сильнее. При значении $L = 0.0005\text{м}$ основная ЗЗ пропадает и остается только дополнительная зона в области малых k . Так же было показано, что при увеличении периода структуры основная запрещенная зона сужается и сдвигается вниз по частоте. При $L=0.0004\text{м}$ основная запрещенная зона пропадает. Дополнительная запрещенная зона также сдвигается вниз по частоте при увеличении периода L , однако, её ширина много меньше ширины основной запрещенной зоны, расчеты проводились при $A = 9 * 10^{-9}$.

Таким образом, в третьей главе было показано, что при увеличении коэффициента связи увеличивается ширина запрещенной зоны. Кроме того, показано, что появлению запрещенной зоны соответствует пересечение линий на графике для мнимой части частоты. Так же рост проводимости и периода МК соответствует уменьшению ширины запрещенной зоны и смещение ее в сторону меньших k .

Заключение

В работе построена модель для описания распространения поверхностных магнитостатических волн в периодической структуре магнетонный кристалл-полупроводник. Исследованы дисперсионные характеристики поверхностной магнитостатической волны в такой структуре. Выявлены следующие особенности формирования запрещенных зон в структуре МК-полупроводник.

В структуре МК-полупроводник возможно формирование двух запрещенных зон – основной при $k = \frac{\pi}{L}$ и дополнительной при малых $k \neq \frac{\pi}{L}$. Ширина дополнительной запрещенной зоны много меньше ширины основной запрещенной зоны.

Ширина запрещенных зон увеличивается с увеличением коэффициента связи между прямой и встречной ПМСВ. В области запрещенной зоны наблюдается пересечение дисперсионных характеристик, иллюстрирующих мнимые части частоты для прямой и встречной волны в структуре.

Показано, что характеристиками запрещенных зон можно эффективно управлять путем изменения проводимости полупроводника и периода МК.

В зависимости от проводимости полупроводника в области первого брэгговского резонанса возможно формирование: одной запрещенной зоны – основной (при малых N), двух запрещенных зон – основной и дополнительной (при $N \sim 2$), одной запрещенной зоны – дополнительной (при больших N) либо запрещенные зоны не формируются при (при $N > 7$).

С увеличением проводимости полупроводника основная запрещенная зона сдвигаются в сторону уменьшения волновых чисел.

С увеличением проводимости полупроводника дополнительная зона сдвигаются в сторону уменьшения волновых чисел, однако центральная частота её практически не сдвигается, ширина запрещенной зоны уменьшается.

В зависимости от периода МК возможно формирование: двух запрещенных зон (при малых L) либо одной дополнительной запрещенной зоны (при больших L).

С увеличением периода МК основная запрещенная зона сужается и сдвигается вниз по частоте, дополнительная запрещенная зона также сдвигается вниз по частоте.

Таким образом, добавление слоя полупроводника к магнотонному кристаллу открывает дополнительные возможности по управлению характеристиками запрещенных зон в спектре спиновых волн, что важно при обработке сигналов в СВЧ диапазоне.

Список использованных источников

1. Гуляев Ю. В., Никитов С. А. Магнотонные кристаллы — спиновые волны в периодических структурах // Доклады академии наук, том 380, №4, с. 469-471.
2. M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys.Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure.D 26, 123202 (2014).
3. Высоцкий С. Л., Никитов С. А., Филимонов Ю. А. Магнитостатические спиновые волны в двумерных периодических структурах – магнитофотонных кристаллах // ЖЭТФ, 2005, том 128, вып. 3(9), с. 636-644.
4. Masamitsu Masuda, Nion S. Chang, and Yukito Matsuo. Surface Waves in Ferrite Slab Adjacent to Semiconductor.//Ieee Transactions On Microwave Theory And Techniques, February 1974, с. 132-135.
5. Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е. Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических магнитных структурах// Изв. вузов «ПНД», т. 18, № 5, 2010, с. 113-124.
6. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М., 1959