

## СЕКЦИЯ 8. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

<b>Применение метода усреднения для расчета распространения волн через многослойные структуры с граничными условиями импедансного типа</b> И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов .....	3
<b>Оптическая литография без маски (обзор)</b> Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова .....	7
<b>Построение динамики электромагнитного поля и динамики частиц из единого лагранжиана</b> В.А. Винокуров.....	11
<b>Нелинейная прецессия намагниченности в условиях ориентационного перехода при несимметричном возбуждении</b> В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов .....	12
<b>Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой плёнке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания</b> С.А. Вяткина, Р.К. Бабичев, В.Н. Иванов .....	16
<b>Сравнение 2.5d и 3d программных комплексов для расчета электронных пушек однолучевых клистронных усилителей</b> К.А. Зайцев, Д.С. Сидоров, В.Е. Родякин, В.М. Пикунов .....	20
<b>Композитный материал с применением электромагнитного кристалла</b> И.С. Зотов, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, А.А. Федий .....	22
<b>Магнитостатические волны в ферритовой пластине с одноосной анизотропией в условиях ориентационного перехода</b> В.И. Зубков, В.И. Щеглов.....	24
<b>Конвертер микроволн в постоянный ток для беспроводной передачи энергии в диапазоне 10 ГГц</b> К.В. Иванов .....	28
<b>Нелинейная динамика электронных потоков в плоском реверсе магнитного поля</b> Г.М. Казарян, М.А. Магтесян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин .....	30
<b>Нелинейные динамические процессы в мощных поперечно-волновых устройствах СВЧ</b> Г.М. Казарян, М.А. Магтесян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин .....	34
<b>Возбуждение рабочей моды в устройствах связи с быстрой циклотронной волной электронного потока</b> Г.М. Казарян, В.Л. Саввин, А.Г. Фофанов.....	36
<b>Резонансные эффекты и обменное взаимодействие в электронно-позитронном веществе</b> В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин .....	38
<b>Особенности распространения электромагнитной волны в метаматериале, состоящем из диполей-ротаторов</b> В.Н. Корниенко.....	42
<b>Импульсные последовательности с равномерной автокорреляцией</b> А.Н. Леухин.....	46

<b>Фундаментальные границы спектра волн, распространяющихся в неоднородной многослойной металлодиэлектрической среде</b> Б.А. Мурмужев, Р.Н. Денисюк.....	51
<b>Численная модель инжектора электронов для ЛБВ на ПСР с учетом тепловых скоростей электронов на катоде</b> В.М. Пикунов.....	55
<b>Магнитная фокусирующая система многолучевого клистронного усилителя</b> Д.С. Сидоров, К.А. Зайцев, С.В. Козлов, В.М. Пикунов.....	59
<b>Сравнительный анализ режимов самовозбуждения и устойчивой генерации в двухсекционном релятивистском дифракционном генераторе с различной длиной секций</b> А.И. Слепков, О.В. Галлямова.....	63
<b>Отражение магнестатических волн от углубления на поверхности ферромагнитной пленки, намагниченной под произвольным углом</b> П.Е. Тимошенко, В.Н. Иванов, Р.К. Бабичев.....	66

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА УСРЕДНЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ЧЕРЕЗ МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ С ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ ИМПЕДАНСНОГО ТИПА

И.В. Антонец<sup>1</sup>, Л.Н. Котов<sup>1</sup>, В.Г. Шавров<sup>2</sup>, В.И. Щеглов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

[vshcheg@cplire.ru](mailto:vshcheg@cplire.ru)

Для решения задач о распространении электромагнитного излучения через слоистые среды традиционно используется прямой метод [1], состоящий в сшивании решений волнового уравнения в отдельных слоях с помощью граничных условий. Громоздкость метода, требующего раскрытия определителей высоких порядков, породило методы последовательных вычислений - характеристической матрицы [1] и импеданса [2]. Все эти методы приводят к одинаковым результатам, однако сложность вычислений с увеличением числа слоев резко возрастает. В то же время, развитие нанотехнологий требует расчета распространения волн через тонкие пленки, толщина которых не превышает длину волны излучения. В этом случае весьма эффективным является метод усреднения, приводящий к значительной экономии вычислительных работ [3]. При этом вводятся импедансные граничные условия, связывающие амплитуды волн на входе и выходе структуры с помощью коэффициентов, содержащих параметры промежуточных сред. Наиболее простой вариант метода в этом случае состоит в замене синусоидального распределения амплитуды волны по толщине пленки линейным [4,5]. Большинство работ сделано для одного слоя, получение же импедансных условий для многослойных структур исследовано недостаточно. Настоящая работа посвящена рассмотрению структур, содержащих произвольное число слоев.

Общий алгоритм расчета состоит в следующем. Предполагается, что все слои являются однородными, то есть в каждом из них справедливо решение линейного волнового уравнения второго порядка. Для таких решений проводится процедура усреднения [4,5], обеспечивающая линейную связь между значениями решений на границах слоев, после чего полученные уравнения связи, традиционно называемые «импедансными граничными условиями», сшиваются на границах раздела с помощью обычных граничных условий, состоящих в равенстве функций и их производных. Экономия вычислений и упрощение конечных формул происходит за счет замены экспонент и тригонометрических функций линейными, а также громоздких определителей высоких порядков (число и порядок которых задаются количеством слоев) на значительно меньшее количество определителей второго порядка.

Покажем это на примере распространения волны через четыре среды, разделенные тремя границами. Геометрия задачи иллюстрируется рис.1.

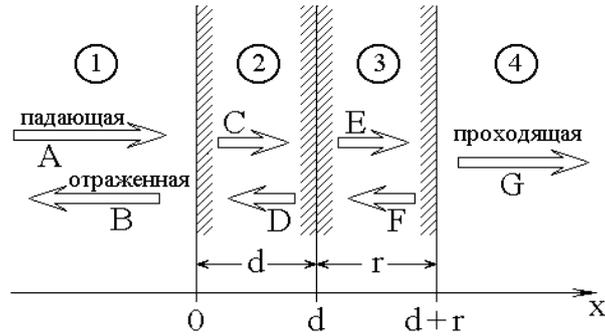


Рис.1. Геометрия задачи.

Имеются четыре среды 1 - 4, разделенные тремя плоскопараллельными границами, ось координат  $Ox$  перпендикулярна их плоскостям. Границы расположены при  $x = 0$ ,  $d$  и  $d + r$ , то есть толщина первого внутреннего слоя равна  $d$ , второго -  $r$ . Направления распространения волн показаны стрелками, буквы соответствуют амплитудам. Решения волновых уравнений имеют вид:

$$U_1 = A \cdot e^{-ik_1 x} + B \cdot e^{ik_1 x}; \quad (1)$$

$$U_2 = C \cdot e^{-ik_2 x} + D \cdot e^{ik_2(x-d)}; \quad (2)$$

$$U_3 = E \cdot e^{-ik_3(x-d)} + F \cdot e^{ik_3(x-d-r)}; \quad (3)$$

$$U_4 = G \cdot e^{-ik_4(x-d-r)}, \quad (4)$$

где  $k_j = \eta_j - i\xi_j$  - волновые числа,  $\eta_j \geq 0$ ,  $\xi_j \geq 0$  - действительные,  $j=1, \dots, 4$ . Амплитуды отраженной и проходящей волн при  $A = 1$  равны:

$$B = \frac{D_B}{D_0}; \quad G = \frac{D_G}{D_0}, \quad (5)$$

Прямой метод позволяет найти коэффициенты  $D_B$ ,  $D_G$ ,  $D_0$  в виде:

$$D_0 = -\left\{ (k_1 + k_2) \left[ (k_2 + k_3)(k_3 + k_4)e^{ik_3 r} + (k_2 - k_3)(k_3 - k_4)e^{-ik_3 r} \right] \cdot e^{ik_2 d} + (k_1 - k_2) \left[ (k_2 - k_3)(k_3 + k_4)e^{ik_3 r} + (k_2 + k_3)(k_3 - k_4)e^{-ik_3 r} \right] \cdot e^{-ik_2 d} \right\}; \quad (6)$$

$$D_B = -\left\{ (k_1 - k_2) \left[ (k_2 + k_3)(k_3 + k_4)e^{ik_3r} + (k_2 - k_3)(k_3 - k_4)e^{-ik_3r} \right] \cdot e^{ik_2d} + \right. \\ \left. + (k_1 + k_2) \left[ (k_2 - k_3)(k_3 + k_4)e^{ik_3r} + (k_2 + k_3)(k_3 - k_4)e^{-ik_3r} \right] \cdot e^{-ik_2d} \right\}; \quad (7)$$

$$D_G = -8k_1k_2k_3. \quad (8)$$

Метод усреднения дает импедансные граничные условия:

$$U_1|_{x=0} - U_4|_{x=d+r} + d \cdot \frac{dU_1}{dx} \Big|_{x=0} + r \cdot \frac{dU_4}{dx} \Big|_{x=d+r} = 0; \quad (9)$$

$$k_2^2 d \cdot U_1|_{x=0} + k_3^2 r \cdot U_4|_{x=d+r} - \frac{dU_1}{dx} \Big|_{x=0} + \frac{dU_4}{dx} \Big|_{x=d+r} = 0. \quad (10)$$

При этом коэффициенты  $D_B$ ,  $D_G$ ,  $D_0$  получаются в виде:

$$D_0 = (1 + i \cdot k_1 d) \cdot (k_4 + i \cdot k_3^2 r) + (1 + i \cdot k_4 r) \cdot (k_1 + i \cdot k_2^2 d); \quad (11)$$

$$D_B = -(1 - i \cdot k_1 d) \cdot (k_4 + i \cdot k_3^2 r) + (1 + i \cdot k_4 r) \cdot (k_1 - i \cdot k_2^2 d); \quad (12)$$

$$D_G = (1 + i \cdot k_1 d) \cdot (k_1 - i \cdot k_2^2 d) + (1 - i \cdot k_1 d) \cdot (k_1 + i \cdot k_2^2 d). \quad (13)$$

Как видим, эти формулы, в отличие от (6)-(8), полученных прямым методом, не содержат экспонент и имеют более простую структуру.

Оценим точность метода усреднения, для чего рассмотрим рис.2, где приведены зависимости амплитуд волн от протяженности области 2.

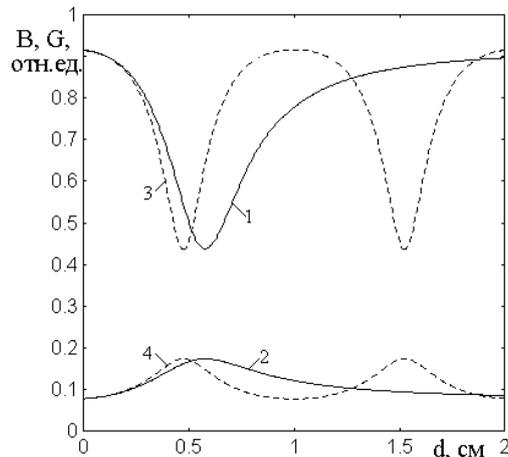


Рис.2. Зависимости амплитуд волн от протяженности области 2.

На рисунке кривые 1 и 3 соответствуют отраженной волне, 2 и 4 - проходящей. Сплошные линии получены методом усреднения, пунктирные прямым методом. Волновые числа:  $k_1 = 1 \text{ см}^{-1}$ ;  $k_2 = 3 \text{ см}^{-1}$ ;  $k_3 = 9 \text{ см}^{-1}$ ;  $k_4 = 27 \text{ см}^{-1}$ . Протяженность области 3:  $r = 0,05 \text{ см}$ , то есть  $k_3 r = 0,45 \ll 1$ . Можно видеть, что метод усреднения хорошо совпадает с прямым методом до  $d \sim 0,3 \text{ см}$ , то есть  $\approx 0,3 \cdot (\lambda_2/2)$ , где  $\lambda_2 = 2,09 \text{ см}$ , что близко к значению, полученному для одного слоя [4,5].

Полученные формулы, аналогично [6], можно применить для решения электродинамических задач. Например, для случая нормального падения волны импедансные граничные условия принимают вид:

$$E_{1y}|_{x=0} - E_{4y}|_{x=d+r} + id \cdot H_{1z}|_{x=0} + ir \cdot H_{4z}|_{x=d+r} = 0; \quad (14)$$

$$\frac{1}{Z_2} \cdot E_{1y}|_{x=0} + \frac{1}{Z_3} \cdot E_{4y}|_{x=d+r} - iH_{1z}|_{x=0} + iH_{4z}|_{x=d+r} = 0, \quad (15)$$

а коэффициенты амплитуд отраженной и проходящей волн равны:

$$D_0 = Z_2^2 (Z_1 + id)(Z_3^2 + irZ_4) + Z_3^2 (Z_4 + ir)(Z_2^2 + idZ_1); \quad (16)$$

$$D_B = -Z_2^2 (Z_1 - id)(Z_3^2 + irZ_4) + Z_3^2 (Z_4 + ir)(Z_2^2 - idZ_1); \quad (17)$$

$$D_G = 2 \cdot Z_3^2 Z_4 (Z_2^2 + d^2) \quad (18)$$

где  $Z_j$  - импедансы соответствующих сред.

Работа поддержана РФФИ (грант № 09-02-98800-р\_север\_а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф "Основы оптики" М.: Наука, 1970.
2. Л.М. Бреховских "Волны в слоистых средах" М.: Наука, 1973.
3. Д.Я. Халиуллин, С.А. Третьяков // РЭ. 1998. Т.43. №1. С.16.
4. И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // РЭ. 2007. Т.52. №4. С.403.
5. И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // РЭ. 2008. Т.53. №4. С.389.
6. И.В. Антонец, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // РЭ. 2010. Т.55. №2. С.133.

## ОПТИЧЕСКАЯ ЛИТОГРАФИЯ БЕЗ МАСКИ (ОБЗОР)

Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова  
МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет  
[gvb@phys.msu.ru](mailto:gvb@phys.msu.ru)

Литография является одним из ключевых технологических процессов в производстве полупроводниковых интегральных схем (ИС), а также прецизионных устройств оптики и микромеханики [1]. Традиционные и хорошо известные оптические литографические технологии основаны на переносе изображения с фотошаблона (маски) на поверхность резиста.

В последние годы в фотолитографии обозначилась проблема, которая проявилась как резкий рост затрат на изготовление масок в общем объеме производственных издержек [2]. Эта тенденция является прямым следствием значительного увеличения степени интеграции и быстродействия современных ИС, что достигается за счет повышения плотности расположения элементов на чипе, уменьшения критических размеров и перехода с этой целью к более коротким длинам волн источников света. Повышение числа элементов само по себе ведет к росту сложности маски. Более того, при высокой плотности дизайна необходима коррекция дифракционных искажений, что достигается ценой применения масок более сложной конфигурации с коррекцией эффекта оптической близости, фазосдвигающих масок и др. [3]. Наконец, по мере усложнения ИС, увеличивается число слоев, для формирования которых требуются дополнительные маски. В частности, при использовании технологии двойного экспонирования, требуется совместить изображения двух масок на одном слое фоторезиста [4]. Из сказанного выше следует насущная необходимость разработки способов изготовления масок, более дешевых и быстрых, чем существующие или создание альтернативных систем фотолитографии, вовсе не требующих масок.

Сканирующая электронно-лучевая литография не требует использования масок и способна обеспечивать пространственное разрешение в единицы нанометров. Однако скорости экспонирования при этом чрезвычайно низки, и обработка слоя резиста для одного чипа может занимать время порядка суток. Попытки создания многолучевых систем электронной литографии столкнулись с серьезными трудностями и не привели к успеху. Это прежде всего связано с тем, что потоки заряженных частиц – электронов неизбежно вступают во взаимодействие между собой, что приводит к трудно устранимым искажениям. В итоге область применения электронной литографии ограничивается изготовлением масок и единичных прототипов наиболее важных ИС.

Вместе с тем, в последние годы был предложен целый ряд систем именно оптической литографии без маски, в которых реализован принцип

одновременного воздействия на резист большого количества световых лучей, управление которыми осуществляется с использованием матриц подвижных микрзеркал. Толчком к ее развитию послужило создание пространственных модуляторов света (ПМС), представляющих собой регулярные решетки микрзеркал, ориентацией которых можно управлять путем приложения к ним электрического поля.

В качестве базовой системы оптической литографии без маски можно рассмотреть устройство, схематически представленное на рис.1. Такая система была первоначально запатентована фирмой Micronic Laser Systems AB (Швеция) [5], разработка ее ключевых составляющих велась совместно с Fraunhofer Institute for Photonic Microsystems (Германия), причем этапы этой работы достаточно подробно освещались в литературе (см. [6-7]).

Процесс формирования изображения при фотолитографии без маски в схеме рис.1 [6] происходит следующим образом. Однородный по интенсивности световой пучок от импульсного эксимерного лазера (KrF-лазер с длиной волны  $\lambda = 248$  нм, частота 2 кГц) падает на ПМС, который представляет собой матрицу из большого числа ( $512 \times 2048$ ) электрически управляемых поворотных микрзеркал (MEMOS), размером  $16 \times 16$  мкм<sup>2</sup> каждое.

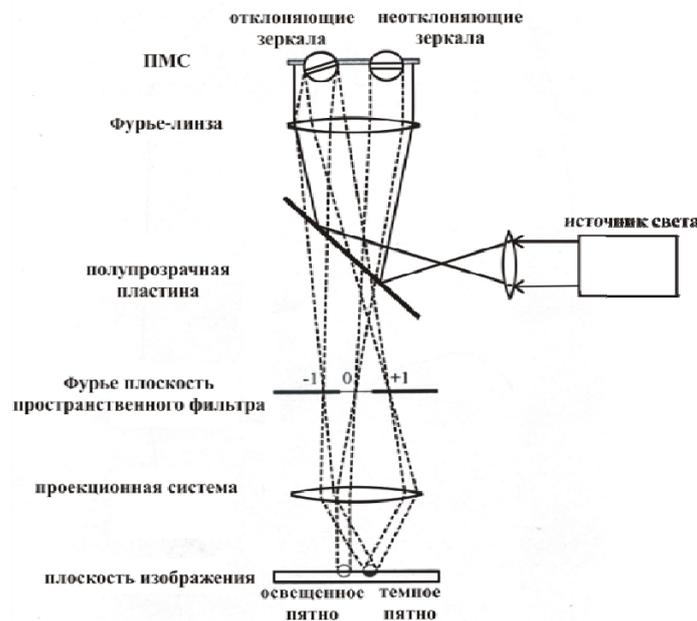


Рис. 1. Схема литографии с пространственным модулятором света.

Изменяя углы поворота зеркал (с периодом, равным периоду повторения импульсов лазера), можно управлять интенсивностью световой волны, которая отражается от микрзеркала, и поступает в проекционную систему. При этом апертура линзовой системы, которая играет роль фильтра пространственных гармоник, пропускает только свет, принадлежащий главному лепестку диаграммы направленности микрзеркала. Наличие пространственного фильтра, обрезающего

изображения зеркал в высоких порядках дифракции позволяет получить равномерную засветку на фоторезисте, а также избежать паразитных эффектов, связанных с удвоением оптических изображений. Созданное ПМС распределение освещенности с помощью высокоапертурного объектива проецируется с уменьшением в 200 раз на слой фоторезиста, в плоскости изображения. Изображение на слое резиста формируется в результате многократного экспонирования совокупности частичных областей большой ИС.

По сообщениям разработчиков, этот подход обеспечивает хороший баланс между скоростью печати и точностью воспроизведения деталей образца. Описанная технология уже опробована для производства, как бинарных, так и фазово-сдвигающих масок для всех слоев чипов с критическими размерами 90 нм, а также большинства слоев при критических размерах 65 и 45 нм [7].

Как ясно из приведенного описания, реализация фотолитографии без маски предполагает решение ряда принципиальных задач. Прежде всего, должна быть освоена технология производства матриц управляемых поворотных микрзеркал значительной площади, содержащих порядка  $10^6$  элементов, при этом должна быть обеспечена высокая степень воспроизводимости их характеристик управления. Достижения разработчиков в данной области наиболее подробно отражено в публикации [8].

Далее, необходимо осуществлять позиционирование обрабатываемой поверхности в плоскости изображения с точностью установки поперечных координат в единицы нм. Следует отметить, что современные степперы и сканеры, применяемые в литографии, в целом обеспечивают такую точность.

Для каждого слоя чипа необходимо осуществлять синтез динамической маски, соответствующей целевой функции профилирования резиста, из передаточных функций отдельных микрзеркал (или иных управляемых элементов). Такой синтез предполагает решение специфических и весьма трудоемких задач оптимизации в рамках дифракционной теории формирования изображений. Причем именно скорость решения этих задач является фактором, лимитирующим быстроедействие литографических систем без маски на данном этапе.

Результатом синтеза динамической маски должно явиться определение и формирование совокупности управляющих напряжений для ПМС и их синхронное приложение к электродам MEMOS-матрицы. Такую задачу физически невозможно осуществить с использованием устройства, пространственно удаленного от матрицы микрзеркал. Таким образом, следует предполагать, что формирование управляющих сигналов ПМС должно осуществляться в тех же ячейках, где размещены поворотные микрзеркала.

Насколько можно судить по публикациям, усилия разработчиков альтернативных литографических систем без масок направлены главным образом на создание иных, чем поворотные зеркала, элементов управления интенсивностью света [9-10]. В частности, представляют интерес работы Массачусетского технологического института, где исследовалась схема литографии на периодической структуре из зонных пластин [10]. В этой схеме световой пучок от лазера проходит через коллимирующую линзовую систему (в простейшем случае пространственный фильтр) и попадает на пространственный модулятор света (устройство с дифракционной решеткой, образованной металлическими лентами). Действие ПМС сводится к расщеплению падающей плоской волны на ряд малых составляющих, каждая из которых, преобразуясь проекционной системой, освещает одну зонную пластину из общего массива. Здесь в качестве оптической проекционной системы используется телескоп, что позволяет сохранить коллимацию выходного светового пучка. При освещении зонных пластин плоской волной, падающей нормально к их поверхности, они производят безабберационное дифракционно-ограниченное пятно.

В оптической литографии на периодической структуре из зонных пластинок, скорость печати определяется частотой модуляции ПМС и числом зонных пластин (соответствующих числу элементов ПМС). Причем, чем больше частота модуляции и число зонных пластин, тем больше быстродействие. Однако для обеспечения приемлемой скорости печати частота модуляции должна быть на 2-5 порядков выше, чем в оптической литографии с микрозеркалами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.J. Gutmann // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. No. 6. P. 667.
2. C. Klein, E. Platzgummer, et. al. // Proc. SPIE. 2009. V. 7271. 72710N.
3. T. Abe, J. Yashima, H. Shibata, et. al. // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. 2008. V. 7(4). 043008.
4. J. Finders, M. Dusa, B. Vleeming, et. al. // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. 2009. V. 8(2). 011002.
5. U. Ljungblad, P. Durr, T. Sandstrom // International Patent. 2002. WO 02/071127 A1.
6. U. Dauderstadt, P. Askebjør, P. Bjornangen, et. al. // Proc. SPIE. 2009. V. 7208. 720804.
7. H.G. Esser // Europhotonics. 2006. V. 11. No.5. P.24.
8. F. Zimmer, F. Niklaus, et. al. // Proc. SPIE. 2009. V. 7208. 720807.
9. C. Liu, X. Guo, F. Gao, et. al. // Proc. SPIE. 2005. V. 5645. P. 307.
10. R. Menon, A. Patel, H.I. Smith // Proc. SPIE. 2005. V. 5721. P. 53.

## ПОСТРОЕНИЕ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ ИЗ ЕДИНОГО ЛАГРАНЖИАНА

В.А. Винокуров

*ИМИСС МГУ им. М.В. Ломоносова*

[vinokur@narod.ru](mailto:vinokur@narod.ru)

Предлагается вывод уравнений Максвелла электромагнитного поля и уравнений движения заряженных частиц в электромагнитном поле из единого лагранжиана сплошной среды. Рассматривается однородная изотропная стационарная сплошная среда, имеющая нулевую функцию смещений как исходное состояние равновесия. Возмущения сплошной среды, исчезающие в бесконечности, интерпретируются как частицы. Построена классическая электродинамика Максвелла и система уравнений Минковского движения релятивистской заряженной частицы в электромагнитном поле. Получены математические выражения для массы, заряда, спина и других "точечных" характеристик частицы через её "сплошные" (полевые) свойства.

Полное изложение математической модели опубликовано в монографии [1]

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Винокуров "Частицы из среды. Математические методы и модели." Интернет. 2002. "<http://vinokurov.tut.su/vinbook.pdf>".

## НЕЛИНЕЙНАЯ ПРЕЦЕССИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В.С. Власов<sup>1</sup>, Л.Н. Котов<sup>1</sup>, В.Г. Шавров<sup>2</sup>, В.И. Щеглов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

[vshcheg@cplire.ru](mailto:vshcheg@cplire.ru)

Нелинейные явления в ферритах на СВЧ издавна привлекают внимание исследователей [1]. Большая амплитуда колебаний намагниченности в этом случае возможна только в геометрии нормально намагниченной пластины, где частота ФМР приходится на дно спектра обменных спиновых волн, за счет чего их нестабильное параметрическое возбуждение исключается. При этом углы прецессии в непрерывном режиме могут достигать 20-25 градусов [2], а в импульсном - 50-60 градусов и более [3]. В таких условиях возможны весьма разнообразные сложные режимы прецессии, некоторые свойства которых частично обобщены в обзоре [4]. В описанных там работах постоянное магнитное поле превышает поле размагничивания формы, поэтому вектор намагниченности в стационарном состоянии ориентирован по нормали к плоскости пластины.

В работе [5] была рассмотрена вынужденная высокоамплитудная прецессия намагниченности при постоянном поле, меньшем поля размагничивания, то есть в условиях ориентационного перехода, когда вектор намагниченности в стационарном состоянии отклонен от направления поля. Было показано, что в этом случае переменное поле круговой поляризации вызывает прецессию положения равновесия вектора намагниченности, период которой обратно пропорционален квадрату амплитуды переменного поля и синусу угла отклонения равновесного положения намагниченности от направления постоянного поля.

Полученные в [5] результаты относятся к чисто симметричному случаю, когда поляризация переменного поля носит строго круговой характер. Однако в ходе настоящих исследований было выявлено, что несимметричное возбуждение при эллиптической поляризации переменного поля резко меняет характер прецессии положения равновесия. Выяснению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим безграничную изотропную ферритовую пластину, намагниченную по нормали к ее плоскости. Выберем декартову систему координат  $Oxyz$  таким образом, что плоскость  $Oxy$  совпадает с плоскостью пластины, а ось  $Oz$  ей перпендикулярна. Пусть внешнее поле имеет вид:  $\vec{H} = \{h_x; h_y; H_0\}$ , где  $H_0$  - постоянное подмагничивающее поле,

$h_{x,y}$  - компоненты переменного поля, причем  $h_{x,y} < H_0$ . При  $H_0 \geq 4\pi M_0$  (где  $M_0$  - намагниченность насыщения) в стационарном состоянии вектор намагниченности перпендикулярен плоскости пластины, а в полях от  $0$  до  $4\pi M_0$  имеет место ориентационный переход, при котором вектор намагниченности отклоняется от оси  $Oz$  на угол  $\theta$ , определяемый формулой:  $\theta = \arccos(H_0/4\pi M_0)$ . Пусть переменное поле имеет вид:

$$h_x = h_{0x} \cdot \sin(2\pi Ft), \quad h_y = -h_{0y} \cdot \cos(2\pi Ft),$$

где  $F$  - частота переменного поля,  $h_{0x,y}$  - его амплитуда.

Симметричное возбуждение соответствует круговой поляризации переменного поля при которой  $h_{0x} = h_{0y}$ . Несимметричным возбуждением будем называть случай поля эллиптической поляризации, когда  $h_{0x} \neq h_{0y}$ .

В работе [5] было показано, что при симметричном возбуждения происходит прецессия положения равновесия, состоящая в том, что положение равновесия, вокруг которого прецессирует вектор намагниченности с частотой возбуждения, само начинает прецессировать вокруг направления постоянного поля с частотой значительно более низкой, пропорциональной величине  $h_{0x,y}^2 \sin\theta$ .

Характер прецессии положения равновесия при симметричном возбуждении иллюстрируется рис.1, где показаны колебания нормированных на  $M_0$  компонент намагниченности  $m_x$  (а) и  $m_y$  (б), а также соответствующий прецессионный портрет  $m_x(m_y)$  (в). Параметры:  $4\pi M_0 = 280$  Гс,  $H_{0z} = 267$  Э, параметр затухания  $\alpha = 0,3$ , частота возбуждения  $F = 100$  МГц, амплитуда  $h_{0x} = 7,00$  Э,  $h_{0y} = 7,00$  Э.

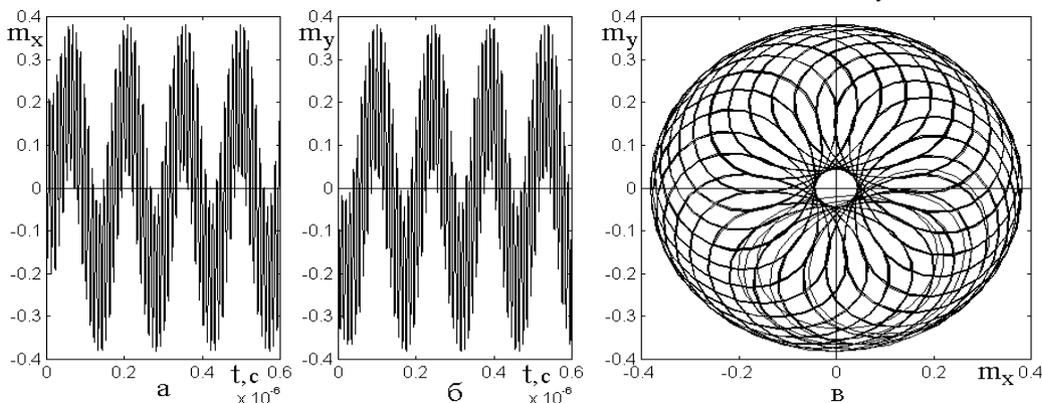


Рис.1. Прецессия положения равновесия при симметричном возбуждении.

На рис.1а и 1б частые колебания соответствуют прецессии намагниченности с частотой возбуждения, редкие – прецессии положения равновесия. Видно, что прецессия положения равновесия имеет синусоидальный характер со сдвигом фазы между компонентами на  $90^\circ$ .

Прецессионный портрет представляет собой большое кольцо, соответствующее прецессии положения равновесия, равномерно заполненное малыми кольцами, соответствующими прецессии намагниченности вокруг положения равновесия с частотой возбуждения.

В ходе настоящих исследований было установлено, что нарушение симметрии переменного поля резко меняет условия возбуждения и характер прецессии положения равновесия. Деформация колебаний намагниченности в этом случае иллюстрируется рис.2, где показаны те же процессы, что и на рис.1, однако при несимметричном возбуждении:  $h_{0x} = 7,00$  Э,  $h_{0y} = 6,12$  Э.

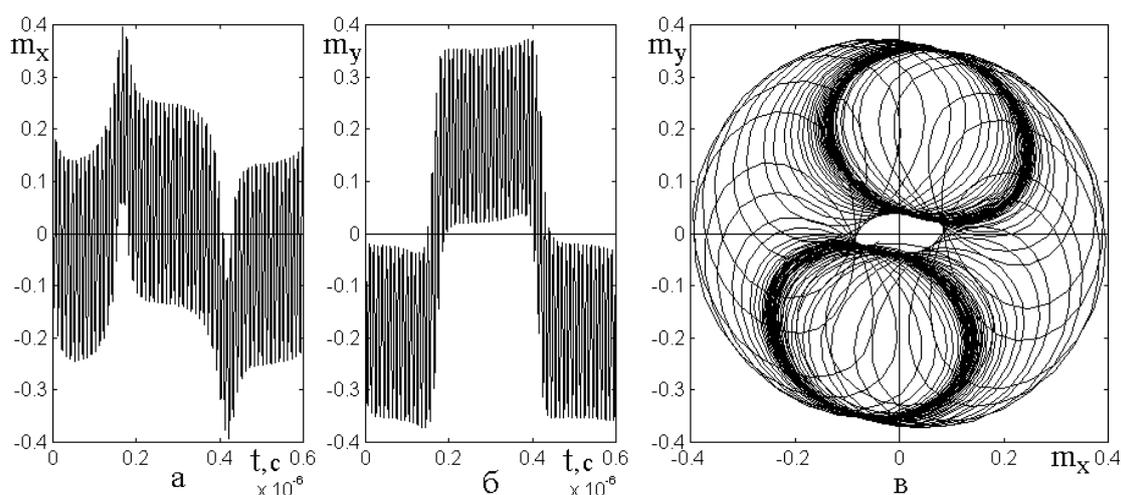


Рис.2. Прецессия положения равновесия при несимметричном возбуждении.

Из рисунка видно, что в этом случае прецессия положения равновесия имеет характер импульсов неправильной формы (а, б), со сдвигом фазы между компонентами на те же  $90^\circ$ . На прецессионном портрете (в) заполнение большого кольца малыми резко неравномерное и проявляет два кольцообразных сгущения вблизи оси  $Ox$ .

При большем нарушении симметричности переменного поля характер прецессии намагниченности принимает вид, иллюстрируемый рис.3, соответствующий  $h_{0x} = 7,00$  Э,  $h_{0y} = 5,25$  Э. В этом случае периодическая прецессия положения равновесия отсутствует, а происходят только колебания намагниченности с частотой возбуждения (а, б), то есть с начального момента времени происходит установление положения равновесия в стационарное состояние и намагниченность далее прецессирует вокруг этого положения с частотой возбуждения. На прецессионном портрете (в) это выглядит как образование устойчивого цикла, центр которого относительно нуля смещен.

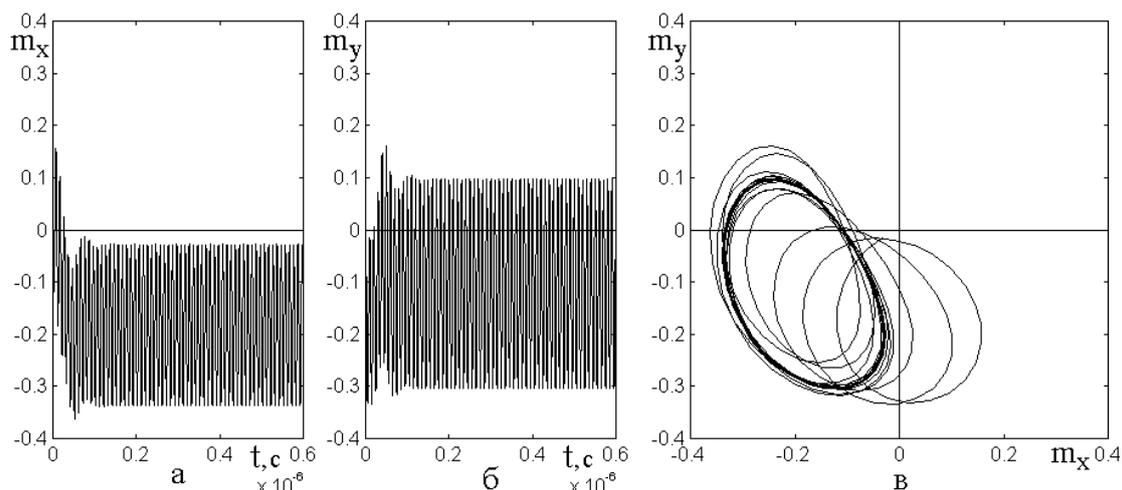


Рис.3. Прецессия намагниченности при сильной несимметричности переменного поля.

В отличие от случая симметричного возбуждения приведенная картина резко критична к величине несимметричности переменного поля. Так в интервале  $0 \leq h_{0y} \leq 0,86 \cdot h_{0x}$  характер прецессии соответствует рис.3, в интервале  $0,86 \cdot h_{0x} \leq h_{0y} \leq 0,90 \cdot h_{0x}$  - рис.2, в интервале  $0,90 \cdot h_{0x} \leq h_{0y} \leq 1,00 \cdot h_{0x}$  - рис.1.

Основные особенности описанного характера прецессии допускают качественную интерпретацию на основе векторной модели, подобной описанной в [5] с учетом пространственной конфигурации изоэнергетической поверхности взаимодействия намагниченности с внешними полями в условиях размагничивания формы пластины.

Работа поддержана РФФИ (грант № 09-02-98800-р\_север\_a).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков "Магнитные колебания и волны" М.: Физматлит, 1994.
2. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова // ФТТ. 2000 Т.42. №6. С.1062.
3. Th. Gerrits, M.L. Schneider, A.B. Kos, T.J. Silva // Phys.Rev.B. 2006. V.73. No 9. P.094454(7).
4. Д.И. Семенцов, А.М. Шутый // УФН. 2007. Т.177. №8. С.831.
5. В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов // РЭ. 2010. Т.55. №5. В печати.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЁНКЕ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ПОД УГЛОМ К ПОЛЮ ПОДМАГНИЧИВАНИЯ

С.А. Вяткина, Р.К. Бабичев, В.Н. Иванов  
Южный федеральный университет, физический факультет  
[physdekan@sfnu.ru](mailto:physdekan@sfnu.ru)

В последнее время возрос интерес к использованию магнитостатических волн (МСВ) в квазиоптических аналогах СВЧ элементов на МСВ [1]. Для проектирования таких устройств необходимо уметь рассчитывать дисперсионные характеристики МСВ в области малых волновых чисел, где магнитостатическое приближение использовать нельзя. В настоящей работе получено дисперсионное уравнение, позволяющее точно рассчитывать дисперсионные характеристики поверхностных (ПМСВ) и объёмных магнитостатических волн, распространяющихся под углом к полю подмагничивания, в области малых волновых чисел в случае, когда среды по обе стороны ферритовой пленки имеют различную диэлектрическую проницаемость.

Рассмотрим бесконечную плоскопараллельную ферритовую пленку, окруженную верхним полупространством с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  и нижним – с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  (вставка на рис.1а). Ось  $x$  направлена перпендикулярно поверхности пленки, а постоянное подмагничивающее поле  $H_i$  параллельно оси  $z$ . Пленка

толщиной  $s$  бесконечна в направлениях осей  $y$  и  $z$ . Фазовая скорость электромагнитной волны (ЭМВ) направлена под углом  $\varphi$  к полю подмагничивания  $H_i$ .

Используя уравнения Максвелла и записывая напряженность магнитного поля внутри плёнки в виде:

$$\vec{H} = \sum_{i=1}^2 [C_i(1, \beta_i^+, \gamma_i^+) \exp(ik_{xi}x) + D_i(1, \beta_i^-, \gamma_i^-) \exp(-ik_{xi}x)] \quad (1)$$

получаем магнитное поле в области  $x > s/2$ :

$$\vec{H}_1 = [(i/\alpha_1)(k_y A + k_z B), A, B] \exp[-\alpha_1(x - s/2)], \quad (2)$$

и в области  $x < -s/2$ :

$$\vec{H}_2 = [-(i/\alpha_2)(k_y F + k_z G), F, G] \exp[\alpha_2(x + s/2)]. \quad (3)$$

Применив граничные условия на поверхностях плёнки, находим дисперсионное уравнение, приравнивая к нулю определитель  $M$  полученной системы линейных однородных уравнений [2]:

$$|M| = 0 \quad (4)$$

Отличны от нуля следующие элементы определителя:

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= 1, M_{13} = -\beta_1^+ E_1, M_{14} = -\beta_2^+ E_2, M_{15} = -\beta_1^- / E_1, M_{16} = -\beta_2^- / E_2, M_{22} = 1, \\
 M_{23} &= -\gamma_1^+ E_1, M_{24} = -\gamma_2^+ E_2, M_{25} = -\gamma_1^- / E_1, M_{26} = -\gamma_2^- / E_2, \\
 M_{31} &= -ik^2 \varepsilon \sin(2\varphi) / (2\alpha_1 \varepsilon_1), M_{32} = (i\varepsilon / \varepsilon_1) (\alpha_1 - k^2 \cos^2 \varphi / \alpha_1), M_{33} = (k \cos \varphi - k_{x1} \gamma_1^+) E_1, \\
 M_{34} &= (k \cos \varphi - k_{x2} \gamma_2^+) E_2, M_{35} = (k_{x1} \gamma_1^- + k \cos \varphi) / E_1, M_{36} = (k_{x2} \gamma_2^- + k \cos \varphi) / E_2, \\
 M_{41} &= (i\varepsilon / \varepsilon_1) (k^2 \sin^2 \varphi / \alpha_1 - \alpha_1), M_{42} = ik^2 \varepsilon \sin(2\varphi) / (2\alpha_1 \varepsilon_1), M_{43} = (k_{x1} \beta_1^+ - k \sin \varphi) E_1, \\
 M_{44} &= (k_{x2} \beta_2^+ - k \sin \varphi) E_2, M_{45} = -(k \sin \varphi + k_{x1} \beta_1^-) / E_1, M_{46} = -(k \sin \varphi + k_{x2} \beta_2^-) / E_2, \\
 M_{53} &= -\beta_1^+ / E_1, M_{54} = -\beta_2^+ / E_2, M_{55} = -\beta_1^- E_1, M_{56} = -\beta_2^- E_2, M_{57} = 1, M_{63} = -\gamma_1^+ / E_1, \\
 M_{64} &= -\gamma_2^+ / E_2, M_{65} = -\gamma_1^- E_1, M_{66} = -\gamma_2^- E_2, M_{68} = 1, M_{73} = (k \cos \varphi - k_{x1} \gamma_1^+) / E_1, \\
 M_{74} &= (k \cos \varphi - k_{x2} \gamma_2^+) / E_2, M_{75} = (k_{x1} \gamma_1^- + k \cos \varphi) E_1, M_{76} = (k_{x2} \gamma_2^- + k \cos \varphi) E_2, \\
 M_{77} &= ik^2 \varepsilon \sin(2\varphi) / (2\alpha_2 \varepsilon_2), M_{78} = (i\varepsilon / \varepsilon_2) (k^2 \sin^2 \varphi / \alpha_2 - \alpha_2), M_{83} = (k \sin \varphi - k_{x1} \beta_1^+) / E_1, \\
 M_{84} &= (k \sin \varphi - k_{x2} \beta_2^+) / E_2, M_{85} = (k \sin \varphi + k_{x1} \beta_1^-) E_1, M_{86} = (k \sin \varphi + k_{x2} \beta_2^-) E_2, \\
 M_{87} &= (i\varepsilon / \varepsilon_2) (k^2 \sin^2 \varphi / \alpha_2 - \alpha_2), M_{88} = ik^2 \varepsilon \sin(2\varphi) / (2\alpha_2 \varepsilon_2),
 \end{aligned}$$

где  $E_i = \exp(ik_{xi}s/2)$ ,  $\alpha_i = (k_y^2 + k_z^2 - \varepsilon_i \omega^2 / c^2)^{1/2}$ ,  $i = 1, 2$ ;  $k_z = k \cos \varphi$ ,  
 $k_y = k \sin \varphi$ .

Рассчитаем на основе (4) дисперсионную зависимость  $f(k)$  ПМСВ (рис.1) и низших мод объёмных МСВ (рис.2), фазовая скорость которых составляет произвольный угол  $\varphi$  с направлением поля подмагничивания  $H_i$ , в структуре с параметрами  $\varepsilon = 15$  (железо-иттриевый гранат),  $\varepsilon_1 = 1$  (воздух),  $\varepsilon_2 = 15$  (подложка из галлий-гадолиниевого граната),  $4\pi M_0 = 1916$  Гс,  $H_i = 400$  Э и  $s = 45$  мкм.

На рис.1:  $a$ -кривые соответствуют поверхностным ЭМВ ( $k_{x1}, k_{x2}$  – мнимые) [3], при больших значениях волнового числа они переходят в ПМСВ Дэймона-Эшбаха. Начало частотного диапазона и минимальное волновое число этих волн определяется углом  $\varphi$  и диэлектрической проницаемостью ферритовой плёнки  $\varepsilon$ , а для случая на рис.1б нижняя граница частотного диапазона совпадает с вычисленным в магнитостатическом приближении ( $f_{min} = 2697.5$  МГц). Для ЭМВ, соответствующих на рис.1а  $b$ -кривым ( $k_{x1}, k_{x2}$  – действительные) и на рис.1б  $b$ -кривым ( $k_{x1}$  – мнимое,  $k_{x2}$  – действительное) и  $c$ -кривым ( $k_{x1}, k_{x2}$  – действительные), распределение СВЧ-поля в ферритовой плёнке описывается тригонометрической зависимостью, т.е. волны имеют

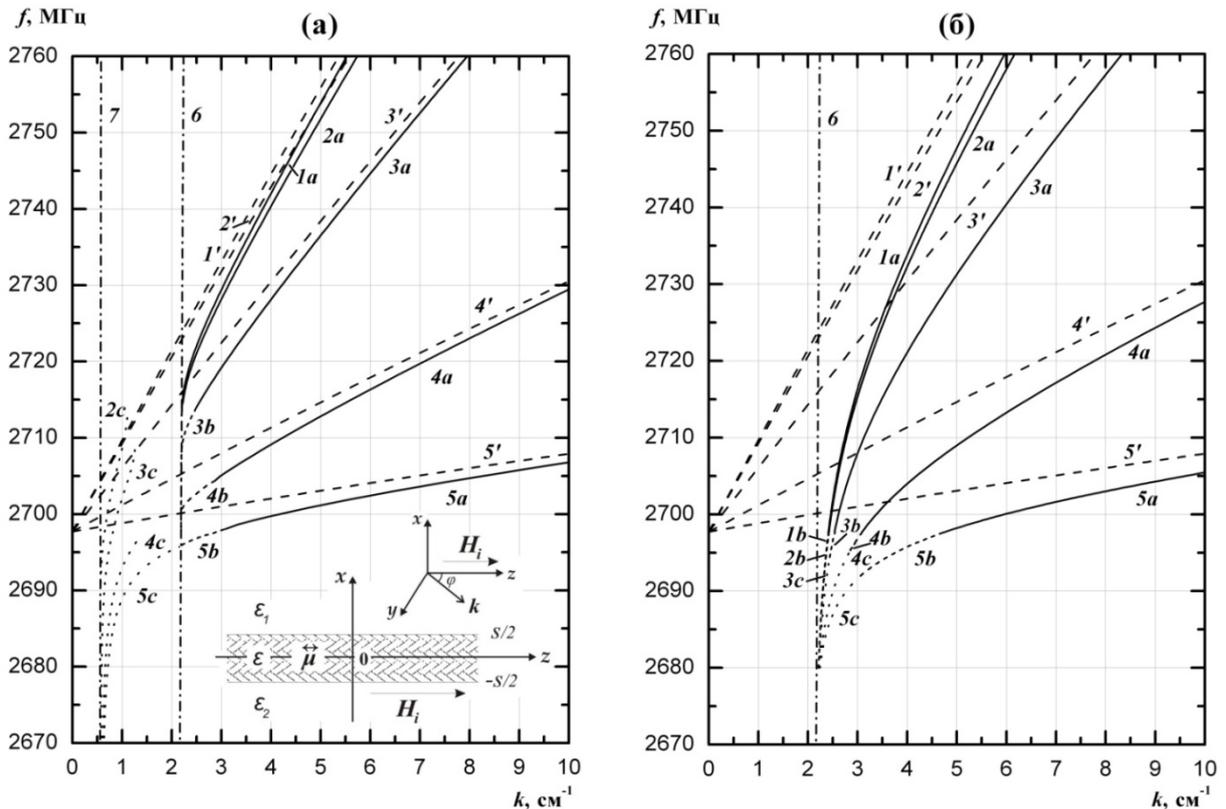


Рис.1. Дисперсионные характеристики ПМСВ: (а) – для ЭМВ, распространяющихся в положительном направлении оси  $y$ ; (б) – для ЭМВ, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $y$ . Группа кривых  $1$  соответствует  $\varphi = 90^\circ$ ;  $2 - \varphi = 80^\circ$ ;  $3 - \varphi = 60^\circ$ ;  $4 - \varphi = 40^\circ$ ;  $5 - \varphi = 30^\circ$ . Здесь и на следующих рисунках кривые  $b$  и  $7$  соответствуют асимптотическим кривым  $k = \sqrt{\varepsilon_2} \omega / c$  и  $k = \sqrt{\varepsilon_1} \omega / c$ ; кривые  $1'-5'$  – дисперсионные зависимости, рассчитанные в магнитостатическом приближении.

объёмный характер.  $c$ -кривые на рис.1а соответствуют ЭМВ с тригонометрическим распределением СВЧ-поля как в ферритовой плёнке, так и в подложке ( $k_{x1}, k_{x2}$  – действительные,  $\alpha_2$  – мнимое). На рис.2:  $a$ -кривые соответствуют объёмным ЭМВ низшего типа ( $k_{x1}$  – мнимое,  $k_{x2}$  – действительное), при больших значениях волнового числа они переходят в объёмные МСВ Дэймона-Эшбаха низшего типа (в случае  $\varphi = 0^\circ$  – в обратные объёмные МСВ).  $b$ -кривые ( $k_{x1}, k_{x2}$  – действительные) соответствуют волнам с тригонометрическим распределением СВЧ-поля в ферритовой плёнке, т.е. также имеют объёмный характер.  $c$ -кривые на рис.2а соответствуют ЭМВ с тригонометрическим распределением СВЧ-поля как в ферритовой плёнке, так и в подложке ( $k_{x1}, k_{x2}$  – действительные,  $\alpha_2$  – мнимое).

Численные расчёты показали, что в касательно намагниченной ферритовой плёнке при малых волновых числах ПМСВ и объёмные МСВ

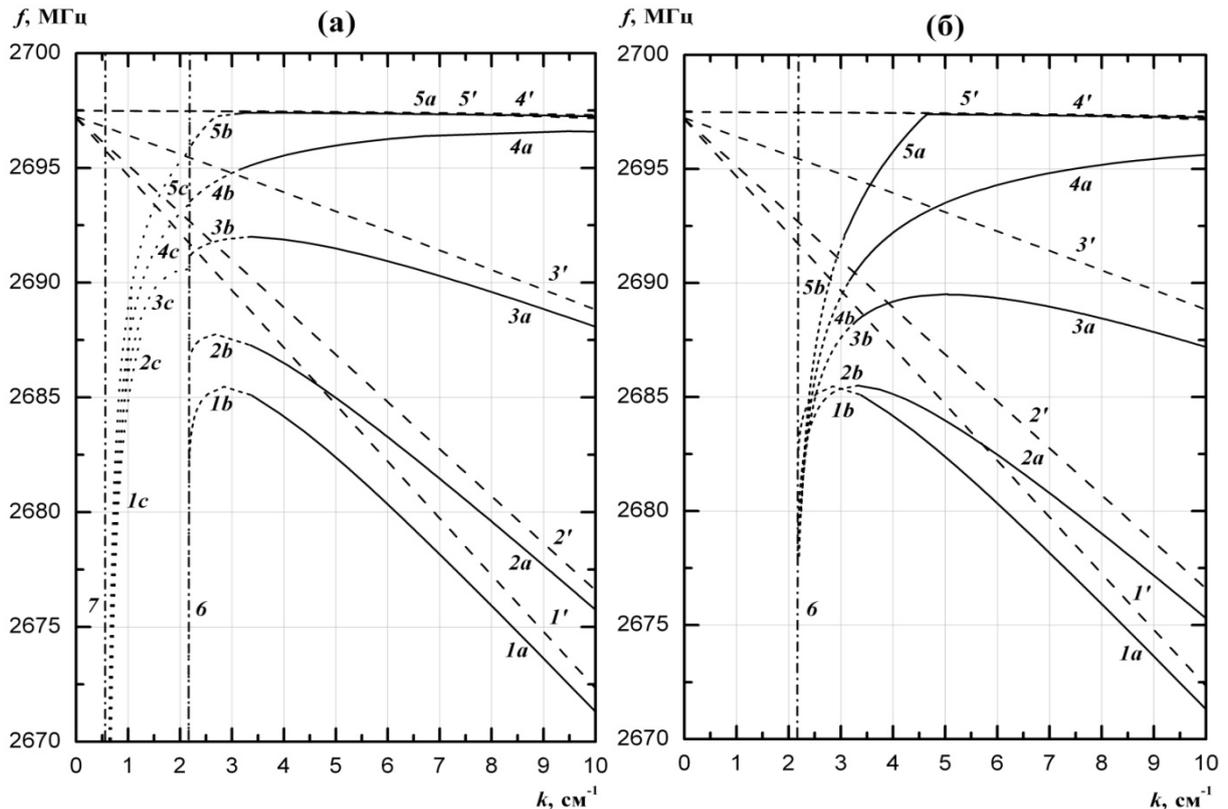


Рис.2. Дисперсионные характеристики объёмных МСВ низшего типа: (а) – для ЭМВ, распространяющихся в положительном направлении оси  $y$ ; (б) – для ЭМВ, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $y$ . Группа кривых  $1$  соответствует  $\varphi = 0^\circ$ ;  $2 - \varphi = 10^\circ$ ;  $3 - \varphi = 20^\circ$ ;  $4 - \varphi = 25^\circ$ ;  $5 - \varphi = 30^\circ$ .

представляют собой поверхностные и объёмные ЭМВ, которые рассчитываются на основе дисперсионного уравнения (4). Их минимальное волновое число, нижняя граница частотного диапазона поверхностных и верхняя граница диапазона объёмных ЭМВ определяется углом между фазовой скоростью волны и полем подмагничивания и диэлектрической проницаемостью ферритовой плёнки. При дальнейшем уменьшении волнового числа распределение СВЧ-поля поверхностных ЭМВ в плёнке становится тригонометрическим, и характер этих волн меняется на объёмный. При волновых числах  $k < \sqrt{\varepsilon_2} \omega / c$  ЭМВ перестают локализоваться только в ферритовой плёнке, а занимают и нижнее полупространство (подложку).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Вашковский, Э.Г. Локк // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С.403.
2. А.В. Вашковский, Р.К. Бабичев, В.Н. Иванов, С.А. Вяткина // Магнетизм, дальнее и ближнее спин-волновое взаимодействие. 2009. С.53
3. А.В. Вашковский, Э.Г. Локк // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С.729.

## СРАВНЕНИЕ 2.5D И 3D ПРОГРАММНЫХ КОМПЛЕКСОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК ОДНОЛУЧЕВЫХ КЛИСТРОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

К.А. Зайцев, Д.С. Сидоров, В.Е. Родякин, В.М. Пикунов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[zaitsevka@list.ru](mailto:zaitsevka@list.ru), [sidorov@physics.msu.ru](mailto:sidorov@physics.msu.ru), [vrodyakin@mail.ru](mailto:vrodyakin@mail.ru), [pikunov@phys.msu.ru](mailto:pikunov@phys.msu.ru)

Создание и транспортировка электронного потока – наиболее важная проблема при разработке электровакуумных приборов СВЧ с продольным взаимодействием, таких как клистронов, ЛБВ и т.п. Широкое распространение для анализа электронных пушек получили 2 и 2.5D коды, например, E-Gun [1], Poisson SuperFish [2], Арсенал-МГУ [3]. В настоящее время появились трехмерные компьютерные программы, например, CST Particle Studio [4], применяющиеся для моделирования процессов в сложных электронно-оптических системах.

Целью данной работы является сравнение возможностей 2.5D и 3D программного обеспечения на примере расчета хорошо изученных однолучевых пушек Пирса.

Известно [3,5], что 2.5D программа Арсенал-МГУ хорошо описывает экспериментальные результаты, полученные для электронных пушек клистроновых усилителей.

Будем исследовать электронно-оптическую систему формирования пучка. Она состоит из электронной пушки, производящей электронный поток, и соленоида, обеспечивающего его фокусировку. Труба дрейфа в виде круглого запердельного волновода служит для транспортировки сформированного электронного пучка.

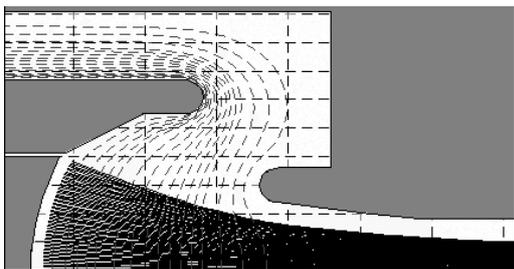


Рис. 1. Траектории трубок тока в электронной пушке, полученные с помощью 2,5 D кода Арсенал-МГУ

Будет проведено сравнение результатов расчета в Арсенале-МГУ (рис. 1) и CST PS (рис. 2) при траекторном анализе электронной пушки. Уделено особое внимание вопросу корректности сравнения кодов разной размерности. Рассматриваются ключевые параметры программ: модели частиц, используемые сетки и режимы эмиссии. Будут сравниваться

не только интегральные параметры, такие как ток и радиус пучка, но и распределения импульсов, плотности заряда и токов вдоль выбранных координатных осей.

При сравнении исследовались траектории частиц вдоль электронной пушки, а также поперечные распределения трубок тока в выбранных

сечениях, соответствующих прикатодной области (Z1), прианодной области (Z2) и области сформированного пучка (Z3).

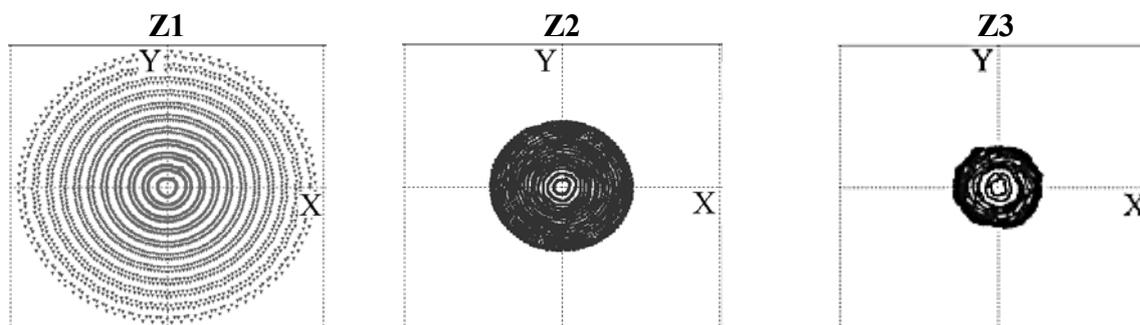


Рис. 2. Распределения 6000 трубок тока в трех поперечных сечениях электронной пушки, полученные с помощью 3D модели (CST PS): Z1= 10 мм, Z2= 30 мм, Z3= 70 мм.

Для расчетов в обеих программах используется метод трубок тока. Начальные распределения плотности тока и скоростей на поверхности катода описываются формулами Чайлда-Ленгмюра (режим ограничения тока пространственным зарядом). Расчет движения частиц в самосогласованных полях основан на методе итераций по пространственному заряду.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Hermansfeldt, "Electron trajectory program," Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA, SLAC, Rep. 226, 1979.
2. <http://laacg.lanl.gov/>
3. A. N. Sandalov et al., "Animations of nonlinear electron-wave interaction," in Proc. Pulsed RF Sources Lin. Collider, RF, 1996, pp. 185–194.
4. CST PARTICLE STUDIO 2009, User Manual, Sep.2008, CST GmbH, Darmstadt, Germany, [www.cst.com](http://www.cst.com)
5. V. E. Rodyakin, A. N. Sandalov ARSENAL-MSU Computer Code (Version 5.0). Moscow, 2007

## КОМПОЗИТНЫЙ МАТЕРИАЛ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА

И.С. Зотов, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, А.А. Федий  
Челябинский Государственный Университет  
[zotovis@mail.ru](mailto:zotovis@mail.ru)

В последние годы, в связи с ростом производства и использования радиоэлектронных устройств, работающих в широких частотных диапазонах, особенно в СВЧ, задача защиты различного рода помещений с чувствительной радиоэлектронной аппаратурой становится особенно актуальной. Традиционно задача защиты помещений от электромагнитного излучения решалась с применением сложных и дорогостоящих технологий и материалов. Вместе с тем более дешёвыми и достаточно эффективными могут быть композитные материалы на основе диэлектрической матрицы с добавками графита. Здесь возможны два подхода: изготовление диэлектрической матрицы с однородным распределением частиц графита, или матрицы, в которой сформирован электромагнитный кристалл [1] состоящий из графитовых стержней. Электромагнитный кристалл является регулярной структурой из проводящих проволок с характерным периодом, сравнимым с длиной волны. Такому кристаллу присуща зонная структура в частотном диапазоне [1], т.е. в зависимости от частоты кристалл либо пропускает, либо запрещает прохождение электромагнитных волн.

В работе представлены результаты экспериментов по исследованию коэффициента отражения (R) и пропускания (T) электромагнитных волн через двухслойный композитный материал, состоящий из диэлектрической матрицы ( $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) с добавками графита и диэлектрической матрицы в которой сформирована регулярная проводящая структура, в виде графитовых стержней, представляющая собой электромагнитный кристалл. Исследования проводились в СВЧ диапазоне 8 – 12 ГГц, волноводным методом, с использованием панорамного измерителя КСВН Р2-61.

Исследовались три типа образцов. Первый тип представлял собой диэлектрическую матрицу ( $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) с добавками чешуйчатого природного графита, исследовались образцы размером  $10 \times 10 \times 23 \text{ мм}^3$ . Меняя концентрацию проводящих включений можно варьировать электродинамические характеристики композитного материала в широких пределах. Например, при массовой концентрации графита 5% образец имеет небольшой коэффициент отражения кривая 2 на рис. 1, но при этом достаточно высокий коэффициент пропускания кривая 3, что делает его практически непригодным для целей экранирования и защиты помещений.

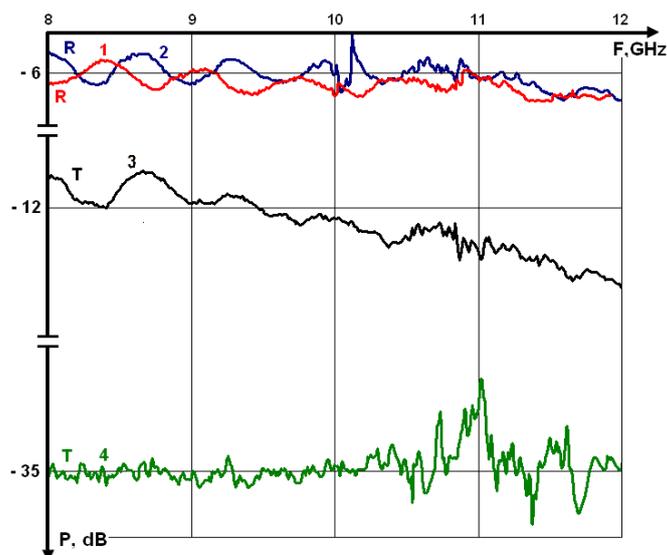


Рис.1. График частотной зависимости коэффициентов отражения (R) и пропускания (T).

Второй тип образцов представлял собой диэлектрическую матрицу ( $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) в которой сформирован электромагнитный кристалл. Кристалл образован графитовыми проводящими стержнями (диаметром 0.7мм), образующими квадратную решётку с различным шагом. Результаты измерения коэффициента отражения и прохождения показали что, при нормальном падении волны материал ведёт себя как металлическая стенка, коэффициент прохождения -35дБ, но при этом достаточно высокий коэффициент отражения близок к 1 (нормировано по отражению от медного листа). Третий образец представлял собой двухслойный композитный материал, состоящий из слоя первого образца и слоя диэлектрической матрицы, в которой сформирован кристалл с постоянной решетки 5 мм. Электромагнитное излучение падало нормально к поверхности первого слоя. Данный образец проявил хорошие экранирующие свойства (кривая 4 на рис. 1) и при этом коэффициент отражения от поверхности оказался достаточно мал, кривая 1 на том же рис., и сравним с первым типом образцов.

Таким образом, исследования показывают возможность получения слабо отражающих покрытий с хорошими экранирующими свойствами при сочетании поглотителя и метаматериала на основе электромагнитного кристалла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Belov, S.A. Tretyakov, A.J. Viitanen. Dispersion and reflection properties of artificial media formed by regular lattices of ideally conducting wires. J. of Electromagn. Waves and Appl., Vol.16, No.8, 1153-1170, 2002

## МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

В.И. Зубков, В.И. Щеглов

*Институт радиотехники и электроники РАН, 125009, Москва*

[yshcheg@cplire.ru](mailto:yshcheg@cplire.ru)

Объемные и поверхностные магнитоэлектрические волны и в ферритовых пленках и структурах на их основе используются в устройствах аналоговой обработки информации в СВЧ диапазоне [1]. Главными достоинствами таких устройств являются малые габариты и возможность эффективного управления рабочими характеристиками путем изменения подмагничивающего поля. В пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) ориентации (111) имеется небольшая одноосная анизотропия, перпендикулярная плоскости пленки, которая в совокупности с нормальной плоскости кубической осью типа [111] обеспечивает равновесное положение вектора намагниченности вдоль нормали к плоскости пленки с соответствующей доменной структурой [2,3]. Намагничивание пленки в плоскости постоянным полем вызывает поворот намагниченности к направлению поля - ориентационный фазовый переход второго рода [4].

Экспериментально наблюдаемые свойства МСВ в условиях ориентационного перехода описаны в работах [5,6]. Исследованы МСВ, распространяющиеся параллельно и перпендикулярно к направлению постоянного поля. Показано, что в обоих случаях частота нижней ветви спектра МСВ с увеличением поля уменьшается вплоть до поля перехода, когда вектор намагниченности ложится в плоскость пленки и частота становится минимальной. Дисперсионные свойства всех наблюдаемых МСВ соответствуют прямым волнам.

В работах [7,8] были теоретически рассмотрены дипольные безобменные МСВ в намагниченной в плоскости ферритовой пластине с нормальной одноосной анизотропией в условиях ориентационного перехода. Показано, что такие МСВ, распространяющиеся вдоль плоскости пластины, имеют бегущую составляющую, перпендикулярную этой плоскости, причем МСВ могут быть двух видов: квазиобъемные, для которых амплитуда составляющей, перпендикулярной плоскости пластины, остается постоянной и квазиповерхностные, для которых эта амплитуда по мере удаления от плоскости пластины экспоненциально спадает. Найден закон дисперсии квазиобъемных и квазиповерхностных волн, выявлены частотно-полевые области существования. Показано, что при распространении волн перпендикулярно полю в полях меньших определенной критической величины квазиобъемные волны являются

прямыми, в полях больших этой величины - обратными. Квазиповерхностные волны всегда являются только прямыми.

Несмотря на определенные успехи в объяснении экспериментов, результаты работ [7,8] остаются неполными. Так, рассмотрены только два частных случая распространения МСВ - вдоль и перпендикулярно полю, а случай произвольных направлений отсутствует.

Настоящая работа посвящена более подробному рассмотрению перечисленных вопросов.

Получено универсальное дисперсионное соотношение для МСВ, распространяющихся в условиях ориентационного перехода в произвольном направлении относительно постоянного поля:

$$(\beta - 1 - 2\sqrt{\xi}) \cdot e^{\frac{k\sqrt{\xi}d}{\mu_H}} - (\beta - 1 + 2\sqrt{\xi}) \cdot e^{-\frac{k\sqrt{\xi}d}{\mu_H}} = 0, \quad (1)$$

где:

$$\xi = \mu_H \mu_A - \mu_P^2 \sin^2 \varphi, \quad (2)$$

$$\beta = -\mu_H \mu_A + \nu_H^2 \cos^2 \varphi + \mu_P^2 \sin^2 \varphi; \quad (3)$$

$$\mu_H = 1 + \frac{\Omega_H^2}{\Omega_A [(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) - \Omega^2]}; \quad (4)$$

$$\mu_A = 1 + \frac{\Omega_A^2 - \Omega_H^2}{\Omega_A [(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) - \Omega^2]}; \quad (5)$$

$$\mu_P = -\frac{\Omega_H \sqrt{\Omega_A^2 - \Omega_H^2}}{\Omega_A [(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) - \Omega^2]}; \quad (6)$$

$$\nu_H = \frac{\Omega \Omega_H}{\Omega_A [(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) - \Omega^2]}; \quad (7)$$

$$\Omega = \frac{\omega}{4\pi\gamma M_0}; \quad \Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_0}; \quad \Omega_A = \frac{H_A}{4\pi M_0}; \quad (8)$$

$\omega$  - частота,  $H_0$  - внешнее поле,  $H_A$  - поле анизотропии,  $M_0$  - намагниченность насыщения,  $\gamma$  - гиромагнитная постоянная,

$d$  - толщина пластины,  $k$  - волновое число,  $\varphi$  - угол между волновым вектором и нормалью к направлению поля.

В зависимости от знака  $\xi$  волны являются квазиповерхностными ( $\xi > 0$ ) или квазиобъемными ( $\xi < 0$ ). Квазиповерхностные волны являются одноמודовыми, а квазиобъемные - многомодовыми.

Частотные границы между областями квазиповерхностных и квазиобъемных волн, задаваемые условием  $\xi = 0$ , имеют вид:

$$\Omega_{1,2} = \sqrt{(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) \pm \frac{\Omega_A^2 \mp \sqrt{\Omega_A^4 - 4\Omega_H^2(\Omega_A^2 - \Omega_H^2)} \cdot \cos^2 \varphi}{2\Omega_A}}. \quad (9)$$

Пример зависимостей  $\Omega_{1,2}(\Omega_H)$  для  $\Omega_A = 2$  показан на рис.1. Сплошные линии соответствуют  $\Omega_1$ , пунктирные -  $\Omega_2$ . Кривые 1 соответствуют  $\varphi = 0^\circ$ , кривые 2 -  $\varphi = 90^\circ$ .

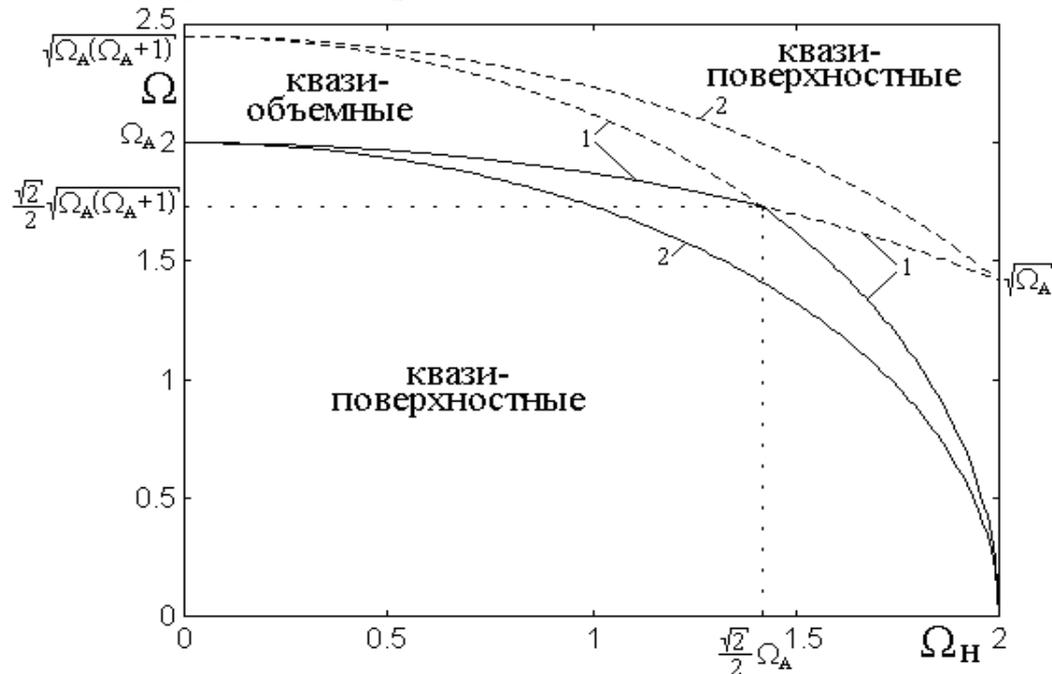


Рис.1. Частотные границы областей существования волн различных типов.

Из рисунка видно, что, тогда как кривые для  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ , соответствующие  $\varphi = 90^\circ$  (2), плавно спадают без каких-либо особенностей, то кривые для  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ , соответствующие  $\varphi = 0^\circ$  (1), претерпевают излом и в определенной точке соприкасаются друг с другом, после чего их продолжения как бы меняются местами, создавая иллюзию пересечения двух плавных кривых. Точка соприкосновения кривых

определяется условием равенства нулю внутреннего корня в выражении для  $\Omega_{1,2}$ .

Граничные частоты для всех типов волн при увеличении поля подмагничивания уменьшаются, причем нижняя частотная граница в поле перехода стремится к нулю (мягкая мода), а верхняя - к частоте, соответствующей квадратному корню из нормированного поля анизотропии. Частотная область существования квазиобъемных волн ограничена сверху и снизу двумя областями существования квазиповерхностных волн.

При изменении поля анизотропии общий вид частотных границ областей существования квазиобъемных и квазиповерхностных волн, в основном, сохраняется, а их размах по обеим осям меняется пропорционально полю анизотропии. При изменении ориентации волнового вектора распространяющейся волны от перпендикулярной полю подмагничивания до параллельной область существования квазиобъемных волн расширяется, а область существования квазиповерхностных волн сужается. Интервал существования квазиповерхностных волн по ориентации волнового вектора в плоскости пленки ограничен сверху углом отсечки, величина которого при увеличении поля анизотропии уменьшается, тогда как для квазиобъемных волн отсечка отсутствует.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Adam, L. Davis, G. Dionne, E. Schloemann, S. Stitzer // IEEE Trans. on MTT. 2002. V.50. No 3. P.721.
2. П.Е. Зильберман, В.М. Куликов, В.В. Тихонов, И.В. Шеин // РЭ. 1990. Т.35. №5. С.986.
3. А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов // ФТТ. 1999. Т.41. №11. С.2034.
4. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин "Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках" М.: Наука, 1979.
5. А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов // ЖЭТФ. 1997. Т.111. №3. С.1016.
6. А.В. Вашковский, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов // ЖЭТФ. 1998. Т.114. №4(10). С.1430.
7. В.И. Щеглов // XVI Международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (НМММ). Тезисы докладов. М.: МГУ. 1998. Ч.1. С.127.
8. В.И. Зубков, В.И. Щеглов // РЭ. 2000. Т.45. №4. С.471.

## КОНВЕРТЕР МИКРОВОЛН В ПОСТОЯННЫЙ ТОК ДЛЯ БЕСПРОВОДНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В ДИАПАЗОНЕ 10 ГГц

К.В. Иванов

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

[ffkirka@mail.ru](mailto:ffkirka@mail.ru)

В связи с развитием проектов по беспроводной передаче энергии с космических аппаратов заметный интерес проявляется к проблеме обратного преобразования энергии микроволн в энергию постоянного тока. Помимо полупроводниковых ректенн наиболее перспективны электроннолучевые конвертеры, использующие условия циклотронного резонанса для эффективного ввода энергии микроволн в электронный пучок [1,2]. Экспериментальные образцы конвертеров успешно испытаны в режимах с входной мощностью до 10 кВт на частоте 2,45 ГГц.

Однако необходимость выполнения условий циклотронного резонанса при переходе к более перспективному для беспроводной передачи энергии диапазону частот (например, 10 ГГц) вызывает заметные технические трудности. Увеличение частоты в 4 раза влечет за собой необходимость соответствующего увеличения напряженности фокусирующего магнитного поля и, соответственно, массы и габаритов магнитной системы.

Хорошо известны электроннолучевые параметрические усилители, в которых энергия циклотронных волн усиливается под действием поля накачки в резонаторах квадрупольного типа. Применение квадрупольных и октупольных резонаторов в конструкции конвертеров даст возможность повысить значение рабочей частоты в два и четыре раза, соответственно, без увеличения напряженности фокусирующего магнитного поля.

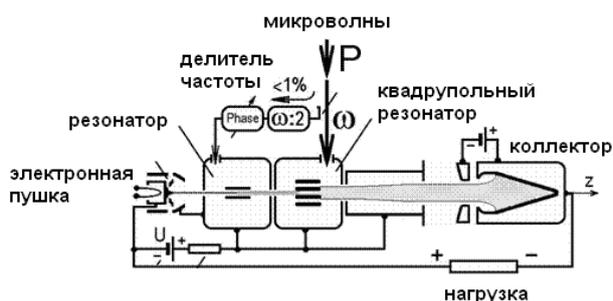


Рис.1 Схема конвертера с квадрупольным резонатором

распределением высокочастотного электрического поля. Часть входной мощности ( $\sim 1\%$ ) через ответвитель и делитель частоты поступает в первый (инициирующий) резонатор с поперечным высокочастотным электрическим полем, настроенный на частоту  $\omega/2$ . Эта часть входной мощности

Принцип действия конвертера с квадрупольным резонатором иллюстрируется на рис.1.

Электронная пушка формирует электронный пучок, который инжектируется вдоль оси  $z$  в фокусирующем магнитном поле  $B$ . Микроволны с входной мощностью  $P$  поступают во резонатор с квадрупольным

инициирует циклотронное вращение электронов с частотой  $\omega_c = \omega/2$ , которое затем усиливается в квадрупольном резонаторе. В результате практически вся мощность микроволн на частоте  $\omega$  может быть трансформирована в мощность вращательного движения электронного пучка с частотой  $\omega_c = \omega/2$ . Непосредственно за квадрупольным резонатором расположена область дрейфа с расширяющимся магнитным полем, в котором энергия вращательного движения электронов преобразуется в энергию их продольного движения. Ускоренный таким образом электронный пучок оседает на коллекторе с депрессией потенциала и отдает энергию в нагрузку.

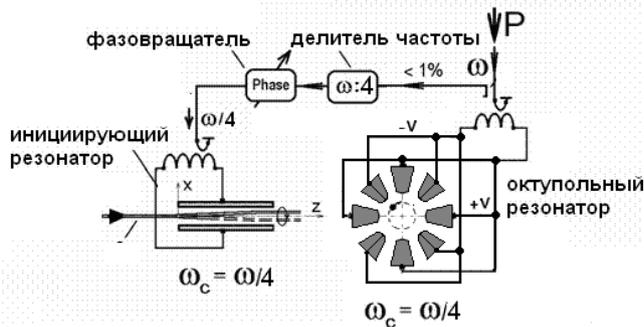


Рис.2 Схема конвертера с октупольным резонатором

Рис.2 иллюстрирует принцип действия конвертера с октупольным резонатором, позволяющим уменьшить значение резонансного магнитного поля в четыре раза. Конвертер содержит делитель частоты  $\omega:4$  и октупольный резонатор, дающий возможность с помощью микроволн с частотой  $\omega$  усиливать циклотронное вращение

электронов с частотой  $\omega_c = \omega/4$ .

Эффективность резонатора может быть рассчитана по значениям электронной проводимости пучка  $G_{beam}$  и эквивалентной проводимости квадрупольного (октупольного) резонатора  $G_{cavity}$

$$h_{max} = 1 - \frac{G_{cavity}}{G_{cavity} + G_{beam}}, \quad (1)$$

$$G_{beam} = \frac{1}{8} \frac{I_o}{U_o} \left( \frac{L}{a} \right)^2 \left( \frac{r_{out}}{a} \right)^2 \left( 1 - \frac{r_{in}}{r_{out}} \right)^2 \left( \ln \frac{r_{out}}{r_{in}} \right)^{-2}, \quad (2)$$

где  $I_o, U_o$  – ток и потенциал пучка,  $r_{in}$  и  $r_{out}$  – входной и выходной радиусы вращения электронов в резонаторе. Для оптимальных значений эффективность резонатора может достигать 90%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин, // Известия РАН, сер. физическая. 2008. Т. 72. No. 1. С. 139-142.
2. Matsumoto H. et al. // Japan Patent Appl. N. 2001-346861, 2001.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ПЛОСКОМ РЕВЕРСЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г.М. Казарян, М.А. Магтесян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

[vladimir.savvin@mail.ru](mailto:vladimir.savvin@mail.ru)

Методом компьютерного моделирования изучена динамика цилиндрического электронного потока в плоском реверсе магнитного поля с учетом влияния поля пространственного заряда и деформации поперечного сечения потока. Как показали ранее проведенные исследования, применение модели бесконечно короткого реверса и бесконечно тонких (нитевидных) электронных пучков [1] не дает адекватного результата для анализа динамики цилиндрического электронного потока с реальными размерами поперечного сечения потока. Принципиально важно учитывать протяженность области изменения магнитного поля, конечные размеры и форму пучка, а также действие нелинейное действие кулоновских полей [2,3].

Распределение магнитного поля вдоль длины плоского реверса может быть аппроксимировано в виде :

$$B(z) = 0.5 \cdot B_0 \left[ 1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left( \Theta \frac{z}{z_{\max}} \right) \right], \quad 0 < z < z_{\max},$$

$$B_y(z) = -0.5 \cdot y \cdot \frac{dB(z)}{dz}, \quad 0 < z < z_{\max}, \quad (1)$$

$$B_x(z) = 0, \quad 0 < z < z_{\max}$$

где  $B_0$  – значение продольного магнитного поля на входе в область преобразования,  $C_0$  – отношение величины продольного магнитного поля на выходе из области реверса к начальному значению  $B_0$ ,  $z_{\max}$  – протяженность области реверса. Значения поперечного и продольного магнитных полей вне оси системы вычисляется с помощью известных формул параксиального приближения.

Проведенный ранее анализ ограничивался случаем  $\Theta = \pi$ , однако на практике реализовать такой профиль магнитного поля вдоль оси магнитной системы довольно сложно, особенно для значений  $0 < C_0 < -0.2$ . К тому же электронный поток становится неустойчивыми в области малых значений фокусирующего магнитного поля, поэтому важно исследовать динамику электронного потока в расширяющихся магнитных полях с другой конфигурацией, легче реализуемой на практике [4]. Проведенное численное моделирование движения электронного потока при различных профилях магнитного поля ( $\Theta = \pi, 3\pi/4, \pi/2, \pi/4$ ) показало, что динамика

электронов существенно зависит от распределения магнитного поля. Это выражается в изменении величины разброса продольных скоростей в пучке, радиуса, формы пучка и коэффициента трансформации вращательной энергии электронов в поступательную.

Наиболее интересным является случай  $\Theta = \pi/2$ , когда радиальные магнитные поля увеличиваются вдоль рассматриваемой области, достигая максимального значения на выходе из нее (см. рис.1).

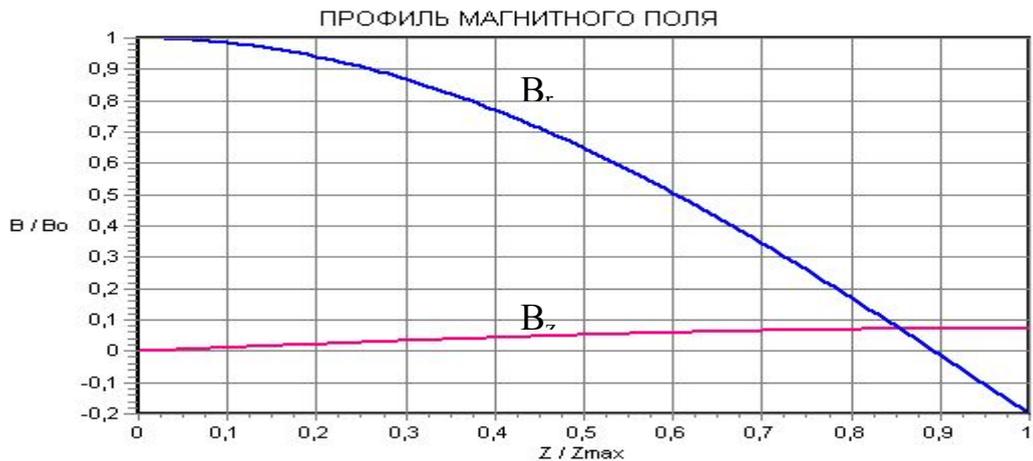


Рис. 1 Распределение магнитного поля в реверсивной области при значениях параметров  $\theta = \pi/2$ ,  $C_0 = -0,2$ .  $B_r$ ,  $B_z$  – радиальная и продольная компоненты магнитного поля соответственно.

Учитывая, что именно радиальное магнитное поле «разворачивает» векторы радиальных скоростей электронов в продольном направлении, осуществляя, таким образом, непосредственно процесс преобразования, такой режим преобразования весьма интересен для изучения. Наиболее важным результатом проведенного моделирования является тот факт, что возможно реализовать высокоэффективные режимы работы - различным распределениям реверсивного поля соответствуют различные наборы значений оптимальных параметров.

На рис. 2. приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации кинетической энергии поперечного вращения электронного потока в энергию его поступательного движения (эффективности области преобразования) в зависимости от протяженности области плоского реверса магнитного поля, выраженной в длинах циклотронных волн  $N_c$ , и глубины реверса, выраженного коэффициентом  $C_0$  для случая  $\Theta = \pi/2$ . Следует отметить, что при таком профиле поля процесс трансформации векторов скоростей пучка может происходить

весьма эффективно – коэффициент трансформации достигает 80% при оптимальном выборе параметров  $N_c$  и  $C_0$ .

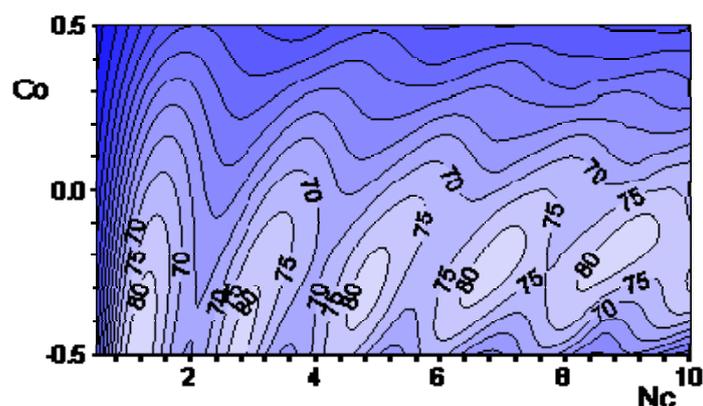


Рис. 2. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 0.2A,  $P_{вх}=5kW$ ,  $f=0$ )

На рисунке 3 при тех же параметрах и в тех же осях приведены результаты вычислений относительного разброса скоростей в потоке  $\delta v_z$ . Минимальным значениям  $\delta v_z$  соответствуют светлые области. В области пересечения светлых участков рисунков 1 и 2 реализуемы высокоэффективные режимы преобразования с низким разбросом скоростей и минимальным искажением формы поперечного сечения электронного потока в конце области реверса.

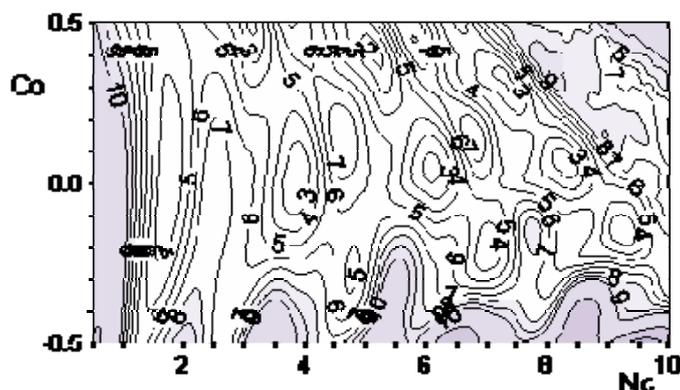


Рис. 3. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке (5kV, 0.2A, 5kW)

Обнаружена зависимость коэффициента трансформации кинетической энергии электронного потока от начальной фазы влета электронов в область плоского реверса магнитного поля (рис.2,  $f=0$  и рис.4,  $f=\pi/2$ ).

На рис.4 приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации для потока, влетающего в область реверса с начальной фазой  $f=\pi/2$ . Отметим, что для малых значений  $N_c$  здесь возможны более высокие значения коэффициента преобразования по сравнению с начальной фазой влета  $f=0$  (рис.2).

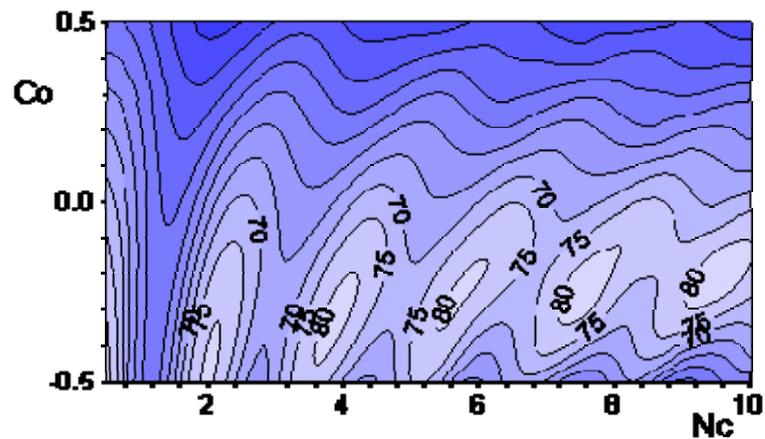


Рис. 4. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 0.2A,  $P_{вх}=5kW$ ,  $f=\pi/2$ )

Увеличение длины области реверса сглаживает эту разницу и дает более высокую эффективность преобразования энергии вращения электронного потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. Watson, C. Johnson // J. Microwave Power. 1970. V.5. No. 2. P.72.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин, // Изв. РАН, Сер. физич. 1999. Т.63. № 12. С. 2368.
3. Пеклевский А.В., Саввин В.Л. // Изв. РАН, Сер. физич., 2008, Т.72, №1, с. 139-142.
4. Ю.А. Будзинский, С.В. Быковский, С.П. Кантюк и др. // Радиотехника. 1999. No. 4. С.32.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МОЩНЫХ ПОПЕРЕЧНО-ВОЛНОВЫХ УСТРОЙСТВАХ СВЧ

Г.М. Казарян, М.А. Магтесян, А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

[vladimir.savvin@mail.ru](mailto:vladimir.savvin@mail.ru)

Физические процессы в поперечно-волновых приборах имеют принципиально трехмерный характер. В отличие от СВЧ приборов с продольным взаимодействием, в циклотронных устройствах происходит пространственное искривление электронного потока. Это накладывает серьезные ограничения на допустимость применения тех или иных упрощающих предположений при построении соответствующей физической модели. Так, например, обычные допущения в трехмерной теории ЛБВ и клистронов, значительно ускоряющие вычисление кулоновских полей, связаны с предположением об аксиальной симметрии поля пространственного заряда, несмотря на наличие углового движения электронов. Представление криволинейного электронного потока в каждом сечении  $z = \text{const}$  в виде цилиндра, равномерно заряженного по сечению, значительно упрощает задачу, но, по сути дела, позволяет правильно вычислять только усредненное радиальное поле кулоновских сил. Такая модель не отражает реальной ситуации в случае, когда пучок искривлен вдоль оси  $z$  и неравномерно заряжен по сечению.

Подобные упрощения неприемлемы в теории поперечно-волновых приборов, т.к. процесс взаимодействия принципиально связан с нарушением аксиальной симметрии электронного потока, который, в первом приближении, принимает форму раскручивающейся спирали, неравномерно заряженной по сечению. Все выше изложенное указывает на то, что моделирование физических процессов в поперечно-волновых и, в частности, циклотронных устройствах возможно только на основе соответствующей трехмерной модели электронного потока.

При моделировании динамических процессов представляется целесообразным выбор такой модели электронного потока, которая позволила бы упростить решение исходной системы уравнений. Отличительной особенностью моделирования физических процессов в циклотронных устройствах является возможность исключения зависимости граничных условий от времени за счет использования спиралевидной дискретизации электронного потока. В таком случае интегрирование уравнений движения существенно упрощается, перейдя к комплексным поперечным координатам и скоростям крупных частиц:

$$r_i = x_i + j \cdot y_i, \quad v_{\perp i} = v_{xi} + j \cdot v_{yi}, \quad (1)$$

получим:

$$\left. \frac{\partial r_i}{\partial t} \right|_{z=\text{const}} = j\omega r_i \Big|_{z=\text{const}}. \quad (2)$$

Для вычисления поля пространственного заряда предложена трехмерная модель электронного потока с парциальными недеформируемыми пучками конечного сечения (см. рис.1). Согласно модели электронный поток представляется в виде совокупности недеформируемых равномерно заряженных по сечению электронных пучков, каждый из которых имеет фиксированный радиус  $a$  и величину парциального тока  $i = I/N$ , где  $I$  - значение величины полного тока,  $N$  - общее количество парциальных пучков.

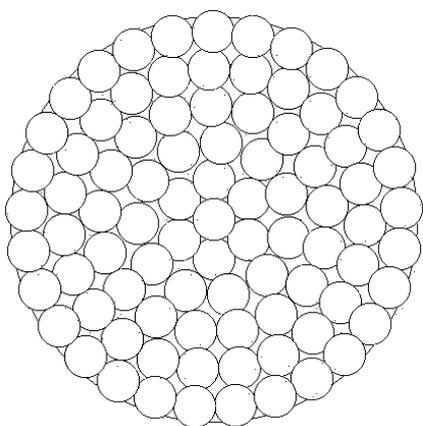


Рис. 1. Сечение модели потока

Тестирование данной модели с модифицированной начальной расстановкой элементарных пучков показало высокую степень равномерности распределения поля пространственного заряда по сечению пучка, и существенно более низкую по сравнению с другими моделями относительную погрешность вычисления кулоновского поля.

Разработанная модель электронного потока может быть применена для моделирования динамических процессов в поперечно-волновых СВЧ устройствах таких, как гирокон, магникон, ЛБВ с поперечным полем, циклотронный преобразователь энергии [1,2]. Применяемый в модели метод вычисления поля пространственного заряда потока применим во всех случаях, где электронный поток является ламинарным и представляется в виде совокупности пучков конечного сечения.

Показано, нелинейная динамика поперечно-волновых процессов в интенсивных электронных потоках вызвана влиянием поля пространственного заряда. В ряде случаев это может приводить к улучшению выходных характеристик устройств.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин//Вестник МГУ. 1998. №2. С.69.  
А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин//Изв.РАН, сер. физ. 2008. Т.72. №1.С.139.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ РАБОЧЕЙ МОДЫ В УСТРОЙСТВАХ СВЯЗИ С БЫСТРОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Г.М. Казарян, В.Л. Саввин, А.Г. Фофанов  
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
[gohark@mail.ru](mailto:gohark@mail.ru)

Один из наиболее типичных вариантов резонаторного устройства связи, используемых в микроволновых усилителях и преобразователях циклотронных волн [1,2], показан на рис. 1. В цилиндрической полости резонатора расположены две ламели, в узком и протяженном зазоре между которыми возбуждается поперечное высокочастотное электрическое поле сигнала с частотой  $\omega$ , вводимого (или выводимого) в резонатор с помощью петли связи.

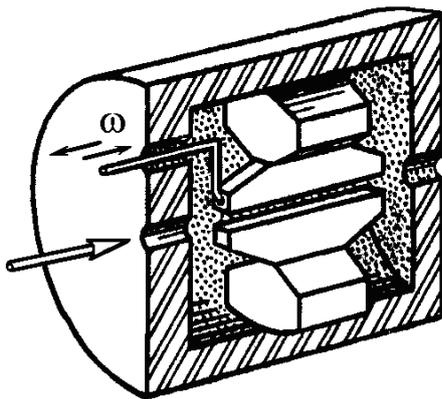


Рис. 1. Резонатор с ламелями

Электронный поток инжектируется в резонатор через круглое отверстие в торце, проходит через зазор между ламелями и выходит из резонатора через отверстие в противоположном торце. Работа устройства связи проходит в довольно узкой полосе частот (несколько процентов) вокруг циклотронной частоты  $\omega_c$ , определяемой внешним магнитным полем. Электрическое поле основной (рабочей) моды резонатора сосредоточено между ламелями, магнитное поле – вокруг ламелей.

Пространственное разнесение областей с электрической и магнитной компонентами высокочастотного поля дает возможность провести аналитический расчет частоты рабочей моды резонатора. Получены аналитические формулы для расчета эквивалентной емкости и индуктивности резонатора в зависимости от размеров ламелей и зазора между ними. Рассчитаны значения волнового сопротивления и «холодной» добротности резонатора. Расчетные значения хорошо согласуются с результатами экспериментов на опытных образцах резонаторов.

Применение современных пакетов программ дает дополнительные возможности для изучения модового состава высокочастотных колебаний в резонаторах микроволновых устройств. С помощью пакета CST проведено моделирование высокочастотного электромагнитного поля в резонаторе циклотронного преобразователя. Для рабочей моды и ряда высших мод получены распределения электрической и магнитной компонент поля в объеме резонатора.

Силовые линии электрического поля рабочей моды (см. рис.2) перпендикулярны к внутренним поверхностям ламелей и однородно распределены в зазоре между ними. Продольные компоненты электрического поля практически отсутствуют.

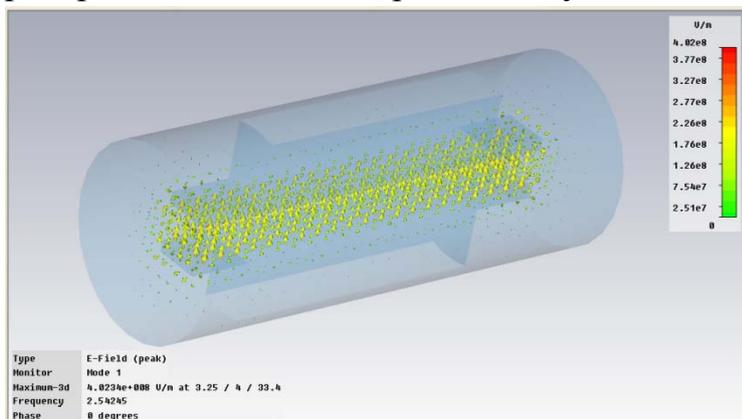


Рис.2 Распределение электрического поля рабочей моды резонатора

Электрические поля высших мод сосредоточены на краях ламелей и в зазоре между торцами ламелей и боковыми крышками резонатора. Изучена возможность подавления некоторых типов высших мод путем подбора формы и места расположения

петли связи, а также с помощью дополнительных диафрагм, вводимых в объем резонатора.

Распределение магнитной компоненты рабочей моды представлено на рис.3. Силовые линии магнитного поля сосредоточены в области вокруг ножек ламелей. В области распространения электронного пучка имеются области (на входе и выходе из резонатора) с поперечным магнитным полем. Продольная компонента магнитного поля рабочей моды на оси резонатора отсутствует.

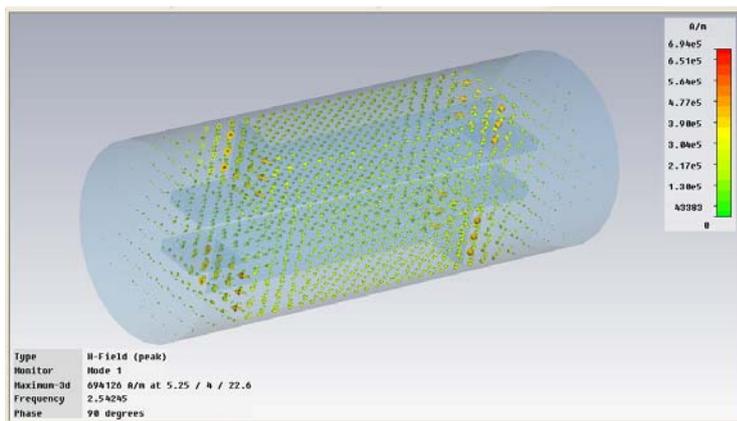


Рис.3 Распределение магнитного поля рабочей моды резонатора

Для значений тока  $I_0$  и потенциала электронного потока  $U_0$  ( $I_0 = 0,13$  А и  $U_0 = 1,58$  кВ) рассчитана проводимость, вносимая электронным потоком в резонатор,  $G_e = 0,92 \cdot 10^{-3}$  Ом<sup>-1</sup> и значение нагруженной добротности резонатора  $Q_n = 16$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Будзинский и др. // Радиотехника. 1999. Т.32. N4. С.18.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Изв.РАН. Сер. Физ. 2008. Т.72. N1. С.139.

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОМ ВЕЩЕСТВЕ

В.И. Канавец<sup>1</sup>, Ю.Д. Мозговой<sup>2</sup>, С.А. Хриткин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова,

<sup>2</sup>Московский государственный институт электроники и математики  
(технический университет)

Исследуются резонансные эффекты при обменном взаимодействии в электронно-позитронном веществе, ведущие к самоорганизации активной среды. В основе работы лежит предположение о возможности создания квантового макроплазмоида в виде большой капли электронно-позитронной жидкости. Используется принцип тождественности при зарядовом сопряжении групп электронов и позитронов с равным числом частиц. При определенных условиях частицы переходят в единое макроскопическое квантовое состояние с большим временем жизни и свойствами сверхтекучести. В квантовом макроплазмоиде макроскопические волновые функции электронов и позитронов становятся одинаковыми и макроплазмоид приобретает свойства сверхплазмоида [1].

В свободном состоянии сверхплазмоид имеет форму шара. Вблизи неоднородностей он проявляет свойства сверхпроникновения, прежде всего, сверхпроникновение в диэлектрик. Обменные процессы в шаре моделируются с использованием макроскопических волновых функций электронов и позитронов квантовой теории [1]. В частности, показано, что равенство волновых функций электронов и позитронов, а также прохождение плазмоида сквозь диэлектрик без изменения свойств возможно в случае динамической компенсации кулоновского поля.

Резонансные эффекты при квантовом обменном взаимодействии ведут к резонансной самоорганизации активного объема заряженной среды и продолжаются вплоть до динамической компенсации кулоновского поля и установления динамической электронно-позитронной моды. Отметим тесную связь эффекта тождественности при зарядовом сопряжении и эффекта динамической компенсации кулоновского поля во всем объеме. Наиболее важны резонансы, приводящие к компенсации кулоновского поля с получением квантового электронно-позитронного макроплазмоида.

Как следует из предыдущего рассмотрения [1], можно выделить несколько основных этапов работы, соответствующих возможностям эксперимента в области гамма-электроники с релятивистскими электронными и позитронными потоками:

- получение электронно-позитронных пар под действием гамма-квантов;
- взаимодействие зарядов с образованием сгущений частиц одного знака;

- парное обменное взаимодействие сгущений частиц разного знака;
- взаимодействие многих сгущений частиц разного знака;
- синхронизация волновых функций и компенсация кулоновского поля.

В настоящее время изучены многие варианты резонансных процессов, описываемых макроскопическими волновыми функциями электронов и позитронов при использовании упрощенной функции распределения зарядов типа крупного электрона и крупного позитрона.

Нелинейные эффекты при обменном взаимодействии имеют много общего с процессами в классических нелинейных средах. В классической области нелинейные процессы приводят к оптимизации группирования в генераторах и усилителях СВЧ диапазона [2]. В квантовой области важна обратная задача – минимизация излучения с увеличением времени жизни плазмоида путем перехода к замедленной или отложенной аннигиляции.

Следует отметить, что в гамма-электронике, как и в электронике СВЧ, наибольший эффект достигается при нелинейном кулоновском взаимодействии, протекающем за время, близкое к  $1/4$  периода плазменных колебаний.

В рамках модели «холодной» бесстолкновительной плазмы справедлив переход к уравнениям для вырожденных носителей заряда [1,3]. Компоненты плазмы описываются с помощью макроскопических одночастичных волновых функций с одновременно измеряемыми амплитудами  $|\Psi_{e,p}|$  и фазами  $S_{e,p}$  электронов и позитронов  $\Psi_{e,p}(\mathbf{R}, t) = |\Psi_{e,p}(\mathbf{R}, t)| \exp[iS_{e,p}(\mathbf{R}, t)]$ . Усредненное описание с помощью волновых функций электронов  $\Psi_e$  и позитронов  $\Psi_p$  дает возможность рассмотрения электронных и позитронных заряженных жидкостей с плотностями зарядов  $\rho_e = -|e||\Psi_e|^2$ ,  $\rho_p = |e||\Psi_p|^2$ . Двойные пары являются бозонами и могут длительно находиться в макроскопическом квантовом состоянии, представляя собой единое целое – конденсат типа сверхжидкости.

В макроскопическом основном состоянии важны медленно меняющиеся центрально симметричные поля (S-волны), радиальная структура которых определяется коллективными эффектами. В компенсированных по кулоновскому полю квантовых макроплазмоидах частицы делокализованы в соответствии с резонансом, частота которого определяется длиной волны де Бройля. Макроскопическое квантовое состояние представляет собой особую электронно-позитронную среду, образованную частицами вещества (электронами и позитронами) и полем виртуальных фотонов. В квантовой теории плазмы при большом числе частиц волны де Бройля трансформируются в волны плотности заряда.

Нелинейные обменные процессы приводят к появлению макроплазмоидов с равными симметричными волновыми функциями частиц. В системе быстро нарастает общее поле центрально-симметричных S – волн.

В СВЧ-электронике потоки электронов обычно рассматриваются с учетом коллективного взаимодействия при пренебрежении столкновениями [2]. В этом же приближении будем рассматривать потоки электронов и позитронов. Амплитуды волновых функций медленно меняются в пространстве и времени, что удобно для вычислительного моделирования. Изменение этих функций может соответствовать поведению одночастичных функций в теории сверхтекучести [1].

Проводится совместное решение уравнений Шредингера и Пуассона для макроскопических волновых функций электронов и позитронов [1]. При выборе параметров учитываются нелинейные обменные колебания, обусловленные интерференцией волновых функций. Число обменных колебаний определяется величиной нелинейности среды. Компенсация кулоновских сил происходит за интервал времени, меньший периода колебаний.

Для получения резонансного эффекта среднее расстояние между центрами частиц выбирается меньшим или порядка радиуса действия кулоновских сил. Эффект обмена в стандартном виде наблюдается уже в начальные промежутки времени  $T$ . Распределение заряда дается линиями уровней потенциала  $\Phi(x, y)$ . В начальные моменты времени кулоновский потенциал характеризуется наличием узкой щели между двумя областями заряда при  $y = 2,5$ .

Поля волновых функций сгустков электронов и позитронов изменяются, их центры перемещаются, и возникает общий центр. Этот результат иллюстрируется на картине линий уровней волновых функций электронов  $\Psi^-$  и позитронов  $\Psi^+$  для резонансного обменного процесса, происходящего в пределах одного периода обменных колебаний (рис. 1).

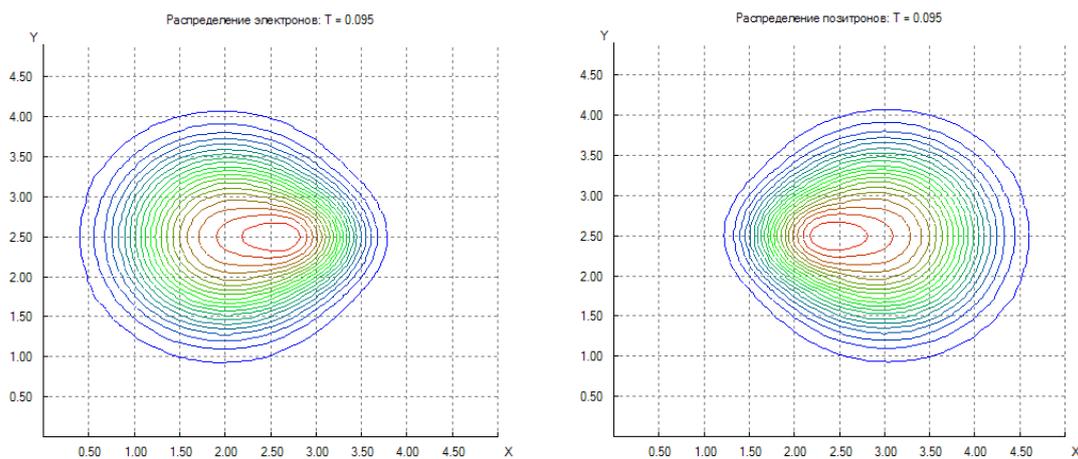


Рис.1. Распределения амплитуд одночастичных волновых функций электронов  $\Psi^-$  и позитронов  $\Psi^+$  с общим центром  $x = 2,5$ .

Распределения фаз волновых функций электронов и позитронов (рис. 2) характеризуется несколькими максимумами и минимумами, что означает более сложный характер полученных распределений по сравнению с зависимостями на рис.1, которые имеют только один максимум.

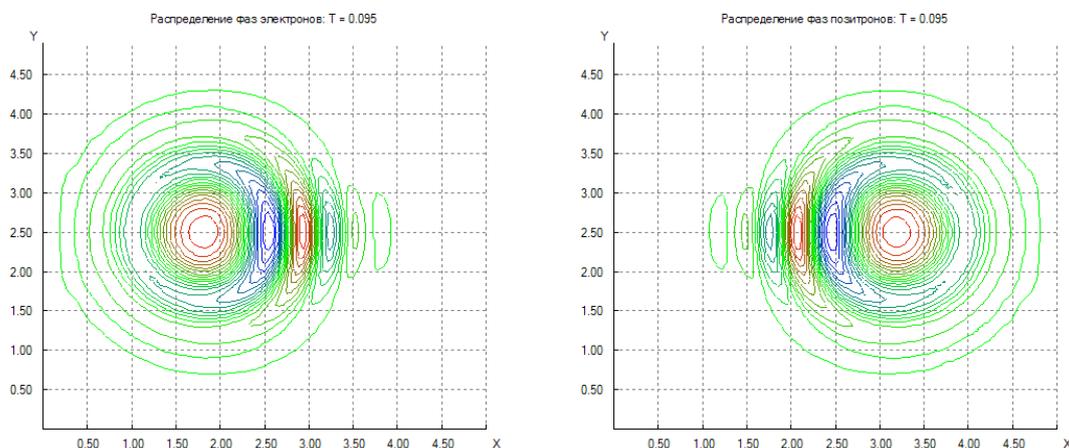


Рис. 2. Распределения фаз одночастичных волновых функций электронов  $\Psi^-$  и позитронов  $\Psi^+$  с общим центром  $x = 2,5$

Проведенные расчеты показали, что в квантовой электронике, как и в электронике СВЧ процессы обменного взаимодействия могут происходить в кинематическом приближении при малом влиянии кулоновских сил и в режиме пространственного заряда при достаточно больших кулоновских силах. Показано, что при увеличении плотности сгустков (увеличении нелинейности) периодический волновой процесс переходит в непериодический процесс смещения центров волновых функций электронов и позитронов. При достижении сближения волновых центров осуществляется компенсация кулоновского поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Канавец В.И. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: Изд-во «Педагогическое общество». 2009.
2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. 1991.
3. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Хриткин С.А. Обменное взаимодействие электронных и позитронных сгустков. //Радиотехника и электроника. Т. 55. №4. 2010. С. 500

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В МЕТАМАТЕРИАЛЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ДИПОЛЕЙ-РОТАТОРОВ

В.Н. Корниенко

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН  
[korn@cplire.ru](mailto:korn@cplire.ru)

В последнее время термин «метаматериалы» употребляется, в основном, по отношению к искусственно созданным квазинепрерывным средам, электромагнитные свойства которых можно описать в терминах диэлектрической ( $\epsilon$ ) и магнитной ( $\mu$ ) проницаемостей. Среди таких сред особое место занимают так называемые «дважды отрицательные среды» (ДОС), для которых  $\epsilon \leq -1, \mu \leq -1$ . На специфические свойства ДОС еще в 40-х годах прошлого века указывал в своих лекциях Мандельштам [1]. В настоящее время большинство экспериментально реализованных ДОС микроволнового диапазона состоят из набора резонансных элементов, реакция которых на внешнее электромагнитное поле хорошо описывается осцилляторной моделью (см., например, список литературы к [2]).

В данной работе методами вычислительного эксперимента исследуются электромагнитные свойства метаматериала, в основе которого лежат нерезонансные элементы – жесткие диполи-ротаторы, представляющие собой две сосредоточенные массы  $m$ , соединенные абсолютно жестким невесомым стержнем длины  $l$ , на концах которого располагаются одинаковые по модулю и противоположные по знаку

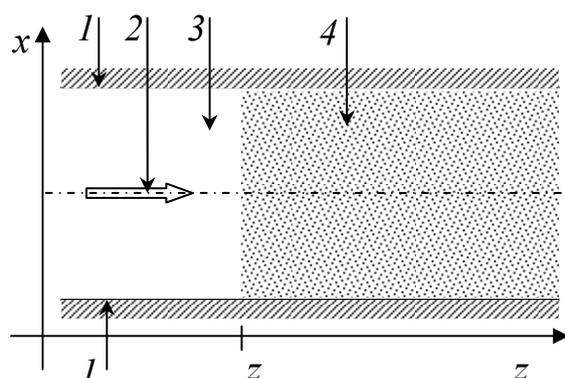


Рис.1. Вид рассматриваемой системы. 1 – идеально проводящая поверхность, 2 – направление падающей волны, 3 – вакуум, 4 – метаматериал

электрические заряды ( $q$  и  $-q$ ). Зависимость частоты вращения таких частиц от запасенной энергии позволяет выдвинуть предположение о том, что среда, состоящая из диполей-ротаторов, будет иметь специфическую «память» о предыдущем воздействии, а значит, будет обладать весьма сложным законом дисперсии.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть в двумерной прямоугольной области (рис.1.), ограниченной сверху и снизу идеально проводящими поверхностями, распространяется электромагнитная волна с плоским фронтом и синусоидальной зависимостью от пространственной координаты и

времени. Часть области, удовлетворяющая условию  $z > z_0$ , заполнена метаматериалом, состоящем из жестких диполей-ротаторов, центры масс которых неподвижны, а оси вращения - перпендикулярны плоскости  $ZX$ . Предположим, что движение частиц сопровождается вязким трением, за счет которого в системе может поглощаться энергия. В начальный момент все частицы покоятся. Найдем динамику электромагнитного поля в такой системе в зависимости от величины диссипации энергии, основываясь на микроскопических уравнениях Максвелла и уравнениях движения частиц среды:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_d + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \varphi_i}{dt^2} = \frac{2q}{ml} [-E_z \sin \varphi_i + E_x \cos \varphi_i] - \frac{k}{ml} \frac{d \varphi_i}{dt}$$

где  $\vec{E} = \vec{E}(x, z, t)$ ,  $\vec{H} = \vec{H}(x, z, t)$  – напряженности электрического и магнитного полей соответственно,  $\vec{j}_d = \vec{j}_d(x, z, t)$  – плотность тока, создаваемого движением зарядов среды,  $\varphi_i = \varphi_i(t)$  – фаза вращения  $i$ -го ротатора среды,  $k$ - коэффициент затухания.

Систему (1) будем решать численно: уравнения электромагнитного поля – методом конечных разностей [2], уравнения движения – модифицированным методом «с перешагиванием». Будем считать, что на левой и правой границах области заданы граничные условия по электромагнитному полю, соответствующие излучению плоской волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ . В каждой ячейке пространственных сеток, на которых определены компоненты электрического поля, расположим несколько макрочастиц таким образом, чтобы в начальный момент времени их угловые координаты были равномерно распределены по фазе возможного вращения в интервале  $[0, 2\pi]$ .

В качестве характеристики динамики поля были выбраны пространственно-временные распределения продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга, что дает возможность оценить как степень затухания волны, так и сделать оценки ее фазовой скорости.

Моделирование было проведено при следующих параметрах рассматриваемой системы: поперечный размер области 10 см, частота падающей волны 10 ГГц, длина стержня ротатора 5 мкм, масса ротатора в целом  $10^{-12}$  г, его заряд  $5 \cdot 10^{-12}$  ед.СГС., плотность ротаторов  $10^{12}$  см $^{-3}$ .

Максимальное значение коэффициента затухания  $k_{\max}$  соответствовало случаю, когда энергия ротатора уменьшается за один оборот в  $e$  раз.

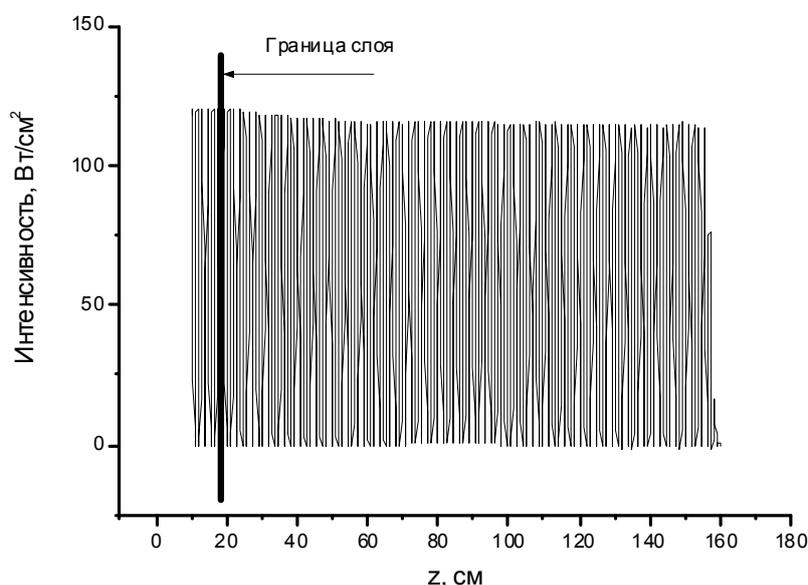


Рис.2. Зависимость продольной составляющей потока мощности от координаты при  $k = k_{\max}$ .

На рис.2. показана зависимость потока электромагнитной мощности в фиксированный момент времени при максимальном значении коэффициента затухания. Оказывается, что при этом метаматериал с выбранными характеристиками является практически прозрачным: небольшое уменьшение потока мощности, наблюдаемое на глубине до 40 см, соответствует затуханию  $-0.18$  дБ.

На рис.3. приведены аналогичные зависимости для меньших значений  $k$ . Уменьшение коэффициента затухания на два порядка приводит к существенному увеличению поглощения электромагнитного излучения (рис.3а). При  $k = 10^{-4} k_{\max}$  поле практически не проникает внутрь среды (рис.3б). Однако, в последнем случае, помимо увеличившегося поглощения, отметим некоторое увеличение длины волны в метаматериале (рис.3.б(1)). Это соответствует значению показателя преломления, лежащему в диапазоне  $0 < n < 1$ . Наиболее ярко продемонстрировать этот эффект можно при  $k = 0$ . Заметим, что в этом случае диссипация энергии за счет вязкого трения диполей-ротаторов отсутствует, поэтому установление стационарного распределения происходит на значительных временах. На рис.4 показано пространственное распределение потока мощности, взятое в момент времени  $t = 10$  нс.

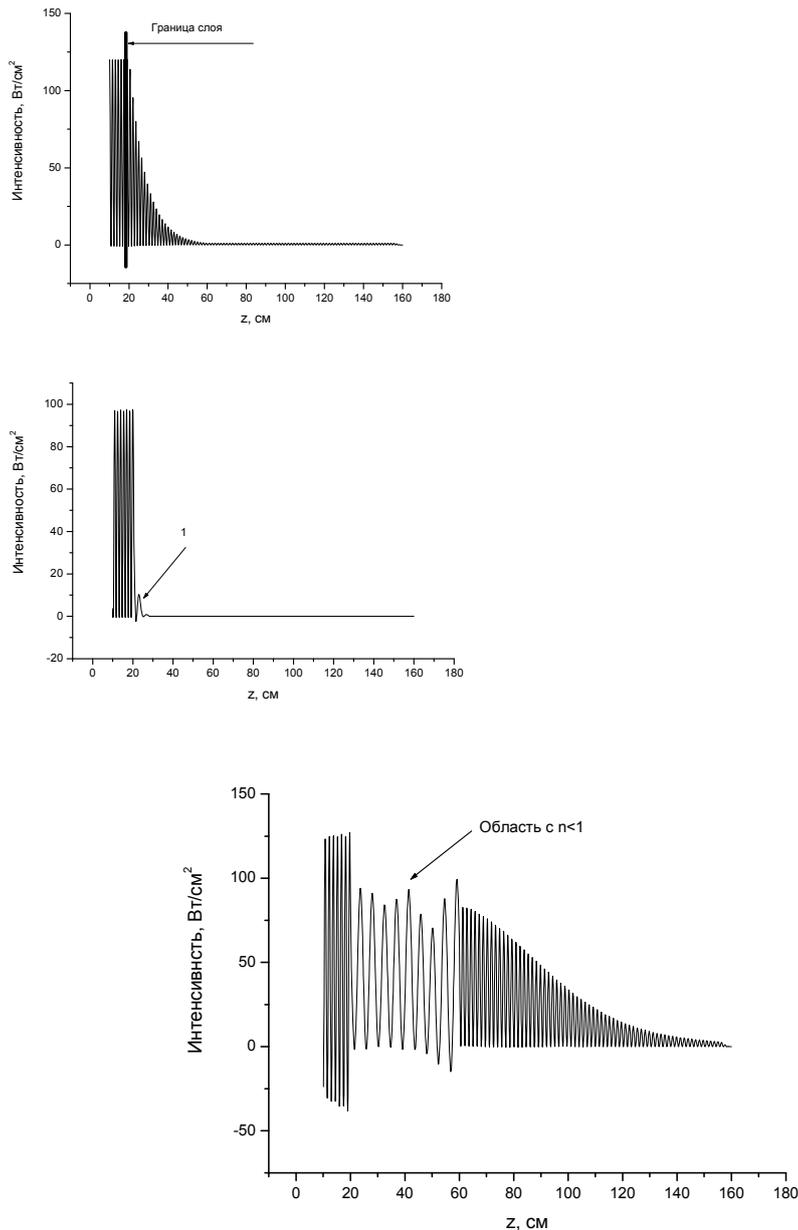


Рис.4. Зависимость продольной составляющей потока мощности от координаты при отсутствии затухания.

Таким образом, при надлежащем выборе параметров элементов, составляющих среду, можно создать метаматериал с эффективным положительным показателем преломления, меньшим единицы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. Т.5. М.: Изд-во АН СССР. 1950.
2. Управляемый термоядерный синтез. //Под ред. Дж.Киллинга. М.: «Мир». 1980.

## ИМПУЛЬСНЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ С РАВНОМЕРНОЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИЕЙ

А.Н. Леухин

ГОУ ВПО «Марийский государственный технический университет»,

Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3

[code@martsu.net](mailto:code@martsu.net)

Импульсные последовательности с хорошими корреляционными свойствами представляют значительный интерес для практического применения в радиолокационных станциях [1]. При этом желательно, чтобы уровень боковых лепестков (БЛ) корреляционной функции был как можно меньше. Например, все БЛ импульсной автокорреляционной функции (ИАКФ) амплитудно-фазовых кодов Хаффмена равны нулю, а крайние правый и левый отсчеты принимают значение равное 1. Однако, пик-фактор кодов Хаффмена не равен единице. Наибольший интерес представляют коды с пик-фактором, равным единице. К таким кодам относятся бинарные и многофазные последовательности.

Среди бинарных последовательностей известны оптимальные минимаксные MPS-последовательности (от minimum peak sidelobe) [2] с максимальной длиной  $N = 70$  и максимальным уровнем боковых лепестков  $PSL = 4$  (от peak sidelobe level). Среди известных бинарных последовательностей, оптимальность которых не доказана, но которые обладают наименьшим известным на сегодняшний день уровнем боковых лепестков, можно выделить коды с  $PSL \leq 4$  для длин  $71 \leq N \leq 82$  и с  $PSL \leq 5$  для длин  $83 \leq N \leq 105$ , приведенные в работе [3].

Другой альтернативой в построении последовательностей с пик-фактором, равным 1, и с хорошими импульсными корреляционными функциями является увеличение объема фазового алфавита, т.е. переход от бинарных последовательностей к многофазным последовательностям. Среди которых особое внимание уделяется многофазным последовательностям Баркера (максимальный уровень боковых лепестков не превышает  $PSL = 1$ ). Известны многофазные последовательности Баркера длин  $3 \leq N \leq 70$ ,  $N = 72$ ,  $N = 76$ ,  $N = 77$  [2,4,5].

К сожалению, на сегодняшний день поиск бинарных MPS, PSL последовательностей и многофазных кодов Баркера осуществляется методами перебора и численной оптимизации, из-за отсутствия регулярных аналитических методов. Поиск таких последовательностей для больших длин  $N$  представляется трудно реализуемой. Например, поиск многофазных последовательностей Баркера в работе [5] осуществлялся в течение многих месяцев на вычислительной системе, включающей компьютер с четырех-ядерным Intel-процессором и тактовой частотой 2,4 ГГц, Intel Pentium D процессор с тактовой частотой 3,4 ГГц и с парой 2,8

ГГц процессоров и вычислительный кластер Beowulf, объединяющий 18 Opteron процессоров с частотой 2,2 ГГц.

В работе [6], впервые, предложен аналитический подход к построению импульсных фазокодированных последовательностей (ФКП) с равномерной единичной ИАКФ.

Дискретную ФКП  $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0,N-1}$  запишем на основании выражения

$$\gamma_n = \exp(i\varphi_n), \quad n = 0, \dots, N-1, \quad (1)$$

где значение фазы на каждом  $n$ -ом кодовом интервале определяется из диапазона  $\varphi_n \in [0, 2\pi]$ ,  $N$  - длина дискретной последовательности (количество кодовых элементов в последовательности),  $i$  - мнимая единица. В фазовом представлении ФКП можно представить в виде

$$\Phi = \{\varphi_n\}_{0,N-1}. \quad (2)$$

ИАКФ дискретной последовательности  $\Gamma$  определяется на основании

$$r_\tau = \begin{cases} \sum_{n=0}^{N-1-\tau} \gamma_{n+\tau} \cdot \gamma_n^*, & \tau = 0, 1, \dots, N-1; \\ \sum_{n=0}^{N-1-|\tau|} \gamma_n \cdot \gamma_{n+|\tau|}^*, & \tau = 1-N, 2-N, \dots, -1; \\ 0, & |\tau| \geq N. \end{cases} \quad (3)$$

$\gamma_n^*$  - комплексно сопряженный кодовый элемент.

В случае равенства уровня БЛ  $a = 1$ , т.е.

$$r_0 = N, \quad |r_{\pm\tau}| = 1, \quad \tau = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(N-1) \quad (4)$$

получим ФКП с одноуровневой ИАКФ.

Рассмотрим пример построения импульсных последовательностей с равномерной ИАКФ для длины последовательности  $N = 5$  в рамках аналитической теории. Получим 12 исходных разновидностей ФКП в фазовом представлении. Уровень БЛ ИАКФ первых четырех ФКП

изменяется в пределах  $a = \left[ a_{\min} = \frac{-1 + \sqrt{7}}{2} \approx 0,823; a_{\max} = \frac{1 + \sqrt{7}}{2} \approx 1,823 \right]$ :

$$f_{1\_1}(a) = -\frac{13a^2 - 2a^4 - 20 + a\sqrt{4a^6 - 32a^4 + 73a^2 - 36}}{4(a^4 - 4)},$$

$$f_{1\_2}(a) = -\frac{13a^2 - 2a^4 - 20 - a\sqrt{4a^6 - 32a^4 + 73a^2 - 36}}{4(a^4 - 4)},$$

$$\Phi_1 = \left[ \begin{array}{c} 0 \\ \varphi \\ \left. \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) - f_{1\_2}(a) \text{ if } a \leq 1 \\ 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + f_{1\_2}(a) \text{ otherwise} \end{array} \right| \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{1\_2}(a)) + \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise } \left. \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_2}(a)) + \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_2}(a)) - \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right| \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_2}(a)) + \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise } \left. \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_2}(a)) + \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_2}(a)) - \arccos(f_{1\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right| \end{array} \right],$$

$$\Phi_2 = -\Phi_1,$$

$$\Phi_3 = \left[ \begin{array}{c} 0 \\ \varphi \\ \left. \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) - f_{1\_1}(a) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + f_{1\_1}(a) \text{ otherwise} \end{array} \right| \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{1\_1}(a)) + \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise } \left. \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{1\_1}(a)) - \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_1}(a)) - \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right| \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{1\_1}(a)) + \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise } \left. \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{1\_1}(a)) - \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{1\_1}(a)) - \arccos(f_{1\_2}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right| \end{array} \right],$$

$$\Phi_4 = -\Phi_3.$$

Уровень боковых лепестков ИАКФ следующих четырех ФКП изменяется в пределах:  $a = [a_{\min} \approx 0,78; a_{\max} \approx 1,769]$ .

$$\begin{aligned} f_{2\_1}(a) &= \left( -a^4 + 4a^2 - 6 - \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16} \right) / 8 + \\ &+ \sqrt{2} \sqrt{a^{10} - 8a^8 + 16a^6 - 6a^4 + 18a^2 - 16 + (a^6 - 4a^4 - 2a^2 + 4) \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16}} / (8a) \\ f_{2\_2}(a) &= \left( -a^4 + 4a^2 - 6 - \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16} \right) / 8 - \\ &- \sqrt{2} \sqrt{a^{10} - 8a^8 + 16a^6 - 6a^4 + 18a^2 - 16 + (a^6 - 4a^4 - 2a^2 + 4) \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16}} / (8a) \\ f_{2\_3}(a) &= \left( -a^4 + 4a^2 - 6 + \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16} \right) / 8 + \\ &+ \sqrt{2} \sqrt{a^{10} - 8a^8 + 16a^6 - 6a^4 + 18a^2 - 16 - (a^6 - 4a^4 - 2a^2 + 4) \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16}} / (8a) \\ f_{2\_4}(a) &= \left( -a^4 + 4a^2 - 6 + \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16} \right) / 8 - \\ &- \sqrt{2} \sqrt{a^{10} - 8a^8 + 16a^6 - 6a^4 + 18a^2 - 16 - (a^6 - 4a^4 - 2a^2 + 4) \sqrt{a^8 - 8a^6 + 20a^4 - 20a^2 + 16}} / (8a) \end{aligned}$$

$$\Phi_5 = \left[ \begin{array}{c} 0 \\ \varphi \\ \left. \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + f_{2\_2}(a) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) - f_{2\_2}(a) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + f_{2\_2}(a) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \left. \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \left. \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \end{array} \right]$$

$$\Phi_6 = -\Phi_5,$$

$$\Phi_7 = \left[ \begin{array}{c} 0 \\ \varphi \\ \left. \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + f_{2\_1}(a) \text{ if } a \leq 1,732 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) - f_{2\_1}(a) \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \left. \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \left. \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1 \\ \text{otherwise} \left\{ \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_2}(a)) + \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ if } a \leq 1,732 \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_2}(a)) - \arccos(f_{2\_1}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \end{array} \right]$$

$$\Phi_8 = -\Phi_7.$$

Уровень боковых лепестков импульсных АКФ следующих четырех ФКП изменяется в пределах:  $a = [a_{\min} \approx 0,92; a_{\max} \approx 1,769]$ .

$$\Phi_9 = \left[ \begin{array}{c} 0 \\ \varphi \\ \left. \begin{array}{l} 2\varphi - \arccos(a^2/2-1) - f_{2\_4}(a) \\ \left. \begin{array}{l} 3\varphi - \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_4}(a)) + \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ if } a \leq 1,3733 \\ 3\varphi - \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_4}(a)) - \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \left. \begin{array}{l} 4\varphi - 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_4}(a)) + \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ if } a \leq 1,3733 \\ 4\varphi - 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_4}(a)) - \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{array} \right],$$

$$\Phi_{10} = -\Phi_9,$$

$$\Phi_{11} = \begin{bmatrix} 0 \\ \varphi \\ \left| \begin{array}{l} 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ if } a \leq 1,3733 \\ 2\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_3}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \\ \left| \begin{array}{l} 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_3}(a)) - \arccos(f_{2\_4}(a)) \text{ if } a \leq 1,3733 \\ 3\varphi + \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_3}(a)) - \arccos(f_{2\_4}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \\ \left| \begin{array}{l} 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) + \arccos(f_{2\_3}(a)) - \arccos(f_{2\_4}(a)) \text{ if } a \leq 1,3733 \\ 4\varphi + 2 \arccos(a^2/2-1) - \arccos(f_{2\_3}(a)) - \arccos(f_{2\_4}(a)) \text{ otherwise} \end{array} \right. \end{bmatrix},$$

$$\Phi_{12} = -\Phi_{11}.$$

Импульсные АКФ рассматриваемых ФКП будут иметь вид  $r_0 = 5$ ,  $|r_{\pm 1}| = |r_{\pm 2}| = |r_{\pm 3}| = a$ ,  $|r_4| = 1$ , где  $\varphi$  - любое значение из интервала  $\varphi \in [0; 2\pi]$ . Так как угол  $\varphi$  определяется из непрерывного интервала, то общее количество ФКП с двухуровневой (одноуровневой) ИАКФ для фиксированного  $N$  бесконечно велико.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-5418.2010.9, гранта РФФИ 09-07-00072-а и в рамках НИР №1.01.10 АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы».*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гантмахер В.Е., Быстров Н.Е., Чеботарев Д.В. Шумоподобные сигналы. Анализ, синтез, обработка. – Спб.: Наука и техника, 2005, 400 с.
2. Levanon N., Mozeson E. Radar Signals. – John Wiley & Sons, Chichester, 2005.
3. C.J.Nunn, G.E.Coxson. Best-Known Autocorrelation Peak Side Levels for Binary Codes of Length 71 to 105// IEEE Trans. On Aerospace and Electronic Systems, 2008, V.44, №.1, pp.392-395.
4. Nunn C.J. Constrained optimization applied to pulse compression codes, and filters//Proceedings of the 2005 IEEE International Radar Conference, Washington, D.C., 190-194.
5. Nunn C.J, Coxson G.E. Polyphase pulse compression codes with optimal peak and integrated sidelobes// IEEE Trans. on Aerospace and Electronics Systems, 2009, Vol.45, No.45, pp. 775-781.
6. А.Н.Леухин. Импульсные фазокодированные последовательности с единичным уровнем боковых лепестков // Изв. вузов России. Радиоэлектроника, 2009, Вып. 6, с.13-18

## ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ГРАНИЦЫ СПЕКТРА ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕОДНОРОДНОЙ МНОГОСЛОЙНОЙ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Б.А. Мурмужев, Р.Н. Денисюк.

*Институт Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН*  
[ro-d@yandex.ru](mailto:ro-d@yandex.ru)

Исследуются дисперсионные характеристики и фундаментальные границы спектра различных типов волн, распространяющихся в многослойной среде в виде расположенных между двух бесконечно проводящих металлических экранов (МЭ) двух электромагнитно-связанных волноведущих диэлектрических слоёв (ВДС) с одинаковой высотой  $b_2$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ . Между ВДС находится разделительный диэлектрический слой (РДС) с высотой  $2b_1$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ , а между каждым ВДС и МЭ располагаются два промежуточных слоя (ПДС) с одинаковой высотой  $b_3$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_3$ . Многослойная среда не ограничена вдоль ширины слоёв, которые не имеют диэлектрических потерь. Между скалярными величинами диэлектрических проницаемостей ВДС, РДС и ПДС соблюдается соотношение:  $\varepsilon_2 > \varepsilon_1 > \varepsilon_3$ .

В многослойной диэлектрической среде, ширина слоёв которой вдоль оси координат "x" значительно превышает высоту вдоль оси координат "y", можно усреднить многомодовые вариации полей по ширине среды постоянной величиной, и считать частную производную  $\partial / \partial x = 0$ . В этом случае, волны в зависимости от преимущественной поляризации компонент электрического поля вдоль осей "x" или "y" разделяются на два класса [1]: волны  $E_{m,n}^x$  с компонентами полей  $E_x^x$ ,  $H_y^x$  и  $H_z^x$  магнитного типа, и волны  $E_{m,n}^y$  с компонентами полей  $E_y^y$ ,  $E_z^y$  и  $H_x^y$  электрического типа. Индексы  $m = 1, 3, 5, \dots$  и  $n = 2, 4, 6, \dots$  означают число нечётных и чётных синусоидальных гармоник поля в ВДС.

При указанных приближениях дисперсионная задача для многослойной плоской среды достаточно просто решается в аналитическом виде при выполнении граничных условий непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных полей на границах раздела диэлектрических слоёв и условий равенства нулю тангенциальных компонент электрического поля на поверхности бесконечно проводящих МЭ. Полученные таким образом дисперсионные уравнения (ДУ) имеют по два независимых решения для волн  $(E_{m,n}^x)_{p,q}$  и  $(E_{m,n}^y)_{p,q}$ , соответственно имеющих амплитудные распределения в РДС в виде гиперболических

функций  $ch(y)_p$  или  $sh(y)_q$ . Именно за счёт электромагнитного взаимодействия волн  $(E_{m,n}^{x,y})_p$  и  $(E_{m,n}^{x,y})_q$  возникают низкочастотные биения [2], обеспечивающие взаимный обмен энергией этих волн между ВДС.

В обобщённом виде ДУ записываются следующим образом:

$$M_{x,y} a_p^{x,y} th(t_1 M_{x,y} F_{m,n}^{x,y})_p + b_p^{x,y} = 0, \quad (1)$$

$$b_q^{x,y} th(t_1 M_{x,y} F_{m,n}^{x,y})_q + M_{x,y} a_q^{x,y} = 0, \quad (2)$$

где  $M_{x,y} = K_{y1}^{x,y} / K_{y2}^{x,y}$ ,  $K_{y1,2}^{x,y}$  - поперечные волновые числа волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  в РДС и ВДС,  $a_{p,q}^x = B_3^x tg(F_{m,n}^x) + th(t_3 B_3^x F_{m,n}^x)_{p,q}$ ,  $a_{p,q}^y = \varepsilon_3 + \varepsilon_2 B_3^y tg(F_{m,n}^y)_{p,q} th(t_3 B_3^y F_{m,n}^y)_{p,q}$ ,  $b_{p,q}^x = B_3^x - tg(F_{m,n}^x)_{p,q} th(t_3 B_3^x F_{m,n}^x)_{p,q}$ ,  $b_{p,q}^y = \varepsilon_{12} \left[ \varepsilon_2 B_3^y th(t_3 B_3^y F_{m,n}^y)_{p,q} - \varepsilon_3 tg(F_{m,n}^y)_{p,q} \right]$ ,  $(F_{m,n}^{x,y})_{p,q} = (A_{m,n}^{x,y})_{p,q} / \sqrt{1 + M_{x,y}^2}$ ,  $(A_{m,n}^{x,y})_{p,q} = \left[ (K_0 b_2)_{m,n}^{x,y} \right]_{p,q} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} = (\omega_{m,n})_{p,q} b_2 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} / c$ ,  $(\omega_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  - приведённые частоты,  $c$  - скорость света,  $K_0$  - волновое число,  $t_{1,3} = b_{1,3} / b_2$ ,  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 / \varepsilon_2$ ,  $B_3^{x,y} = \sqrt{B_3(1 + M_{x,y}^2) - 1}$ ,  $B_3 = (\varepsilon_2 - \varepsilon_3) / (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ .

При заданных значениях диэлектрических проницаемостей слоёв  $\varepsilon_{1,2,3}$  и геометрических параметров  $t_{1,3}$  обобщённые ДУ (1) и (2) характеризуют сложную функциональную связь параметров  $(F_{m,n}^{x,y})_{p,q}$ , пропорциональных приведённым частотам, с параметрами  $M_{x,y}$ , равных отношению поперечных волновых чисел.

Для получения ДУ нечётных  $(E_m^{x,y})_{p,q}$  и чётных волн  $(E_n^{x,y})_{p,q}$ , обобщённые ДУ (1) и (2) необходимо разрешить относительно функций  $tg(F_{m,n}^{x,y} / 2)_{p,q}$  половинного аргумента. В этом случае каждое из ДУ (1) и (2) имеет по два решения относительно функций  $tg(F_m^{x,y} / 2)_{p,q}$  и  $tg(F_n^{x,y} / 2)_{p,q}$ . Аналитический анализ этих решений в общем виде затруднён. Однако, для основных типов волн  $(E_1^{x,y})_{p,q}$  возможны решения  $(F_1^{x,y})_{p,q} \square 1$ . Проверка возможности таких решений показала, что основные типы волн  $(E_1^x)_{p,q}$  и  $(E_1^y)_q$  при любых значениях параметров  $M_{x,y}$ ,  $t_{1,3}$  и  $B_3^{x,y}$  имеют решения  $(F_1^x)_{p,q} > 0$  и  $(F_1^y)_q > 0$ . Аномальным исключением является ДУ для

основного типа волн  $(E_1^y)_p$ , которые при  $(F_1^y)_p = 0$ ,  $(A_1^y)_p = (\omega_1^y)_p b_2 \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} / c = 0$  имеет решение для параметра  $M_y$  в виде:

$$M_y = \sqrt{[\varepsilon_{12}\varepsilon_3 - \varepsilon_1(B_3 - 1)t_3] / (\varepsilon_3 t_1 + \varepsilon_1 B_3 t_3)} \quad (3)$$

Относительное замедление волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  определяется из известного [1] выражения:

$$(\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q} / K_0 = \sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 M_{x,y}^2) / (1 + M_{x,y}^2)} \quad (4)$$

Из выражений (3) и (4) следует фундаментальный вывод о том, что в пятислойной металлодиэлектрической среде основной тип волны  $(E_1^y)_p$  на критической частоте при  $(\omega_1^y)_p = 0$  имеет отсечку распространения по относительному замедлению  $(\gamma_1^y)_p / K_0$ , величина которого зависит от вещественных и геометрических параметров многослойной среды.

Действительные решения ДУ (1) и (2) существуют при изменении параметров  $M_{x,y}$  в пределах  $0 \leq M_{x,y} \leq \infty$ .

Левый предел  $M_{x,y} = 0$  соответствует низкочастотным границам спектра волн  $(E_{m,n}^x)_{p,q}$  и  $(E_{m,n}^y)_q$ , а условия  $M_{x,y} \rightarrow \infty$  определяют высокочастотную границу спектра волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$ .

Из выражения (4) следует, что изменение параметров  $M_{x,y}$  в пределах  $0 \leq M_{x,y} \leq \infty$  ограничивает спектр волн пределами относительных замедлений  $\sqrt{\varepsilon_1} \leq (\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q} / K_0 < \sqrt{\varepsilon_2}$ .

Высокочастотные границы спектра волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  соответствуют решениям ДУ (1) и (2) при условиях  $M_{x,y} \rightarrow \infty$ , когда параметры  $B_3^{x,y} = \sqrt{B_3} M_{x,y} \rightarrow \infty$ , гиперболические функции  $th(t_1 M_{x,y} F_{m,n}^{x,y})_{p,q} = th(t_1 A_{m,n}^{x,y})_{p,q}$ ,  $th(t_3 B_3^{x,y} F_{m,n}^{x,y})_{p,q} = th(t_3 \sqrt{B_3} A_{m,n}^{x,y})_{p,q}$ , а уравнения (1) и (2) имеют явные решения:

$$tg[A_m^{x,y} / (2M_{x,y})]_{p,q} \rightarrow \infty, \quad tg[A_n^{x,y} / (2M_{x,y})]_{p,q} \rightarrow 0,$$

$$(A_m^{x,y})_{p,q} = m\pi M_{x,y} \rightarrow \infty, \quad (A_n^{x,y})_{p,q} = 2\pi n M_{x,y} \rightarrow \infty.$$

Эти решения означают, что при относительном замедлении  $(\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q} / K_0 \rightarrow \infty$  спектр волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  не ограничен по приведённым волновым числам (приведённым частотам).

Низкочастотные границы спектра основной волны  $(E_1^y)_p$  соответствуют условию  $(A_1^y)_p = 0$ , а относительное замедление

$$(\gamma_1^y)_p / K_0 = \sqrt{\frac{\{\varepsilon_3(1+t_1) + t_3[\varepsilon_1 B_3 - \varepsilon_2(B_3 - 1)]\}}{(\varepsilon_{32} + \varepsilon_{31}t_1 + t_3)}} \quad (5)$$

Для остальных типов волн  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}$  низкочастотные границы спектра определяются при условиях  $M_{x,y} \rightarrow 0$ ,  $(\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q} / K_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$  и соответствуют значениям приведённых частот  $(A_{m,n}^{x,y})_{p,q} > 0$  при  $m \neq 1$ .

Обобщённые ДУ (1) и (2) имеют действительные решения и при мнимых значениях параметров  $M_{x,y}$  и  $B_3^{x,y}$ . Эти решения соответствуют последовательному набору волноводных мод, имеющих гармонические распределения амплитуд в ВДС и РДС, а также в ВДС, РДС и ПДС. Высокочастотные границы спектра первых волноводных мод  $(E_{m,n}^{x,y})_{p,q}^w$  соответствуют относительному замедлению  $(\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q}^w / K_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$  и условиям, что критические частоты  $(A_{m,n}^{x,y})_{p,q}^w > 0$ . Низкочастотные границы моды  $(E_1^y)_p^w$  имеют место при критической частоте  $(A_1^y)_p^w > 0$  и относительном замедлении  $(\gamma_1^y)_p / K_0$ , определяемым из формулы (5) при условии, что относительная высота ПДС  $t_3 > \varepsilon_{32} / (B_3 - 1)$ . Для остальных волноводных мод низкочастотные границы спектра соответствуют относительному замедлению  $(\gamma_{m,n}^{x,y})_{p,q} / K_0 = \sqrt{\varepsilon_3}$  и приведённым частотам  $(A_{m,n}^{x,y})_{p,q}^w > 0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мурмужев Б. А. // РЭ, 2005, т. 50, № 7, с. 849.
2. Мальцев В. П., Нефёдов Е. И., Шевченко В. В. // Изв. Вузов, Радиоэлектроника, 1970, т. 13, № 11, с. 1381.

## ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ИНЖЕКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ЛБВ НА ЦСР С УЧЕТОМ ТЕПЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА КАТОДЕ

В.М. Пикунов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[pikunov@phys.msu.ru](mailto:pikunov@phys.msu.ru)

Как правило, при расчете электронных пушек с термокатодом, вблизи реального катода вводится вспомогательный анод (катод). Считается, что плотность конвекционного тока вдоль нормали  $\mathbf{n}$  к его поверхности описывается законом Чайлда-Ленгмюра (законом "3/2"), в предположении нулевых начальных скоростей электронов на катоде. Для случая плоского диода он принимает в вид:  $\mathbf{j}^{(s)} = \mathbf{n} \frac{4\sqrt{2}\epsilon_0}{9\sqrt{m_0}} \frac{U_a^{(s)3/2}}{d^2}$ , где:  $U_a^{(s)}$  -

потенциал на  $s$ - элементе вспомогательного анода, найденный из решения уравнения Пуассона;  $d$  - расстояние между катодом и вспомогательным

анодом. При этом пренебрегается распределением пространственного заряда электронного пучка в непосредственной близости от катода и зависимостью тока эмиссии от температуры катода. Это приводит к заниженным значениям микроперванса  $P_\mu$  на величину порядка 10% для высоковольтной области напряжений на аноде 17-18 кВ, и более 20% для напряжений 0,5-3,5 кВ, по сравнению с экспериментальными измерениями [1].

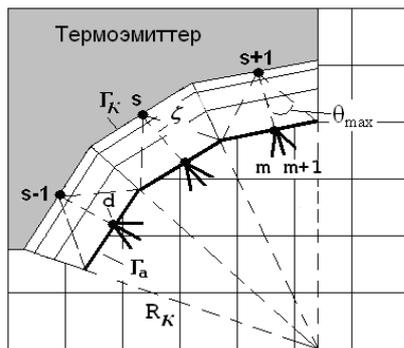


Рис.1. Модель вспомогательных плоских диодов с нагретым катодом в прикатодной области инжектора.

Работа посвящена учету тепловых скоростей электронов на катоде в 2,5D модели инжектора электронов, для устранения указанных погрешностей.

Разобьем область занимаемую инжектором  $\Omega$  на область  $\Omega_c$ , расположенную между катодом и вспомогательным анодом и регулярную область  $\Omega/\Omega_c$ . В  $\Omega/\Omega_c$  введем регулярную прямоугольную сетку. Кроме того, введем в области  $\Omega_c$  вспомогательную сетку с четырехугольными ячейками, ограниченными лучами  $R_k$ , проведенными из центра сферического катода и параллельными отрезками образующих катода и вспомогательного анода. Считаем, что каждая четырехугольная ячейка сетки соответствует элементарному плоскому диоду с номером  $s$ . Для описания распределения потенциала  $U^s(\zeta)$ , плотности тока  $j^s(\zeta)$  и плотности пространственного заряда  $\rho^s(\zeta)$  в прикатодной области введем

неравномерную по продольной координате  $\zeta$  одномерную сетку, см. рис.

1. Предполагается, что в центре отрезка образующей катода соответствующего  $s$ -му элементарному диоду расположен центр эмиссии электронов. Соответствующие трубки тока начинаются в центре отрезка образующей вспомогательного анода.

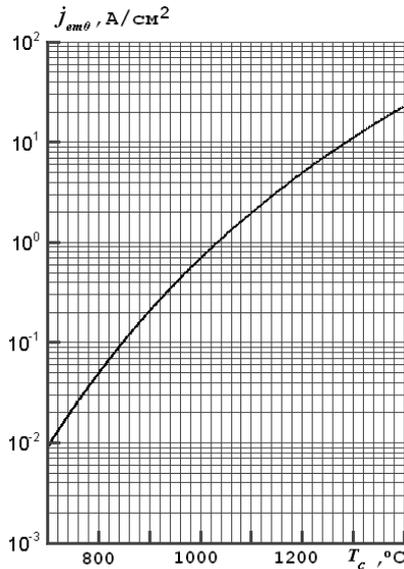


Рис.2. Зависимость предельной плотности тока эмиссии от температуры  $T_c$ .

Электрический потенциал  $U(r, z)$  в узлах регулярной сетки в области  $\Omega/\Omega_c$  и  $U_a^s$  узлах  $\Gamma_a$  вспомогательного анода находится численно, методом интегральных уравнений, с учетом распределения пространственного заряда на обеих сетках.

Задача отбора тока в диоде с накаленным катодом, впервые была решена Бурсианом [2] и Ленгмюром [3] в предположении полумаксвелловского распределения тепловых электронов по скоростям на катоде. Для нахождения

функции  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  распределения электронов по скоростям любом сечении плоского вспомогательного диода с накаленным катодом будем исходить из модели бесстолкновительной электронной плазмы. Функция  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  определяется как решение задачи для стационарной системы кинетических уравнений Власова-Лоренца с самосогласованным полем. Она позволяет рассмотреть все режимы работы плоского диода с накаленным катодом и задавать параметры трубок тока стартующих с вспомогательного анода.

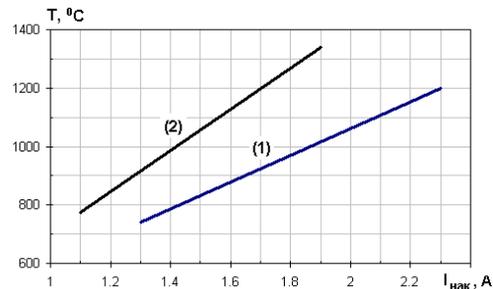


Рис.3. Пирометрические кривые катода: 1) – по данным предприятия изготовителя катода, 2) – используемая в расчетах для отпаянной пушки.

Для описания количественных закономерностей термоэлектронной эмиссии – зависимости предельной плотности тока  $j_{em0}$  от температуры катода  $T_c$ , проходящего через единицу поверхности катода, используется закон Ричардсона-Дешмана  $j_{em0}(T_c) = A_0 T_c^2 \exp(-\frac{e_0 \hat{\phi}_{eff}}{k T_c})$ . Ниже исследуется

инжектор электронов на основе импрегнированного катода московского предприятия ФГУП “ТОРИЙ” [4]. Зависимость эффективной работы выхода  $e_0 \hat{\phi}_{eff}$  от температуры катода аппроксимировалась выражением:

$e_0 \hat{\varphi}_{eff} = 1,95 + 3,0710^{-4} (T_c - 973,16) \text{ эВ}$ . Эмиссионная характеристика металлопористого катода инжектора для этого случая показана на рис.2. Для определения зависимости температуры катода от тока накала использовалась пирометрические кривые рис.3.

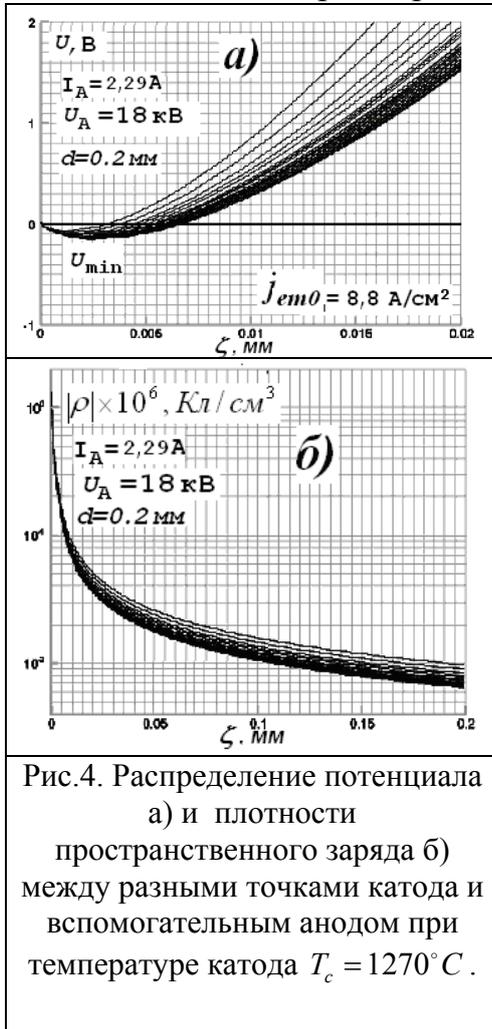


Рис.4. Распределение потенциала а) и плотности пространственного заряда б) между разными точками катода и вспомогательным анодом при температуре катода  $T_c = 1270^\circ \text{C}$ .

Для инжектора электронов с накаливаемым катодом учитывались возможности работы его различных участков поверхности в трех режимах. Режим начальных токов, соответствует случаю, когда минимум потенциала  $U_{min} < 0$  расположен на вспомогательном аноде, а плотность тока на нем

определяется соотношением  $j_a = j_{em0} e^{\frac{e_0 |U_a|}{kT_c}}$ . При отрицательных потенциалах на вспомогательном аноде  $U_a < -0,8 \text{ В}$  можно пренебречь вкладом этого элемента катода в общий ток пучка. В режиме ограничения тока пространственным зарядом, в плоском диоде возникает виртуальный катод, расположенный между его электродами. Плотность тока на вспомогательном аноде

определяется выражением  $j_a = j_{em0} e^{\frac{e_0 |U_{min}|}{kT_c}}$ . Здесь  $U_{min}$  - глубина потенциальной ямы, центру которой, соответствует координата  $\zeta_{min}$ . В режиме насыщения тока эмиссии, виртуальный катод не образуется, а

плотность тока на вспомогательном аноде равна предельной плотности тока эмиссии с учетом эффекта Шоттки  $j_a = j_{em0}(T_c) \exp\left(\frac{e_0^{3/2} \sqrt{E_c}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0} kT_c}\right)$ , где:  $E_c$  -

напряженность нормальной компоненты электрического поля на катоде. Предполагается, что напряжение на вспомогательном аноде таково, что напряженность электрического поля на катоде  $E_c \approx U_a / d < 10^7 \text{ В/см}$ , меньше границы напряженности для автоэлектронного режима.

На основе рассмотренной численной модели автором была разработана программа еИНЖЕКТОР-2, с помощью которой исследовался ряд инжекторов ЛБВ на ЦСР. Зависимости распределения потенциала и плотности тока, для одного из них, показаны на рис.4. В каждом вспомогательном диоде образуется виртуальный катод. Величина расстояния  $d$  выбиралось таким образом, чтобы минимум потенциала и

область отрицательного потенциала полностью лежали между катодом и вспомогательным анодом.

Таблица 1. Накальная характеристика инжектора ЛБВ на ЦСР

Экспериментальные измерения			Результаты численного анализа с помощью кода eИНЖЕКТОР-2			
$I_{нак},$ А	$T_c,$ $^{\circ}\text{C}$	$P_{\mu},$ мкА/В $^{3/2}$	$P_{\mu},$ мкА/В $^{3/2}$	$J_{э},$ А/см $^2$	$\zeta_{min},$ мм	$U_{min},$ В
1.0	705	0.08	0.073	0.01	0	0
1.1	775	0.25	0.246	0.04	0	0
1.3	917	0.95	0.998	0.26	0.0038-0.0099	0.086-0.019
1.5	1052	0.984	1.000	1.2	0.0099-0.015	0.28-0.20
1.7	1200	0.995	1.005	5.0	0.012-0.018	0.49-0.40
1.8	1270	1.006	1.007	8.8	0.013-0.019	0.58-0.49
1.9	1341	1.006	1.009	15	0.014-0.02	0.68-0.58

При малой мощности электронного пучка исследовались накальные характеристики инжектора ЛБВ. В таблице 1 приведены результаты экспериментальных измерений [1] и численных расчетов накальной характеристики инжектора в непрерывном режиме работы при постоянном напряжении анода  $U_A=2$  кВ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А.Е., Ветров В.В., Пикунов В.М., Смирнов В.С. К учету прикатодных явлений при расчетах инжектора электронов для ЛБВ. Препринт физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, 2005, № 11, 11с.
2. Бурсиан В. Вестник рентгенологии и радиологии, т. I, вып. III, 1-23, Петроград, 1919. Доложено на съезде физиков в Петрограде 6 февраля 1919 г.
3. Langmuir I. Phys. Rev., 1923, v. 21, p. 419.
4. Масленников О.Ю., Ушаков А.Б. Эффективные термокатоды (конструкции и технологии). Часть 2. Учебное пособие – М., : МФТИ, 2003, 130 с.

## МАГНИТНАЯ ФОКУСИРУЮЩАЯ СИСТЕМА МНОГОЛУЧЕВОГО КЛИСТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Д.С. Сидоров, К.А. Зайцев, С.В. Козлов, В.М. Пикунов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[sidorov@physics.msu.ru](mailto:sidorov@physics.msu.ru), [zaitsevka@list.ru](mailto:zaitsevka@list.ru), [kozlov@phys.msu.ru](mailto:kozlov@phys.msu.ru), [pikunov@phys.msu.ru](mailto:pikunov@phys.msu.ru)

В мощных клистронных усилителях, особенно в приборах непрерывного действия, проблема формирования и транспортировки электронного потока стоит достаточно остро. Одной из проблем многолучевых систем является низкое токопрохождение как в статическом 80-90%, так и в динамическом режиме 60-70%, что значительно уменьшает долговечность и ухудшает характеристики прибора. В то время как у однолучевых приборов токопрохождение в динамическом режиме достигает 98% [1-2].

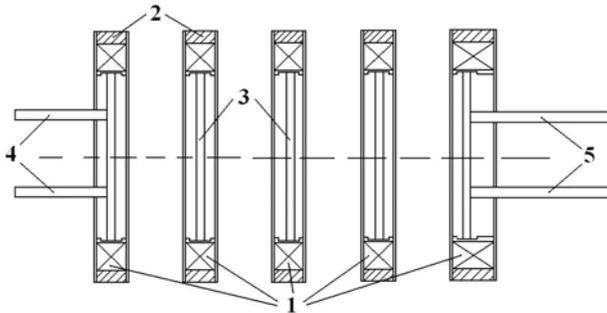


Рис.1. Трехреверсная магнитная система на основе кольцевых постоянных магнитов.

1 – кольцевые постоянные магниты с радиальным намагничиванием; 2 – внешние полюсные наконечники; 3 – внутренние полюсные наконечники с круговым магнитопроводом и пролетными каналами для 19 электронных потоков; 4 – катодный и 5 – коллекторный магнитные экраны.

Фокусировка электронных лучей с помощью реверсной магнитной системы позволяет уменьшить вес магнитной системы в  $(N+1)^2$  раз ( $N$  – число реверсов) по сравнению со случаем использования однородного магнитного поля, что важно для многолучевых клистронных усилителей (МЛК), имеющих малые размеры [4].

В МЛК распределения электрических, магнитных полей, а также характер движения электронных потоков в данных полях становится трехмерным. При проектировании прибора чаще всего используются двумерные программные комплексы, в которых продольная компонента магнитного поля рассчитывается на оси симметрии магнитной системы.

Одним из главных факторов, определяющих токопрохождение в подобных системах, является структура фокусирующего магнитного поля. Использование соленоидов для создания магнитного поля требует больших подводимых мощностей, увеличивает как вес, так и габариты приборов. В настоящее время используются постоянные магниты на редкоземельных материалах, значительно уменьшающие потребляемые прибором мощности.

Затем эта компонента подставляется в уравнения движения не только

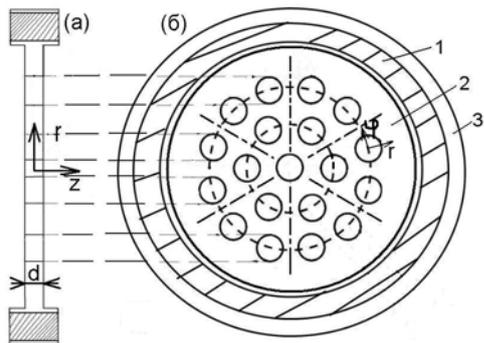


Рис. 2. Отдельная ячейка магнитной системы.

1 – кольцевой постоянный магнит, 2 – внутренний полюсный наконечник с магнитопроводом и пролетными каналами, 3 – внешний полюсный наконечник.

усилителя. Исследуемая система включает пять постоянных магнитов, имеющих форму кольца, собранных из кольцевых секторов, намагниченных в радиальном направлении, полюсные наконечники и магнитные экраны. Во внутреннем магнитном наконечнике (рис 2.) имеются 19 отверстий, через которые проходят пролетные каналы, расположенные равномерно по двум радиусам: 12 – на внешнем (18,5 мм), 6 – на внутреннем (10 мм) и один центральный канал. Радиус труб дрейфа – 2,5 мм. Таким образом, структура системы является квазиосесимметричной и отличается от аксиально-симметричной структуры наличием апертур многолучевых каналов во внутренних полюсных наконечниках, что придает ей симметрию вращения 6-го порядка.

Рассматривалась структура магнитного поля на заданных прямых с номерами 1-10, параллельных оси системы и проходящих через заданные точки, указанные на рис. 3: 1 - в центре канала, 2 – на левом и правом его краях, 3 – на нижнем краю, 4 – на верхнем. Распределения для левого и правого краев оказались идентичными. Расстояние от краев до точек 2, 3 и 4 внутри отверстий равнялось 0,5 мм, точек 8,9 и 10 – 0,5 от радиуса канала, а до точек 5, 6 и 7 внутри магнитопровода – 1 мм.

центрального электронного пучка, но и пучков, расположенных на периферии системы, где магнитное поле может существенно отличаться из-за появления радиальной и азимутальной компонент, которые смещают частицы к стенкам труб дрейфа. Данный метод расчета хорошо подходит для аксиально-симметричных однолучевых систем. Но для МЛК нельзя пренебрегать влиянием поперечной компоненты магнитного поля.

В представленной работе с помощью трехмерного программного комплекса CST EM Studio 2009 [5], позволяющего рассчитывать как радиальную, так и азимутальную составляющие поперечной компоненты магнитного поля, исследуется трех реверсная магнитная система (рис. 1) мощного широкополосного клистронного

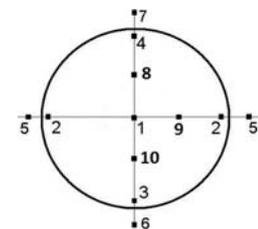


Рис. 3. Точки исследования магнитного поля в отверстиях магнитопроводов.

Для анализа магнитных полей в исследуемой системе и представления результатов использовалась глобальная цилиндрическая система координат  $\{r, \varphi, z\}$ , продольная ось  $z$  которой совпадает с осью вращения магнитной системы. Так как полученные распределения практически не отличались для пролетных каналов с одного ряда, рассмотрим только результаты для одного канала. Распределения продольной компоненты  $B_z$  практически не зависят как по сечению труб дрейфа, так от рассматриваемого ряда канала. Поперечные компоненты магнитной индукции  $B_r$  и  $B_\varphi$  в основном обусловлены краевыми эффектами для отверстий в магнитопроводе и спадают к центрам каналов и при удалении от кромок отверстий. Их амплитуды внутри труб дрейфа могут достигать до 50% от значений продольной компоненты. Отличие между рядами заключается в небольшом увеличении амплитуды поперечных компонент на краях пролетных каналов внешнего ряда относительно внутреннего. На рис. 4 представлены  $B_z$  и  $B_r$  компоненты магнитного поля вблизи стенок трубы дрейфа. Вертикальными штриховыми линиями показаны положения магнитных экранов и полюсных наконечников.

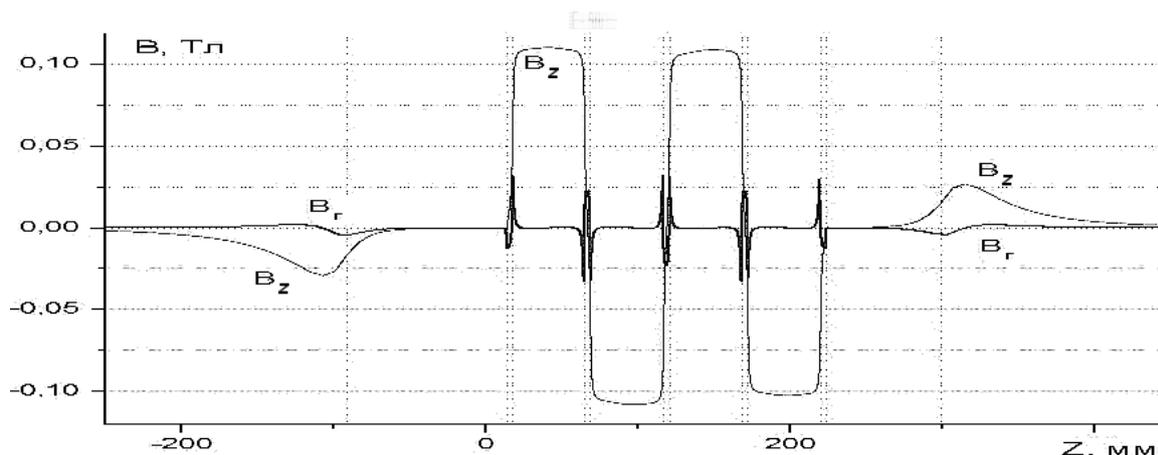


Рис. 4. Распределение  $B_r$  и  $B_z$  во внутренних пролетных каналах.

Максимальная величина продольной составляющей в областях постоянного магнитного поля составила  $B_z = 0,1$  Тл. В реальной фокусирующей системе поле меняет знак не скачком, а в конечной области реверса, где расположены магнитные наконечники. Проходя эту область, фокусируемый пучок испытывает возмущение из-за уменьшения фокусирующей силы, обусловленной уменьшением величины продольной магнитной индукции до нуля и наличием значительной поперечной компоненты магнитной индукции.

Продольные и поперечные компоненты магнитного поля из-за краевого эффекта также появляются на концах катодного ( $z = 298$  мм) и коллекторного экранов ( $z = -91$  мм) (рис. 4), что может повлиять на

формирование электронных пучков в электронно-оптической системе в области пушки и на оседание электронного пучка в области коллектора многолучевого клистрона.

Таким образом, в работе показана необходимость трехмерного исследования магнитных систем МЛК, где появляется поперечная компонента магнитного поля, которую необходимо учитывать в траекторном анализе. Значительная величина поперечных компонент магнитного поля может быть одной из причин низкого токопрохождения в таких системах.

Авторы благодарят профессора Динга Я.Г. (Институт Электроники Китайской Академии Наук) за обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Сандалов “Нелинейные явления при усилении электромагнитных волн интенсивными электронными потоками в многолучевых микроволновых усилителях” Диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М.: 2006

2. Ding Yaogen. Theory and Computer Simulations of High Power Klystron. (in Chinese), National Defense Industry Press, 2008, 411 p.

3. И.В. Алямовский “Электронные пучки и электронные пушки” М.: Советское радио, 1966.

4. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991.

5 CST EM STUDIO 2009®, User Manual, Sep. 2008, CST GmbH, Darmstadt, Germany, [www.cst.com](http://www.cst.com).

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ И УСТОЙЧИВОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ДВУХСЕКЦИОННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДИФРАКЦИОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ С РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНОЙ СЕКЦИЙ

А.И. Слепков, О.В. Галлямова

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*

Среди сверхмощных микроволновых источников, использующих релятивистские ускоряющие напряжения и сильноточные электронные потоки, создаваемые взрывоэмиссионными катодами, особый интерес представляют генераторы, основанные на черенковском или дифракционном излучении электронных потоков, пролетающих вблизи периодической поверхности сверхразмерного волновода, параметры которых удовлетворяют соотношению  $D/\lambda \sim 6 \div 13$ , где  $D$  - диаметр волновода,  $\lambda$  - длина волны генерации. Релятивистские дифракционные генераторы (РДГ) получили свое признание благодаря тому, что в них длительность импульса излучения  $\tau_{ген}$  практически совпадала с длительностью импульса тока  $\tau_{имп}$ , в то время как в черенковском наблюдался срыв генерации и  $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$  [1].

В представляемой работе анализ самосогласованного взаимодействия потока и поля в области частот  $2\pi$ -вида проводился для нескольких одно- и двухсекционных вариантов дифракционного генератора. Целью работы было определение параметров оптимального соотношения длин первой и второй секций в релятивистском дифракционном генераторе и выработка практических рекомендаций по увеличению мощности и рабочего диапазона РДГ.

Математическая модель для численного эксперимента строилась на основе матричного многомодового метода [2], основанного на разложении вихревого электрического и магнитного полей электродинамических систем по системам собственных функций выделенных объемов с дальнейшим сшиванием этих полей с учетом непрерывности потока вектора Умова-Пойнтинга. Уравнения возбуждения электромагнитного поля электродинамической системы РДГ записываются в слабонестационарном приближении, предполагающем малое изменение амплитуды поля за период  $T=2\pi/\omega$ , где  $\omega$  - опорная частота, и приводятся к системе матричных уравнений, удобной для численного анализа. Электродинамическая система дифракционного генератора имеет вид двух отрезков периодического круглого идеально проводящего сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме полустолбов на пьедестале, соединенных гладкой трубой дрейфа. Вдоль оси симметрии системы пропускается трубчатый электронный поток со скоростью

электронов  $v_0$ , определяемой ускоряющим напряжением  $U$ ,  $R_n$  – радиус потока, ток пучка  $J$ . Процессы в электронном пучке описываются моделью крупных частиц.

Поперечные размеры периодических секций подбирались близкими к экспериментальным данным, но с условием совмещения двух электронных механизмов – возбуждения основного колебания системы в области частот  $2\pi$ -вида (в нем важную роль играют продольные резонансы поверхностных компонент волн структуры [3]) с резонансом вблизи частоты открытия ближайшей к  $2\pi$ -виду объемной моды гладкого волновода (по данным поперечных распределений полей в рассматриваемом случае это мода  $E_{08}$ ). В рассматриваемом диапазоне отношения  $D/\lambda \sim 8$  такому условию удовлетворяла структура с  $R_{\max} = 5.55$  см.

Выделенные нами на зависимостях мощности излучения от нормированного времени  $t/T$  в рассмотренном интервале токов пучка  $J = 2 \div 20$  кА несколько характерных реперных точек, связанных с временем пролета электронами всей системы или ее отдельных секций, позволили выявить роль трубы дрейфа и элементов пространства взаимодействия.

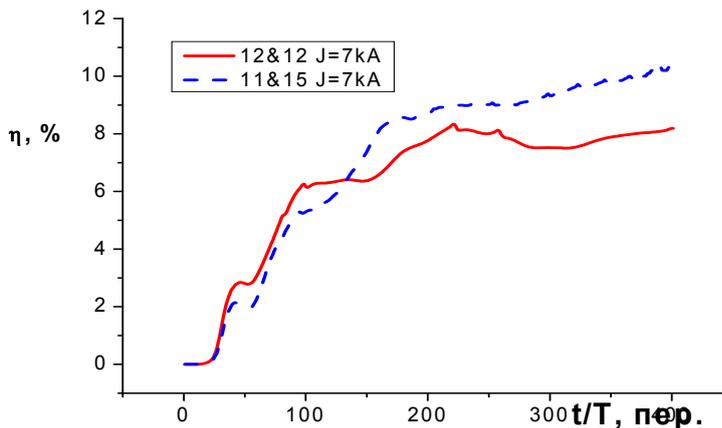


Рис. 1. Сравнение временных зависимостей мощности прямого излучения при двух различных соотношениях длин секций

Анализ структур с различными длинами секций от 10 до 16 периодов показал, что наиболее оптимальные условия генерации достигаются в том случае, когда длина первой секции, функция которой – предварительная модуляция пучка, на 10-20% меньше длины второй секции, служащей выходным устройством. Это приводит к сужению спектра

генерации и увеличению ее эффективности по сравнению со структурой с одинаковой длиной обеих секций. Вместе с тем такое увеличение общей длины системы приводит к уменьшению стартовых токов и уменьшению ширины рабочего диапазона устойчивой генерации по токам пучка.

В рассмотренном диапазоне длин 1-й секции от 11 до 15 периодов с увеличением тока пучка при фиксированной длине секций спектр расширяется, хотя генерация остается одночастотной в широком диапазоне токов  $J = 2 \div 12$  кА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I., Koshelev V.I., Popov V.A. & Vlasov A.N. // IEEE Trans. on Plasma Science, 1990, Vol. 18, No.3, pp. 518-524.
2. А.И. Слепков//Известия АН. Сер. Физ., т. 67, №12, 2003 г. С.1678.
3. А.И. Слепков, О.В. Галлямова //Вестник МГУ, сер.3. Физика, астрономия, 2009, №4, с.30-34.

## ОТРАЖЕНИЕ МАГНИСТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ УГЛУБЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ, НАМАГНИЧЕННОЙ ПОД ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛОМ

П.Е. Тимошенко, В.Н. Иванов, Р.К. Бабичев

Южный федеральный университет

[physdekan@sfedu.ru](mailto:physdekan@sfedu.ru)

В последнее время возрос интерес к дифракционным задачам отражения магнитоэлектростатических волн (МСВ) от неоднородностей в виде углубления на поверхности ферромагнитной пленки. Это вызвано возможностью создания на их основе миниатюрных интегральных устройств обработки СВЧ сигналов [1-2]. Для проектирования таких устройств необходимо уметь рассчитывать плотность потока энергии рассеянных МСВ.

Рассмотрим бесконечную плоскопараллельную намагниченную до насыщения ферромагнитную пленку (рис. 1) толщиной  $d$ . Вектор постоянного поля подмагничивания  $\vec{H}_0$  (рис. 2) находится в плоскости  $x-z$  под углом  $\theta$  к оси  $z$ . На поверхности пленки  $S$  профиль углубления описывается уравнением:

$$x(y, z) = \varepsilon df(y, z), \quad \varepsilon = \frac{h}{d}, \quad |\varepsilon f(y, z)| \ll 1, \quad f_{\max} = f(0, 0) = -1, \quad (1)$$

где параметр  $\varepsilon$  является малым действительным числом, а величина  $h$  – глубина неоднородности.

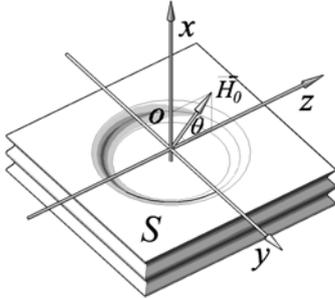


Рис. 1. Неоднородность на поверхности ферромагнитной пленки.

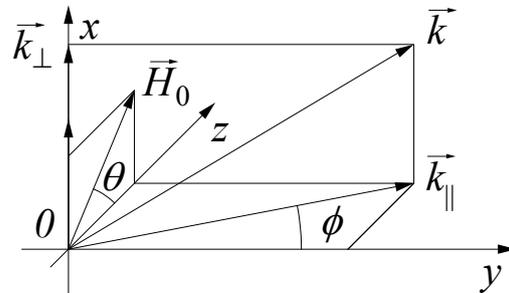


Рис. 2. Направления векторов поля подмагничивания и волнового вектора.

Если определить функцию потенциала [2-3] и положить, что она зависит от малого параметра  $\varepsilon$ :

$$\Psi(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(x, y, z) \varepsilon^n, \quad (2)$$

то можно воспользоваться методом граничных возмущений [4]. Так как  $\varepsilon$  является параметром, то функции  $\Psi_n(x, y, z)$  можно рассматривать, как рассеянные волны  $n$ -го порядка.

На границе  $S$  для каждой моды  $\Psi_n(x, y, z)$  будут выполняться граничные условия непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля и нормальной составляющей магнитной индукции. Используя эти условия, можно определить аналитические выражения для плотности магнитных поверхностных зарядов и плотности двойного слоя магнитных зарядов и, соответственно, найти потенциал  $\varphi_S$ , создаваемый всеми вторичными источниками [5]. Тогда усредненную во времени плотность потока энергии [2] отраженной МСВ будет определяться следующим образом:

$$\bar{P} = -\frac{\omega}{8\pi} \operatorname{Re}(i\bar{\mu}\varphi_S^*\nabla\varphi_S), \quad (3)$$

где  $\bar{\mu}(\theta)$  – тензор магнитной проницаемости.

В докладе в магнитостатическом приближении решена дифракционная задача рассеяния магнитостатических волн от углубления на поверхности ферромагнитной пленки, намагниченной под произвольным углом. Получены аналитические выражения для магнитостатического потенциала, дисперсионные соотношения для случая, когда постоянное поле подмагничивания направлено под углом к ферромагнитной пленке. При нахождении плотности потока энергии рассеянных магнитостатических волн использованы: метод граничных возмущений для определения выражений поверхностной плотности магнитных зарядов и двойного слоя в плоскости неоднородностей; метод стационарной фазы для определения асимптотического выражения магнитостатического потенциала в дальней зоне.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // УФН. 2006. Т. 176. № 4 С.403.
2. Вашковский А. В. Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. // Саратов, 1993.
3. Zhu R.H., Peng H.Y., Zhang M.H., Chen Y.Q. // Physica B: Condensed Matter, 2009. -14-15 V. 404. P. 2086
4. Tuan H.S., Chang C.P. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1972, V. MTT-20, № 7. P. 472
5. Гольдберг Л.Б., // ЖТФ, 1986, Т. 56, № 10, С. 1983