

07

Влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов поверхностных магнитоэлектрических волн в структуре магнетонный кристалл–диэлектрик–металл

© С.Л. Высоккий,^{1,2} Е.С. Павлов,¹ А.В. Кожевников,¹ Г.М. Дудко,¹ Ю.А. Филимонов,^{1–3} А.И. Стогний,⁴ R. Marcelli,⁵ С.А. Никитов^{2,6}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

³ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия

⁴ ГНПО „НПЦ НАН Беларуси по материаловедению“, 220072 Минск, Беларусь

⁵ Institute for Microelectronics and Microsystems CNR-IMM, 00133 Rome, Italy

⁶ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия
e-mail: vysotsl@gmail.com

Поступило в Редакцию 28 марта 2019 г.

В окончательной редакции 28 марта 2019 г.

Принято к публикации 15 апреля 2019 г.

Исследовано влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в структуре одномерный магнетонный кристалл–диэлектрик–металл, где выбором толщины диэлектрика h формируется участок аномальной дисперсии, обеспечивающий выполнение критерия Лайтхилла на формирование солитонов ПМСВ. Показано, что в тех случаях, когда вызванный металлизацией участок аномальной дисперсии совпадает с областью частот брэгговского резонанса, солитоны ПМСВ не формируются.

Ключевые слова: поверхностные магнитоэлектрические волны, магнетонные кристаллы, эффекты самовоздействия, солитоны.

DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48334.132-19

Введение

Нелинейные спиновые волны (СВ) в магнитных пленках активно исследуются в связи с перспективой построения устройств обработки информации на их основе [1–6]. Особый интерес вызывают магнетонные кристаллы (МК) [2,6] — периодические магнитные структуры, где в спектре СВ формируются запрещенные зоны на частотах брэгговских резонансов (БР) f_B , когда оказывается выполненным условие

$$\mathbf{k}(f_B)^+ - \mathbf{k}(f_B)^- = n\mathbf{K}, \quad (1)$$

где \mathbf{k}^+ и \mathbf{k}^- — волновые векторы падающей и отраженной волн, $\mathbf{K} = l2\pi/\Lambda$ — вектор обратной решетки, Λ — период структуры, \mathbf{l} — единичный вектор вдоль оси решетки, $n = \pm 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. При этом в окрестности частот f_B в дисперсионной зависимости СВ $f = f(k, |\varphi|^2)$ (где φ — безразмерная комплексная амплитуда СВ) могут появиться участки, на которых выполняется критерий Лайтхилла на модуляционную неустойчивость [7]

$$\gamma\beta < 0, \quad (2)$$

где $\gamma = 2\pi\partial f/\partial|\varphi|^2$ — коэффициент нелинейности, $\beta = 2\pi\partial^2 f/\partial k^2$ — коэффициент дисперсионного расплывания. Было показано [7–15], что эффекты самовоздействия СВ при распространении в МК на частотах, отвечающих выполнению критерия (2), могут приводить к образованию модуляционной неустойчивости и образованию солитонов СВ. С другой стороны, известно, что в магнитных пленках дисперсия СВ выбором направления намагничивания [16–19] или металлизацией [20–23] может обеспечивать выполнение критерия (2) в отсутствие пространственной периодичности. Представляет интерес исследовать развитие эффектов самовоздействия СВ в МК в условиях, когда брэгговские резонансы формируются на участках дисперсионной зависимости $f = f(k, |\varphi|^2)$, где выполнен критерий (2). Цель настоящей работы — исследовать данную проблему для случая распространения импульсов поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в структуре магнетонный кристалл–диэлектрик–металл (МК–Д–М).

Эффекты самовоздействия проявляются при амплитудах СВ $\varphi > \varphi_{th}$, где φ_{th} — пороговая амплитуда развития модуляционной неустойчивости СВ, определя-

емая затуханием СВ в пленке [16]. Поэтому в работе рассматриваются МК на основе эпитаксиальной пленки железоиттриевого граната (ЖИГ), которые характеризуются наименьшими потерями СВ [1,2]. Отметим, что формирование солитоноподобных импульсов ПМСВ в МК на основе пленки ЖИГ наблюдалось в работах [8,9]. В работах [20–23] исследовалось формирование солитонов ПМСВ в пленках ЖИГ, разделенных воздушным зазором толщиной h с металлическим экраном. При этом было показано, что формирование солитонов ПМСВ наблюдается на участках дисперсии, отвечающих длинам волн $\lambda \sim h$, тогда как на участках дисперсии, отвечающих $\lambda \gg h$ (металлизированная пленка ЖИГ) и $\lambda \ll h$ (свободная пленка ЖИГ), увеличение амплитуды волны приводит только к увеличению ширины импульса. Понятно, что в структуре МК–Д–М выбором периода МК Λ (рассматриваются кристаллы с $\Lambda \approx 8\text{--}170\ \mu\text{m}$) или толщины зазора h можно по разному расположить частоты брэгговских резонансов относительно участка дисперсии $\lambda \sim h$. При этом в зависимости от параметров структуры МК–Д–М и невязимости распространения ПМСВ, проявляющейся в металлизированном МК в различии значений волновых чисел падающей и отраженной волн ($|\mathbf{k}^+| \neq |\mathbf{k}^-|$), частоты БР могут сдвигаться „вверх“ относительно свободного МК [24,25].

1. Исследуемые структуры и их дисперсионные свойства

Структуры МК–Д–М изготавливались на основе пленки ЖИГ, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111). Пленка имела толщину $d \approx 7.7\ \mu\text{m}$ и характеризовалась намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750\ \text{G}$ и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H \approx 0.4\ \text{Oe}$, которые типичны для эпитаксиальных структур ЖИГ/ГГГ(111) [1,2]. С помощью ионно-лучевого травления [26] на поверхности пленки получались поверхностные периодические решетки из канавок глубиной $\delta d \approx 1\ \mu\text{m}$ и периодом $\Lambda \approx 8\text{--}170\ \mu\text{m}$. Структуры размещались в макете микрополосковой линии задержки (рис. 1, *b*) на входном 3 и выходном 4 преобразователях шириной $w \approx 40\ \mu\text{m}$, длиной 4 mm, разнесенными на расстояние 6–8 mm. На часть поверхности МК в области между антеннами (протяженностью 5.5–7.5 mm) накладывалась прокладка 8 из слюды толщиной $h \approx 150\text{--}60\ \mu\text{m}$, на которой размещался металлический экран 7.

Схема измерительной установки представлена на рис. 1. Макет 10 размещался в зазоре электромагнита 13 так, чтобы постоянное магнитное поле было направлено вдоль преобразователей, что соответствует случаю распространения ПМСВ [27]. Эксперименты по исследованию эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ проводились в интервале

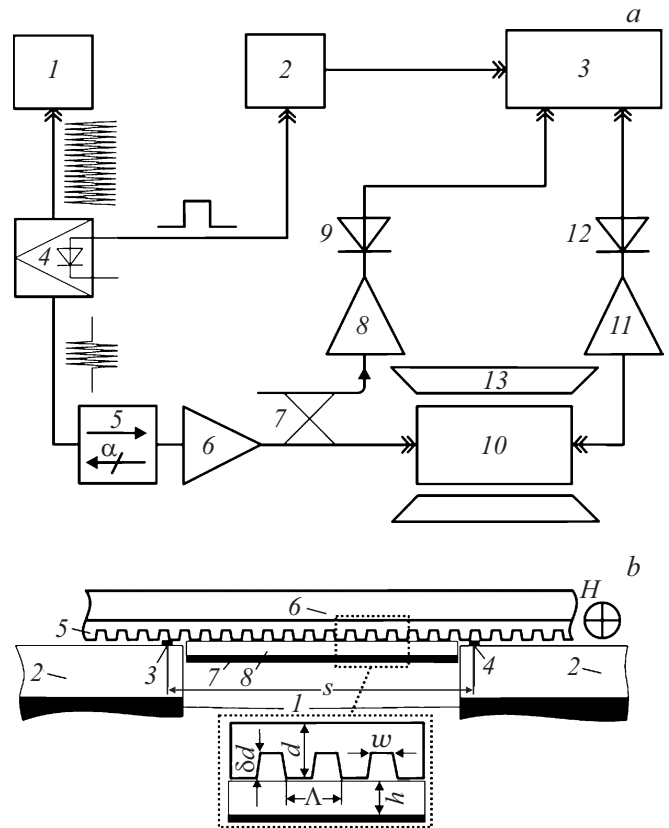


Рис. 1. *a* — схема измерительной установки: 1 — анализатор цепей Agilent E5071C, 2 — генератор импульсов Г5-78, 3 — осциллограф Agilent infinity MS08104A, 4 — p - i - n -диодный модулятор, 5 — вентиль, 6 — усилитель Agilent 87415A, 7 — направленный ответвитель, 8 — усилитель Agilent 87405C, 9, 12 — детекторы, 10 — макет, 11 — усилитель MАНW 010120, 13 — электромагнит. *b* — конструкция макета: 1 — корпус макета, 2 — поликоровые платы с антеннами, 3, 4 — микрополосковые антенны, 5 — пленка ЖИГ, 6 — подложка из гадолиний-галлиевого граната, 7 — металлическая пластина, 8 — диэлектрическая прокладка из слюды.

полей $H \approx 740\text{--}1000\ \text{Oe}$, когда параметрические процессы первого порядка (трехмагнотные) для ПМСВ запрещены законами сохранения [27]. Ниже приводятся результаты, полученные при поле $H \approx 812\ \text{Oe}$.

С помощью анализатора цепей Agilent E5071C I были измерены амплитудно-частотные (АЧХ) и фазочастотные (ФЧХ) характеристики макета линии задержки на основе МК–Д–М структур с различными значениями Λ (рис. 2). По результатам измерений определялись интервалы частот ПМСВ, отвечающие области перегиба дисперсионной зависимости (ΔF) в структуре МК–Д–М, где аналогично [20–23] выполняется условие (2), а также положение частот брэгговских резонансов относительно интервала ΔF (рис. 2). При проведении импульсных измерений непрерывный сигнал с анализатора цепей 1 на частоте f через p - i - n -диодный модулятор 4, управляемый генератором импульсов Г5-78 2, и вентиль 5

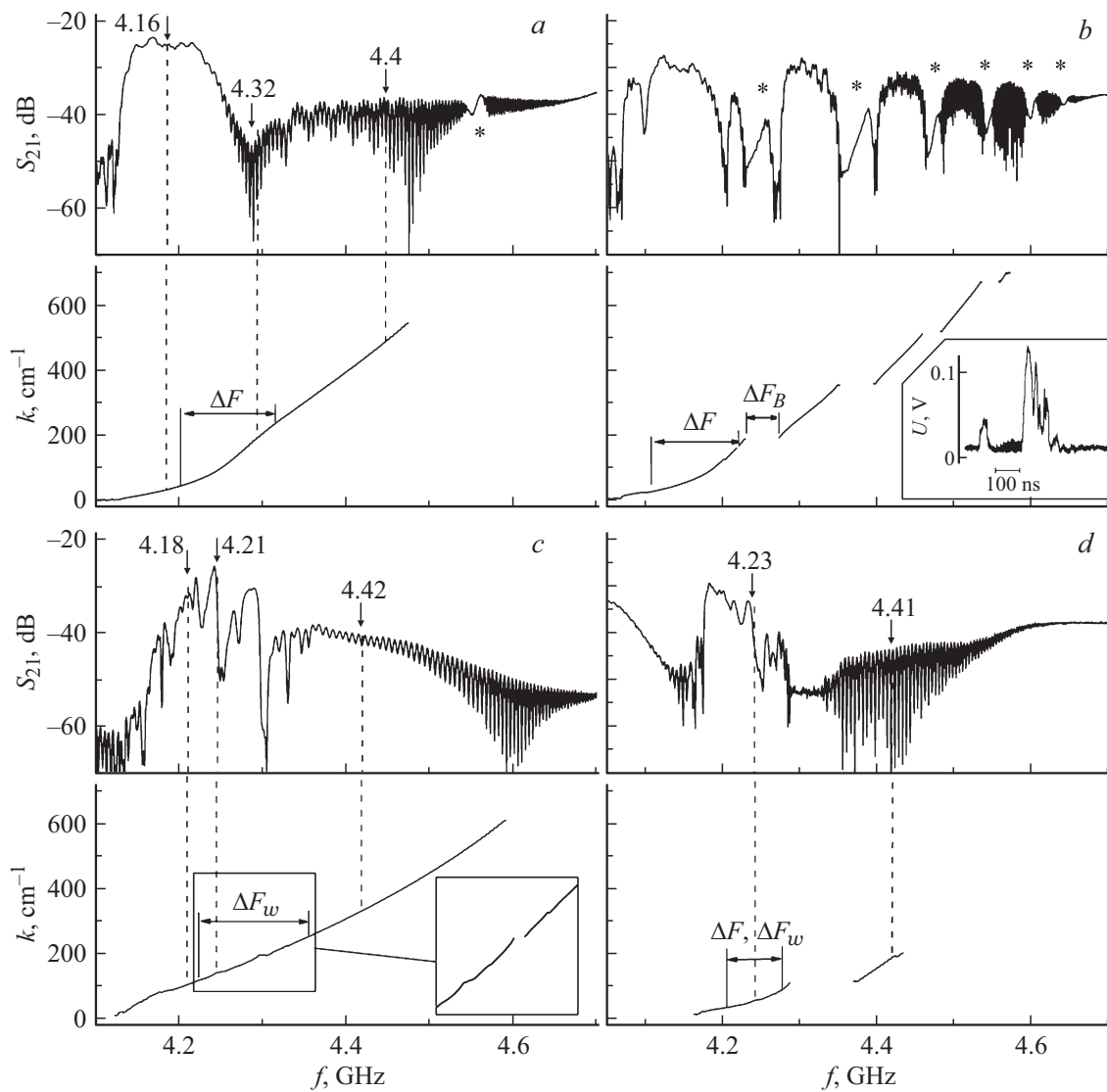


Рис. 2. Амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики макета линии задержки со структурой МК($\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$)–Д–М, МК($\Lambda \approx 170 \mu\text{m}$)–Д–М, МК($\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$), МК($\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$)–Д–М (*a, b, c* и *d* соответственно). Стрелки с числами у кривых указывают положение частот, для которых ниже приведены результаты импульсных измерений. Звездочками отмечены области частот, отвечающие брэгговским резонансам. ΔF — область перегиба дисперсионной зависимости. ΔF_w — область наблюдения аномальных участков дисперсии, обусловленных резонансами типа Фано. На вставке к рис. 2, *b* представлена характерная форма выходного импульса для частоты заполнения 4.18 GHz. На вставке к рис. 2, *c* изображен участок дисперсионной зависимости, содержащий аномальные участки.

подавался на вход усилителя Agilent 87415A 6 и далее на входной микрополосковый преобразователь. Сигнал с выходного преобразователя усиливался с помощью усилителя Agilent 87405C 11 и после детектирования 12 подавался на вход осциллографа Agilent infiniium MS08104A 3. Для контроля формы поступающего на вход макета импульса использовался направленный ответвитель 7, сигнал с которого усиливался 8 и после детектирования 9 также поступал на вход осциллографа 3. Генератор импульсов Г5-78 обеспечивал перестройку длительности импульса на входе макета τ_{in} в пределах $\tau_{in} \approx 10\text{--}200 \text{ ns}$, которая определялась на уровне 0.5. Исследовалась зависимость длительности τ выходного

импульса ПМСВ от уровня входной мощности P и положения несущей частоты на дисперсионной кривой $k = k(f)$ (рис. 2). Величина P менялась в пределах $P \approx 1\text{--}470 \text{ mW}$.

Результаты измерений АЧХ $S_{21}(f)$ и зависимости $k = k(f)$, рассчитанные аналогично [28] по величине набега фазы ПМСВ для различных структур МК–Д–М при $H \approx 812 \text{ Oe}$, приведены на рис. 2.

На рис. 2, *a* приведены результаты для структуры на основе МК с периодом $\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$, $\delta d \approx 1 \mu\text{m}$ и $h \approx 120 \mu\text{m}$. Звездочками отмечены положения БР. На участке дисперсионной зависимости $k = k(f)$ выделен интервал частот $\Delta F \approx 110 \text{ MHz}$, характеризующийся

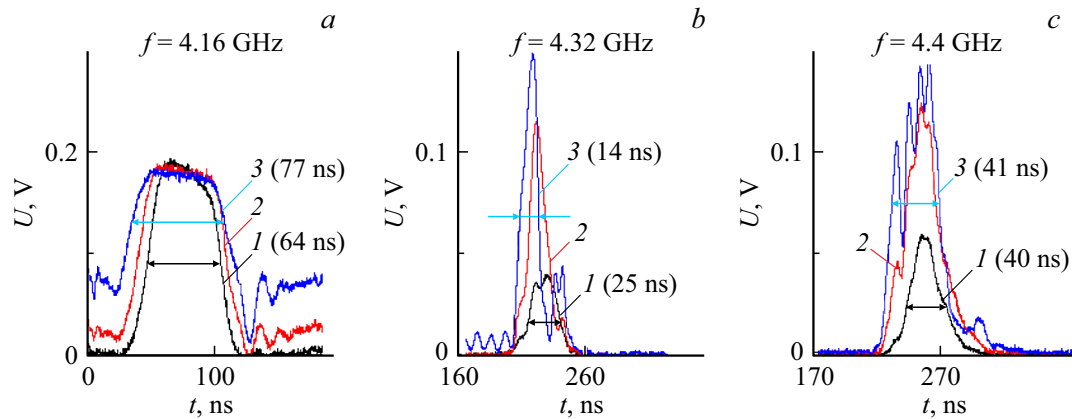


Рис. 3. Форма импульса, прошедшего через структуру МК ($\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$)–Д–М при частоте заполнения 4.16, 4.32 и 4.4 GHz (*a, b* и *c* соответственно) при уровнях входной мощности 120, 300 и 470 mW (обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно). Для кривых 1 и 3 указана ширина импульсов по уровню 0.5 от максимального уровня.

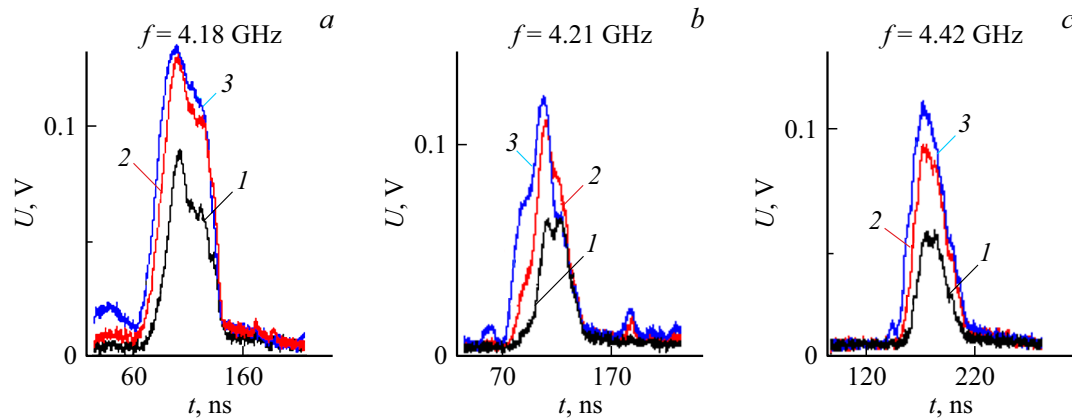


Рис. 4. Форма импульса, прошедшего через субволновой МК ($\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$) при частоте заполнения 4.18, 4.21 и 4.42 GHz (*a, b* и *c* соответственно) при уровнях входной мощности 120, 300 и 470 mW (обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно).

аномальной дисперсией ПМСВ и отвечающий выполнению критерия (2). Отметим, что разворотом МК относительно антенн частоты БР для случая ПМСВ в условиях неколлинеарной дифракции смещаются „вниз“ по частоте [29], что может быть использовано как дополнительный параметр при совмещении участка дисперсии из-за неколлинеарной дифракции.

На рис. 2, *b* приведены результаты измерений для структуры на основе МК с $\Lambda \approx 170 \mu\text{m}$, $\delta d \approx 4 \mu\text{m}$ и $h \approx 120 \mu\text{m}$. Видно, что участок аномальной дисперсии, вызванный металлизацией структуры ΔF , перекрывается с частотной областью брэгговской щели непропускания ΔF_B .

На рис. 2, *c, d* приведены результаты измерений для субволнового МК с периодом $\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$. Рис. 2, *c* отвечает случаю свободного МК, а рис. 2, *d* — металлизированному кристаллу при $h \approx 90 \mu\text{m}$. Из рис. 2, *c* можно видеть, что в интервале частот $\Delta F_W \approx 4.18\text{--}4.3 \text{ GHz}$ в АЧХ присутствуют узкополосные осцилляции, которым отвечают аномальные участки дисперсии. Такие резонансные особенности типа резонансов Фано в спектрах

передачи и законе дисперсии ПМСВ в субволновых МК кристаллах наблюдались ранее и связывались с возбуждением обменных волн в МК [30,31]. На рис. 2, *d* приведены результаты измерений в металлизированном субволновом кристалле при $h \approx 120 \mu\text{m}$. Можно видеть, что интервалы частот ΔF_W и ΔF заметно перекрываются. Участок замирания интерференции в $S_{21}(f)$ на рис. 2, *d* связан с ростом потерь ПМСВ из-за падения групповой скорости V_g в области перегиба дисперсии.

2. Влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ в структурах МК–Д–М

При изучении эффектов самовоздействия в структурах МК–Д–М будем, следуя методике работ [20–24], сопоставлять результаты распространения импульсов ПМСВ на частотах, отвечающих интервалу частот ΔF , и частотах, выходящих за пределы ΔF . При этом исходим

из того, что на частотах из интервала ΔF выполняется критерий (2), и с ростом мощности ПМСВ можно ожидать образование солитона и уменьшения длительности выходного импульса. Наоборот, вне интервала частот ΔF рост мощности импульса будет приводить к увеличению его длительности на выходной антенне.

Отметим, что и в окрестности частот брэгговских резонансов следует ожидать аналогичного поведения импульсов прошедшего сигнала в условиях формирования солитонов [8,9].

На рис. 2 стрелками и вертикальными штриховыми линиями показано положение частот, для которых ниже приведены результаты импульсных измерений.

Необходимо отметить, что выбор длительности импульса играет существенную роль при исследовании эффектов взаимодействия для рассматриваемых структур. Во-первых, длительность импульса не должна быть слишком маленькой, поскольку его спектральная ширина $1/\tau$ может оказаться больше участков аномальной дисперсии ΔF , что затрудняет обнаружение солитонов. С другой стороны, длительность импульса τ не должна превышать время τ^* развития параметрической неустойчивости СВ в пленке ЖИГ. Кроме того, мы учитывали, что при фиксированном расстоянии между антеннами S в линейном режиме распространения ($\varphi < \varphi_{th}$), существует оптимальная длительность входного импульса $\tilde{\tau}_{in}$, при которой выходной импульс имеет наименьшую длительность по уровню 0.5 [32].

Приведенные ниже результаты, касающиеся исследования эффектов самовоздействия, получены для длительностей входного импульса $\tau_{in} \approx 40$ ns (рис. 3–5). Мы так же показали, что время развития параметрической неустойчивости в рассмотренных структурах составляет $\tau^* \approx 50$ ns, для чего были исследованы огибающие выходных импульсов при максимальных уровнях падающей мощности в зависимости от длительности входного импульса (рис. 6).

2.1. Импульсы ПМСВ в металлизированном МК с периодами $\Lambda \approx 50\text{--}170 \mu\text{m}$

На рис. 3 приведены осциллограммы импульсов, прошедших через структуры МК–Д–М с периодом $\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$ при длительности входного импульса $\tau_{in} \approx 40$ ns. Видно, что при частотах заполнения импульса $f = 4.16$ и ≈ 4.4 GHz, находящихся вне частотного интервала ΔF , с ростом мощности наблюдается уширение импульса. На частоте $f \approx 4.32$ GHz из области ΔF (рис. 2, *a*) увеличение мощности на входе приводит к сжатию импульса до ≈ 14 ns при максимальном уровне падающей мощности $P \approx 400$ mW.

В случае, когда частотные области брэгговских щелей перекрываются с участком аномальной дисперсии, обусловленным металлизацией структуры (рис. 2, *b*), нам не удалось наблюдать сужения импульса независимо от выбора частоты его заполнения. Характерная форма

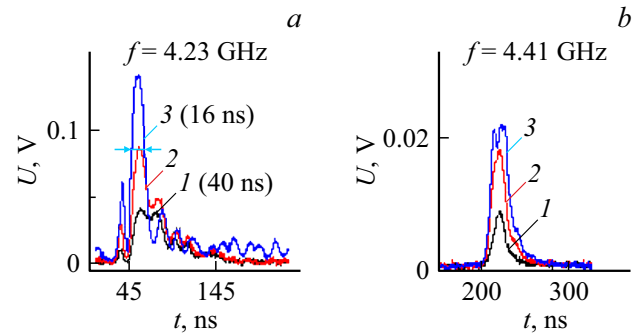


Рис. 5. Форма импульса, прошедшего через структуру субволновой МК ($\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$)–Д–М при частоте заполнения 4.23 и 4.41 GHz (*a* и *b* соответственно) при уровнях входной мощности 120, 300 и 470 mW (обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно). Для кривых 1 и 3 указана ширина импульсов по уровню 0.5 от максимального уровня.

выходного импульса показана на вставке к рис. 2, *b* для частоты заполнения $f \approx 4.18$ GHz.

2.2. Импульсы ПМСВ в металлизированном субволновом МК с периодом $\Lambda \approx 8 \mu\text{m}$

Рассмотрим сначала распространение импульсов в неметаллизированном субволновом МК, дисперсионная зависимость которого показана на рис. 2, *c*. Здесь на участке ΔF_W видны узкополосные участки аномальной дисперсии шириной ~ 10 MHz, что заметно меньше спектральной ширины импульса длительностью $\tau \approx 40$ ns ($1/\tau \approx 25$ MHz). На рис. 4 приведены огибающие выходных импульсов ПМСВ при различных уровнях входного сигнала для частот 4.18, 4.21 и 4.42 GHz. Из рис. 2, *c* видно, что импульс на частоте 4.21 GHz располагается в области резонансных особенностей в дисперсии ПМСВ ΔF_W (вставка на рис. 2, *c*). Из рис. 4 можно видеть, что независимо от выбора частоты на выходной антенне наблюдается уширение импульса с ростом мощности. Такое поведение отвечает условию $\gamma\beta > 0$ и отражает развитие эффектов самовоздействия, не приводящее к формированию солитонов [16,20–24].

В структуре субволновой МК–Д–М в дисперсионной зависимости вследствие влияния металла возникает аномальный участок ΔF шириной $\Delta F \approx 90$ MHz (рис. 2, *d*). При этом интервалы частот ΔF и ΔF_W перекрываются. Для частоты 4.23 GHz, находящейся в пределах полосы ΔF , с ростом мощности на входе наблюдается сжатие выходного импульса до значений $\tau \approx 16$ ns (рис. 5, *a*). На частотах вне участка аномальной дисперсии ΔF рост мощности приводит к уширению импульса до значений $\tau \approx 45$ ns (рис. 5, *b*). Таким образом, наличие субволновой поверхностной структуры не препятствует развитию эффектов самовоздействия, приводящих к образованию солитоноподобных импульсов на участке аномальной дисперсии в структуре МК–Д–М.

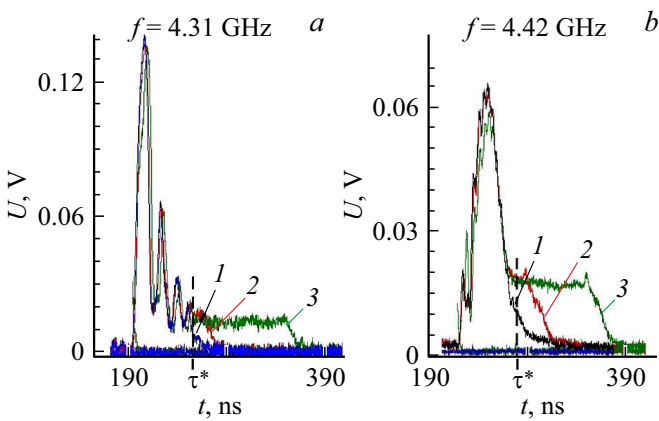


Рис. 6. Форма импульса, прошедшего через структуру МК($\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$)–Д–М при частоте заполнения 4.31 и 4.42 GHz (*a* и *b* соответственно) при длительности входного импульса 40, 65 и 170 ns (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

2.3. Обсуждение влияние параметрической неустойчивости на распространение импульсов ПМСВ

Отметим, что пороги развития процессов модуляционной и параметрической неустойчивости в пленках ЖИГ достаточно близки [16]. То обстоятельство, что для импульсов СВ при выполнении критерия Лайтхилла (2) удается наблюдать формирование солитонов, связано с тем, что в спектре импульса изначально присутствуют спектральные компоненты с амплитудами, существенно превышающими тепловой уровень, и с частотами $f_{1,2}$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_{1,2}$, удовлетворяющие законам сохранения

$$2f = f_1 + f_2, \quad (3)$$

$$2\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (4)$$

где f и \mathbf{k} отвечают несущей частоте и волновому вектору ПМСВ на частоте несущей в импульсе. При этом для развития эффектов самовоздействия важно, чтобы выполнялись условия

$$f \approx f_{1,2}, \quad (5)$$

$$|\mathbf{k}| \approx |\mathbf{k}_{1,2}|. \quad (6)$$

Если при процессах (3), (4) какое-либо из условий (5), (6) будет нарушено, то неустойчивость будет носить характер параметрической [33]. При этом рождаемые параметрические спиновые волны (ПСВ) не будут находиться в синхронизме с импульсом накачки, что приводит к ограничению амплитуды выходного импульса ПМСВ [33, 20–23]. Чтобы оценить возможный вклад параметрических процессов в эволюцию огибающей выходных импульсов от падающей мощности на рис. 3–5, рассмотрим влияние длительности импульса на форму выходных импульсов в рассмотренных структурах МК–Д–М.

Для определенности будем обращаться к результатам, полученным для структуры МК–Д–М с периодом $\Lambda \approx 50 \mu\text{m}$, дисперсионная зависимость и АЧХ который показаны на рис. 2, *a*. На рис. 6 приведены огибающие выходных импульсов ПМСВ для частоты несущей 4.32 (рис. 6, *a*) и 4.42 GHz (рис. 6, *b*) в зависимости от длительности входного импульса при уровне падающей мощности $P \approx 470 \text{ mW}$. Можно видеть, что, начиная с длительности входного импульса $\tau = \tau^* \approx 55 \text{ ns}$, срез выходного импульса по уровню 0.5 перестает эволюционировать с ростом длительности импульса на входе. При этом амплитуда выходного импульса ограничивается на временах $t > \tau^*$. Приведенные на рис. 6 результаты позволяют считать, что в рассматриваемых структурах время развития параметрической неустойчивости $\tau^* \geq 50 \text{ ns}$. Таким образом, показанное на рис. 3–5 изменение формы импульса следует связать с влиянием эффектов самовоздействия.

Заключение

Таким образом, в работе исследовано влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ в одномерных магнитных кристаллах на основе пленке ЖИГ с периодами $\Lambda \approx 8–170 \mu\text{m}$, разделенных диэлектрическим зазором толщиной $h \approx 60–120 \mu\text{m}$ с металлическим экраном. Показано, что в таких структурах в дисперсионной зависимости ПМСВ с длиной волны $\lambda \sim h$ формируется интервал частот ΔF , на котором выполняется критерий Лайтхилла на развитие модуляционной неустойчивости. Для импульсов с частотой несущей в пределах интервала ΔF и длительностью $\tau \approx 40 \text{ ns}$ меньше времени развития параметрической неустойчивости $\tau^* \approx 50 \text{ ns}$ показано, что эффекты самовоздействия могут приводить к образованию солитонов ПМСВ лишь в тех случаях, когда частоты брэгговских резонансов оказываются вне частот ΔF . Для импульсов, длительностью $\tau > \tau^*$, на эволюцию огибающей выходного импульса на временах $t > \tau^*$ доминирующее влияние оказывает параметрическая неустойчивость.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 18-57-00005-Бел, 17-07-01452 и в рамках Госзадания № 0030-2019-0013 „Спинтроника“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear Microwave Signal Processing: Towards a New Range of Devices. Kluwer Acad. Publ., 1996.
- [2] Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1099–1128.
- [3] Sulymenko R., Prokopenko O.V., Tyberkevych V.S., Slavın A.N., Serga A.A. // Low Temp. Phys. 2018. Vol. 44. P. 602. <https://doi.org/10.1063/1.5041426>
- [4] Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // Phys. Rev. 2017. V. 96. P. 144428. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144428
- [5] Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Commun. 2014. Vol. 5. P. 4700.
- [6] Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Kalinikos B.A. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 142513.
- [7] Chen M., Slavın A.N., Cottam M.G. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 8687–8671.
- [8] Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б., Ковшиков Н.Г., Калиникос Б.А. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 1. С. 17–22.
- [9] Устинов А.Б., Дроздовский А.В., Калиникос Б.А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. Вып. 5. С. 97–111. DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-5-97-111
- [10] Drozdovskii A.V., Kalinkos B.A., Ustinov A.B., Stashkevich A. // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 769. P. 012072.
- [11] Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Demidov V.E. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 180406.
- [12] Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е., Жаманова М.К. // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 8. С. 1478–1486.
- [13] Morozova M.A., Nikitov S.A., Sharaevskii Yu.P., Sheshukova S.E. // Acta Phys. Polonica Series A. 2012. Vol. 121. P. 1173–1176.
- [14] Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е. // Изв. вузов „ПНД“. 2010. Т. 18. С. 113–124.
- [15] Морозова М.А., Матвеев О.В., Шараевский Ю.П. // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 10. С. 1899–1906.
- [16] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 2. С. 606–615.
- [17] Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 343–347.
- [18] Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. N 3. P. 2146.
- [19] Бордман А.Д., Никитов С.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 6. С. 281–282.
- [20] Filimonov Yu.A., Marcelli R., Nikitov S.A. // IEEE Trans. on Magn. 2002. September. Vol. 38. N 5. P. 3105–3107.
- [21] Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Kozhevnikov A.V., Dudko G.M. // IEEE Trans. On Magn. 2006. Vol. 42. N 7. P. 1785–1801.
- [22] Dudko G.M., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Marcelli R., Nikitov S.A. // JMMM. 2004. Vol. 272–275. N 2. P. 999–1000.
- [23] Галишников А.А., Дудко Г.М., Кожеевников А.В., Марчелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14. № 3. С. 3–33.
- [24] Mruczkiewicz M., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., Krawczyk M., Filimonov Yu.A., Nikitov S.A. // IEEE Trans. on Magn. 2014. Vol. 50. N 11. P. 2304103. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2321329.
- [25] Mruczkiewicz M., Pavlov E.S., Vysotsky S.L., Krawczyk M., Filimonov Yu.A., Nikitov S.A. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 90. P. 174416.
- [26] Стогний А.И., Серов А.А., Корякин С.В., Паньков В.В. // ПТЭ. 2008. Т. 2. С. 162–165.
- [27] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [28] Khivintsev Y.V., Filimonov Y.A., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 052407.
- [29] Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Новицкий Н.Н., Стогний А.И., Филимонов Ю.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 2. С. 150–152
- [30] Vysotskii S.L., Khivintsev Y.V., Sakharov V.K., Dudko G.M., Kozhevnikov A.V., Nikitov S.A., Novitskii N.N., Stognij A.I., Filimonov Y.A. // IEEE Magn. Lett. 2017. Vol. 8. P. 3706104.
- [31] Vysotskii S., Dudko G., Sakharov V., Khivintsev Y., Filimonov Y., Novitskii N., Stognij A., Nikitov S. // Acta Phys. Polonica A. 2018. Vol. 133. N 4. P. 508–510.
- [32] Галишников А.А., Кожеевников А.В., Марчелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 62–70.
- [33] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.