

Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам

С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников,
Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов,
С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук

Представлен обзор современного состояния исследований в области диэлектрической магноники и магнонной спинтроники. Описаны теоретические и экспериментальные методы исследования физических процессов и расчёта параметров магнонных микро- и наноструктур. Рассмотрены основные понятия магнонной спинтроники, физические эффекты, на которых она основана, а также перспективы её применения для систем обработки, передачи и приёма информационных сигналов. Особое внимание уделено возможности повышения рабочих частот магнонных устройств от гигагерцевого частотного диапазона до терагерцевого. Обсуждаются конкретные реализации элементной базы магноники, а также пути их дальнейшего развития.

Ключевые слова: магноника, спинтроника, спин-волновая электроника, магнонные кристаллы, СВЧ-электроника, магнитные структуры, спиновые волны, волноводы, магнитные плёнки, магнонная логика, устройства обработки информации

PACS numbers: 85.70. – w, 85.75. – d

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038609>

Содержание

1. Введение (1009).
2. Теоретические сведения о диэлектрической магнонике (1010).
2.1. Базовые конструкции магнонных устройств обработки сигналов. 2.2. Математические методы описания магнонных структур. 2.3. Спиновые эффекты в магнонных структурах. 2.4. Топологическая магноника. 2.5. Многослойные магнонные гетероструктуры.
3. Экспериментальные методы исследования диэлектрических магнонных структур (1023).
4. Магнонные кристаллы (1024).

5. Магнонные волноведущие структуры типа феррит – полупроводник (1027).
 6. Доменные границы и скирмионы в устройствах магноники (1030).
 7. Магнонные осцилляторы и детекторы (1033).
 8. Терагерцевая магноника (1034).
 9. Заключение. Перспективы применения и открытые проблемы (1037).
- Список литературы (1037).

1. Введение

Прошло более трёх лет с момента опубликования в журнале *Успехи физических наук* нашего обзора [1], посвящённого магнонике как новому научному направлению в спинтронике и спин-волновой электронике. За эти годы число публикаций в данной области стремительно возросло в связи с высокой научной активностью и развитием технологий, позволяющих создавать новые материалы и структуры для исследования новых физических явлений и формирования новой компонентной базы на основе магноники. В эти же годы появилось несколько обзоров в основном в англоязычных журналах, посвящённых отдельным разделам магноники и спинтроники, в частности антиферромагнитной спинтроники [2, 3], новому направлению в спинтронике — стрейнтронике [4, 5], фундаментальным проблемам создания элементной базы нового вида памяти для нейроморфных систем [6, 7], магнонным кристаллам с фокусировкой на обработку информационных сигналов [8].

В то же время многие другие вопросы, связанные с исследованиями в области магноники, остались вне обсуждения. Кроме того, в перечисленных обзорах в основном обсуждались результаты, полученные авторами этих обзоров. В настоящем обзоре мы хотим рассмотреть расширенный круг опубликованных результатов в стиле нашего предыдущего обзора, описать недавно воз-

С.А. Никитов^(1,2,3,a), А.Р. Сафин^(1,4,b), Д.В. Калябин^(1,2,c),
А.В. Садовников^(1,3,d), Е.Н. Бегинин^(3,e), М.В. Логунов^(1,f),
М.А. Морозова^(3,g), С.А. Одинцов^(3,h), С.А. Осокин^(1,2,i),
А.Ю. Шараевская⁽¹⁾, Ю.П. Шараевский^(3,j), А.И. Кирилук^(1,5)

⁽¹⁾ Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11/7, 125009 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация

⁽³⁾ Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская 83, 410012 Саратов, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Национальный исследовательский университет МЭИ,
ул. Красноказарменная 14, 111250 Москва, Российская Федерация

⁽⁵⁾ FELIX Laboratory, Radboud University,
6525, ED Nijmegen, Netherlands

E-mail: ^(a) nikitov@cplire.ru, ^(b) arsaфин@gmail.com,
^(c) dmitry.kalyabin@phystech.edu, ^(d) sadovnikovav@gmail.com,
^(e) egbegin@gmail.com, ^(f) logunovmv@bk.ru,
^(g) mamorozovama@yandex.ru, ^(h) odinoff@gmail.com,
⁽ⁱ⁾ osokinserg@gmail.com, ^(j) sharaevskyy@info.sgu.ru

Статья поступила 6 июня 2019 г.,
после доработки 5 июля 2019 г.

никшие проблемы, активно обсуждаемые в литературе и на последних научных конференциях и форумах. В данном обзоре мы хотим сосредоточиться на результатах работ в области магноники или магнной спинтроники, связанных в основном с исследованиями диэлектрических материалов. В таких материалах и, соответственно, структурах на их основе нет носителей электрического заряда, а значит, нет джоулевых потерь. В связи с этим применение магнных структур на основе магнитных диэлектрических материалов представляется весьма перспективным для создания электронной компонентной базы на новых физических принципах.

Структура обзора следующая. Раздел 2 посвящён фундаментальным результатам по диэлектрической магнонике. В частности, рассматриваются базовые конструкции магнных устройств (раздел 2.1), математические методы и численное моделирование, применяемые для описания физических процессов и расчёта параметров магнных структур (раздел 2.2), спиновые эффекты в магнных микро- и наноструктурах: перенос спина магнонами, спиновый магнный эффект Холла, спиновая накачка и тепловые спиновые эффекты (раздел 2.3), а также топологическая магноника (раздел 2.4) и многослойные магнные гетероструктуры (раздел 2.5). Разделы 3–8 посвящены исследованиям в области магнных кристаллов, экспериментальным методам исследования магнных структур, магнным структурам типа феррит/полупроводник, доменным границам и скирмионам в магнонике, магнным осцилляторам и детекторам, терагерцевой магнонике. В заключении (раздел 9) обсуждаются перспективы применения магнных структур для новой компонентной базы и представляющие, на наш взгляд, интерес нерешённые задачи в области магноники.

2. Теоретические сведения о диэлектрической магнонике

2.1. Базовые конструкции магнных устройств обработки сигналов

Кванты спиновых волн (магноны), распространяющиеся в магнитных материалах, благодаря своим уникальным

свойствам могут использоваться в перспективных системах обработки информационных сигналов с низким энергопотреблением на разных пространственных и временных масштабах. Малое энергопотребление обеспечивается тем, что магноны являются беззарядовыми квазичастицами и в процессе их распространения в слоях магнитных диэлектриков практически отсутствует джоулев нагрев. На рисунке 1 представлена достаточно общая структура функционального магнного элемента, преобразующего входной сигнал $x(t)$ в выходной $s(t)$ по заданному закону F , т.е. $s(t) = F(x(t))$. Физическая природа входных и выходных сигналов в данном случае не важна — они могут иметь электрический, магнитный, оптический и т.д. характер. Важно, что в локализованных пространственных областях происходит генерация/регистрация потоков магнонов, распространяющихся в магнитном слое с частотой ω и волновым числом k . Функциональные преобразования F над потоком магнонов выполняются в пространственно-ограниченной области посредством модуляции соответствующих параметров магнитных возбуждений: амплитуды, фазы, частоты и т.д.

Во временной области естественными временными масштабами для функционального элемента являются периоды колебаний магнитных возбуждений при ферромагнитном резонансе: $T_r \sim 1/\omega_r$. Известно [9], что резонансные частоты ω_r , в окрестности которых возможна эффективная генерация магнонов на заданной частоте ω входного сигнала, определяются величиной внутренних статических магнитных полей H : $\omega_r \sim H$. Внутренние магнитные поля в свою очередь зависят как от материальных параметров магнитных материалов (намагниченности насыщения, типа и величины полей кристаллографической анизотропии и т.д.), так и от внешних магнитных полей. Использование магнитных материалов различных типов (ферриты, шпинели, антиферромагнетики) при соответствующих магнитных полях позволяет реализовывать функциональные магнные элементы в широком диапазоне частот: от нескольких десятков МГц до нескольких сотен ГГц с переходом в терагерцевую область.

Пространственные масштабы в функциональном элементе (см. рис. 1) определяются длиной спиновой волны

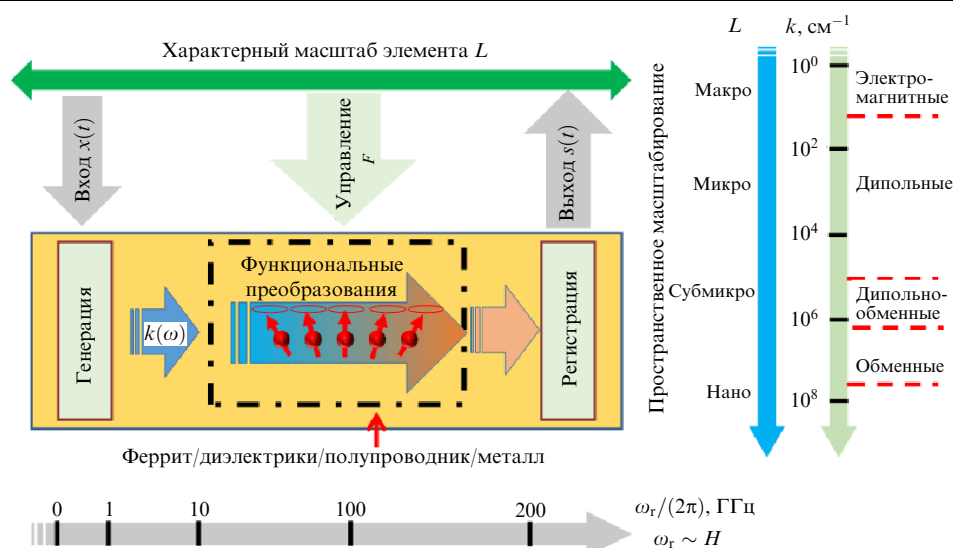


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Обобщённая структура функционального магнного элемента.

$\lambda \sim 1/k$ на частоте ω . По отношению характерного масштаба элемента L (например, расстояния между входной и выходной антеннами) к длине волны λ можно выделить два класса функциональных элементов: сосредоточенные, $L/\lambda \leq 1$, и распределённые, $L/\lambda \gg 1$. К первому классу относятся, например, узкополосные фильтры, резонаторы, осцилляторы, детекторы, а ко второму — магннные кристаллы, волноводы, интерферометры и т.д. При фиксированных внутренних полях волновое число k и частота ω спиновой волны связаны соответствующими дисперсионными уравнениями $D(k, \omega) = 0$. Изменяя частоту ω , можно варьировать волновые числа в широком диапазоне значений. В спектре спиновых волн можно выделить значения волновых чисел, условно разделяющие области дипольных ($k < 10^5 \text{ см}^{-1}$), дипольно-обменных ($10^5 < k < 10^6 \text{ см}^{-1}$) и обменных волн ($k > 10^6 \text{ см}^{-1}$) (см. рис. 1). Следовательно, функциональные элементы с характерными размерами L в зависимости от используемой части спектра спиновых волн могут эффективно масштабироваться из области пространственных макромасштабов в область пространственных наномасштабов.

2.2. Математические методы описания магннных структур

В разделах 2.2.1, 2.2.2 кратко представлено несколько наиболее популярных методов математического моделирования магннных структур. Разработка новых методов или адаптация уже имеющихся во многом следуют за новыми технологическими возможностями создания экспериментальных образцов. Так, например, после появления первых работ, описывающих периодические магннные среды — магннные кристаллы (см. раздел 4), было разработано множество аналитических методов, основанных на широко используемых для описания фотонных кристаллов [10–12] методах, которые в свою очередь возникли при рассмотрении периодических потенциалов кристаллов в физике твёрдого тела.

Такой аналитический метод, как разложение по плоским волнам, позволяет точно решить задачу о магннных возбуждениях в периодических структурах, избегая при этом ресурсоёмких вычислений, однако накладывает ряд ограничений на геометрию структур. Ряд "полуаналитических" и численных методов позволяет рассматривать более широкий класс нерегулярных магннных структур, однако это требует написания собственного программного кода с подключением библиотек для решения систем дифференциальных уравнений и работы с линейной алгеброй, использования стороннего свободного или проприетарного программного обеспечения.

В любом случае методы численного моделирования оказываются более требовательными как к вычислительным мощностям, так и к последующей обработке массивов полученной информации. Таким образом, для анализа каждой конкретной магннной структуры при имеющихся инфраструктурных возможностях для численного счёта оптимальным может являться тот или иной метод.

2.2.1. Аналитические методы

1. Группа методов разложения по гармоникам

Метод разложения по плоским волнам, или метод плоских волн (Plane Wave Method — PWM). Этот метод

является прямым аналогом метода слабой связи в электронной теории твёрдого тела [13–21] и представляет собой один из самых популярных методов расчёта зонной структуры магннных кристаллов благодаря лёгкости его программной реализации и хорошей сходимости. С другой стороны, с помощью PWM может быть рассчитана только строго периодическая структура. Также резко ухудшается сходимость метода при увеличении контраста материальных параметров периодических сред.

В рамках данного метода, рассматривая среду с периодически модулированными материальными параметрами, поле волны можно представить как суперпозицию плоских волн — блоховских гармоник с множителями в виде функций, период которых совпадает с периодом структуры. Обычно эти функции выбираются в виде собственных мод однородного волновода. Материальные параметры тоже разлагаются в ряд, а коэффициенты находятся из интегралов Фурье по ячейке. Если известен аналитический вид формы ячейки и включений, то можно рассматривать сколь угодно сложные геометрии, просто увеличивая число гармоник в разложении для компенсации ухудшения сходимости. Дисперсионное соотношение ищется из выполнения граничных условий, что в данном случае выглядит как решение задачи на собственные значения.

Рассмотрим применение PWM на примере одномерного бикомпонентного магннного кристалла [20], намагниченного касательно в геометрии Дэймона–Эшбаха [22] (рис. 2). Так как в этой структуре намагниченность насыщения является периодической функцией вдоль оси x , магнитостатический потенциал, согласно [23], может быть выражен в виде

$$\varphi(x, y) = \sum_p \Phi_p(y) \exp[i(k + b_p)x] = \sum_p \Phi_p(y) \exp(ik_p x), \quad (1)$$

где k — блоховское волновое число, $b_p = 2\pi p/a$ — p -й вектор обратной решётки, a — размер ячейки, $k_p = k + b_p = k + 2\pi p/a$. Компоненты тензора магнитной проницаемости:

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i\eta & 0 \\ -i\eta & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

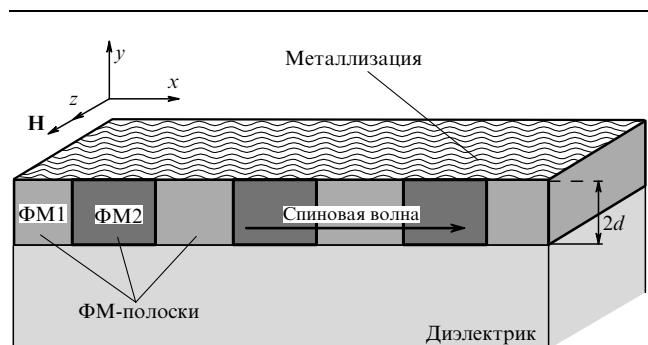


Рис. 2. Спиновые волны в одномерном магннном кристалле на диэлектрической подложке с металлическим контактом на верхней поверхности. ФМ1 и ФМ2 — ферромагнитные полосы с намагниченностями насыщения M_{s1} и M_{s2} соответственно.

где

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

$$\eta = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$$

также разлагаются в ряды:

$$\begin{aligned} \mu(x) &= \sum_p M_p \exp(ib_p x), \\ \eta(x) &= \sum_p N_p \exp(ib_p x), \end{aligned} \quad (3)$$

коэффициенты M_p, N_p находятся следующим образом:

$$\begin{aligned} M_p &= \frac{1}{a} \int_0^a \mu(x) \exp(-ib_p x) dx, \\ N_p &= \frac{1}{a} \int_0^a \eta(x) \exp(-ib_p x) dx. \end{aligned} \quad (4)$$

На этом этапе и учитывается геометрия образца. То, каким образом компоненты с разной магнитной восприимчивостью расположены внутри элементарной ячейки, "вышивается" в амплитудные коэффициенты гармоник при интегрировании по ячейке.

Пробные функции $\Phi_n(y)$ пока не определены, но их логично выбрать похожими на функции спиновых волн в однородной магнитной плёнке. Тогда, подставляя пробные функции в уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении [9] и проводя перенумерацию и приведение подобных слагаемых, для каждого фиксированного m мы получаем

$$\sum_n M_{m-n} k_n k_m \Phi_n(y) = \sum_n [\lambda^2 M_{m-n} \pm \lambda N_{m-n} b_{m-n}] \Phi_n(y). \quad (5)$$

Вводя новый вектор в два раза большей длины, чем собственный вектор $\mathbf{X}$,

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \lambda \mathbf{X} \end{bmatrix},$$

можно свести нелинейную задачу на собственные значения (5) к линейной:

$$\begin{bmatrix} \hat{M}_1 & 0 \\ 0 & \hat{M}_2 \end{bmatrix} \mathbf{Y} = \lambda \begin{bmatrix} \pm \hat{M}_3 & \hat{M}_2 \\ \hat{M}_2 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{Y}. \quad (6)$$

Решая данную задачу на собственные значения для магнетонного кристалла, а также для областей сверху и снизу от него, магнитостатический потенциал можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) &= \\ &= \begin{cases} \sum_s A_s \sum_n \hat{U}_{ns}^0 \exp(ik_n x) \exp(-\lambda_s^0 y), & d < y, \\ \sum_s [B_s \sum_n \hat{U}_{ns}^{11} \exp(ik_n x) \exp(-\lambda_s^{11} y) + \\ + C_s \sum_n \hat{U}_{ns}^{12} \exp(ik_n x) \exp(\lambda_s^{12} y)], & -d < y < d, \\ \sum_s D_s \sum_n \hat{U}_{ns}^2 \exp(ik_n x) \exp(\lambda_s^2 y), & y < -d, \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

где A_s, B_s, C_s, D_s — амплитудные коэффициенты, $\hat{U}_{ns}$ — матрица, составленная из собственных векторов. При практической реализации число рассматриваемых бло-

ховских гармоник, ограниченное условием $-N \leq n \leq N$, определяет размер матричных уравнений и оно должно быть увеличено в случае больших материальных или геометрических контрастов в элементарной ячейке структуры.

Следующий шаг состоит в выборе амплитудных коэффициентов A_s, B_s, C_s и D_s для удовлетворения граничным условиям, заключающимся в непрерывности магнитостатического потенциала и нормальной компоненты вектора магнитной индукции. Граничные условия могут быть выражены в виде

$$\begin{aligned} (\varphi^1(x, y))|_{y=d} &= (\varphi^0(x, y))|_{y=d}, \\ (\mathbf{B}_y^1(x, y))|_{y=d} &= (\mathbf{B}_y^0(x, y))|_{y=d}, \\ (\varphi^1(x, y))|_{y=-d} &= (\varphi^2(x, y))|_{y=-d}, \\ (\mathbf{B}_y^1(x, y))|_{y=-d} &= (\mathbf{B}_y^2(x, y))|_{y=-d}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\mathbf{B}_y^1(x, y) = \{\hat{\mu} \nabla \varphi^1(x, y)\}_y$, $\mathbf{B}_y^{0,2}(x, y) = \{\nabla \varphi^{0,2}(x, y)\}_y$.

Подставляя разложения (3) и (7) в граничные условия (8), получаем систему из $8N + 4$ уравнений для амплитудных коэффициентов:

$$\hat{F} \begin{bmatrix} A_s \\ B_s \\ C_s \\ D_s \end{bmatrix} = \hat{0}. \quad (9)$$

Как известно, однородная система линейных уравнений имеет множество нетривиальных решений (результат любого линейного преобразования решений уравнения движения также будет являться решением) тогда и только тогда, когда описывающий её детерминант равен нулю:

$$\det \hat{F} = 0. \quad (10)$$

Фиксируя некоторое значение k и повторяя алгоритм PWM для каждого значения ω из некоторого набора для удовлетворения уравнения (10), получаем дисперсионные кривые спиновых волн $\omega(k)$ в невзаимном магнетонном кристалле (рис. 3).

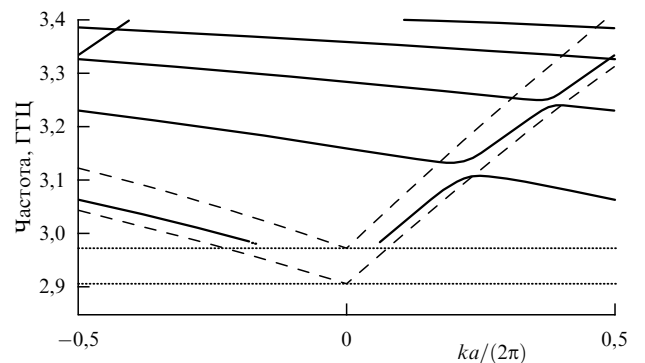


Рис. 3. Дисперсионные кривые спиновых волн в невзаимном магнетонном кристалле (см. рис. 2) (сплошные линии). Штриховые линии соответствуют модам Дэймона–Эшбаха для однородных ферромагнитных плёнок с намагниченностями насыщения M_{s1} и M_{s2} ; пунктирными линиями показаны нижние граничные частоты $\omega_{\perp 1,2} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_{M_{\perp 2}})}$, где $\omega_{\perp 1,2}$ — предельная частота для спиновых волн в касательно намагниченной плёнке, распространяющихся по нормали к направлению поля.

Метод связанных мод. Другим методом описания периодических магнанных структур является метод [20, 24, 25], основанный на теории связанных волн (Coupled Mode Theory — CMT) [26]. В этом методе спиновые волны в структуре описываются в виде суперпозиции двух связанных волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$\varphi^1 = A_+ \{ \exp [p_+(y-d)] + \alpha_+ \exp [-p_+(y+d)] \} \exp (iqx) + \\ + A_- \{ \exp [p_-(y-d)] + \alpha_- \exp [-p_-(y+d)] \} \exp [i(q-Q)x], \quad (11)$$

где $p_+ = q = Q/2 + \delta$, $p_- = -q + Q = Q/2 - \delta$, значение δ выбирается малым.

Далее, учитывая граничные условия, подобно тому как это делалось в рассмотренном выше методе разложения по плоским волнам, получаем систему линейных уравнений для амплитудных коэффициентов размерностью 2×2 , из которой можно найти дисперсионные зависимости спиновых волн.

Описанный метод может быть применён только при $q \approx Q/2$. Таким образом, получается, что CMT является аналогом PWM с учётом рассмотрения двух первых блоховских гармоник, с существенным ограничением на диапазон волновых чисел.

Приближение сильной связи. Менее широко используется приближение сильной связи (Tight Binding method — ТВ) [27–31], созданное по аналогии с приближением сильно связанных электронов [32], согласно которому гамильтониан H системы можно приблизить гамильтонианом изолированного атома, сосредоточенного на узле кристаллической решётки. В рамках данного приближения можно вычислить моды магнанных кристаллов с локализованными и протяжёнными дефектами (в частности, для полубесконечных моделей магнанных кристаллов или пространственно ограниченных периодических структур). Поле $\mathbf{H}$ вблизи такого дефекта разлагается по локализованным волновым функциям, которые получаются из функций Ванье для магнного кристалла без дефекта:

$$\mathbf{a}_n(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \frac{\Omega^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \int_{\text{BZ}} \mathbf{H}_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R}) d\mathbf{k}, \quad (12)$$

где интеграл берётся по волновым числам зоны Бриллюэна (BZ). Функции Ванье образуют полный ортогональный базис, определённый для каждой зоны и элементарной ячейки, и зависят только от величины $\mathbf{r} - \mathbf{R}$, где $\mathbf{r}$ — пространственный вектор, $\mathbf{R}$ — вектор решётки. Обратное соотношение можно записать в виде

$$\mathbf{H}_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{\Omega^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{a}_n(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R}), \quad (13)$$

где суммирование проводится по узлам $\mathbf{R}$ кристаллической решётки G . Функции $\mathbf{H}_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ — собственные векторы уравнения движения, описывающего динамику $\mathbf{H}$. Рассмотренный ранее PWM может быть применён для получения функций $\mathbf{H}_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ для магнного кристалла без дефектов. Для изучения дефекта в магнном кристалле поле $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ представляется как

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_n \sum_{\mathbf{R}} c_n(\mathbf{R}) \mathbf{a}_n(\mathbf{R}, \mathbf{r}). \quad (14)$$

В работе [28] рассмотрен образец из антиферромагнитного топологического изолятора. При представлении магнного гамильтониана с помощью метода ТВ получен энергетический спектр магнонов и показано, что для энергетического диапазона, в котором у объёмных магнных мод образовывалась запрещённая зона, из-за нарушения симметрии в результате обрыва периодической решётки существуют также киральные краевые моды, локализованные вблизи периметра образца. Именно при таких параметрах системы, при которых эти краевые состояния сосуществуют с запрещённой зоной для объёмных мод, они являются топологически защищёнными.

С помощью ТВ можно исследовать спектр магнонов в железо-иттриевом гранате (ЖИГ) при конечных температурах [30] с учётом обменного взаимодействия ближайших соседей. В работе [30] описано вырождение спинов при рассмотрении возбуждений термических магнонов в рамках теории самосогласованного поля. Метод ТВ также может быть применён для учёта влияния термических магнных возбуждений на электронную проводимость в антиферромагнетике [31] за счёт увеличения вероятности электрон-магнного рассеяния с повышением температуры.

II. Группа методов теории многократного рассеяния

Теория многократного рассеяния [1, 33–36] (Multiple Scattering Theory — MST) представляет собой математический формализм, используемый для описания процесса распространения волн через ансамбль рассеивателей. Это может быть как распространение акустических волн через пористый материал, так и рассеяние света на каплях воды в облаках и отражение рентгеновского излучения от кристалла. Основное преимущество MST заключается в возможности разнести отдельно индивидуальные свойства рассеивателей и периодичность решётки включений. Данный метод не накладывает никаких ограничений на контраст материальных параметров среды и включений. Однако особенностью метода является необходимость аналитического вычисления в явном виде волн, рассеянных на включениях, что сильно сужает область его применимости, фактически ограничивая вид включений только сферическими и цилиндрическими, а матрица должна быть изотропной средой. К группе MST относится ряд методов, позволяющих описывать магнные структуры различного вида. Некоторые из этих методов представлены ниже.

Метод матриц передачи. Одним из ключевых отличий формализма MST от PWM является возможность рассмотрения пространственно ограниченных периодических структур. Так, например, с помощью метода матриц передачи (Transfer Matrix Method — TMM) рассмотрены некоторые виды магнных кристаллов с конечным числом периодов [37–39].

Рассмотрим распространение спиновых волн в одномерном магнном кристалле из ферромагнитных полосок с различной намагниченностью насыщения, намагниченном касательно (рис. 4а). Применение TMM к периодической структуре предполагает получение функции передачи сигнала от одного периода структуры к последующему (рис. 4б), что можно выразить как

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \hat{T} \mathbf{Y}_n, \quad (15) \\ \hat{T} = \hat{A}_n^{n+1} \hat{\Phi}_n,$$

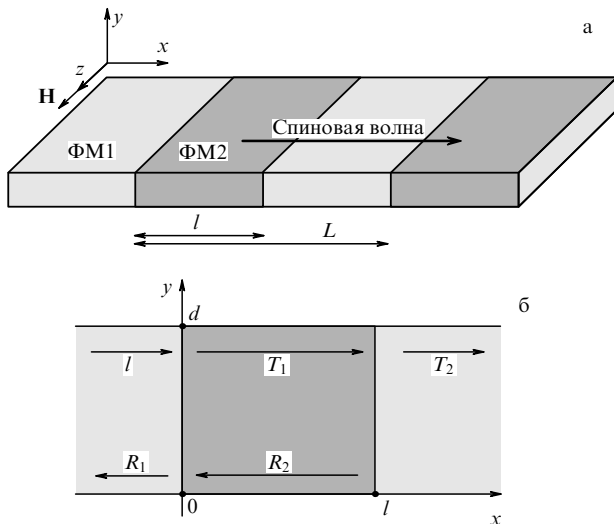


Рис. 4. (а) Одномерный магнитный кристалл с конечным числом периодов. (б) Схема передачи сигнала.

где $\hat{\Phi}_n$ — матрица сдвига фазы волны вдоль одного периода,

$$\hat{\Phi}_n = \begin{pmatrix} \exp(ik_n L) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_n L) \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$\hat{A}_n^{n+1}$ — интерфейсная матрица, описывающая рассеяние спиновой волны, которая получается из удовлетворения граничным условиям.

Применяя алгоритм, описанный выше, рекурсивно можно получить амплитуду волны на границе N -го слоя и, следовательно, вычислить зависимость коэффициента отражения сигнала от волнового числа (рис. 5). Следует, однако, иметь в виду, что в данном случае слоем надо считать один период магнитного кристалла (см. рис. 4), который состоит из двух ферромагнитных полосок.

Модель Кронига–Пенни. Одной из модификаций ТММ можно считать метод, схожий с моделью Кро-

нига–Пенни [40–44], описывающей частицу в одномерном периодическом потенциале, который для упрощения задачи полагается прямоугольным. В работе [41], в частности, рассмотрено распространение спиновых волн в одномерном (1D) магнитном кристалле, состоящем из ферромагнитных слоёв с различной намагниченностью насыщения. Показано формирование зонной структуры и вычислены коэффициенты прохождения в таких магнитных кристаллах, а также в кристаллах, содержащих дефекты. В работе [44], в частности, рассмотрено движение электрона в 1D-периодическом потенциале при наличии спин-орбитального взаимодействия и зеемановского поля. Показано, что в данной системе помимо запрещённых зон на границах зоны Бриллюэна могут образовываться дополнительные запрещённые зоны внутри зоны Бриллюэна.

Двумерный MST/трёхмерный MST. Формализм MST может быть применён не только в рассмотренных выше 1D-случаях, но и для различных двумерных (2D) и трёхмерных (3D) магнитных кристаллов [45, 46]. В 2D- и 3D-случаях набег фаз при распространении рассеянных гармоник от одного включения к другому будет зависеть не от скаляра, а от пространственного вектора $\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j$, а рассеянная на включении волна может быть разложена по базису функций Бесселя. В частности, в обзоре [1] подробно проиллюстрировано применение MST для описания распространения спиновых волн в ферромагнитной пластинке, содержащей массив из конечного числа ферромагнитных включений. Поэтому не будем здесь останавливаться на подробном описании этого метода.

Приближения эффективной среды. Другим методом, основанным на теории рассеяния, является приближение когерентного потенциала (Coherent Potential Approximation — CPA) [47–51], которое позволяет ввести понятие эффективной среды. С помощью этого метода можно заменить сложную композитную среду эффективной однородной средой, параметры которой будут соответствовать эффективным материальным параметрам композита. Таким образом, CPA позволяет вычислить не только дисперсию волн в среде, но и зависимость эффектив-

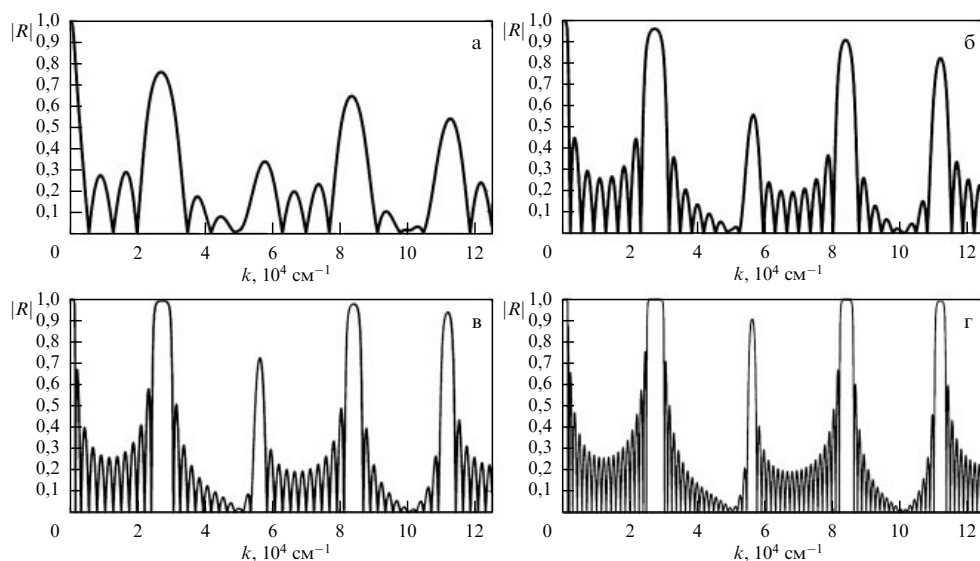


Рис. 5. Зонная структура для магнитных кристаллов с разным числом периодов N : (а) $N = 4$, (б) $N = 8$, (в) $N = 12$, (г) $N = 20$. $M_1 = 1750$ Гс, $M_2 = 1850$ Гс.

ных материальных параметров от частоты. Кроме того, можно также учесть диссипативные потери материалов. Однако геометрия рассматриваемых включений опять ограничена.

Использование СРА представляет наибольший интерес для описания таких композитных структур, как метаматериалы [52–55]. Обычно под метаматериалами понимают искусственные среды с наличием таких частотных областей, в которых эффективный материальный параметр среды становится отрицательным. Как правило, метаматериалы образованы массивами частиц, периодически расположенных в узлах решётки. Причём рассматривается распространение в такой структуре волн с длинами, много большими периода решётки. В этом случае эффективные материальные параметры метаматериала существенно отличаются от материальных параметров составных элементов и зависят в том числе от длины волны.

В работе [55] показано, что ферромагнитная плёнка с массивом цилиндрических полостей ведёт себя как магнотный метаматериал. В частности, предложено использовать подобные структуры для создания фильтров на спиновых волнах [45] — в таких фильтрах может не быть жёсткой привязки длин спиновых волн к периоду структуры, тогда как в фильтрах на основе магнитных кристаллов, где не возникает локальных резонансных мод, длины спиновых волн жёстко привязаны к периоду структуры.

2.2.2. Численные методы

Метод конечных элементов. Достоинством численного метода конечных элементов (МКЭ) [56] является его универсальность, позволяющая вычислять дисперсию волн в структурах со сложной геометрией, нелинейными и анизотропными элементами, не поддающимися аналитическому рассмотрению. Существует много программных пакетов, в том числе свободно распространяемых, в которых реализован МКЭ. Например, микромагнитное моделирование с помощью МКЭ можно проводить с использованием пакетов Comsol [21, 57–60], NMag [61], TetraMag [62], MagPar [63], FastMag [64]. В целом, МКЭ применим к большому числу геометрий структур, чем другие численные методы, но при этом является довольно ресурсоёмким.

Рассмотрим уравнение в частных производных с дифференциальным оператором I порядка n , действующим на функцию φ , и источником f :

$$I\varphi = f. \quad (17)$$

Первый шаг состоит в приближении функции φ рядом вида

$$\varphi = \sum_{j=1}^N c_j v_j, \quad (18)$$

где v_j — заданные функции разложения, c_j — константы, которые необходимо определить. Оптимальным считается такое решение (17), при котором невязка $r = I\varphi - f$ минимальна на точках области Ω . Согласно методу взвешенных невязок

$$R_i = \int_{\Omega} \omega_i r \, d\Omega = \sum_{j=1}^N c_j \int_{\Omega} \omega_i (Iv_j - f) \, d\Omega = 0. \quad (19)$$

Весовые функции ω_i — это функции предыдущих приближений. Задачу можно представить в матричном виде:

$$\sum_{j=1}^N c_j L_{ij} = b_i, \quad L_{ij} = \int_{\Omega} v_i I v_j \, d\Omega, \quad b_i = \int_{\Omega} v_i f \, d\Omega. \quad (20)$$

Таким образом, надо решить линейную систему уравнений для неизвестных c_j , матричные элементы которой в большинстве являются нулевыми. Основная идея МКЭ заключается в разбиении вычислительной области на малые элементы и использовании простых линейных или квадратичных функций для приближения искомого решения на каждом элементе. Для планарных геометрий можно выбрать треугольные элементы разбиения. В трёхмерных задачах структура разбиается на тетраэдры. На рисунке 6а приведён пример решения статической задачи о распределении поля размагничивания в магнотной структуре, состоящей из ферромагнитной плёнки с цилиндрическим включением. С помощью вспомогательной программы для генерации сеток разбиения Netgen [65] получено представление магнотной структуры в виде набора тетраэдров (рис. 6б). Размер тетраэдров можно варьировать для повышения точности или быстродействия. Из рисунка также видно, что можно использовать адаптивную сетку, шаг которой становится меньше вблизи неоднородностей структур, существенно снижая тем самым требования к вычислительной мощности при сохранении приемлемой точности. В результате получаем распределение поля размагничивания в неоднородной магнотной структуре для статической задачи (рис. 6в).

МКЭ может также использоваться для расчёта динамических задач в различных магнотных структурах с учётом граничных условий, анизотропии материалов, эффекта переноса магнитного момента, спиновых токов и токов проводимости. В частности, вводя периодиче-

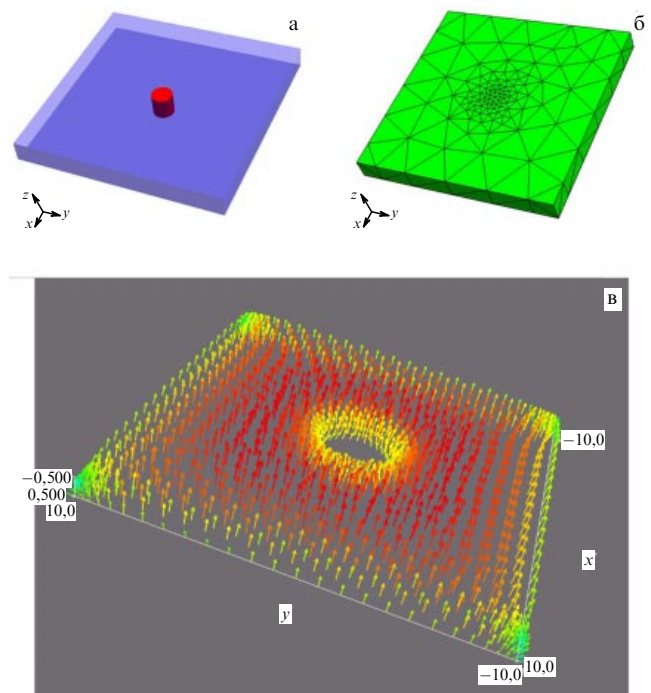


Рис. 6. (В цвете онлайн.) (а) Модель магнотной структуры и (б) сетка её разбиения в программе генерации разбиений Netgen. (в) Распределение поля размагничивания в структуре, рассчитанное с помощью пакета NMag.

ские граничные условия, с помощью МКЭ можно рассмотреть периодические магнитные структуры, в которых достаточно рассчитать динамику намагниченности в одном периоде структуры. Так, в работах [59, 60] рассмотрено распространение спиновых волн в магнитных 3D-кристаллах из ЖИГ в форме меандров, которые намагничены касательно и нормально. Показано, что такие существенно объёмные структуры могут быть использованы в магнитике для обработки сигналов.

Метод конечных разностей во временной области. Другим популярным численным методом описания магнитных структур является метод конечных разностей во временном пространстве (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) [66, 67], в рамках которого дифференциальные уравнения аппроксимируются разностными уравнениями. Метод является более простым в реализации, чем МКЭ, однако накладывает некоторые ограничения на геометрию элементов разбиения. Рассмотрим его реализацию в общем случае проводящей, изотропной и однородной среды:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E}, \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}.\end{aligned}\quad (21)$$

При реализации FDTD используется конечно-разностная схема с центральной конечной разностью первого порядка для производной функции:

$$\frac{du(x_i)}{dx_i} = \frac{u(x_i + h) - u(x_i - h)}{2h} + o(h^2). \quad (22)$$

Используя такое приближение в одномерном случае и заменяя роторы и производные, а также учитывая, что рассматриваемая среда — магнитный диэлектрик (т.е. $\sigma = 0$), получаем одномерную схему:

$$\begin{aligned}\frac{E_k^{n+1/2} - E_k^{n-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \frac{H_{k+1/2}^n - H_{k-1/2}^n}{\Delta x}, \\ \frac{H_{k+1/2}^{n+1} - H_{k+1/2}^n}{\Delta t} &= -\frac{1}{\mu} \frac{E_{k+1}^{n+1/2} - E_k^{n+1/2}}{\Delta x},\end{aligned}\quad (23)$$

где Δx и Δt — шаги по координате и времени:

$$\begin{aligned}E_k^n &= E(n\Delta t, k\Delta x) = E(t, x), \\ H_k^n &= H(n\Delta t, k\Delta x) = H(t, x).\end{aligned}\quad (24)$$

Таким образом величины $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ вычисляются шаг за шагом. Полученная схема очевидным образом может быть обобщена для двумерных и трёхмерных задач.

FDTD реализован в таких программах, как OOMMF [68–70], MuMax3 [71], GPMagnet [72]. Программный пакет MuMax3 интересен тем, что в нём реализована технология CUDA (Compute Unified Device Architecture) [73], которая позволяет проводить распределённые вычисления на графических процессорах Nvidia, что существенно повышает быстродействие программы. В работах [59, 60, 74] метод FDTD, реализованный в MuMax3, использовался как для вычисления распределения статических эффективных полей в трёхмерных магнитных кристаллах вида меандра, так и для нахождения коэффициентов прохождения спиновых волн через такие кристаллы.

2.3. Спиновые эффекты в магнитных структурах

В этом разделе рассмотрим спиновые эффекты, проявляющиеся в магнитных структурах при наличии постоянного электрического тока, а именно: эффект переноса спинового момента, спиновый эффект Холла, спиновую накачку и тепловые спиновые эффекты (спиновые эффекты Зеебека и Пельтье). Эти эффекты лежат в основе работы управляемых электрическим током осцилляторов и детекторов микроволновых и терагерцевых колебаний (см. разделы 7, 8), волноводов спиновых волн на базе доменных границ, а также нейроморфных процессоров (см. раздел 6). Отметим, что существует достаточно большое количество англоязычных обзоров в ведущих мировых журналах по различным аспектам спиновых эффектов, связанных как с движением электронов проводимости (см., например, [75–77]), так и с движением "чистых" спиновых токов [78].

Сравнительно недавно было продемонстрировано, что спиновый ток можно создавать и без непосредственного протекания через магнитный материал электрического тока. Такой ток может создаваться и переноситься магнотонами в диэлектрических ферро- и антиферромагнетиках. Последнее вызвало определённый интерес в научном сообществе, так как в этом случае нет джоулевых потерь, связанных с электронами проводимости. Соответственно, раздел электроники и спинтроники стал называться магнотоникой. В настоящем обзоре именно на этом мы хотели сосредоточить своё внимание, чем и обусловлено его название. Однако для понимания переноса спина магнотонами необходимо описать, как это происходит в "традиционной" спинтронике, чему посвящены разделы 2.3.1, 2.3.2.

2.3.1. Передача спинового момента. Протекание тока спин-поляризованных электронов высокой плотности, $10^6 - 10^{10}$ А см⁻², через ферромагнитные слои нанометровой толщины может приводить к изменению направления намагниченностей в таких слоях без влияния внешнего магнитного поля. Впервые этот принцип теоретически был предложен в работах [79, 80] и экспериментально подтверждён в [81–84].

Рассмотрим концепцию модельного эксперимента (рис. 7а) по передаче спинового момента (Spin-Transfer Torque — STT) в структуре, состоящей из двух ферромагнитных слоёв, разделённых немагнитным проводником или изолятором. В слое F1 формируется спин-поляризованный ток электронов проводимости, а намагниченность этого слоя фиксирована под некоторым углом по отношению к направлению намагниченности в слое F2. При протекании спинового тока через F2 обменное взаимодействие между электронами проводимости и атомами ферромагнетика выстраивает спиновую поляризацию электронов вдоль направления намагниченности. Неравновесная для слоя F2 компонента поляризации спина электронов проводимости передаётся атомам материала посредством s–d-обменного взаимодействия между зонными s-электронами и локализованными d-электронами. Соответствующая квазиклассическая плотность энергии s–d-обмена может быть представлена в виде [85–87]

$$W_{sd} = -\frac{J_{sd}}{M_s} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad (25)$$

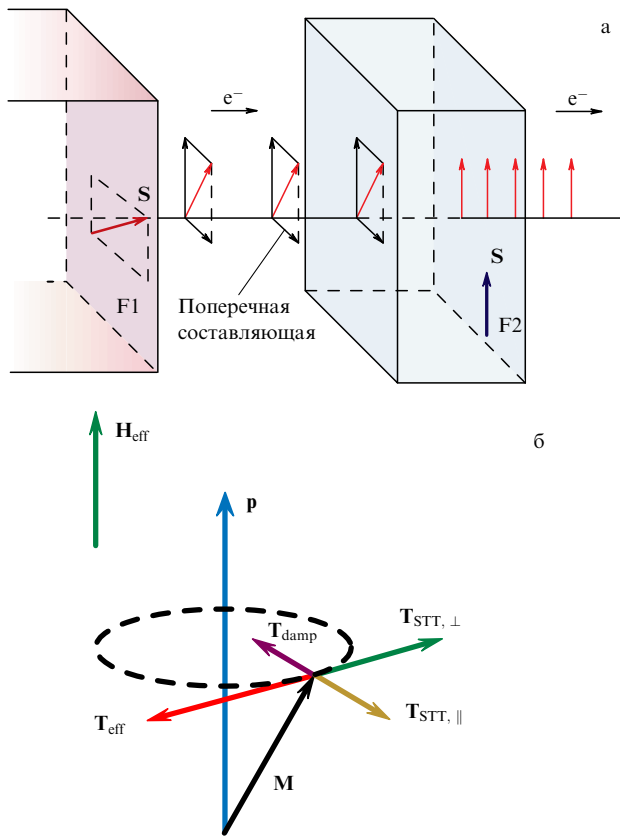


Рис. 7. (а) Иллюстрация концепции переноса спинового момента S электрическим током из слоя с фиксированной намагниченностью F1 в слой со свободной намагниченностью F2. (б) Динамика намагниченности F2 в присутствии спинового тока с фиксированной в слое F1 поляризацией p .

где J_{sd} — обменный интеграл, $M_s = |\mathbf{M}|$ — намагниченность насыщения материала, $\mathbf{m}$ — намагниченность электронов проводимости, $\mathbf{M}$ — намагниченность решётки в F2. Динамику вектора $\mathbf{M}$ в большинстве магнитных материалов можно считать медленной по сравнению с динамикой $\mathbf{m}$, при этом s–d-обмен приводит к вращению намагниченности $\mathbf{m}$ вокруг $\mathbf{M}$ и подмагничиванию электронов проводимости вдоль $\mathbf{M}$. Векторная сумма спинов электронов проводимости и решётки при s–d-обмене должна оставаться неизменной [85], тогда как неравновесная компонента $\delta\mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_{eq}$ передаётся атомам решётки F2, что может быть представлено как действие спинового вращающего момента $\mathbf{T}_{STT}$ на $\mathbf{M}$.

В настоящее время существуют различные подходы к теоретическому описанию STT в ферромагнетике (ФМ) — от полуклассических моделей [85, 87, 88] до квантово-механических, основанных на спин-зависимом рассеянии электронов проводимости на потенциале, создаваемом локализованными моментами [79, 89]. Наиболее часто для описания STT используется уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ), дополненное зависящими от плотности тока двумя слагаемыми, $\mathbf{T}_{STT, \parallel}$ и $\mathbf{T}_{STT, \perp}$:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma[\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha_G}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] + \mathbf{T}_{STT}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{STT} &= \mathbf{T}_{STT, \parallel} + \mathbf{T}_{STT, \perp} = \\ &= \frac{g\mu_B e}{deM_s^2} j_s [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]] + \frac{g\mu_B e'}{deM_s^2} j_s [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь γ — абсолютная величина гиромагнитного отношения, μ_B — магнетон Бора, g — множитель Ланде для электрона, d — толщина свободного слоя F2, e — заряд электрона, j_s — плотность спин-поляризованного тока, втекающего в F2 из F1 со спиновой поляризацией $\mathbf{p}$, $\varepsilon = \varepsilon(J_{sd})$, $\varepsilon' = \varepsilon'(J_{sd})$ — эффективности спиновой поляризации [79], α_G — постоянная затухания Гильберта F2, $\mathbf{H}_{eff} = -\partial W / \partial \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, действующее на $\mathbf{M}$ в F2 с плотностью магнитной энергии W . Первое слагаемое в правой части (26) описывает вращение намагниченности $\mathbf{M}$ вокруг эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{eff}$, а второе слагаемое — релаксацию в F2. Слагаемые $\mathbf{T}_{STT, \parallel}$ и $\mathbf{T}_{STT, \perp}$ в (27) характеризуют отрицательное затухание [79] и спиновую инжекцию [85, 90] (вектор $\mathbf{T}_{STT, \perp}$ перпендикулярен плоскости $(\mathbf{M}, \mathbf{p})$) соответственно (рис. 7б). Как правило [75], $\varepsilon' \ll \varepsilon$ и вторым слагаемым в (27) можно пренебречь. За счёт STT при больших плотностях тока намагниченность $\mathbf{M}$ может либо перевернуться, т.е. поменять направление на противоположное, либо перейти в состояние устойчивой прецессии колебаний (осцилляторное состояние). Осцилляторные свойства таких структур рассмотрены в разделе 7. Критический ток, при котором происходит потеря устойчивости, оценивается как [75]

$$j_{th} = \frac{deM_s}{g\mu_B e} \alpha_G \omega_{FMR}, \quad (28)$$

где ω_{FMR} — частота ферромагнитного резонанса в F2. Для типичных значений физических параметров величина j_{th} составляет $10^8 - 10^9$ А см⁻². В настоящее время делаются различные попытки снижения пороговой плотности тока с помощью, например, усложнения структуры слоёв F1 и F2 [75, 85].

Использовать магнитные диэлектрики с малым затуханием, например ЖИГ, в таких структурах не представляется возможным, так как электроны проводимости не распространяются в диэлектриках. Однако спиновый ток можно создавать и без непосредственного протекания электрического тока через магнитный материал. Далее рассмотрим структуры, в которых STT создаётся благодаря спиновому эффекту Холла в немагнитном металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

2.3.2. Спиновый эффект Холла и спиновая накачка.

Возможность пространственного разделения носителей электрического тока в полупроводниках по их спину в отсутствие магнитного поля впервые была показана М. Дьяконовым и В. Перелем [91] в 1971 г. Этот эффект, названный спиновым эффектом Холла [92] (Spin Hall Effect — SHE), был экспериментально обнаружен в [93]. При протекании электрического тока $\mathbf{j}_e$ через немагнитный металл (НММ) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, Pt, Ta или W) вследствие многократного рассеяния носителей заряда [77] появляется спиновый ток $\mathbf{j}_s$, перпендикулярный направлению $\mathbf{j}_e$. Это ведёт к накоплению электронов с определённой спиновой ориентацией на противоположных поверхностях проводника. Эффект переноса создаваемого таким образом спинового тока в соседние слои аналогичен STT, и его принято называть моментом, вызванным спин-орбитальным взаимодействием (Spin-Orbit Torque — SOT), $\mathbf{T}_{SOT}$. Было проведено большое количество экспериментов по переносу спинового момента за счёт SOT в

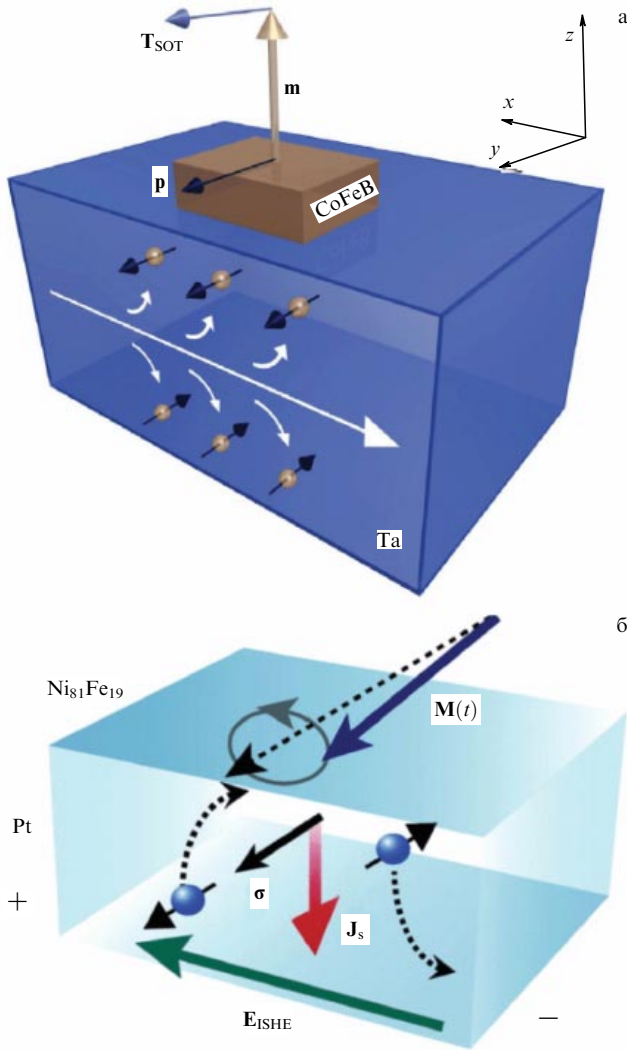


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Иллюстрация к процессу переноса спинового момента посредством спин-орбитального взаимодействия из слоя немагнитного металла Ta в магнитный CoFeB [76]. (б) Спиновая накачка из магнитного материала $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ в слой платины [105]. За счёт обратного спинового эффекта Холла на противоположных концах слоя Pt возникает разность потенциалов, вызванная пространственным разделением тока спин-поляризованных электронов $\mathbf{J}_s$ ($\boldsymbol{\sigma}$ — вектор спиновой поляризации) и возникновением электрического поля напряжённостью $\mathbf{E}_{\text{SHE}}$.

различных наноструктурах [94–98]. Если соседний слой является магнитным материалом (рис. 8а), описываемым вектором намагниченности $\mathbf{M}$, то его динамика будет определяться уравнением ЛЛГ вида (26), в котором надо сделать замену $\mathbf{T}_{\text{STT}} \rightarrow \mathbf{T}_{\text{SOT}}$ [76]:

$$\mathbf{T}_{\text{SOT}} = \mathbf{T}_{\text{SOT}, \parallel} + \mathbf{T}_{\text{SOT}, \perp} = \frac{g\mu_B\eta\theta_{\text{SH}}}{deM_s^2} j_s [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]] + \frac{g\mu_B\eta'\theta_{\text{SH}}}{deM_s^2} j_s [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]. \quad (29)$$

Здесь θ_{SH} — константа, характеризующая степень спинового эффекта Холла в проводнике (спинный угол Холла) и зависящая от свойств материала: 0,1 для Pt, –0,07 для Ta и –0,14 для W [99].

Важным спинтронным эффектом в интерфейсах ферромагнетик/немагнитный металл (ФМ/НММ) является спиновая накачка, а именно: вращение вектора намагниченности в ФМ-слое вследствие спин-зависимого рассея-

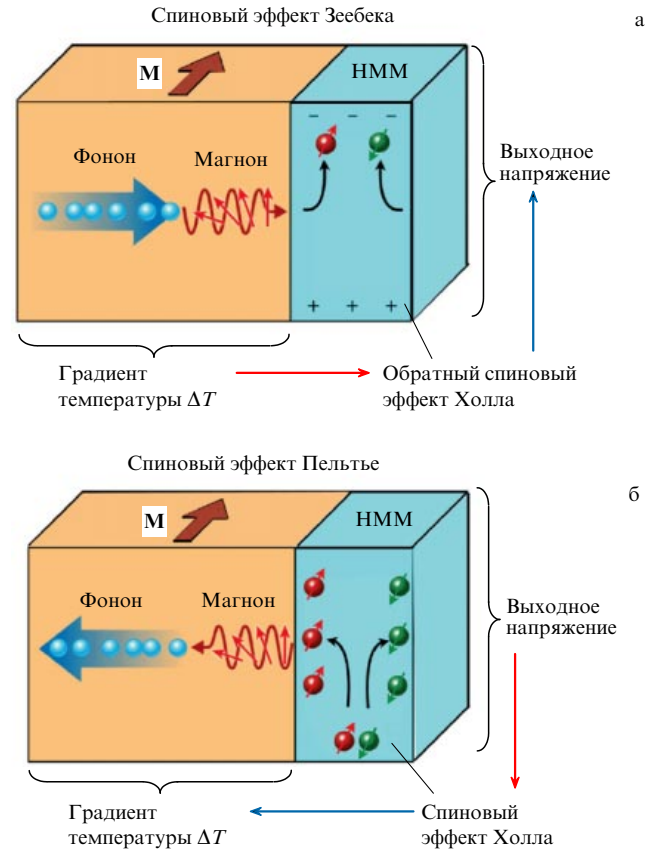


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Иллюстрация к спиновым эффектам Зеебека (а) и Пельтье (б) [76]. НММ — немагнитный металл.

ния может приводить к спиновой аккумуляции на границе с немагнитным металлом и тем самым к спин-поляризованному току из ФМ в НММ (рис. 8б), направленному перпендикулярно плоскости образца (см. подробнее работы [100–104]). Вследствие наличия спинового тока в немагнитном металле возникает электрический ток и появляется разность потенциалов V_{SH} на разных концах проводника, т.е. имеет место обратный спиновый эффект Холла [76]. Отметим, что выходное напряжение обладает как постоянной компонентой U_{dc} , соответствующей постоянному току, так и переменной компонентой U_{ac} , соответствующей переменному току. Таким образом, имеется механизм конвертации электрического тока в спиновый и наоборот за счёт прямого и обратного спиновых эффектов Холла соответственно. Практическое применение спинового эффекта Холла направлено в первую очередь на управление спинowymi токами в твердотельных микро- и наноструктурах с помощью электрических токов без использования магнитных полей.

2.3.3. Тепловые спиновые эффекты. Вследствие изучения тепловых спиновых эффектов, имеющих место в магнитных наноструктурах, появилась новая область исследований, которую принято называть спиновой калоритроникой (Spin Caloritronics). Спиновый эффект Зеебека [106] (Spin Seebeck Effect — SSE) возникает при градиенте температуры вдоль направления намагниченности ферромагнетика (рис. 9а) и заключается в разделении электронов проводимости по спинам. При этом градиент

температуры обуславливает диффузию электронов с различной ориентацией спина по отношению к направлению понижения электрохимического потенциала, что приводит к скоплению электронов с противоположным направлением спинов в разных по температуре областях ферромагнетика. При этом возможна генерация спинового тока в немагнитный металл с последующим его детектированием с помощью обратного спинового эффекта Холла.

Обратным к спиновому эффекту Зеебека можно считать спиновый эффект Пельтье [107] (Spin-Dependent Peltier Effect — SDPE) (рис. 9б), при котором избыточные по отношению к равновесным электроны из немагнитного металла вследствие градиента концентрации диффундируют в ферромагнетик (здесь могут быть использованы и магнитные диэлектрики, например ЖИГ). При этом на границе раздела ФМ/НММ происходит отток тепла в ФМ и понижение температуры в НММ. Концентрация спин-поляризованных электронов на границе ФМ/НММ повышается с возрастанием плотности тока через НММ, однако возрастание относительного изменения температуры за счёт спинового эффекта Пельтье ограничивается выделением джоулева тепла. Говоря на языке квазичастиц, в ФМ происходит взаимодействие магнонов, вызванных спиновым током, с фононами, порождая поток тепла и перепад температур. Эффективность спинового эффекта Пельтье приблизительно на порядок ниже эффективности соответствующего классического аналога [76]. Тем не менее предлагаются различные варианты использования тепловых спиновых эффектов для генерации магнонов [108] и создания термоэлектрических устройств [109].

2.4. Топологическая магноника

Развитие технологий изготовления тонких магнитных плёнок и наноразмерных структур из них привело к появлению работ, посвящённых изучению приборов спинтроники и магноники на основе топологических эффектов [110–112]. В таких устройствах используются свойства спиновых волн, связанные с топологией магнитных структур, например, с созданием выделенных направлений для распространения спиновых волн и обмена энергией между ними в отдельных элементах устройств. Искусственное структурирование магнитных плёнок и материальных параметров, а также изменение граничных условий позволяют создавать структуры с выделенными разрешёнными или запрещёнными направлениями распространения спиновых волн [113] и управлять их дисперсионными свойствами.

Одно из проявлений топологических эффектов представляет собой наличие киральных краевых спиновых волн в ферромагнитных плёнках с гексагональной решёткой. Такие волны могут распространяться в выделенном направлении в волноводном канале, который образован границей плёнки [114] или доменными границами [115] (см. раздел 6). В плёнках с разными направлениями намагниченности насыщения (рис. 10а, б) краевые спиновые волны распространяются во взаимно противоположных направлениях вдоль границы домена. При наличии границы между доменами (рис. 10в) для спиновой волны существует одно общее направление распространения для обоих доменов, причём спиновая волна одного домена возбуждает магнитные колебания в другом.

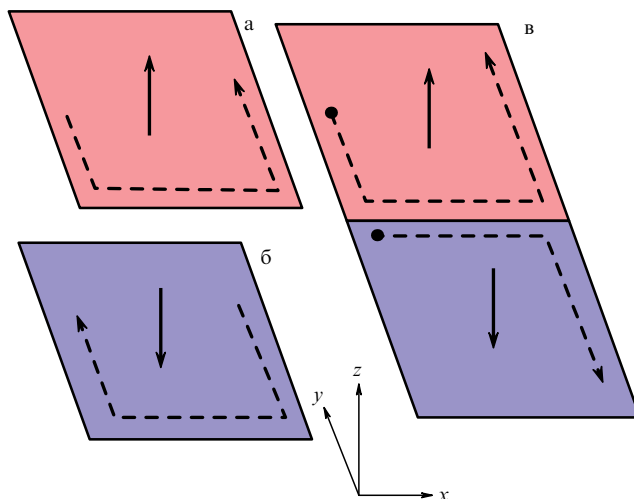


Рис. 10. Ферромагнитная плёнка с направлением намагниченности по оси $+z$ (а) и $-z$ (б). Штриховой линией обозначен разрешённый путь распространения краевых волн на границе плёнки с вакуумом или с другим доменом. (в) Схема делителя, образованного двумя доменами с противоположными направлениями намагниченности.

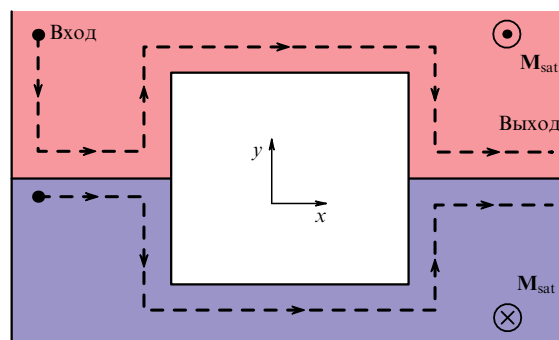


Рис. 11. Схема интерферометра, образованного двумя доменами. Стрелками обозначены пути распространения краевых спиновых волн вдоль границ доменов.

На основе эффекта невзаимности предлагается конструкция делителя [116, 117] и интерферометра спиновых волн (СВ). По схожему принципу объединяются два делителя, один из которых действует в обратном направлении, складывая две спиновые волны с разными фазами благодаря эффекту интерференции. В таком интерферометре, образованном двумя доменами, имеются два пути распространения спиновой волны на границе этих доменов (рис. 11). Сдвиг фазы между двумя спиновыми волнами определяется дисперсионными характеристиками материала на путях прохождения СВ и положением границ доменов.

В работе [118] описывается возможность создания волноводных структур для топологически защищённых магнонных мод с помощью искусственно структурированных плёнок. В качестве среды для распространения спиновых волн предлагается ферромагнитная плёнка ЖИГ с периодической гексагональной решёткой из треугольных отверстий. Наклон отверстия относительно элементарной ячейки определяет дисперсионные характеристики спиновых волн, зависящие от направления волнового вектора. Роль границ между доменами здесь

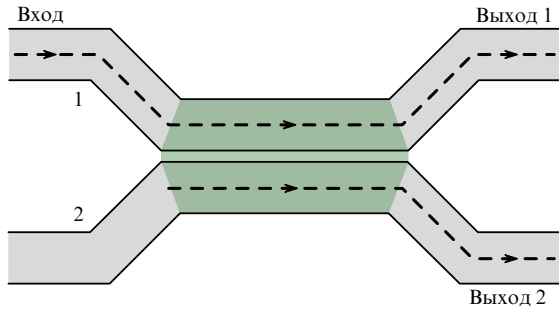


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Два волновода, 1 и 2, с зоной (зелёная область), в которой происходит обмен энергией между связанными спиновыми волнами. Волна из одного волновода (вход) при прохождении через структуру разделяется на две волны (выход 1, выход 2), амплитуды которых зависят от частоты волны и дисперсионных характеристик среды.

играет граница между областями с различающимися углами наклона треугольных отверстий — структура такого типа, подобно доменам с разными направлениями намагниченности, имеет выделенный канал для распространения спиновых волн, в котором возможны их деление и интерференция.

Другим способом реконфигурации магнитных устройств является создание составных или дискретных структур из нескольких пространственно разделённых элементов [119–123]. В работе [124] описывается делитель из двух волноводов, в которых спиновые волны могут обмениваться энергией посредством диполь-дипольного взаимодействия (рис. 12). Возбуждённая в волноводе 1 спиновая волна возбуждает волну с противоположной фазой в волноводе 2. Изменения топологии структуры здесь можно осуществить изменением направления намагниченности отдельного волновода или созданием доменных стенок внутри волноводов. В схеме с двумя однородно намагниченными волноводами (однонаправленно или противоположно) по всей длине обменного канала происходит перекачка энергии спиновой волны, таким образом, распространяются две связанные моды. Доля энергии СВ в каждом волноводе на выходе зависит от соотношения амплитуд связанных волн на выходе из участка с диполь-дипольным взаимодействием между этими СВ. Таким образом, выходная мощность магнитных колебаний каждого волновода регулируется изменением частоты возбуждённой спиновой волны. В работе [125] предлагается также диод для спиновых волн на основе эффекта невзаимности распространения СВ в волноводе, образованном доменной границей (см. раздел 6), рассматриваются и другие эффекты невзаимности в магнитных материалах [126–128].

В работе [129] теоретически исследованы частотные свойства волноводов, образованных дискретными ферромагнитными столбиками (рис. 13). В подобных устройствах магноники управление характеристиками, такими как частотная зависимость мощности на выходных каналах, может осуществляться изменением свойств отдельных элементов. В качестве волновода рассматривается массив цилиндрических ФМ-столбиков, периодически расположенных на прямой [130]. Для системы из N ФМ-столбиков применяется модель взаимодействия магнитных диполей, в которой каждый столбик представлен магнитным диполем с магнитным момен-

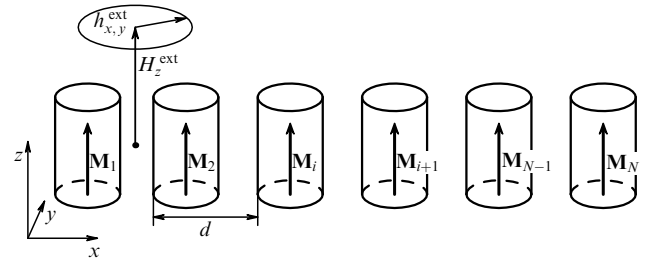


Рис. 13. Цепочка из N ФМ-столбиков. H_z^{ext} — постоянное внешнее магнитное поле, h_{xy}^{ext} — переменное внешнее магнитное поле. $\mathbf{M}_i$ — вектор намагниченности каждого из столбиков.

том $\mathbf{M}_i = \mathbf{m}_i + \boldsymbol{\mu}_i$ ($\boldsymbol{\mu}_i = (0, 0, \mu_i)$, $\mathbf{m}_i = (m_i^x, m_i^y, 0)$). В случае малой амплитуды колебаний, $|m_i^x|, |m_i^y| \ll |\mu_i|$, для намагниченности насыщения и внешнего переменного поля с малой амплитудой, $h^{\text{ext}}(t) \ll H^{\text{ext}}$, можно записать систему линеаризованных уравнений Ландау – Лифшица:

$$i\omega \mathbf{m}_i + \gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}^{\text{ext}} - i\alpha \dot{\mathbf{z}} \times \mathbf{m}_i + \gamma \mathbf{F}_{\text{dd}} = -\gamma \boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}^{\text{ext}}, \quad (30)$$

где $\mathbf{F}_{\text{dd}}$ — линеаризованная часть силы диполь-дипольного взаимодействия между столбиками, действующей на i -й магнитный момент $\mathbf{M}_i$,

$$\mathbf{F}_{\text{dd}} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{V^*}{r_{ij}^3} \left[\boldsymbol{\mu}_i \times \frac{3(\mathbf{m}_j \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{m}_j - \mathbf{m}_i \times \boldsymbol{\mu}_j + \mathbf{m}_i \times \frac{3(\boldsymbol{\mu}_j \mathbf{r}_{ij}) \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \right]. \quad (31)$$

Частотные характеристики собственных мод спиновых волн в такой структуре зависят от конфигурации намагниченности отдельных столбиков. Расстояние между столбиками и их расположение на плоскости (периодическое расположение вдоль прямой, по кругу или случайно) определяют характер диполь-дипольного и обменного взаимодействий. Так, при наличии анизотропии в ФМ-материале или влиянии обменных полей соседние столбики могут сохранять противоположные направления намагниченности. Такие свойства структур из ФМ-материалов определяют возможность существования различных конфигураций намагниченности, что является одним из способов управлять свойствами распространяющихся спиновых волн. Однородно намагниченная цепочка столбиков конечной длины имеет собственные моды (рис. 14), резонансные частоты которых в общем случае для ФМ-конфигурации отличаются от таковых бесконечной цепочки.

Собственные частоты с номером $s = 1, 2, \dots, N$ и волновым числом $k = s\pi/[d(N+1)]$ при граничном условии со свободными концами находятся так [129]:

$$\omega_s^2 = \left[\omega_H + 2\Delta\omega \left(\cos \frac{\pi s}{N+1} - 1 \right) \right] \times \left[\omega_H - 2\Delta\omega \left(2 \cos \frac{\pi s}{N+1} + 1 \right) \right], \quad (32)$$

ω_H — резонансная частота изолированного столбика. Из численного решения системы уравнений (30) можно найти значения эффективного параметра взаимодействия $\Delta\omega$ для определения резонансной частоты краевой

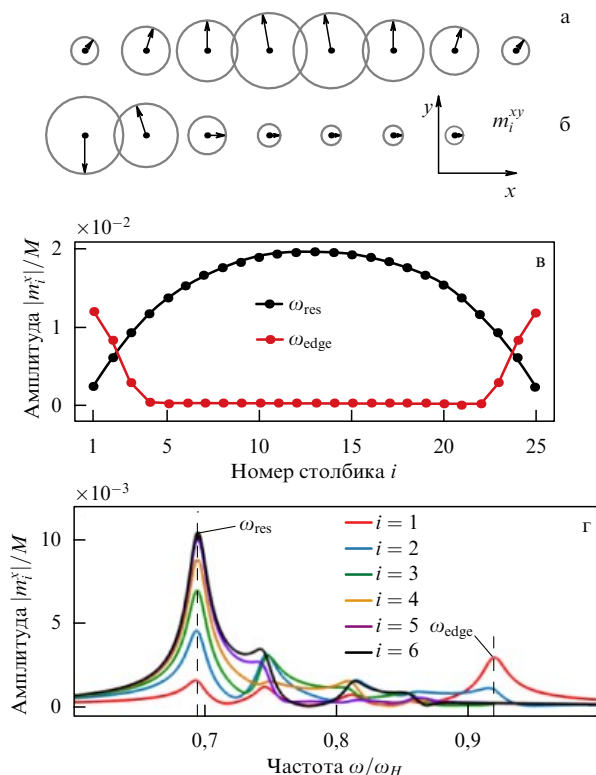


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Распределение амплитуды и относительной фазы колебаний намагниченности m_i^{xy} в цепочке для объёмных (а) и краевых (б) собственных мод спиновых волн. (в) Сравнение обеих мод для цепочки из $N = 25$ столбиков. (г) Зависимость амплитуды m_i^x от частоты ω для столбика с номером i , ω_{res} , ω_{edge} — резонансные частоты.

моды (рис. 14б). Согласно (32) для моды с номером $s = 1$ $\Delta\omega^* \rightarrow \Delta\omega/(2\sqrt{2})$.

Топологические эффекты проявляются на границе цепочки, где амплитуда колебаний краевых мод спиновых волн максимальна, а частота сильно зависит от конфигурации намагниченности столбиков на краю цепочки. Причём частоты краевых и собственных мод колебаний различаются (рис. 14в), вследствие чего происходит локализация краевых мод на краю цепочки, аналогичная локализации краевых мод спиновых волн в ФМ-плёнках [130]. На рисунке 14 схематически изображено распределение амплитуды колебаний m_i^{xy} в цепочке для основной объёмной (рис. 14а) и краевой (рис. 14б) мод спиновых волн на соответствующих резонансных частотах. Значения для амплитуды и фазы получены из численного решения системы уравнений (30) для структуры из ФМ-столбиков из пермаллоя во внешнем магнитном поле $H^{\text{ext}} = 0,1$ Тл. Резонансные частоты для собственных мод, $\omega_{s=1} \approx 0,7\omega_H$ и $\omega_{\text{edge}} \approx 0,92\omega_H$ для объёмной и краевой мод соответственно, меньше, чем ω_H , из-за характера диполь-дипольного взаимодействия. Так же как и для краевых мод, наличие дефекта намагниченности (а именно, направление намагниченности в одном из столбиков противоположно направлению намагниченности остальных столбиков) создаёт условия для существования дефектной моды колебаний, локализованной в области дефекта.

Основной принцип функционирования устройств топологической магноники заключается в создании искусственных магнитных структур — периодических масси-

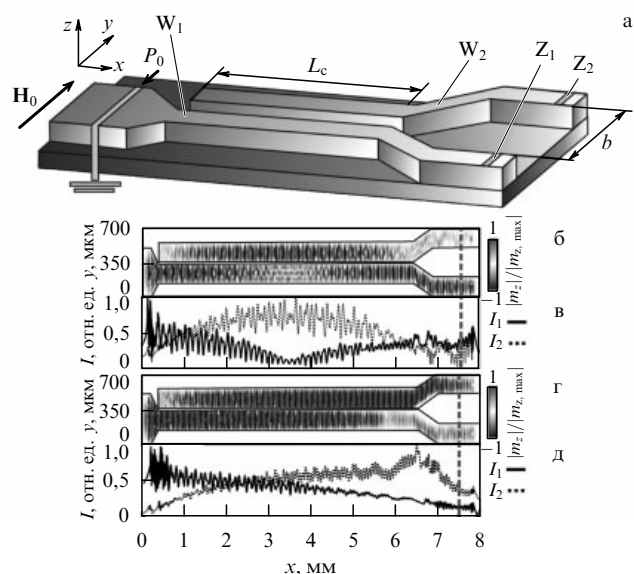


Рис. 15. (а) Схема исследуемой структуры. Результаты расчёта пространственного распределения компоненты динамической намагниченности $m_z(x, y)$ (б, г) и интенсивности спиновой волны $I(x)$ (в, д) для частоты входного сигнала $f_0 = 5,25$ ГГц (б, в) и $f_0 = 5,36$ ГГц (г, д).

вов из дискретных магнитных элементов, доменов и доменных границ. С помощью таких структур можно создавать волноводы, резонаторы, диоды, интерферометры спиновых волн. Внешними воздействиями в ряде случаев можно изменять топологию структур и тем самым управлять характеристиками распространяющихся спиновых волн.

К устройствам топологической магноники можно отнести системы на основе нелинейных магнонных сетей, позволяющие обрабатывать информационные сигналы, а также реализовывать волновые методы обработки данных, логические вычисления и создание устройств, в том числе на основе спин-волновой интерференции [131–134]. Использование топологических латеральных микроструктур [135] позволяет создавать элементы межсоединений в планарных топологиях магнонных сетей [136, 137]. Известно, что период перекачки спин-волнового сигнала между латеральными микро- и наноструктурами можно регулировать изменением величины [138] и направления [139] внешнего магнитного поля, а также с помощью использования сегнетоэлектрических нагрузок [140] и нелинейных эффектов связи спиновых волн [141]. Эффекты нелинейного переключения сигнала, которые довольно подробно исследованы в ряде физических систем, например в фотонных волноведущих структурах и связанных слоях графена, могут быть применены и в топологической магнонике, поскольку при распространении спиновой волны могут локально модифицироваться свойства ФМ-среды [9, 142–144]. На примере латеральной системы ЖИГ-волноводов, изображённой на рис. 15а, рассмотрим эффекты, возникающие при распространении поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) [9, 145] в нелинейном режиме.

Используя решение на основе численного моделирования уравнения ЛЛГ [143, 146–148], можно показать пространственное распределение компоненты динамической намагниченности m_z для различных частот входного сигнала (рис. 15б, г) в случае, когда на левой границе

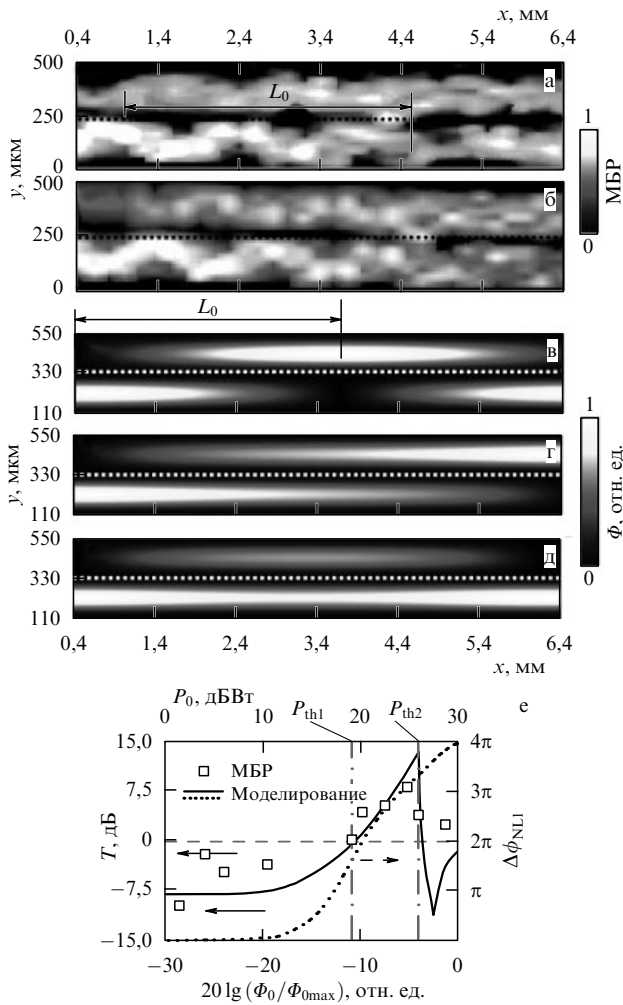


Рис. 16. Пространственное распределение МБР-сигнала $I_{BLS}(x, y)$ при входной мощности $P_0 = -5$ дБмВт (а) и $P_0 = 26$ дБмВт (б). Результаты расчёта интенсивности спиновой волны при амплитудах входного сигнала $\Phi_0 = 0,02$ (в), $\Phi_0 = 0,5$ (г) и $\Phi_0 = 0,53$ (д). (е) Зависимость коэффициента T от амплитуды входного сигнала Φ_0 (нижняя ось абсцисс) и мощности входного СВЧ-сигнала P_0 (верхняя ось абсцисс) и зависимости нелинейного набега фазы $\Delta\phi_{NL}(\Phi_0)$ от амплитуды входного сигнала.

полоски W_1 задаётся входной сигнал. Видно, что интенсивность выходного спин-волнового сигнала (рис. 15в, д) распределяется между портами Z_1 и Z_2 . С помощью метода мандельштам-бриллюэновского рассеяния (МБР) (в англоязычной литературе — Brillouin Light Scattering, BLS) оказывается возможным наблюдать изменение режимов распространения СВ. На рисунке 16а, б показаны карты пространственного распределения интенсивности $I_{BLS}(x, y)$ для значения частоты входного сигнала $f_0 = 5,21$ ГГц и мощности входного сигнала $P_0 = -5$ дБмВт и $P_0 = 26$ дБмВт соответственно. При увеличении мощности входного сигнала величина МБР-сигнала на выходе микроволновда W_2 возрастает. Для качественной оценки распределения мощности между выходными секциями обоих микроволновдов построена зависимость от входной мощности коэффициента $T = 10 \log(S_2/S_1)$ (квадраты на рис. 16е), из которой видно, что мощность делится поровну между выходными секциями W_1 и W_2 (т.е. $T = 0$) при $P_0 = 20$ дБмВт.

Для описания динамики нелинейных режимов распространения и связи СВ в латеральных структурах мо-

жет быть использована феноменологическая модель на основе уравнений Гинзбурга – Ландау (ГЛ). Конкретный вид двух связанных уравнений ГЛ [149] можно получить из уравнения ЛЛГ для динамической намагниченности с учётом нелинейности керровского типа, т.е. уменьшения намагниченности насыщения при увеличении угла отклонения вектора намагниченности от такового для равновесного состояния: $M \approx M_0[1 - (m_x^2 + m_z^2)/(2M_0^2)] = M_0(1 - \Phi^2/2)$, где $\Phi = [(m_x^2 + m_z^2)/M_0^2]^{1/2}$. Входная мощность спиновой волны при этом может быть оценена как $P_0 \approx |\Phi_0|^2 M_0^2 v_g w t$, где v_g — групповая скорость, $\Phi = \Phi_0$ — начальная амплитуда ПМСВ для численного интегрирования системы двух уравнений ГЛ:

$$\begin{cases} i \frac{d\Phi_1}{dx} = k\Phi_1 + \chi\Phi_2 + (\zeta - iv_2)|\Phi_1|^2\Phi_1 - iv_1\Phi_1, \\ i \frac{d\Phi_2}{dx} = k\Phi_2 + \chi\Phi_1 + (\zeta - iv_2)|\Phi_2|^2\Phi_2 - iv_1\Phi_2, \end{cases} \quad (33)$$

где $\Phi_{1,2}(x)$ — амплитуда спиновой волны в волноводах $W_{1,2}$; $k = k(f)$ — волновое число спиновой волны, распространяющейся в одиночном микроволновде, $\chi = \chi(f) \approx |k_s(f) - k_{as}(f)|$ — коэффициент связи спиновых волн; $\zeta = \partial k / \partial \Phi^2|_{\Phi=0}$ — нелинейный коэффициент, $f_H = \gamma H_0$, $f_M = 4\pi\gamma M_0$, v_1 , v_2 — линейное и нелинейное затухание спиновой волны соответственно,

$$v_1 = \frac{1}{v_g} \left| \frac{\partial \omega}{\partial H} \right| \frac{\Delta H}{2}, \quad v_2 = -\frac{1}{v_g^2} \zeta \frac{\Delta H}{2} \left| \frac{\partial \omega}{\partial H} \right| \left| \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right|_{\Phi=0},$$

$\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

Результаты расчёта, полученные в ходе численного эксперимента при увеличении амплитуды Φ_0 входного сигнала, демонстрируют возрастание интенсивности спиновой волны в области выходной секции волновода W_2 в результате увеличения длины связи спиновых волн (рис. 16в – д). При дальнейшем увеличении амплитуды наблюдается эффект нелинейного переключения, а именно, интенсивность сигнала сосредоточивается в выходной секции W_1 . Можно выделить два характерных значения амплитуды СВ: Φ_{th1} , при котором $T = 0$ и мощность сигнала делится пополам между W_1 и W_2 в области выходной секции (рис. 16е), и Φ_{th2} , при котором максимально возможное значение интенсивности СВ приходится на выходную секцию W_2 . Результаты численного расчёта амплитудной зависимости коэффициента T и нелинейного набега фазы $\Delta\phi(\Phi_0)$ [149] на выходе волновода W_1 приведены на рис. 16е сплошной и штриховой кривыми соответственно. Таким образом, нелинейные эффекты в магнных микроструктурах могут быть использованы для создания элементов, частотно-селективными свойствами которых можно управлять, изменяя уровень входной мощности.

2.5. Многослойные магнные гетероструктуры

Многослойные магнные гетероструктуры, в состав которых входят слои сегнето- и/или пьезоэлектриков, на основе латерально связанных микроструктур являются функциональным блоком для разработки элементов межсоединений в планарных топологиях магнных сетей [1, 5, 9, 41, 137, 138, 140, 150–157]. Использование сегнетоэлектрических слоёв позволяет существенно расширить функциональность диэлектрических магнных структур благодаря двойному управлению их характеристиками (электрическое и магнитное управление). Управ-

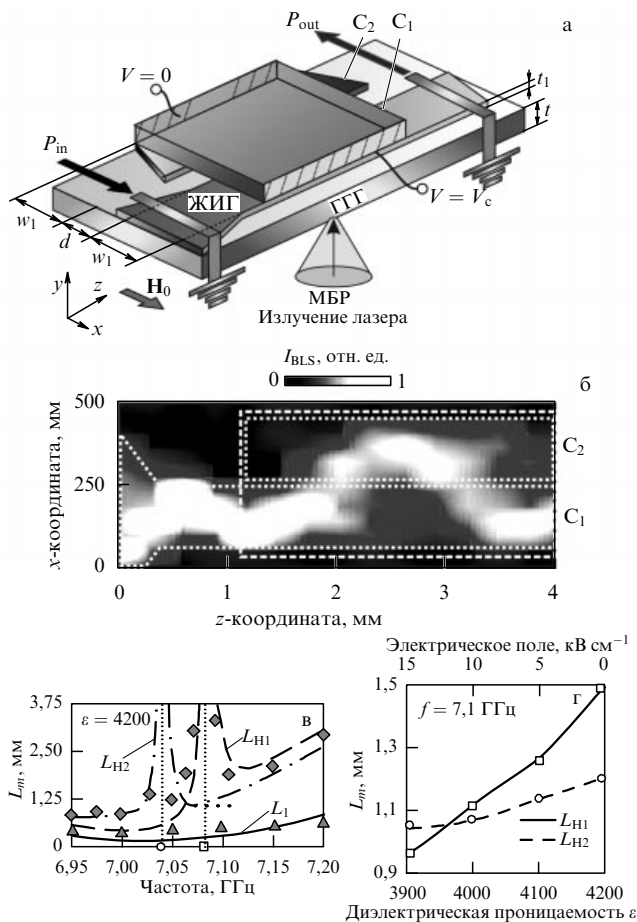


Рис. 17. (а) Схема рассматриваемой структуры. (б) Результат измерения интенсивности неупруго рассеянного света на частоте 7,1 ГГц. Пунктирными линиями указаны границы ЖИГ-полосок и СЭ-слоя. (в) Частотная зависимость длины связи ЭМСВ в латеральной мультиферроидной структуре (L_{H1} , L_{H2} — результаты расчёта, ромбы — результаты эксперимента) и латеральной ферромагнитной структуре (L_1 — результаты расчёта, треугольники — результаты эксперимента). (г) Зависимость длин связи L_m для первой и второй гибридных мод ЭМСВ от диэлектрической проницаемости ϵ .

ление спектром и пространственной динамикой гибридных электромагнитно-спиновых волн в системе мультиферроидных микроструктур с латеральным спин-волновым транспортом можно продемонстрировать на примере латеральной структуры, схема которой показана на рис. 17а: на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) на расстоянии $d = 40$ мкм друг от друга находятся две ЖИГ-полоски, на которых расположен сегнетоэлектрический (СЭ) слой из титаната бария-стронция. На гранях СЭ-слоя закреплены электроды из хрома толщиной 200 нм. В области СЭ-слоя вдоль параллельных полосок ЖИГ распространялась гибридная электромагнитно-спиновая волна (ЭМСВ). К электродам прикладывалось постоянное напряжение V_c , что позволяло изменять свойства СЭ-слоя и, как следствие, характеристики ЭМСВ.

Для исследования пространственной динамики ЭМСВ в структуре с латеральным спин-волновым транспортом использовался метод МБР. Интенсивность оптического сигнала I_{BLS} оказывается пропорциональной квадрату динамической намагниченности в пространственной области, где сфокусирован лазерный луч на обратной по-

верхности плёнки ЖИГ в конфигурации обратного рассеяния.

Экспериментально наблюдаемое распределение интенсивности ЭМСВ в структуре с латеральным спин-волновым транспортом, полученное методом МБР, приведено на рис. 17б, где градиентами серого цвета показана интенсивность ЭМСВ $I_{BLS}(x, z)$ при частоте входного сигнала $f_{el} = 7,1$ ГГц. По этим данным можно определить длину связи, равную расстоянию вдоль оси z , на котором энергия волны перекачивается из первой ЖИГ-полоски во вторую. На рисунке 17в приведена частотная зависимость длины связи для первой (L_{H1}) и второй (L_{H2}) собственных мод ЭМСВ. В отсутствие СЭ-слоя (L_1 на рис. 17в) длина связи монотонно возрастает с увеличением частоты при $f > 7,04$ ГГц. При внесении СЭ-нагрузки, при частоте ниже частоты поперечного ФМР, длины связи одного микроволновода с другим резко увеличиваются как для первой, так и для второй мод. Это объясняется пересечением дисперсионных характеристик симметричных и антисимметричных мод ЭМСВ (значения соответствующих частот указаны квадратами и кружками на рис. 17в). Таким образом, используя СЭ-слой, можно управлять длиной связи высших мод слоистой структуры.

На рисунке 17г приведён результат расчёта вариации длины связи в зависимости от диэлектрической проницаемости СЭ-слоя для частоты $f = 7,1$ ГГц для первой и второй мод гибридной волны. Видно, что длина связи L_{H1} первой гибридной моды возрастает с увеличением ϵ быстрее, чем длина связи для второй моды L_{H2} . Как показано в работе [138], величиной длины перекачки можно управлять, варьируя величину приложенного магнитного поля, а поскольку диэлектрическая проницаемость СЭ-слоя изменяется при приложении внешнего постоянного электрического поля, предлагаемая мультиферроидная структура может быть использована в качестве ответвителя мощности с двойным управлением и селекцией по типу поперечных мод, ввиду того что $|dL_{H2}/dE| < |dL_{H1}/dE|$.

3. Экспериментальные методы исследования диэлектрических магнанных структур

Разнообразие свойств магнитных материалов и создаваемых на их основе диэлектрических магнанных структур приводит к необходимости применения комплексного подхода к проведению экспериментальных исследований статических и динамических магнитных свойств структур в широком диапазоне изменения магнитных полей и различных частотных диапазонах. В настоящее время при исследовании магнанных структур используются совместно несколько основных экспериментальных методов определения как магнитных характеристик исходных материалов, так и особенностей спектров спин-волновых возбуждений.

Для определения магнитных характеристик материалов широко применяется метод ферромагнитного резонанса (ФМР). Явление ФМР [158, 159] заключается в резонансном поглощении магнитной средой высокочастотного электромагнитного поля. Теоретические основы метода ФМР и способы его практической реализации изложены во многих работах [9, 160, 161]. В классическом методе ФМР на основе СВЧ-резонатора при фиксированной частоте СВЧ-сигнала ($f \approx 10$ ГГц) изменяются

величина и направление внешнего магнитного поля. По максимумам поглощаемой магнитным образом мощности определяются резонансные магнитные поля H_r при заданном направлении намагничивания. В общем случае поля H_r могут соответствовать как однородным, так и неоднородным модам (спин-волновым резонансам) колебаний намагничённости в образцах. Анализ спектров ФМР даёт информацию об основных характеристиках спиновых систем: намагничённости насыщения, ширине линии ФМР, временах релаксации, константах обменного взаимодействия и магнитной анизотропии, степени закрепления спинов на границах магнитных слоёв и т.д. [162–167]. В настоящее время метод ФМР широко используется для характеристики нанометровых плёнок магнитных диэлектриков [168, 169], многослойных магнитных структур, выращенных на диэлектрических [170] и полупроводниковых (GaAs, Si) [171] подложках, магнитных плёнок, находящихся в многодоменном состоянии [172–176].

Переход устройств магноники в область микрометровых и субмикрометровых геометрических размеров, необходимость экспериментального исследования спиновой динамики (перенос спина, спиновый эффект Холла, спиновые осцилляторы и т.д.) в магнитных структурах на различных временных и пространственных масштабах привели к появлению так называемого метода широкополосного ФМР [177–180]. С помощью широкополосного метода ФМР возможно проведение исследований однородных и неоднородных мод колебаний намагничённости в магнитных структурах в различных режимах как при фиксированной величине внешнего статического магнитного поля и вариации частоты динамического магнитного поля, так и наоборот. Метод широкополосного ФМР основан на измерении поглощаемой СВЧ-мощности магнитными структурами, размещёнными в микрорезонаторах или регулярных линиях передачи. Измерения проводятся с помощью векторных анализаторов цепей (ВАЦ) (Vector Network Analyzer — VNA), в качестве линий передачи используются отрезки микрополосковых или копланарных волноводов. В отличие от классического ФМР, данный метод позволяет проводить измерения в широком частотном диапазоне, от нескольких сотен МГц до нескольких десятков ГГц. Например, с помощью данного метода проведено исследование спиновой динамики в области низких частот [181] и в наноразмерных магнитных элементах [182], измерена величина обменной константы в ЖИГ [183], исследованы характерные частоты спиновых колебаний в слоистых ферромагнитных-полупроводниковых структурах.

При создании магнонных устройств обработки сигналов метод ФМР и его модификации используются, как правило, на начальных этапах для определения магнитных характеристик материалов и структур. Хотя метод ФМР может применяться для характеристики магнонных устройств, например фильтров [184], в СВЧ-диапазоне радиоволн широко применяется метод, основанный на измерении элементов S -матриц. Метод измерения S -матриц магнонных устройств, как и метод широкополосного ФМР, базируется на использовании ВАЦ и микроволноводов. Однако для генерации и регистрации спин-волновых возбуждений в магнитных структурах используются пространственно разнесённые антенны, которыми служат отрезки микрополосковых или копланарных волноводов, сформированные как на диэлектрических подложках, так и на поверхности магнитных структур. По измеренным частотным характеристикам элементов S -матриц могут быть определены амплитудно- и фазочастотные характеристики устройства, групповое время запаздывания, дисперсионные характеристики спиновых волн, резонансные частоты колебаний, диссипативные параметры и т.д. Данный метод, достаточно гибкий и сравнительно простой в реализации, основан на функциональных возможностях стандартных ВАЦ; он применяется, например, в магнонике при исследовании магнонных кристаллов [185], спиновых волноводов [186], интерферометров [187, 188], направленных ответвителей [138], феррит-полупроводниковых структур [189] и т.д.

К недостаткам метода можно отнести необходимость устранения паразитных связей между спиновыми антеннами по электромагнитным полям, снижающих динамический диапазон и чувствительность измерений в СВЧ-диапазоне радиоволн.

Для исследования пространственно-временной динамики спин-волновых возбуждений в магнитных средах и магнонных устройствах широко применяются оптические зондовые методы, к которым относится метод, основанный на эффекте мандельштам-бриллюэновского рассеяния света [190, 191]. Теоретические основы эффекта МБР в магнитоупорядоченных средах изложены в большом количестве работ [192–195]. Метод МБР, построенный на использовании многопроходного интерферометра Фабри–Перо [196], характеризуется следующими базовыми параметрами: диапазон измерения частотных характеристик рассеянного оптического излучения 1–100 ГГц, временное разрешение до 1 нс, пространственное разрешение 10 мкм. Существуют модификации метода МБР, обеспечивающие разрешение по фазе и волновым числам с пространственным разрешением до 250 нм [197–200].

К настоящему времени проведено огромное количество работ по исследованию методом МБР различных аспектов спиновой динамики в магнитных структурах и магнонных устройствах (см., в частности, [195, 201]). Следует отметить, что метод МБР часто используется в комплексе с методами ФМР и методами измерений на основе ВАЦ [5, 202, 203].

4. Магнонные кристаллы

Искусственные магнитные материалы, известные как магнонные кристаллы (МК), со свойствами, периодически изменяющимися в пространстве, обладают большой перспективой для контроля над магнитными возбуждениями и управления ими. Магнонные кристаллы представляют собой магнитный аналог фотонных, фононных и плазмонных кристаллов. Принципиальной особенностью периодических структур, в том числе МК, является наличие брэгговских резонансов, которые приводят к возникновению в спектре спиновых волн запрещённых зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию Брэгга.

К настоящему времени проведены широкие исследования МК, в которых периодичность создавалась различными способами. Известны статические МК, созданные, например, модуляцией геометрических параметров ферромагнитной плёнки (толщины, ширины), с по-

мощью периодических граничных условий (в виде металлических или сегнетоэлектрических, полупроводниковых решёток на поверхности ферромагнитной плёнки), образования дырок, использования слоёв из различных магнитных материалов. Известны динамические МК, в которых создавались периодическое магнитное поле и электрически управляемая периодичность; перестраиваемые МК, образуемые периодической системой полосок, намагниченных однонаправленно и противоположно на поверхности ФМ-плёнки; МК с температурной периодичностью при облучении лазером; движущиеся МК, в которых создавались периодические напряжения акустической волной, распространяющейся в ФМ-плёнке.

Управление характеристиками запрещённых зон предлагалось осуществлять электрическим и магнитным способом, посредством нарушения периодичности и создания дефектов, изменения мощности входного сигнала и т.д. Наличие запрещённых зон открывает широкие возможности использования МК в СВЧ-устройствах для функциональной обработки сигналов на спиновых волнах, в том числе в СВЧ-фильтрах, генераторах СВЧ-сигналов на основе кольцевых автоколебательных систем, для инверсии частоты и обращения времени, буферизации данных и т.д. [8].

Кристаллы, изготовленные из ФМ-плёнок ЖИГ, обладают широкими возможностями, однако потери ограничивают эффективность их использования. В работе [204] экспериментально продемонстрировано управление спиновыми волнами с малыми потерями в МК, состоящем из наноразмерных ЖИГ-полосок. Усиление спиновых волн в разрешённых полосах пропускания достигается заполнением промежутков между ЖИГ-полосками слоями CoFeB . Образованные таким образом МК имеют перестраиваемые запрещённые зоны шириной 50–200 МГц с почти полным подавлением спин-волнового сигнала. Показано, что брэгговское рассеяние даже на двух полосках ЖИГ даёт чётко различимые запрещённые зоны в спектрах пропускания спиновых волн. Таким образом, интеграция ферромагнетиков с большой намагниченностью насыщения в наноразмерные МК на основе ЖИГ обеспечивает эффективную обработку спиновых волн и распространение с малыми потерями, что важно для магннных технологий.

В работе [205] рассмотрен одномерный МК, созданный на основе плёнки ЖИГ толщиной 10,2 мкм и периодической системы из восьми полосок Cu на его поверхности. Для исключения краевых отражений использовались поглотители в виде плёнки Au толщиной 30 нм, расположенные на концах МК. Магннная запрещённая зона для прямых объёмных магнитостатических волн наблюдалась вблизи частоты 1,80 ГГц и имела глубину –4,6 дБ, что хорошо согласуется с результатами моделирования. Полученные в течение нескольких последних лет при исследовании МК в ряде работ характеристики иллюстрируются графиком зависимости глубины и ширины запрещённых зон от количества периодических неоднородностей.

В работе [206] рассмотрены результаты исследований двумерных МК, состоящих из одно- и двухкомпонентных массивов взаимодействующих магнитных точек или решёток отверстий (антидотов) с помощью технологии МБР. В частности, рассматриваются основные свойства зонной диаграммы таких систем, при этом особое внимание обращается на её зависимость как от магнитных,

так и от геометрических параметров. Благодаря возможности изменять зонную структуру с помощью нескольких степеней свободы планарные двумерные МК открывают перспективы для разработки наноразмерных микроволновых устройств.

Исследовано распространение обратных объёмных и поверхностных магнитостатических спиновых волн в одномерном МК с системой канавок на поверхности под воздействием непрерывного пространственного градиента температуры [207]. Показано, что тепловой градиент, приложенный вдоль направления распространения волны, приводит к сдвигу частоты запрещённой зоны и изменению характеристик пропускания спиновых волн. Сдвиг частоты вызван изменением намагниченности насыщения из-за изменения абсолютной температуры. Изменение характеристик пропускания проявляется в расширении запрещённых зон МК и представляет собой результат пространственного преобразования длин спиновых волн в тепловом градиенте. Характеристики пропускания спиновых волн в тепловом градиенте численно рассчитаны на основе подхода матрицы пропускания.

Представлены экспериментальные результаты исследования влияния магнитной кристаллографической анизотропии на параметры динамических МК, возникающих при распространении поверхностных акустических волн (ПАВ) в плёнках ЖИГ [208]. Основные особенности такого влияния: 1) появление дополнительных запрещённых зон вместе с основной магннной запрещённой зоной, существующей без анизотропии, 2) отсутствие отражений падающей поверхностной магнитостатической волны на частотах дополнительных запрещённых зон, 3) возможность достижения такой же глубины дополнительных запрещённых зон при относительно небольшой мощности ПАВ, почти на порядок меньшей, чем в случае основных запрещённых зон. Возможное объяснение особенностей дано на основе неупругого рассеяния поверхностных магнитостатических волн с помощью ПАВ с преобразованием отражённой поверхностной волны в анизотропную прямую объёмную магнитостатическую волну, существование которой обусловлено кубической кристаллографической анизотропией в ЖИГ.

Представлена трёхмерная модель периодических ФМ-плёнок в форме меандра [60]. Распространение спиновых волн в таких плёнках и вертикально связанных структурах изучалось с помощью микромагнитного моделирования и метода плоских волн. Спиновые волны в этих структурах в основном распространяются в сегментах плёнок, расположенных под прямым углом друг к другу. Это делает возможным распространение волны в трёх измерениях. Рассчитаны внутренние эффективные магнитные поля и дисперсия спиновых волн в одиночных и вертикально связанных структурах. Проведено сравнение распространения поверхностных и объёмных спиновых волн в таких меандровых плёнках.

На рисунке 18а показана составная структура на основе двух связанных МК, разделённых слоем диэлектрика (МК1(ЖИГ)/МК2(ЖИГ)). МК1 и МК2 представляли собой плёнки ЖИГ толщиной 12 мкм на ГГГ-подложках, на поверхности которых создана периодическая система канавок с периодом 200 мкм и глубиной 1 мкм. В качестве диэлектрика использовалась пластина слюды толщиной 50 мкм. Рабочая частота выбиралась в центре запрещённой зоны структуры. В такой структуре периодическое

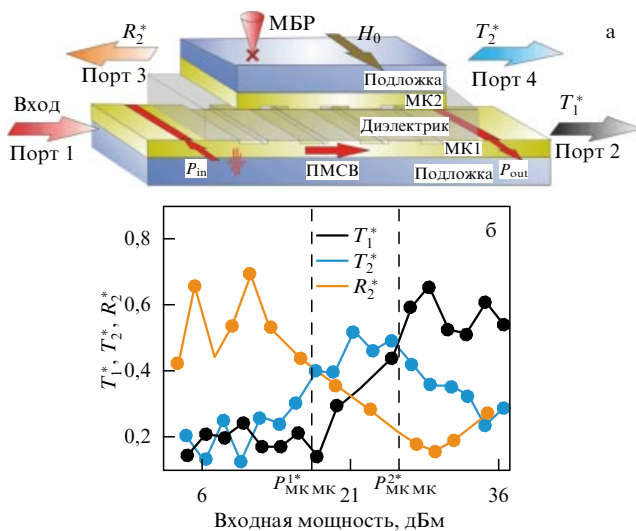


Рис. 18. (В цвете онлайн.) (а) Схема слоистой структуры МК1/МК2. T_1^* , T_2^* , R_2^* — коэффициенты передачи. (б) Зависимость коэффициентов пропускания для порта 2 (чёрная кривая), порта 3 (оранжевая кривая), порта 4 (синяя кривая) от мощности входного сигнала.

чередование максимумов и минимумов интенсивности, в отличие от такового в структуре ЖИГ1/ЖИГ2, имеет место только в некотором диапазоне мощностей входного сигнала.

Выберем точку наблюдения в максимуме сигнала в МК2, например, на расстоянии $l = 3\lambda/2$ от входа. Для этого сечения построены передаточные характеристики каждого из выходных портов для такой структуры, показанные разным цветом на рис. 18б. Существуют два пороговых значения мощности, $P_{МКМК}^{1*}$ и $P_{МКМК}^{2*}$, при которых изменяется динамика системы. Можно выделить три области: при малой входной мощности большая часть сигнала выходит через порт 3, при большой — через порт 2, при средней — через порт 4. Таким образом, если снимать сигнал с порта 3, то структура функционирует как ограничитель мощности, с порта 2 — как подавитель слабых сигналов, с порта 4 — позволяет выделять сигнал среднего уровня мощности. Если снимать сигнал со всех портов, то структура МК1(ЖИГ)/МК2(ЖИГ) позволяет пространственно разделить сигналы разного уровня мощности по портам структуры.

В настоящее время также активно проводятся исследования, направленные на выяснение возможности использовать нелинейные свойства систем с латеральным и вертикальным спин-волновым транспортом [5, 134, 141, 209, 210]. Развитие технологий получения 1D- и 2D-МК на основе плёнок ЖИГ позволяет создавать перестраиваемые магнитным полем устройства генерации, обработки и передачи сигналов в микроволновом диапазоне, такие как, например, сверхвысокочастотные фильтры, фазовращатели, ответвители, устройства хранения информации, сенсоры, высокоскоростные переключатели и устройства магнотонной логики [1, 136–138, 156, 211, 212]. При этом возникает важная задача выявления механизмов управления пространственно-частотной селекцией спиновых волн, распространяющихся в магнотонно-кристаллической структуре [212, 213]. Рассмотрим особенности формирования волноводных каналов на примере структуры, представляющей собой двумерную магнотонно-кристаллическую решётку (рис. 19).

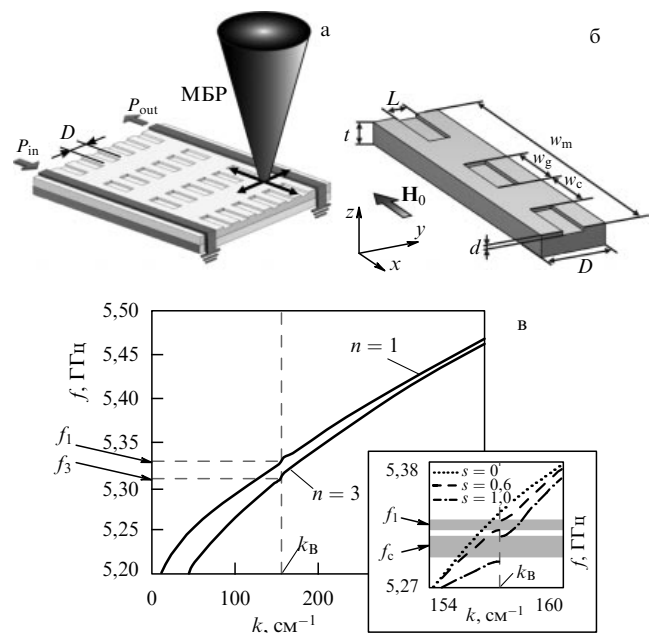


Рис. 19. (а) Схематичное изображение исследуемой структуры в конфигурации с тремя волноводными каналами. (б) Схема элементарной ячейки магнотонно-кристаллической структуры, используемая при численном моделировании методом конечных элементов. (в) Дисперсионная характеристика мод ($n = 1$, $n = 3$) магнотонно-кристаллической структуры при коэффициенте $s = 0,6$. На вставке показаны дисперсионные характеристики низших волноводных мод при $s = 0$ (пунктирная кривая), $s = 1$ (штрихпунктирная кривая), $s = 0,6$ (штриховая кривая).

Известно, что в поперечно-ограниченных регулярных ферритовых волноводах спектр собственных магнито-статических волн является дискретным и представляет собой совокупность мод ПМСВ с различными распределениями полей по ширине волновода (ширинные моды). Наличие на поверхности волноводов некоторой периодической системы приводит к возникновению запрещённых (брэгговских) зон в таких структурах, что является характерным свойством МК. На рисунке 19в показаны дисперсионные характеристики первой и третьей ширинных мод ПМСВ ($n = 1$ и $n = 3$) [214, 215] исследуемой структуры. Можно отметить, что при значении волнового числа $k = k_B = \pi/D = 157 \text{ см}^{-1}$ на дисперсионных характеристиках наблюдаются запрещённые зоны с частотами $f_1 = 5,325 \text{ ГГц}$ и $f_3 = 5,31 \text{ ГГц}$ для первой и третьей моды соответственно. На вставке рис. 19в показаны результаты расчёта дисперсионных характеристик низших мод ПМСВ ($n = 1$) для различных величин s коэффициента заполнения для магнотонно-кристаллического волновода как отношения суммарной ширины всех каналов к ширине волновода w_m . Видно, что с уменьшением s уменьшается частотная ширина запрещённых зон. В случае рассматриваемой магнотонно-кристаллической решётки ($s = 0,6$) ширина запрещённой зоны с центральной частотой $f_1 = 5,325 \text{ ГГц}$ уменьшается до значения $\delta f_1 = 5,327 - 5,324 = 3 \text{ МГц}$, что хорошо видно на увеличенном фрагменте дисперсионных характеристик в области частот f_1 и f_c и волнового числа k_B на вставке рис. 19в. Уменьшение коэффициента заполнения s приводит к уменьшению связи прямой и встречных волн, т.е. волн, распространяющихся вдоль положительного и отрицательного направления оси y соответственно, что в свою

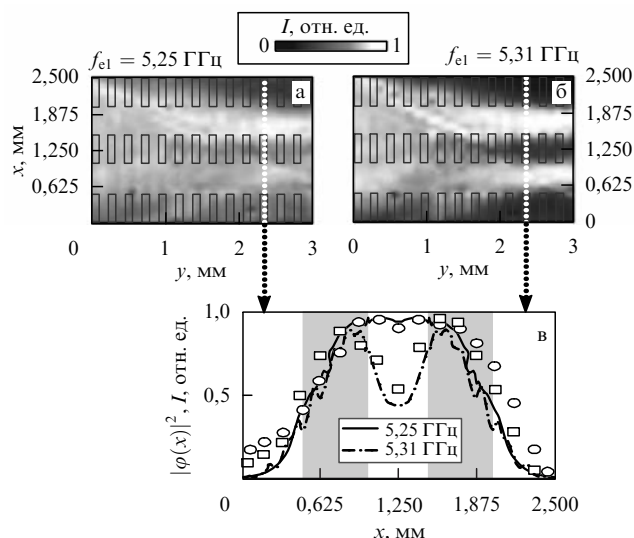


Рис. 20. (а) Карта распределения интенсивности спиновой волны в исследуемой структуре на частоте $f_{e1} = 5,25$ ГГц. (б) Карта распределения интенсивности спиновой волны в исследуемой структуре на частоте $f_{e1} = 5,31$ ГГц. (в) Распределение внутреннего поля первой моды исследуемой магнито-кристаллической структуры вдоль оси x для частот $5,25$ ГГц (сплошная кривая — результаты расчёта, кружки — результаты эксперимента), $5,31$ ГГц (штрихпунктирная кривая — результаты расчёта, квадраты — результаты эксперимента). Области серого цвета соответствуют положению каналов шириной w_c на поверхности плёнки ЖИГ.

очередь приводит к уменьшению частотной ширины запрещённой зоны.

Экспериментальное исследование динамики распространения ПМСВ в рассматриваемой структуре проводилось методом МБР. Измеренная интенсивность оптического сигнала I при этом оказывается пропорциональной квадрату динамической намагниченности в области, где сфокусирован лазерный луч на поверхности плёнки ЖИГ.

На рисунке 20а показано распределение интенсивности ПМСВ $I(x, y)$ для частоты входного сигнала $f_{e1} = 5,25$ ГГц. Чёрными прямоугольниками указаны области канавок на поверхности плёнки ЖИГ. Так как данная частота находится вдали от частоты брэгговского резонанса, влияние периодической системы на поверхности плёнки ЖИГ на дисперсионные характеристики и поперечное распределение амплитуд мод практически отсутствует. Пространственное распределение квадрата динамической намагниченности в этом случае соответствует результату интерференции первой и третьей ширинных мод [214, 215] ЖИГ-волновода шириной w_m . При значении частоты входного сигнала, которое соответствует частоте запрещённой зоны третьей моды f_3 , а именно $f_{e2} = 5,31$ ГГц (рис. 20б), происходит изменение распределения интенсивности ПМСВ в исследуемой структуре. Наблюдается перераспределение ПМСВ, а именно проявляются максимумы интенсивности в промежутках между периодическими структурами, т.е. в зонах с постоянной толщиной плёнки.

Как видно из рис. 19в, эта частота лежит внутри запрещённой зоны для третьей моды ($n = 3$), таким образом, данная мода сильно затухает при распространении на периодической системе канавок и основной вклад в наблюдаемое распределение интенсивности вносит пер-

вая мода ($n = 1$). Концентрация интенсивности ПМСВ в области структуры, где отсутствует периодическая система канавок на поверхности ЖИГ, наблюдается только на частотах, близких к частоте f_3 , что свидетельствует о связи данного эффекта с трансформацией собственных мод структуры в частотной области брэгговской запрещённой зоны. На рисунке 20в показан профиль первой моды ПМСВ (штрихпунктирная кривая), распространяющейся в исследуемой структуре. В то же время волна, которая соответствует третьей моде, затухает из-за действующего условия запрещённой зоны. Результаты экспериментального исследования показаны на рис. 20в для частоты $5,25$ ГГц (кружки) и частоты $5,31$ ГГц (квадраты). Видно их хорошее согласие с результатами численного моделирования. Таким образом, образование волноводных каналов в магнито-кристаллической структуре возможно в случае, когда частота входного сигнала совпадает с частотой запрещённой зоны.

5. Магнонные волноведущие структуры типа феррит – полупроводник

Полупроводниковая электроника на основе структур типа "металл – диэлектрик – полупроводник" (МДП) [216] обеспечивает высокое быстродействие функциональных элементов при низких энергопотреблении и тепловыделении. Однако при уменьшении размеров элементов начинают проявляться фундаментальные физические ограничения, связанные с изменением диэлектрических и проводящих свойств полупроводников и диэлектриков на нанометровых пространственных масштабах. Другими ограничивающими факторами являются процесс выделения тепла и возрастание плотности тепловых потоков вследствие протекания в МДП-структурах электрических токов. Одним из альтернативных подходов, способных преодолеть вышеупомянутые ограничения, является подход, при котором в качестве переносчика информации используются спины или магноны (спиновые волны (СВ)) [110, 142, 217].

Важным шагом на пути объединения элементов магноники и полупроводниковой электроники является решение проблемы интеграции магнитных структур, реализующих перенос спинов, с существующими полупроводниковыми функциональными элементами, реализующими перенос электронов. При решении данной проблемы необходимо прежде всего подобрать соответствующие комбинации магнитных и полупроводниковых структур и их материальных параметров.

Магнитные структуры на основе монокристаллических плёнок ЖИГ характеризуются рекордно малыми потерями при распространении СВ, высоким омическим сопротивлением и являются перспективными для такой интеграции. Однако включение ЖИГ-элементов магноники в полупроводниковую электронику сталкивается с проблемами. В частности, проблемой является несовместимость полупроводниковых подложек и монокристаллических магнитных плёнок как по параметрам их кристаллических решёток, так и по температурным режимам их выращивания. Моно- и поликристаллические плёнки ЖИГ обычно выращивают на подложках из ГГГ методом жидкофазной эпитаксии, магнетронного распыления [218], ионно-лучевого распыления [171] или импульсного лазерного осаждения [219]. В полупроводниковой электронике, особенно при создании устройств для

СВЧ-диапазона радиоволн, широко используются подложки на основе арсенида галлия (GaAs), обладающего высокой подвижностью носителей заряда (подвижность электронов и дырок $8600 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ и $400 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ соответственно) и широкой запрещённой зоной $\Delta\varepsilon = 1,42 \text{ эВ}$ [220]. Таким образом, магнитные структуры на основе ЖИГ-плёнок, совмещённые с GaAs-подложками (структуры типа "феррит – полупроводник"), являются многообещающими кандидатами для интеграции элементов магноники и спинтроники в существующую и перспективную полупроводниковые технологии.

Другой важной задачей является разработка адекватных методов характеристики получаемых феррит-полупроводниковых структур как по материальным параметрам слоёв (намагниченность насыщения, характеристики кристаллографической анизотропии), так и по их высокочастотным свойствам (характерные частоты спин-волновых возбуждений, диссипативные параметры и т.д.) в широком диапазоне магнитных полей и частот.

В этом разделе представлены результаты по разработке технологии изготовления слоистых структур типа ЖИГ/GaAs, по характеристике и исследованию спин-волновых возбуждений в таких структурах методом ферромагнитного резонанса (ФМР) и методом МБР [221, 222].

В качестве полупроводниковой основы использовалась полуизолирующая подложка n-GaAs с ориентацией (100) и толщиной 400 мкм. Плёнка ЖИГ наносилась на подложку ионно-лучевым напылением в атмосфере Ar^+O_2 [171]. Для уменьшения упругой деформации решётки и диффузии в слой ЖИГ ионов Ga и As напылялся слой AlO_x толщиной 4 нм. Далее для согласования постоянных кристаллических решёток напылялся буферный слой ЖИГ. После планаризации и отжига напылялся второй слой ЖИГ. Общая схема полученной структуры, порядок расположения слоёв, микрофотография поверхности и поперечного сечения представлены на рис. 21. Результаты исследований показали, что полученные слои ЖИГ имеют поликристаллическую структуру с размерами зёрен от 20 до 60 нм и суммарную толщину $d_1 + d_2$ порядка 100 нм.

Спектр ФМР измерялся резонаторным способом в диапазоне значений магнитного поля от 0,1 до 5,5 кЭ при фиксированной частоте $f_r = 9,87 \text{ ГГц}$ и двух ориентациях внешнего магнитного поля: в плоскости структуры ($H_{\parallel}$) и перпендикулярно плоскости ($H_{\perp}$). При любых ориен-

Таблица. Результаты измерений

Параметр	Ориентация $H_{\parallel}$	Ориентация $H_{\perp}$
Резонансное магнитное поле, кЭ	$H_{\parallel 1} = 2,895$, $H_{\parallel 2} = 3,001$	$H_{\perp 1} = 4,882$, $H_{\perp 2} = 4,707$
Ширина линии ФМР, Э	$\Delta H_{\parallel 1} = 223$, $\Delta H_{\parallel 2} = 134$	$\Delta H_{\perp 1} = 52$, $\Delta H_{\perp 2} = 198$
Эффективная намагниченность, кГс	$4\pi M_{\parallel 1} = 1,397$, $4\pi M_{\parallel 2} = 1,139$	$4\pi M_{\perp 1} = 1,357$, $4\pi M_{\perp 2} = 1,182$

тациях магнитного поля наблюдался отклик магнитной структуры с двумя значениями резонансных магнитных полей H_{ri} ($i = 1, 2$ — порядковый номер резонанса при заданной ориентации r внешнего магнитного поля), соответствующих однородным модам прецессии намагниченности в слоях.

Результаты измерения резонансных полей приведены в таблице. Эффективные намагниченности каждого слоя при каждой ориентации оценивались как

$$4\pi M_{\perp} = H_r - \frac{f_r}{\gamma}, \quad 4\pi M_{\parallel} = \frac{(f_r/\gamma)^2 - H_r^2}{H_r}, \quad (34)$$

где $\gamma = 2,8 \text{ ГГц кЭ}^{-1}$ — гиромагнитное отношение.

Таким образом, из результатов, полученных методом ФМР для исследуемой структуры, и их сравнения с материальными параметрами для чистого монокристаллического ЖИГ (намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1,750 \text{ кГс}$, ширина линии ФМР 0,5–1 Э) можно сделать следующие выводы: выращенные на GaAs-подложке слои ЖИГ имеют по сравнению с чистым ЖИГ меньшую величину намагниченности насыщения и большую ширину линии ФМР; намагниченности насыщения слоёв существенно различаются; плёнки достаточно однородны по магнитным параметрам, и неоднородные моды прецессии намагниченности не наблюдаются. Такие различия в намагниченности насыщения и ширине линии ФМР магнитной структуры обусловлены, на наш взгляд, влиянием ростовой анизотропии и поликристаллической структурой полученных слоёв ЖИГ. Так как метод ФМР не позволяет сопоставить полученные намагниченности с конкретным магнитным слоем, в дальнейшем полагалось, что меньшая величина намагниченности соответствует верхнему слою ЖИГ толщиной d_1 (рис. 21в), т.е. $4\pi M_1 = 1,139 \text{ кГс}$ (для слоя с d_2 $4\pi M_2 = 1,397 \text{ кГс}$).

Дальнейшее исследование спектров спин-волновых возбуждений в структуре ЖИГ/GaAs проводилось методом МБР, который позволяет измерять характеристики как когерентных, так и некогерентных ("тепловых") спин-волн в диапазоне частот 1–100 ГГц. Спектры МБР некогерентных СВ в диапазоне частот до 20 ГГц при различных величинах внешнего магнитного поля представлены на рис. 22а. При заданной величине внешнего магнитного поля спектральные пики с наименьшими частотами в стоковой и антистоковой областях спектра (на рис. 22а обозначены как SS (Stokes Spectrum) и AS (Anti-Stokes Spectrum) соответственно) принадлежат низшим модам СВ, распространяющимся вдоль положительного и отрицательного направления y . Остальные спектральные пики соответствуют частотам поперечных спин-волновых резонансов (Perpendicular Standing Spin Wave — PSSW) [223] в структуре с двумя слоями ЖИГ с различными толщинами и намагниченностями. Эти пики

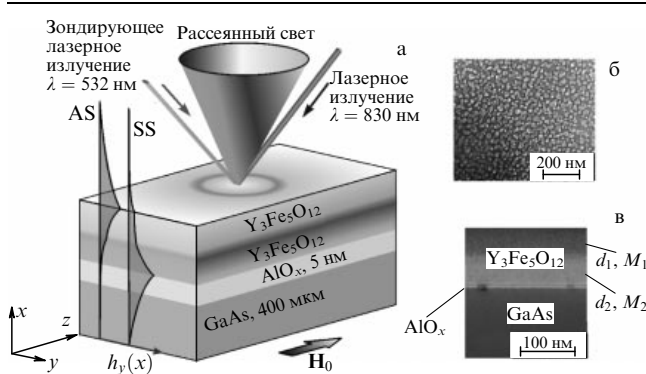


Рис. 21. (а) Схематичное изображение ЖИГ–GaAs-структуры и конфигурация метода МБР. Микрофотография поверхности структуры (б) и поперечное сечение структуры (в).

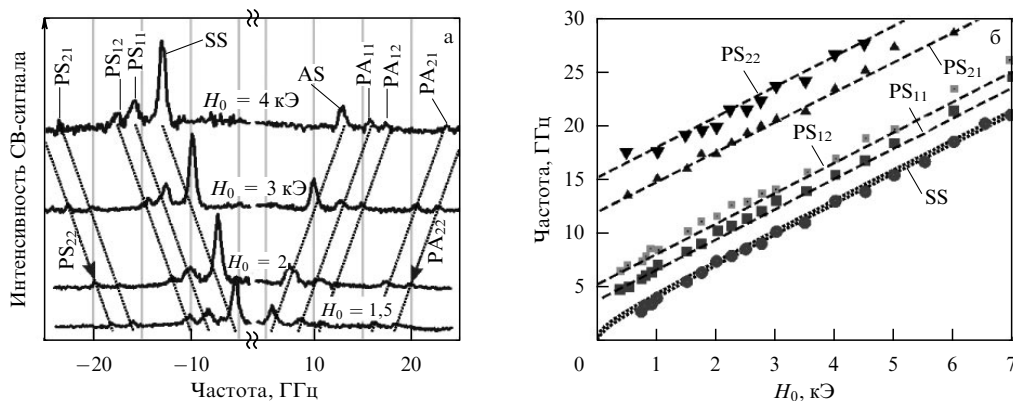


Рис. 22. (а) МБР-спектры некогерентных спиновых волн в структуре ЖИГ/GaAs, полученные при различных величинах внешнего магнитного поля. (б) Полевые зависимости резонансных частот PSSW с $n = 0$ — кружки, $n = 1$ — квадраты и $n = 2$ — треугольники. Штриховые линии представляют частоты, рассчитанные по формуле (35).

на рис. 22 обозначены как PS_{nl} и PA_{nl} для стоксовых и антистоксовых частей спектра (n — номер моды PSSW, $l = 1, 2$ — номер магнитного слоя с намагниченностью M_l). В случае свободных спинов и отсутствия межслойного обменного взаимодействия дисперсионные характеристики высших мод ($n > 0$) дипольно-обменных волн в изолированном магнитном слое определяются выражением [224]

$$\omega_{ln} = \sqrt{\omega_{lnk}(\omega_{lnk} + \omega_{Ml})}, \quad (35)$$

где $\omega_{ln} = 2\pi f_{ln}$ — угловая частота, $\omega_{lnk} = \omega_H + q\omega_{Ml}(k^2 + (n\pi/d_l)^2)$, $q = 3 \times 10^{-12} \text{ см}^2$ — константа неоднородного обмена [224], k — продольное волновое число СВ. Выражение (35) при $k = 0$ может быть использовано для определения резонансных частот PSSW. По измеренным резонансным частотам PSSW и известным значениям намагниченностей слоёв из (35) можно определить толщину каждого слоя ЖИГ. На рисунке 22б представлены экспериментальные полевые зависимости частот PSSW PS_{nl} и теоретические кривые, построенные с использованием (35) при толщинах слоёв ЖИГ $d_1 = 54 \text{ нм}$ и $d_2 = 60 \text{ нм}$. Видно, что экспериментальные и теоретические результаты для частот PSSW хорошо согласуются между собой. На этом же рисунке представлены полевые зависимости низших SS-мод спиновых волн.

Однако экспериментальные исследования методом МБР с лучшим частотным разрешением показали, что спектральный пик SS расщепляется на два пика и степень расщепления пиков по частоте зависит от направления намагничивания структуры ЖИГ/GaAs вдоль положительного или отрицательного направления оси z (см. рис. 21). Таким образом, характеристики распространения низших мод СВ носят невязимый характер. Невязимость распространения, свойственная поверхностным спиновым волнам, возникает, например, при нарушении симметрии граничных условий на поверхностях слоя ЖИГ из-за металлизации одной из поверхностей. Так, в работе [225] приведено дисперсионное уравнение в дипольном приближении для двухслойной структуры ЖИГ с учётом конечной проводимости σ слоя GaAs. Величиной проводимости σ слоя GaAs можно управлять, например, облучая его поверхность светом с энергией фотонов E_f , большей, чем ширина запрещённой зоны ΔE

GaAs, и достаточной для инжекции электронов из валентной зоны в зону проводимости.

С использованием метода МБР с селекцией по волновым числам [222] проведено исследование дисперсионных характеристик СВ и явления невязимости в структуре ЖИГ/GaAs в двух случаях: при воздействии и без воздействия на поверхность GaAs со стороны ЖИГ инфракрасного излучения (ИК). В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda = 830 \text{ нм}$ и мощностью излучения 5 мВт, сфокусированный в область диаметром 1 мм на поверхности структуры. В этой же области измерялись дисперсионные характеристики СВ при фиксированной величине внешнего магнитного поля $H_0 = 2 \text{ кЭ}$. Экспериментальные и теоретические результаты представлены на рис. 22. Видно, что дисперсионные характеристики высших мод СВ и резонансные частоты PSSW не зависят от направления намагничивания структуры и облучения её поверхности. Для этой части спектра СВ наблюдается хорошее согласие между экспериментальными результатами и результатами теоретических расчётов дисперсии СВ и частот PSSW по формуле (35). Независимость характеристик высших мод СВ от направления намагничивания и наличия ИК-излучения объясняется тем, что эти характеристики в первую очередь определяются состоянием спинов на поверхности ЖИГ-слоёв (свободные, закреплённые и т.д.), а не свойствами проводимости подложки GaAs.

Рассмотрим случай низших мод СВ (ветви AS и SS) (рис. 23) и соответствующие им экспериментальные точки дисперсионных характеристик, полученные без воздействия и под воздействием излучения. Независимо от направления распространения СВ наблюдаются две ветви дисперсионных характеристик низших мод СВ: высокочастотная и низкочастотная. Выделим два диапазона волновых чисел: $0 < |k| < 3 \text{ мкм}^{-1}$ — область "малых" волновых чисел; $3 < |k| < 15 \text{ мкм}^{-1}$ — область "больших" волновых чисел. В области отрицательных волновых чисел положение экспериментальных точек на обеих ветвях дисперсионных характеристик практически не зависит от воздействия излучения. Отметим, что на высокочастотной ветви экспериментальные точки находятся в области малых волновых чисел, а на низкочастотной — в области больших.

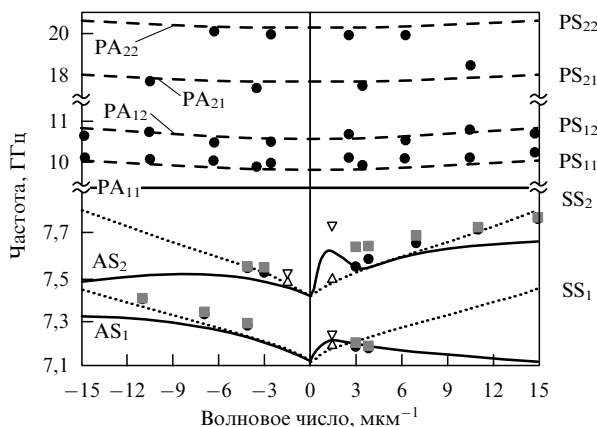


Рис. 23. Дисперсионные характеристики СВ для ЖИГ/GaAs во внешнем поле 2 кЭ без ИК-излучения (кружки и треугольники вершиной вверх) и с ИК-излучением (квадраты и треугольники вершиной вниз). Штриховые линии показывают результат расчёта для режимов PSSW по формуле (35). Сплошные кривые рассчитаны по дисперсионному уравнению [225], пунктирные кривые получены с использованием уравнения для дипольно-обменных волн [224].

В случае положительных волновых чисел воздействие излучения приводит к сдвигу вверх по частоте экспериментальных точек только в области малых волновых чисел и на высокочастотной ветви. Частотный сдвиг порядка 220 МГц определяется возрастанием проводимости GaAs под действием излучения.

Для качественного объяснения наблюдаемых закономерностей на рис. 23 представлены теоретические дисперсионные характеристики, полученные при различных приближениях. Сплошными кривыми показаны дисперсионные характеристики дипольных (магнитостатических) волн в исследуемой двухслойной структуре ЖИГ [225], нагруженной со стороны слоя толщиной d_2 полупроводниковой подложкой GaAs с проводимостью $\sigma = 10^7 \text{ Ом}^{-1}$. Расчёты показали, что влияние проводимости на характеристики дипольных волн (увеличение частоты дипольных волн при фиксированном значении волнового числа) в структуре ЖИГ/GaAs проявляется только в области малых положительных волновых чисел, относящихся к высокочастотной ветви дисперсионной кривой. Анализ распределения компонентов высокочастотных магнитных полей по толщине двухслойной структуры показал, что при этих условиях спиновая волна локализована на границе раздела слой ЖИГ- d_2 – GaAs и её поля эффективно взаимодействуют с электронами проводимости GaAs. В остальных случаях СВ локализованы на противоположных слою GaAs границах.

Отметим, что предложенный упрощённый подход, изложенный в работе [225], не даёт количественной оценки частотного сдвига дисперсионных характеристик. Для получения количественной оценки необходимо решить более строгую задачу о взаимодействии излучения с полупроводниковым слоем и генерации носителей зарядов.

В области больших волновых чисел ($|k| > 3 \text{ мкм}^{-1}$) дипольное приближение становится неприменимым, на рис. 23 штриховыми линиями показаны дисперсионные характеристики низших ($n = 0$) дипольно-обменных мод СВ [224] в изолированных плёнках ЖИГ с толщинами d_1 , d_2 и намагниченностями M_1 , M_2 . В области малых

волновых чисел при проводимости $\sigma = 0$ дисперсионные характеристики дипольных и дипольно-обменных волн практически совпадают.

Таким образом, в этом разделе продемонстрировано, что дисперсионные характеристики спиновых волн в тонких плёнках ЖИГ на подложках из GaAs могут быть изменены контролируемым образом с помощью оптического излучения. В частности, индуцированное ИК-излучением изменение проводимости GaAs приводит к сдвигу частоты спиновых волн на величину до 220 МГц. На основе простой аналитической теории описан эффект невязимости в двухслойной плёнке ЖИГ, индуцированный излучением. Результаты исследований могут быть использованы для интеграции магнонных устройств в полупроводниковую электронику.

6. Доменные границы и скирмионы в устройствах магноники

Границы между магнитными доменами могут иметь разнообразную субструктуру. Так, уже в первой реалистичной модели доменной структуры Ландау и Лифшица [146] присутствуют 90-градусные границы между полосовыми и замыкающими доменами и 180-градусные границы между полосовыми доменами. В зависимости от параметров и размеров магнитного материала, параметров внешнего воздействия реализуются блоховские, неелевские, скрученные доменные границы и их многочисленные разновидности [110, 226–229]. Ширина доменной границы (ДГ) может изменяться, как правило, от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров. Размеры доменных границ в сочетании с возможностью их передвижения делают их мобильными нано-объектами, привлекательными с точки зрения разработки реконфигурируемых устройств спинтроники и магноники с нанометровыми элементами [110, 230, 231]. Например, ДГ исследуются как носители информации для перспективных твердотельных энергонезависимых устройств записи информации, так называемой трековой памяти [110, 232].

В магннике в качестве носителей информации используются спиновые волны (магноны). До недавних пор доменные границы рассматривались как нежелательные элементы спин-волновых устройств, так как при прохождении спиновых волн через ДГ изменяются амплитуда и фаза СВ [233]. В то же время хорошо известно, что границы и поверхности являются естественными элементами, вдоль которых могут локализоваться распространяющиеся волны. Например, эффект "шепчущей галереи" [234] связан с распространением вдоль изогнутой поверхности акустической или оптической волны, испытывающей многократное полное внутреннее отражение. В результате формируется характерная стоячая волна, прижимающаяся к стенкам галереи, — так называемая мода шепчущей галереи. Аналогичные моды для электромагнитных волн применяются при создании компактных оптических и СВЧ-резонаторов с высокой, до 10^{11} , добротностью [235, 236]. Спиновые волны могут быть также локализованы вдоль поверхности ферромагнитной плёнки благодаря дипольному взаимодействию (моды Дэймона–Эшбаха [145]) в виде длинноволновых спиновых волн в магнитостатическом пределе. Они локализованы в слое, толщина которого превышает несколько сотен нанометров, в то время как для использо-

вания в наноструктурах магноники исследуются плёнки с гораздо меньшей толщиной [237–240].

В [114] теоретически показана возможность использования доменных границ в качестве естественных волноводов СВ. Такие волноводы можно рассматривать как некоторую аналогию с модами шепчущей галереи и особенностями, обусловленными одномерностью режима распространения СВ. Нарушение хиральной симметрии при наличии взаимодействия Дзялошинского–Мории [241, 242] приводит к неизвестной ранее особенности мод шепчущей галереи — невзаимности распространения спиновых волн вдоль неелевских доменных границ.

Распространение СВ в непрямых (S-образных) гладких микроволноводах продемонстрировано экспериментально на примере пермалловых волноводов [243]. Для снижения рассеяния спиновых волн в области изгибов микроволноводов необходимо было прикладывать локальное магнитное поле, что затрудняет использование непрямых микроволноводов в разветвлённых магнитных схемах. В доменной границе собственные моды спиновых волн, локализованные в её центре, могут распространяться, в отличие от собственных мод спиновых волн в микроволноводах, вдоль непрямых ДГ без дополнительного рассеяния [114], причём в непосредственной близости от других каналов распространения СВ. Это справедливо, в частности, для диапазона частот, соответствующих модам объёмных спиновых волн.

В 180-градусной неелевской доменной границе (реализуемой, например, в тонких плёнках пермаллоя) магнитные моменты вращаются в плоскости плёнки, что приводит к возрастанию магнитных объёмных зарядов с противоположным знаком по обе стороны от центра ДГ. Заряды порождают сильное магнитостатическое поле, ориентированное противоположно направлению намагниченности в центре ДГ, в результате локально уменьшается эффективное магнитное поле ДГ. Такая потенциальная яма создаётся вдоль ДГ шириной в несколько десятков нанометров (или даже в несколько нанометров, в зависимости от параметров магнитного материала). Поскольку спин-волновые резонансы зависят от эффективного магнитного поля, локально уменьшенные поля могут формировать потенциальные ямы для локализованных спин-волновых мод.

Эффекты локализации и квантования в волноводах микрометровых размеров изучались теоретически и экспериментально [198, 244–246]. Распространение сильно локализованных по ширине доменной границы спин-волновых мод, причём в отсутствие внешнего магнитного поля, экспериментально показано в [247]. Микромагнитное моделирование подтвердило экспериментальные результаты, согласно которым спин-волновые моды сильно локализованы внутри доменной границы в области относительно низких частот (рис. 24); с увеличением частоты локализация слабеет и для сохранения волноводного эффекта надо уменьшать размеры доменов. Подчёркнём, что в работе [247] магнитные поля использованы только для изменения положения ДГ, т.е. для реконфигурации нановолновода СВ.

Помимо использования доменных границ в качестве нановолноводов, их рассматривают также в качестве наногенераторов спиновых волн [248]. При накачке спин-поляризованным током закреплённых ДГ в двухслойных структурах сегнетоэлектрик–ферромагнетик прогнозируемые частоты излучения могут достигать 100 ГГц при

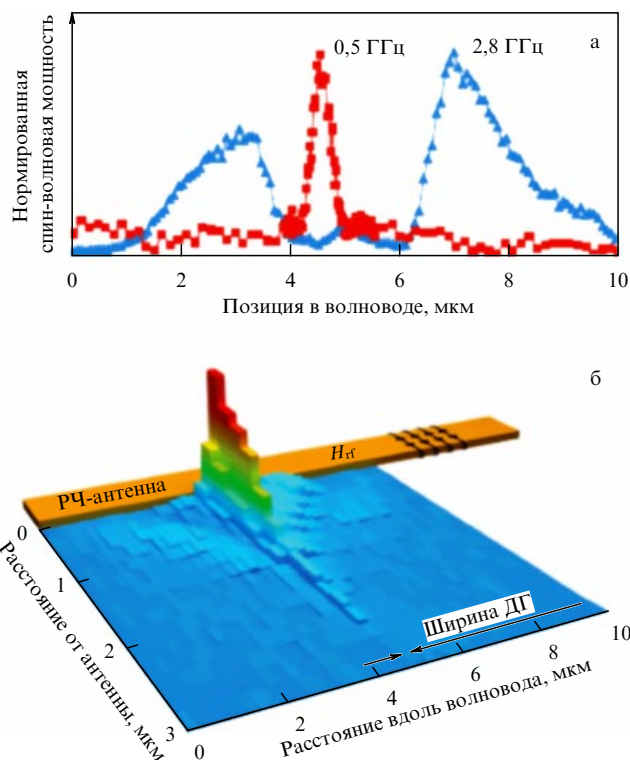


Рис. 24. (а) Интенсивности спиновых волн по ширине волновода для двух частот возбуждения на расстоянии 1 мкм от радиочастотной (РЧ) антенны. Внутри доменной границы максимальная интенсивность наблюдалась при частоте возбуждения 500 МГц (квадраты), а в доменах — на частотах около 2,8 ГГц (треугольники). (б) Двумерное распределение интенсивности спиновых волн, распространяющихся вдоль нановолновода на базе доменной границы. Измерения выполнены с помощью МБР-микроскопии. Спиновые волны в плёнке пермаллоя толщиной 40 нм возбуждаются микрополосковой антенной [247].

длине волны до 20 нм [249]. Более того, когерентность излучения спиновых волн в параллельных ДГ открывает перспективы реализации логических устройств типа Маха–Цендера. Изменение фазы спиновых волн при прохождении через доменную границу [233] также может быть использовано для управления параметрами СВ. Взаимодействие Дзялошинского–Мории (ВДМ) в сверхтонких магнитных плёнках с перпендикулярной анизотропией приводит к зависимости фазового сдвига от хиральности доменной границы [250], поэтому на базе ДГ можно построить наноинтерферометр (рис. 25). Те же принципы положены в основу предложенного в [128] спин-волнового диода (рис. 26). В отсутствие ВДМ спиновые волны распространяются одинаково в обоих направлениях вдоль ДГ (рис. 26а). При наличии ВДМ (рис. 26б–г) имеет место невзаимность распространения спиновой волны внутри волноводного канала, образованного ДГ. Положение доменных границ и, соответственно, эффективность передачи можно изменять магнитным полем или электрическим током с помощью STT/SOT.

Таким образом, ДГ рассматриваются как ключевые элементы спин-волновых устройств обработки информации: источников спиновых волн, наноприёмников, нановолноводов и устройств управления параметрами СВ. Положением и параметрами ДГ обычно управляют с помощью магнитного поля [110, 226–229], а в проводящих

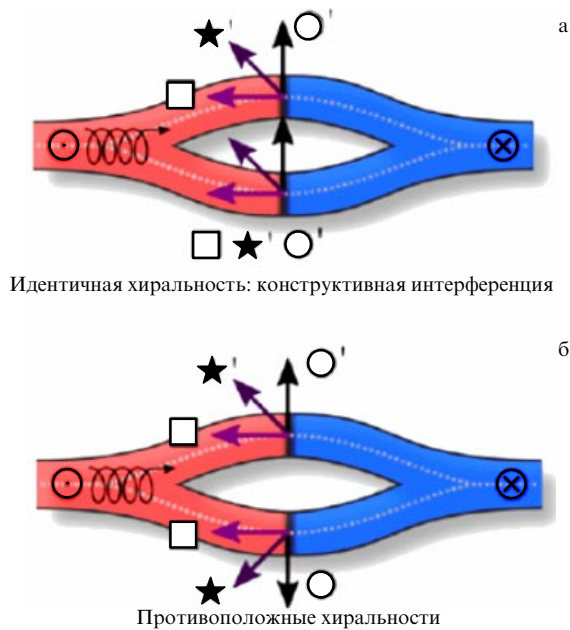


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Интерферометр на тонкой плёнке с перпендикулярной анизотропией. Указано направление намагниченности в доменах, спиновые волны распространяются слева направо. Две доменные границы могут иметь одинаковые (а) или противоположные (б) хиральности. В случае противоположных хиральностей фазовый сдвиг при прохождении спиновых волн через доменную границу зависит от величины взаимодействия Дзялошинского – Мории [250].

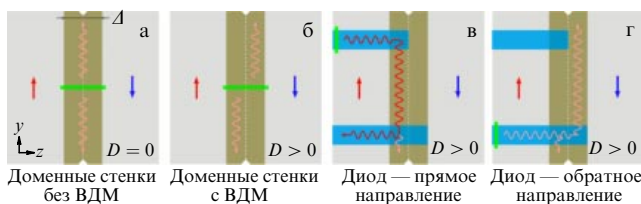


Рис. 26. (В цвете онлайн.) Схема распространения спиновых волн в доменной границе (тёмная область) при (а) отсутствии ($D = 0$) и (б) наличии ($D > 0$) ВДМ в магнитной плёнке. Красная и синяя стрелки показывают направление намагниченности в доменах. (в, г) Принцип работы диода для СВ ($D > 0$). Входной и выходной волноводы обозначены голубым цветом. Перенос магнитного момента при прохождении спиновых волн от источника СВ (показан зелёной полосой) в выходной канал зависит от направления распространения СВ. Спиновая волна проходит сверху вниз (рис. в, прямое направление для СВ-диода) и блокируется при прохождении снизу вверх (рис. г, обратное направление для СВ-диода) [125].

материалах — и с помощью электрического тока [79, 251]. При прохождении спиновых волн через ДГ не только изменяется фаза СВ [223, 233], но и может происходить передача импульса ДГ [252, 253] и ДГ начинают двигаться под действием спиновых волн [254–256]. ДГ могут передвигаться также в случае создания градиентов температуры [257, 258], механических напряжений [259, 260]. Высокую степень локализации воздействия на ДГ в принципе могут обеспечить лазерные импульсы, особенно в паре с плазмонными элементами, в связи с чем исследуются возможности полностью оптического управления положением и скоростью ДГ как теоретически [261, 262], так и экспериментально [262–265]. Наиболее ясно закономерности процесса движения доменных границ под действием лазерных импульсов проявляются в

случае, когда движение инициировано одиночным лазерным импульсом [241]. Для такого случая показано, что движение ДГ происходит в три этапа, носит инерционный характер и продолжается в течение времени, более чем на порядок превышающего длительность лазерного импульса; направлением движения ДГ можно управлять, изменяя направление циркулярной поляризации лазерного луча [264].

Важным направлением исследования свойств ДГ является поиск возможностей их применения в быстродействующих устройствах. Движение ДГ ранее изучалось на нано- и микросекундном масштабе длительностей. Во многом это связано с величиной скорости ДГ $10–100 \text{ м с}^{-1}$ в большинстве исследуемых материалов, а также с особенностями методик регистрации динамических ДГ, с потребностями практических приложений доменов и доменных границ в магнитооптических устройствах и в качестве носителей информации в устройствах памяти на цилиндрических магнитных доменах и вертикальных блоховских линиях [202–205, 266, 267]. Отметим возможность движения доменных границ с очень высокой скоростью, вплоть до 20 км с^{-1} , в пластинах ортоферритов [268, 269] и со скоростью до $3–4 \text{ км с}^{-1}$ в плёнках ферритов-гранатов [270, 271]. В этих случаях ДГ разгоняются практически до скорости спиновых волн, величина которой и является предельным фактором. Скорости ДГ более 2 км с^{-1} наблюдались в аморфных микропроводах [272]. Отметим, что при таких скоростях доменная граница перемещается на несколько десятков нанометров за несколько десятков пикосекунд, что может быть использовано в быстродействующих наноразмерных устройствах спинтроники.

Актуальна разработка методов исследования динамики ДГ на нанометровом масштабе — поскольку возможности оптической поляризационной микроскопии ограничены дифракционным пределом, магнитная силовая микроскопия применима только для изучения статических доменных структур, а исследования динамики ДГ с помощью рентгеновских методов и электронной микроскопии [273] ограничены, в частности, специфическими требованиями к исследуемым образцам. Смещения доменных границ, меньшие предела оптического разрешения, были продемонстрированы с помощью холловской микромагнитометрии [274, 275]. Этот метод применим для исследования относительно низкочастотной динамики ДГ. Для исследования динамики ДГ в магнитных плёнках с регулярной доменной структурой, которую можно рассматривать как фазовую дифракционную решётку [276–278], разработан метод пространственной фильтрации выходного оптического потока с использованием фурье-образа доменной структуры и импульсной переходной реакции в режиме реального времени. Это позволило повысить чувствительность к смещению доменных границ до 5 нм и зарегистрировать их динамику с временным разрешением 1 нс [279]. Благодаря использованию фемтосекундных рентгеновских импульсов лазера на свободных электронах для динамического зондирования магнитных доменных структур зарегистрировано уширение ДГ на 20 нм в результате воздействия на многослойную плёнку Co/Pt фемтосекундными ИК-лазерными импульсами [262].

Магнитные плёнки для наноматроники, несмотря на их малую толщину (от нескольких десятков нанометров до нескольких ангстремов), являются базой для форми-

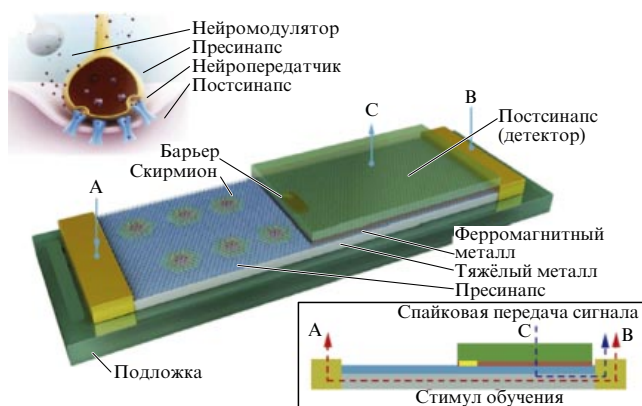


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Скирмионы в предлагаемой конструкции нейроморфного процессора [286].

рования различных трёхмерных магнитных спиновых конфигураций, представляющих интерес для многочисленных приложений спинтроники [231]. В ДГ примером таких конфигураций являются блоховские линии и точки. Интересными свойствами обладают скирмионы — спиновые текстуры с нетривиальными топологическими зарядами [280–282]. Скирмионы обладают высокой устойчивостью к внешним возмущениям, а их размеры в предельном случае составляют всего 1–2 нм. Плёнки со скирмионами могут быть субнанометровой толщины, для перемещения скирмионов в ряде случаев достаточно плотности тока 10^3 А см^{-2} . Скирмионы обычно наблюдаются в хиральных магнитных системах, но их формирование возможно и в плёнках с перпендикулярной анизотропией на основе традиционных ферромагнитных металлов, где отсутствует взаимодействие Дзялошинского–Мории, с помощью локальной модификации параметров магнитной плёнки [283]. В этом случае скирмионы остаются устойчивыми при комнатной температуре и в отсутствие внешнего магнитного поля.

Топологически скирмионы эквивалентны так называемым мягким, не содержащим линий Блоха в ДГ, цилиндрическим магнитным доменам. На основе скирмионов, так же как и несколько десятилетий назад на основе цилиндрических магнитных доменов [202], разрабатываются логические устройства для нейроморфной логики [284, 285], в том числе для нейроморфных компьютеров (рис. 27). Характерной особенностью скирмионов, влияющей на их применение в устройствах спинтроники и магники, является их взаимодействие со спиновыми волнами, которое проявляется, например, в движении скирмионов под действием СВ [30, 44].

7. Магнонные осцилляторы и детекторы

Возбуждение колебаний в наноразмерных магнонных структурах за счёт эффекта переноса спинового момента вызывает в последние годы большой интерес в связи с перспективами создания миниатюрных и широко перестраиваемых током микроволновых осцилляторов и детекторов [287, 288]. Предложены (см. обзор [288]) две базовые конструкции осцилляторов: так называемые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО) и спин-холловские наноосцилляторы (СХНО), основанные на эффекте переноса спинового момента в первом случае из ферромагнетика с закреплённой намагниченностью, а во втором — на переносе спинового момента благодаря спиновому эффекту Холла из слоя тяжёлого металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Базовые конструкции таких осцилляторов представлены на рис. 28. За счёт эффекта переноса спинового момента в ферромагнитные слои могут происходить компенсация потерь в системе и прецессия намагниченности в микроволновом диапазоне.

Основными недостатками таких осцилляторов являются низкая выходная мощность генерируемых колебаний (от менее чем 1 пВт до нескольких сотен микроватт) и большая ширина спектральной линии (несколько десятков мегагерц на частоте в несколько гигагерц). Естествен-

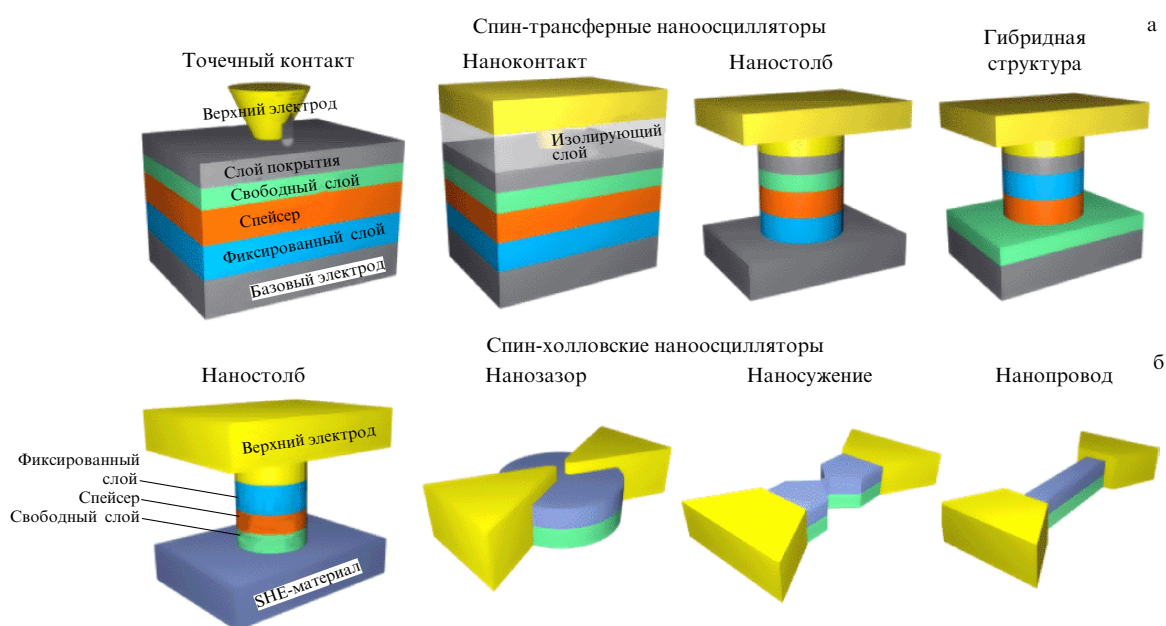


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Базовые конструкции спин-трансферных наноосцилляторов (а) и спин-холловских наноосцилляторов (б).

ным решением для улучшения этих характеристик является синхронизация многих осцилляторов. Ранее исследовалась синхронизация СТНО и СХНО общим током [120, 289–293], спиновыми волнами [294, 295], магнитодипольным взаимодействием [119, 296–298]. В настоящее время наилучшими экспериментальными результатами являются синхронизации девяти [120] и 64 [293] СХНО общим током. Выходная мощность от таких осцилляторов детектируется за счёт эффектов гигантского или туннельного магнетосопротивления для СТНО и спинового сопротивления Холла для СХНО [288].

Теоретически работа магнанных осцилляторов чаще всего описывается с помощью гамильтонова формализма [299], согласно которому переходят от исходного уравнения ЛЛГ с добавочным членом к уравнениям для комплексных спин-волновых амплитуд в рабочем ферромагнитном слое. Отметим, что получающиеся уравнения для спин-волновых амплитуд совпадают с укороченными уравнениями для макроскопических осцилляторов Ван дер Поля, учитывающих регенерацию, затухание и неизохронность (зависимость частоты колебаний от амплитуды).

В последнее время в связи с совершенствованием технологии создания ультраплёнок ЖИГ толщиной в несколько десятков нанометров ведутся активные исследования по генерации магнонов в структурах ЖИГ/Pt [78, 300, 301]. В частности, на рис. 29 представлена конструкция выполненного на основе двухслойной структуры ЖИГ/Pt магннного осциллятора, находящегося во внешнем магнитном поле H_0 . Экспериментально с помощью МБР показано [301], что при пропускании электрического тока через слой Pt в ЖИГ возникает некомпенсированный спиновый момент, который приводит к генерации когерентных магнонов.

Обратным к генерированию можно считать детектирование микроволновых колебаний с помощью магннных осцилляторов благодаря спин-диодному эффекту [302]. При пропускании через осциллятор переменного тока или действии переменного электромаг-

нитного поля на его выходе создаётся постоянное напряжение. Поэтому осциллятор может быть использован для детектирования переменных микроволновых сигналов. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала $1,4 \text{ мВ мВт}^{-1}$ [302]. Позднее в [303] была продемонстрирована чувствительность $12000 \text{ мВ мВт}^{-1}$ при комнатной температуре при пропускании через образец тока смещения. Отметим, что предельная чувствительность промышленно выпускаемых диодов Шотки не превышает 4000 мВ мВт^{-1} . Сейчас ведутся активные исследования в области вихревых спиновых диодов, предельная чувствительность которых может достигать $40000 \text{ мВ мВт}^{-1}$ [304].

Взаимосинхронизированные ансамбли магннных осцилляторов и спиновые детекторы могут быть использованы при построении синтезаторов дискретной сетки частот в СВЧ-диапазоне [305, 306], спектроанализаторов [307, 308], устройств широкополосной связи [309], а также аппаратно-реализованных нейроморфных сетей [310].

8. Терагерцевая магноника

Частоты осцилляций, возникающих в магннных генераторах, пропорциональны эффективному магнитному полю, включающему в себя внешнее поле, поле анизотропии и магнитостатическое поле, и они могут достигать величин в несколько десятков гигагерц. Однако требования к увеличению рабочих частот магннтоэлектронных и спинтронных элементов и приборов инициировали серьёзные фундаментальные исследования в области ферро- и антиферромагнитной (АФМ) спинтроники и магноники. Спиновые волны в магнитных материалах могут существовать в широком диапазоне частот, от нескольких мегагерц до нескольких сотен терагерц [311–313]. Частота спиновых волн (магнонов) и, соответственно, их скорость сильно влияют на характеристики магннных устройств. Использование терагерцевого диапазона частот в устройствах магноники для генерации, детектирования сигналов и сверхбыстрых устройств обработки информации требует развития технологии создания соответствующих материалов и методов эффективного возбуждения магнонов в ТГц-диапазоне. Исследования направлены на разработку низкоэнергетических средств возбуждения, манипуляции и обнаружения магнонов в нанометровом масштабе, которые в свою очередь могут явиться стимулом для развития вычислительных приложений.

Как правило, спектры спиновых волн (магнонов) состоят из нескольких ветвей, акустических и оптических, а дисперсионные свойства высокочастотных магнонов управляются изменением обменного магнитного взаимодействия [314]. На первый взгляд изменение параметров обмена внутри слоя и между слоями в структурах может показаться простым, поскольку эти величины зависят от межатомных расстояний магнитных атомов. Однако показано, что в ферромагнитных металлах изменить междоусловные обменные параметры при изменении межатомных расстояний довольно сложно. Экспериментальные результаты на двухслойных тонких плёнках железа и вольфрама с золотым буферным слоем и без него показали, что добавление слоя Au приводит к значительному уменьшению энергии магнонов. Кроме определения характера обменного взаимодействия важ-

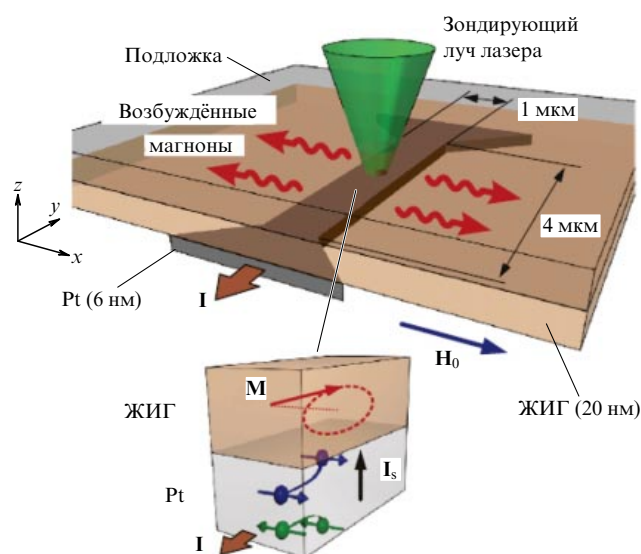


Рис. 29. Конструкция магннного осциллятора на основе структуры ЖИГ/Pt [301]. I и I_s — электрический и спиновый токи соответственно.

ным остаётся вопрос затухания ТГц-магнонов. Основным источником затухания ТГц-магнонов в ферромагнетиках является их распад на возбуждения электрон-дырочной пары (так называемые возбуждения Стонера). Если такие возбуждения существуют в области возбуждения магнонов, то они могут вызвать значительное затухание. Как правило, существуют другие источники затухания в магнитных телах, например фононное и примесное рассеяние, мультимагнонное рассеяние и спин-орбитальное затухание [2].

Когда упорядоченная спиновая система с заданной размерностью претерпевает фазовый переход второго рода, зависимость намагниченности от температуры может быть хорошо описана тепловыми возбуждениями магнонов. Однако поведение самих магнонов в зависимости от температуры и величины температуры перехода T_c до сих пор не изучено. С помощью спин-поляризованной спектроскопии потерь энергии электронов с высоким разрешением были исследованы ТГц-магноны, возбуждаемые в ультратонком ферромагнетике, в зависимости от температуры. Показано [2], что энергия и время жизни магнонов уменьшаются с повышением температуры. Вызванная температурой нормализация энергии и времени жизни магнонов зависит от волнового вектора. Для высоких температур основным механизмом затухания становится многомагнонное рассеяние, тогда как затухание Ландау практически не изменяется с изменением температуры и оказывается главным механизмом при низких температурах. Исследование физических величин, определяющих дальность распространения магнонов, таких как энергетические потери и время жизни, показало, что ТГц-магноны сохраняют свой характер распространения даже при температурах, существенно превышающих T_c , для значений волновых чисел вплоть до $1 \text{ \AA}^{-1}$.

В настоящее время в экспериментальных и теоретических работах описывается целый ряд материалов, в которых частоты магнитных колебаний могут достигать нескольких ТГц. В FePd сила обменного взаимодействия достаточно велика для существования магнонов с частотой 7 ТГц [311]. Возбуждения в такой системе могут распространяться на несколько десятков нанометров за время порядка 1 пс. Наличие обмена Дзялошинского–Мории также определяет невзаимность распространения [315] магнонов при приложении внешнего поля в плоскости плёнки. В экспериментальной работе [316] описывается способ возбуждения ТГц-колебаний в слоистых структурах из ферромагнитных (ФМ) и немагнитных плёнок, например Pt/Co, Gd/Co, толщинами 3–10 нм. Внешним источником колебаний служит импульс фемтосекундного лазера продолжительностью 120 фс с длиной волны 800 нм. Выведенная из равновесия система спинов служит источником электромагнитного ТГц-излучения и спинового тока в плёнках, до тех пор пока не придёт в равновесие. Продолжительность таких переходных процессов составляет несколько пикосекунд, что гораздо больше длительности импульса. На границе ферромагнетик–тяжёлый металл спиновый ток в ФМ-плёнке преобразуется в зарядовый ток в результате обратного спинового эффекта Холла. Для таких структур плотность тока и мощность ТГц-излучения не зависят от поляризации лазерного импульса.

Для управления магнонами в ТГц-диапазоне можно создавать помимо одиночных ФМ-слоёв квазипериоди-

ческие структуры, например, из слоёв кобальта и пермаллоя. В работе [313] исследованы магнонные запрещённые зоны в ТГц-диапазоне частот в периодических и квазипериодических (порядок наложения слоёв определяется последовательностью Фибоначчи) магнонных кристаллах. Теоретическая модель основана на магнитном гамильтониане Гейзенберга в режиме обмена и методе матриц переноса в приближении случайной фазы. Для периодических схем структура объёмных зон аналогична структурам, которые обнаруживаются в фотонных кристаллах, а для квазипериодических многослойных структур она имеет дополнительные полосы пропускания, аналогичные тем, которые обнаруживаются в легированных электронных материалах. Так как структура запрещённых зон зависит от характера периодичности искусственного магнонного кристалла, для квазипериодического МК количество запрещённых зон больше и они имеют меньшую ширину, чем в периодическом МК. Но вследствие обменного взаимодействия эти запрещённые зоны лежат в ТГц-диапазоне частот, таким образом, искусственное структурирование слоёв позволяет управлять полосами пропускания для спиновых волн.

Другим широко представленным классом материалов для применения в ТГц-магнотехнике являются антиферромагнетики, представляющие самый большой интерес с точки зрения использования терагерцового частотного диапазона магнитных возбуждений. Внутренняя структура спинов в атомной решётке антиферромагнетиков имеет сложную структуру в виде двух связанных подрешёток спинов, для компенсированных АФМ суммарная намагниченность равна нулю. Тем не менее сильные обменные взаимодействия между подрешётками спинов обеспечивают высокие резонансные частоты в ТГц-диапазоне по сравнению с таковыми в обычных ферромагнетиках. За последние несколько лет такие исследования активизировались во многих научных центрах, результаты исследований опубликованы, в частности, в оригинальных работах и обзорах [2, 3, 312, 317–320]. Перспективы использования АФМ связаны с возможностью создания устройств генерации, приёма и обработки сигналов, работающих на терагерцевых частотах, в частности, при использовании АФМ-материалов без применения внешнего магнитного поля подмагничивания [317]. Это достигается благодаря большим величинам обменного поля в АФМ [321–323]. Предложены конструкции основанных на АФМ терагерцевых осцилляторов [324], выпрямителей [325], преобразователей спинового тока [326]. В работе [327] представлены результаты экспериментов по возбуждению терагерцевых спиновых волн в АФМ со слабым ферромагнетизмом (гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) за счёт спинового эффекта Холла и их детектированию за счёт обратного спинового эффекта Холла.

В частности, терагерцевая спинтроника и магнотехника представляются перспективными для создания элементной базы вне-КМОП-электроники (КМОП — комплементарная металл–оксид–полупроводник-технология) [317]. Использование терагерцевых спинтронных транзисторов оптимально с точки зрения уменьшения энергетических потерь, так как в случае их применения можно избавиться от джоулевых потерь (или существенно их уменьшить), которые имеют место в традиционной электронике.

Важным также представляется разработка излучателей терагерцевых волн, так как полоса излучения, определяемая обменной энергией, составляет 1–20 ТГц, что значительно больше полосы излучения существующих генераторов терагерцевого излучения на основе GaAs-гетероструктур (1–3 ТГц). АФМ-спинтронные генераторы терагерцевого излучения найдут применение в медицинской и биологической спектроскопии.

В работе [324] приводится теоретическая модель, описывающая осцилляторы с частотами в ТГц-диапазоне в структурах из двухосного антиферромагнетика (NiO) и тяжёлого металла (Pt). Постоянный электрический ток, проходящий через слой Pt, создаёт вследствие спинного эффекта Холла перпендикулярно поляризованный спиновый ток, протекающий в слой АФМ. Спиновый ток создаёт в свою очередь неконсервативный вращающий момент (STT) для намагниченности подрешёток. Если спиновый ток поляризован перпендикулярно основному состоянию АФМ (вдоль "жёсткой" оси АФМ), то он отклоняет намагниченности от их равновесной противоположной ориентации, благодаря чему возникает сильное эффективное поле, приводящее к равномерному вращению (при отсутствии анизотропии в плоскости) подрешёточных намагниченностей в плоскости, перпендикулярной поляризации спинного тока.

Таким образом, постоянный ток с плотностью порядка 10^8 – 10^9 А см⁻² позволяет достичь частот автоосцилляций 0,1–2,0 ТГц. Также показано, что плотность тока может быть уменьшена до величины, в несколько раз меньшей порогового значения, которое необходимо только для возбуждения осцилляций.

Магнонные возбуждения в АФМ-нанопроволоках из NiO исследованы в работе [328]. Под воздействием поляризованного лазерного импульса вследствие магнитооптического эффекта Фарадея при двухмагнонных процессах рассеяния были возбуждены спиновые волны в ТГц-диапазоне. Такие волноводы при высоте в 700 нм и средней ширине 100 нм имеют векторы намагниченности, направленные вдоль нанопроволоки. Стоячие объёмные и поверхностные спиновые волны были детектированы с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния. Квадратная форма сечения волноводов обеспечивается условиями роста таких структур, поэтому данные структуры являются волноводами с достаточно ровными границами без дефектов. Для объёмных спиновых волн частота колебаний достигает 43 ТГц, а для поверхностных — порядка 9–10 ТГц. Тип стоячей волны определяется направлением внешнего постоянного магнитного поля. Так, при приложении поля вдоль намагниченности возбуждаются стоячие волны обоих типов, а при перпендикулярном направлении — только поверхностные волны.

Ещё один прототип генератора ТГц-волн состоит из слоя тяжёлого металла с большой величиной спин-орбитального взаимодействия (например, платины) и слоя АФМ с легкоплоскостной анизотропией, в котором отличная от нуля намагниченность $\mathbf{m}_{DM}$ обусловлена силами взаимодействия Дзялошинского–Мории [329]. При протекании постоянного электрического тока в слое металла благодаря спинному эффекту Холла [91] возникает спиновый ток, текущий перпендикулярно границе раздела металла и АФМ-слоя (рис. 30а).

Этот спиновый ток, попадая в АФМ-слой, отклоняет от равновесного значения намагниченность $\mathbf{m}_{DM}$, что обусловлено сильным обменным взаимодействием в АФМ. Вследствие обменного взаимодействия между намагниченностями подрешёток АФМ они, а также

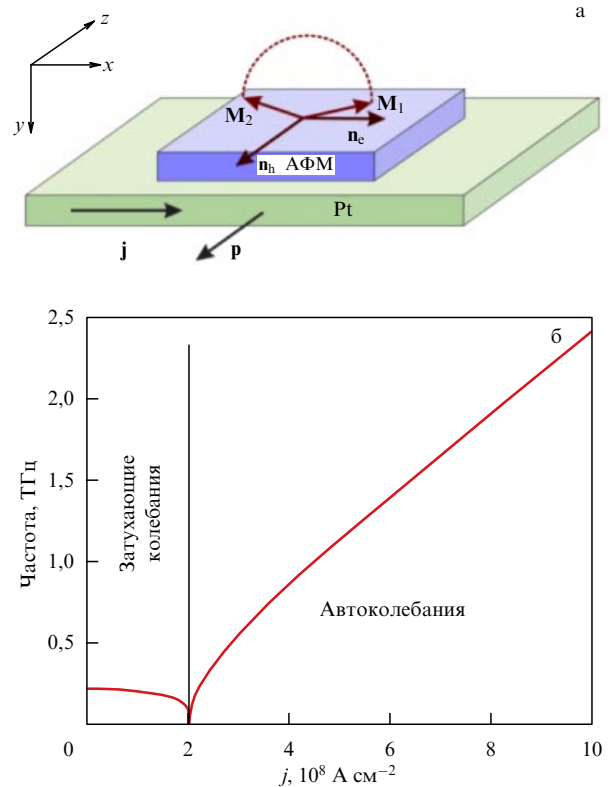


Рис. 30. (а) Конструкция излучателя ТГц-колебаний на основе перехода АФМ/Pt, $\mathbf{n}_e$ и $\mathbf{n}_h$ — векторы лёгкой и трудной осей анизотропии, $\mathbf{p}$ — вектор поляризации спинного тока. (б) Зависимость частоты колебаний от плотности тока через образец.

вектор $\mathbf{m}_{DM}$ начинают осциллировать вокруг жёсткой оси АФМ. В результате благодаря обратному спинному эффекту Холла возникает дипольное излучение, которое может быть зарегистрировано в соседнем слое диэлектрика, прилегающем к слою АФМ. Частота излучения пропорциональна энергии обменного взаимодействия, что соответствует ТГц-диапазону частот. Мощность излучения является пропорциональной величине тока, текущего в слое металла, и частоте излучения и может составлять порядка нескольких микроватт. Зависимость частоты колебаний от пропускаемого тока, представленная на рис. 30б, состоит из двух участков: спадающего, при этом осциллятор работает в режиме затухающих колебаний, и восходящего, при котором осциллятор работает в автоколебательном режиме.

Активно развивается область АФМ-спинтроники с применением оптического импульсного возбуждения магнитной динамики. В первых экспериментах [330] использовали фемтосекундные лазерные импульсы для генерации ТГц-импульсов при перемагничивании ФМ-материалов благодаря возникновению высокочастотного тока за счёт обратного спинного эффекта Холла. Перспективными представляются эмиттеры ТГц-излучения на основе гетероструктур с АФМ-слоями со скошенными магнитными подрешётками (например, на основе гематита α -Fe₂O₃) (рис. 31а) [331]. В частности, предложена модель АФМ-волновода терагерцевых спиновых волн (рис. 31б) [332], которая может использоваться при создании терагерцевых волноводов и резонаторов спиновых волн на основе АФМ-гетероструктур, например, для нейроморфных вычислений [6].

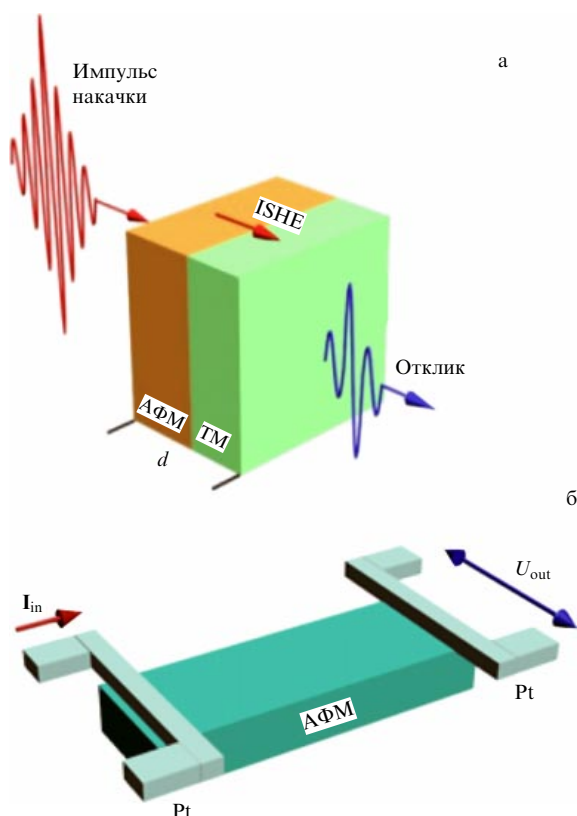


Рис. 31. (а) Эмиттер электромагнитных ТГц-волн с внешним возбуждением (ТМ — тяжёлый металл) и (б) волновод спиновых ТГц-волн, построенные на основе переходов АФМ/Pt. I_{in} — входной электрический ток, U_{out} — выходное напряжение.

9. Заключение. Перспективы применения и открытые проблемы

Перспективы практического использования феррит-полупроводниковых структур в системах обработки и хранения информации непосредственно связаны с возможностью интеграции пассивных плёночных ферритовых и активных полупроводниковых компонентов монокристаллических интегральных схем в рамках единого технологического процесса [333]. Применяемые в настоящее время технологии магнетронного распыления и импульсного лазерного осаждения позволяют создавать ферритовые слои толщиной до нескольких сотен нанометров на полупроводниковых подложках различного типа (Si, GaAs) [171, 334–336]. Дальнейшее совершенствование указанных технологий направлено на получение однородных по магнитным свойствам плёнок с контролируемыми параметрами и минимально возможной шириной линий ферромагнитного резонанса.

Стоит отметить также возможность использования гетероструктур сверхпроводник/ферромагнетик для создания перестраиваемых за счёт магнон-флюксоного взаимодействия спин-волновых устройств, в которых образование реконфигурируемых магнонно-кристаллических структур обусловлено локальным возбуждением вихрей Абрикосова [337, 338].

Активно ведутся также исследования квантовых флуктуаций в магнонных наноструктурах [339–342]. Наличие квантовых флуктуаций при протекании спин-поляризованного тока через многослойные магнитные наноструктуры при низких температурах (несколько кельвинов)

приводит к возбуждению магнонов в широком диапазоне частот (от нескольких гигагерц до нескольких сотен гигагерц), что может быть использовано как источник колебаний в ТГц-магнетике [339].

Интересные перспективы открываются при применении доменных границ в устройствах магноники в качестве основы многих реконфигурируемых элементов: источников спиновых волн, нановолноводов, интерфейсометров, диодов спиновых волн и других устройств управления параметрами спиновых волн [247–250, 343], а также при применении спиновых волн для управления доменными границами и скирмионами в логических и запоминающих устройствах наноспинтроники [30, 44, 254–256]. Интенсивно исследуются возможности создания сверхбыстрых устройств на основе доменных границ с использованием лазерных импульсов для полностью оптического управления локальными параметрами и положением доменных границ [261–265].

В настоящее время ведутся активные исследования по применению графена для задач спинтроники [344] и магноники [345]. Изучались транспорт спин-поляризованных электронов [346, 347] и спиновый эффект Холла в графене [77]. Спин-орбитальное взаимодействие в графене является слабым, в отличие от такового в тяжёлых металлах, и эффект связан с нулевой запрещённой зоной и зеемановским расщеплением уровней в магнитном поле, при этом величина последнего на два порядка выше, чем в полупроводниках [348]. Отметим также возможность использования графена в задаче детектирования переменных сигналов в многослойных структурах, например графен/ЖИГ [345].

Таким образом, в настоящем обзоре представлено систематическое описание недавних работ в области диэлектрической магноники и магнонной спинтроники. Детально рассмотрены аналитические и численные методы описания физических процессов в магнонных микро- и наноструктурах, спиновые эффекты, лежащие в основе магнонной спинтроники, экспериментальные методы исследования магнонных структур.

Результаты, представленные в настоящем обзоре, получены при поддержке грантов Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих учёных в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах РФ (проект № 075-15-2019-1874), Правительством РФ (соглашение 074-02-2018-286), Российским научным фондом (грант 19-19-00607), Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 18-29-27018, 18-29-27020, 18-29-27026, 18-37-20005, 18-37-20048, 18-57-16001, 19-29-03015, 18-57-76001, 18-07-00509, 18-52-16006), грантами Президента РФ для молодых кандидатов наук № МК-283.2019.8, МК-3607.2019.9, МК-3650.2018.9.

Список литературы

1. Никитов С А и др. *УФН* **185** 1099 (2015); Nikitov S A et al. *Phys. Usp.* **58** 1002 (2015)
2. Jungwirth T et al. *Nat. Nanotechnol.* **11** 231 (2016)
3. Baltz V et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005 (2018)
4. Бухараев А А и др. *УФН* **188** 1288 (2018); Bukharaev A A et al. *Phys. Usp.* **61** 1175 (2018)
5. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 257203 (2018)
6. Torrejon J et al. *Nature* **547** 428 (2017)
7. Brächer T, Pirro P J. *Appl. Phys.* **124** 152119 (2018)
8. Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B J. *Phys. D* **50** 244001 (2017)
9. Gurevich A G, Melkov G A *Magnetization Oscillations and Waves* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1996)
10. Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
11. John S *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987)

12. Joannopoulos J D et al. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* 2nd ed. (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2011)
13. Krawczyk M, Puskarski H *Phys. Rev. B* **77** 054437 (2008)
14. Krawczyk M et al. *J. Appl. Phys.* **108** 093909 (2010)
15. Neusser S et al. *Phys. Rev. B* **84** 094454 (2011)
16. Romero Vivas J et al. *Phys. Rev. B* **86** 144417 (2012)
17. Kumar N, Prabhakar A *IEEE Trans. Magn.* **49** 1024 (2013)
18. Kumar D et al. *J. Appl. Phys.* **115** 043917 (2014)
19. Zivieri R *IEEE Trans. Magn.* **50** 1100304 (2014)
20. Lisenkov I et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **378** 313 (2015)
21. Rychly J, Klos J W *J. Phys. D* **50** 164004 (2017)
22. Damon R W, Eshbach J R *J. Appl. Phys.* **31** S104 (1960)
23. Kittel C *Introduction to Solid State Physics* 7th ed. (New York: Wiley, 1996)
24. Parekh J, Tuan H *IEEE Trans. Magn.* **13** 1246 (1977)
25. Graczyk P, Krawczyk M *Phys. Rev. B* **96** 024407 (2017)
26. Snyder A W, Love J D *Optical Waveguide Theory* (London: Chapman and Hall, 1983)
27. Klos J W, Zozoulenko I V *Phys. Rev. B* **82** 081414(R) (2010)
28. Nakata K et al. *Phys. Rev. B* **96** 224414 (2017)
29. Ahmed M H, Jeske J, Greentree A D *Sci. Rep.* **7** 41472 (2017)
30. Shen K *New J. Phys.* **20** 043025 (2018)
31. Mousavi Z, Rabani H, Mardaani M *J. Magn. Magn. Mater.* **484** 367 (2019)
32. Ashcroft N W, Mermin N D *Solid State Physics* (New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976)
33. Nicorovici N A, McPhedran R C, Botten L C *Phys. Rev. E* **52** 1135 (1995)
34. Botten L C et al. *Prog. Electromagn. Res.* **41** 21 (2003)
35. Es'kin V A et al. *Phys. Rev. B* **86** 067601 (2012)
36. Asatryan A A et al. *Phys. Rev. B* **88** 035127 (2013)
37. Drozdovskii A V, Nikitin A A, Ustinov A B *J. Phys. Conf. Ser.* **661** 012063 (2015)
38. Urmancheev R, Kalyabin D, Nikitov S *J. Magn. Magn. Mater.* **401** 50 (2016)
39. Dadoenkova Yu S et al. *IEEE Trans. Magn.* **53** 2501005 (2017)
40. Blundell S J *J. Phys. Condens. Matter* **6** 10283 (1994)
41. Nikitov S A, Tailhades Ph, Tsai C S *J. Magn. Magn. Mater.* **236** 320 (2001)
42. Kittel C *Introduction to Solid State Physics* 8th ed. (Hoboken, NJ: Wiley, 2005)
43. Thompson F et al. *J. Phys. A* **51** 495204 (2018)
44. Li R *Phys. Rev. B* **97** 085430 (2018)
45. Lisenkov I, Kalyabin D, Nikitov S *Appl. Phys. Lett.* **103** 202402 (2013)
46. Barabanenkov Yu et al. *Phys. Rev. B* **91** 214419 (2015)
47. Lage E J S, Stinchcombe R B *J. Phys. C* **10** 295 (1977)
48. Urbaniak-Kucharczyk A *Phys. Status Solidi B* **189** 239 (1995)
49. Rowlands D A, Staunton J B, Györfly B L *Phys. Rev. B* **67** 115109 (2003)
50. Sheng P *Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena* (Berlin: Springer, 2006)
51. Avgin I, Boukahil A, Huber D L *Physica E* **42** 2331 (2010)
52. Jin J et al. *Phys. Rev. B* **80** 115101 (2009)
53. Mitumata C, Tomita S *Phys. Rev. B* **84** 174421 (2011)
54. Kruglyak V V et al., in *Metamaterial* (Ed. X-Y Jiang) (London: InTech, 2012) p. 341
55. Zivieri R, Giovannini L *Metamaterials* **6** e127 (2012)
56. Schrefl T et al. "Numerical methods in micromagnetics (finite element method)", in *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Eds H Kronmüller et al.) (New York: John Wiley and Sons, 2007)
57. Mruczkiewicz M et al. *Phys. Rev. B* **96** 104411 (2017)
58. Shaimanov A N, Khabarov K M, Baryshev A V *J. Magn. Magn. Mater.* **485** 54 (2019)
59. Beginin E N et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 122404 (2018)
60. Popov P A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **476** 423 (2019)
61. Fischbacher T et al. *IEEE Trans. Magn.* **43** 2896 (2007)
62. Kakay A, Westphal E, Hertel R *IEEE Trans. Magn.* **46** 2303 (2010)
63. Scholz W et al. *Comput. Mater. Sci.* **28** 366 (2003)
64. Chang R et al. *J. Appl. Phys.* **109** 07D358 (2011)
65. Schöberl J *Comput. Visual. Sci.* **1** 41 (1997)
66. Chi K H, Zhu Y, Tsai C S *IEEE Trans. Magn.* **49** 1000 (2013)
67. Hao Y, Mitter R *FDTD Modeling of Metamaterials: Theory and Applications* (Norwood, MA: Artech House, 2009)
68. Donahue M J "OOMMF user's guide, version 1.0", Technical Report 6376 (Gaithersburg, MD: NIST, 1999) <https://doi.org/10.6028/NIST.IR.6376>
69. Kim S-K, Lee K-S, Han D-S *Appl. Phys. Lett.* **95** 082507 (2009)
70. Vivek T, Sabareesan P *IEEE Trans. Magn.* **55** 7200106 (2019)
71. Vansteenkiste A et al. *AIP Adv.* **4** 107133 (2014)
72. Lopez-Diaz L et al. *J. Phys. D* **45** 323001 (2012)
73. NVIDIA CUDA C Programming Guide (2014)
74. Попов П А и др. *Радиотехника и электроника* **63** 1285 (2018); Popov P A et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **63** 1431 (2018)
75. Ralph D C, Stiles M D *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190 (2008)
76. Hellman F et al. *Rev. Mod. Phys.* **89** 025006 (2017)
77. Sinova J et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213 (2015)
78. Demidov V E et al. *Phys. Rep.* **673** 1 (2017)
79. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
80. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
81. Tsoi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998)
82. Myers E B *Science* **285** 867 (1999)
83. Sun J Z *J. Magn. Magn. Mater.* **202** 157 (1999)
84. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
85. Гуляев Ю В и др. *УФН* **179** 359 (2009); Gulyaev Yu V et al. *Phys. Usp.* **52** 335 (2009)
86. Zhang S, Levy P M, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **88** 236601 (2002)
87. Zhang S, Li Z *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204 (2004)
88. Stiles M D, Xiao J, Zangwill A *Phys. Rev. B* **69** 054408 (2004)
89. Urazhdin S *Phys. Rev. B* **69** 134430 (2004)
90. Звездин А К, Звездин К А, Хвальковский А В *УФН* **178** 436 (2008); Zvezdin A K, Zvezdin K A, Khval'kovskii A V *Phys. Usp.* **51** 412 (2008)
91. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 657 (1971); D'yakonov M I, Perel' V I *JETP Lett.* **13** 467 (1971)
92. Hirsch J E *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834 (1999)
93. Kato Y K *Science* **306** 1910 (2004)
94. Ando K et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 036601 (2008)
95. Liu L et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601 (2011)
96. Liu L et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602 (2012)
97. Garello K et al. *Nat. Nanotechnol.* **8** 587 (2013)
98. Kim J et al. *Nat. Mater.* **12** 240 (2013)
99. Wang H L et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 197201 (2014)
100. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer G E W *Phys. Rev. Lett.* **88** 117601 (2002)
101. Azevedo A et al. *J. Appl. Phys.* **97** 10C715 (2005)
102. Tserkovnyak Ya et al. *Rev. Mod. Phys.* **77** 1375 (2005)
103. Saitoh E et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 182509 (2006)
104. Mosendz O et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 046601 (2010)
105. Ando K et al. *J. Appl. Phys.* **109** 103913 (2011)
106. Uchida K et al. *Nature* **455** 778 (2008)
107. Gravier L et al. *J. Appl. Phys.* **97** 10C501 (2005)
108. Safranski C et al. *Nat. Commun.* **8** 117 (2017)
109. Kirihara A et al. *Nat. Mater.* **11** 686 (2012)
110. Sander D et al. *J. Phys. D* **50** 363001 (2017)
111. Roldán-Molina A, Nunez A S, Fernández-Rossier J *New J. Phys.* **18** 045015 (2016)
112. Smejkal L et al. *Nat. Phys.* **14** 242 (2018)
113. Nikitin A A et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 102405 (2015)
114. Garcia-Sanchez F et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 247206 (2015)
115. Chisnell R et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 147201 (2015)
116. Wang X S, Zhang H W, Wang X R *Phys. Rev. Appl.* **9** 024029 (2018)
117. Wang X S, Su Y, Wang X R *Phys. Rev. B* **95** 014435 (2017)
118. Li Y-M, Xiao J, Chang R *Nano Lett.* **18** 3032 (2018)
119. Locatelli N et al. *Sci. Rep.* **5** 17039 (2015)
120. Awad A A et al. *Nat. Phys.* **13** 292 (2016)
121. Barabanenkov Yu et al. *Phys. Rev. B* **94** 184409 (2016)
122. Шутый А М, Семенов Д И *Письма в ЖЭТФ* **106** 334 (2017); Shutiy A M, Sementsov D I *JETP Lett.* **106** 358 (2017)
123. Галкина Е Г, Иванов Б А *Письма в ЖЭТФ* **104** 26 (2016); Galkina E G, Ivanov B A *JETP Lett.* **104** 32 (2016)
124. Wang Q et al. *Sci. Adv.* **4** e1701517 (2018)
125. Lan J et al. *Phys. Rev. X* **5** 041049 (2015)
126. Gladii O et al. *Phys. Rev. B* **93** 054430 (2016)
127. Zhang V L et al. *Appl. Phys. Lett.* **107** 022402 (2015)
128. Kim J-V, Stamps R L, Camley R E *Phys. Rev. Lett.* **117** 197204 (2016)
129. Osokin S A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **465** 519 (2018)
130. Lisenkov I et al. *Phys. Rev. B* **93** 214441 (2016)
131. Sadovnikov A V et al. *IEEE Magn. Lett.* **9** 3707105 (2018)
132. Садовников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **107** 29 (2018); Sadovnikov A V et al. *JETP Lett.* **107** 25 (2018)
133. Одинцов С А, Садовников А В *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика* **26** (6) 59 (2018)
134. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **96** 144428 (2017)
135. Sadovnikov A V et al. *IEEE Trans. Magn.* **53** (11) 1 (2017)
136. Davies C S et al. *Phys. Rev. B* **92** 020408(R) (2015)
137. Chumak A V et al. *Nat. Phys.* **11** 453 (2015)
138. Sadovnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **107** 202405 (2015)
139. Sadovnikov A V et al. *IEEE Magn. Lett.* **8** 3109904 (2017)
140. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. Appl.* **7** 014013 (2017)
141. Sadovnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **109** 042407 (2016)
142. Demokritov S O (Ed.) *Spin Wave Confinement* (Singapore: Pan Stanford Publ., 2017)
143. Барьяхтар В Г, Пелетминский С В, Ахизер А И *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I,

- Bar'yakhtar V G, Peletminskii S V *Spin Waves* (Amsterdam: North-Holland, 1968)
144. Boardman A D, Nikitov S A, Waby N A *Phys. Rev. B* **48** 13602 (1993)
 145. Damon R W, Eshbach J R *J. Phys. Chem. Solids* **19** 308 (1961)
 146. Landau L D, Lifshitz E M *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 153 (1935)
 147. Зависляк И В, Тычинский А В *Физические основы функциональной микроэлектроники* (Киев: УМКВО, 1989)
 148. Gilbert T L *IEEE Trans. Magn.* **40** 3443 (2004)
 149. Ustinov A B, Kalinikov B A *Appl. Phys. Lett.* **93** 102504 (2008)
 150. Kruglyak V V, Demokritov S O, Grundler D J. *Phys. D* **43** 260301 (2010)
 151. Krawczyk M, Grundler D J. *Phys. Condens. Matter* **26** 123202 (2014)
 152. Tacchi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 137202 (2012)
 153. Бреховских Л М *Волны в слоистых средах* (М.: Наука, 1973); Пер. на англ. яз.: Brekhovskikh L M *Waves in Layered Media* (New York: Academic Press, 1980)
 154. Beginin E N et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 252412 (2012)
 155. Mruczkiewicz M et al. *Phys. Rev. B* **90** 174416 (2014)
 156. Sheshukova S E et al. *IEEE Magn. Lett.* **5** 3700204 (2014)
 157. Садовников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 347 (2017); Sadovnikov A V et al. *JETP Lett.* **105** 364 (2017)
 158. Аркадьев В К *Журн. русск. физ.-хим. о-ва. Ч. физ.* **45** 312 (1913)
 159. Kittel C *Phys. Rev.* **73** 155 (1948)
 160. Вонсовский С В (Ред.) *Ферромагнитный резонанс: Явление резонансного поглощения высокочастотного электромагнитного поля в ферромагнитных веществах* (М.: Физматгиз, 1961); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V (Ed.) *Ferromagnetic Resonance: the Phenomenon of Resonant Absorption of a High-Frequency Magnetic Field in Ferromagnetic Substances* (Oxford: Pergamon Press, 1966)
 161. Miles P A *Nature* **174** 177 (1954)
 162. Celinski Z, Urquhart K B, Heinrich B J. *Magn. Magn. Mater.* **166** 6 (1997)
 163. Anisimov A N et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2390 (1999)
 164. Fermin J R et al. *J. Appl. Phys.* **85** 7316 (1999)
 165. De Wames R E, Wolfram T J. *Appl. Phys.* **41** 987 (1970)
 166. Kooi C F et al. *J. Appl. Phys.* **35** 791 (1964)
 167. Jalali-Roudsar A A, Denysenkov V P, Khartsev S I *J. Magn. Magn. Mater.* **288** 15 (2005)
 168. Sun Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 152405 (2012)
 169. Sun Y, Song Y-Y, Wu M *Appl. Phys. Lett.* **101** 082405 (2012)
 170. Wigen P E, Zhang Z *Braz. J. Phys.* **22** 267 (1992)
 171. Stognij A I et al. *J. Appl. Phys.* **118** 023905 (2015)
 172. Artman J O, Charap S H *J. Appl. Phys.* **50** 2024 (1979)
 173. Malinowski G, Boule O, Kläui M *J. Phys. D* **44** 384005 (2011)
 174. Ramesh M, Wigen P E *J. Magn. Magn. Mater.* **74** 123 (1988)
 175. Ramesh M et al. *J. Appl. Phys.* **64** 5483 (1988)
 176. Wegrowe J-E et al. *Phys. Rev. B* **61** 12216 (2000)
 177. Maksymov I S, Kostylev M *Physica E* **69** 253 (2015)
 178. Bilzer C et al. *J. Appl. Phys.* **101** 074505 (2007)
 179. Kalarickal S et al. *J. Appl. Phys.* **99** 093909 (2006)
 180. Adeyeye A O, Shimon G, in *Magnetism of Surfaces, Interfaces, and Nanoscale Materials* (Handbook of Surface Science, Vol. 5, Eds R E Camley, Z Celinski, R L Stamps) (Amsterdam: Elsevier, 2015) p. 1
 181. Lee S et al. *J. Appl. Phys.* **120** 033905 (2016)
 182. Banholzer A et al. *Nanotechnology* **22** 295713 (2011)
 183. Klingler S et al. *J. Phys. D* **48** 015001 (2014)
 184. Bousbahi K, Marcelli R J. *Appl. Phys.* **87** 5971 (2000)
 185. Chumak A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 172511 (2009)
 186. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **96** 060401(R) (2017)
 187. Rousseau O et al. *Sci. Rep.* **5** 9873 (2015)
 188. Kanazawa N et al. *Sci. Rep.* **6** 30268 (2016)
 189. Lutsev L V et al. *J. Phys. D* **51** 355002 (2018)
 190. Мандельштам Л И *Журн. русск. физ.-хим. о-ва* **58** 381 (1926); *Полное собрание трудов Т. 1* (М.: Изд-во АН СССР, 1948) с. 280
 191. Brillouin L *Ann. Phys. Paris* **9** (17) 88 (1922)
 192. Боровик-Романов А С, Крейнс Н М, Жотиков В Г *УФН* **125** 355 (1978); Borovik-Romanov A S, Kreines N M, Zhotikov V G *Sov. Phys. Usp.* **21** 538 (1978)
 193. Camley R E, Mills D L *J. Appl. Phys.* **50** 7779 (1979)
 194. Rojdestvenski I V, Cottam M G, Slavin A N *J. Appl. Phys.* **73** 7001 (1993)
 195. Demokritov S O *Phys. Rep.* **348** 441 (2001)
 196. Sandercock J R, Wettling W *J. Appl. Phys.* **50** 7784 (1979)
 197. Neumann T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **80** 053905 (2009)
 198. Sebastian T et al. *Front. Phys.* **3** 35 (2015)
 199. Madami M et al. *Solid State Phys.* **63** 79 (2012)
 200. Demokritov S O, Demidov V E *IEEE Trans. Magn.* **44** 6 (2008)
 201. Zhu Y (Ed.) *Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials* (Boston: Kluwer Acad. Publ., 2005)
 202. Demokritov S O *J. Magn. Magn. Mater.* **126** 291 (1993)
 203. Tacchi S et al. *IEEE Trans. Magn.* **46** 1440 (2010)
 204. Qin H et al. *Nat. Commun.* **9** 5445 (2018)
 205. Goto T et al. *Phys. Rev. Appl.* **11** 014033 (2019)
 206. Tacchi S et al. *J. Phys. Condens. Matter* **29** 073001 (2016)
 207. Langner T et al. *J. Phys. D* **51** 344002 (2018)
 208. Kryshnal R G, Medved A V *J. Magn. Magn. Mater.* **426** 666 (2017)
 209. Sadovnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 142402 (2018)
 210. Садовников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 332 (2018); Sadovnikov A V et al. *JETP Lett.* **108** 312 (2018)
 211. Demidov V E et al. *Sci. Rep.* **5** 8578 (2015)
 212. Sadovnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 172411 (2016)
 213. Одинцов С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 576 (2016); Odintsov S A et al. *JETP Lett.* **104** 563 (2016)
 214. O'Keeffe T W, Patterson R W *J. Appl. Phys.* **49** 4886 (1978)
 215. Bajpai S N *J. Appl. Phys.* **58** 910 (1985)
 216. International Technology Roadmap for Semiconductors (2017), <https://irds.ieee.org/>
 217. Zang J, Cros V, Hoffmann A (Eds) *Topology in Magnetism* (Cham: Springer Intern. Publ., 2018)
 218. Boudiar T et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **284** 77 (2004)
 219. Sun X Y et al. *ACS Photon.* **2** 856 (2015)
 220. Levinshstein M, Rumyantsev S, Shur M *Handbook Series on Semiconductor Parameters* (Singapore: World Scientific, 1996)
 221. Sandercock J R *Opt. Commun.* **2** 73 (1970)
 222. Sandercock J, Wettling W *IEEE Trans. Magn.* **14** 442 (1978)
 223. Bayer C et al. *IEEE Trans. Magn.* **41** 3094 (2005)
 224. Kalinikov B A, Slavin A N *J. Phys. C* **19** 7013 (1986)
 225. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **99** 054424 (2019)
 226. Malozemoff A P, Slonczewski J C *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (Amsterdam: Academic Press, 1979)
 227. Барьяхтар В Г, Богданов А Н, Яблонский Д А *УФН* **156** 47 (1988); Bar'yakhtar V G, Bogdanov A N, Yablonskii D A *Sov. Phys. Usp.* **31** 810 (1988)
 228. Vachaspati T *Kinks Domain Walls: an Introduction to Classical and Quantum Solitons* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
 229. Hubert A, Schäfer R *Magnetic Domains: the Analysis of Magnetic Microstructures* (Berlin: Springer, 1998)
 230. Hoffmann A, Bader S D *Phys. Rev. Appl.* **4** 047001 (2015)
 231. Fernández-Pacheco A et al. *Nat. Commun.* **8** 15756 (2017)
 232. Parkin S P, Hayashi M, Thomas L *Science* **320** 190 (2008)
 233. Hertel R, Wulfhekel W, Kirschner J *Phys. Rev. Lett.* **93** 257202 (2004)
 234. Lord Rayleigh *Philos. Mag. J. Sci.* **6** **20** 1001 (1910)
 235. Городецкий М Л *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011)
 236. Козлов Д А, Котляр В В *Компьютерная оптика* **39** 324 (2015)
 237. Jungfleisch M B et al. *J. Appl. Phys.* **117** 17D128 (2015)
 238. Lee A J et al. *Nat. Commun.* **8** 234 (2017)
 239. Emori S et al. *Nano Lett.* **18** 4273 (2018)
 240. Soumah L et al. *Nat. Commun.* **9** 3355 (2018)
 241. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **32** 1547 (1957); Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **5** 1259 (1957)
 242. Moriya T *Phys. Rev. Lett.* **4** 228 (1960)
 243. Vogt K et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 042410 (2012)
 244. Jorczick J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 047204 (2002)
 245. Demidov V E et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 252504 (2007)
 246. Sebastian T et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 067201 (2013)
 247. Wagner K et al. *Nat. Nanotechnol.* **11** 432 (2016)
 248. Hermsdoerfer S J et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 223510 (2009)
 249. Van de Wiele B et al. *Sci. Rep.* **6** 21330 (2016)
 250. Buijnsters F J et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 147204 (2016)
 251. Siddiqui S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 057701 (2018)
 252. Звездин А К, Попков А Ф *Письма в ЖЭТФ* **39** 348 (1984); Zvezdin A K, Popkov A F *JETP Lett.* **39** 419 (1984)
 253. Maho Y, Kim J-V, Tatara G *Phys. Rev. B* **79** 174404 (2009)
 254. Михайлов А В, Яремчук А И *Письма в ЖЭТФ* **39** 296 (1984); Mikhailov A V, Yaremchuk A *JETP Lett.* **39** 354 (1984)
 255. Han D-S et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 112502 (2009)
 256. Tveten E G, Qaiumzadeh A, Brataas A *Phys. Rev. Lett.* **112** 147204 (2014)
 257. Tetienne J P et al. *Science* **344** 1366 (2014)
 258. Moretti S et al. *Phys. Rev. B* **95** 064419 (2017)
 259. De Ranieri E et al. *Nat. Mater.* **12** 808 (2013)
 260. Mathurin T et al. *Phys. Rev. B* **95** 140405 (2017)
 261. Генкин Г М, Токман И Д *ЖЭТФ* **82** 1532 (1982); Genkin G M, Tokman I D *Sov. Phys. JETP* **55** 887 (1982)
 262. Pfau B et al. *Nat. Commun.* **3** 1100 (2012)
 263. Ogawa N et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 8977 (2015)
 264. Gerasimov M V et al. *Phys. Rev. B* **94** 014434 (2016)
 265. Quessab Y et al. *Phys. Rev. B* **97** 054419 (2018)
 266. Bobeck A H *Bell Syst. Tech. J.* **46** 1901 (1967)
 267. Konishi S *IEEE Trans. Magn.* **19** 1838 (1983)
 268. Konishi S, Miyama T, Ikeda K *Appl. Phys. Lett.* **27** 258 (1975)

269. Барьяхтар В Г, Иванов Б А, Четкин М *УФН* **146** 417 (1985); Bar'yakhtar V G, Ivanov B A, Chetkin M V *Sov. Phys. Usp.* **28** 563 (1985)
270. Логунов М В, Рандошкин В В, Червоненкис А Я *Письма в ЖТФ* **15**(9) 64 (1989); Logunov M V, Randoshkin V V, Chervonenkis A Ya *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15** 731 (1989)
271. Иванов Б А, Кулагин Н Е *ЖЭТФ* **112** 953 (1997); Ivanov B A, Kulagin N E *J. Exp. Theor. Phys.* **85** 516 (1997)
272. Zhukov A et al. *Nanoscale Res. Lett.* **7** 223 (2012)
273. Hubert A, Schäfer R *Magnetic Domains: the Analysis of Magnetic Microstructures* (Berlin: Springer, 2013)
274. Christian D A, Novoselov K S, Geim A K *Phys. Rev. B* **74** 064403 (2006)
275. Novoselov K S et al. *Nature* **426** 812 (2003)
276. Dillon J F, Remeika J P *J. Appl. Phys.* **34** 637 (1963)
277. Лисовский Ф В, Мансветова Е Г, Пак Ч М *ЖЭТФ* **108** 1031 (1995); Lisovskii F V, Mansvetova E G, Pak Ch M *J. Exp. Theor. Phys.* **81** 567 (1995)
278. Logunov M et al. *Solid State Phenom.* **190** 737 (2012)
279. Герасимов М В и др. *ИТЭ* (5) 106 (2017); Gerasimov M V et al. *Instrum. Exp. Tech.* **60** 716 (2017)
280. Skyrme T H R *Nucl. Phys.* **31** 556 (1962)
281. Wiesendanger R *Nat. Rev. Mater.* **1** 16044 (2016)
282. Fischer J A et al. *Nat. Commun.* **7** 13000 (2016)
283. Сапожников М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **107** 378 (2018); Sapozhnikov M V et al. *JETP Lett.* **107** 364 (2018)
284. Luo S et al. *Nano Lett.* **18** 1180 (2018)
285. Shen M et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 062403 (2018)
286. Zhang X et al. *Nanotechnology* **28** 08LT02 (2017)
287. Villard P et al. *IEEE J. Solid-State Circuits* **45** 214 (2010)
288. Chen T et al. *Proc. IEEE* **104** 1919 (2016)
289. Grollier J, Cros V, Fert A *Phys. Rev. B* **73** 060409 (2006)
290. Georges B et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 232504 (2008)
291. Lebrun R et al. *Nat. Commun.* **8** 15825 (2017)
292. Tsunegi S et al. *Sci. Rep.* **8** 13475 (2018)
293. Zahedinejad M et al., arXiv:1812.09630
294. Kaka S et al. *Nature* **437** 389 (2005)
295. Safin A R, Udalov N N, Kapranov M V *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **67** 20601 (2014)
296. Belanovsky A D et al. *Phys. Rev. B* **85** 100409 (2012)
297. Belanovsky A D et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 122405 (2013)
298. Abreu Araujo F et al. *Phys. Rev. B* **92** 045419 (2015)
299. Slavin A, Tiberkevich V *IEEE Trans. Magn.* **45** 1875 (2009)
300. Evelt M et al. *Sci. Rep.* **8** 1269 (2018)
301. Evelt M et al. *Phys. Rev. Appl.* **10** 041002 (2018)
302. Tulapurkar A A et al. *Nature* **438** 339 (2005)
303. Miwa S et al. *Nat. Mater.* **13** 50 (2013)
304. Jenkins A S et al. *Nat. Nanotechnol.* **11** 360 (2016)
305. Mitrofanov A A et al. *J. Appl. Phys.* **122** 123903 (2017)
306. Tamaru S et al. *Sci. Rep.* **5** 18134 (2015)
307. Louis S et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 112401 (2018)
308. Fang B et al. *Phys. Rev. Appl.* **11** 014022 (2019)
309. Choi H S et al. *Sci. Rep.* **4** 5486 (2014)
310. Locatelli N, Cros V, Grollier J *Nat. Mater.* **13** 11 (2013)
311. Zakeri K *Physica C* **549** 164 (2018)
312. Гомонай Е В, Локтев В М *ФHT* **40** 22 (2014); Gomona E V, Loktev V M *Low Temp. Phys.* **40** 17 (2014)
313. Costa C H O et al. *Solid State Commun.* **150** 2325 (2010)
314. Zakeri K J. *Phys. Condens. Matter* **29** 013001 (2016)
315. Zakeri K et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 137203 (2010)
316. Wu Y et al. *Adv. Mater.* **29** 1603031 (2016)
317. Walowski J, Münzenberg M *J. Appl. Phys.* **120** 140901 (2016)
318. Nêmec P et al. *Nat. Phys.* **14** 229 (2018)
319. Jungfleisch M B, Zhang W, Hoffmann A *Phys. Lett. A* **382** 865 (2018)
320. Zelezný J et al. *Nat. Phys.* **14** 220 (2018)
321. Туров Е А и др. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (М.: Физматлит, 2001)
322. Шамсутдинов М А и др. *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны* (М.: Наука, 2009)
323. Косевич А М и др. *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны* (Киев: Наукова думка, 1983)
324. Khymyn R et al. *Sci. Rep.* **7** 43705 (2017)
325. Khymyn R, Tiberkevich V, Slavin A *AIP Adv.* **7** 055931 (2017)
326. Khymyn R et al. *Phys. Rev. B* **93** 224421 (2016)
327. Lebrun R et al. *Nature* **561** 222 (2018)
328. Patil R A et al. *Nanoscale* **8** 12970 (2016)
329. Sulymenko O R et al. *Phys. Rev. Appl.* **8** 064007 (2017)
330. Beaurepaire E et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 3465 (2004)
331. Stremoukhov P A et al. *J. Appl. Phys.* **125** 223903 (2019)
332. Ross A et al. *Nano Lett.* **20** 306 (2020)
333. Chen Z, Harris V G J. *Appl. Phys.* **112** 081101 (2012)
334. Lutsev L V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** e12 (2006)
335. Sakharov V K et al. *IEEE Magn. Lett.* **8** 3704105 (2017)
336. Kumar N et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **272** E899 (2004)
337. Dobrovolskiy O V et al. *Sci. Rep.* **7** 13740 (2017)
338. Dobrovolskiy O V et al. *Nat. Phys.* **15** 477 (2019)
339. Zholid A et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 257201 (2017)
340. Bender S A, Duine R A, Tserkovnyak Y *Phys. Rev. B* **99** 024434 (2019)
341. Qaiumzadeh A, Brataas A *Phys. Rev. B* **98** 220408 (2018)
342. Mondal P et al. *Phys. Rev. B* **99** 094431 (2019)
343. Garcia-Sanchez F et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 247206 (2015)
344. Han W et al. *Nat. Nanotech.* **9** 794 (2014)
345. Evelt M et al. *Phys. Rev. B* **95** 024408 (2017)
346. Zhou B et al. *J. Phys. Condens. Matter* **22** 445302 (2010)
347. Tombros N et al. *Nature* **448** 571 (2007)
348. Морозов С В *УФН* **182** 437 (2012); Morozov S V *Phys. Usp.* **55** 408 (2012)

Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz

S.A. Nikitov^(1,2,3,a), A.R. Safin^(1,4,b), D.V. Kalyabin^(1,2,c), A.V. Sadovnikov^(1,3,d), E.N. Beginin^(3,e), M.V. Logunov^(1,f), M.A. Morozova^(3,g), S.A. Odintsov^(3,h), S.A. Osokin^(1,2,i), A.Yu. Sharaevskaya⁽¹⁾, Yu.P. Sharaevsky^(3,j), A.I. Kirilyuk^(1,5)

⁽¹⁾ Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. Mokhovaya 11/7, 125009 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ Chernyshevskii Saratov State University, ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation

⁽⁴⁾ National Research University Moscow Power Engineering Institute, ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ FELIX Laboratory, Radboud University, 6525, ED Nijmegen, Netherlands

E-mail: ^(a)nikitov@cplire.ru, ^(b)arsafin@gmail.com, ^(c)dmitry.kalyabin@phystech.edu, ^(d)sadovnikovav@gmail.com,

^(e)egbegin@gmail.com, ^(f)logunovmv@bk.ru, ^(g)amorozovama@yandex.ru, ^(h)odinoff@gmail.com,

⁽ⁱ⁾osokinserg@gmail.com, ^(j)sharaevskyy@info.sgu.ru

State-of-the-art studies of dielectric magnonics and magnon spintronics are reviewed. Theoretical and experimental approaches to exploring physical processes in and calculations of the parameters of magnonic micro- and nanostructures are described. We discuss the basic concepts of magnon spintronics, the underlying physical phenomena, and the prospects for applying magnon spintronics for data processing, transmission, and reception. Special attention is paid to the feasibility of boosting the operating frequencies of magnonic devices from the gigahertz to terahertz frequency range. We also discuss specific implementations of the component base of magnonics and ways to further develop it.

Keywords: magnonics, spintronics, spin wave electronics, magnonic crystals, microwave electronics, magnetic structures, spin waves, waveguides, magnetic films, magnonic logic, data processing devices

PACS numbers: **85.70. – w**, **85.75. – d**

Bibliography — 348 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (10) 1009–1040 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038609>

Received 6 June 2019, revised 5 July 2019

Physics – Uspekhi **63** (10) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.07.038609>