

# Медленные электромагнитные волны в металлических ферромагнитных пленках микронной и нанометровой толщины

А.В. Жабова, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского

**Аннотация:** в работе приводятся теоретические результаты, демонстрирующие основные особенности поведения дисперсионных характеристик медленных объемных электромагнитных волн (ОЭМВ) при переходе от металлических ферромагнитных пленок микронной толщины к нанометровым размерам. Рассматриваются два вида намагничивания: поперечное и нормальное. Установлено, что в обоих случаях в металлических пленках микронной толщины существуют медленные обратные ОЭМВ (ООЭМВ) в области частот, где материальные параметры среды являются дважды отрицательными. При переходе к нанометровым толщинам медленная ООЭМВ при поперечном намагничивании вырождается, а при нормальном намагничивании меняет свою дисперсию на нормальную. Полученные результаты сравниваются с поведением магнитоэлектрических спиновых волн, существующих в диэлектрических ферромагнитных пленках.

**Ключевые слова:** магнитные металлы, дважды отрицательные среды

## 1. Введение

На сегодняшний день в магнотехнике наряду с диэлектрическими ферритовыми пленками железо-иттриевого граната (ЖИГ) активно используются металлические ферромагнитные пленки пермаллоя (Рy) [1] для создания на их основе наноразмерных устройств магнотехники [2]. Указанные пленки имеют толщины от десятков до сотен нанометров, что предполагает распространение в них медленных волн с гораздо большими волновыми числами, чем волновые числа магнитоэлектрических спиновых волн (МСВ), существующих в диэлектрических ферритовых пленках микронной толщины.

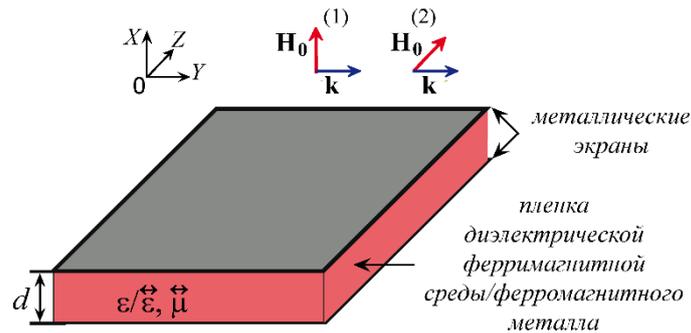
До настоящего времени электродинамические характеристики медленных волн в металлических пленках пермаллоя рассчитывались без учета влияния свободных носителей заряда (электронов), которые, находясь во внешнем постоянном магнитном поле представляют собой однокомпонентную замагниченную твердотельную плазму [3]. Такое приближение было обусловлено тем, что плазменная частота электронов, находясь в терагерцовом диапазоне частот не должна оказывать заметного влияния на электродинамические характеристики электромагнитных волн (ЭМВ), существующих в микроволновом диапазоне. Однако для антиферромагнитных полупроводников и металлов, у которых характерные резонансные частоты магнитной подсистемы приходятся на терагерцовый диапазон, учет влияния свободных носителей заряда становится необходимым условием. Как показали расчеты электродинамических характеристик медленных ЭМВ, существующих в ферро- и антиферромагнитных полупроводниках [4], обладающих меньшей концентрацией свободных носителей заряда, чем металлы, учет в электродинамической модели свободных носителей заряда приводит к тому, что эффективная диэлектрическая проницаемость среды становится отрицательной в области частот, где эффективная магнитная проницаемость также является отрицательной величиной. В результате образуется дважды отрицательная

среда, в которой существует медленная обратная ЭМВ (ОЭМВ). Однако в [4] расчеты были выполнены для относительно толстых пленок ферро- и антиферромагнитных полупроводников (порядка десятков микрон), которые в технологическом плане трудно реализуемы.

В настоящей работе на основе разработанной ранее модели для намагниченных слоев ферромагнитных полупроводников приводятся результаты расчета дисперсионных характеристик медленных ЭМВ, существующих в намагниченных тонких слоях ферромагнитных металлов, и анализируется трансформация дисперсионных характеристик таких волн при изменении толщины пленок ферромагнитного металла от единиц микрон до десятков нанометров.

## 2. Электродинамическая модель. Эффективные материальные параметры

Анализируемая структура представляет собой ограниченный в одном направлении (слой толщиной  $d$ ) диэлектрический феррит/металлический ферромагнетик, находящийся во внешнем постоянном магнитном поле  $\vec{H}_0$  (см. рисунок 1). В рамках исследования рассматриваются два вида намагничивания. В первом случае, называемом случаем нормального намагничивания, направление поля  $\vec{H}_0$  совпадает с осью  $OX$  перпендикулярной к поверхности слоя ( $OXY$ ). Во втором случае, называемом случаем поперечного намагничивания, магнитное поле прикладывается касательно к поверхности слоя, при этом направление поля  $\vec{H}_0$  совпадает с осью  $OZ$ , а волновой вектор  $\vec{k}$  ортогонален вектору  $\vec{H}_0$  ( $\vec{k} \perp \vec{H}_0$ ).



**Рисунок 1.** Схематическое изображение металлизированного с обеих сторон слоя диэлектрической ферромагнитной среды или ферромагнитного металла при нормальном (1) и поперечном (2) намагничивании.

Известно, что магнитные свойства гиромангнитных сред описываются тензором высокочастотной магнитной проницаемости, вид которого зависит от направления внешнего постоянного магнитного поля. В случае диэлектрических ферромагнетиков их диэлектрические свойства являются изотропными. В контексте намагниченных ферромагнитных металлов для описания диэлектрических свойств среды используется электродинамическая модель замагниченной однокомпонентной (электронной) плазмы. В этом случае диэлектрическая проницаемость описывается аналогичным эрмитовым тензором второго ранга, диагональные и недиагональные компоненты которого зависят от концентрации свободных носителей заряда – электронов и напряженности поля  $\vec{H}_0$ .

При решении электродинамической задачи в приближении неоднородных плоских волн для поперечно намагниченной безграничной ферромагнитной среды получаем дисперсионное уравнение (ДУ) следующего вида

$$k^2 - k_0^2 \mu_{eff\perp} \varepsilon_{eff\perp} = 0, \quad (1)$$

где  $k$  – продольное волновое число ЭМВ в среде,  $k_0 = \omega/c$  – волновое число ЭМВ в вакууме,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота и  $f$  – линейная частота,

$$\mu_{eff\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu, \quad (2)$$

где

$$\mu = (\omega_{\perp}^2 - \omega^2)/(\omega_H^2 - \omega^2),$$

$$\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2),$$

$\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H \omega_{ar}}$  – частота ферромагнитного резонанса (ФМР) при поперечном намагничивании,  $\omega_H = \gamma H_0$  – частота ФМР при продольном намагничивании,  $\omega_{ar} = \omega_H + \omega_M$  – частота ферромагнитного антирезонанса (ФМАР),  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $4\pi M_0$  – намагниченность насыщения,

$$\varepsilon_{eff\perp} = \varepsilon_r, \quad (3)$$

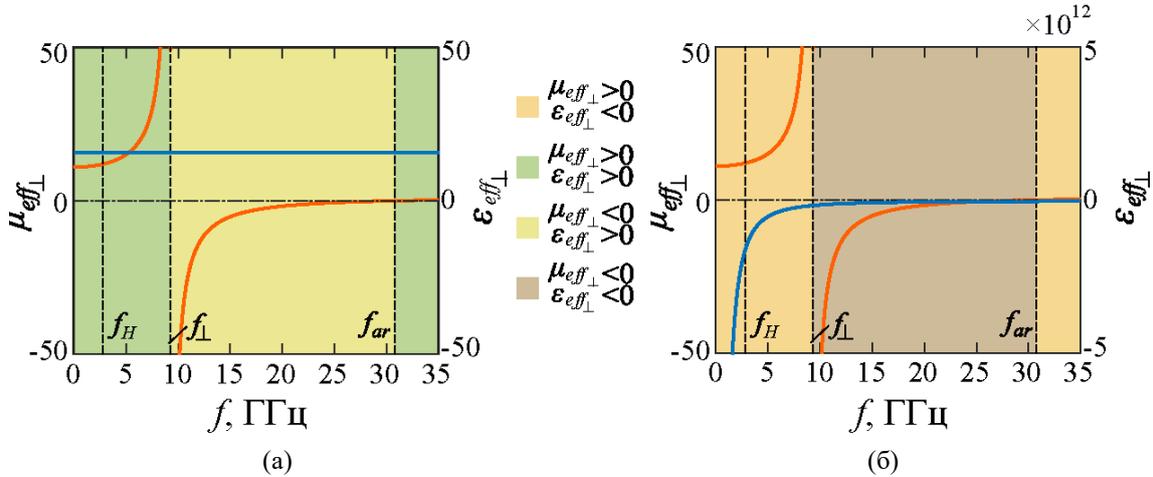
где  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость.

Для описания свойств металлического ферромагнетика диэлектрическая проницаемость среды описывается следующим выражением:

$$\varepsilon_{eff\perp} = \varepsilon_r \eta, \quad (4)$$

где  $\eta = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ ,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2/m_e}$  – плазменная частота электронов,  $N$  – концентрация электронов в плазме,  $e/m_e$  – удельный заряд электрона и  $B_0$  – постоянная магнитная индукция.

На рисунке 2 приведены частотные зависимости эффективных материальных параметров диэлектрической ферромагнитной среды и ферромагнитного металла, рассчитанные на основе приведенных выше выражений (2)-(4). Видно, что в обоих случаях у магнитной подсистемы существуют две характерные частоты  $f_{\perp}$  и  $f_{ar}$ , которые определяют интервал частот  $f_{\perp} < f < f_{ar}$ , где  $\mu_{eff\perp} < 0$ . У электрической подсистемы диэлектрической ферромагнитной среды характерные частоты отсутствуют и  $\varepsilon_{eff\perp} > 0$  на всех частотах (см. рис. 2а). Таким образом, на частотах  $f_{\perp} < f < f_{ar}$  диэлектрическая ферромагнитная среда является  $\mu$ -отрицательной средой (MNG-среда), а на всех остальных частотах дважды положительной средой (DPS-среда). Наличие в ферромагнитном металле свободных носителей заряда



**Рисунок 2.** (а) Частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{eff\perp}$  (красные линии) и эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{eff\perp}$  (синие линии) для поперечно намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды (а) и ферромагнитного металла (б). Расчеты выполнены для  $H_0=1$  кЭ,  $4\pi M_0=10$  кГс,  $\varepsilon_r=16$  и  $N = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

(электронов) приводит к появлению отрицательных значений у эффективной диэлектрической проницаемости в диапазоне частот ниже плазменной частоты электронов  $f < f_{pe}$ . В результате, как следует из рисунка 2б, образуются три области частот, в двух из которых ( $f < f_{\perp}$  и  $f > f_{ar}$ )  $\mu_{eff\perp} > 0$ ,  $\epsilon_{eff\perp} < 0$  и среда является  $\epsilon$ -отрицательной (ENG-среда), а в третьей области ( $f_{\perp} < f < f_{ar}$ )  $\mu_{eff\perp} < 0$ ,  $\epsilon_{eff\perp} < 0$  и среда является дважды отрицательной (DNG-среда).

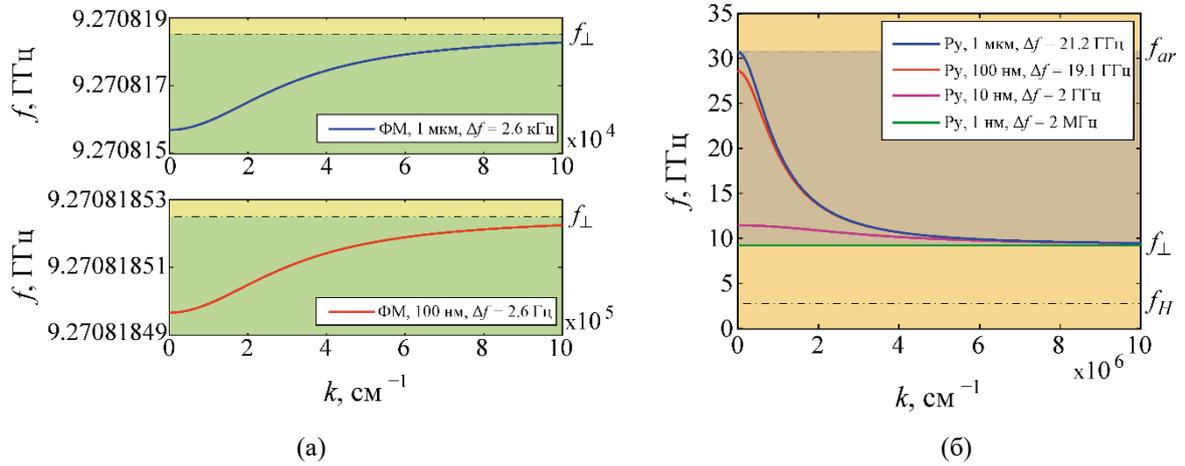
### 3. Поперечно и нормально намагниченные пленки ферромагнитного металла

ДУ для неоднородных плоских волн, существующих в металлизированном с обеих сторон слое поперечно намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды/ферромагнитного металла, имеет следующий вид:

$$k_x^2 + k^2 - k_0^2 \mu_{eff\perp} \epsilon_{eff\perp} = 0, \quad (5)$$

где  $k_x = n\pi/d$ ,  $n=1, 2, 3, \dots$  - номер объемной моды. В магнитостатическом приближении, когда  $k \gg k_0$ , объемных МСВ не существует в поперечно намагниченном металлизированном с обеих сторон ферромагнитном слое.

На рисунке 3 приведены результаты расчета дисперсионных характеристик объемных МСВ и медленных ЭМВ, существующих в металлизированном с обеих сторон слое поперечно намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды/ ферромагнитного металла. Результаты получены с использованием (2)-(5). Видно, что в тонких пленках ферромагнетика МСВ вырождается, что согласуется с результатами магнитостатического приближения. Однако в тонких пленках металлического ферромагнетика микронной толщины на частотах DNG-среды существует обратная объемная ЭМВ (ООЭМВ), которая с уменьшением толщины пленки до нанометровых размеров также вырождается.



**Рисунок 3.** Дисперсионные характеристики объемных МСВ (а) и медленных ЭМВ (б), существующих в металлизированном с обеих сторон слое поперечно намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды (а) и ферромагнитного металла (б). Результаты получены для разных значений толщины слоя  $d$  при  $H_0=1$  кЭ,  $4\pi M_0=10$  кГс,  $\epsilon_r=16$  и  $N = 10^{22}$  см $^{-3}$ .

ДУ для неоднородных плоских волн, существующих в металлизированном с обеих сторон слое нормально намагниченной диэлектрической ферромагнитной среды/ферромагнитного металла, имеют следующий вид:

$$[k_x^2 - \mu(k_0^2 \epsilon - k^2)][k_x^2 - (k_0^2 \epsilon \mu - k^2)] - k_0^2 \epsilon \mu_a^2 (k_0^2 \epsilon - k^2) = 0 \quad (6)$$

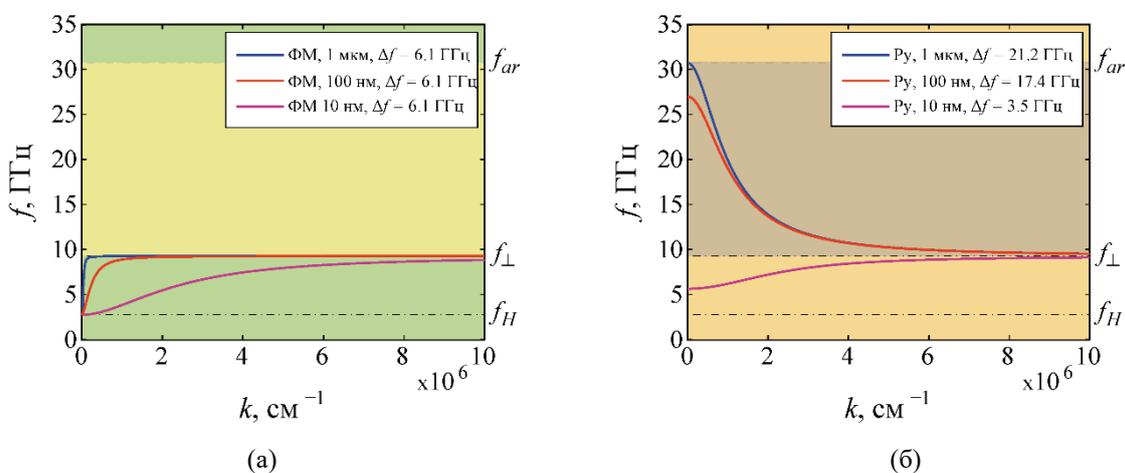
и

$$\eta k_x^4 + [k^2(\epsilon + \eta\mu) - 2k_0^2 \eta(\epsilon\mu - g\mu_a)]k_x^2 + [\epsilon k^2 - k_0^2(\epsilon^2 - g^2)][\mu k^2 - k_0^2 \eta(\mu^2 - \mu_a^2)] = 0, \quad (7)$$

где  $g = \omega_{pe}^2 \omega_{ce} / [\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)]$  и  $\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / (\omega^2 - \omega_{ce}^2)$ . Из (6), которое в точности совпадает с аналогичным ДУ в [5], в магнитостатическом приближении получаем:

$$\mu k^2 + k_x^2 = 0. \quad (8)$$

На рисунке 4 приведены результаты расчета дисперсионных характеристик объемных МСВ и медленных ЭМВ, существующих в металлизированном с обеих сторон слое нормально намагниченной диэлектрической ферримагнитной среды/ ферромагнитного металла. Результаты получены с использованием (2)-(4), (6)-(8). Видно, что при нормальном намагничивании, в отличие от поперечного случая, в тонких пленках ферримагнетика существуют прямые объемные МСВ (ПОМСВ), которые становятся более замедленными с уменьшением толщины пленки. Однако в тонких пленках металлического ферромагнетика микронной толщины ООЭМВ, существующая на частотах DNG-среды, трансформируется в прямую квазиобъемную ЭМВ, которая существует теперь на частотах ENG-среды, при уменьшении толщины пленки до десятков нанометров.



**Рисунок 4.** Дисперсионные характеристики объемных МСВ (а) и медленных ЭМВ (б), существующих в металлизированном с обеих сторон слое нормально намагниченной диэлектрической ферримагнитной среды (а) и ферромагнитного металла (б). Результаты получены для разных значений толщины слоя  $d$  при  $H_0=1$  кЭ,  $4\pi M_0=10$  кГс,  $\varepsilon_r=16$  и  $N = 10^{22}\text{см}^{-3}$ .

#### 4. Заключение

Полученные результаты указывают на необходимость учета влияния свободных носителей заряда на намагниченность в пленках ферромагнитных металлов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-30027, <https://rscf.ru/project/23-79-30027/>

#### Список литературы

1. Kruglyak V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics// J. Phys. D: Applied Physics. – 2010. Vol. 43. – No 26. – P. 264001
2. Wang Q., Csaba G., Verba R., Chumak A.V., Pirro P. Nanoscale magnonic networks// Phys. Rev. Appl. – 2024. – Vol. 21. – No 4. P. 040503.
3. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. 249 с.
4. Bogomolova A.V., Ogrin F.Yu., Nikitov S.A., Grishin S.V. Magnetic bias field driven ferro- and anti-ferromagnetic semiconductors as double negative media for microwave and terahertz ranges// JMMM – 2023. – V. 587. – P. 171278.
5. Васьковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ. 311 с.