

Моделирование последовательностей коротких импульсов огибающей в кольцевом резонаторе на основе бигиротропной пленки

А.В. Богомолова, Д.В. Романенко, С.В. Гришин

СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация: в работе приводятся теоретические результаты, демонстрирующие формирование периодических последовательностей светлых солитонов огибающей нано- и субнаносекундной длительности на обратных электромагнитных волнах (ОЭМВ), существующих в дважды отрицательных средах на основе поперечно намагниченных пленок ферромагнитного (ФМ) и антиферромагнитного (АФМ) полупроводника (ПП). Для численного моделирования солитонных режимов используется нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) с периодическими граничными условиями. Параметры НУШ находятся для ОЭМВ, существующих как в микроволновом (для ФМ ПП), так и в терагерцовом (для АФМ ПП) диапазонах частот. Показано, что длительность таких импульсов уменьшается с увеличением концентрации электронов как в ФМ, так и в АФМ ПП.

Ключевые слова: солитон, магнитные полупроводники, дважды отрицательные среды

1. Введение

Солитоны являются одним из фундаментальных явлений теории нелинейных волн [1]. Они представляют собой нелинейные волновые импульсы или пучки, существующие в средах, в которых дисперсионные эффекты компенсируются нелинейностью. Солитоны огибающей были обнаружены в диэлектрических пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ). Здесь были получены как «светлые», так и «темные» солитоны огибающей с длительностями порядка десятков наносекунд. Светлые солитоны огибающей формировались на обратных объемных магнитоэлектрических спиновых волнах (МСВ) при продольном намагничивании, а темные солитоны огибающей – на поверхностной МСВ (ПМСВ) при поперечном намагничивании. В [2] было исследовано влияние свободных носителей заряда, существующих в полупроводниковом (ПП) слое, контактирующем с поперечно намагниченной пленкой ЖИГ, на солитонные режимы. Установлено, что при определенных концентрациях электронов и толщинах ПП могут формироваться светлые солитоны огибающей на ПМСВ.

«Левые» среды являются одной из разновидностей метаматериалов, у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости являются одновременно отрицательными величинами [3]. В таких средах возможно распространение обратной электромагнитной волны (ОЭМВ). В [4] экспериментально демонстрировалась стабильная генерация солитонных импульсов в нелинейных активных метаматериалах. Последние были выполнены в виде активного кольцевого резонатора, содержащего микроволновый усилитель и линию передачи с левой средой. Была продемонстрирована генерация временных солитонов огибающей, которую возможно было осуществить только на ОЭМВ.

Одними из разновидностей левых сред являются бигиротропные среды в виде ферро- и антиферромагнитных (ФМ и АФМ) ПП. В [5] было показано, что намагниченностью в ФМ и АФМ ПП и, как следствие этого, электродинамическими характеристиками ОЭМВ можно управлять, меняя концентрацию электронов в твердотельной плазме. При этом, в отличие от медленных МСВ, существующих в обычных пленках ФМ и АФМ, медленные ОЭМВ, существующие в пленках ФМ ПП и АФМ ПП,

являются значительно более широкополосными, что должно приводить к формированию на этих волнах солитонов огибающей меньшей длительности.

В настоящей работе мы демонстрируем возможность формирования светлых солитонов огибающей нано- и субнаносекундной длительности в кольцевом резонаторе содержащем левую среду на основе пленки из бигиротропного материала.

2. Линейная модель

Анализируемая структура представляет собой ограниченный в одном направлении (по толщине d) слой бигиротропной среды, касательно к поверхности которого приложено внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 (см. рисунок 1). Рассматривается случай поперечного намагничивания, когда внешнее магнитное поле \vec{H}_0 ортогонально волновому вектору \vec{k} ($\vec{H}_0 \perp \vec{k}$). Дисперсионное уравнение для неоднородных плоских ТЕ-ЭМВ, существующих в поперечно намагниченной бигиротропной среде в отсутствие потерь, имеет следующий вид [5]:

$$k_x^2 + k_y^2 = k_0^2 \varepsilon_{eff\perp} \mu_{eff\perp}^{\Phi M, A\Phi M}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_{eff\perp} &= \varepsilon_f \eta, \\ \mu_{eff\perp}^{\Phi M, A\Phi M} &= (\mu^2 - \mu_a^2) / \mu, \end{aligned} \quad (2)$$

$\eta = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$, $\varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, $\varepsilon_0 = 1 / (\mu_0 c^2)$ – электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$ – плазменная частота электронов, $\omega_{ce} = |e B_0| / (m_e c)$ – циклотронная частота электронов, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – линейная частота, N – концентрация электронов в плазме, e/m_e – удельный заряд электрона, B_0 – постоянная магнитная индукция. Для ФМ: $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2] / (\omega_H^2 - \omega^2)$, $\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$, $\omega_H = \gamma H_0$ – частота ФМ резонанса, которая в случае бигиротропной среды равна циклотронной частоте электронов ($\omega_H = \omega_{ce}$ – гирочастота), $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение. Для АФМ: $\mu = 1 + 8\pi \gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega_+ \omega_- - \omega^2}{(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)}$, $\mu_a = 8\pi \gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega(\omega_- - \omega_+)}{[(\omega_+ + j\alpha\omega)^2 - \omega^2][(\omega_- + j\alpha\omega)^2 - \omega^2]}$, γ_s – усредненный g-фактор, M_s – усредненная статическая намагниченность подрешеток, H_A – поле анизотропии, $\omega_+ = \gamma_s(H_C + H_0)$, $\omega_- = \gamma_s(H_C - H_0)$ – резонансные частоты, $H_C = \sqrt{H_A(2H_E + H_A)}$ – поле «опрокидывания» подрешеток, H_E – поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками.

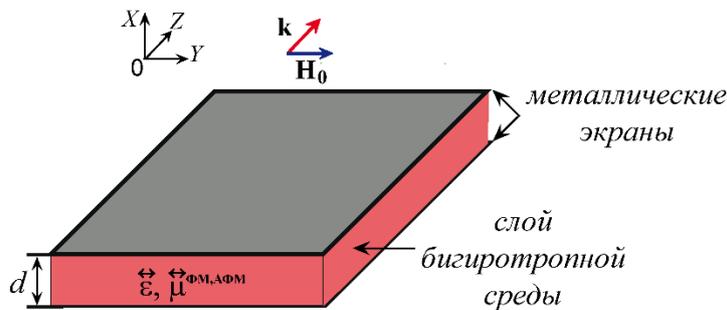


Рисунок 1. Схематическое изображение металлизированного с обеих сторон бигиротропного слоя при поперечном намагничивании.

Из анализа выражений (2) следует, что эффективные материальные параметры среды могут одновременно иметь отрицательные значения. Так, для ФМ ПП (см. рисунок 2а) такая область частот существует в микроволновом диапазоне, а для АФМ ПП существуют две такие частотные области (см. рисунок 2б), и обе они находятся в терагерцовом диапазоне.

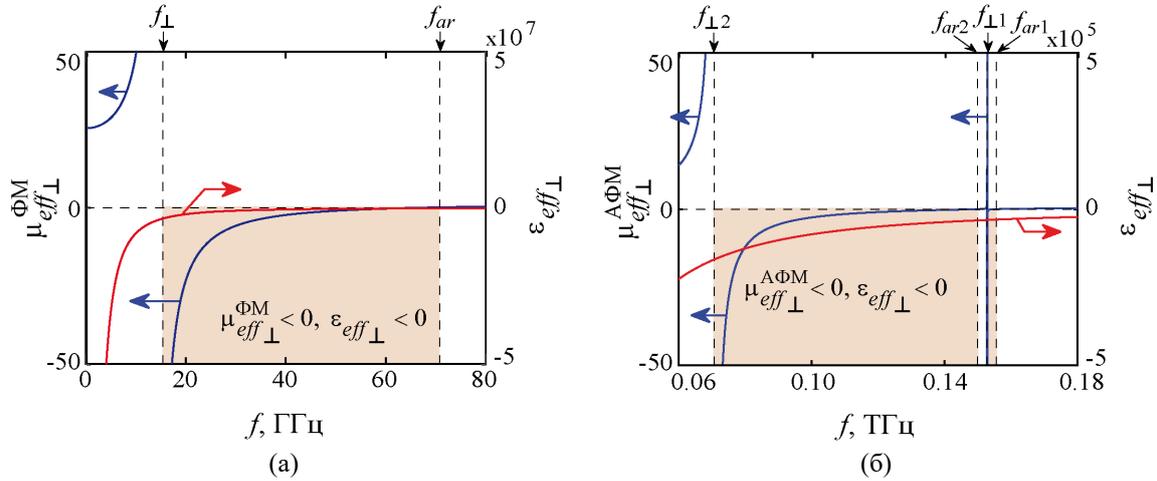


Рисунок 2. (а) Частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости $\mu_{eff\perp}^{ФМ,АФМ}$ (синие линии) и эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff\perp}$ (красные линии) для поперечно намагниченного ФМ ПП (а) и АФМ ПП (б). Расчеты для (а) выполнены при $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $4\pi M_0 = 24300 \text{ Гс}$ и $\epsilon_r = 16$. Расчеты для (б) выполнены при $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $H_E = 36000 \text{ Э}$, $H_A = 8000 \text{ Э}$, $M_S = 11600 \text{ Гс}$ и $\epsilon_r = 6.9$.

3. Дисперсионные характеристики и групповые скорости ОЭМВ

На рисунке 3 приведены дисперсионные характеристики ОЭМВ, существующих в поперечно намагниченной и металлизированной с обеих сторон бигиротропной пленке с параметрами ФМ ПП и АФМ ПП. Видно, что в ФМ ПП (см. рисунок 3а) существует одна ОЭМВ на частотах микроволнового диапазона, где эффективные материальные параметры среды отрицательны (см. рисунок 2а). В случае АФМ ПП (см. рисунок 3б), возможно существование двух ОЭМВ, одна из которых имеет очень узкий диапазон частот и является более высокочастотной, а вторая является широкополосной, но находится ниже по частоте. Обе ОЭМВ существуют в диапазонах

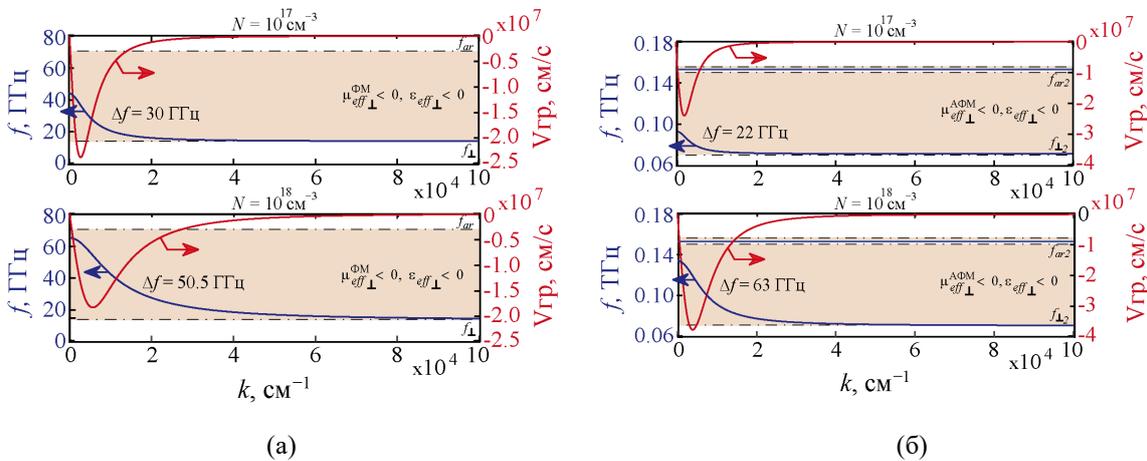


Рисунок 3. Дисперсионные характеристики и групповые скорости ОЭМВ, существующих в поперечно намагниченной пленке ФМ ПП (а) и в АФМ ПП (б) при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (верхние рисунки) и $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (нижние рисунки).

частот, где эффективные материальные параметры среды отрицательны (см. рисунок 2б). На рисунке 3 также приведены групповые скорости для ОЭМВ, существующей в ФМ ПП, и для более низкочастотной и широкополосной ОЭМВ, существующей в АФМ ПП. Видно, что увеличение концентрации электронов в плазме приводит к расширению диапазона частот существования ОЭМВ. Так, при $N=10^{17}$ см⁻³ частотный диапазон ОЭМВ в ФМ ПП $\Delta f=30$ ГГц, а при $N=10^{18}$ см⁻³ $\Delta f=50.5$ ГГц. В случае же ОЭМВ, существующей в АФМ ПП при $N=10^{17}$ см⁻³, $\Delta f=22$ ГГц, а при $N=10^{18}$ см⁻³ $\Delta f=63$ ГГц.

4. Нелинейная модель

При построении нелинейной модели бигиротропной среды учитывалась нелинейность только магнитной подсистемы. В случае ФМ ПП предполагается, что продольная составляющая вектора намагниченности ФМ зависит от квадрата амплитуды переменной намагниченности m , и эта зависимость имеет следующий вид:

$$M_z \approx M_0(1 - a|m|^2), \quad (3)$$

где M_z – продольная компонента вектора намагниченности, $a = (1 + \omega_H^2/\omega_{\perp}^2)/2$, где $\omega_{\perp}^2 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$.

В случае АФМ ПП предполагается, что $H_C \gg H_0$ и $\omega_+ \cong \omega_- = \omega_{Hc}$, а от квадрата амплитуды переменной намагниченности m зависит усредненная статическая намагниченность подрешеток M_s АФМ ПП

$$M_z \approx M_s(1 - a|m|^2), \quad (4)$$

где $a = (1 + \omega_{Hc}^2/\omega_{\perp c}^2)/2$, $\omega_{\perp c}^2 = \sqrt{\omega_{Hc}(\omega_{Hc} + \omega_{Ms})}$ и $\omega_{Ms} = 4\pi\gamma M_s$. Для нахождения солитонных решений используется нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)

$$j \frac{\partial \varphi}{\partial t} + jV_g \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \chi |\varphi|^2 \varphi = 0, \quad (5)$$

где V_g – групповая скорость волны, $\beta = \partial^2 \omega / \partial k^2$ – коэффициент дисперсии, а $\chi = \partial \omega / \partial |\varphi|^2$ – коэффициент нелинейности.

Развитие в среде модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений, которая может привести к формированию светлого солитона огибающей (в случае импульсного возбуждения), возможно при выполнении критерия Лайтхилла:

$$\chi\beta < 0. \quad (6)$$

Для каждого солитонного решения проводилась оценка порогового значения амплитуды входного сигнала, необходимого для возникновения модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений, которая выполнялась с использованием следующего выражения:

$$|\varphi_0^{\text{пор}}|^2 = \frac{\pi^2 \beta}{2V_g^2 T_{\text{имп}}^2 \chi}, \quad (7)$$

где $T_{\text{имп}}$ – длительность входного импульса.

5. Результаты численного моделирования светлых солитонов огибающей

На рисунке 4 приведены периодические последовательности импульсов светлых солитонов огибающих, полученные в результате численного решения НУШ (5) с периодическими граничными условиями. Параметры НУШ (групповая скорость и коэффициенты дисперсии и нелинейности) соответствовали ОЭМВ, существующей в тонкой пленке монооксида европия (см. рисунок 4а) и теллурида европия (см. рисунок 4б). Результаты получены для двух значений концентрации электронов в плазме.

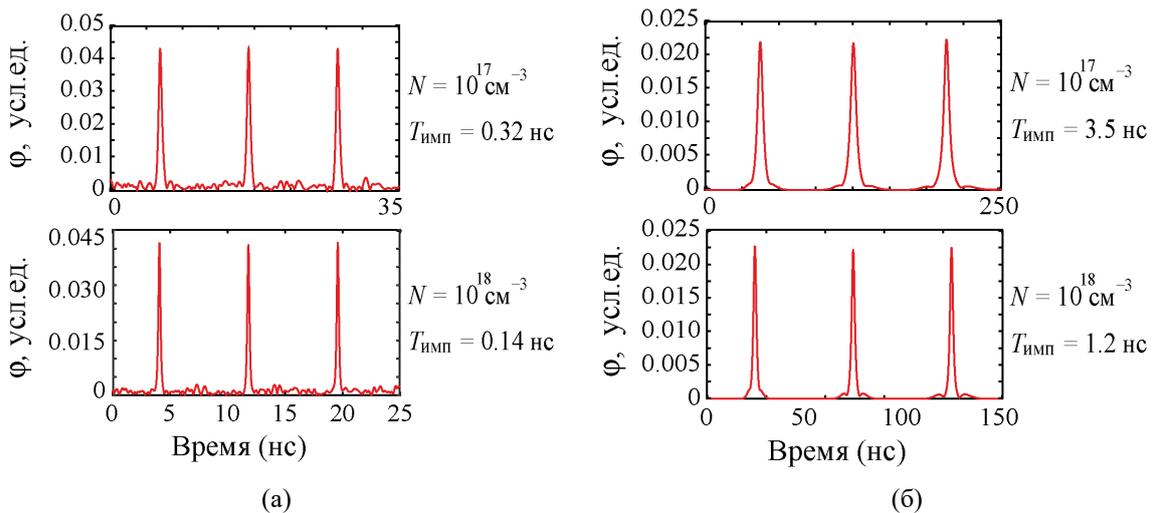


Рисунок 4. Периодические последовательности светлых солитонов огибающей, полученные на ТЕ-ОЭМВ в ФМ ПП (а) и на низкочастотной ТЕ-ОЭМВ в АФМ ПП (б) при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (верхние рисунки) и $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (нижние рисунки).

Из представленных на рисунке 4 результатов следует, что периодические последовательности светлых солитонов огибающей формируются на ТЕ-ОЭМВ, существующих как в пленке ФМ ПП, так и АФМ ПП. Длительности таких импульсов имеют значения $T_{\text{имп}} = 0.32 \text{ нс}$ в случае ФМ ПП и $T_{\text{имп}} = 3.5 \text{ нс}$ в случае АФМ ПП при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и уменьшаются, с увеличением концентрации электронов ($N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) до $T_{\text{имп}} = 0.14 \text{ нс}$ в случае ФМ ПП и $T_{\text{имп}} = 1.2 \text{ нс}$ в случае АФМ ПП. В каждом из четырех случаев амплитуда светлых солитонов огибающих больше, чем пороговая амплитуда их формирования. Уменьшение длительности солитона огибающей связано с увеличением ширины полосы частот ОЭМВ при увеличении концентрации электронов в пленке бигиротропной материала.

4. Заключение

В заключении отметим, что полученные результаты представляют интерес для разработки источников коротких импульсов работающих как в микроволновом, так и в терагерцовом диапазоне частот.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-20121, <https://rscf.ru/en/project/19-79-20121/>)

Список литературы

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. 560 с.
2. Киндяк А.С., Киндяк В.В. Солитонные режимы распространения поверхностных магнитоэлектронных волн в структуре магнетик-полупроводник // ФТТ. – 1999. – Т. 41 – №7. – С. 1272-1275.
3. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. – 1967. – Т. 92. – №3. – С. 517–526.
4. Kozurev A.B. et al. Soliton generation in active nonlinear metamaterials// Appl. Phys. Lett. – 2014. – V. 104. – No 8. – P. 084105.
5. Bogomolova A.V. et al. Magnetic bias field driven ferro- and antiferromagnetic semiconductors as double negative media for microwave and terahertz ranges// JMMM – 2023. – V. 587. – P. 171278.