

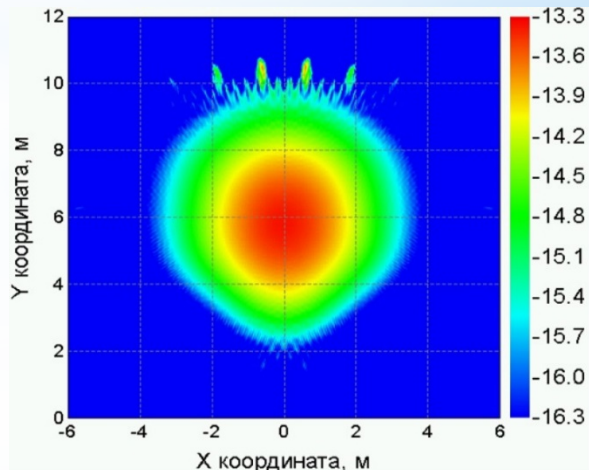
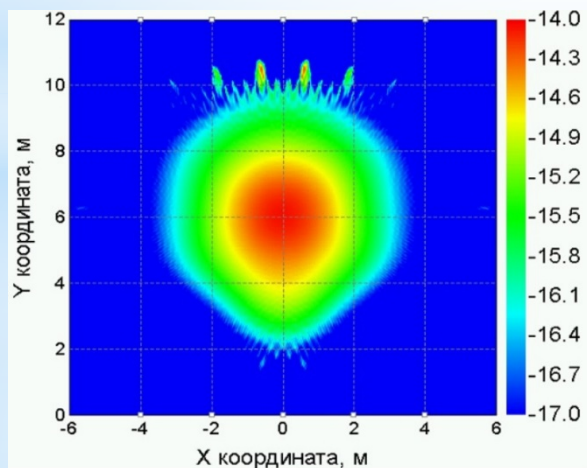
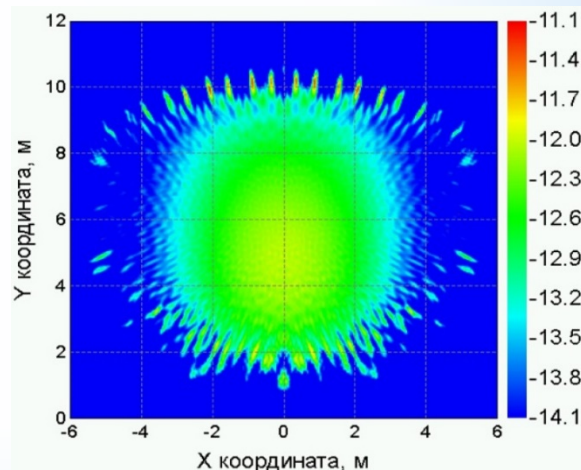
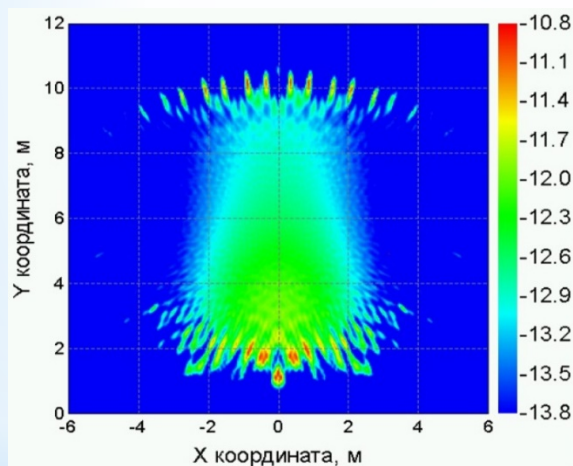


Издательство ИТПЭ РАН

ISSN 2949-0553

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

научный рецензируемый журнал



ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННЫ В КАЧЕСТВЕ
ОБЛУЧАТЕЛЯ КОЛЛИМАТОРА

Р.В. Гильмутдинов, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин, С.А. Фёдоров

октябрь -
ноябрь

2023

№ 5 (7)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук

Журнал основан в 2022 году

Выпуск № 5 (7)

Современная электродинамика

научный рецензируемый журнал

Под редакцией академика РАН А.Н. Лагарькова

Москва, 2023

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

ISSN 2949-0553

Современная электродинамика

Научный рецензируемый журнал. Издаётся с октября 2022 года.

Выходит один раз в два месяца.

№ 5 (7)

октябрь - ноябрь 2023

Главный редактор академик РАН А.Н.Лагарьков

Редакционная коллегия: к.т.н. Н.П. Балабуха, к.т.н. К.М. Басков, д.ф.-м.н. А.П. Виноградов, д.ф.-м.н. А.А. Дорофеенко, д.ф.-м.н. В.Н. Кисель, к.ф.-м.н. К.И. Кугель, д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин, д.ф.-м.н. А.А. Пухов, д.ф.-м.н. А.Л. Рахманов, д.ф.-м.н. А.В. Рожков, д.ф.-м.н. К.Н. Розанов, к.т.н. И.А. Рыжиков, д.ф.-м.н. А.К. Сарычев, к.ф.-м.н. В.С. Солосин

Адрес редакции:

125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 6

тел., факс 8 (495) 484-26-33

эл.почта electrodynamics@mail.ru

Зав. редакцией Е.В. Зеневич

Компьютерная вёрстка: Е.В. Зеневич

Свидетельство о регистрации Эл № ФС77-83666 от 26.07.2022 г.

Подписано в печать 28.12.2023. Тираж 30 экз.

© ИТПЭ РАН, 2023

Содержание номера

1	Теоретическая электродинамика	4
	Сбойчаков А.О., Рожков А.В. ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПОДКРУТКИ: ПЕРЕНОРМИРОВКА ПАРАМЕТРОВ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ	4
	Сбойчаков А.О. О МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЧАСТИЦЫ С ПОЛОСТЬЮ	15
2	Вычислительная электродинамика	23
	Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Солосин В.С., Фёдоров С.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННЫ В КАЧЕСТВЕ ОБЛУЧАТЕЛЯ КОЛЛИМАТОРА	23
3	Взаимодействие электромагнитного поля с материалами	30
	Басков К.М., Краснолобов И.И., Семенов В.Н., Фурманова Т.А., Чистяев В.А. МЕТАМАТЕРИАЛ С ПОВЫШЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ, БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ	30
	Бобровский С.Ю., Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Маклаков С.С., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Ширяев А.О., Петров Д.А. ЛАМИНИРОВАННЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СВЧ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ	39

ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПОДКРУТКИ: ПЕРЕНОРМИРОВКА ПАРАМЕТРОВ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ

Сбойчаков А.О. *¹, Рожков А.В.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 06.11.2023

Одобрена после рецензирования 30.11.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Аннотация

В работе исследуется влияние электрон-электронного взаимодействия на свойства электронной жидкости подкрученного двухслойного графена. Рассматриваются структуры, имеющие небольшой размер сверхъячейки, что соответствует большим углам подкрутки. В этом случае одноэлектронный спектр имеет щель, которая возникает на уровне Ферми за счет гибридизации электронов, движущихся в разных слоях. Электрон-электронное взаимодействие перенормирует параметры одночастичного гамильтониана. Эффективное взаимодействие вычисляется с помощью приближения хаотических фаз. Используя однопетлевую собственнo-энергетическую диаграмму, мы рассчитываем квазичастичный вычет, а также перенормировку щели и скорости Ферми как функции затравочной щели. Мы показываем, в частности, что перенормированная щель может превосходить затравочное значение примерно в два раза.

Ключевые слова: графен, электронная структура, электрон-электронное взаимодействие

EDN FLXFW

doi:[10.24412/2949-0553-2023-57-4-14](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-57-4-14)

1. Введение

Когда совмещаются две периодические структуры с близкими, но неидентичными параметрами, может возникнуть необычное визуальное явление – узор муара. В последние десятилетия системы с муаром стали активно изучаться в физике твердого тела. В контексте таких исследований муар может возникнуть в двух ситуациях. Во-первых, при наложении двухмерной системы (например, графена) на подложку с похожими, но несовпадающими параметрами решетки. Во-вторых, при наложении двух одинаковых двухмерных систем, чьи кристаллические оси не параллельны друг другу, но составляют конечный угол (т.н. угол подкрутки). В данной работе мы будем исследовать подкрученный двухслойный графен, который относится к системам второго типа.

Итак, в подкрученном двухслойном графене [1] один слой графена уложен на другой, и при этом кристаллические оси двух слоев образуют угол θ . Подкрутка приводит к образованию периодического узора муара с периодом $L_M = a/[2 \sin(\theta/2)]$, где a – постоянная решетки однослойного графена. А кроме этого, поворот одного слоя относительно другого нарушает трансляционную симметрию на период решетки графена. Однако при некоторых соизмеримых значениях θ в системе возникает сверхструктура. Размер сверхъячейки, вообще говоря, немонотонно зависит от угла подкрутки. Но для структур, у которых сверхъячейка совпадает с ячейкой муара, размер сверхъячейки монотонно увеличивается при уменьшении угла подкрутки [1].

Электронный спектр подкрученного двухслойного графена на низких энергиях существенно зависит от угла подкрутки. В случае когда размер сверхъячейки достаточно мал (что соответствует большим углам подкрутки), в спектре может возникнуть щель [2–4], причем величина щели, вообще

* Автор, ответственный за переписку: Артем Олегович Сбойчаков, sboycha@mail.ru

говоря, немонотонно зависит от угла подкрутки [4]. Однако при $\theta \lesssim 10^\circ$ щель становится пренебрежимо малой для любого типа сверхструктур. При углах $1^\circ \lesssim \theta \lesssim 10^\circ$ спектр на низких энергиях состоит из двух дважды вырожденных конусов Дирака [5, 6], центрированных в точках Дирака зоны Бриллюэна сверхрешетки \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 . Скорость Ферми этих конусов меньше, чем у однослойного графена. Она монотонно уменьшается при уменьшении угла подкрутки. Перенормировка скорости Ферми может быть значительной, но образец остается полуметаллом. Однако при так называемом магическом угле подкрутки $\theta_c \approx 1^\circ$ в системе появляется поверхность Ферми даже при нулевом допировании. Спектр на низких энергиях отличается от дираковского; он состоит из четырех плоских зон, отделенных щелями от низкоэнергетических и высокоэнергетических дисперсионных зон [1, 7, 8]. Ширина плоских зон имеет минимум при $\theta = \theta_c$.

Большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов в настоящее время уделяется исследованию подкрученного двухслойного графена при магическом угле подкрутки. Это связано с открытием в этой системе моттовских диэлектрических состояний [9, 10] и сверхпроводимости [10, 11]. Ввиду наличия плоских зон на уровне Ферми, учет электрон-электронного взаимодействия становится совершенно необходимым для понимания природы диэлектрических, а возможно и сверхпроводящих фаз в этом материале. Электрон-электронное взаимодействие может приводить к нетривиальным эффектам и при промежуточных углах подкрутки, $1^\circ \lesssim \theta \lesssim 10^\circ$. Так, в работе [12] показано, что приложение разности потенциалов между слоями подкрученного двухслойного графена может приводить к возникновению экситонного параметра порядка, контролируемого межслоевым кулоновским отталкиванием.

В то же время роль электрон-электронного взаимодействия для сверхструктур с небольшим размером сверхъячейки (от нескольких десятков до нескольких сотен атомов на сверхъячейку, это соответствует большим углам подкрутки) практически не изучалась. Данная работа призвана частично устранить этот пробел. В работе мы рассматриваем сверхструктуры, для которых характерно наличие щели в спектре, возникающей за счет гибридизации дираковских электронов, движущихся в разных слоях подкрученного двухслойного графена. Мы показываем, что электрон-электронное взаимодействие перенормирует такие параметры Ферми-жидкости, как скорость Ферми, щель в спектре, а также квази-частичный вычет. Мы анализируем зависимость этих параметров как функцию величины затравочной щели.

2. Одночастичный гамильтониан подкрученного двухслойного графена при больших углах подкрутки. Спектральная щель

Графен обладает шестиугольной кристаллической решеткой, состоящей из двух треугольных подрешеток A и B . В подкрученном двухслойном графене слой 2 повернут относительно слоя 1 на угол θ . В данной работе, как и в большинстве работ по данной теме, мы будем считать, что нулевой угол подкрутки соответствует структуре АВ (более подробную информацию о конфигурациях двухслойного графена и о геометрии подкрученного двухслойного графена можно найти в обзоре [1]). Когда угол подкрутки удовлетворяет уравнению

$$\cos \theta = \frac{3m_0^2 + 3m_0r + r^2/2}{3m_0^2 + 3m_0r + r^2}, \quad (1)$$

где m_0 и r – натуральные взаимно простые числа, система обладает сверхструктурой. Число элементарных ячеек каждого слоя графена в сверхъячейке равно $N_{sc} = (3m_0^2 + 3m_0r + r^2)/g$, где $g = 1$ если $r \neq 3n$ (n – натуральное число) или $g = 3$ в обратном случае. Число атомов углерода в сверхъячейке равно $4N_{sc}$.

Зона Бриллюэна каждого слоя графена имеет шестиугольную форму. Зона Бриллюэна слоя 2 повернута относительно зоны Бриллюэна слоя 1 на угол θ вокруг Γ точки. Зона Бриллюэна сверхрешетки также имеет шестиугольную форму, но меньшую по размеру. Электроны в графене на низких энергиях имеют импульсы вблизи точек Дирака, располагающихся в углах зоны Бриллюэна. Две неэквивалентные точки Дирака слоя 1 равны $\mathbf{K} = \{0, 4\pi/(3a)\}$ и $\mathbf{K}' = -\mathbf{K}$, где $a = 2.46 \text{ \AA}$ – постоянная решетки графена.

Неэквивалентные точки Дирака слоя 2, обозначаемые нами как \mathbf{K}_θ и \mathbf{K}'_θ , получаются из точек \mathbf{K} и \mathbf{K}' поворотом на угол θ . Для соизмеримых θ , точки Дирака \mathbf{K} , \mathbf{K}' и \mathbf{K}_θ , \mathbf{K}'_θ оказываются попарно эквивалентными, т.е. они отличаются друг от друга на некоторый вектор обратной сверхрешетки \mathbf{G} . Какие точки эквивалентны друг другу, зависит от типа сверхструктуры. Для сверхструктур с $r \neq 3n$, где n натуральное число, имеем $\mathbf{K} \sim \mathbf{K}'_\theta$ и $\mathbf{K}' \sim \mathbf{K}_\theta$. В противном случае, будем иметь $\mathbf{K} \sim \mathbf{K}_\theta$ и $\mathbf{K}' \sim \mathbf{K}'_\theta$. В данной работе мы будем рассматривать только сверхструктуры с $r \neq 3n$. В частности, нас интересует случай $r = 1$, когда сверхъячейка совпадает с ячейкой муара (о соответствии между сверхъячейкой и ячейкой муара см., например, работу [1]).

Перейдем теперь к изучению электронных свойств при больших углах подкрутки (условие, при котором угол можно считать большим, будет дано ниже). Рассмотрим электрон, движущийся в слое 1 с импульсом $\mathbf{k}_1 = \mathbf{K} + \mathbf{p}_1$, и электрон, движущийся в слое 2 с импульсом $\mathbf{k}_2 = \mathbf{K}'_\theta + \mathbf{p}_2$, где \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 достаточно малы. Поскольку точки \mathbf{K} и \mathbf{K}'_θ эквивалентны, то существует ненулевой матричный элемент перехода электрона из слоя 1 в слой 2, при котором $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 \equiv \mathbf{p}$. В подходе, который был впервые предложен в работе [2], учитываются только такие переходы из слоя 1 в слой 2. При этом без учета межслоевой гибридизации электроны в каждом слое описываются безмассовым уравнением Дирака. Введем четырехкомпонентный спинор

$$\Psi_{\mathbf{p}\sigma}^\dagger = (\psi_{\mathbf{p}1A\sigma}^\dagger, \psi_{\mathbf{p}1B\sigma}^\dagger, \psi_{\mathbf{p}2A\sigma}^\dagger, \psi_{\mathbf{p}2B\sigma}^\dagger), \quad (2)$$

где $\psi_{\mathbf{p}i\alpha\sigma}^\dagger$ – оператор рождения электрона с импульсом \mathbf{p} в слое i ($= 1, 2$) в подрешетке α ($= A, B$) с проекцией спина σ . Отметим, что импульс \mathbf{p} отсчитывается от точки \mathbf{K} в случае $i = 1$ или от точки \mathbf{K}'_θ когда $i = 2$. Одночастичный гамильтониан тогда можно представить в виде

$$H_0 = \sum_{\mathbf{p}\sigma} \Psi_{\mathbf{p}\sigma}^\dagger \hat{H}_{\mathbf{p}} \Psi_{\mathbf{p}\sigma}, \quad (3)$$

где 4×4 матрицу $\hat{H}_{\mathbf{p}}$ можно записать в блочном виде как [2]

$$\hat{H}_{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} v_F \boldsymbol{\sigma} \mathbf{p} & \hat{T}'_{12} \\ \hat{T}'_{12}{}^\dagger & -v_F \boldsymbol{\sigma}_\theta^* \mathbf{p} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В этом выражении v_F – скорость Ферми электронов в графене, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, действующие в пространстве подрешеток, «подвернутые» матрицы Паули $\boldsymbol{\sigma}_\theta$ определяются так:

$$\boldsymbol{\sigma}_\theta = e^{i\sigma_z \theta/2} \boldsymbol{\sigma} e^{-i\sigma_z \theta/2}. \quad (5)$$

И, наконец, символ \hat{T}'_{12} в ур. (4) – это матрица 2×2 , задающая гибридизацию одноэлектронных состояний, локализованных в разных слоях. Элементы матрицы \hat{T}'_{12} могут быть вычислены в приближении сильной связи, если задаться функцией $t_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, определяющей амплитуду перескока электрона с узла в позиции \mathbf{r}' слоя 2 на узел в позиции \mathbf{r} слоя 1. Тогда матрица \hat{T}'_{12} имеет вид [4]

$$(\hat{T}'_{12})_{\alpha\beta} = \frac{1}{N_{sc}} \sum'_{\mathbf{nm}} t_\perp(\mathbf{r}_\mathbf{n}^{1\alpha}, \mathbf{r}_\mathbf{m}^{2\beta}) e^{-i\mathbf{K}(\mathbf{r}_\mathbf{n}^{1\alpha} - \mathbf{r}_\mathbf{m}^{2\beta})} e^{-i\mathbf{G}_0 \mathbf{r}_\mathbf{m}^{2\beta}}. \quad (6)$$

Векторы $\mathbf{r}_\mathbf{n}^{i\alpha}$ в этой формуле определяют позиции атомов углерода в слое i в подрешетке α [\mathbf{n} – вектор из натуральных чисел], а вектор $\mathbf{G}_0 = \mathbf{K} - \mathbf{K}'_\theta$ – определенный вектор обратной сверхрешетки для структур с $r \neq 3n$. Штрих у знака суммы означает, что суммирование по \mathbf{m} осуществляется по узлам слоя 2 внутри одной сверхъячейки, тогда как суммирование по \mathbf{n} осуществляется по всем узлам слоя 1.

В работе [2] в рамках континуальной модели из симметричных соображений было показано, что для структур с $r \neq 3n$ матрица \hat{T}'_{12} должна иметь вид

$$\hat{T}'_{12} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta e^{i\phi'} \\ \Delta e^{i\psi'} & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где Δ , ϕ' и ψ' – вещественные параметры, зависящие от сверхструктуры. Численные расчеты элементов матрицы \hat{T}'_{12} по формуле (6), выполненные в работе [4] для разных сверхструктур, полностью подтвердили справедливость формулы (7). Отметим, что фактическое отличие формулы (7) от приведенной в работе [2] связано с тем, что угол подкрутки $\theta = 0$ соответствовал там структуре АА, а не АВ.

В дальнейшем нам будет удобно выполнить унитарное преобразование $\Psi_{\mathbf{p}\sigma} \rightarrow \hat{U} \Psi_{\mathbf{p}\sigma}$, где матрица \hat{U} имеет вид

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & e^{-i\sigma_z \theta/2} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В этом выражении σ_0 есть единичная матрица 2×2 . После такого унитарного преобразования гамильтониан $\hat{H}_{\mathbf{p}}$ приобретает вид

$$\hat{H}_{\mathbf{p}} \rightarrow \hat{U}^\dagger \hat{H}_{\mathbf{p}} \hat{U} = \begin{pmatrix} v_F \boldsymbol{\sigma} \mathbf{p} & \hat{T}_{12} \\ \hat{T}_{12}{}^\dagger & -v_F \boldsymbol{\sigma}^* \mathbf{p} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$\hat{T}_{12} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta e^{i\phi} \\ \Delta e^{i\psi} & 0 \end{pmatrix}, \quad \phi = \phi' - \frac{\theta}{2}, \quad \psi = \psi' + \frac{\theta}{2}. \quad (10)$$

m_0	r	θ [град]	N_{sc}	Δ [мэВ]	ϕ [рад]	ψ [рад]
1	1	21.79°	7	86	-2.89	2.89
1	2	32.20°	13	40	-0.80	-1.30
2	1	13.17°	19	25	-0.02	-2.08
3	1	9.43°	37	13	2.89	-0.80

Таблица 1: Значения Δ , ϕ и ψ для некоторых сверхструктур с небольшим значением N_{sc} и достаточно большим углом подкрутки θ .

Собственные значения и собственные вектора гамильтониана (9) можно вычислить аналитически. Их удобно параметризовать двумя индексами, $s = \mp 1$ и $\nu = \mp 1$. Энергетический спектр дается выражением

$$\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(s\nu)} = s \sqrt{\Delta^2 \cos^2 \left(\frac{\phi - \psi}{2} \right) + \left[v_{\text{FP}} p + \nu \Delta \sin \left(\frac{\phi - \psi}{2} \right) \right]^2}. \quad (11)$$

Из этого выражения видно, что спектр обладает щелью. Значение щели равно

$$\Delta_g = 2\Delta \left| \cos \left(\frac{\phi - \psi}{2} \right) \right|. \quad (12)$$

Если разность $\phi - \psi$ не слишком близка к $\pm\pi$, то значение щели будет порядка Δ . Собственные функции гамильтониана (9) равны

$$\Phi_{\mathbf{p}}^{(s\nu)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} s e^{i(\frac{\phi+\psi}{2} + \chi_{\mathbf{p}}^{\nu})} \\ i\nu e^{i(\frac{\phi+\psi}{2} + \varphi_{\mathbf{p}})} \\ i s \nu e^{i(\chi_{\mathbf{p}}^{\nu} + \varphi_{\mathbf{p}})} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $\varphi_{\mathbf{p}}$ – полярный угол вектора \mathbf{p} , а функция $\chi_{\mathbf{p}}^{\nu}$ равна

$$\chi_{\mathbf{p}}^{\nu} = \arg \left[\Delta \cos \left(\frac{\phi - \psi}{2} \right) + i \left(v_{\text{FP}} p + \nu \Delta \sin \left(\frac{\phi - \psi}{2} \right) \right) \right]. \quad (14)$$

Расчеты, сделанные в работах [2–4], показывают, что наибольшее значение параметра Δ соответствует сверхструктуре $m_0 = 1$, $r = 1$ ($\theta \cong 21.79^\circ$, $N_{sc} = 7$). Эта сверхструктура имеет наименьшее значение N_{sc} из всех сверхструктур с $r \neq 3n$. При этом само значение Δ зависит от параметризации амплитуд межслоевых перескоков $t_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Так, расчеты, сделанные в работе [4], дают $\Delta \approx 86$ мэВ (при этом $\phi = -\psi \cong -2.89$ радиан). В то же время в работе [3] использовалась другая параметризация для $t_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, что дало на порядок меньшее значение $\Delta \approx 7$ мэВ. Наконец, в работе [2] приводится оценка $\Delta \sim 10$ мэВ.

В таблице 1 приведены значения Δ , ϕ и ψ для некоторых сверхструктур. Расчет выполнен нами по формуле (6) с $t_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, взятым из работы [4]. Из этой таблицы видно, что Δ уменьшается с увеличением размера сверхъячейки (этот размер пропорционален N_{sc}). Это связано с негативной интерференцией слагаемых в сумме (6). В то же время Δ немонотонно зависит от угла подкрутки θ . Это объясняется тем, что небольшое отклонение θ от соизмеримого значения с небольшим N_{sc} приводит к резкому увеличению размера сверхъячейки. Этот вопрос подробно обсуждается в работе [4].

Матрица (10) гибридизует электроны с импульсами в окрестности точки \mathbf{K} , движущиеся в слое 1, и электроны с импульсами в окрестности точки \mathbf{K}'_{θ} , движущиеся в слое 2. Аналогично можно построить гамильтониан для электронов в слое 1 с импульсами в окрестности точки \mathbf{K}' и электронов в слое 2 с импульсами в окрестности точки \mathbf{K}_{θ} .

В заключении этого раздела рассмотрим условие применимости гамильтониана (4). Как уже было сказано, используемое приближение справедливо при больших углах подкрутки. Количественно это условие можно записать в виде

$$v_{\text{F}} \Delta K \gg \tilde{t}_{\perp}, \quad \Delta K = |\mathbf{K} - \mathbf{K}_{\theta}| = \frac{8\pi}{3a} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (15)$$

где $\tilde{t}_{\perp} \approx 0.4 \max(t_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'))$ [6]. Величина ΔK уменьшается при уменьшении угла подкрутки. Когда условие (15) перестает выполняться, необходимо учитывать гибридизацию электронов в слое 1 с импульсами вблизи точки \mathbf{K} (или \mathbf{K}') и электронов в слое 2 с импульсами вблизи точки \mathbf{K}_{θ} (или \mathbf{K}'_{θ}). Это может быть сделано путем построения эффективных континуальных моделей [5, 6] или в приближении

сильной связи [7, 8]. Для оценки скорости Ферми можно использовать выражение $v_F = \sqrt{3}ta/2$, где $t = 2.7$ эВ – амплитуда перескока между ближайшими атомами в графене [1]. Принимая также для оценки [1, 6] $\tilde{t}_\perp = 0.16$ эВ, получим, что $v_F \Delta K < 10\tilde{t}_\perp$ при $\theta \lesssim 10^\circ$. В дальнейшем мы будем считать условие (15) выполненным.

3. Электрон-электронное взаимодействие. Собственно-энергетическая функция в приближении хаотических фаз

Гамильтониан (4) описывает одноэлектронные свойства подкрученного графена. В полный гамильтониан системы мы добавим теперь член, описывающий электрон-электронное взаимодействие. В данной работе мы будем учитывать только дальнедействующее кулоновское отталкивание. При этом мы будем различать внутрислоевое и межслоевое взаимодействие. Тогда гамильтониан взаимодействия будет иметь вид

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{2\mathcal{N}} \sum_{\substack{\mathbf{p}\mathbf{p}'\mathbf{q}\sigma\sigma' \\ ij\alpha\beta}} \psi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}i\alpha\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{p}i\alpha\sigma} V_{ij}(\mathbf{q}) \psi_{\mathbf{p}'-\mathbf{q}j\beta\sigma'}^\dagger \psi_{\mathbf{p}'j\beta\sigma'}. \quad (16)$$

В этом выражении \mathcal{N} есть число элементарных ячеек каждого слоя графена в образце, а функция $V_{ij}(\mathbf{q})$ может быть записана в матричном виде как

$$\hat{V}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \begin{pmatrix} 1 & e^{-qd} \\ e^{-qd} & 1 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $d = 3.35$ Å – расстояние между слоями, а ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещен образец. Диагональные элементы матрицы описывают внутрислоевое взаимодействие, а недиагональные – межслоевое. Отметим, что функция $V_{ij}(\mathbf{q})$ не зависит от подрешеточных индексов. Это приближение справедливо, если переданный импульс \mathbf{q} достаточно мал, $qa \ll 2\pi$. В этом случае гамильтониан взаимодействия сохраняет свой вид после унитарного преобразования $\Psi_{\mathbf{p}\sigma} \rightarrow \hat{U}\Psi_{\mathbf{p}\sigma}$ с \hat{U} из уравнения (8). Отметим также, что гамильтониан (16) учитывает только взаимодействие электронов в одной долине ($\mathbf{K}, \mathbf{K}'_\theta$), т.е. взаимодействие электронов с импульсами вблизи точки \mathbf{K} , если они движутся в слое 1, и электронов с импульсами вблизи точки \mathbf{K}'_θ , если они движутся в слое 2. В принципе можно учесть также взаимодействие электронов в разных долинах, ($\mathbf{K}, \mathbf{K}'_\theta$) и ($\mathbf{K}', \mathbf{K}_\theta$). Однако для целей данного исследования, изучения перенормировки параметров гамильтониана (4), учет таких слагаемых не приведет ни к каким новым результатам.

Основным объектом данного исследования является матричная собственно-энергетическая функция $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$, порождаемая взаимодействием (16). Относительная величина электрон-электронного взаимодействия в графене может быть оценена с помощью безразмерного параметра $\alpha = e^2/(\epsilon v_F)$ [13]. Подставляя сюда скорость Ферми $v_F = \sqrt{3}ta/2$ с $t = 2.7$ эВ, получим, что $\alpha \cong 2.5$ при $\epsilon = 1$. Таким образом, взаимодействие в графене является достаточно сильным. Поэтому мы не будем вычислять $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ по теории возмущений, а воспользуемся здесь широко используемым приближением хаотических фаз (ПХФ). Для однослойного графена такой подход использовался, например, в работах [14–16]. Допустимость данного приближения будет обсуждаться в разделе 5.

В приближении хаотических фаз экранированное кулоновское взаимодействие $V_{ij}^{\text{RPA}}(\omega, \mathbf{q})$ есть не только функция переданного импульса \mathbf{q} , но и частоты ω . Она определяется путем решения матричного уравнения

$$\hat{V}^{\text{RPA}}(\omega, \mathbf{q}) = \hat{V}(\mathbf{q}) + \hat{V}(\mathbf{q})\hat{\Pi}(\omega, \mathbf{q})\hat{V}^{\text{RPA}}(\omega, \mathbf{q}), \quad (18)$$

где $\hat{\Pi}(\omega, \mathbf{q})$ – поляризонный оператор. Матрица $\hat{\Pi}$ есть матрица 2×2 , компоненты которой равны [13] (при нулевом допировании и нулевой температуре)

$$\Pi_{ij}(\omega, \mathbf{q}) = N \sum_{s\nu s'\nu'} \int \frac{d^2\mathbf{p}}{(2\pi)^2} \frac{\Theta(-\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(s\nu)}) - \Theta(-\varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}^{(s'\nu')})}{\omega + \varepsilon_{\mathbf{p}}^{(s\nu)} - \varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}^{(s'\nu')} + i0 \operatorname{sgn}(\omega)} \left(\sum_{\alpha} \Phi_{\mathbf{p}i\alpha}^{(s\nu)} \Phi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}i\alpha}^{(s'\nu')*} \right) \left(\sum_{\beta} \Phi_{\mathbf{p}j\beta}^{(s\nu)*} \Phi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}j\beta}^{(s'\nu')} \right), \quad (19)$$

где $\Theta(E)$ – функция Хевисайда, а $N = 4 = 2 \times 2$ – параметр вырождения (один множитель, равный 2, получается за счет вырождения по спину, другой – за счет вырождения по долинам). На языке диаграмм Феймана уравнение (18) изображено на рисунке 1(а).

Собственно-энергетическая функция $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ есть матрица 4×4 , также как и гамильтониан (9). В приближении хаотических фаз диаграмма, соответствующая $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$, изображена на рисунке 1(б). В аналитическом виде компоненты матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ определяются следующими интегралами

$$\Sigma_{i\alpha, j\beta}(\omega, \mathbf{p}) = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} G_{i\alpha, j\beta}(\omega - \omega', \mathbf{p} - \mathbf{q}) V_{ij}^{\text{RPA}}(\omega', \mathbf{q}), \quad (20)$$

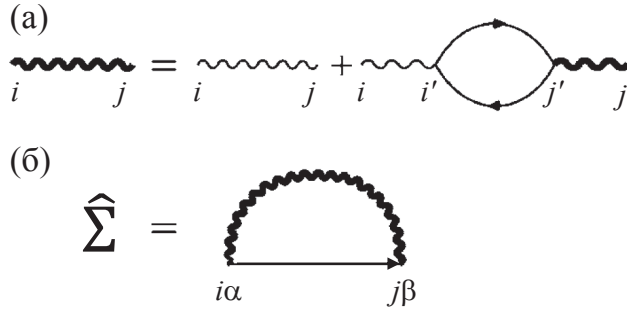


Рисунок 1 – (а) Приближение хаотических фаз. Схематическое изображение уравнения (18) на матрицу экранированного кулоновского взаимодействия $\hat{V}^{\text{RPA}}(\omega, \mathbf{q})$. (б) Диаграмма, соответствующая собственно-энергетической функции $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ в приближении хаотических фаз.

где $\hat{G}(\omega, \mathbf{p})$ – функция Грина гамильтониана (9), компоненты которой можно записать в виде

$$G_{i\alpha, j\beta}(\omega, \mathbf{p}) = \sum_{s\nu} \frac{\Phi_{\mathbf{p}i\alpha}^{(s\nu)} \Phi_{\mathbf{p}j\beta}^{(s\nu)*}}{\omega - \varepsilon_{\mathbf{p}}^{(s\nu)} + i0 \operatorname{sgn}(\omega)}. \quad (21)$$

В данной работе нас интересует вещественная часть собственно-энергетической функции. Мнимая часть, определяющая квазичастичное затухание, будет вычислена отдельно. Мы будем вычислять компоненты матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ при малых значениях ω и \mathbf{p} . Частотно-импульсная зависимость различных компонентов собственно-энергетической функции различна. Рассмотрим для примера, как вычисляются диагональные компоненты $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$. Можно показать, что в наинизшем порядке по ω и \mathbf{p} диагональные компоненты матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ не зависят от импульса и пропорциональны первой степени частоты. Раскладывая $G_{i\alpha, i\alpha}(\omega - \omega', -\mathbf{q})$ в ряд по ω с точностью до первого порядка, получим

$$G_{i\alpha, i\alpha}(\omega - \omega', -\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \sum_{\nu} \frac{\omega'}{\omega'^2 - (\varepsilon_{\mathbf{q}}^{1\nu})^2 + i0} - \frac{\omega}{2} \sum_{\nu} \frac{\omega'^2 + (\varepsilon_{\mathbf{q}}^{1\nu})^2}{[\omega'^2 - (\varepsilon_{\mathbf{q}}^{1\nu})^2 + i0]^2} + o(\omega). \quad (22)$$

Вклад в действительную часть интеграла (20) от первого слагаемого равен нулю. Вклад от второго слагаемого может быть вычислен путем поворота Вика [17]. Интеграл по частоте ω' вдоль вещественной оси равен интегралу вдоль мнимой оси $\omega' = iq_0$. Используя выражение (11) для $\varepsilon_{\mathbf{q}}^{1\nu}$, в результате получим

$$\Sigma_{i\alpha, i\alpha}(\omega, \mathbf{p}) \cong -\frac{\omega}{2} \sum_{\nu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_0}{2\pi} \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \frac{q_0^2 - v_{\text{F}} q^2 - \Delta^2 - 2\Delta\nu v_{\text{F}} q \sin \frac{\phi - \psi}{2}}{[q_0^2 + v_{\text{F}} q^2 + \Delta^2 + 2\Delta\nu v_{\text{F}} q \sin \frac{\phi - \psi}{2}]^2} V_{ii}^{\text{RPA}}(iq_0, \mathbf{q}). \quad (23)$$

Тройной интеграл в этой формуле логарифмически расходится при $\Delta \rightarrow 0$. Мы будем вычислять его с логарифмической точностью. В этом случае можно положить $\Delta = 0$ в определении поляризационного оператора (19), т.е. считать, что $\Pi_{ij}(iq_0, \mathbf{q})$ сводится к поляризационному оператору однослойного графена. Это заведомо верно при $q_0, v_{\text{F}} q \gtrsim \Delta$. Аналитическое выражение для поляризационного оператора графена известно [13]. В результате мы можем записать

$$\Pi_{ij}(iq_0, \mathbf{q}) \cong -\delta_{ij} \frac{N}{16} \frac{q^2}{\sqrt{q_0^2 + v_{\text{F}}^2 q^2}}. \quad (24)$$

Введем сферические координаты (Q, ϑ, φ) , так что $q_0 = Q \cos \vartheta$, $v_{\text{F}} q_x = Q \sin \vartheta \cos \varphi$ и $v_{\text{F}} q_y = Q \sin \vartheta \sin \varphi$. Подставляя формулу (24) в уравнение (18) и разрешая его относительно V_{ij}^{RPA} , получим, что при $qd \lesssim 1$

$$V_{ij}^{\text{RPA}}(iq_0, \mathbf{q}) \approx \frac{8\lambda v_{\text{F}}^2}{NQ \sin \vartheta} \frac{1}{1 + \lambda \sin \vartheta}, \quad (25)$$

где

$$\lambda = \frac{\pi e^2 N}{4\epsilon v_{\text{F}}} = \frac{\pi \alpha N}{4}. \quad (26)$$

Заметим, что функция $V_{ij}^{\text{RPA}}(iq_0, \mathbf{q})$ не зависит от слоевых индексов. Подставляя выражение (25) в формулу (23), мы производим интегрирование по Q , ϑ и φ . Интегрирование по Q с логарифмической точностью дает множитель $\ln(\Lambda/\Delta)$, где Λ – параметр ультрафиолетового обрезания порядка

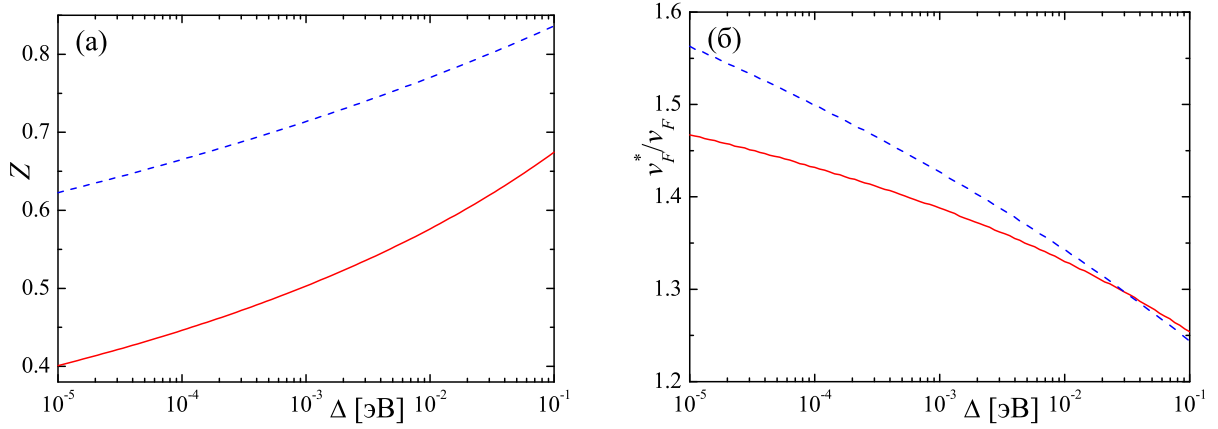


Рисунок 2 – Зависимости квазичастичного вычета Z (а) и перенормированной скорости Ферми v_F^* (б) от затравочного параметра Δ . Сплошные (красные) кривые соответствуют $\epsilon = 1$ ($\lambda \cong 7.87$), тогда как пунктирные (синие) – $\epsilon = 3$ ($\lambda \cong 2.62$).

полуширины зоны графена $\Lambda \sim 3t$. В результате будем иметь

$$\Sigma_{i\alpha,i\alpha}(\omega, \mathbf{p}) \cong -\omega [F_c(\lambda) - F_s(\lambda)] \ln \frac{\Lambda}{\Delta}, \quad (27)$$

где

$$F_c(\lambda) = \frac{2\lambda}{\pi^2 N} \int_0^\pi d\vartheta \frac{\cos^2 \vartheta}{1 + \lambda \sin \vartheta}, \quad F_s(\lambda) = \frac{2\lambda}{\pi^2 N} \int_0^\pi d\vartheta \frac{\sin^2 \vartheta}{1 + \lambda \sin \vartheta}. \quad (28)$$

Интегралы в уравнениях (28) можно взять аналитически. Это дает

$$F_c(\lambda) = \frac{4}{\pi^2 N} \left[\frac{F_0(\lambda) - \frac{\pi}{2}}{\lambda} + 1 \right], \quad F_s(\lambda) = \frac{4}{\pi^2 N} \left[\frac{\frac{\pi}{2} - (1 - \lambda^2)F_0(\lambda)}{\lambda} - 1 \right], \quad (29)$$

где

$$F_0(\lambda) = \begin{cases} \frac{\arccos(\lambda)}{\sqrt{1-\lambda^2}}; & \lambda < 1 \\ \frac{\ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1})}{\sqrt{\lambda^2 - 1}}; & \lambda > 1 \end{cases}. \quad (30)$$

При $\lambda \ll 1$, будем иметь

$$F_c(\lambda) \approx \frac{\lambda}{\pi N} - \frac{4\lambda^2}{3\pi^2 N}, \quad F_s(\lambda) \approx \frac{\lambda}{\pi N} - \frac{8\lambda^2}{3\pi^2 N}, \quad F_c(\lambda) - F_s(\lambda) \approx \frac{4\lambda^2}{3\pi^2 N}. \quad (31)$$

Когда $\lambda \gg 1$, то

$$F_c(\lambda) \approx \frac{4}{\pi^2 N} [\ln(2\lambda) - 1] + \frac{2}{\pi\lambda N}, \quad F_s(\lambda) \approx \frac{4}{\pi^2 N} - \frac{2}{\pi\lambda N}, \quad F_c(\lambda) - F_s(\lambda) \approx \frac{4}{\pi^2 N} [\ln(2\lambda) - 2] + \frac{4}{\pi\lambda N}. \quad (32)$$

Аналогично вычисляются другие компоненты матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$. Например, первый не исчезающий член в разложении $\Sigma_{i\alpha,i\beta}(\omega, \mathbf{p})$ по ω и \mathbf{p} при $\alpha \neq \beta$ пропорционален первой степени импульса \mathbf{p} . Результат можно записать в виде

$$\Sigma_{1\alpha,1\beta}(\omega, \mathbf{p}) \cong v_F(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p})_{\alpha\beta} F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta}, \quad \Sigma_{2\alpha,2\beta}(\omega, \mathbf{p}) \cong -v_F(\boldsymbol{\sigma}^*\mathbf{p})_{\alpha\beta} F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta}, \quad \alpha \neq \beta. \quad (33)$$

Что касается компонентов $\Sigma_{i\alpha,j\beta}(\omega, \mathbf{p})$ при $i \neq j$, то некоторые из них отличны от нуля уже при $\omega = v_F \mathbf{p} = 0$. Проводя аналогичные вычисления, получим

$$\Sigma_{1\alpha,2\beta}(\omega, \mathbf{p}) \cong \begin{pmatrix} 0 & e^{i\phi} F_c(\lambda) + e^{i\psi} F_s(\lambda) \\ e^{i\psi} F_c(\lambda) + e^{i\phi} F_s(\lambda) & 0 \end{pmatrix}_{\alpha\beta} \Delta \ln \frac{\Lambda}{\Delta}, \quad \Sigma_{2\alpha,1\beta}(\omega, \mathbf{p}) = \Sigma_{1\beta,2\alpha}^*(\omega, \mathbf{p}). \quad (34)$$

Все выписанные компоненты $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ представляют собой ведущие слагаемые, расходящиеся при $\Lambda \rightarrow \infty$.

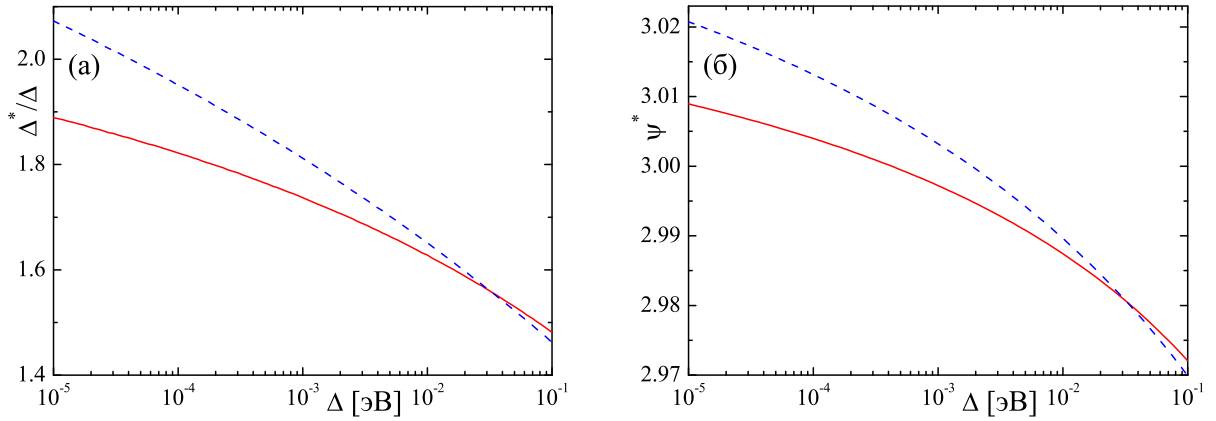


Рисунок 3 – Зависимости Δ^*/Δ (а) и перенормированного параметра ψ^* (б) от затравочного параметра Δ . Сплошные (красные) кривые соответствуют $\epsilon = 1$ ($\lambda \cong 7.87$), тогда как пунктирные (синие) – $\epsilon = 3$ ($\lambda \cong 2.62$).

4. Перенормировка параметров модели

Расчет $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ позволяет получить функцию Грина взаимодействующих электронов

$$\hat{\mathcal{G}}(\omega, \mathbf{p}) = \frac{1}{\hat{G}^{-1}(\omega, \mathbf{p}) - \hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})}. \quad (35)$$

Учитывая выражения (27), (33) и (34) для компонентов матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$, мы можем переписать выражение (35) в виде

$$\hat{\mathcal{G}}(\omega, \mathbf{p}) = \frac{Z}{\omega - \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{p}} - i\hat{\Sigma}''(\omega, \mathbf{p})}, \quad (36)$$

где Z – квазичастичный вычет, равный

$$Z = \frac{1}{1 + [F_c(\lambda) - F_s(\lambda)] \ln \frac{\Lambda}{\Delta}}, \quad (37)$$

$\hat{\Sigma}''(\omega, \mathbf{p})$ – мнимая часть $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$, которую мы здесь не вычисляем, а матрица $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{p}}$ имеет структуру гамильтониана (9) с перенормированными коэффициентами $v_{\mathbf{F}}^*$, Δ^* , ϕ^* и ψ^* . Так, перенормированная скорость Ферми равна

$$v_{\mathbf{F}}^* = v_{\mathbf{F}} Z \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right]. \quad (38)$$

Анализируя структуру компонентов матрицы (34), можно показать, что перенормированная Δ^* имеет вид

$$\Delta^* = \Delta Z \sqrt{\left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right]^2 + F_s(\lambda)^2 \ln^2 \frac{\Lambda}{\Delta} + 2 \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] F_s(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \cos(\phi - \psi)}, \quad (39)$$

в то время как перенормированные ϕ^* и ψ^* равны

$$\begin{aligned} \phi^* &= \arg \left\{ \cos \phi \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] + \cos \psi F_s(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} + i \left[\sin \phi \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] + \sin \psi F_s(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] \right\}, \\ \psi^* &= \arg \left\{ \cos \psi \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] + \cos \phi F_s(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} + i \left[\sin \psi \left[1 + F_c(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] + \sin \phi F_s(\lambda) \ln \frac{\Lambda}{\Delta} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (40)$$

Проанализируем теперь зависимости перенормированных параметров модели от величины затравочного параметра Δ . Стоит отметить, что каждая сверхструктура характеризуется не только своим Δ , но также и параметрами ϕ и ψ . Мы, однако, будем считать ϕ и ψ фиксированными. Мы положим их равными $\phi = -\psi = -2.89$ радиан, что соответствует сверхструктуре $m_0 = r = 1$ с параметризацией $t_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ из работы [4]. Во всех расчетах мы положим также $\Lambda = 3t = 8.1$ эВ. На рисунке 2 представлены зависимости Z и $v_{\mathbf{F}}^*$ от Δ , построенные при двух значениях диэлектрической проницаемости среды: $\epsilon = 1$ ($\lambda \cong 7.87$) и $\epsilon = 3$ ($\lambda \cong 2.62$). Квазичастичный вычет Z уменьшается с уменьшением Δ , при этом $Z(\epsilon = 1) < Z(\epsilon = 3)$ для любого Δ . Согласно формуле (37), $Z \rightarrow 0$ при $\Delta \rightarrow 0$. Скорость Ферми $v_{\mathbf{F}}^*$, наоборот, растет с уменьшением Δ . При этом оказывается, что $v_{\mathbf{F}}^*(\epsilon = 1)$ может быть как меньше, так и

больше $v_F^*(\epsilon = 3)$ в зависимости от значения Δ . Согласно нашим расчетам, скорость Ферми стремится к конечному значению $v_F^*/v_F \rightarrow F_c(\lambda)/[F_c(\lambda) - F_s(\lambda)]$ при $\Delta \rightarrow 0$. При этом перенормировка оказывается порядка $v_F^*/v_F \sim 1.5$ [см., рис. 2(б)].

На рисунке 3 представлены зависимости Δ^*/Δ , а также параметра ψ^* от Δ . Так же как и для других параметров, мы построили эти зависимости при двух значениях ϵ ($\epsilon = 1$ и $\epsilon = 3$). Отношение Δ^*/Δ растет с уменьшением Δ . Так же как и для скорости Ферми, мы видим, что $\Delta^*(\epsilon = 1)$ может быть как меньше, так и больше $\Delta^*(\epsilon = 3)$ в зависимости от значения Δ . Параметр Δ^* стремится к нулю при $\Delta \rightarrow 0$, т.е. спонтанной щели не возникает, однако отношение Δ^*/Δ стремится к конечному значению при $\Delta \rightarrow 0$. При малых Δ перенормировка щели достигает значений порядка 2. Что касается параметра ψ^* , его перенормировка незначительна при любых Δ , как это следует из рисунка 3(б). Заметим также, что поскольку мы положили $\phi = -\psi$, то согласно формуле (40), мы имеем $\phi^* = -\psi^*$ при любых Δ .

Завершая этот раздел, сравним полученные результаты с экспериментальными данными. Энергетическая щель Δ_g в подкрученном двухслойном графене экспериментально наблюдалась в работе [18]. Угол подкрутки образца составлял величину $\theta \approx 30^\circ$. Величина щели оценивалась из вольт-амперной характеристики и из температурных зависимостей проводимости σ и электронной концентрации n , полученной из холловских измерений. Так, авторы показали, что проводимость и концентрация носителей следуют термоактивационному закону $\ln \sigma, \ln n \propto \Delta_g/T$ с $\Delta_g \approx 80$ мэВ. Согласно таблице 1, углу подкрутки $\theta \approx 30^\circ$ хорошо соответствует сверхструктура $m_0 = 1, r = 2$ ($\theta = 32.20^\circ$). Воспользуемся для $t_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ параметризацией, предложенной в работе [4]. Тогда для такой сверхструктуры найдем $\Delta = 40$ мэВ, $\phi = -0.8$ и $\psi = -1.3$. Используя формулы (39) и (40), вычислим $\Delta_g = 2\Delta^* |\cos[(\phi^* - \psi^*)/2]| \approx 128$ мэВ (при $\epsilon = 1$). Таким образом, мы получили оценку на щель, которая сопоставима и даже несколько выше экспериментального значения. Отметим, однако, что другие параметризации амплитуд межслоевых перескоков $t_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ дают меньшее затравочное значение параметра Δ и, как следствие, меньшее значение щели Δ_g [2, 3]. В этом случае роль перенормировки Δ будет более существенной.

5. Обсуждение и выводы

Итак, расчет компонентов матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ позволяет нам определить, как электрон-электронное взаимодействие перенормирует параметры одночастичного гамильтониана (9). Мы вычисляем собственно-энергетическую функцию $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ в приближении хаотических фаз. Это позволяет нам единым образом рассмотреть, как предел слабой, $\alpha = e^2/(\epsilon v_F) \ll 1$, так и сильной, $\alpha > 1$, связи. Приближение хаотических фаз является неконтролируемым. Однако считается, что оно является хорошим приближением для графеноподобных систем [13]. Это связано с тем, что каждая диаграмма, содержащая электронную петлю, наподобие той, что изображена на рисунке 1(а), входит с весом $N = 4$ по сравнению с другими диаграммами. Таким образом, вычисленные нами функции $F_c(\lambda)$ и $F_s(\lambda)$, входящие в компоненты матрицы $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$, корректно воспроизводят предел $N \gg 1$ вне зависимости от значения α .

Вычисляемая нами матрица $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ определяется диаграммой, изображенной на рисунке 1(б), и аналитически дается интегралами (20). Эти интегралы логарифмически расходятся при $\Lambda/\Delta \rightarrow \infty$. Оставляя только расходящиеся слагаемые, мы определяем перенормировку параметров модели. Полученные результаты можно уточнить, если написать уравнения ренормгруппы на $Z, v_F^*, \Delta^*, \phi^*$ и ψ^* по параметру $l = \ln(\Lambda/E)$. Это будет сделано нами отдельно. Однако имеющиеся в литературе данные позволяют сделать определенные выводы о том, как качественно изменятся полученные нами здесь результаты. Так, решения уравнений ренормгруппы на Z и v_F^* для однослойного графена показывают, что Z стремится к конечному значению $Z_\infty > 0$ при $l \rightarrow \infty$ [13, 14]. Это связано с тем, что перенормированная константа связи $\alpha^* = e^2/(\epsilon v_F^*)$ уменьшается с ростом l . При этом v_F^* расходится [13, 14, 16] (стремится к скорости света, если учесть запаздывание во взаимодействии электронов [19]) при $l \rightarrow \infty$. Таким образом, мы можем ожидать более сильной перенормировки v_F^* и в нашем случае. Мы также можем ожидать, что и Δ^* будет перенормироваться сильнее. Действительно, согласно формуле (39) $\Delta^*/\Delta \rightarrow \infty$, если $Z \rightarrow Z_\infty > 0$ при $\ln(\Lambda/\Delta) \rightarrow \infty$. Это согласуется с расчетами перенормировки щели в графене на подложке из нитрида бора, сделанными в работе [20]. Затравочная щель там образуется из-за муара, возникающего вследствие несовпадения периодов решетки графена и нитрида бора.

В данной работе мы ограничились вычислением действительной части собственно-энергетической функции. Ее мнимая часть также представляет интерес, поскольку она определяет время жизни квазичастиц. Вычисление мнимой части $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ будет сделано нами отдельно. Отметим здесь только, что мнимая часть $\hat{\Sigma}(\omega, \mathbf{p})$ определяется в том числе мнимой частью поляризационного оператора $\hat{\Pi}(\omega, \mathbf{p})$ [15, 21]. При этом на малых ω и \mathbf{p} использование приближения однослойного графена для $\text{Im } \hat{\Pi}(\omega, \mathbf{p})$ будет некорректно, и необходимо будет вычислять поляризационный оператор точно, согласно формуле (19).

Полученные здесь результаты справедливы для сверхструктур с $r \neq 3n$. Как показано, например,

в работах [2–4], структура матрицы межслоевых перескоков \hat{T}_{12} качественно различна для сверхструктур с $r \neq 3n$ и с $r = 3n$. Так, при $r \neq 3n$ матрица \hat{T}_{12} дается выражением (10). В случае же $r = 3n$ будем иметь

$$\hat{T}_{12} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta e^{i\phi} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

Одноэлектронный спектр в этом случае будет безщелевой [2–4]. Он будет характеризоваться двумя электронными и двумя дырочными зонами, при этом одна электронная и одна дырочная зоны касаются друг друга в точках Дирака. Благодаря параболической дисперсии этих зон вблизи точек Дирака, плотность состояний на уровне Ферми будет конечной. В этом случае можно ожидать, что электрон-электронное взаимодействие будет открывать щель на уровне Ферми. Влияние электрон-электронного взаимодействия на свойства жидкости Ферми сверхструктур с $r = 3n$ будет рассмотрено нами в отдельной работе.

В заключении скажем, что в данной работе мы рассмотрели вопрос о том, как дальнедействующее кулоновское отталкивание влияет на свойства жидкости Ферми подкрученного двухслойного графена при больших углах подкрутки. Рассматривались только сверхструктуры, для которых характерно наличие щели в спектре в одноэлектронном приближении. Мы показали, что электрон-электронное взаимодействие перенормирует скорость Ферми, а также параметры гамильтониана, описывающие гибридизацию электронов, движущихся в различных слоях двухслойного графена. Мы показали, что взаимодействие не приводит к спонтанному возникновению щели в спектре, однако количественно увеличивает ее значение по отношению к величине, определяемой из одночастичного гамильтониана.

Список литературы

- [1] Electronic properties of graphene-based bilayer systems / AV Rozhkov, AO Sboychakov, AL Rakhmanov, Franco Nori // *Phys. Rep.* — 2016. — Vol. 648. — P. 1–104.
- [2] Mele E. J. Commensuration and interlayer coherence in twisted bilayer graphene // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Apr. — Vol. 81. — P. 161405. —
- [3] Shallcross S., Sharma S., Pankratov O. A. Quantum interference at the twist boundary in graphene // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Aug. — Vol. 101. — P. 056803. —
- [4] Single-electron gap in the spectrum of twisted bilayer graphene / A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, Franco Nori // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Jan. — Vol. 95. — P. 045119. —
- [5] Bistritzer R., MacDonald A. H. Moiré bands in twisted double-layer graphene // *Proceedings of the National Academy of Sciences.* — 2011. — Vol. 108, no. 30. — P. 12233. —
- [6] Lopes dos Santos J. M. B., Peres N. M. R., Castro Neto A. H. Continuum model of the twisted graphene bilayer // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Oct. — Vol. 86. — P. 155449. —
- [7] Trambly de Laissardière G., Mayou D., Magaud L. Localization of Dirac electrons in rotated graphene bilayers // *Nano Letters.* — 2010. — Vol. 10, no. 3. — P. 804–808. —
- [8] Electronic spectrum of twisted bilayer graphene / A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, Franco Nori // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Aug. — Vol. 92. — P. 075402. —
- [9] Correlated insulator behaviour at half-filling in magic-angle graphene superlattices / Yuan Cao, Valla Fatemi, Ahmet Demir et al. // *Nature.* — 2018. — Vol. 556, no. 7699. — P. 80.
- [10] Superconductors, orbital magnets and correlated states in magic-angle bilayer graphene / Xiaobo Lu, Petr Stepanov, Wei Yang et al. // *Nature.* — 2019. — Vol. 574, no. 7780. — P. 653–657.
- [11] Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices / Yuan Cao, Valla Fatemi, Shiang Fang et al. // *Nature.* — 2018. — Vol. 556, no. 7699. — P. 43.
- [12] Many-body effects in twisted bilayer graphene at low twist angles / A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, Franco Nori // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Jul. — Vol. 100. — P. 045111.
- [13] Electron-electron interactions in graphene: Current status and perspectives / Valeri N. Kotov, Bruno Uchoa, Vitor M. Pereira et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2012. — Jul. — Vol. 84. — P. 1067–1125. —
- [14] González J., Guinea F., Vozmediano M. A. H. Marginal-Fermi-liquid behavior from two-dimensional Coulomb interaction // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Jan. — Vol. 59. — P. R2474–R2477. —
- [15] Das Sarma S., Hwang E. H., Tse W.-K. Many-body interaction effects in doped and undoped graphene: Fermi liquid versus non-Fermi liquid // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Mar. — Vol. 75. — P. 121406. —

- [16] Son D. T. Quantum critical point in graphene approached in the limit of infinitely strong Coulomb interaction // [Phys. Rev. B](#). — 2007. — Jun. — Vol. 75. — P. 235423. —
- [17] Peskin M. E. An introduction to quantum field theory. — CRC press, 2018.
- [18] Observation of the intrinsic bandgap behaviour in as-grown epitaxial twisted graphene / Jeongho Park, William C. Mitchel, Said Elhamri et al. // [Nat Commun](#). — 2015. — Jan. — Vol. 6, no. 5677. — P. 5677. —
- [19] González J., Guinea F., Vozmediano M. Non-Fermi liquid behavior of electrons in the half-filled honeycomb lattice (a renormalization group approach) // [Nuclear Physics B](#). — 1994. — Vol. 424, no. 3. — P. 595–618. —
- [20] Song J. C. W., Shytov A. V., Levitov L. S. Electron interactions and gap opening in graphene superlattices // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2013. — Dec. — Vol. 111. — P. 266801. —
- [21] González J., Guinea F., Vozmediano M. A. H. Unconventional quasiparticle lifetime in graphite // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1996. — Oct. — Vol. 77. — P. 3589–3592. —
-

ELECTRON-ELECTRON INTERACTION IN TWISTED BILAYER GRAPHENE AT LARGE TWIST ANGLES: RENORMALIZATION OF FERMI LIQUID PARAMETERS

Sboychakov A.O.^{1*} and Rozhkov A.V.¹

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* sboycha@mail.ru

Abstract

We study the impact of the electron-electron interaction on the properties of the Fermi-liquid of twisted bilayer graphene. We consider the structures having small enough sizes of the supercell, which corresponds to the large twist angles. In this case, single-particle spectrum has a gap at the Fermi level due to the hybridization of electrons moving in different layers. Electron-electron interaction renormalizes the parameters of the single-particle Hamiltonian. We calculate the quasiparticle residue as well as the renormalized Fermi velocity and the gap as functions of the bare gap. We show, in particular, that that the renormalized gap can be approximately two times larger than the bare one.

Key words: graphene, electronic structure, electron-electron interaction

О МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЧАСТИЦЫ С ПОЛОСТЬЮ

Сбойчаков А.О. * ¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 20.11.2023

Одобрена после рецензирования 20.12.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Аннотация

В работе исследуются композитные материалы, состоящие из ферромагнитных частиц, помещенных в немагнитную диэлектрическую среду. Предполагается, что ферромагнитные частицы не являются сплошными, а содержат в себе пустотелую полость, размеры которой могут быть порядка размера самой частицы. В работе частицы моделируются шарами с вырезанной сердцевинкой. Целью работы является выяснить возможное распределение намагниченности внутри такой частицы, оптимальное с точки зрения собственной магнитной энергии. С этой целью рассматриваются три возможные конфигурации: однородно намагниченное состояние, состояние с двумя доменами, а также состояние, в котором намагниченность неоднородна и закручена в определенной плоскости. В работе показано, что при определенных предположениях относительно характера магнитной анизотропии третья конфигурация наиболее оптимальна из трех рассмотренных, если размеры частицы (ее радиус и толщина ферромагнитного слоя) много больше обменной длины.

Ключевые слова: магнитные композитные материалы, магнитостатика, магнитная анизотропия, доменная структура

EDN DVTKNN

doi:[10.24412/2949-0553-2023-57-15-22](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-57-15-22)

1. Введение

Композитные магнитные материалы интересны для множества технических приложений. Геометрия таких систем чрезвычайно разнообразна. Это могут быть, например, многослойные пленки, состоящие из чередующихся ферромагнитных и немагнитных слоев. Широко используются также материалы, в которых несприкасающиеся ферромагнитные области распределены внутри немагнитной матрицы. Размеры и форма ферромагнитных частиц зависят от технологии изготовления композитного материала и могут меняться в широких пределах. Во многих случаях форма ферромагнитных включений является достаточно изотропной, и при моделировании ее можно считать сферической. В данной работе рассматриваются именно такие материалы. Однако особенностью рассматриваемых частиц является то, что они содержат в себе пустотелую полость. Такая геометрия очевидным образом будет влиять на магнитные свойства частиц. Целью данной работы является попытка выяснить возможное распределение намагниченности внутри частицы, оптимальное с точки зрения ее магнитной энергии.

Мы будем моделировать ферромагнитные частицы шарами с полостью. Внешний радиус шара есть R_2 , а внутренний – R_1 , при этом $d = R_2 - R_1$ есть толщина ферромагнитного слоя в частице. Сферы с радиусами R_1 и R_2 центрированы. Расчет оптимального с точки зрения энергии распределения намагниченности внутри такой частицы является сложной задачей. Поэтому в работе мы ограничимся расчетом магнитной энергии для трех заданных конфигураций. Первые две конфигурации достаточно просты. Они соответствуют однородно намагниченной однодоменной частице, а также двухдоменной частице. Цель расчета – показать, при каких размерах частицы образование магнитных доменов в ней будет более выгодно по сравнению с однодоменной частицей. Кроме того, мы рассмотрим конфигурацию, в которой намагниченность неоднородна, но копланарна, при этом в каждом разрезе частицы плоскостью,

* Автор, ответственный за переписку: Артем Олегович Сбойчаков, sboycha@mail.ru

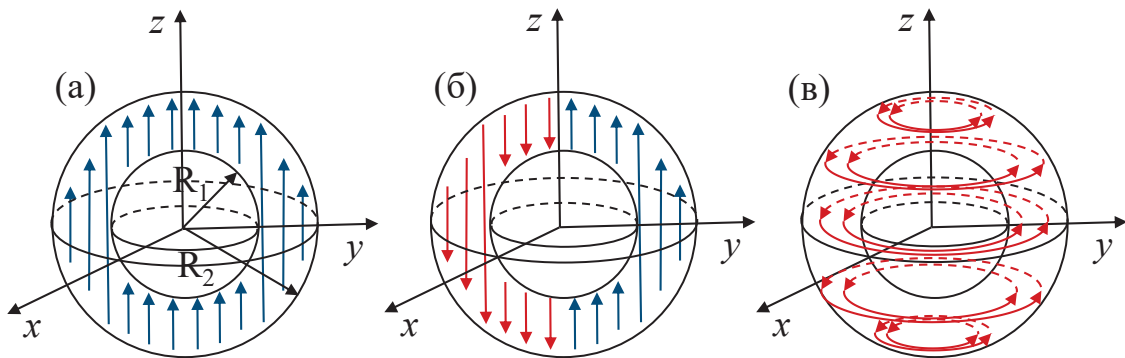


Рисунок 1 – Ферромагнитная частица с полостью. Границы ферромагнетика есть две центрированные сферы с радиусами R_1 и R_2 . Центр сфер выбран в качестве начала координат. Панели (а), (б) и (в) показывают распределение намагниченности внутри частицы для трех выбранных магнитных конфигураций. Конфигурации (а) и (б) соответствуют одно- и двухдоменной частицам соответственно. На панелях (а) и (б) показаны направления векторов намагниченности в плоскости yz , проходящей через начало координат. В третьей конфигурации намагниченность неколлинеарна, вектора намагниченности лежат в плоскости xy . В каждом разрезе частицы плоскостью, параллельной плоскости xy , вектора намагниченности образуют систему кругов, так как это схематически показано на панели (в).

в которой находятся вектора намагниченности частицы, последние будут направлены по касательной к границам разреза, которые представляют собой круги. Последняя конфигурация выбрана по той причине, что если считать толщину ферромагнитного слоя d малой по сравнению с радиусом R_2 , то частицу можно мысленно представить как свернутую в сферу ферромагнитную пленку. Если считать, что такая “свернутая пленка” обладает одноосной магнитной анизотропией, то такая магнитная конфигурация в частице будет оптимальна с точки зрения магнитной анизотропии. Кроме того, как мы увидим ниже, магнитостатическая энергия такой конфигурации также минимальна. Геометрия частицы, а также распределение намагниченности для всех трех конфигураций схематически показаны на рисунке 1. Задача данной работы – рассчитать полную магнитную энергию частицы для трех различных конфигураций намагниченности и определить, какая из них является более предпочтительной при тех или иных размерах частицы. Надо отметить, что полная энергия системы таких частиц включает в себя также энергию взаимодействия между ними. Взаимодействие между частицами, очевидно, будет влиять на распределение намагниченности внутри них. Мы, однако, будем считать взаимодействие достаточно слабым, так что энергия системы будет определяться в основном собственной энергией частиц.

2. Магнитная энергия однодоменной сферической частицы с полостью

Полная энергия ферромагнитной частицы состоит из энергии обменного взаимодействия, U_{ex} , магнитостатической энергии, U_m , энергии магнитной анизотропии, U_a , и энергии доменных стенок, U_{dw} . Для однодоменной частицы энергия обменного взаимодействия и энергия доменных стенок, очевидно, равны нулю. Рассчитаем сначала магнитостатическую энергию однодоменной частицы с полостью. Введем сферические координаты (r, θ, φ) с началом координат, расположенным в центре частицы, а ось z направим вдоль вектора намагниченности. Распределение намагниченности тогда есть $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \mathbf{e}_z \Theta(r - R_1) \Theta(R_2 - r)$, где M_s – намагниченность насыщения, а \mathbf{e}_z – единичный вектор, направленный вдоль оси z . При этом будем иметь

$$\operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}) = -M_s \cos \theta [\delta(r - R_2) - \delta(r - R_1)]. \quad (1)$$

Потенциал ψ магнитного поля $\mathbf{H} = -\nabla \psi$, создаваемый “магнитными зарядами” на границах частицы, имеет вид

$$\psi(\mathbf{r}) = M_s \int_0^\pi d\theta' \sin \theta' \cos \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \left[\frac{R_2^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2(\theta', \varphi')|} - \frac{R_1^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1(\theta', \varphi')|} \right], \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_{1,2}(\theta', \varphi') = R_{1,2} \{\sin \theta' \cos \varphi', \sin \theta' \sin \varphi', \cos \theta'\}$. Магнитостатическая энергия однодоменной частицы равна [1]

$$U_m^0 = -\frac{1}{2} \int d^3 \mathbf{r} \mathbf{M} \mathbf{H} = -\frac{1}{2} \int d^3 \mathbf{r} \operatorname{div} \mathbf{M} \psi = \frac{1}{2} M_s^2 [(R_2^3 + R_1^3) f_0(1) - 2R_1^2 R_2 f_0(R_1/R_2)], \quad (3)$$

где

$$f_0(\tau) = \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta' \sin \theta' \cos \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 - 2\tau[\cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')]}}, \quad (4)$$

Четверной интеграл в формуле (4) можно взять аналитически. Для этого воспользуемся разложением подинтегральной функции в ряд по полиномам Лежандра $P_l(x)$ [2]

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 - 2\tau \cos \gamma}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \gamma) \tau^l, \quad |\tau| < 1. \quad (5)$$

Используя обозначение $\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$, можно также написать разложение [2]

$$P_l(\cos \gamma) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta, \varphi) Y_{lm}^*(\theta', \varphi'), \quad Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (6)$$

где $P_l^m(x)$ – присоединенные полиномы Лежандра. Подставляя формулы (5) и (6) в уравнение (4), используя условие ортогональности полиномов Лежандра, а также тот факт, что $\cos \theta = P_1(\cos \theta)$, легко показать, что при интегрировании элементов получившегося ряда выживают только слагаемые с $l = 1$ и $m = 0$. В результате получим

$$f_0(\tau) = \frac{16\pi^2}{9} \tau. \quad (7)$$

Используя это выражение, получим, что магнитостатическая энергия однодоменной частицы равна

$$U_m^0 = \frac{8\pi^2 M_s^2}{9} (R_2^3 - R_1^3) = \frac{2\pi}{3} M_s^2 V, \quad (8)$$

где V – объем ферромагнитной области. Если полость отсутствует, $R_1 = 0$, то это выражение, как и должно быть, совпадает с энергией однородно намагниченного шара [1]. В случае когда толщина ферромагнитной области мала, $d = R_2 - R_1 \ll R_2$, получим

$$U_m^0 \cong \frac{8\pi^2}{3} M_s^2 R_2^2 d. \quad (9)$$

Помимо магнитостатической энергии, в полную энергию частицы также входит энергия магнитной анизотропии. Мы будем считать, что ферромагнетик, из которого сделана частица, обладает одноосной магнитной анизотропией. Тогда энергию магнитной анизотропии можно записать в виде [1]

$$U_a = -\beta \sum_{ij} \int d^3 \mathbf{r} M^i N_{ij} M^j, \quad (10)$$

где M^i ($i = x, y, z$) – компоненты векторов намагниченности, N_{ij} – тензор магнитной анизотропии, а $\beta = H_a/M_s$ (H_a – поле анизотропии). Компоненты тензора намагниченности N_{ij} , вообще говоря, есть функции координат, т.е. ось магнитной анизотропии не обязана иметь одно и то же направление в пространстве для всех точек частицы. В работе мы рассмотрим два частных случая. В первом случае мы будем считать, что компоненты тензора намагниченности N_{ij} не зависят от координат. Выбирая ось z в качестве оси анизотропии, тогда получим $N_{zz} = 1$, а остальные компоненты равны нулю. Энергия магнитной анизотропии будет минимальна, если намагниченность частицы будет направлена по или против оси z . При этом будем иметь

$$U_a = -\beta M_s^2 V. \quad (11)$$

Во втором случае компоненты тензора намагниченности N_{ij} зависят от координат. Мы будем считать, что оси анизотропии лежат в одной плоскости. Для дальнейших расчетов нам будет удобно считать эту плоскость плоскостью xy . Это, однако, не до конца фиксирует вид тензора N_{ij} . В работе мы будем считать, что в каждой точке ось анизотропии направлена по касательной к границам разреза частицы плоскостью, параллельной плоскости xy . Для такой конфигурации тензор намагниченности можно записать в матричном виде как

$$\hat{N}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \sin^2 \varphi & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \\ -\sin \varphi \cos \varphi & \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Энергия магнитной анизотропии, очевидно, будет минимальна, если магнитный момент частицы лежит в плоскости xy . Направление магнитного момента задается полярным углом φ_0 , т.е., $\mathbf{M} = M_s \{\cos \varphi_0, \sin \varphi_0, 0\}$. Подставляя это выражение, а также формулу (12) для тензора магнитной анизотропии в формулу (10), получим

$$U_a = -\frac{1}{2}\beta M_s^2 V. \quad (13)$$

Мы видим, что U_a оказывается не зависящей от φ_0 . При этом энергия анизотропии оказывается в два раза больше, чем для первого случая. Отметим, что отличие друг от друга рассмотренных здесь двух случаев заключается не только в энергии анизотропии, но и в отклике на внешнее переменное магнитное поле. Действительно, в первом случае переменное поле будет возбуждать колебания намагниченности вокруг положения равновесия. Во втором случае положение равновесия отсутствует, поскольку все направления намагниченности в плоскости xy эквивалентны. Тогда в переменном поле магнитный момент частицы может свободно вращаться в плоскости xy .

Итак, мы рассчитали магнитную энергию однодоменной частицы с полостью. Она равна

$$U_1 = \frac{4\pi M_s^2}{3} (R_2^3 - R_1^3) \left(\frac{2\pi}{3} - g\beta \right), \quad (14)$$

где $g = 1$ ($g = 1/2$) для первого (второго) случая магнитной анизотропии.

3. Магнитная энергия двухдоменной сферической частицы с полостью

Очевидно, что при достаточно больших размерах частицы однородно намагниченное состояние будет энергетически невыгодно, и в системе возникнет доменная структура. Число и форма доменов будет зависеть в том числе и от размеров частицы. Число доменов будет постепенно расти при увеличении размеров частицы. При этом естественно предположить, что вблизи перехода из однодоменного состояния оптимальное число доменов будет равно двум. По симметрии можно предположить две возможные конфигурации, когда домены располагаются либо в верхней и нижней частях частицы (магнитный момент предполагается направленным вдоль оси z) либо в левой и правой ее частях. Очевидно, что вторая конфигурация будет энергетически более выгодной, поскольку на границе раздела не создается дополнительных магнитных зарядов. Схематически такая доменная структура изображена на рисунке 1(б). Граница раздела доменов лежит в плоскости xz , а распределение намагниченности описывается формулой

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \mathbf{e}_z S(\varphi) \Theta(r - R_1) \Theta(R_2 - r), \quad \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}) = -M_s S(\varphi) \cos \theta [\delta(r - R_2) - \delta(r - R_1)], \quad (15)$$

где

$$S(\varphi) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varphi < \pi, \\ -1, & \pi \leq \varphi < 2\pi. \end{cases} \quad (16)$$

Выполняя расчеты, аналогичные проделанным в предыдущем разделе, получим, что магнитостатическую энергию двухдоменной частицы можно записать в виде

$$U_m^1 = U_m^0 - \Delta U_m, \quad \Delta U_m = \frac{1}{2} M_s^2 [(R_2^3 + R_1^3) f_1(1) - 2R_1^2 R_2 f_1(R_1/R_2)], \quad (17)$$

где

$$f_1(\tau) = 4 \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos \theta \int_0^\pi d\varphi \int_0^\pi d\theta' \sin \theta' \cos \theta' \int_\pi^{2\pi} d\varphi' \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 - 2\tau[\cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')]}}. \quad (18)$$

В уравнении (17) U_m^0 есть магнитостатическая энергия однодоменной частицы, даваемая формулой (8), а величина ΔU_m определяет выигрыш в магнитостатической энергии за счет образования доменов. Функция $f_1(\tau)$, входящая в определение ΔU_m , отличается от интеграла (4) наличием множителя 4, а также пределами интегрирования по φ и φ' .

В отличие от формулы (4), четверной интеграл в уравнении (18) не может быть взят аналитически для произвольного τ . Однако оказывается возможным получить аналитические выражения для ΔU_m в двух предельных случаях: когда размер полости мал, $R_1/R_2 \ll 1$, а также когда толщина ферромагнитной области $d = R_2 - R_1$ мала, $d/R_2 \ll 1$. В первом случае будем иметь

$$\Delta U_m \cong \frac{8\pi^2}{9} M_s^2 [C_0 R_2^3 - (2 - C_0) R_1^3], \quad C_0 = \frac{9f_1(1)}{16\pi^2} \cong 0.515, \quad R_1/R_2 \ll 1. \quad (19)$$

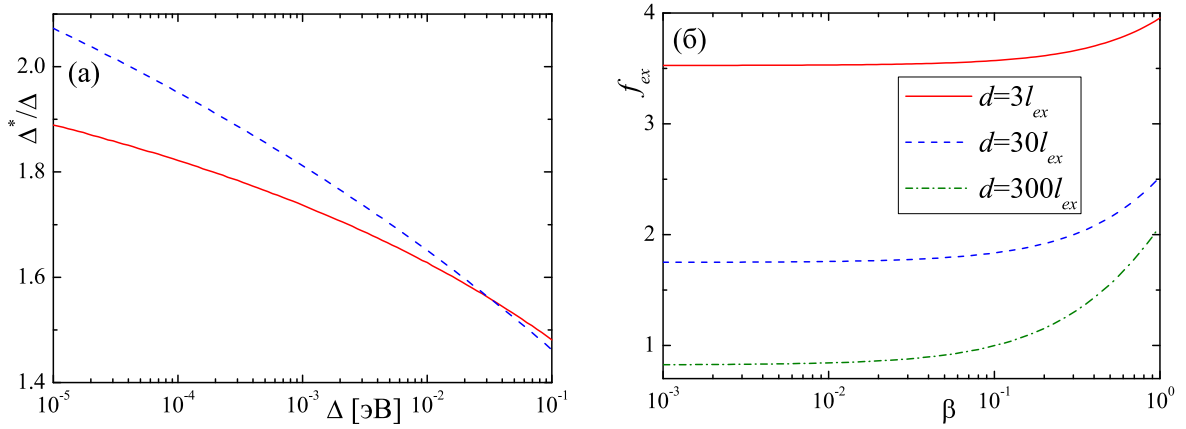


Рисунок 2 – Толщина доменной стенки δ (а) и функция f_{ex} (б) в зависимости от параметра анизотропии $\beta = H_a/M_s$, рассчитанные при трех значениях толщины ферромагнитного слоя d .

Когда полость мала или отсутствует, величины U_m^0 и ΔU_m оказываются одного порядка, $\Delta U_m/U_m^0 \approx 0.515$, при этом $\Delta U_m, U_m^0 \propto R_2^3$.

Рассмотрим теперь предел $d/R_2 \ll 1$. В этом случае удается получить асимптотику для ΔU_m следующего вида

$$\Delta U_m \cong \frac{8\pi^2}{9} M_s^2 C_1 R_2 d^2 \ln \frac{R_2}{d}, \quad C_1 \cong 1.78. \quad (20)$$

Численный анализ показывает, что асимптотика (20) хорошо работает, даже если отношение d/R_2 не слишком мало. Так, при $d/R_2 = 0.3$ ошибка в определении величины ΔU_m по формуле (20) составляет около 12% и быстро уменьшается с уменьшением d/R_2 . Заметим, что в пределе $d/R_2 \ll 1$ отношение $\Delta U_m/U_m^0$ мало. Используя формулы (9) и (20), можно написать

$$\frac{\Delta U_m}{U_m^0} \cong \frac{C_1}{3} \frac{d}{R_2} \ln \frac{R_2}{d} \ll 1. \quad (21)$$

Нетрудно понять, что энергия магнитной анизотропии рассмотренной здесь двухдоменной частицы совпадает с энергией анизотропии однодоменной частицы. Если ось анизотропии фиксирована, то энергия анизотропии будет даваться выражением (11), при этом магнитные моменты в одном домене направлены по, а в другом против оси анизотропии. Если ось анизотропии вращается в плоскости xy , то энергия анизотропии определяется формулой (13), при этом магнитные моменты в доменах противоположны и располагаются в плоскости xy .

Полная энергия двухдоменной частицы включает в себя также энергию доменной стенки, U_{dw} . Вычисление U_{dw} для рассматриваемой геометрии является довольно сложной задачей. Мы ограничимся здесь оценкой U_{dw} по порядку величины. Для этого мы адаптируем выражение для энергии доменной стенки Блоха в пленке толщиной $d = R_2 - R_1$, вычисленной в рамках модели Нееля [3]. В рамках этой модели мы можем написать

$$U_{dw} = \pi M_s^2 (R_2^2 - R_1^2) l_{ex} f_{ex}(\beta, d\sqrt{\beta}/2l_{ex}), \quad (22)$$

где l_{ex} – обменная длина, а функция $f_{ex}(\beta, \tilde{d})$ имеет вид

$$f_{ex}(\beta, \tilde{d}) = \sqrt{\beta} \left(\frac{1}{\zeta_0} + \zeta_0 + \frac{4\pi}{\beta} \frac{\zeta_0^2}{\zeta_0 + \tilde{d}} \right). \quad (23)$$

В этом выражении, $\zeta_0 = \delta\sqrt{\beta}/(2l_{ex})$, где δ – толщина доменной стенки. Первое слагаемое в формуле (23) отвечает обменной энергии, второе – энергии магнитной анизотропии, а третье слагаемое соответствует магнитостатической энергии доменной стенки. Толщина доменной стенки $\delta = 2l_{ex}\zeta_0/\sqrt{\beta}$ определяется минимизацией выражения (23) по ζ_0 , что приводит к уравнению

$$1 - \frac{1}{\zeta_0^2} + \frac{4\pi}{\beta} \frac{\zeta_0^2 + 2\zeta_0\tilde{d}}{(\zeta_0 + \tilde{d})^2} = 0. \quad (24)$$

Найденное таким образом значение ζ_0 используется для расчета величины f_{ex} как функции β и d . На рисунке 2 представлены зависимости δ и f_{ex} как функции параметра анизотропии β , рассчитанные при

трех значениях толщины ферромагнитного слоя d . Оба параметра, β и d , меняются в широких пределах: параметр магнитной анизотропии β меняется на три порядка, а ширина ферромагнитного слоя d на два. Тем не менее мы видим, что функция $f_{ex}(\beta, d)$ меняется в пределах одного порядка, при этом $f_{ex} \sim 1$. Таким образом есть основания считать, что даже если используемый здесь подход не совсем корректен для рассматриваемой геометрии, оценка энергии доменной стенки согласно формуле (22) будет справедливой, по крайней мере по порядку величины.

Толщина доменной стенки δ пропорциональна обменной длине l_{ex} . Обменная длина также входит в выражение (22) для энергии доменной стенки. Значение обменной длины может быть оценено по формуле [4]

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{Ja_0^5}{(2\mu_B)^2}}, \quad J = \frac{3k_B T_c}{zS(S+1)}, \quad (25)$$

где a_0 – постоянная решетки, T_c – температура Кюри, S – спин магнитного атома, z – число ближайших соседей атома в кристаллической решетке, а J – интеграл обменного взаимодействия в модели Гейзенберга, оцениваемый в приближении среднего поля [5]. Например, для железа оценка l_{ex} по формуле (25) дает значение $l_{ex} \approx 7.1$ нм.

Разница в полной энергии однодоменной и двухдоменной частицы равна $\Delta U = -\Delta U_m + U_{dw}$. Используя полученные выше формулы, получим, что если $R_1/R_2 \ll 1$, то

$$\Delta U \approx -\frac{8\pi^2}{9} M_s^2 C_0 R_2^3 + \pi M_s^2 R_2^2 l_{ex} f_{ex}. \quad (26)$$

Если же $d/R_2 \ll 1$, то будем иметь

$$\Delta U \approx -\frac{8\pi^2}{9} M_s^2 C_1 R_2 d^2 \ln \frac{R_2}{d} + 2\pi M_s^2 R_2 d l_{ex} f_{ex}. \quad (27)$$

В обоих случаях получается, что если $R_2, d \gtrsim l_{ex}$, то выгодным будет двухдоменное состояние. Таким образом мы видим, что разбитие на домены происходит уже при достаточно малых размерах частицы. Когда $R_2 \gg l_{ex}$, то, очевидно, число доменов в частице должно быть достаточно большим, по крайней мере до тех пор, пока $d \gtrsim l_{ex}$. В заключении этого раздела отметим, что при $d/R_2 \ll 1$ и $R_2 \gg l_{ex}$ мы будем иметь $\Delta U \ll U_m^0$. Таким образом основной вклад в магнитную энергию двухдоменной частицы U_2 в этом случае будет давать магнитостатическая энергия и энергия анизотропии, при этом

$$U_2 \approx 4\pi M_s^2 R_2^2 d \left(\frac{2\pi}{3} - g\beta \right). \quad (28)$$

Эта формула справедлива при $d/R_2 \ll 1$. Если же $R_1 \ll R_2$ и по-прежнему $R_2 \gg l_{ex}$, то будем иметь

$$U_2 \approx \frac{4\pi}{3} M_s^2 R_2^3 \left(\frac{2\pi(1-C_0)}{3} - g\beta \right). \quad (29)$$

4. Магнитная энергия неоднородно намагниченной сферической частицы с полостью

Рассчитаем теперь энергию для третьей конфигурации намагниченности, схематически изображенной на рисунке 1(в). При этом мы будем рассматривать только случай $R_1 \gtrsim l_{ex}$ (причина возникновения данного условия будет объяснена ниже). Распределение намагниченности в частице неоднородно, и в сферических координатах описывается следующей формулой

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s (-\sin \varphi \mathbf{e}_x + \cos \varphi \mathbf{e}_y) \Theta(r - R_1) \Theta(R_2 - r), \quad (30)$$

где $\mathbf{e}_{x,y}$ – единичные векторы, направленные вдоль осей x и y соответственно. Как уже объяснялось во Введении, выбор такой конфигурации объясняется тем, что она получается при мысленном сворачивании однородно намагниченной пленки в сферу. Нетрудно убедиться в том, что для такой конфигурации $\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{r}) \equiv 0$, следовательно, магнитостатическая энергия равна нулю. В то же время обменная энергия будет отлична от нуля. Если считать магнитный материал изотропным, то энергию обменного взаимодействия, связанную с неоднородным распределением намагниченности, можно написать в виде [1]

$$U_{ex} = \frac{l_{ex}^2}{2} \sum_{ij} \int d^3 \mathbf{r} \left(\frac{\partial M^i}{\partial x^j} \right)^2. \quad (31)$$

Такое выражение можно получить, например, в изотропной модели Гейзенберга путем разложения спинов на соседних к заданному узлах в ряд Тейлора. Заметим, что формула (31) справедлива для достаточно гладких функций, когда $\partial M^i / \partial x^j \lesssim M_s / l_{ex}$. Используя выражение (30), получим, что внутри частицы

$$\sum_{ij} \left(\frac{\partial M^i}{\partial x^j} \right)^2 = \frac{M_s^2}{r^2 \sin^2 \theta}. \quad (32)$$

Производные расходятся, во-первых, при $r \rightarrow 0$, а во-вторых, при $\sin \theta \rightarrow 0$. В рассматриваемом случае координата r ограничена снизу, $r > R_1 \gtrsim l_{ex}$, поэтому расходимости остаются только на полюсах, когда $\theta \rightarrow 0$ или $\theta \rightarrow \pi$. При этом интеграл (31) логарифмически расходится вблизи полюсов. Вырежем в частице две цилиндрические области (центрированные на оси z) радиуса $r_0 \sim l_{ex} \ll r$ и высотой d (одна в верхней и одна в нижней части частицы). Тогда интеграл по оставшейся части будет равен

$$U_{ex}^{reg} = 2\pi l_{ex}^2 M_s^2 \int_{R_1}^{R_2} dr \int_{r_0/r}^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sin \theta} \approx 2\pi M_s^2 l_{ex}^2 \left[R_2 \left(\ln \frac{R_2}{r_0} - 1 \right) - R_1 \left(\ln \frac{R_1}{r_0} - 1 \right) \right]. \quad (33)$$

При $d/R_1 \ll 1$, получим

$$U_{ex}^{reg} \approx 2\pi M_s^2 l_{ex}^2 d \ln \frac{R_2}{r_0}. \quad (34)$$

Внутри вырезанных цилиндров распределение (30) не является оптимальным. Поскольку мы считаем r_0 достаточно малым, то распределение намагниченности в цилиндрах можно считать однородным и направленным по оси z . Магнитостатическая энергия цилиндров (без учета взаимодействия между ними) равна $U_m^c = 8\pi^2 M_s^2 r_0^3 [1 - 3r_0/(4d)]/3$. Кроме того, мы должны учесть энергию доменной стенки между цилиндрами и остальной областью частицы, которую можно оценить как $U_{dw}^c \sim 4\pi M_s^2 r_0 d l_{ex}$, а также энергию магнитной анизотропии $U_a^c = -2g\pi\beta M_s^2 r_0^2 d$. Добавляя все эти три вида энергии к U_{ex}^{reg} и минимизируя по r_0 , нетрудно убедиться в том, что действительно $r_0 \sim l_{ex}$, при этом указанные добавки приводят лишь к перенормировке параметра r_0 в формулах (33) или (34). Поэтому с логарифмической точностью мы можем написать

$$U_{ex} \approx 2\pi M_s^2 l_{ex}^2 d \ln \frac{R_2}{l_{ex}}. \quad (35)$$

Помимо U_{ex} в полную энергию частицы входит также энергия магнитной анизотропии. Нетрудно понять, что в случае, если ось анизотропии частицы фиксирована, то энергия анизотропии для рассматриваемой конфигурации будет даваться формулой (13). Если же ось анизотропии меняется в пространстве так, как это описано в предыдущих разделах, то энергия анизотропии будет минимальна и равна (11). Таким образом, в последнем случае рассматриваемая конфигурация будет более предпочтительна с точки зрения энергии анизотропии по сравнению с однородно намагниченной частицей. Полная энергия для рассматриваемой конфигурации таким образом будет иметь вид

$$U \approx 2\pi M_s^2 l_{ex}^2 d \ln \frac{R_2}{l_{ex}} - g'\beta M_s^2 V, \quad (36)$$

где $g' = 1/2$ ($g' = 1$) для первого (второго) случая магнитной анизотропии.

5. Обсуждение и выводы

Итак, мы рассчитали магнитную энергию круглой ферромагнитной частицы с полостью для трех заданных распределений намагниченности. Сравним теперь полученные результаты между собой. Ранее мы показали, что при $R_2, d \gtrsim l_{ex}$ двухдоменное состояние выгоднее однородно намагниченного. В то же время, сравнивая формулу (36) с (28) или (29), мы видим, что при $R_2, d \gtrsim l_{ex}$ “закрученная” конфигурация является более предпочтительной. Это верно при любом β , если ось анизотропии вращается в некоторой плоскости частицы. Однако даже если ось анизотропии фиксирована, “закрученная” конфигурация остается более выгодной до тех пор, пока поле анизотропии не слишком велико, $\beta = H_a/M_s < \beta_c \sim 1$. Более точно, $\beta_c = 4\pi/3$, если $d/R_2 \ll 1$, или $\beta_c \approx 1.9\pi/3$, когда $R_1/R_2 \ll 1$. Заметим, что формула (36) получена нами при $R_1 \gtrsim l_{ex}$. Случай, когда размер полости мал или полость вообще отсутствует, требует отдельного рассмотрения.

Таким образом мы получили, что при $R_1, R_2, d \gg l_{ex} \sim 5$ нм и при $\beta < \beta_c \sim 1$ энергетически выгодным является состояние, в котором намагниченность частицы закручена в некоторой плоскости. При этом на полюсах частицы образуются два цилиндрических домена с намагниченностью, направленной перпендикулярно поверхности частицы. Надо однако иметь в виду, что при написанных выше условиях возможна также реализация многодоменного состояния, энергию которого мы здесь не

считали. Тем не менее, полученные в работе результаты позволяют сделать определенные выводы в пределе $d/R_2 \ll 1$. Действительно, в разделе 3 мы показали, что в этом пределе поправка к энергии, связанная с образованием двух доменов, ΔU , много меньше энергии однодоменного состояния U_1 , так что $U_2 \sim U_1$. Таким образом можно ожидать, что если число доменов N не слишком велико, то энергия многодоменного состояния U_N также будет порядка U_1 . В этом случае многодоменное состояние также будет проигрывать “закрученной” магнитной конфигурации.

Автор благодарен А.Н. Лагарькову и А.Л. Рахманову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Л.М. Электродинамика сплошных сред. — Наука, 1992.
- [2] Прудников, А.П., Брычков, Ю.А., Маричев, О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. — Наука, 1983.
- [3] Хуберт, А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. — Мир, 1977.
- [4] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967.
- [5] Смарт Дж. Эффективное поле в теории магнетизма, Мир, Москва. — 1968.

ABOUT MAGNETIC ENERGY OF FERROMAGNETIC PARTICLE WITH CAVITY

Sboychakov A.O.^{1*}

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* sboycha@mail.ru

Abstract

We study composite materials consisting of ferromagnetic particles embedded into a non-magnetic dielectric medium. It is assumed that ferromagnetic particles are not fulfilled, but contain a cavity, the dimension of which can be of the order of the size of the particle itself. In this work we model the particles by balls with a cut-out core. The aim of this work is to find out the possible distribution of the magnetization inside such a particle, which is optimal in terms of its magnetic energy. For this purpose, three possible magnetic configurations are considered: a uniformly magnetized state, a state with two magnetic domains, as well as a state in which the magnetization is inhomogeneous and twisted in a certain plane. It is shown that under certain assumptions about the properties of the magnetic anisotropy, the third configuration is the optimal of the three considered if the particle size (its radius and thickness of the ferromagnetic region) is much larger than the exchange length.

Key words: magnetic composites, magnetostatics, magnetic anisotropy, domain structure

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННЫ В КАЧЕСТВЕ ОБЛУЧАТЕЛЯ КОЛЛИМАТОРА

Р.В. Гильмутдинов * ¹, Н.Л. Меньших¹, В.С. Солосин¹, С.А. Фёдоров¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 15.11.2023
Одобрена после рецензирования 21.12.2023
Принята к публикации 28.12.2023

Аннотация

В данной работе исследована возможность применения широкополосных антенн в качестве облучателей зеркальных коллиматоров. Было рассмотрено два типа облучателей (исходный и модифицированный) на базе широкополосной антенны Satimo SH2000. Создана приближенная компьютерная модель компактного полигона с рефлектором МАРК-12. Методом физической оптики рассчитано поле в рабочей зоне. Было проведено сравнение характеристик поля, полученных при использовании разных облучателей. Исследован вклад плавно меняющейся составляющей поля в неравномерность распределения поля. Описана зависимость неравномерности амплитуды и фазы от частоты. Показано, что применение облучателя с модифицированной диаграммой направленности позволяет уменьшить неравномерность амплитуды поля в рабочей зоне во всей полосе частот и сохранить приемлемую неравномерность фазы.

Ключевые слова: компактный полигон, ФЕКО, облучатель, зеркальный коллиматор, рабочая зона

EDN HGDWGX

doi:10.24412/2949-0553-2023-57-23-29

1. Введение

Компактный полигон (КП) [1] представляет собой измерительный комплекс, обеспечивающий физическое моделирование процессов рассеяния и излучения электромагнитных волн в широкой полосе частот при фиксированном размере рабочей зоны. Основной характеристикой измерительных стендов, во многом определяющей точность проводимых на нем измерений, является неравномерность распределения электромагнитного поля в рабочей зоне.

Существуют различные способы уменьшения неравномерности распределения амплитуды и фазы поля. Качество распределения поля в рабочей зоне определяется в основном коллиматором, облучателем и безэховой камерой. Целый ряд работ посвящен уменьшению дифракционных эффектов на краях зеркального коллиматора. Предлагается выполнить кромку зеркала в виде зубцов [2] или плавного отгиба края [3] для обеспечения плавного перехода к свободному пространству. Описано применение криволинейных зубцов [4], позволяющих при тех же размерах уменьшить вклад дифракционных эффектов от краев коллиматора.

Особое внимание при разработке измерительного комплекса на основе КП уделяется облучателям коллиматора [5]. Самыми распространенными облучателями коллиматора являются гофрированные рупоры [6]. В работе [7] представлен расфазированный рупор со скосом апертуры. Использование данного рупора позволяет увеличить размеры рабочей зоны коллиматора МАК-5М на 25% в диапазоне частот 10-12 ГГц. В работе [8] представлен облучатель в виде плоской антенной решетки, позволяющий проводить антенные измерения. Использование рупорных антенн как одних из наиболее распространенных типов облучателей коллиматора рассмотрено в [9].

* Автор, ответственный за переписку: Руслан Валерьевич Гильмутдинов, psevduch777@gmail.com

Для уже разработанных и действующих стендов всегда актуальны вопросы увеличения размеров рабочей зоны, расширения рабочей полосы частот или повышения качественных характеристик измерительного стенда.

Целью настоящей работы является разработка модификации облучателя коллиматора МАРК-12, обеспечивающей меньшую неравномерность распределения квазишляского поля в рабочей зоне, по сравнению с облучателем в исходном виде в широкой полосе частот.

Постановка задачи

В работах [5–7] сформулированы основные требования, предъявляемые к облучателям коллиматоров. При этом рупорные антенны [9] лишь частично удовлетворяют поставленным требованиям.

Ранее нами была модифицирована широкополосная антенна Satimo SH2000 [10] для формирования диаграммы направленности (ДН) специальной формы. Предлагается использовать данную антенну в качестве облучателя коллиматора МАРК-12. На рисунке 1 показаны ДН антенны Satimo SH2000 и её модификации в главных плоскостях. В Н-плоскости уровень «полочки» (область углов с примерно постоянным значением амплитуды) стал выше. Форма ДН во всем исследуемом диапазоне частот (8 – 18 ГГц) стала куполообразной. В секторе углов до 15 градусов ДН в Е-плоскости стала шире в исследуемом диапазоне частот, а вне этого сектора наблюдается резкое спадание.

Можно отметить, что полуширина ДН модифицированной антенны по уровню 1 дБ составляет не менее 9° , и по уровню -1.5 дБ составляет не менее 13° . Также наблюдается резкое снижение амплитуды при углах больше 20 градусов. Такая форма ДН ближе к требуемой для облучателей зеркала коллиматора МАРК-12.

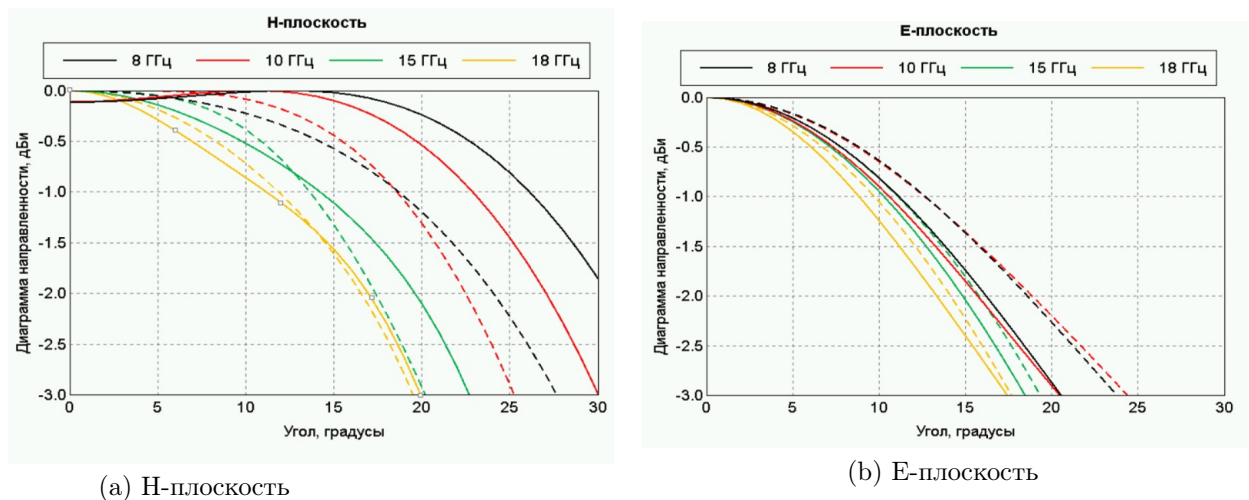


Рисунок 1 – Сечения ДН исходной антенны Satimo SH 2000 (Сплошные кривые) и модифицированной (пунктирные кривые)

Рассчитывались поля, полученные при облучении коллиматора широкополосной антенной и специально разработанным облучателем [10] в широкой полосе частот (8 – 18 ГГц) с целью исследования возможности уменьшения неравномерности плавно меняющейся составляющей поля (taper) в рабочей зоне за счет изменения ДН.

Моделирование

На рисунке 2 изображена типовая схема КП. Ключевые элементы КП: коллиматор, облучатель, безэховая камера (БЭК), микроволновое измерительное оборудование (РНА), опорно-поворотное устройство (пилон).

Для расчета характеристик поля в рабочей зоне была создана упрощенная электродинамическая модель КП. Для формирования квазишляской волны используется зеркало коллиматора МАРК-12 (характеристики подробно описаны в [11]), установленного в КП ИТПЭ РАН [1]. Фокусное расстояние данного коллиматора - 12 метров. Рабочая зона представляет собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 6 метров. Центр рабочей зоны расположен на расстоянии 24 метра. В качестве облучателей используются антенны, описанные выше, размещенные под углом места 30° - направление на центр зеркала.

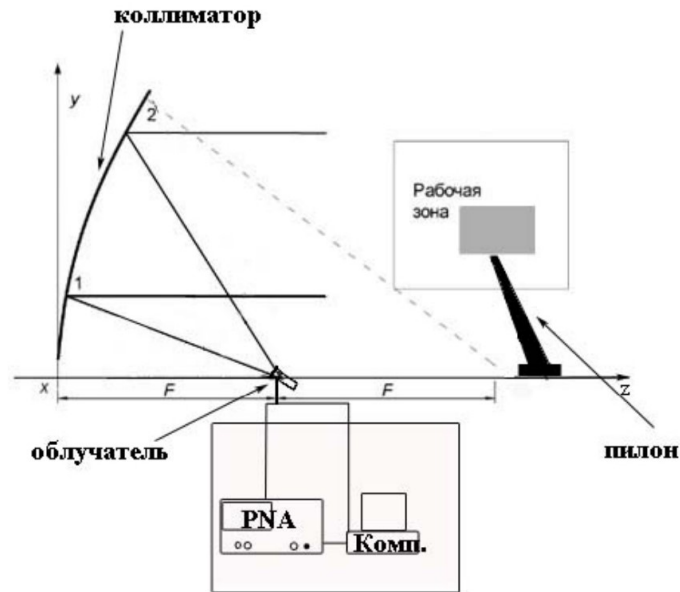


Рисунок 2 – Схема КП

Так как КП большое и сложное устройство, электродинамическое моделирование осуществляется с учетом нескольких факторов.

1) Рассматривается так называемое “идеальное” зеркало, то есть не учитываются отклонения поверхности зеркала от поверхности параболоида вращения. Ранее было показано [1], что имеющаяся неидеальность поверхности зеркала, не превышающая $1/100$ длины волны не оказывает существенного влияния на неравномерность поля в рабочей зоне.

2) В данной работе не учитывается влияние стен, потолка и пола БЭЖ, поскольку мы исследуем только влияние ДН и формы коллиматора на медленно меняющуюся компоненту поля, а также влияние дифракционных эффектов на краях зеркала на быстро меняющуюся компоненту поля.

На рисунке 3 изображена компьютерная модель КП в программном комплексе для электродинамического моделирования ФЕКО. Точечный источник с ДН облучателя находится в фокусе зеркала. Расчет поля выполнен в сечении, расположенном в центре рабочей зоны, методом физической оптики. Рассчитывается только поле, рассеянное зеркалом коллиматора.

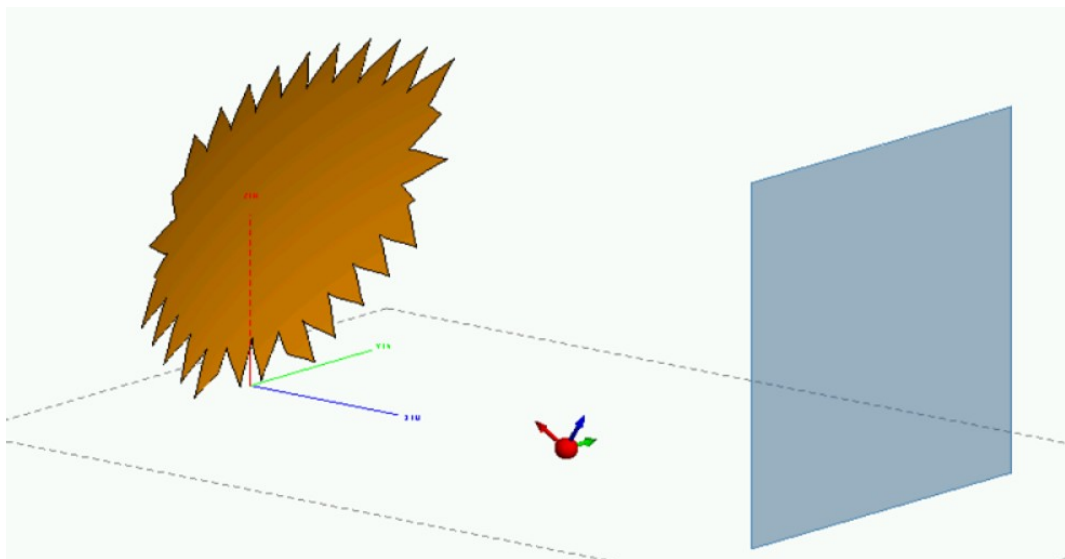


Рисунок 3 – Модель КП, построенная в программе ФЕКО

Результаты расчетов поля в рабочей зоне

На рисунке 4 изображены результаты численного моделирования поля в центральном срезе рабочей зоны для антенны в исходном виде и модификации на частоте 8,2 ГГц, при Н-поляризации. ДН исходной антенны имеет «полочку», из-за чего амплитуда поля распределена несимметрично, наблюдается сильная дифракция на краях зеркала. В тоже время применение модифицированного облучателя позволяет существенно увеличить размер рабочей зоны по уровню -2дБ.

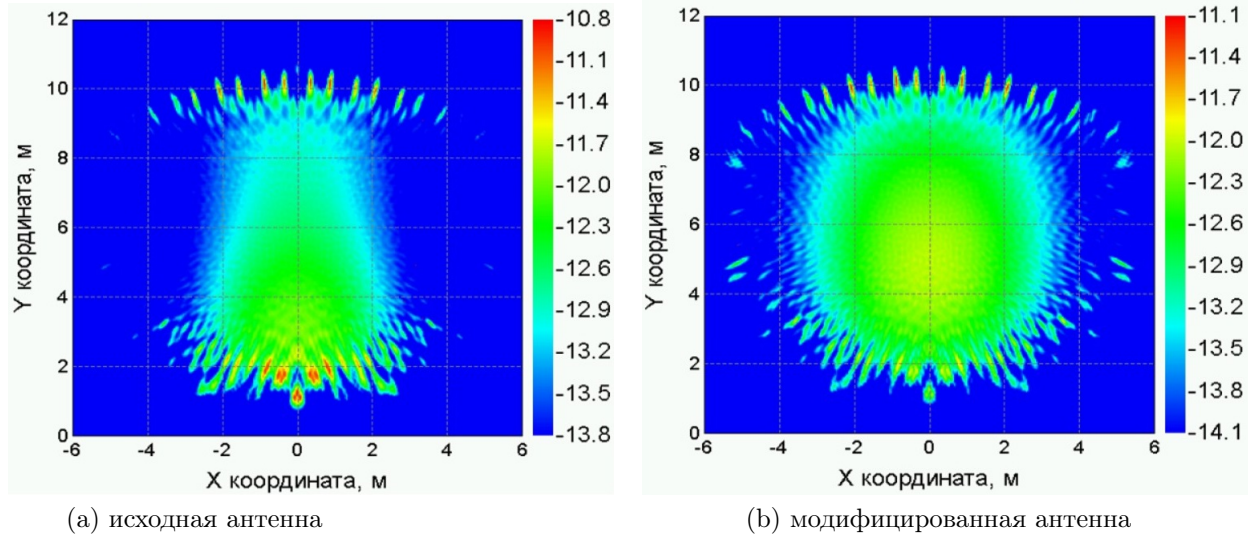


Рисунок 4 – Распределение амплитуды поля в центре рабочей зоны при Н-поляризации, частота 8,2 ГГц

На рисунке 5 изображены результаты численного моделирования распределения поля в рабочей зоне на частоте 18 ГГц для антенны в исходном виде и модифицированной. Наблюдается выравнивание распределения амплитуды поля.

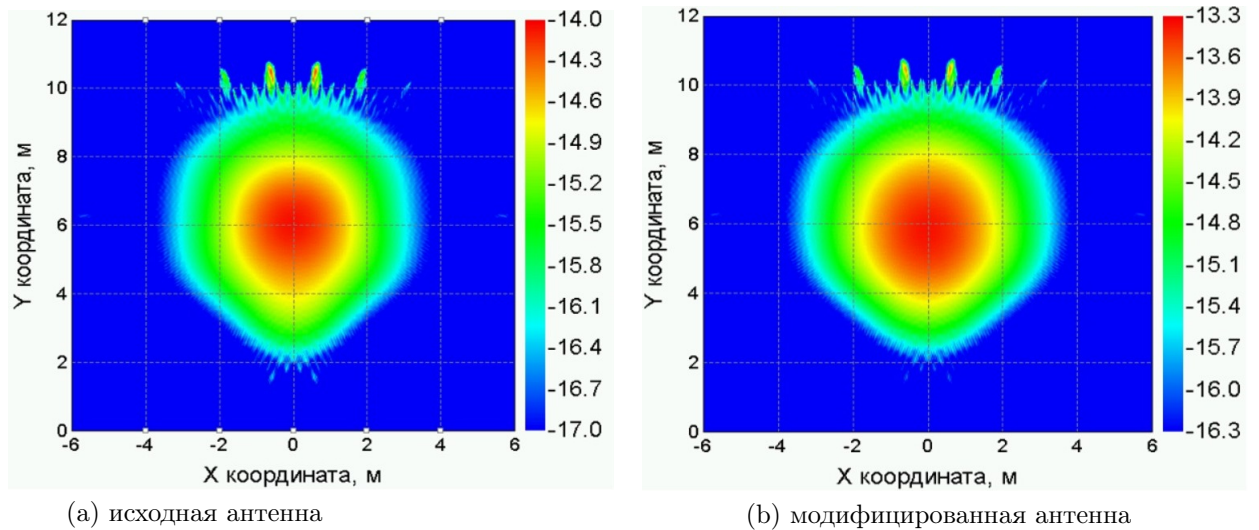


Рисунок 5 – Распределение амплитуды поля в центре рабочей зоны при Н-поляризации, частота 18 ГГц

На рисунке 6 изображены значения фазы рассчитанного поля в рабочей зоне на частоте 18 ГГц для антенны в исходном и модифицированном виде. Наблюдается незначительное изменение распределения фазы поля.

Поскольку ширина ДН антенны в исходном и модифицированном виде монотонно убывает с ростом частоты, то и распределение плавно меняющейся составляющей поля в рабочей зоне изменяется монотонно. В таблицах 2 и ?? описаны значения неравномерностей распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне диаметром 4, 5 и 6 метров для 5 частот в полосе 8-18 ГГц и обеих поляризации. С ростом частоты неравномерность поля увеличивается при использовании обоих облучателей. Можно отметить, что применение специально разработанного облучателя уменьшило неравномерность амплитуды поля во всем частотном диапазоне для обеих поляризаций. Неравномерность фазы не превышает 11,2 градуса независимо от типа облучателя.

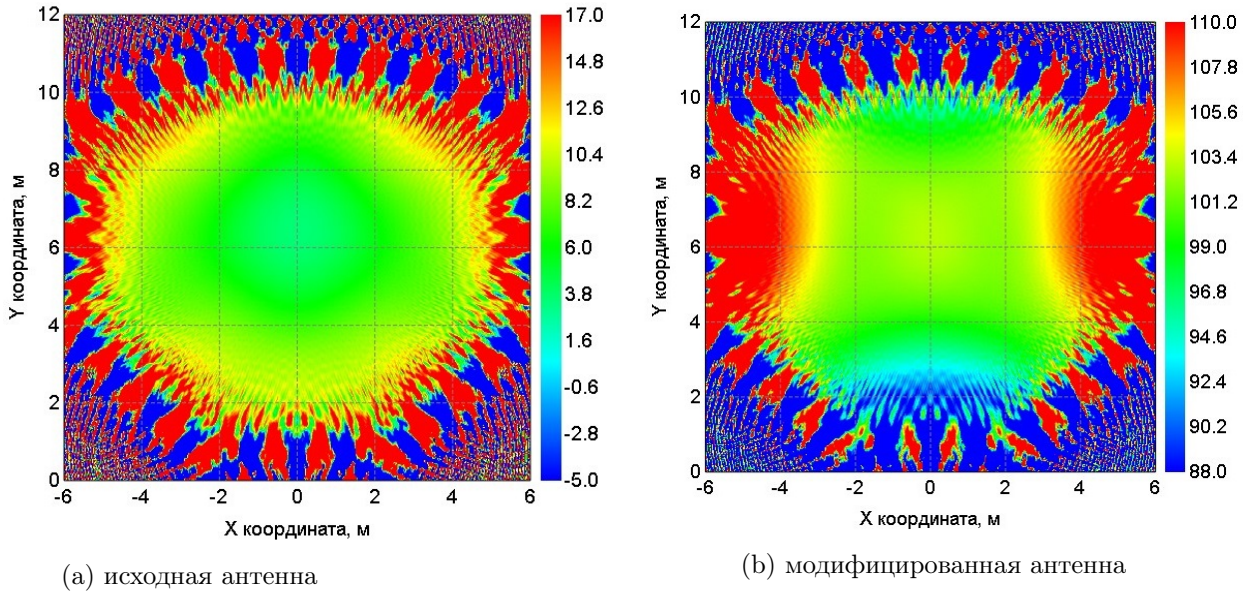


Рисунок 6 – Распределение фазы поля в центре рабочей зоны при V-поляризации, 18 ГГц

Таблица 1 – Неравномерность распределения поля при H-поляризации

Облучатель	Частота	Амплитуда, дБ			Фаза, градусы		
		4 м	5 м	6 м	4 м	5 м	6 м
Исходная антенна	8,2	1,27	1,74	2,37	3,37	4,34	6,07
Модифицированная антенна		0,82	1,11	1,53	3,87	5,33	7,08
Исходная антенна	10,0	1,33	1,77	2,29	1,79	2,27	3,26
Модифицированная антенна		0,92	1,26	1,66	3,55	5,05	6,55
Исходная антенна	12,4	0,99	1,32	1,86	2,39	2,71	3,62
Модифицированная антенна		0,83	1,09	1,57	2,72	4,24	6,53
Исходная антенна	15,0	0,94	1,46	2,13	2,53	4,16	6,03
Модифицированная антенна		0,89	1,36	2,04	3,04	4,57	8,43
Исходная антенна	18,0	1,10	1,64	2,19	4,44	6,24	8,10
Модифицированная антенна		0,92	1,41	2,07	2,49	4,95	7,12

Таблица 2 – Неравномерность распределения поля при V-поляризации

Облучатель	Частота	Амплитуда, дБ			Фаза, градусы		
		4 м	5 м	6 м	4 м	5 м	6 м
Исходная антенна	8,2	0,96	1,35	1,87	2,93	3,72	5,38
Модифицированная антенна		0,77	1,09	1,51	3,95	5,61	7,61
Исходная антенна	10,0	0,95	1,38	1,87	2,05	2,76	3,67
Модифицированная антенна		0,75	1,10	1,50	3,40	5,33	7,38
Исходная антенна	12,4	0,78	1,11	1,49	2,64	3,02	3,87
Модифицированная антенна		0,71	1,00	1,34	3,64	5,70	7,91
Исходная антенна	15,0	0,83	1,36	1,93	2,57	3,58	4,81
Модифицированная антенна		0,79	1,19	1,76	4,27	6,27	8,81
Исходная антенна	18,0	1,16	1,66	2,21	4,00	5,34	6,63
Модифицированная антенна		0,94	1,43	2,04	3,96	6,20	10,29

5. Заключение

В работе рассмотрена система облучатель – коллиматор, предназначенная для формирования квазиплоского поля. Было проведено численное моделирование распределения полей в рабочей зоне коллиматора МАРК-12 в широкой полосе частот. Определен вклад в неравномерность поля, обусловленный медленно меняющейся составляющей поля.

Показано, что применение модифицированного облучателя существенно уменьшает неравномерность распределения поля в рабочей зоне в диапазоне 8,2-12,4 ГГц и несколько уменьшает неравномерность в диапазоне 15-18 ГГц. Таким образом, модифицированную антенну можно использовать в качестве широкополосного облучателя для коллиматора МАРК-12.

Полученное квазиплоское поле имеет неравномерность распределения амплитуды 1.5 дБ в пятиметровой рабочей зоне и 1 дБ в четырехметровой рабочей зоне. Причем неравномерность фазы составляет не более $\pi/16$ в шестиметровой зоне.

Список литературы

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007. 266 с.
- [2] I. J. Gupta, K. P. Erickson, W.D. Burnside. A Method to Design Blended Rolled Edges for Compact Range Reflectors. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. V. 38, No. 6, June 1990.
- [3] Shaohui Quan. Compact Range Performance Evaluation Using Aperture Near-Field Angular Spectrums. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, V. 61, No. 5, May 2013.
- [4] J. Hartman, D. Fasold. Advanced Serration Design for Compact Range with UDT // AMTA Conference 2000, pp.460-465.
- [5] Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T. Radar cross section. Boston: SciTech Publishing, 1993, second edition, 477 p.
- [6] Olver A.D., Xiang J. Design of profiled corrugated horns. // IEEE Trans. on Anten. and Prop. – July 1988. - V. 36, N. 7.
- [7] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Расфазированный рупорный облучатель с изломом образующей и со скосом апертуры для коллиматора МАК-5М. Журнал Радиоэлектроники, 2016, № 6.
- [8] K. Miyata, "A 12 GHz-band planar waveguide array antenna for compact range application-a preliminary study," in IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 44, no. 4, pp. 588-589, April 1996, doi:10.1109/8.489312.
- [9] Milligan T. Modern antenna design. 2nd ed. Wiley: New Jersey. 2005. 614p.
- [10] Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Солосин В.С., Федоров С.А. Формирование диаграммы направленности широкополосной антенны для использования её в качестве облучателя. Современная электродинамика, №4 (6), август-сентябрь 2023, стр. 30-37.
- [11] Балабуха Н.П., Булычев Е.В., Зубов А.С., Меньших Н.Л., Солосин В.С., Федоров С.А. Оценка влияния неидеальности поверхности зеркала коллиматора МАРК-12 на распределение поля в рабочей зоне. Современная электродинамика, №3 (5), июнь-июль 2023, стр. 12-16.

FORMATION OF THE RADIATION PATTERN OF A BROADBAND ANTENNA FOR USING IT AS IRRADIATOR

R.V. Gilmutdinov ^{*1.}, N.L. Menshikh¹, V.S. Solosin ¹, S.A. Fedorov ¹

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* psevduch777@gmail.com

Abstract

In this work, the opportunity of applying broadband antennas as feeds for reflector collimators was investigated. Two types of feeds (original and modified) based on the Satimo SH2000 broadband antenna were considered. An approximate computer model of a compact range with a MARK-12 reflector has been created. The field in the quiet zone was calculated using the physical optics method. A comparison was made of the field characteristics obtained using different feeds. The contribution of a smoothly varying field component to the unevenness of the field distribution has been studied. The dependence of amplitude and phase unevenness on frequency was described. It was shown that the use of an feed with a modified radiation pattern makes it possible to reduce the unevenness of the field amplitude in the quiet zone throughout the entire frequency band and maintain acceptable phase unevenness.

Key words: compact range, FEKO, feeds, collimator, quiet zone

МЕТАМАТЕРИАЛ С ПОВЫШЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТЬЮ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ, БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

К.М. Басков * ¹, И.И. Краснолобов¹, В.Н. Семенов¹, Т.А. Фурманова¹, В.А. Чистяев¹

¹ *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 20.12.2023

Одобрена после рецензирования 21.12.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Аннотация

Статья является продолжением работы, в которой были исследованы электродинамические свойства механически прочного метаматериала с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице. В предыдущей работе было показано, что этот материал может быть эффективным при создании радиопрозрачных укрытий. При этом такой метаматериал имеет существенный недостаток для использования его в радиопрозрачных укрытиях, а именно, он обладает пространственной дисперсией магнитной проницаемости при падении на слой из такого материала E поляризованной электромагнитной волны. Настоящая статья посвящена исследованиям, направленным на устранение этого недостатка и, как следствие, повышение радиотехнического качества такого метаматериала. В статье показано, что включение в состав метаматериала дополнительной периодической решётки из тонких спиралей, установленных перпендикулярно его поверхности, позволяет существенно уменьшить зависимость от угла падения магнитной проницаемости, которая наблюдается при падении на метаматериал E поляризованной волны.

Ключевые слова: метаматериал, антенна, радиопрозрачное укрытие, коэффициент пропускания, диэлектрическая проницаемость

EDN GRDDNI

doi:[10.24412/2949-0553-2023-57-30-38](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-57-30-38)

1. Введение

Для защиты бортовых антенных систем от внешних воздействующих факторов перед ними устанавливаются радиопрозрачные укрытия (РПУ), которые являются неотъемлемой частью этих антенных систем. Наличие РПУ перед антеннами приводит к изменению их излучательных характеристик и часто не в лучшую сторону.

Обычно установленное перед антенной РПУ приводит к уменьшению её коэффициента усиления, к увеличению уровня бокового излучения, с которым связана помехозащищённость антенны. Одним из серьёзных изменений излучательных характеристик высоконаправленной антенны, связанных с наличием перед ней РПУ, является изменение направления излучения антенны, т.е. РПУ вносит ошибки пеленга при сканировании пространства с помощью антенны. Все эти изменения характеристик излучения антенны являются радиотехническими характеристиками (РТХ) РПУ. Для улучшения РТХ РПУ ещё с середины двадцатого века специалисты применяли различные способы. В первую очередь, для хорошей работы антенны с установленным перед ней РПУ разрабатывались различные конструкции его стенки, при которых обеспечивался наилучший режим прохождения фронта волны излучения антенны [1]: тонкостенные, полуволновые, многослойные, стенки с металлическими включениями. Такие конструкции стенки должны были обеспечивать достаточные прочностные и эксплуатационные характеристики РПУ, с одной стороны, и минимальное влияние на характеристики излучения антенны, с другой.

* Автор, ответственный за переписку: Константин Михайлович Басков, kokofech@rambler.ru

Для увеличения ширины полосы частот, при которой РПУ обладает высоким уровнем радиопрозрачности, необходимо приближать к единице значение диэлектрической проницаемости материала, из которого он выполнен. Для этого в конструкции стенок РПУ включают различные конструкционные материалы: пенопласты или сотопласты. В работе [2] предложен конструкционный материал: радиационно-модифицированный политетрафторэтилен (фторопласт), который обладает высокой прочностью, с одной стороны, и диэлектрической проницаемостью, равной 2.1, т.е. достаточно низкой, при которой обеспечивается достаточно широкая полоса радиопрозрачности полуволновой стенки РПУ.

В 1953 г. была опубликована работа [3], в которой представлены исследования, показывающие, что решётка из тонких проводов является искусственным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью меньше нуля. Это означало, что с помощью такого включения в обычный диэлектрик возможно скомпенсировать отражение от него электромагнитной волны (ЭМВ) и добиться высокого уровня радиопрозрачности стенки РПУ. В работах [1, 4] приведены теоретические выкладки, с помощью которых возможно рассчитать параметры стенки РПУ с компенсационными решётками. Такие решётки, включённые в состав РПУ, позволяют осуществлять электродинамическое согласование его стенки практически произвольной толщины. Появились патенты конструкций стенки РПУ, в которых для улучшения его радиотехнического качества используются компенсационные решётки из проводов [5, 6]. В [7, 8] отмечалось, что использование в компенсационных решётках искривлённых проводов позволяет существенно увеличить радиотехническое качество стенок РПУ по сравнению со стенками с решётками из прямых проводов, особенно в дециметровом и в длинноволновой части сантиметрового диапазона длин волн.

В [6] отмечалось, что у стенок РПУ с компенсационными решётками наблюдается большая разность фаз коэффициентов пропускания (КП) при разной (Е и Н) поляризации падающей ЭМВ, что приводит к существенному ухудшению характеристик излучения укрываемой антенны при установке перед ней РПУ в виде тела вращения, а именно это приводит к увеличению ошибок пеленга и к увеличению поляризационных потерь. Для уменьшения разности амплитуд и фаз КП стенки РПУ при падении ЭМВ при разной поляризации в [6] предлагается способ расчёта параметров стенок с минимальным отличием КП при разной поляризации падающей волны. Если обратить внимание на результаты расчёта параметров предложенных вариантов стенок, то можно заметить, что меньшее отличие их КП при разной поляризации падающей ЭМВ требует меньшего уровня их радиопрозрачности. Таким образом, предложенные в [6] варианты стенки нельзя считать оптимальной конструкцией.

В [9, 10] сильное отличие модуля и фазы КП стенки РПУ с компенсационными решётками при падении на неё ЭМВ при разной поляризации объясняется тем, что материал в такой стенке можно описывать эффективными материальными параметрами некоторого метаматериала. У такого метаматериала на частоте настройки диэлектрическая и магнитная проницаемости равны единице при нормальном падении ЭМВ и при наклонном падении при Н поляризации (когда вектор магнитного поля лежит в плоскости падения волны). При наклонном падении Е поляризованной волны (когда вектор электрического поля лежит в плоскости падения волны) у такого метаматериала наблюдается пространственная дисперсия магнитной проницаемости (зависимость магнитной проницаемости от угла падения волны), что и приводит к существенному увеличению у метаматериала фазы КП с увеличением угла падения. В [10] отмечалось, что уменьшить пространственную дисперсию магнитной проницаемости при наклонном падении Е поляризованной волны возможно с помощью дополнительной решётки из резонансных элементов с ярко выраженным электрическим моментом, направленным перпендикулярно к плоскости этой решётки. Решётки из таких элементов могут быть также использованы в качестве угловых фильтров [11], которые отражают ЭМВ только при наклонном падении Е поляризованной волны. Настоящая работа посвящена исследованию свойств решёток из элементов с ярко выраженным электрическим моментом, которые позволяют существенно уменьшить пространственную дисперсию магнитной проницаемости метаматериала с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице, и тем самым улучшить радиотехническое качество РПУ, изготовленного из такого метаматериала.

Электродинамические свойства метаматериала с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице, с уменьшенной пространственной дисперсией магнитной проницаемости

В [9] представлен метаматериал с эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{Э}}$, близкой к единице, который может быть использован при создании РПУ с высоким радиотехническим качеством. Метаматериал представляет собой тонкие по отношению к длине волны слои диэлектрика с толщинами, равными d , с диэлектрической проницаемостью ε , между которыми установлены решётки с индуктивной эквивалентной поверхностной проводимостью Y_P , индуктивность в которой равна L_{Σ} . Структура одного слоя метаматериала представлена на рисунке 1. На рисунке 2 представлена эквивалентная схема [12]

для расчёта S-параметров этого метаматериала в приближении тонкого слоя. Эквивалентная схема на рисунке 2 представлена для случая падения ЭМВ при E поляризации.

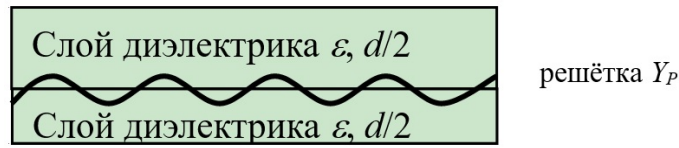


Рисунок 1 – Структура одного слоя метаматериала с $\epsilon_{\text{Э}} \approx 1$

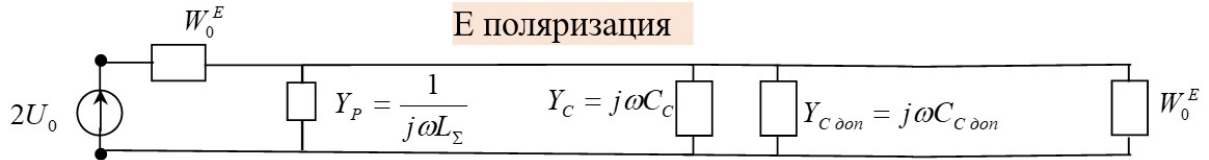


Рисунок 2 – Эквивалентная схема метаматериала с $\epsilon_{\text{Э}} \approx 1$

В [9] отмечалось, что метаматериал для РПУ с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице, состоящий из тонких слоёв диэлектрической матрицы, между которыми расположены компенсационные решётки из проводов, обладает пространственной дисперсией (зависимостью от угла падения) магнитной проницаемости при падении на этот материал E поляризованной ЭМВ. Эта дисперсия приводит к существенному увеличению уровня коэффициента отражения (КО) от него и увеличению фазы КП. Пространственная дисперсия магнитной проницаемости у метаматериала связана с тем, что компенсационные решётки, состоящие из планарных элементов, позволяют скомпенсировать рассеянное поле диэлектрика, которое формируется токами поляризации, направленными вдоль плоскости слоя метаматериала (продольные токи [10]). Рассеянное поле токами поляризации, направленными перпендикулярно плоскости слоя метаматериала и возбуждаемыми падающей E поляризованной ЭМВ (поперечные токи), остаётся некомпенсированным.

В эквивалентной схеме на рисунке 2 W_0^E – волновое сопротивление свободного пространства при наклонном падении E поляризованной волны. Источник напряжения U_0 – амплитуда электрического поля падающей волны. Тонкий слой диэлектрика описывается проводимостью Y_C , которая с учётом формулы (8) из работы [9] определяется выражением:

$$Y_C = j\omega\epsilon_0 d \frac{\gamma_0^2 \epsilon^2 - \gamma_a^2}{\epsilon \gamma_0^2} = j\omega C_C + j\omega C_{C\text{доп}}, \quad (1)$$

где $\gamma_a = k_0 \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon}$; $\gamma_0 = jk_0 \cos \theta$; ω – круговая частота; k_0 – волновое число; ϵ – диэлектрическая проницаемость матрицы; d – толщина слоёв диэлектрической матрицы метаматериала; θ – угол падения волны; $C_C = \epsilon_0 d (\epsilon - 1)$; $C_{C\text{доп}} = \epsilon_0 d \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \tan^2 \theta$; j – мнимая единица.

Ёмкость C_C связана с продольным током поляризации, направленным вдоль слоя диэлектрика, а $C_{C\text{доп}}$ – с поперечным током, который перпендикулярен слою диэлектрика. С учётом того, что толщина слоя невелика, параллельное соединение проводимости, связанной с отрицательной ёмкостью $C_{C\text{доп}}$, может быть пересчитано в индуктивное сопротивление $j\omega L_{C\text{доп}}$, включённое последовательно сопротивлению свободного пространства, как показано в схеме на рисунке 3, аналогичной схеме на рисунке 2. При этом индуктивность, которая описывает поперечный ток поляризации в слое диэлектрика, определяется формулой:

$$L_{C\text{доп}} \approx -(W_0^E)^2 C_{C\text{доп}}, \quad (2)$$

где $W_0^E = 120\pi \cos \theta$, $C_{C\text{доп}} = -\epsilon_0 d \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \tan^2 \theta$ при E поляризации и $C_{C\text{доп}} = 0$ при H поляризации.

Ёмкость C_C может быть компенсирована некоторой планарной решёткой с эквивалентным индуктивным поверхностным сопротивлением. В схемах на рисунках 2 и 3 такая решётка соответствует индуктивному сопротивлению Z_P или проводимости Y_P с индуктивностью L_{Σ} . Такой планарной решёткой может быть не только сетка из проводов прямых или искривлённых, но и решётка из дискретных резонансных элементов при частотах выше резонансной частоты такой решётки. Скомпенсировать $L_{C\text{доп}}$ с помощью тонких планарных решёток невозможно.

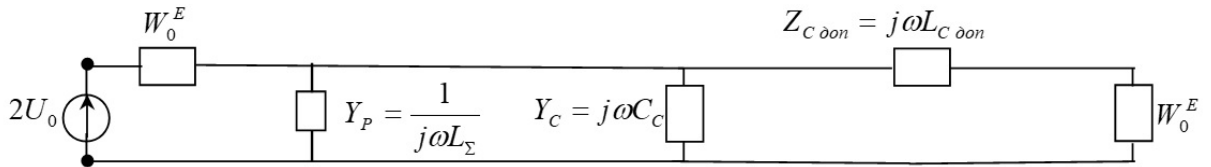


Рисунок 3 – Эквивалентная схема метаматериала с $\epsilon_\exists \approx 1$, аналогичная схеме на рисунке 2

Для компенсации отрицательной индуктивности $L_{C\text{доп}}$ в [10] предлагалось использовать дополнительную решётку из реактивных элементов, обладающих ярко выраженным электрическим моментом, направленным перпендикулярно поверхности слоя метаматериала. Такими реактивными элементами могут быть маленькие по сравнению с длиной волны спирали, длина которых много больше их диаметра (далее по тексту – спирали). Электродинамические свойства такой дополнительной решётки описаны в [11].

Как было указано в [11], при расположении спиралей параллельно плоскости решётки (далее плоская решётка) при определении её свойств используется схема, приведённая на рисунке 4, в которой такая решётка описывается последовательным колебательным контуром из ёмкости C_P и индуктивности L_P , включёнными параллельно сопротивлению свободного пространства. В итоге при частотах выше резонансной ω_P эквивалентная проводимость Y_P такой решётки является индуктивной, а значит, решётка может быть использована при создании метаматериала с диэлектрической проницаемостью, равной единице, при круговой частоте настройки этого метаматериала ω_{00} .

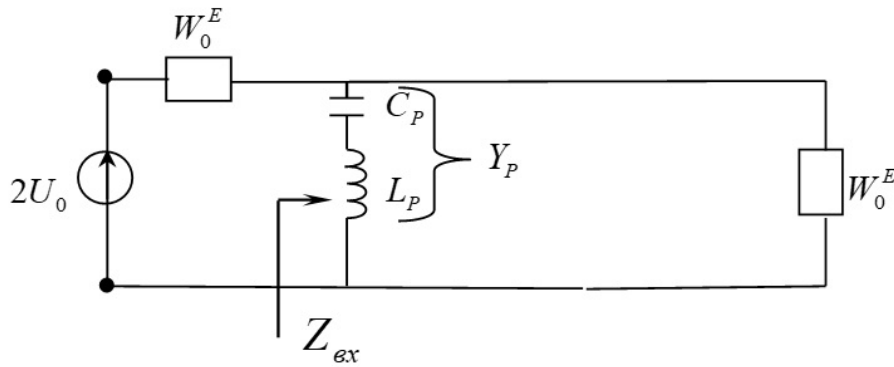


Рисунок 4 – Эквивалентная схема плоской решётки

Если элементы решётки расположить перпендикулярно её плоскости (далее объёмная решётка), то в эквивалентной схеме, представленной на рисунке 5, такая решётка будет описываться сопротивлением Z_{PZ} (или проводимостью Y_{PZ}) параллельного колебательного контура, состоящего из ёмкости C_{PZ} и индуктивности L_{PZ} , который включён последовательно сопротивлению свободного пространства. Величины ёмкости и индуктивности определяются выражениями, вытекающими из формулы (5) в [11]:

$$C_{PZ} = \frac{L_P}{(W_0^E)^2 \tan^2 \theta}, \tag{3}$$

$$L_{PZ} = C_P (W_0^E)^2 \tan^2 \theta. \tag{4}$$

В результате при частотах выше ω_P сопротивление Z_{PZ} является ёмкостным, а значит, может быть использовано для компенсации индуктивного сопротивления $Z_{C\text{доп}}$, связанного с поперечным током поляризации слоя диэлектрика.

На рисунке 6 представлены вычисленные частотные зависимости модуля КО и фазы КП объёмной решётки с периодом 20×20 мм из спиралей длиной 10 мм и диаметром 1.4 мм с 21 витком при угле падения ЭМВ 60° при Е поляризации. Вычисления, результаты которых представлены на рисунке 6, были проведены методом интегральных уравнений с помощью пакета программ электродинамического моделирования FEKO и по эквивалентной схеме на рисунке 5. Можно заметить, что зависимости на рисунке 6, вычисленные двумя способами, практически совпадают, что означает справедливость изложенных выше утверждений. Кроме этого, на рисунке 6б видно, что фаза КП при частотах больше резонансной частоты решётки положительная, тогда как пространственная дисперсия магнитной

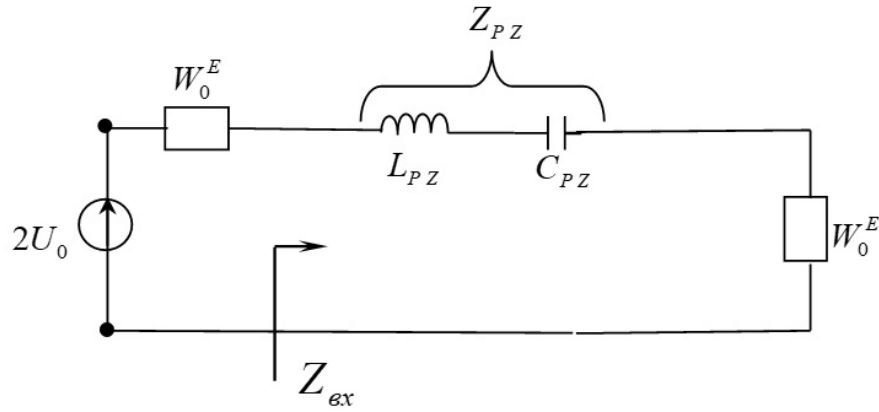


Рисунок 5 – Эквивалентная схема объёмной решётки

проницаемости в метаматериале приводит к увеличению по модулю отрицательной фазы КП слоя из этого метаматериала при увеличении угла падения. В итоге объёмная решётка из спиралей будет компенсировать увеличение по модулю отрицательной фазы КП слоя из метаматериала в области его частоты настройки ω_{00} .

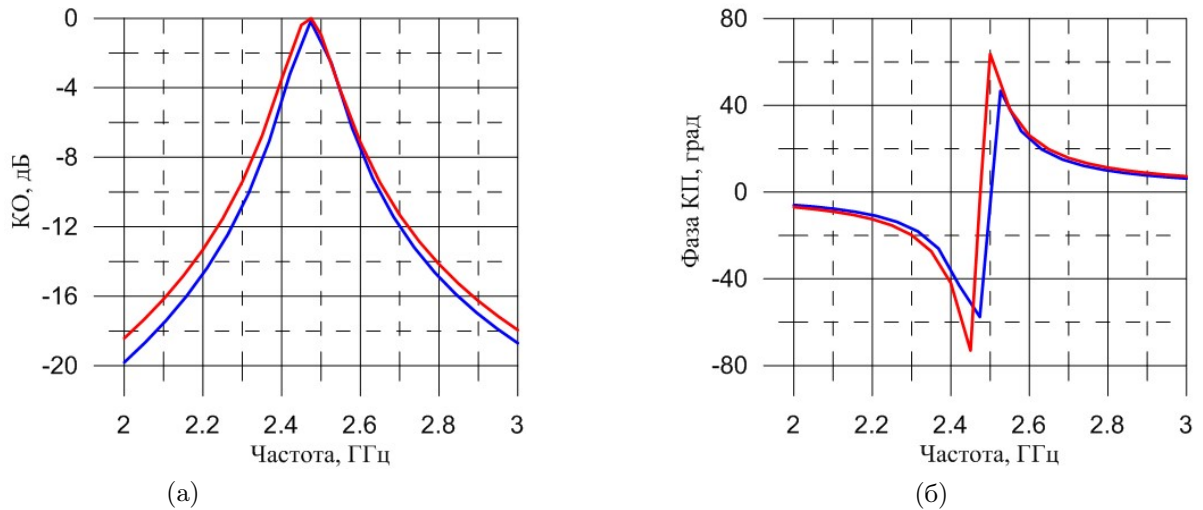


Рисунок 6 – Вычисленные двумя способами частотные зависимости модуля КО (а) и фазы КП (б) объёмной периодической решётки из тонких спиралей

Структурная схема метаматериала без пространственной дисперсии магнитной проницаемости и его эквивалентная схема представлены на рисунке 7. Легко показать, что для обеспечения компенсации сопротивления $Z_{C_{доп}}$ необходимо использовать объёмную решётку такую, чтобы соответствующая ей плоская решётка (решётка, состоящая из таких же спиралей с такой же плотностью их установки) обладала при частоте ω_{00} проводимостью Y_P , соответствующей индуктивности L_Σ :

$$L_\Sigma = \frac{1}{\omega_{00}^2 \varepsilon_0 d \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}}. \quad (5)$$

Отсюда следует вывод, что для устранения пространственной дисперсии магнитной проницаемости необходимо использовать объёмную решётку из спиралей с плотностью установки элементов в ε раз меньше, чем плоскую решётку, которая формирует этот метаматериал с диэлектрической проницаемостью, равной единице.

Как было показано в [9], эффективная магнитная проницаемость метаматериала при падении на него Е поляризованной волны вычисляется по формуле:

$$\mu_\Theta = \left(\frac{1}{\varepsilon_\Theta} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \sin^2 \theta + 1, \quad (6)$$

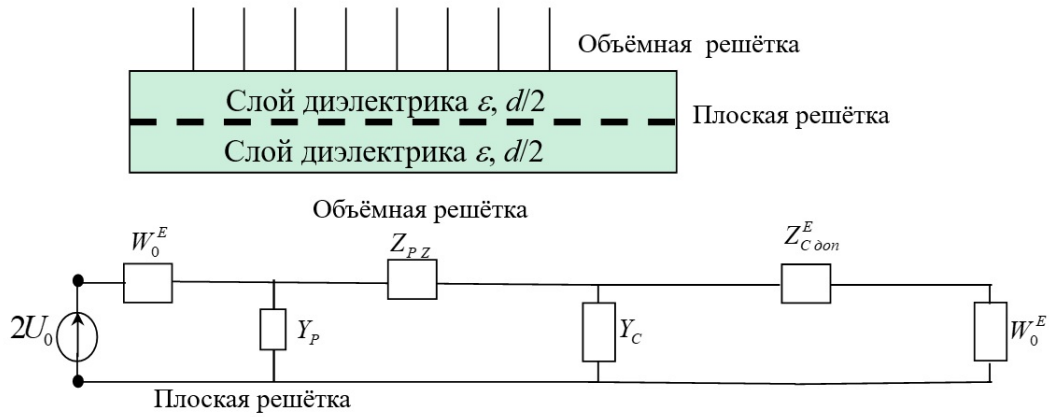


Рисунок 7 – Структура одного слоя метаматериала с $\varepsilon_{\text{Э}} \approx 1$ без пространственной дисперсии эффективной магнитной проницаемости и его эквивалентная схема

где $\varepsilon_{\text{Э}} = 1 + (\varepsilon - 1) \left(1 - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2}\right) + j \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \varepsilon''$ - эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала, ε'' - мнимая часть диэлектрической проницаемости диэлектрической матрицы метаматериала.

Используя такие же принципы вывода формулы для расчёта эффективной магнитной проницаемости, как и в [9], формула для вычисления эффективной магнитной проницаемости метаматериала с дополнительной объёмной решёткой получается следующей:

$$\mu_{\text{Э}} = \frac{\sin \theta}{\varepsilon_{\text{Э}}} - \left(\frac{\sin \theta}{\varepsilon} - 1\right) \frac{1}{B} + \frac{C}{B} (j \cos \theta), \quad (7)$$

где $B = \frac{W_0}{Z_P} \tan^2 \theta + 1$; $C = \frac{W_0}{k_0 d Z_P} \tan^2 \theta$; Z_P - сопротивление, описывающее плоскую решётку из спиралей, которая соответствует объёмной решётке.

При выполнении условия (5) и при малых электрических потерях при частоте ω_{00} эффективная магнитная проницаемость метаматериала при всех углах падения E поляризованной волны будет равна единице, а вблизи частоты ω_{00} её пространственная дисперсия будет существенно уменьшена.

Эксперимент

Для экспериментальной проверки эффективности применения дополнительной решётки из спиралей для уменьшения пространственной дисперсии магнитной проницаемости метаматериала был использован образец метаматериала, исследование свойств которого приведено в [9, 10]. Его частота настройки f_{00} равна 2,8 ГГц. Для того, чтобы пространственная дисперсия такого метаматериала снизилась, необходимо изготовить дополнительную объёмную решётку такую, чтобы у соответствующей ей плоской решётки величина L_{Σ} составляла 150 нГн при частоте настройки. Резонансная частота ω_p у дополнительной решётки должна быть ниже частоты настройки ω_{00} на 25–35 процентов, т.е. около 2 ГГц.

Была изготовлена дополнительная объёмная решётка из спиралей длиной 12 мм с двадцатью пятью витками. Диаметр спиралей в ней составляет 1,3 мм. Спирали устанавливались в слой пенопласта с диэлектрической проницаемостью 1,03 толщиной около 20 мм с периодом 18×18 мм. Измеренная резонансная частота изготовленной решётки получилась равной 2,1 ГГц. Изготовленная решётка из спиралей была установлена на поверхность образца метаматериала таким образом, чтобы спираль располагалась максимально близко к образцу. Внешний вид метаматериала из [9, 10] и спиралей, из которых была изготовлена дополнительная объёмная решётка, представлен на рисунке 8.

На рисунке 9 представлены измеренные частотные зависимости модуля и фазы КП образца метаматериала при нормальном падении ЭМВ и при наклонном падении ЭМВ под углом 50° при E поляризации. Измерения проводились по аттестованной методике измерений S-параметров плоских образцов материалов на измерительном стенде. Подробное описание методики и измерительного стенда представлено в [13]. Зависимости КП метаматериала представлены для двух комплектаций: без дополнительной решётки и с установленной на поверхность образца метаматериала дополнительной объёмной решёткой из спиралей.

Из графиков на рисунке 9 можно заметить, что разность фаз КП метаматериала с дополнительной решёткой при нормальном и наклонном падении волны существенно меньше, чем при отсутствии

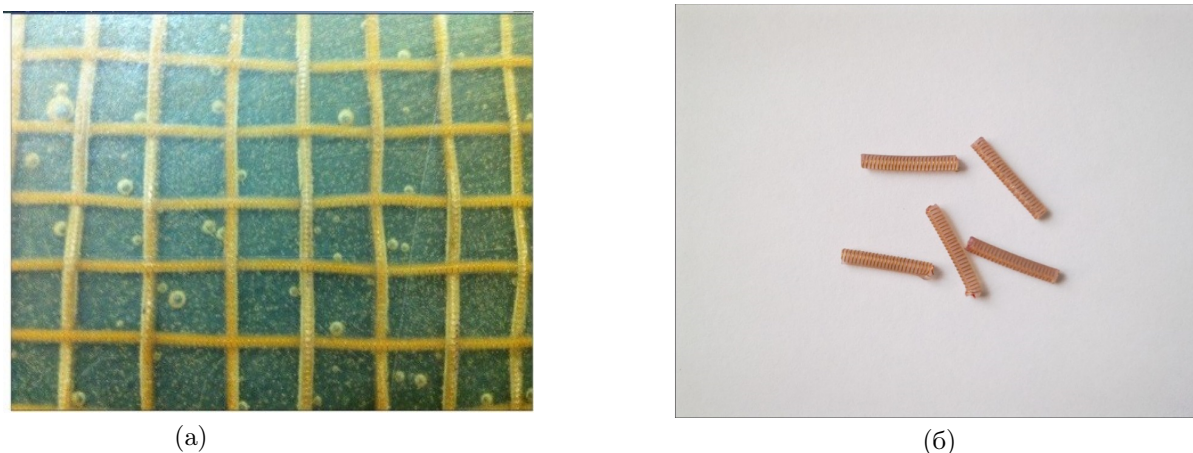


Рисунок 8 – Внешний вид метаматериала (а) и спиралей, из которых была изготовлена дополнительная объёмная решётка (б)

дополнительной решётки. Это означает, что пространственная дисперсия магнитной проницаемости, которая наблюдается у обычного метаматериала, существенно уменьшена с помощью дополнительной объёмной решётки. Уровень КП образца метаматериала как без, так и с дополнительной решёткой остаётся высоким – не меньше минус 0,3 дБ при частоте настройки. Отличие частотных зависимостей фазы КП образца метаматериала при нормальном падении волны в двух комплектациях связано с наличием достаточно толстого слоя пенопласта в дополнительной решётке.

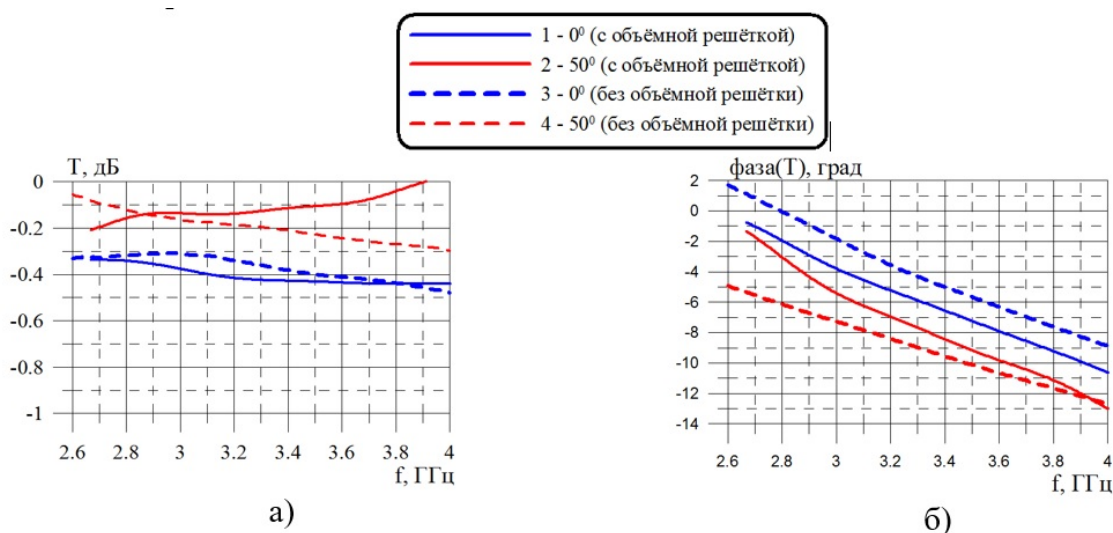


Рисунок 9 – Измеренные частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) образца метаматериала в двух комплектациях при нормальном падении волны и при угле падения 50° при E поляризации

При H поляризации падающей ЭМВ спирали практически не влияют на радиотехнические характеристики образца метаматериала, поэтому частотные зависимости КП метаматериала при H поляризации не приводятся.

Заключение

С середины двадцатого века в антенных РПУ использовались компенсационные решётки, которые позволяли проводить электродинамическое согласование стенок обтекателей в случае, когда эти стенки имели малые толщины по отношению к рабочим длинам волн антенн. Существенным недостатком в таких конструкциях стенок РПУ является большое отличие значений фазы КП при разной поляризации падающей волны. Это приводило как к поляризационным потерям в РПУ, так и к увеличению ошибок пеленга при сканировании. Применение представленного в данной работе метаматериала решает указанные проблемы.

В представленном метаматериале с эффективной диэлектрической проницаемостью, близкой к единице в отличие от метаматериала, описанного в [9], практически отсутствует пространственная

дисперсия магнитной проницаемости при падении на него E поляризованной волны. Это означает, что вблизи частоты настройки метаматериала значения КП изготовленной из него стенки РПУ практически не зависят от угла падения и поляризации падающей волны. В результате РПУ, изготовленный из представленного метаматериала, практически не будет вносить искажения в излучательные характеристики укрываемой им антенны.

Список литературы

- [1] Каплун В.А. “Обтекатели антенн СВЧ”, М.: Советское радио, 1974, с. 240.
- [2] Патент RU 2 420 838 C1 Сверхширокополосный антенный обтекатель / Опубликовано 10.06.2011 г. бюлл. № 16. Изобретатели: Иванова Любовь Николаевна (RU), Кохнюк Данил Данилович (RU), Коробейников Герман Васильевич (RU), Дель Валентина Альбертовна (RU), Тимкин Александр Васильевич (RU), Абрамов Сергей Петрович (RU), Хатинов Сергей Амерзянович (RU). Заявка: 2010119087/07, 11.05.2010 г. Патентообладатель: Открытое акционерное общество "Центральное конструкторское бюро автоматики"(RU).
- [3] John Brown Artificial dielectrics having refractive indices less than unity // London: Proc. Inst. Elect. Eng. Part IV, vol. 100, Monograph № 62R, 1953, p.p. 51-62.
- [4] Гуртовник И.Г., Соколов В.И., Трофимов Н.Н., Шалгунов С.И. Радиопрозрачные изделия из стеклопластиков / М.: Мир, 2003. – 368 с.
- [5] Патент DE102008036012(A1), Германия. Radome for radar sensor in a motor vehicle / Опубликовано 2010-02-11. Изобретатели: PFEIFFER FLORIAN [DE], BIEBL ERWIN [DE]. Заявитель: AUDI NSU AUTO UNION AG [DE].
- [6] Патент RU 2168816C1 Радиопрозрачная стенка обтекателя / Опубликовано 10.06.2001 г. Изобретатели: Акоюн И.Г. [RU], Мгарков Е.А. [RU], Сухов А.М. [RU], Турко А.С. [RU]. Заявитель: Федеральное государственное унитарное предприятие – Московский научно-исследовательский институт «Агат» [RU].
- [7] Патент № 2459323, 04.05.2010. Россия. Стенка радиопрозрачного укрытия / Опубликовано: 20.08.2012. Изобретатель: К.М. Басков. Заявитель: ИТПЭ РАН.
- [8] Басков К.М. Стенка радиопрозрачного укрытия, состоящая из диэлектрических слоев и компенсационных металлических решеток [Электронный ресурс] // Журнал радиоэлектроники, 2011, № 12. – 23 с. – Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/dec11/14/text.html>.
- [9] Басков К.М. Метаматериал с повышенной механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице // Журнал радиоэлектроники, № 9, сентябрь 2013. – Электронный ресурс: <http://jre.cplire.ru/jre/sep13/14/text.html>.
- [10] Басков К.М. Современное электродинамическое сопровождение проектирования и изготовления систем антенна – радиопрозрачное укрытие: диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук: 05.12.07 – Москва, 2016. – 191 с.
- [11] Семененко В.Н., Басков К.М., Краснолобов И.И., Фурманова Т.А., Акимов Д.И. Радиопрозрачные укрытия со свойствами угловой фильтрации для параболической зеркальной антенны. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 5 (DOI 10.30898/1684-1719.2018.5.7). Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may18/7/text.pdf>.
- [12] Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн / Москва, Издательство МЭИ, 1994. – 96 с.
- [13] Семененко В.Н., Чистяев В.А., Политико А.А., Басков К.М. Стенд для измерений в свободном пространстве радиофизических параметров материалов в сверхширокой полосе сверхвысоких частот. Измерительная техника, № 2, 2019, с. 55–59 (doi:10.32446/0368-1025it.2019-2-55-59).

**METAMATERIAL WITH MECHANICAL STRENGTH AND
DIELECTRIC PERMITTIVITY IS CLOSE TO UNITY.
IMPROVED CONSTRUCTION**

**K.M. Baskov^{*1}, I.I. Krasnolobov¹, V.N. Semenenko¹, T.A. Furmanova¹,
V.A. Chistyayev¹**

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia
* kokofech@rambler.ru

Abstract

The article is a continuation of the work in which the electrodynamic properties of a mechanically strong metamaterial with a dielectric constant close to unity were investigated. In previous work, it was shown that such a material can be effective in creating radomes shelters. At the same time, such a metamaterial has a significant drawback, namely, it has a spatial dispersion of magnetic permeability when a E polarized electromagnetic wave falls on a layer of such material. This article is devoted to research aimed at eliminating this shortcoming and, as a result, improving the radio engineering quality of such a metamaterial. The article shows that the inclusion in the composition of the metamaterial of an additional periodic lattice of thin spirals installed perpendicular to its surface makes it possible to significantly reduce the dependence on the angle of incidence of magnetic permeability, which is observed when a E polarized wave falls on the metamaterial.

Key words: Metamaterial, Antenna, Radome, Transmission Coefficient, Permittivity

ЛАМИНИРОВАННЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СВЧ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ

А.В. Осипов *¹, С.Ю. Бобровский¹, П.А. Зезюлина¹, А.Н. Лагарьков¹, С.А. Маклаков¹,
С.С. Маклаков¹, Д.А. Петров¹, К.Н. Розанов¹, И.А. Рыжиков¹, А.О. Ширяев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 19.09.2023
Одобрена после рецензирования 29.11.2023
Принята к публикации 28.12.2023

Аннотация

Для решения многих задач микроволновой техники необходимы объемные материалы с максимально высокими значениями магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне. Известно, что предельные значения достижимы при использовании тонких ферромагнитных пленок. Статья представляет собой обзор результатов, полученных в ходе разработки нового типа композитных материалов - ламинатов, изготовленных из многослойных тонких ферромагнитных пленок, нанесенных на лавсановую подложку; рассмотрены теоретические оценки их применения и обнаруженные в ходе экспериментальных исследований ограничения, оценивается современное состояние дел и перспективы развития.

Ключевые слова: высокочастотные измерения, магнитные материалы, тонкие пленки, СВЧ магнитная проницаемость, ферромагнитный резонанс

EDN HEUZUM

doi:[10.24412/2949-0553-2023-57-39-57](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2023-57-39-57)

1. Введение

Магнитные материалы с высокими значениями динамической магнитной проницаемости широко используются в радиотехнике, в частности, при разработке и производстве полосковых антенн [1, 2], RFID-антенн [3, 4], высокочастотных трансформаторов [5–7], поглотителей электромагнитных волн [8, 9], датчиков магнитного поля [10, 11], в решении проблем электромагнитной совместимости [12, 13], технике связи [14], и т.д. Общая тенденция в развитии современной техники состоит в продвижении в область все более высоких частот, в направлении повышения скорости передачи данных и передаваемого объема данных, а также снижения геометрических размеров техники [15]. На данный момент верхняя граница используемых для этих целей частот перешла в СВЧ диапазон (от 3 до 30 ГГц по международному регламенту [16]), поэтому особую актуальность приобретает поиск соответствующих магнитных материалов путем как оптимизации уже известных, так и создания новых.

Для антенных применений требуются объемные материалы с высоким значением действительной части магнитной проницаемости и низким значением мнимой. Для поглощения электромагнитных волн, наоборот, нужны как можно более высокие магнитные потери в рабочем диапазоне частот; но и в этом случае, как следует из соотношений Крамерса-Кронига [17], ширина полосы поглощения, которая является одной из ключевых характеристик поглотителя, прямо пропорциональна его статической проницаемости. Таким образом, для всех рассмотренных приложений требуются магнитные материалы с максимально высокими значениями статической магнитной проницаемости на СВЧ и максимально высокочастотными магнитными потерями.

Наибольший вклад в динамические магнитные свойства материалов в СВЧ диапазоне дает ферромагнитный резонанс (ФМР). В случае высокочастотного ФМР магнитная проницаемость на частотах ниже частоты резонанса, f_p , близка к своему статическому значению, $\mu_{ст}$, и резко снижается до 1 на частотах выше f_p , пик потерь также находится вблизи f_p .

* Автор, ответственный за переписку: Алексей Владимирович Осипов, avosipov@mail.ru

Для большинства магнитных материалов значения статической магнитной проницаемости $\mu_{ст}$ и частоты резонанса f_p связаны между собой хорошо известным законом Снука:

$$(\mu_{ст} - 1)f_p = 2/3(\gamma 4\pi M_0), \quad (1)$$

где их произведение прямо пропорционально намагниченности насыщения материала M_0 (γ - гиромагнитный фактор, $\gamma \approx 3$ ГГц/кЭ; множитель $2/3$ учитывает изотропное распределение магнитных моментов в объеме). Этот закон накладывает ограничение на величину СВЧ магнитной проницаемости: она тем ниже, чем более высокочастотный материал необходим. В связи с этим интерес представляют материалы, которые не подчиняются стандартной форме закона Снука, а именно: тонкие пленки [18], композиты, наполненные плоскими включениями [19], гексагональные ферриты [20] и ферромагнитные микропровода с циркулярной магнитной анизотропией [21]. Такие материалы позволяют получить предельно достижимые для данного ферромагнетика значения СВЧ магнитной проницаемости.

В данной статье представлены результаты исследовательской работы авторского коллектива по созданию объемных ламинированных материалов на основе тонких ферромагнитных пленок [22–27] как одного из перспективных направлений в решении задачи создания магнитных материалов для СВЧ диапазона с предельно достижимыми значениями магнитной проницаемости. В разделе 2 рассмотрены теоретические оценки возможностей такого типа материалов, подробности постановки эксперимента описаны в разделе 3, в разделе 4 показаны ограничения, возникающие в процессе практической реализации объемных ламинированных материалов.

2. Теоретические оценки

Использование плоских (максимально близких по форме к тонким пленкам) магнитных включений позволяет преодолеть предел закона Снука (1), лимитирующий значения магнитной проницаемости в диапазоне СВЧ для объемных материалов (таких как ферриты) и композитов, наполненных сферическими и близкими к ним по форме включениями, и получить максимально возможные для данного магнетика значения высокочастотной магнитной проницаемости, которые в этом случае подчиняются аналогу закона Снука – закону Аше [19, 24, 28]:

$$(\mu_{ст} - 1)f_p^2 = d(\gamma 4\pi M_0)^2, \quad (2)$$

где d – множитель, учитывающий пространственное распределение магнитных моментов ($d = 1$ для анизотропной пленки, $d = 1/2$ для изотропной пленки, $d = 1/3$ для изотропного объемного материала). К примеру, для Fe ($M_0 = 1720$ Гс в системе СГС) разница между предельными значениями закона Снука (1) и закона Аше (2) может достигать порядка и более [29, 30], как это показано на рисунке 1. Из рисунка видно, что эта разница тем выше, чем ниже частота резонанса: до 10 ГГц – порядок и более, от 10 до 20 ГГц – в 3-10 раз, на частотах выше 20 ГГц, в зависимости от d , разница между пределами Снука и Аше нивелируется.

Необходимо также заметить, что в формуле Аше (2) в неявном виде заложена магнитная структура включений: во-первых, предполагается, что все они характеризуются планарной магнитной анизотропией (вектор намагниченности лежит в плоскости пленки); во-вторых, требование плоской формы относится не к включению, а к доменам: их ширина должна существенно превышать высоту. В [31] показано, что при нарушении первого условия – выходе вектора намагниченности из плоскости – значение статической проницаемости $\mu_{ст}$ сохраняется неизменным, а частота ФМР f_p снижается, так что в предельном случае, при достижении состояния перпендикулярной магнитной анизотропии (вектор намагниченности направлен по нормали к плоскости пленки), параметры резонанса соответствуют закону Снука (с множителем не $2/3$, как в исходной формуле, выведенной для равновероятного распределением магнитных моментов в объеме, а 1 с учетом анизотропии пленки). Нарушение второго условия – отклонение формы доменов от идеально плоской, когда ширина домена становится сопоставима с высотой, вследствие чего отклоняются от своих предельных значений и коэффициенты размагничивания – приводит к снижению и величины статической проницаемости [32], так что эффективность магнетика падает еще ниже. Таким образом, любое отклонение от оптимальной магнитной структуры приводит к снижению предела Аше.

Из (2) видно, что предельное значение СВЧ магнитной проницаемости определяется, с одной стороны, намагниченностью насыщения M_0 , с другой стороны - частотой резонанса f_p . Если намагниченность насыщения магнетика – величина постоянная, то частота резонанса существенным образом зависит от технологических параметров в процессе нанесения пленки. На рис. 2 представлены предельные линии Аше для разных ферромагнетиков, построенные на основе имеющихся в литературе экспериментальных данных [33–43] (пунктир – предельное значение $\mu_{ст}$, соответствующее низшей

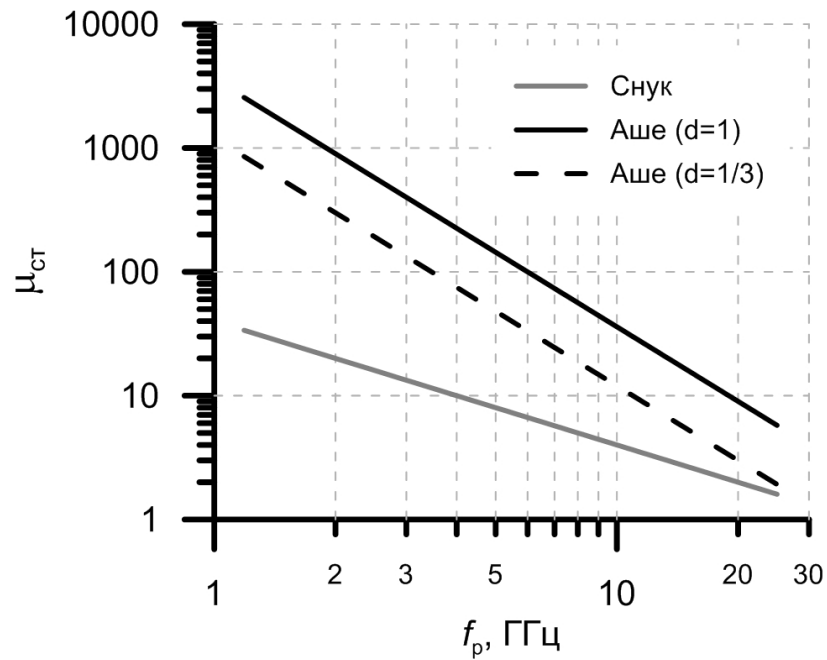


Рисунок 1 – Предельные линии Снука и Аше для Fe

из зафиксированных в экспериментах f_p). Из графика следует, что выбор магнитного материала в каждом конкретном случае будет определяться его намагниченностью насыщения и требуемым рабочим диапазоном частот (частота ФМР как частота отсечки должна быть вблизи верхней границы рабочего диапазона). В частности, как видно из графика, на низких частотах, от 0,5 до 1,5 ГГц, целесообразным является применение классического пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), в диапазоне от 3 до 7 ГГц – пленок Fe или Co, выше 7 ГГц – железо-кобальтового сплава $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{40}$. Впрочем, оба параметра - и намагниченность насыщения, и частота резонанса - управляются в достаточно широких пределах: подбором состава мишени, толщин магнетика [27, 55], состава вакуумной атмосферы при нанесении [35], технологических параметров в процессе нанесения [36, 39], и т.д.

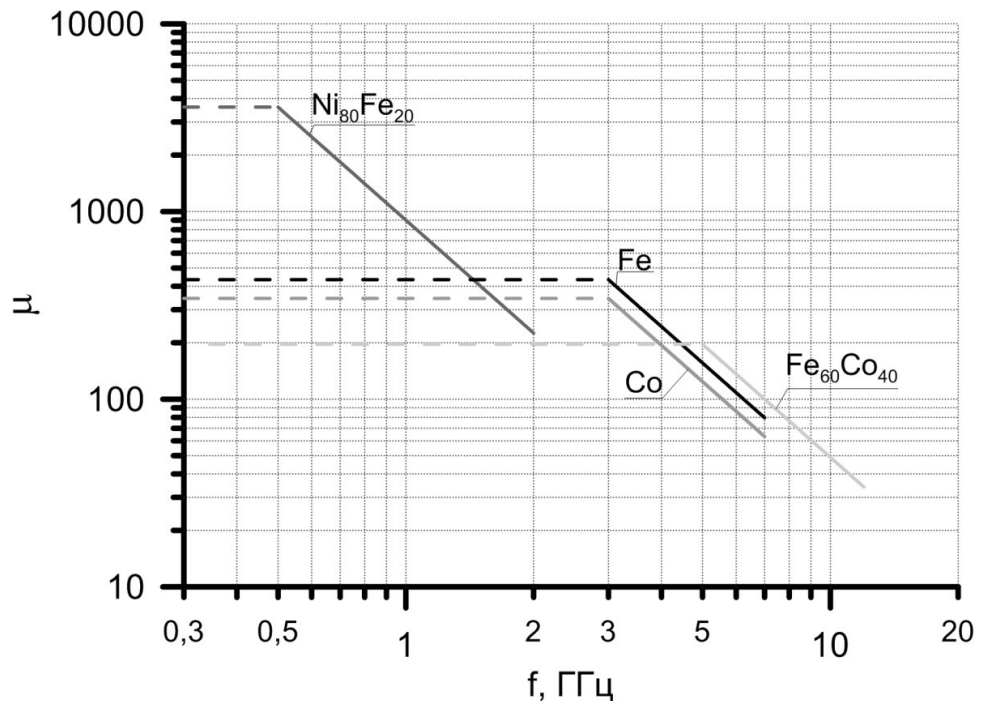


Рисунок 2 – Предельные линии Аше для ферромагнитных металлов и сплавов

Первое описание материалов на основе тонких магнитных пленок (ТМП) появилось в 1970 году, в патенте [44]: в нем представлен новый тип магнитных материалов, способный работать в диапазоне

частот от 10 МГц до 100 ГГц, который представляет собой «упорядоченное множество макроскопических элементов из тонких магнитных пленок, погруженных в изолирующую среду». По сути, это двумерный (далее для сокращения – 2D) композит с плоско-параллельной структурой, представленный многослойными «плитками», упорядоченно выложенными по поверхности и отделенными друг от друга изолятором (рис. 3). В целом патент содержит развернутое описание и во многом закладывает основы нового типа материалов, а именно:

- толщина металлических пленок должна быть меньше толщины скин-слоя на максимальной частоте рабочего диапазона;
- описана возможность оптимизации радиофизических свойств путем подбора характеристик магнитного материала и формы включений, создания искусственной магнитной анизотропии в разрабатываемом композите упорядочением осей магнитной анизотропии;
- учтено влияние на радиочастотный отклик диэлектрической проницаемости;
- предложена оптимизированная методика изготовления многослойных пленок с помощью вакуумного магнетрона, в которой нанесение слоев магнетика и изолятора идет в одном технологическом процессе;
- практически реализованы две технологии получения описываемых структурированных многослойных магнитных материалов: нанесением через маску и химическим травлением, представлены магнитные свойства полученных с их помощью реальных прототипов.

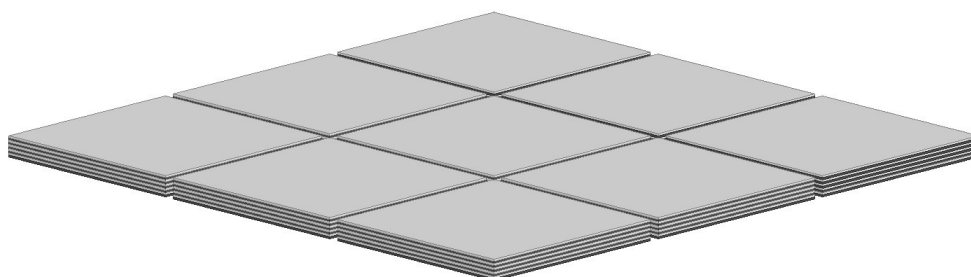


Рисунок 3 – Эскиз 2D композита

Затем следует пауза (обусловленная, судя по всему, тем, что работа в данном направлении шла под грифом “секретно” – это подтверждается тем, что практически все последующие патенты представлены от организаций, связанных с ВПК), и с 90-х годов эта тема открывается вновь в США тем же автором, R. Walser [19, 45], параллельно во Франции исследовательской группой под руководством O. Acher [46, 47]. Постепенно работы по исследованию таких материалов распространяются по всему миру [48]. Кроме того, публикуются патенты, в которых развиваются как 2D материалы [49, 50], так и композиты в классическом трехмерном (здесь и далее - 3D) варианте (рис. 4), представляющие собой случайным образом распределенные в объеме матрицы измельченные осколки однослойных или многослойных магнитных пленок [51, 52].

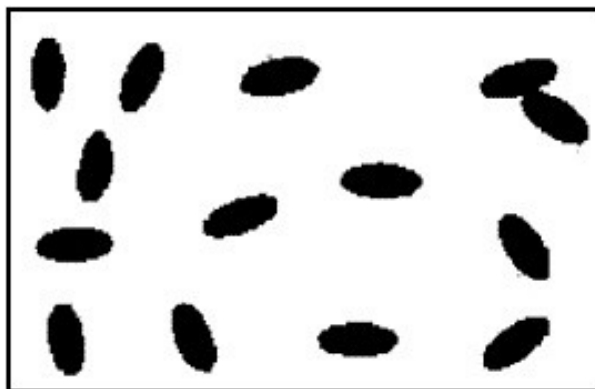


Рисунок 4 – Эскиз 3D композита

Какой из этих вариантов предпочтительней? И тот, и другой имеют свои преимущества и недостатки, поэтому выбор типа композита определяется конкретной задачей. К преимуществам 2D композитов следует отнести, во-первых, более низкий разброс свойств ввиду высокой однородности включений

по форме и по собственной магнитной проницаемости, как следствие, более высокую добротность, во-вторых, за счет разницы в d - более высокие при равном объемном наполнении значения магнитной проницаемости (в 1,5 раза в случае изотропного в плоскости образца и в 3 раза – в случае анизотропного), в-третьих, предельно низкое (для одной и той же формы включений) соотношение диэлектрической и магнитной проницаемостей, ε/μ , что улучшает согласование со свободным пространством и повышает тем самым эффективность взаимодействия излучения с материалом. К недостаткам можно отнести более трудоемкую технологию изготовления (используется вакуумная технология нанесения, ручное изготовление образцов), а также низкое наполнение из-за существенной доли немагнитных компонент (подложка, изолирующие диэлектрические прослойки, клей и т.п.). Исходя из цели разработки материала с максимально возможным значением магнитной проницаемости, воспользуемся выигрышем 2D композитов за счет анизотропии.

Теория композитов, содержащих плоские ферромагнитные включения, достаточно широко представлена в литературе [18, 19, 53], поэтому здесь рассматриваться не будет.

На практике, как правило, требуются материалы толщиной порядка нескольких миллиметров. Между тем, толщина ферромагнитных пленок ограничена – их СВЧ магнитные свойства с увеличением толщины ухудшаются вследствие ряда эффектов [27]: скинирования [43], перехода в «закритическое» состояние (состояние с перпендикулярной магнитной анизотропией) [42, 54, 55], накопления дефектов и вызванного им значительного роста затухания [27]. Поэтому предельная толщина большинства магнитных пленок, как правило, не превышает нескольких сотен нанометров [55, 56]. Соответственно, чтобы набрать требуемую толщину, необходимо напылить сотни и тысячи магнитных слоев.

В литературе имеется большое количество статей по исследованию многослойных тонких магнитных пленок, но практически все рассматриваются для использования в качестве датчиков и имеют относительно небольшое количество слоев (максимум 10 [57]), научных работ других исследовательских групп по разработке и исследованию именно объемных материалов с большим числом слоев не обнаружено.

3. Детали эксперимента

Постановка эксперимента подробно описана в [35]. Пленки ферромагнитного металла нанесены методом магнетронного распыления в вакууме на тонкую 12-мкм лавсановую подложку размером 60×20 см², которая крепится на вращающийся барабан. Толщины слоев магнетика и диэлектрика были определены по электронным фотографиям среза.

СВЧ магнитная проницаемость пленок измерена в коаксиальной линии стандарта 7/3 в диапазоне частот от 0,1 до 18 ГГц [58]. Образцы для измерений представляют собой цилиндрические рулоны, в поперечном сечении соответствующие сечению коаксиальной линии, скрученные из тонких полосок исходной пленки.

Образцы ламинатов сделаны из многослойных пленок, склеенных в стопку под прессом (более подробно можно посмотреть [26]). Объемная концентрация магнетика в образцах ламината p_m варьируется от 5 до 28%.

СВЧ магнитная проницаемость ламинированных образцов измерена в микрополосковой линии и в волноводе сечением 72×34 мм (детали рассмотрены в [24]). Образцы для измерений представляют собой плоские прямоугольники: для микрополосковой ячейки – размером 5×40 мм² и высотой 0,5-0,7 мм, для прямоугольного волновода – размером 5×5 мм² высотой 0,7 мм, упорядоченно выложенные на короткозамыкающей пластине с зазором по обоим направлениям.

Анализ данных строится на изучении зависимости от толщины параметров ФМР, полученных путем аппроксимации частотных зависимостей суммой резонансных кривых Лоренца [59]:

$$\mu(f) = 1 + \sum_j \frac{4\pi\chi_{ст,j}}{1 - i\beta_j(f/f_{p,j}) - (f/f_{p,j})^2}, \quad (3)$$

где $\chi_{ст}$ – статическая магнитная восприимчивость ($\mu_{ст} = 1 + \sum 4\pi\chi_{ст,j}$), β_j – фактор затухания.

Из теории ФМР в тонких пленках с полосовой доменной структурой [31] следует, что максимальные значения магнитной проницаемости достижимы при условии планарной магнитной анизотропии (вектор намагниченности лежит в плоскости пленки) и ограничены законом Аше (2), минимальные – при условии перпендикулярной магнитной анизотропии (вектор намагниченности направлен по нормали к плоскости пленки) и ограничены законом Снука (1) (с множителем 1, а не 2/3). Таким образом, в случае пленок законы Снука и Аше выступают в качестве нижнего и верхнего пределов значений СВЧ магнитной проницаемости тонких пленок на некоторой частоте. Поэтому для оценки экспериментальных

значений СВЧ магнитной проницаемости исследуемых пленок удобно ввести коэффициенты, которые позволяют численно оценить степень приближения к этим пределам – коэффициенты Снука и Аше [27]:

$$k_C = (\mu_{ст} - 1) f_p / (\gamma 4\pi M_0), \quad k_A = (\mu_{ст} - 1) f_p^2 / (\gamma 4\pi M_0)^2. \quad (4)$$

В динамике коэффициентов есть разница: коэффициент Снука при отклонении от перпендикулярной анизотропии растет (соответственно, стремится к единице сверху ($k_C \geq 1$)), коэффициент Аше при отклонении от планарной магнитной анизотропии падает ($k_A \leq 1$).

4. Практические ограничения

4.1. Предельная толщина магнитных слоев

Исследование зависимости статических и динамических магнитных свойств однослойных ферромагнитных пленок от их толщины, проведенное для ряда ферромагнетиков (Fe, Co, пермаллой $Ni_{80}Fe_{20}$ (здесь и далее – Py), промышленный сплав 79НМ, Fe-N (железо, напыленное в вакуумной атмосфере аргона с добавлением азота [35])) показало, что с ростом толщины происходит существенное снижение их динамических магнитных свойств [27, 33, 35]. Толщина пленок варьировалась в широких пределах – от 0,02 до 2 мкм. В основе наблюдаемого ухудшения с ростом толщины пленок их динамических магнитных свойств лежат два физических механизма: первый, характерный для всех пленок – рост фактора затухания β вследствие накопления дефектов в объеме пленки, второй, наблюдаемый для части исследуемых магнетиков – выход вектора намагниченности из плоскости, завершающийся переходом в «закритическое» состояние. В первом случае магнитная структура в целом сохраняется, и снижение динамических магнитных свойств происходит постепенно, во втором случае характер изменений резкий, скачкообразный. В пленках, в которых наблюдаются оба механизма, доминирующим является выход вектора намагниченности из плоскости. Что касается скин-эффекта, его вклад становится заметным начиная с толщины, близкой к толщине скин-слоя [59].

Рассмотрим подробнее, как проявляются эти эффекты.

Выход вектора намагниченности из плоскости пленки

В предположении полосовой доменной структуры выход вектора намагниченности из плоскости пленки (в качестве причин рассматривается влияние магнитоупругого эффекта, усиливающегося с ростом толщины [55, 56]) вызывает снижение частоты ФМР, что ввиду квадратичной зависимости коэффициента Аше от частоты приводит к его существенному падению; два других параметра, амплитуда и параметр затухания, от выхода вектора намагниченности не зависят [31]. С ростом толщины пленок изменяется и их доменная структура, так что для некоторых из них ширина доменов становится сопоставима с толщиной – при этом условии наблюдается падение и амплитуды ФМР [32], коэффициент Аше снижается линейно пропорционально еще ниже.

Рост фактора затухания

Снижение динамических магнитных свойств вследствие роста фактора затухания носит плавный характер: статическая амплитуда и частота резонанса (следовательно, и параметр Аше) неизменны, ухудшение свойств проявляется в снижении частоты отсечки (частоты, начиная с которой величина реальной части магнитной проницаемости отклоняется от максимальной), а также частоты и высоты максимума потерь, как это показано на рисунке 5. Для удобства можно принять в качестве частоты отсечки частоту, при которой значение амплитуды снижается вдвое – в случае высоких значений фактора затухания ($\beta \gg 1$) она совпадает с частотой максимума потерь. В частности, даже при $\beta = 1$ частота, с которой начинается отклонение от максимального значения, более чем вдвое ниже заложенной в формуле Аше частоты резонанса (на графике – 4 ГГц и 10 ГГц), частота отсечки отличается от частоты резонанса на 20%. При $\beta \geq 3$ частота отсечки снижается фактически линейно пропорционально параметру затухания: N-кратному увеличению параметра затухания соответствует N-кратное снижение частоты отсечки и частоты пика потерь. Поскольку формула Аше (2), устанавливающая предельное значение амплитуды, опирается на частоту резонанса, а на практике предельное значение достигается только на частотах до частоты отсечки, наблюдается значимое расхождение в худшую сторону. Если для компенсации такого расхождения увеличивать частоту резонанса с тем, чтобы сдвинуть частоту отсечки до требуемой частоты, то, с учетом того, что в формуле Аше зависимость от частоты квадратичная, соответственно, и амплитуда падает пропорционально квадрату частоты, т.е. достаточно быстро. Таким образом, высокий рост магнитных потерь приводит к тому, что формально - по параметрам ФМР

- материал может соответствовать закону Апе, фактически же значения магнитной проницаемости, близкие к предельному, достигаются на гораздо более низких частотах.

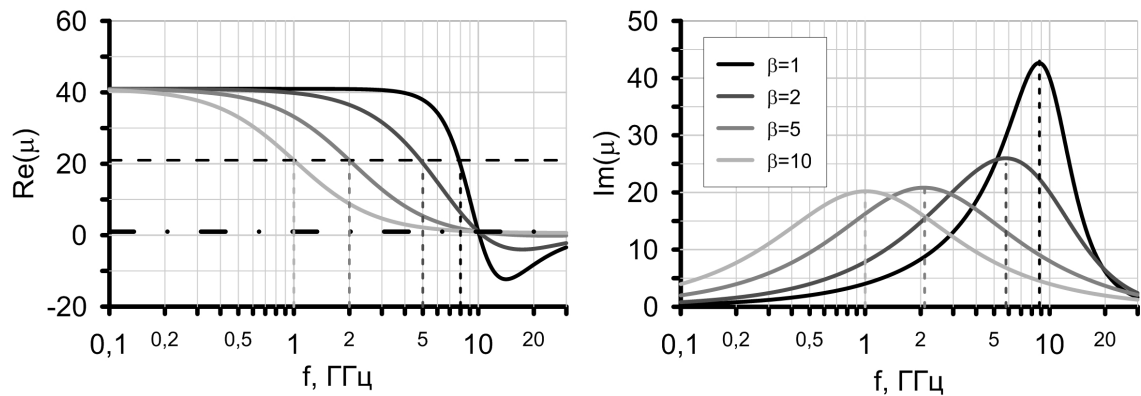


Рисунок 5 – Частотная зависимость реальной (слева) и мнимой (справа) частей магнитной проницаемости при увеличении фактора затухания

Скин-эффект

Из оценок толщины скин-слоя исследуемых магнетиков следует, что она, как правило, выше толщины перехода в закритическое состояние, поэтому в пленках имеет место слабое скинирование. В этом случае вклад вихревых токов приводит к увеличению фактора затухания β [60], так что его эффект аналогичен описанному выше увеличению потерь.

Все описанные эффекты можно увидеть на примере пленок пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, сокращенно Ру): на рисунке 6 представлены частотные зависимости СВЧ магнитной проницаемости пленок разной толщины и зависимость параметров ФМР от толщины, в Таблице 1 – количественные значения параметров. Как видно на графике, по мере роста толщины пленки Ру с 0,08 до 1,76 мкм амплитуда резонанса, дающего основной вклад в коэффициент Апе, падает в 3 раза одним скачком, частота ФМР снижается также в 3 раза, но постепенно (как показано в [61], за счет постепенного выхода вектора намагниченности из плоскости с переходом в «закритическое» состояние между толщинами 0,22 и 0,44 мкм). Как результат, коэффициент Апе падает в итоге в 10 раз.

Снижение за счет роста параметра затухания видно по разнице между частотными зависимостями СВЧ магнитной проницаемости пленок с толщинами 0,08 и 0,22 мкм (см. рис. 6 и табл. 1): если в более высокочастотной пленке толщиной 0,08 мкм максимальное значение реальной части сохраняется вплоть до частоты резонанса и пик потерь имеет максимальное значение на частоте резонанса, то в пленке толщиной 0,22 мкм частота отсечки в 5 раз ниже частоты резонанса, значение пика потерь снизилось в 3 раза и сместилось по частоте в 2 раза. Из таблицы 1 следует, что фактор затухания растет с толщиной как до перехода в закритическое состояние, так и после, но в первом случае наблюдаемый прирост фактора $\Delta\beta_{\text{эксп}}$ (в предположении, что $\beta = \beta_0 + \Delta\beta_{\text{скин}}$, где β_0 – собственный параметр затухания магнетика, $\Delta\beta_{\text{скин}}$ – вклад скин-эффекта) значительно – в разы – превышает вычисленный вклад скинирования (значит, имеет другую природу), тогда как во втором случае, после перехода в закритическое состояние, вполне им описывается. Оценки параметра скинирования, проведенные в [61], подтверждают, что вклад скинирования при толщине пленки ниже толщины перехода в «закритическое» состояние пренебрежимо мал.

Таблица 1 – Зависимость параметров резонанса от толщины пленки пермаллоя

h, мкм	χ	f_p	β	k_A	$\Delta\beta_{\text{скин}}/\Delta\beta_{\text{эксп}}$
0,08	333	1,7	0,28	0,99	0,01 / 0,01
0,22	340	1,1	1,0	0,42	0,09 / 0,73
0,44	130	0,8	0,45	0,2	0,11 / 0,11
0,88	92	0,7	0,7	0,05	0,46 / 0,36
1,76	110	0,6	2,5	0,02	1,8 / 2,16

В [27, 61] показано, что доминирующим источником ухудшения СВЧ магнитной проницаемости в пленках Ру и Со с ростом толщины является переход пленки в «закритическое» состояние (от планарной магнитной анизотропии к перпендикулярной), тогда как в пленках Fe – накопление дефектов и результирующий рост фактора затухания. Такая разница объясняется разницей в знаке

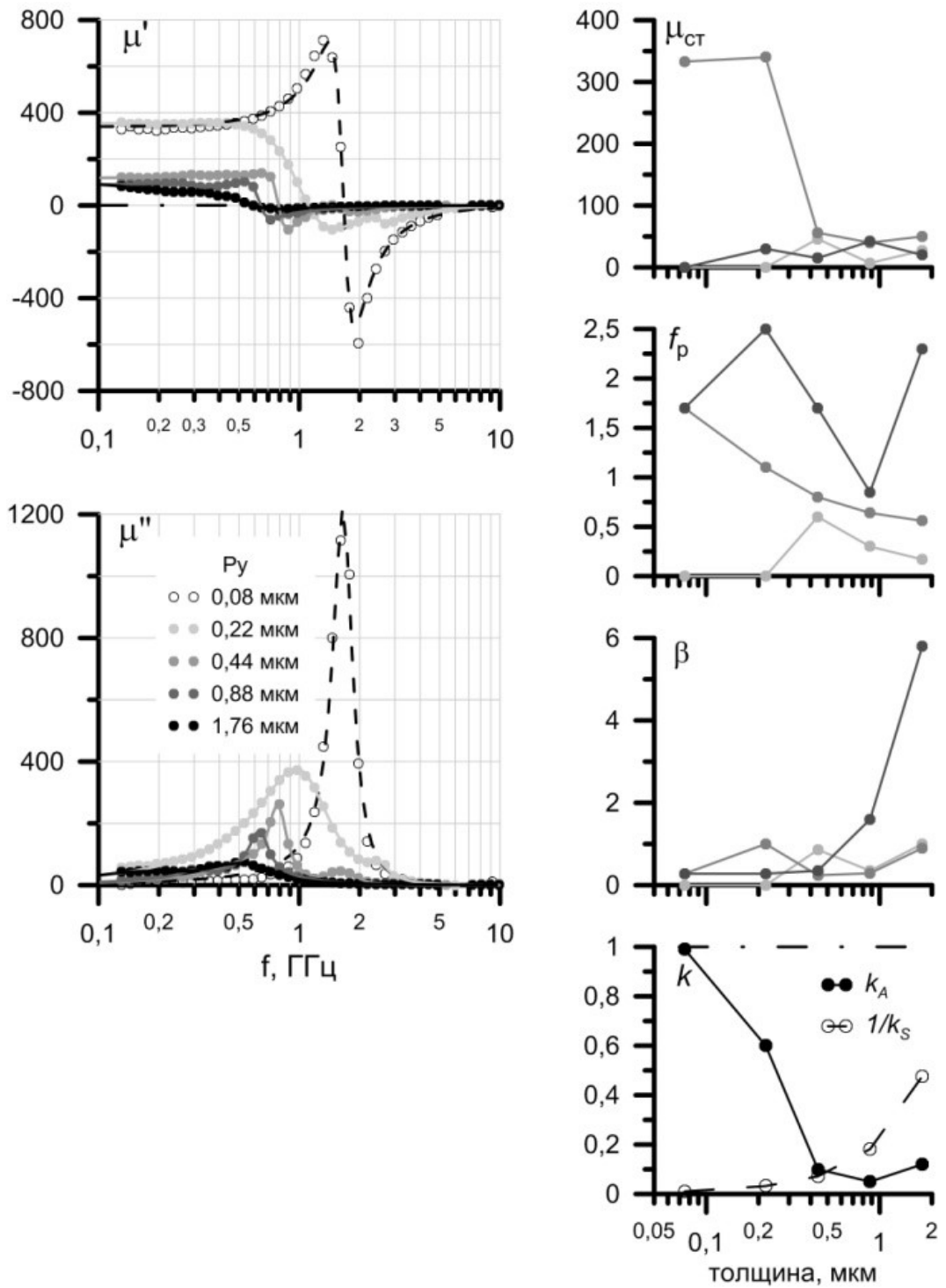


Рисунок 6 – Частотные зависимости собственной магнитной проницаемости пленок Ru разной толщины (слева) и зависимость параметров резонанса от толщины (справа)

коэффициента магнитоотрицательности: согласно [55], переход в закритическое состояние наблюдается в пленках ферромагнетиков с отрицательной магнитоотрицательностью (как Co и Ru [62]) за счет анизотропии, наведенной магнитоупругим эффектом (экспериментальные данные подтверждают, что все указанные ферромагнетики характеризуются заметным магнитоупругим эффектом в пленках [36, 61, 63]).

Есть еще один важный момент, на который необходимо обратить внимание: снижение частоты резонанса (на практике это означает сокращение рабочего диапазона сверху) вследствие выхода вектора намагниченности из плоскости начинается задолго до достижения критической толщины (толщины перехода в закритическое состояние): в частности, для пермаллоя коэффициент Аше k_A снижается вдвое между толщинами 0,08 и 0,22 мкм за счет снижения частоты ФМР, тогда как переход в закритическое состояние происходит между толщинами 0,22 и 0,44 мкм [61]. Похожая картина наблюдается и для пленок Co: коэффициент Аше падает вдвое между толщинами 0,04 и 0,16 мкм, тогда как переход в закритическое состояние происходит между толщинами 0,16 и 0,47 мкм [27]. То есть критическая толщина пленок, определяемая исходя из динамических характеристик, существенно ниже толщины перехода в закритическое состояние, определяемой по статическим характеристикам.

В пленках Fe коэффициент Аше сохраняет свое значение близким к 1 (значит, сохраняется планарная магнитная анизотропия) до толщины 1,6 мкм [27], из чего следует, что статическая магнитная проницаемость сохраняет свое максимальное значение. Но при этом у них низкая добротность уже при минимальных толщинах, поэтому частота отсечки ниже частоты резонанса, в частности, при толщине 0,08 мкм эта разница вдвое больше и дальше с ростом толщины быстро растет. Добротность ФМР может быть увеличена введением добавок в вакуумную атмосферу (например, азота [35]) или в состав мишени.

Из экспериментальных данных для Fe-N (рисунок 7) видно, что, начиная с толщины 0,2 мкм, фактор затухания β быстро растет: при увеличении толщины в 10 раз он увеличивается в 6 раз – с 0,5 до 3. Соответственно, частота отсечки также снижается приблизительно в 6 раз. Описываемые эффекты – снижение частоты отсечки и частоты максимума потерь – можно увидеть на графике для реальной части магнитной проницаемости: несмотря на то, что они сильно заретушированы высокочастотным сдвигом частоты резонанса, обусловленного увеличением внутреннего поля анизотропии, видно, что частота резонанса (пересечение действительной частью единицы) с ростом толщины сдвигается в высокие частоты, тогда как частота отсечки, наоборот, смещается в низкие частоты, так что расхождение между ними быстро увеличивается.

Таким образом, несмотря на то, что в основе снижения СВЧ магнитной проницаемости лежат разные физические явления, предельные толщины рассмотренных ферромагнетиков лежат в одном диапазоне – сотен нанометров. Соответственно, чтобы при толщине немагнитной фазы (подложка, клей, кварцевые прослойки) 10-20 микрон достиг сопоставимого с трехмерными композитами объемного наполнения p (десятые доли), необходимо на одну подложку нанести несколько сотен магнитных слоев.

4.2. Предельное количество слоев

Рост числа слоев на одной подложке ограничен существенным снижением как радиофизических, так и механических (расслоение между слоями или отслоение всей системы слоев от подложки вследствие роста напряжений) свойств системы. Чтобы добиться максимального содержания магнетика, толщина прослойки должна быть минимально возможной; при этом в идеале она должна обеспечивать тройную изоляцию слоев друг от друга – электрическую, магнитную и механическую. При минимально допустимой толщине – толщине, при которой слой диэлектрика можно рассматривать сплошным, более 10 нм – прослойка хорошо выполняет функции диэлектрического изолятора, магнитной же изоляции не обеспечивает. Поэтому такие прослойки позволяют практически полностью избавиться от влияния скинирования, но не снимают магнитного взаимодействия между слоями, что и прослеживается в экспериментах.

На рисунке 8 представлены частотные зависимости магнитной проницаемости многослойных пленок с разным числом слоев (слева) и зависимости параметров ФМР от числа слоев (справа) для многослойных пленок $[200 \text{ нм Fe-N}/200 \text{ нм SiO}_2]_n$ с равными толщинами слоев магнетика и диэлектрика – 200 нм, число слоев $n=1..15$. Как видно, частота резонанса и амплитуда ФМР не изменяются (соответственно, и коэффициент Аше), значит, в магнитных пленках сохраняется оптимальная магнитная структура: плоские домены и планарная магнитная анизотропия. Но при этом заметно растет фактор затухания, в результате чего частота отсечки существенно смещается в область низких частот. Если сравнить с пленками Fe-N равной суммарной толщины (пунктирная кривая на графике $\beta(n)$), то можно увидеть, что рост затухания у них близок, это подтверждает наличие сильной магнитной связи между слоями.

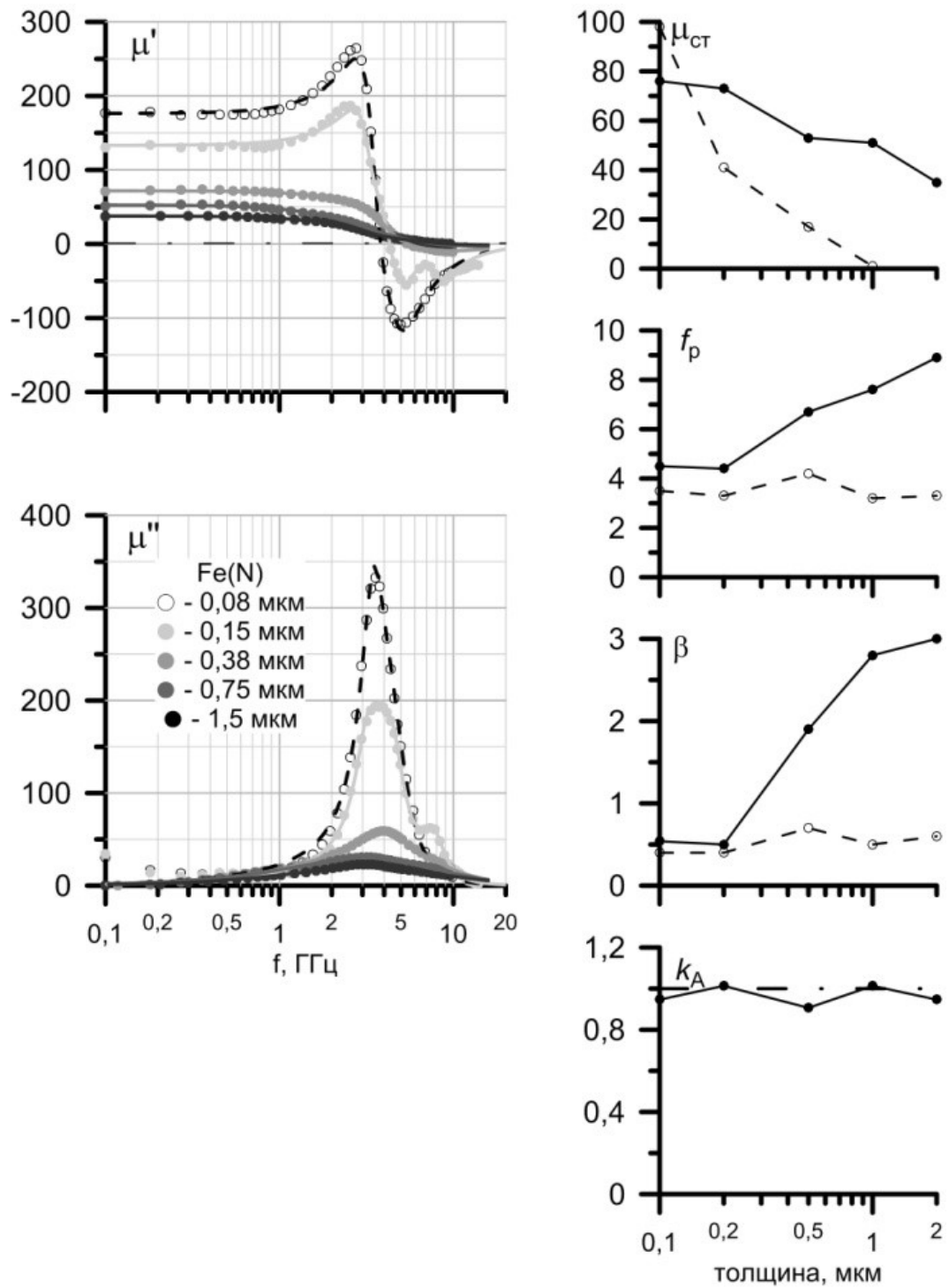


Рисунок 7 – Частотные зависимости собственной магнитной проницаемости пленок Fe-N разной толщины (слева) и зависимость параметров резонанса от толщины (справа)

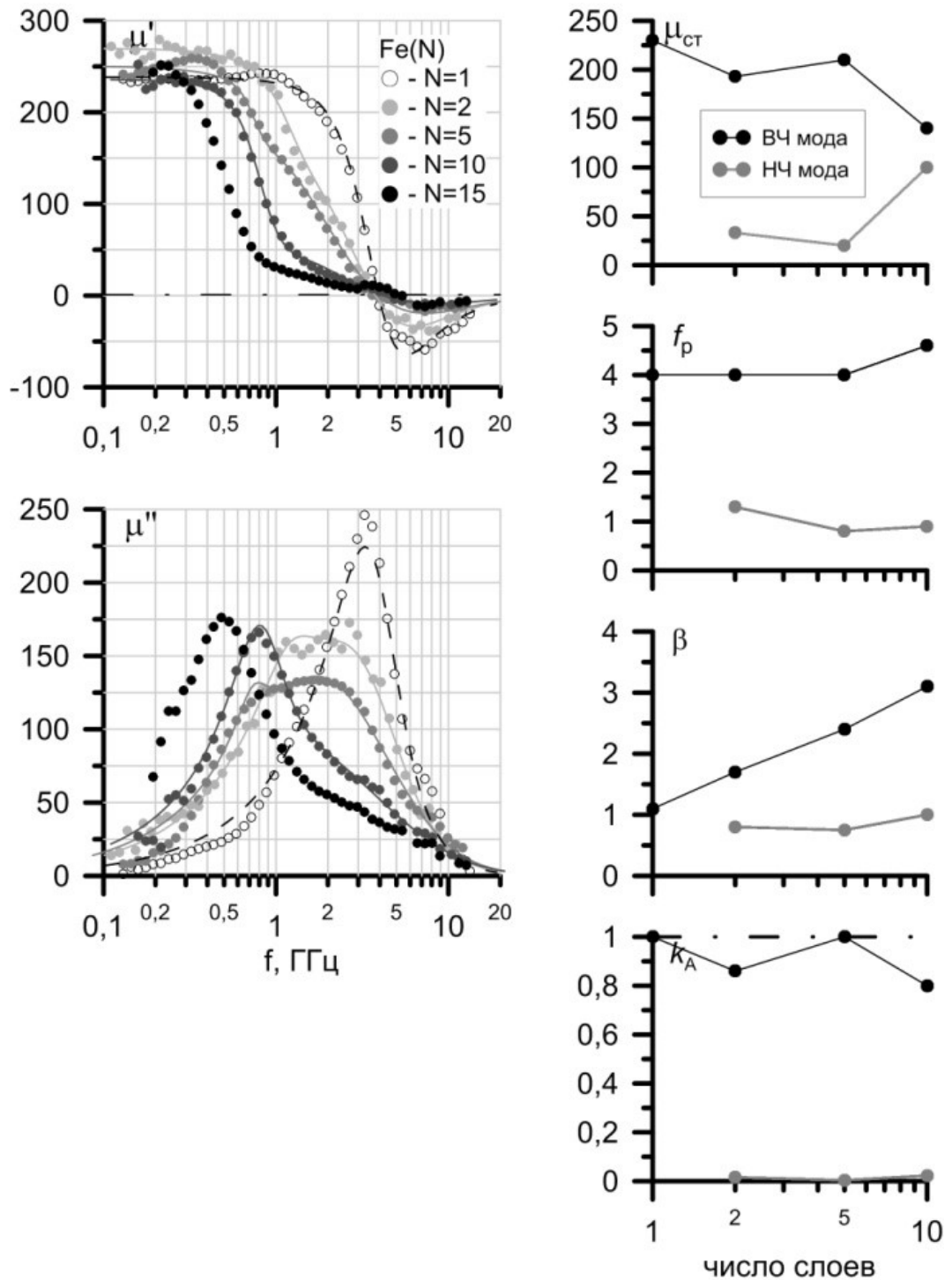


Рисунок 8 – Частотные зависимости магнитной проницаемости пленок Fe-N с разным числом слоев (слева) и зависимость параметров резонанса от числа слоев (справа)

В многослойных пленках пермаллоя $[200 \text{ нм Py}/20 \text{ нм SiO}_2]_n$, $n=1..20$ (рисунок 9), несмотря на снижение толщины прослоек в 10 раз, изменения с ростом числа слоев такие же: планарная анизотропия сохраняется, фактор затухания растет практически линейно пропорционально числу слоев. Таким образом, в пленках с отрицательным знаком магнитострикции, для которых характерен переход в закритическое состояние с ростом толщины, разделение пленок толщиной ниже толщины перехода в закритическое состояние тонкой диэлектрической прослойкой позволяет, несмотря на сильную магнитную связь между слоями, сохранить продольную магнитную анизотропию в пленке; параметр затухания, к сожалению, сохраняет свой кумулятивный рост с числом слоев.

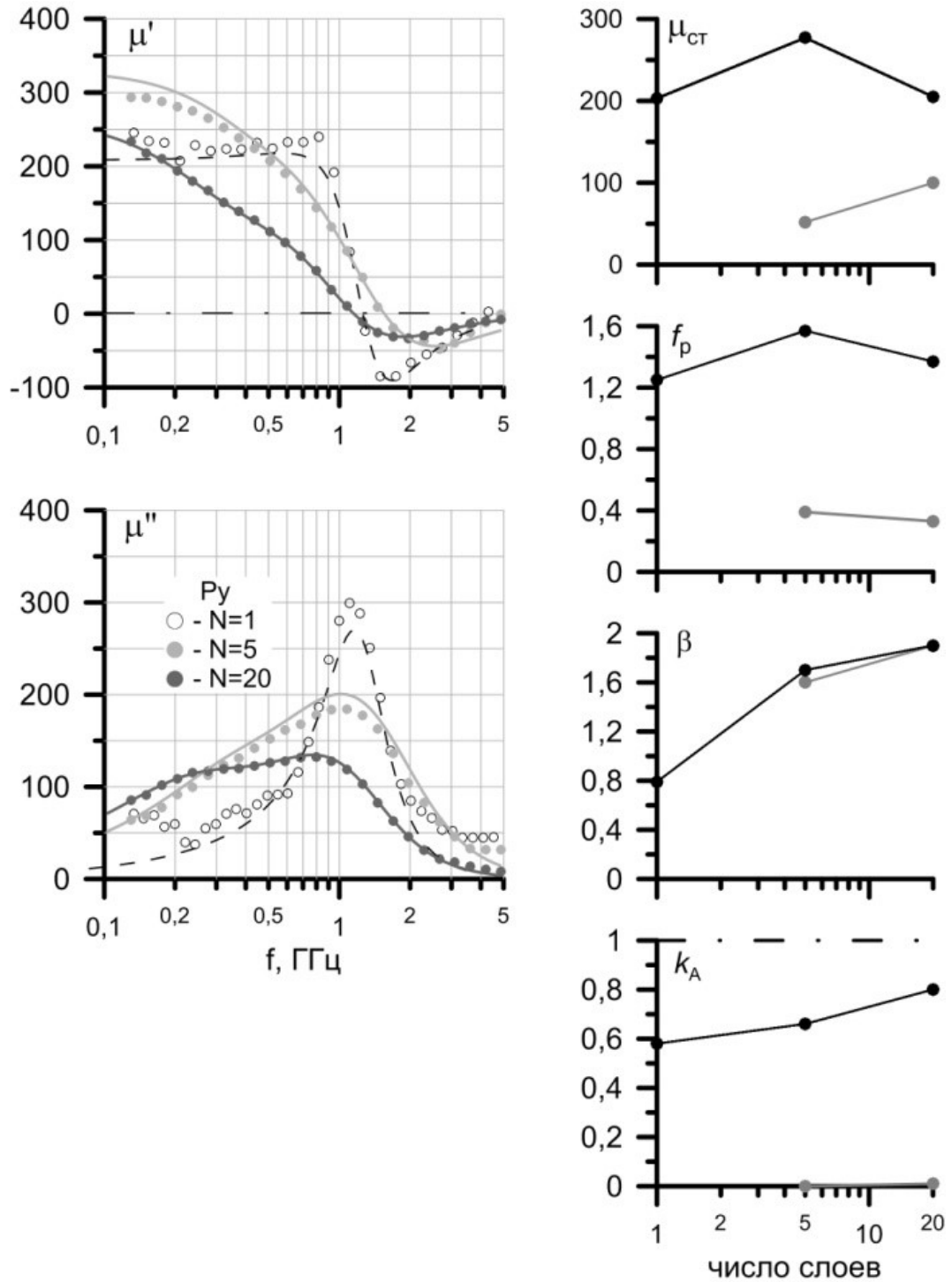


Рисунок 9 – Частотные зависимости магнитной проницаемости пленок Py с разным числом слоев (слева) и зависимость параметров резонанса от числа слоев (справа)

Эффект перехода от однослойных пленок закритической толщины к многослойным пленкам докритической толщины можно увидеть на рисунке 10, где изображены собственные магнитные проницаемости однослойных пленок Py с докритической (0,22 мкм) и закритической (0,44 мкм) толщиной [61]

и многослойной пленки [250 нм Ру/30 нм SiO₂]₂₅. Из графика видно, что в многослойной пленке сохраняются амплитуда и частота ФМР однослойной пленкой такой же толщины, но за счет более высокого фактора затухания происходит существенный сдвиг частоты отсечки – практически в 3 раза, с 1,5 до 0,5. Т.о. многослойка дает выигрыш по амплитуде (как минимум 2-кратный, см. рис. 7 и 10), но проигрыш по частоте отсечки.

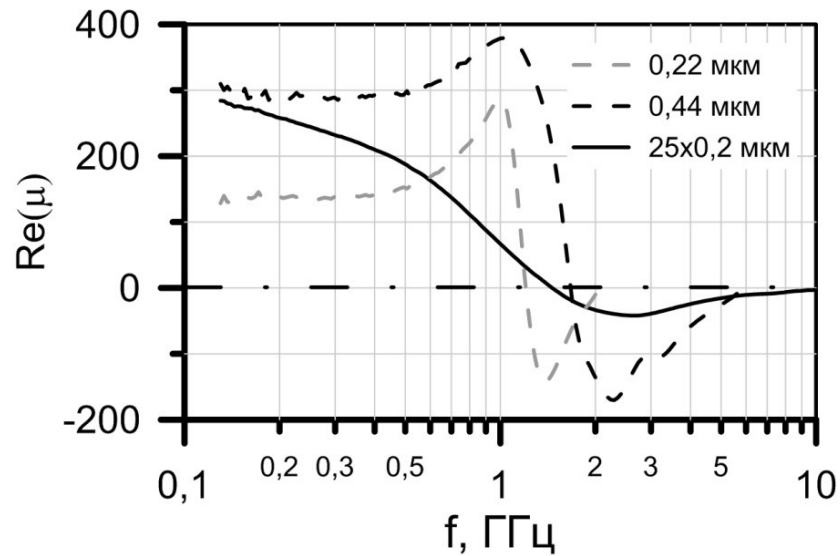


Рисунок 10 – Частотные зависимости действительной части собственной магнитной проницаемости пленок Ру: однослойных с толщиной ниже и выше толщины перехода в закритическое состояние (0,22 и 0,44 мкм) и многослойки (25 × 0,2 мкм)

Рисунок 11 демонстрирует еще один пример практического применения многослойных пленок: на рисунке представлены частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости ламинатов на основе Ру – однослойной пленки толщиной 1,72 мкм и многослойной пленки [250 нм Ру/30 нм SiO₂]₂₅. В данном случае получен 3-кратный выигрыш по амплитуде. Плотность такого ламината $\rho = 2,8 \text{ г/см}^3$, объемное содержание магнетика $p_m = 0,23$ (низкая плотность и высокое содержание магнетика также являются преимуществом данного материала).

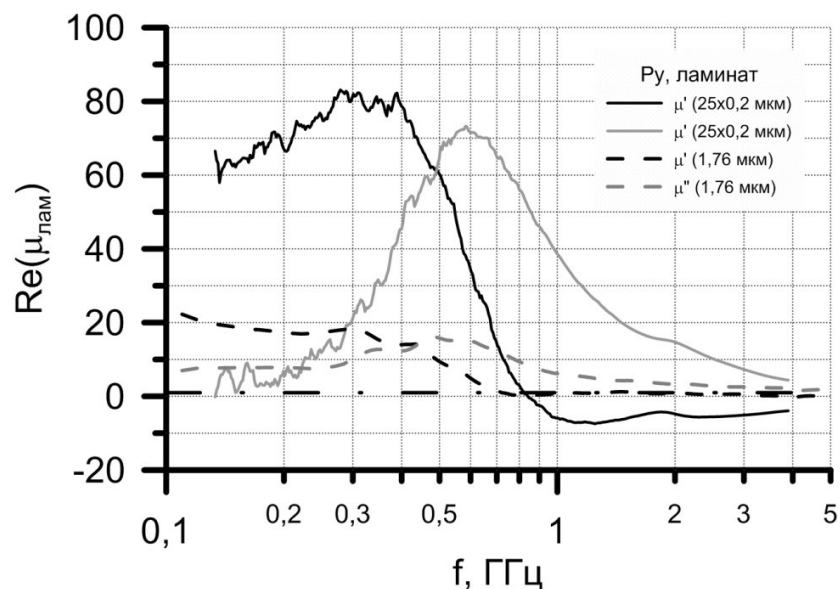


Рисунок 11 – Частотные зависимости магнитной проницаемости ламинатов на основе однослойных и многослойных пленок Ру

Можно ли остановить или снизить рост фактора затухания, чтобы повысить число слоев на одной подложке? Одно из возможных решений подсказала геометрия образцов для измерений – в виде скрутки, в которой слои отделены друг от друга подложкой толщиной 10-20 мкм: такой слой обеспечивает искомое магнитное разделение, минимизируя потери. Соответственно, нужно найти такую

толщину прослойки SiO_2 (назовем ее «разделяющей») в диапазоне от 20 нм до 10 мкм, которая бы обеспечивала необходимый уровень магнитного разделения оптимизированных многослойных пленок.

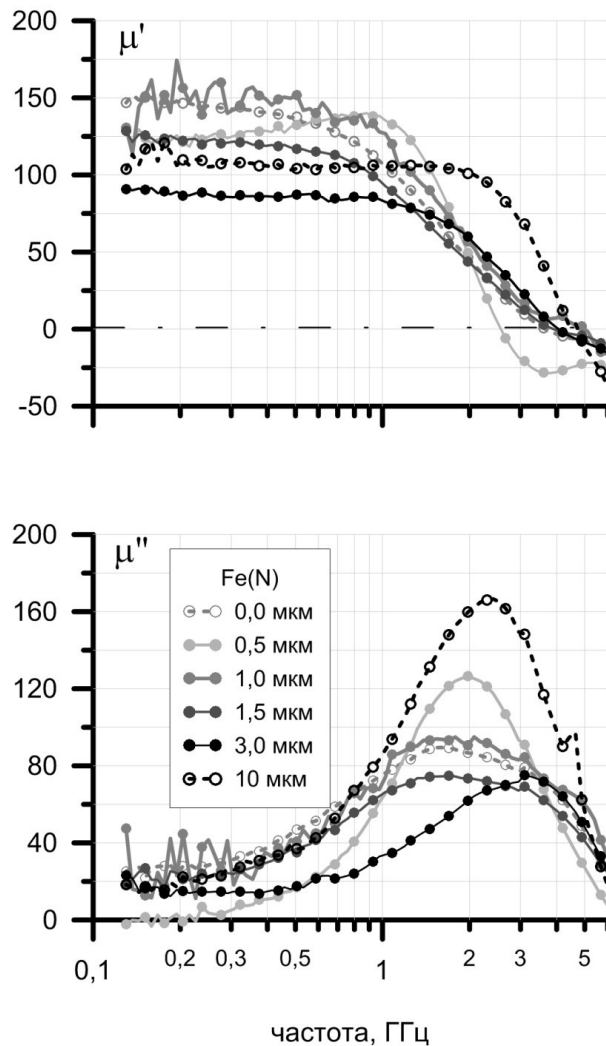


Рисунок 12 – Частотные зависимости собственной магнитной проницаемости магнетика многослоев на основе Fe с разделяющим слоем SiO_2

На рисунке 12 приведены результаты такого эксперимента для Fe: толщина слоя SiO_2 между двумя оптимизированными многослойными пленками $[70 \text{ нм Fe}/30 \text{ нм SiO}_2]_5$ меняется от 0,5 до 3 мкм. Из графика видно, что в данном случае оптимальная толщина разделяющего слоя составляет 0,5 мкм. Дальнейшие эксперименты показали, что в общем случае, в зависимости от магнетика и числа слоев, эта величина варьируется в пределах от 0,5 до 2 мкм. Это практически на порядок меньше толщины подложки и, соответственно, позволяет повысить удельное количество магнитных слоев на подложке и получить тем самым более высокое объемное содержание магнетика в ламинате. В частности, на рисунке 13 представлены частотные зависимости собственной магнитной проницаемости ферромагнетика $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{40}$ в многослойных пленках с разным числом оптимизированных по фактору затухания многослойных пленок $[[70 \text{ нм Fe}_{60}\text{Co}_{40}/30 \text{ нм SiO}_2]_{15}/1200 \text{ нм SiO}_2]_m$, где $m = 2..4$, нанесенных с обеих сторон полимерной подложки. Видно, что она в пределах ошибки измерения остается неизменной, что подтверждает эффективность предлагаемого подхода. На следующем графике, рисунке 14, показана эффективная магнитная проницаемость ламината на основе такой многослойной пленки с максимальным числом слоев на обеих сторонах подложки ($m = 4$): суммарная толщина магнетика на одной подложке составляет 8,4 мкм, объемное содержание в ламинате $p_m = 0,25$, что уже сопоставимо с объемным содержанием наполнителя в 3D композитах. Дальнейшее увеличение количества оптимизированных многослоев на одной подложке по такой схеме – через разделяющий слой SiO_2 – упирается в механические свойства такой системы: ввиду значительной суммарной толщины кварцевых слоев пленка становится ломкой, так что с ней становится трудно работать (наматывать на барабан для нанесения со второй стороны подложки, манипулировать при изготовлении объемных образцов).

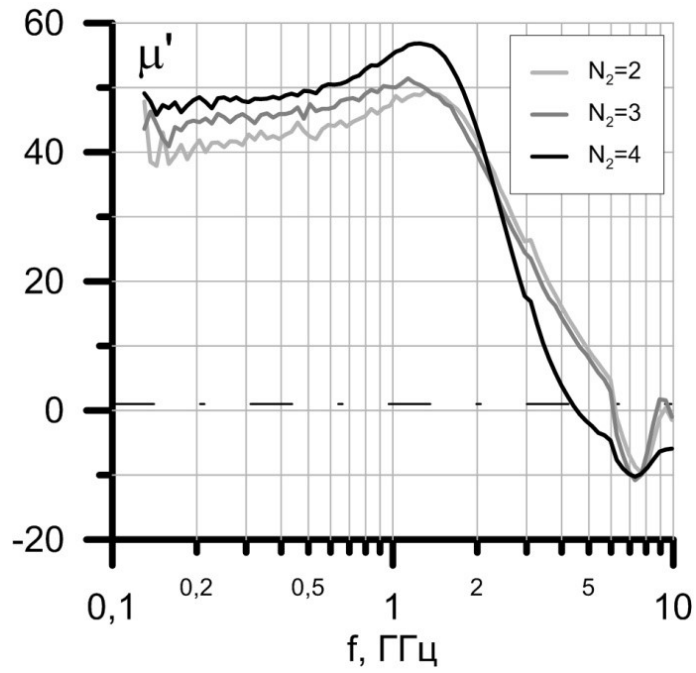


Рисунок 13 – Частотные зависимости собственной магнитной проницаемости магнетика многослоек на основе FeCo с разделяющим слоем SiO_2

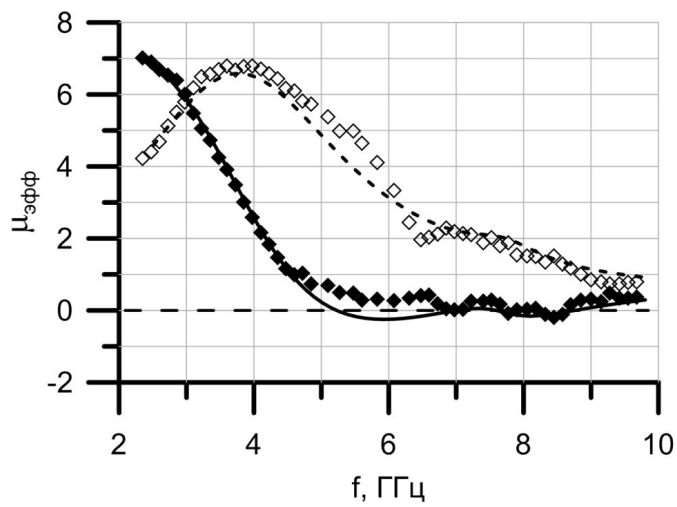


Рисунок 14 – Частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости ламинатов на основе многослоек FeCo с разделяющими слоями SiO_2

5. Заключение

В статье рассмотрены теоретические и практические аспекты создания объемных ламинированных магнитных материалов на основе тонких ферромагнитных пленок, нанесенных на полимерную подложку, магнитная проницаемость которых близка к пределу Аше.

Анализ закона Аше (2) показал ряд его существенных особенностей: во-первых, подчиняются закону Аше магнетики с определенной магнитной структурой, отклонение от которой ведет к снижению предельных значений; во-вторых, в (2) пределы наложены на статическую магнитную проницаемость (т.е. низкочастотный предел) и частоту резонанса, тогда как с практической точки зрения актуальны максимальное значение магнитной проницаемости, которое совпадает со статической магнитной проницаемостью, и частота отсечки, которая вследствие высоких значений фактора затухания может быть существенно – в разы – ниже частоты резонанса. В исследованных однослойных магнитных пленках с ростом толщины имеют место оба эффекта – и отклонение от оптимальной магнитной структуры, и рост потерь, что приводит к достаточно сильному ограничению по толщине: предельные толщины ферромагнитных пленок находятся в диапазоне от 20 до 200 нм.

Что касается многослойных пленок, то при нанесении магнитных слоев толщиной ниже предельной они характеризуются, с одной стороны, оптимальной магнитной структурой однослойной пленки, как если бы они росли независимо, с другой, фактором затухания, близким по величине и скорости роста к пленке суммарной толщины, как если бы между ними была сильная связь. Суммарное количество слоев магнетика на подложке, которое и определяет его объемное содержание, ограничивается этим ростом фактора затухания. Частично решить эту проблему можно введением разделяющих слоев SiO_2 , толщина которых много выше толщины прослойки, но много ниже толщины полимерной подложки. Но и эта мера, в свою очередь, наталкивается на ограничение, связанное с критическим снижением механических свойств пленки.

Весь проведенный объем исследований позволил создать образцы ламинированных 2D материалов с высоким объемным содержанием магнетика, близким к объемному содержанию 3D композитов, и уникально высокими значениями магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне, близкими к предельным.

Список литературы

- [1] Huitema L., Reveyrand T., Mattei J.-L., Arnaud E., Decroze C., Monediere T. Frequency Tunable Antenna Using a Magneto-Dielectric Material for DVB-H Application // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* — 2013. — Vol. 61. — No. 9. — P. 4456.
- [2] Karilainen A.; Ikonen P. T.; Simovski C.; Tretyakov S. Competing Choosing Dielectric or Magnetic Material to Optimize the Bandwidth of Miniaturized Resonant Antennas // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* — 2011. — Vol. 59. — No. 11 — P. 3991.
- [3] Stergiou C., Eleftheriou E., Zaspalis V. Enhancement of the near-field UHF RFID with ferrite substrates // *IEEE Trans. Mag.* — 2012. — Vol. 48. — P. 1497.
- [4] Ramprecht J., Sjoberg D. Biased Magnetic Materials in RAM Applications // *Physical Review B.* — 2007. — Vol. 75. — P. 85.
- [5] Wu H., Gardner D.S., Xu W., Yu H.B. Integrated RF On-Chip Inductors With Patterned Co-Zr-Ta-B Films // *IEEE Trans. Magn.* — 2012. — Vol. 48. — P. 4123.
- [6] Yamaguchi M., Baba M., Arai K.I. Sandwich-Type Ferromagnetic RF Integrated Inductor // *IEEE Trans. Microw. Theor. Technol.* — 2001. — Vol. 49. — No. 12. — P. 2331.
- [7] Seemann K., Leiste H., Bekker V. A New Generation of CMOS-Compatible High Frequency Micro-Inductors with Ferromagnetic Cores: Theory, Fabrication and Characterization // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2006. — Vol. 302. — P. 312.
- [8] Sohn J., Han S.H., Yamaguchi M., Lim S.H. Tunable electromagnetic noise suppressor integrated with a magnetic thin film // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89. — P. 103501.
- [9] Розанов К. Н., Старостенко С. Н. Влияние дисперсии магнитной проницаемости на широкополосность магнитных радиопоглотителей // *Радиотехн. и эл.* — 2003. — Т. 48. — № 6. — С. 715.
- [10] Kurlyandskaya G.V., García-Arribas A., Fernández E., Svalov A.V. Nanostructured Magnetoimpedance Multilayers // *IEEE Trans. Magn.* — 2012. — Vol. 48. — No. 4. — P. 1375.
- [11] Komogortsev S.V., Vazhenina I.G., Kleshnina S.A., Iskhakov R.S., Lepalovskij V.N., Pasyukova A.A., Svalov A.V. Advanced characterization of FeNi-based films for the development of magnetic field sensors

- with tailored functional parameters // *Sensors*. — 2022. — Vol. 22. — No. 9. — P. 3324.
- [12] Koledintseva M.Y., Khilkevich V.V., Razmadze A.G., Gafarov A.G., De S., Drewniak J.L. Evaluation of absorptive properties and permeability of thin sheet magneto-dielectric materials // *IEEE Antennas Propagat. Magn.* — 2012. — Vol. 324. — No. 21. — P. 3389.
- [13] Erkmen F., Chen C., Volakis J.L. UWB Magneto-Dielectric Ground Plane for Low-Profile Antenna Applications // *IEEE Antennas Propagat. Magn.* — 2008. — Vol. 50. — No. 4. — P. 211.
- [14] Acher O. Microwave Magnetic Materials: from Ferrites to Metamaterials // *CLEFS CEA*. — 2007-2008. — No. 56. — P. 19.
- [15] Bresniker K.M., Singhal S., Williams R.S. Adapting to Thrive in a New Economy of Memory Abundance // *IEEE Computer* — 2015. — Vol. 48. — No. 12. — P. 44.
- [16] Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ: Учеб. для вузов по спец. «Электронные приборы и устройства» // М.: Высш. шк. — 1990.
- [17] Rozanov K.N. Ultimate Thickness to Bandwidth Ratio of Radar Absorbers // *IEEE Trans. on Antenn. and Propag.* — 2000. — Vol. 48. — No. 8. — P. 1230.
- [18] Perrin G., Acher O., Peuzin J.C., Vucadinovich N. Variations of the anisotropy energy versus sputtering gas pressure in ferromagnetic thin films: A magneto-elastic effect // *J. Magn. Magn. Mater.* — 1996. — Vol. 157/158. — P. 289.
- [19] Walser R.M., Win W., Valanju P.M. Shape-optimized ferromagnetic particles with maximum theoretical microwave susceptibility // *IEEE Trans. Magn.* — 1998. — Vol. 34. — No. 4. — P. 1390.
- [20] Adenot A.L., Acher O., Taffary T., Longuet L. Sum rules on the dynamic permeability of hexagonal ferrites // *J. Appl. Phys.* — 2002. — Vol. 91. — P. 7601.
- [21] Torrejon J., Adenot-Engelvin A.-L., Bertin F., Dubuget V., Acher O., Vazquez M. Sum rules and figures-of-merit on the microwave permeability of nanocrystalline microwires // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2009. — Vol. 321. — No. 10. — P. 1227.
- [22] Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Osipov A.V., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Starostenko S.N. Microwave permeability of laminates with thin Fe-based films // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2004. — Vol. 272-276. — P. 2208.
- [23] Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Osipov A.V., Petrov D.A., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A. Laminates of multi-layered Fe films for microwave applications // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2007. — Vol. 315. — No. 2. — P. e813.
- [24] Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Петров Д.А., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Седова М.В., Старостенко С.Н., Якубов И.Т. Свойства слоистых структур на основе тонких ферромагнитных пленок // *Радиотехника и электроника* — 2009. — Т. 54. — № 5. — С. 625.
- [25] Lagarkov A.N., Rozanov K.N. High-frequency behavior of magnetic composites // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2009. — Vol. 321. — No. 14. — P. 2082.
- [26] Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Osipov A.V., Maklakov S.A., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Starostenko S. N. A laminate of ferromagnetic films with high effective permeability at high frequencies // *AIP Advances*. — 2014. — Vol. 4. — No. 10. — P. 107143.
- [27] Bobrovskii S.Y., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Osipov A.V., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Petrov D.A., Zezyulina P.A.. Variation of Microwave Magnetic Properties for Thin Films of Ferromagnetic Metals with the Film Thickness // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2018. — Vol. 459. — P. 20.
- [28] Acher O., S. Dubourg. Generalization of Snoek's law to ferromagnetic films and composites // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 77. — P. 104440.
- [29] Rozanov K.N., Koledintseva M.Y., Yelsukov E.P. A laminate of ferromagnetic films with high effective permeability at high frequencies // *Composites and Their Properties*, Edited by Ning Hu, InTech. — 2012. — P. 331.
- [30] Bobrovskii S.Y., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Osipov A.V., Rozanov K.N. Adjustable Microwave Magnetic Spectra of Metamaterials Based on Ferromagnetic Film Laminate // *IEEE Trans. Magn.* — 2017. — Vol. 53. — No. 10. — P. 2800906.
- [31] Buznikov N.A., Rakhmanov A.L., Rozanov K.N. The effect of stripe domain structure on dynamic permeability of thin ferromagnetic films with out-of-plane uniaxial anisotropy // *IEEE Trans. Magn.* —

2002. — Vol. 38. — No. 5. — P. 3123.
- [32] Buznikov N.A., Rozanov K.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Osipov A.V., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Petrov D.A., Zezyulina P.A. The effect of stripe domain structure on dynamic permeability of thin ferromagnetic films with out-of-plane uniaxial anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2005. — Vol. 285. — No. 3. — P. 314.
- [33] Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И. Т Ламинированный магнитный материал для высоких частот на основе пермаллоя // II Всероссийская Микроволновая конференция. Доклады. Москва: ИРЭ РАН. — 2014. — С. 107.
- [34] Jayasekara W.P., Bain J.A., Kryder M.H. High frequency permeability of NiFe and FeAlN // *IEEE Trans. Magn.* — 1998. — Vol. 34. — No. 4. — P. 1438.
- [35] Lagarkov A.N., Iakubov I.T., Ryzhikov I.A., Rozanov K.N., Perov N.S., Elsukov E.P., Maklakov S.A., Osipov A.V., Sedova M.V., Getman A.M., Ul'yanov A.L. Fe-N films: Morphology, static and dynamic magnetic properties // *Physica B: Condens. Matter.* — 2007. — Vol. 394. — No. 2. — P. 159.
- [36] Maklakov S.S., Maklakov S.A., Ryzhikov I.A., Rozanov K.N., Osipov A.V. Thin Co films with tunable ferromagnetic resonance frequency // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2012. — Vol. 324. — No. 13. — P. 2108.
- [37] Wang S.X., Sun N.X., Yamaguchi M., Yabukami S. Properties of a new soft magnetic material // *Nature.* — 2000. — Vol. 407. — P. 150.
- [38] Liu L., Kong L.B., Lin G. Q., Matitsine S., Deng C.R. Microwave Permeability of Ferromagnetic Microwires Composites/Metamaterials and Potential Applications // *IEEE Trans. Magn.* — 2008. — Vol. 44. — P. 3119.
- [39] Queste S., Damiani D., Guillet F., Acher O., Soret J.C. Dynamic permeability of ferromagnetic thin films deposited on moving substrate by magnetron sputtering // *Annual Meeting on Health, Sci. and Technol.*, 20–21 May 2003, Tours, France. — 2003. — P. 3.
- [40] Queste S., Dubourg S., Acher O., Barholz K.U., Mattheis R.. Exchange bias anisotropy on the dynamic permeability of thin NiFe layers // *J. Appl. Phys.* — 2004. — Vol. 95. — P. 6873.
- [41] Acher O., Queste S., Barholz K.-U., Mattheis R. High-frequency permeability of thin NiFe/IrMn layers // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 93. — P. 6668.
- [42] Youssef J.B., Vukadinovic N., Billet D., Labrune M. Thickness-Dependent Magnetic Excitations in Permalloy Films with Nonuniform Magnetization // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 174402.
- [43] Riet van de E., Roozeboom F. Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Vol. 81. — P. 350.
- [44] Walser R.M., Hach R.J. // Patent US 350047. — 1970-11-10.
- [45] Walser R.M., Valanju A. P. GHz ferromagnetic resonances in laminated microscale objects (abstract) // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Vol. 81. — P. 5169.
- [46] Acher O., Jacquart P.M., Fontaine J.M., Baclet P., Perrin G. High impedance anisotropic composites manufactured from ferromagnetic thin films for microwave applications // *IEEE Trans.* — 1994. — Vol. MAG-30. — No. 6. — P. 4533.
- [47] Acher O., Adenot A.L., Lubrano F., Duverger F. Low density artificial microwave magnetic composites // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Vol. 85. — No. 8. — P. 4639.
- [48] Martina J.I., Nogues J., Liuc K., Vicent J.L., Schuller I.K. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2003. — Vol. 256. —P. 449.
- [49] Miltenberger B., Sajer J.-M. // Patent EP 0308334. — 1989-03-22.
- [50] Fontaine J.-M., Varoquaux A. // Patent WO 9108577. — 1991-06-13.
- [51] Kumurdjian P. // Patent FR 2655997. — 1991-06-21.
- [52] Hubbard R.N., Duhl M.L. // Patent US 6033782. — 2000-03-07.
- [53] Ramprasad R., Zurcher P., Petras M., Miller M., Renaud P. Fundamental Limits of Soft Magnetic Particle Composites for High Frequency Applications // *Phys. Stat. Sol. (b).* — 2002. — Vol. 233. —No. 1 — P. 31.
- [54] Sugita Y., Fujiwara H., Sato T. Critical Thickness and Perpendicular Anisotropy of Evaporated Permalloy Films with Stripe Domains // *Appl. Phys. Lett.* — 1967. — Vol. 10. —No. 8 — P. 229.

- [55] Svalov A.V., Aseginolaz I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J.M., Alonso J., Kurlyandskaya G.V. Structure and Magnetic Properties of Thin Permalloy Films Near the “Transcritical” State // IEEE Trans. Magn. — 2010. — Vol. 46. — No. 2 — P. 333.
- [56] Сорокин А.Н., Свалов А.В., Васильковский В.О., Савин П.А., Курляндская Г.В. // Patent RU 2572921 (C2). — 20.01.2016
- [57] Бузников Н.А., Свалов А.В., Курляндская Г.В. Влияние параметров многослойных пленочных структур на основе пермаллоя на чувствительность эффекта магнитного импеданса // Физика металлов и металловедение. — 2021. — Т. 122. — № 3 — P. 241.
- [58] Розанов К.Н., Симонов Н.А., Осипов А.В. Измерение СВЧ магнитной проницаемости пленок // Радиотехника и электроника — 2002. — Т. 47. — № 2. — С. 210.
- [59] Rozanov K.N., Koledintseva M.Y. Application of generalized Snoek’s law over a finite frequency range: A case study // J. Appl. Phys. — 2016. — Vol. 119. — 073901.
- [60] Осипов А.В., Маклаков С.А., Маклаков С.С., Розанов К.Н., Ширяев А.О. Учет влияния скин-эффекта на СВЧ магнитную проницаемость // Тезисы Двадцатой четвертой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН, 15 – 19 мая 2023 года. - С. 31.
- [61] Zezulina P.A., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Naboko A.S., Osipov A.V., Petrov D.A., Rozanov K.N. The effect of the perpendicular anisotropy and eddy currents on the microwave performance of single-layer and multi-layer permalloy films // IEEE Mag. Let. — 2016. — Vol. 7. — 3705804.
- [62] H.P.J. Wijn (Ed.). Magnetic Properties of Metals: D-elements, Alloys, and Compounds. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. — 1991.
- [63] Лагарьков А.Н., Кашуркин О.Ю., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И.Т. Влияние магнитоупругого эффекта на СВЧ магнитные свойства тонких пленок Fe-N // Радиотехника и электроника. — 2012. — Т. 57. — № 4. — С. 441.

LAMINATED NANOMATERIALS FOR MICROWAVES: FEATURES AND LIMITATIONS

A.V Osipov^{*1}, S.Yu. Bobrovsky¹, P.A. Zezulina¹, A.N. Lagarkov¹, S.A. Maklakov¹,
S.S. Maklakov¹, D.A. Petrov¹, K.N. Rozanov¹, I.A. Ryzhikov¹, A.O. Shiryaev¹

¹ Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

* avosipov@mail.ru

Abstract

Many problems of microwave technology needs bulk materials with the highest possible values of permeability at microwaves. It is known that these values are achievable with use of thin ferromagnetic films. The article presents an overview of the results obtained during the development of a new type of composite materials - laminates of multilayer thin ferromagnetic films deposited onto a polymer substrate; theoretical assessments of their application and limitations found under study are considered, the current state of affairs and development prospects are assessed.

Key words: microwave measurements, magnetic materials, thin films, microwave permeability, ferromagnetic resonance