

СЕКЦИЯ 1. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Управление прохождением и поглощением микроволн при их встречном падении на поперечно намагниченный поглощающий слой <i>А.С. Абрамов, С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов</i>	3
Контроль поляризации инжекционных лазеров с вертикальным резонатором с использованием поляризационно-селектирующих структур <i>С.Э. Григас, А.Г. Ржанов</i>	6
Изготовление предельно малых зазоров в металлических нанопроводах и исследование их характеристик <i>С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов, А.С. Степанов</i>	10
Сложение мощностей двух магнетронов на стандартном волноводе <i>Ю.М. Егоров</i>	14
Влияние потерь в слоях на процесс нестационарного отражения электромагнитных волн от слоистых структур <i>А.В. Козарь, А.В. Трофимов</i>	17
Широкополосные устройства на основе многоэлементных джозефсоновских структур <i>Н.В. Колотинский, В.К. Корнев, А.В. Шарафиев, И.И. Соловьев</i>	20
Приближённая двумерная теория фото-ЛБВ в режиме слабых сигналов <i>Г.М. Краснова</i>	22
Нелинейная динамика генератора на виртуальном катоде с модуляцией эмиссии <i>С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Руннова, А.Е. Храмов</i>	26
Мощность СВЧ генерации ультрарелятивистского электронного потока в режиме формирования виртуального катода <i>С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов</i>	29
Цифровые широкополосные многолучевые ФАР <i>Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.П. Сухоруков</i>	32
Энергообмен высокочастотного поля с электронным пучком в условиях циклотронного резонанса <i>Д.А. Михеев, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин, К.В. Иванов, А.В. Коннов</i>	35

Создание планарных систем нанoeлектродов для биосенсоров <i>А.А. Паршинцев, Е.С. Солдатов, В.В. Кашин, В.В. Колесов, С.В. Крупенин</i>	39
Программно-аппаратный комплекс для решения обратной задачи распространения радиоволн внутри зданий <i>Е.А. Пухов, А.Ф. Королев, П.Н. Захаров</i>	43
О динамике ленточного электронного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля <i>В.Л. Саввин, А.В. Коннов, Д.А. Михеев, Г.М. Казарян</i>	45
Электронная квантовая проводимость биметаллических Pt-Fe нанопроводов <i>Е.М. Смелова, К.М. Цысарь, А.М. Салецкий</i>	47
Квазиоптический сканер миллиметрового диапазона <i>Д.П. Солдатов, В.В. Маркелов, Р.А. Павлов, А.П. Сухоруков, Д.А. Тищенко</i>	51
Об интерференционном усилении в модели двух взаимодействующих однонаправленных электронных потоков <i>А.В. Титов, А.А. Фунтов</i>	54
Релятивистские электронные потоки со сверхпределными токами во внешних и собственных магнитных полях <i>А.Е. Храмов</i>	58

УПРАВЛЕНИЕ ПРОХОЖДЕНИЕМ И ПОГЛОЩЕНИЕМ МИКРОВОЛН ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ ПАДЕНИИ НА ПОПЕРЕЧНО НАМАГНИЧЕННЫЙ ПОГЛОЩАЮЩИЙ СЛОЙ

А.С. Абрамов, С.А. Афанасьев, Д.И. Семенов

Ульяновский государственный университет

aleksei__abramov@mail.ru

Проблема эффективного управления отражательной, пропускательной и поглощательной способностью поглощающих планарных структур является весьма актуальной. Один из способов ее решения состоит в использовании эффекта туннельной интерференции встречных волн (ИВВ). Данный эффект сопровождается наличием особого интерференционного потока, приводящего к возникновению пространственных осцилляций выделения тепла в слое, которыми можно эффективно управлять. Подобное интерференционное управление при падении на противоположные границы поглощающего слоя встречных когерентных волн с одинаковыми амплитудами исследовано достаточно подробно [1-4]. Интерес представляет ситуация, при которой амплитуда «прямой» волны больше амплитуды волны «встречной» (т.е. $A/B > 1$), и можно говорить о распространении «сигнальной» волны при наличии волны «подсветки». В докладе будут приведены результаты численного анализа отражательной, пропускной и поглощательной способности магнитной пленки, полученные для широкого диапазона толщин d , начальных разностей фаз δ и соотношения амплитуд прямой и встречной волн A/B .

Эффект «просветления» поглощающего слоя заключается в усилении «сигнальной» волны при наличии волны «подсветки» (по сравнению со случаем одиночной волны). Усиление волны будем характеризовать коэффициентом преобразования [3]:

$$K = T + I(B/A) \cos(\delta + \Delta), \quad (1)$$

который определяет изменение интенсивности сигнала при его прохождении через слой магнетика, где T – коэффициент прохождения одиночной волны, I – коэффициент интерференционной прозрачности, Δ – сдвиг фаз, приобретаемый волнами при отражении и прохождении [1-3]. Управляя амплитудами и фазами встречных волн можно добиться как усиления прошедшего сигнала, так и его ослабления. Отметим, что увеличение интенсивности проходящей волны достигается не за счет добавления к ней отраженной от второй границы волны «подсветки», а за счет интерференционной перекачки энергии между волнами внутри слоя. При определенном подборе амплитудно-фазовых характеристик возможен

даже идеальный случай, когда вся падающая на слой энергия уходит от слоя в направлении прошедшей «сигнальной» волны.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента преобразования K «сигнальной» волны от толщины слоя d , полученные для трех значений внешнего поля $H = (72, 75, 78) \text{ Ое}$ (штрихпунктирные, сплошные, штриховые кривые) и разностей фаз $\delta = 0, \pi/2, \pi$ (кривые 1-3). Видна возможность эффективного управления пропускной способностью слоя за счет изменения подмагничивающего поля и разности фаз падающих на слой волн. Наличие

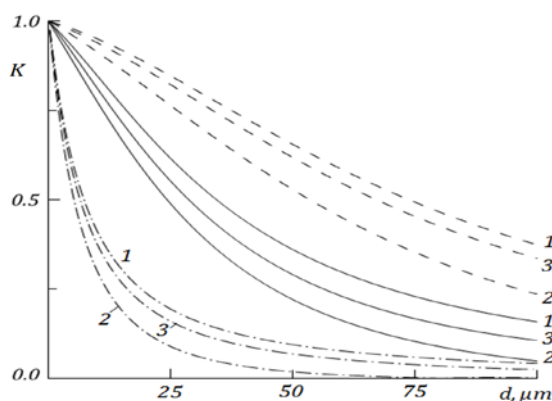


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления от толщины слоя.

ИВВ позволяет как уменьшать, так и увеличивать прошедшую интенсивность «сигнальной» волны, т. е. возможны два взаимно обратных эффекта - «затемнения» и «просветления». Чем ближе значение внешнего поля к его резонансному значению, т.е. к области сильного поглощения, тем в меньшей степени описанные эффекты будут проявляться.

Поглощательная способность магнитного слоя определяется отношением поглощаемой им мощности к суммарной мощности падающих волн. В режиме встречных волн коэффициента поглощения принимает вид:

$$D = D_0 - D_{\text{int}}(\Delta, \delta) = 1 - R - T - \frac{2IAB}{A^2 + B^2} \cos \Delta \cos \delta \quad (2)$$

Здесь $R = |r_A|^2$ и $T = |t_A|^2$ - энергетические коэффициенты отражения и прохождения для одиночной волны. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента поглощения D от толщины слоя в режиме одиночных и встречных волн (a , b), полученные для разности фаз $\delta = 0$ (что соответствует максимальному значению D). При распространении одиночной волны через слой величина коэффициента поглощения в максимуме не превышает значения $D = 0.5$, которое соответствует резонансному значению поля $H_r = 72 \text{ Ое}$ и толщине слоя $d \approx 15 \mu\text{м}$. С ростом толщины слоя наблюдается уменьшение коэффициента D ,

сопровождается либо слабо выраженными осцилляциями, либо выходом на насыщение. В режиме встречных волн величина коэффициента поглощения при резонансном значении поля может достигать значения $D \approx 1$, т. е. реализуется практически полное поглощение падающей мощности слоем магнетика (на толщине $d \approx 15 \mu\text{m}$). При сильном поглощении величина D резко возрастает до максимального значения, после чего наблюдается менее резкий спад. Слабое поглощение, напротив, характеризуется плавным возрастанием величины коэффициента D до некоторого характерного значения насыщения.

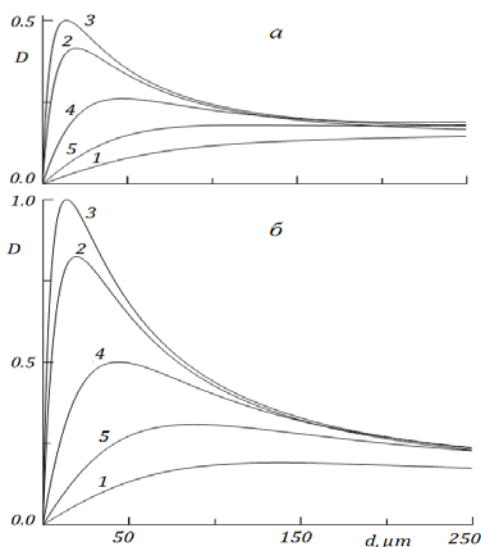


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от толщины слоя одиночной (а) и встречных (б) волн при $\delta = 0$ и $H = 63.3, 71, 72, 75, 78 \text{ Oe}$ (кривые 1-5).

Таким образом, с помощью ИВВ возможно управление как пропускной, так и поглощательной способностью слоя при изменении внешнего магнитного поля вблизи его резонансного значения. Для каждой величины приложенного поля из выбранного диапазона также возможна вариация указанных характеристик за счет изменения соотношения между амплитудами «сигнальной» волны и волны «подсветки», а также подбора определенной разности фаз этих волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. Вып. 3. С. 20; Вып. 20. С. 5.
2. Сидоренков В. В., Толмачев В. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып.21. С.34.
3. Афанасьев С. А., Семенцов Д. И. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377.
4. Абрамов А. С., Афанасьев С. А., Елисеева С. В., Семенцов Д. И. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 5. С. 10-16.

КОНТРОЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-СЕЛЕКТИРУЮЩИХ СТРУКТУР

С.Э. Григас¹, А.Г. Ржанов²

¹ОАО «Корпорация «Комета»

²физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
stanislav.grigas@gmail.com

Инжекционные лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР) находят широкое применение в современной оптоэлектронике [1]. Вывод излучения в лазерах такого типа осуществляется не с торца полупроводникового кристалла в плоскости активного слоя, а перпендикулярно ей с поверхности устройства (рис. 1). ЛВР обладают рядом важных преимуществ перед лазерами с боковым выводом излучения, к числу которых относятся низкие пороговые токи, малая дифракционная расходимость излучения, одномодовый по продольным модам режим генерации, низкая стоимость вследствие возможности массового производства с применением планарной технологии.

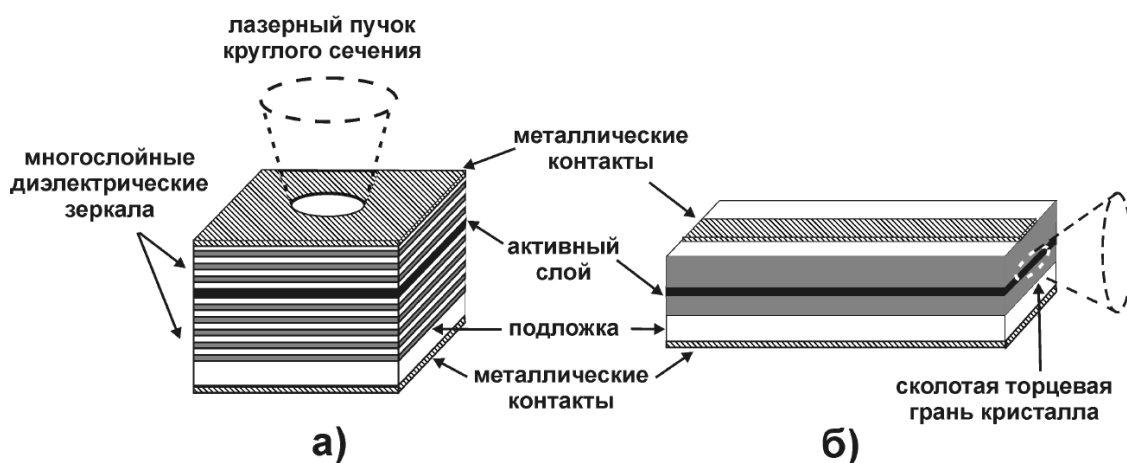


Рис. 1. а) ЛВР б) лазер с боковым выводом излучения.

Вместе с тем ЛВР обладают нестабильными поляризационными характеристиками: при токовой модуляции лазера происходят переключения между ортогонально поляризованными компонентами излучения. Шумы, вызванные поляризационной нестабильностью, снижают качество оптической связи [2], поэтому актуальной задачей является разработка методов контроля поляризации излучения ЛВР. Для решения данной проблемы применялись различные подходы, в частности, использовались резонаторы неправильной формы [3] или с наведенной механическим напряжением [4] анизотропией. Главный недостаток таких методов заключается в усложнении технологического процесса изготовления лазеров, что препятствует их использованию в

промышленном производстве. Поэтому более широкое распространение получили методы, заключающиеся в нанесении на верхний слой многослойного зеркала поляризационно-селектирующих структур [5,6].

Настоящий доклад посвящен оценке параметров поляризационно-селектирующих структур, обеспечивающих стабильные поляризационные характеристики ЛВР при прямой токовой модуляции лазера. Для решения этой задачи была разработана динамическая скалярная самосогласованная модель ЛВР, описывающая совместную динамику ортогонально поляризованных компонент лазерного излучения и инверсной населенности в активной области с учетом спектрального смещения лазерных мод относительно контура материального усиления. Математическая модель ЛВР основана на решении системы скоростных уравнений, описывающих динамику плотности фотонов в резонаторе (1) и концентрации неравновесных носителей заряда в активном слое (2):

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{eV_a} - \frac{N(t)}{\tau_N} - \left(G_x(t) + \frac{1}{\tau_x} \right) \frac{S_x(t)}{\Gamma} - \left(G_y(t) + \frac{1}{\tau_y} \right) \frac{S_y(t)}{\Gamma}, \quad (1)$$

$$\frac{dS_x(t)}{dt} = G_x(t)S_x(t) + \Gamma\beta \frac{N(t)}{\tau_{sp}}, \quad \frac{dS_y(t)}{dt} = G_y(t)S_y(t) + \Gamma\beta \frac{N(t)}{\tau_{sp}}, \quad (2)$$

где N - усредненная по объему активного слоя концентрация носителей заряда, I - ток накачки, e - элементарный заряд, V_a - объем активного слоя, τ_N - среднее время жизни носителей заряда, $G_{x,y}$ - модовое усиление ортогонально поляризованных мод, $\tau_{x,y}$ и $S_{x,y}$ - времена жизни и усредненные по объему резонатора плотности фотонов с ортогональными поляризациями, $\Gamma = V_a/V_{cav}$, V_{cav} - объем резонатора, β - коэффициент спонтанной рекомбинации, τ_{sp} - время спонтанной рекомбинации носителей заряда.

Модовое усиление $G(t)$ характеризует изменение интенсивности оптической моды во времени и определяется выражением

$$G(t) = -2\omega''(t), \quad (3)$$

где $\omega''(t)$ - мнимая часть комплексной частоты лазерной моды. Так как частота ω изменяется в процессе генерации, усиление G является функцией времени. Поэтому на каждом шаге по времени производится расчет распределения полей лазерных мод и их комплексных частот. В модели для этого используется метод эффективной частоты, предложенный в работе [7] и основанный на решении скалярных волновых уравнений для электрических полей $E_x(\mathbf{r})$ и $E_y(\mathbf{r})$ ортогонально поляризованных мод:

$$\left[\Delta + k_0^2 n^2(\mathbf{r}) \right] E_{x,y}(\mathbf{r}) = \nu k_0^2 n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) E_{x,y}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где ω_0 - выбранное фиксированное значение частоты, $k = \omega_0 / c$ - волновое число, $n(\mathbf{r})$, $n_g(\mathbf{r})$ - профили фазового и группового показателей преломления резонатора ЛВР, $\nu = 2(\omega_0 - \omega) / \omega_0$ - безразмерный параметр, играющий роль собственного значения, \mathbf{r} - радиус-вектор.

Вследствие нагрева активной области ЛВР частоты лазерных мод смещаются относительно центра спектра материального усиления, что приводит к поляризационной нестабильности лазера [8]. Поэтому для получения поляризационных характеристик ЛВР при каждом значении тока накачки производится расчет температуры прибора.

В качестве объекта исследования выбран ЛВР с квантовыми ямами на основе GaAs, излучающий на длине волны 850 нм, поскольку данный тип лазеров широко используется в оптических линиях передачи информации на короткие расстояния. С использованием разработанной модели проведен расчет ватт-амперных характеристик ЛВР при различных значениях степени анизотропии поляризационно-селектирующей структуры, введенной в состав распределенного брэгговского отражателя (РБО). В качестве количественной меры степени анизотропии используется разность ΔR между коэффициентами отражения ортогонально-поляризованных компонент излучения от РБО.

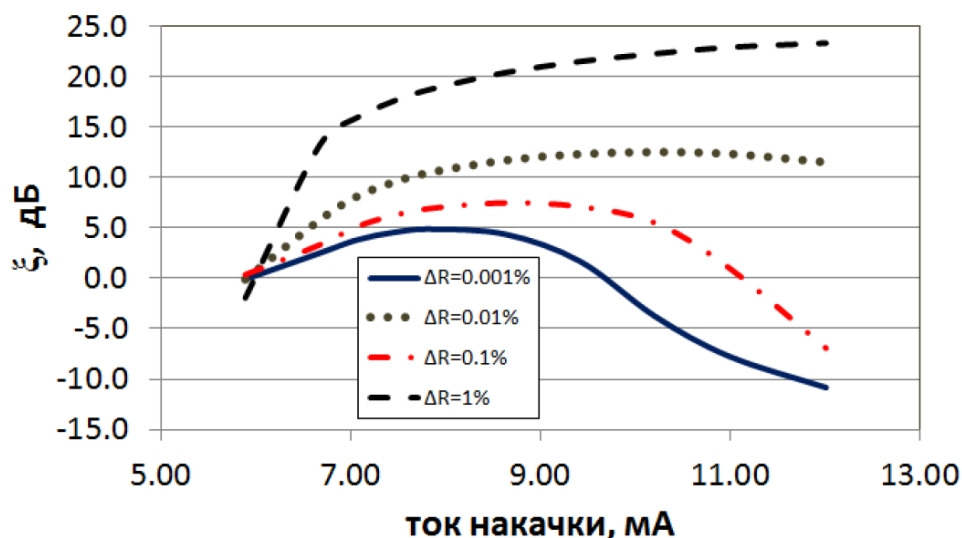


Рис. 2. Зависимость отношения интенсивностей ортогонально поляризованных компонент ξ от тока накачки при различных значениях анизотропии ΔR .

На рис. 2 показана зависимость отношения интенсивностей ортогонально поляризованных компонент от тока накачки при различных ΔR . При $\Delta R \leq 0.1\%$ изменение тока накачки сопровождается переключением ортогонально поляризованных компонент излучения, что показано на рис. 3. Повышение анизотропии ΔR до 1% обеспечивает стабильные поляризационные характеристики ЛВР при токовой модуляции в диапазоне 1-2 пороговых значения. Отношение интенсивностей ортогонально поляризованных компонент достигает 20 дБ и более, при

этом уровень поляризационных шумов опускается до уровня тепловых и дробовых шумов в фотоприемнике [9].

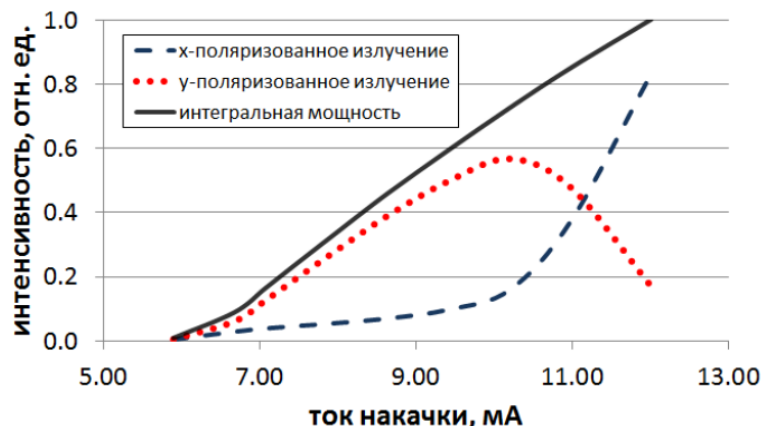


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики ЛВР при $\Delta R = 0.1\%$.

Таким образом, для получения стабильных поляризационных характеристик ЛВР при модуляции тока накачки от одного до двух пороговых значений коэффициенты отражения ортогональной поляризованных компонент излучения от РБО с поляризационно-селектирующей структурой в своем составе должны отличаться не менее чем на 1%. Физический механизм контроля поляризации заключается в следующем. Коэффициент отражения распределенного зеркала, а следовательно, и добротность лазерного резонатора, зависят от поляризации излучения. Мода, для которой добротность резонатора выше, испытывает меньшие потери и начинает генерироваться раньше, поэтому ее интенсивность больше, чем интенсивность ортогонально поляризованной компоненты.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Iga // Sel. Topics in Q. Electron., IEEE J. of. 2000. V. 6. No. 6. P. 1201.
2. U. Fiedler et al. // Phot. Tech. Lett., IEEE. 1996. V. 8, No. 6. P. 746.
3. K.D. Choquette, R.E. Leibenguth // Phot. Tech. Lett., IEEE. 1994. V. 6. No. 1. P. 40.
4. T. Mukaihara et al. // Phot. Tech. Lett., IEEE. 1993. V. 5, No. 2. P. 133.
5. T. Mukaihara et al. // Sel. Topics in Q. Electron., IEEE J. of. 1995. V. 1, No. 2. P. 667.
6. T. Onishi et al. // Q. Electron., IEEE J. of. 2007. V. 43, No. 12. P. 1123.
7. H. Wenzel, H.-J. Wunsche // Q. Electron., IEEE J. of. 1997. V. 33, No. 7. P. 1156.
8. K.D. Choquette et al. // Sel. Topics in Q. Electron., IEEE J. of. 1995. V. 1, No. 2. P. 661.
9. D.V. Kuksenkov et al. // APL. 1995. V.67. No.15. P.2141.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО МАЛЫХ ЗАЗОРОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОПРОВОДАХ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов, А.С. Степанов
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
dagesyan@physics.msu.ru

В данной работе реализован метод создания предельно малых (1-5 нм) зазоров между металлическими электродами для одноэлектронного транзистора и исследованы электрические характеристики полученных систем. Для создания зазоров использован эффект электромиграции атомов металла в тонких плёнках [1,2], возникающий при пропускании по ним тока с высокой плотностью.

Подобные системы могут быть использованы для создания электронных устройств нового типа, использующих другие физические принципы [3], нежели полупроводниковая электроника. Они могут применяться в электронике для исследования электронного транспорта через отдельные молекулы [4] и создание на этой основе молекулярных элементов [5], а также для построения молекулярных электронно-оптических элементов [6] и др.

На кремниевой подложке, изолированной 400 нм слоем оксида кремния, создана система электродов, закороченных тонкими (14 нм) и узкими (35 - 45 нм) золотыми нанопроводами (15 шт.). При этом, предварительно под золотые нанопровода напылена алюминиевая плёнка, которая может выполнять роль затвора транзистора. Алюминиевая плёнка отделена от электродов слоем оксида алюминия (8 нм), не допускающим значимых туннельных токов между ними.

Золотые нанопровода разрывались с помощью эффекта электромиграции. Электромиграция представляет из себя направленное движение атомов внутри кристаллической решетки при пропускании через неё тока большой плотности. Движение атомов происходит в направлении тока электронов, так как вызывается передачей им импульса от электронов проводимости. При этом существует вероятность локализации дефектов решётки в одном месте, что в конечном счете приводит к разрыву.

Для получения предельно малых зазоров с максимальным выходом годных образцов необходимо было разработать систему непрерывного контроля за состоянием нанопровода с максимально быстрой реакцией на изменения в системе. Поэтому электромиграция проводилась в автоматическом режиме (без участия оператора) со следящей за сопротивлением нанопровода обратной связью. Обратная связь останавливает ток через нанопровод в случае превышения сопротивлением заданного порогового значения с задержкой всего 20-40 мкс (характерное время перестройки плёнки - десятки миллисекунд). Это позволяет

избежать плавления золота и предотвратить неконтролируемый лавинообразный разрыв плёнки. Был разработан алгоритм, который позволяет оборудованию в автоматическом режиме подстраивать пороговые значения под уровень шумов для обеспечения максимальной возможной чувствительности обратной связи. В сумме все эти усилия позволили разрывать каждый нанопровод в среднем за 25 минут работы алгоритма с выходом годных зазоров (1 - 5 нм) около 80%. Полученные зазоры были отсняты в сканирующий электронный микроскоп (рис. 1).

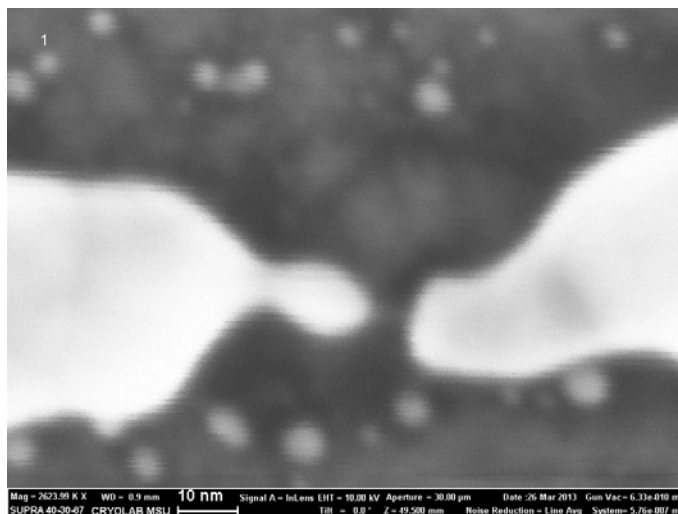


Рис. 1. Снимок нанозазора шириной 5 нм в сканирующий электронный микроскоп

Соппротивление нанопроводов, при котором работа алгоритма завершалась, составляло 1700 Ом (около 15 фундаментальных каналов проводимости [7,8]). Далее под воздействием внутренних напряжений, возникающих в ходе процесса электромиграции, происходит самопроизвольный разрыв плёнки. Для контроля этого процесса была разработана система, позволяющая проследить динамику этого процесса.

На рис. 2 показана зависимость проводимости одного из нанопроводов от времени. Во время саморазрыва проводимость образца менялась дискретно, причем изменения проводимости были кратны фундаментальному кванту проводимости:

$$G_0 = \frac{e^2}{h}$$

Такое поведение говорит о том что процесс носит фундаментальный характер и показывает чистоту процесса: отсутствие паразитных проводящих каналов. Что, собственно, требуется от электродов молекулярного элемента.

Время, которое занимал саморазрыв, варьировалось от 5 минут до нескольких часов. Что, по-видимому, объясняется разным качеством плёнок нанопроводов.

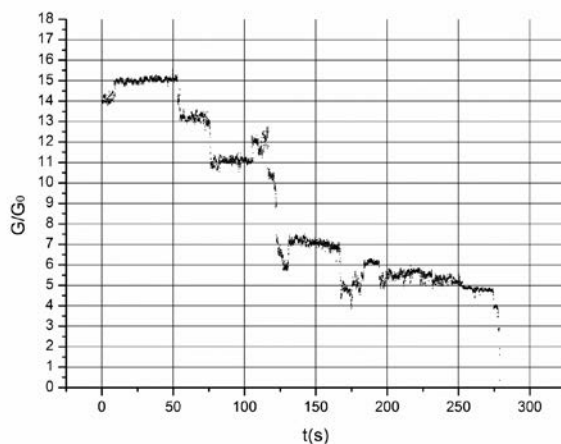


Рис. 2. Зависимость проводимости от времени для одного из нанопроводов.

Для полной характеристики нанозазоров были измерены вольтамперные характеристики зазоров в широком интервале напряжений (от -10 В до 10 В). Дифференциальное сопротивление зазоров в области малых напряжений варьируются от 100 МОм до 400 ГОм, что объясняется экспоненциальной зависимостью туннельного тока от ширины зазора и от работы выхода электронов из металла.

На основе анализа вольтамперных характеристик в координатах Фаулера-Нордгейма [9] (зависимость $\ln(\frac{I}{V^2})$ от $\frac{1}{V}$) были получены данные о работе выхода электронов из разорванных электродов (рис. 3).

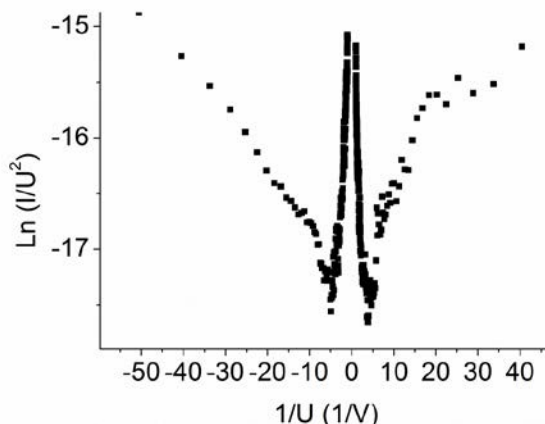


Рис. 3. Вольтамперная характеристика одного из зазоров в координатах Фаулера-Нордгейма. Положение минимумов аргумента позволяет оценить работу выхода из электродов.

Полученные значения варьируются в пределах от 0,1 эВ до 1 эВ, что значительно меньше работы выхода из макроскопического образца золота (4,76 эВ). Такое различие, по-видимому, объясняется совокупностью нескольких факторов: малая толщина плёнки, большое количество

дефектов в металле в области зазора после электромиграции, форм-фактор [10].

Таким образом, в данной работе разработана методика формирования предельно малых (1 - 5 нм) зазоров в металлических (золото) нанопроводах, необходимых для создания элементов нанoeлектроники нового поколения, основанных на новых принципах функционирования (системы молекулярной электроники, одноэлектронные устройства). Исследована динамика заключительного этапа формирования таких зазоров (саморазрыв), проходящего через фундаментальные состояния системы с квантованной (кратной G_0) проводимостью. Исследованы электрические характеристики получаемых зазоров. Показан туннельный характер электронного транспорта. Проведённый анализ позволил выявить на вольтамперных характеристиках области с разным режимом туннелирования (режим прямого туннелирования и автоэлектронной эмиссии), а также область перехода от одного к другому с помощью наблюдения минимума вольтамперной характеристики, положение которого даёт оценку работы выхода. Работа выхода для полученных электродов лежит в широком интервале значений (0.1 - 1 эВ), что объясняется совокупностью нескольких факторов, таких как толщина плёнки, форма электродов, большое количество дефектов в области зазора.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что полученные зазоры являются хорошей основой для создания в будущем молекулярных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hongkun Park // Appl. Phys. Lett. 75, 301 (1999).
2. Hubert B. Heersche// Appl. Phys. Lett. 91, 072107 (2007);
3. D. V. Averin and K. K. Likharev// Elsevier, 1991, pp. 173–271
4. Danny Porath, Alexey Bezryadin// Nature 403, 635-638 (2000)
5. A. Aviram, M. A. Ratner// 29, 277 (1974).
6. Christoph W. Marquardt// Nature Nanotechnology 5, 863–867 (2010)
7. R. Landauer// IBM Journal of Research and Development, 1, 233 (1957)
8. Nicolas Agrait, Alfredo Levy Yeyati, Physics Reports 377, 81–279 (2003)
9. R. H. Fowler and L. Nordheim// Proceedings of the Royal Society A, 119, 173 – 181 (1928)
10. A. Mangin, A. Anthore et al.// Phys. Rev. B 80, 235432, (2009)

СЛОЖЕНИЕ МОЩНОСТЕЙ ДВУХ МАГНЕТРОНОВ НА СТАНДАРТНОМ ВОЛНОВОДЕ

Ю.М. Егоров
МКБ «Горизонт»
egor2707@mail.ru

Целью настоящей работы является решение задачи по созданию устройства, позволяющего осуществить сложение мощностей 2-х магнетронов, применяемых в бытовых СВЧ печах. Для некоторых экспериментальных исследований и технологических процессов СВЧ мощность в 1 кВт оказывается недостаточной. А приобретение генераторов с более высокой выходной мощностью (2-5 кВт) в наше время часто проблематично из-за их высокой стоимости. Вообще, высокая стоимость СВЧ генераторов является одной из основных причин, сдерживающих их применение в различных областях исследований, а так же в промышленных технологических процессах.

Ранее неоднократно предпринимались попытки сложения мощностей 2-х магнетронов на стандартном волноводе, но они не увенчались успехом из-за «конфликта» между ними и быстрого выхода их из строя. Из литературы известно [1,2], что удалось сложить мощности двух, трех и более магнетронов с применением развязывающих элементов: двойных волноводных тройников, вентилях и циркуляторов. Но этот путь решения приводит к значительному увеличению массы, габаритов и стоимости такого устройства. На XII Всероссийской школе-семинаре «Физика и применение микроволн» автором был сделан доклад, в котором рассматривались основные физические принципы сложения мощностей магнетронов на прямоугольном резонаторе при когерентном излучении, на примере систем четырёх и шести магнетронов [3], которые защищены патентом [4]. Это условия возникновения взаимной синхронизации между связанными автогенераторами, когда частоты автогенераторов близки, а связь между автогенераторами слабая. Реализуя эти принципы, удалось сложить мощности 2-х магнетронов на стандартном волноводе.

В предлагаемом устройстве осуществляется сложение мощностей 2-х СВЧ генераторов на магнетронах с применением стандартного прямоугольного волновода. Классический вариант устройства для передачи СВЧ мощности от одного магнетрона в волновод осуществляется введением антенны магнетрона через середину широкой стенки волновода на некотором расстоянии от короткозамкнутого конца. Предлагаемое устройство (рис.1) так же состоит из волновода 3, в одном из торцов которого размещен короткозамкнутый поршень 5, другой торец соединен с нагрузкой через фланец 4, а второй магнетрон 6 устанавливается на противоположной стенке волновода. В предлагаемом устройстве второй

магнетрон 6 устанавливается на волновод таким образом, что вывод энергии 7 этого магнетрона вводится в волновод 3 через противоположную широкую стенку на расстоянии A от оси вывода энергии 2 первого магнетрона. Оба магнетрона имеют возможность перемещаться вдоль оси волновода для изменения величины A . Величина расстояния A между выводами энергий магнетронов и расстояния L между поршнем 5 и выводом энергии 2 первого магнетрона выбираются из условий максимальной отдачи суммарной СВЧ мощности обоих магнетронов в волноводный тракт и оптимальных температурных режимов их работы. Поскольку в предлагаемом устройстве для обеспечения работы каждого СВЧ генератора применяется блок питания с использованием схемы удвоения напряжения, можно обеспечить работу устройства на двух магнетронах при их синфазном и противофазном питании по сети.

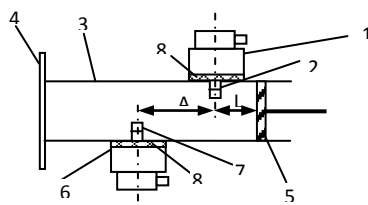


Рис.1. 1 – магнетрон №1, 2 – вывод энергии магнетрона №1, 3- отрезок волновода 90x45, 4 – фланец, 5 – короткозамкнутый поршень, 6 – магнетрон №2, 7 – вывод энергии магнетрона №2, 8 - проставки под магнетроны

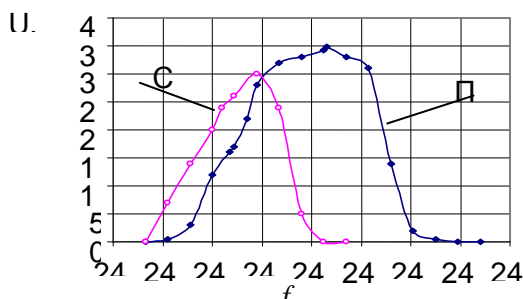


Рис.2. Амплитудно-частотная характеристика 2-х магнетронного устройства при синфазном питании (СФ) и противофазном питании (ПФ) генераторов от сети.

При синфазном включении магнетронов по сети, когда они работают в одни и те же промежутки времени, каждый из них воздействует друг на друга. Величина A определяется не только рабочими частотами магнетронов и их близостью друг к другу, но и поперечными размерами волновода. Для ослабления связи между магнетронами уменьшается глубина погружения выводов энергии в волновод. Это обеспечивается установкой проставок 8 между магнетронами и волноводом. Два этих условия позволяют обеспечить взаимную синхронизацию работы магнетронов при синфазном включении питания по сети. На рис.2 приведена амплитудно-частотная характеристика устройства при синфазном и противофазном питании генераторов от сети.

Работоспособность устройства при различных режимах питания генераторов (синфазное и противофазное) проверялась с нагрузкой в виде щелевого излучателя, а также с водяной нагрузкой ваттметра МЗ-46. Во всех случаях контролировался температурный режим магнетронов и проводилась наработка по времени. В таблице 1 приведены данные по измерению СВЧ мощности и температурные режимы магнетронов устройства при различных режимах питания генераторов.

Табл.1.

Режим питания магнетронов и вид нагрузки	Измеренная СВЧ мощность, Вт	Температурный режим магнетронов, °С
Синфазный - на излучатель	1350	157
Противофазный - на излучатель	1500	125
Синфазный - на МЗ-46	1100	168
Противофазный - на МЗ-46	1500	120

Измеренные мощности используемых магнетронов фирмы Daewoo составляют 756 Вт и 764 Вт. Арифметическая суммарная мощность – 1520 Вт. Проверка работы устройства показала, что в режиме противофазного питания выходная СВЧ мощность составляет 98% от суммы номинальных мощностей каждого магнетрона, а в режиме синфазного питания (режим взаимной синхронизации) - 75÷82%. Температурный режим магнетронов в случае синфазного питания примерно на 50°С выше температурного режима противофазного питания, но магнетроны работают в устойчивом режиме длительное время (более 5-ти часов в каждом режиме). На рассмотренное выше устройство получен патент [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильин С.Н., Ильин В.С., Лобанов В.Г., Хоркина А.А. // Всесоюзная VI научно-практическая конференция «Применение СВЧ энергии в технологических процессах и научных исследованиях», Саратов, 11-13 июня 1991 г. Тезисы докладов, стр.113-114.
2. Дейвид. «Анализ характеристик генерирующих систем». «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». М., Изд-во «Иностранной литературы», 1961, с.338-342.
3. Егоров Ю.М. Физические принципы сложения мощностей генераторов на магнетронах. Тезисы докладов. XII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн», 23-28 мая 2011 г, с.11-14.
4. Егоров Ю.М., и др. «Устройство сложения мощностей генераторов на магнетронах». Патент № 2394357 от 10.07.2010г.
5. Егоров Ю.М. и др. «Устройство для сложения мощностей двух СВЧ генераторов на магнетронах». Патент № 2392733 от 20.06.2010 г.

ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ В СЛОЯХ НА ПРОЦЕСС НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР

А.В. Козарь, А.В. Трофимов

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический
факультет, кафедра фотоники и физики микроволн.
thtrofim@yandex.ru*

Проведенные в последние годы как первые [1], [2], так и последующие [3,5], исследования явления нестационарного отражения электромагнитных импульсных сигналов от многослойных структур показали, что изучение этого явления представляет не только фундаментальный интерес. Данное явление может быть эффективно использовано для решения целого ряда прикладных задач: диагностики и управления импульсными процессами как в оптике, так и в радиофизике (получение сверхкоротких импульсов; спектральное сжатие импульсов, падающих на многослойную структуру; восстановление амплитудно-частотных и временных характеристик импульсных сигналов). Все это обуславливает интерес и необходимость дальнейшего изучения этого явления, а также возможности и условий его практической реализации.

Наиболее контрастно это явление наблюдается в структурах неотражающего типа (фильтры, просветляющие интерференционные покрытия, интерференционные поглотители и т.д.), поскольку в этом случае наблюдаемый отраженный сигнал, обусловлен только этим явлением.

Анализ публикаций по данной тематике показывает что, проведенный до настоящего времени исследования этого явления носили аналитический или численный характер и, кроме того, в них не учитывалось наличие, возможных при практической реализации, потерь в слоях структуры.

В настоящей работе впервые проведено экспериментальное, аналитическое и численное исследование явления нестационарного отражения электромагнитного импульса от реальной неотражающей структуры с потерями. В качестве объекта исследования был выбран простейший и относительно легко реализуемый на практике, неотражающей в стационарном режиме в отсутствие потерь, слой диэлектрика полуволновой оптической толщины, помещенный между двумя идентичными по волновым характеристикам средами.

В работе, для анализа распространения электромагнитной волны через слоистую структуру с потерями, был использован метод импедансных характеристик [6,7].

Пусть полуволновый слой с потерями помещен в пустой волновод, в котором возбуждена основная мода H_{10} , и имеющий импеданс Z_0 . Воспользуемся моделью "диэлектрика с потерями". В этом случае среда

будет характеризоваться комплексной относительной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' , \quad (1)$$

где ε' и ε'' - действительная и мнимая части комплексной относительной диэлектрической проницаемости среды. Считая потери малыми, введем малую величину:

$$\xi = \frac{\varepsilon''}{\Lambda} \ll 1, \quad (2)$$

тогда после несложных преобразований для входного импеданса и постоянной распространения, с точностью до величин первого порядка малости, получим следующие выражения для коэффициента отражения:

$$r \approx \frac{\pi\varepsilon''}{\sqrt{\Lambda}} \frac{(1 - Z_0^2 \Lambda)}{4Z_0 \Lambda}, \quad (3)$$

здесь адмитанс слоя Λ .

Метод импедансных характеристик позволяет получить зависимость коэффициента отражения от частоты $r(\omega)$, а для получения огибающей отраженного сигнала, зависящей от времени, использовалось обратное Фурье преобразование.

Аналитически было продемонстрировано, что при отражении амплитудно-модулированного сигнала от полуволнового слоя с потерями всегда существует момент времени, когда амплитуда отраженного сигнала стремится к нулю, а его фаза изменяется на π . Получено экспериментальное подтверждение численного и аналитического расчетов (рис. 1).

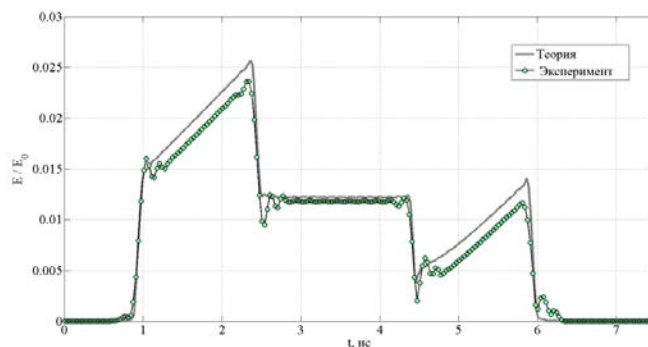


Рис. 1. Отражение трапециевидального импульса от полуволнового слоя.

Аналитически, численно и экспериментальные исследования показали, что огибающая отраженного амплитудно-модулированного сигнала существенно изменяет свой вид при наличии даже малых потерь в не отражающей структуре. Причем, амплитудный коэффициент отражения линейно зависит от величины потерь, в то время, как формирование

фазовой картины интерферирующих волн происходит в этом случае так же, как и в отсутствии потерь.

Следует так же отметить эффективность метода временной фильтрации для увеличения точности экспериментальных исследований, применение которого позволяет получить не только качественное, но и хорошее количественное соответствие численных и экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Kozar. // International conference "IQEC/LAT". Moscow, Russian, 2002, p.471.
2. А.В. Козарь П.Н. Горохов, Ю.А. Бобровников // Изв. академии. наук. Физ. 2002. Т. 66. №.12. С. 1823.
3. Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь // Квант. элек-ка. 2003. Т. 3. №.11. С. 1019.
4. А.В. Козарь, В.А. Макаров, А.П. Сухоруков. // Научная конференция "Ломоносовские чтения " секция физики, подсекция оптики и лазерной физики, ч. 1, М.: , МГУ, 2006.
5. A.V. Kozar. // GRLS ,2008 in Luebeck, Rostock and Hamburg
6. Л.М. Бреховских "Волны в слоистых средах". М.: Наука., 1973.
7. А.В. Козарь В.С. Колесников Ю.А. Пирогов. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. 19 №.1. С.76.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СТРУКТУР

Н.В. Колотинский¹, В.К. Корнев¹, А.В. Шарафиев², И.И. Соловьев²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. Физический факультет, Москва

²НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцина МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва
kolotinskij@physics.msu.ru

Развитие современной сверхпроводниковой электроники, в основе которой лежит использование макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводниках, в первую очередь, эффекта Джозефсона и эффекта макроскопической квантовой интерференции, открывает дополнительные возможности для создания и совершенствования новых устройств и систем, в том числе, для приема, обработки и защиты информации.

Широко используемые в настоящее время сверхпроводниковые сквиды (SQUID – Superconducting Quantum Interference Device) обладают уникальной чувствительностью к магнитным сигналам, однако имеют очень ограниченный динамический диапазон и ограниченную линейность преобразования входного сигнала в напряжение. В низкочастотных устройствах на основе сквидов (когда частота сигналов не превышает единиц мегагерц) требуемое увеличение динамического диапазона и линейности достигается за счет применения внешней следящей обратной связи. Однако такой подход не представляется возможным в случае широкополосных систем на основе сквидов.

Целью настоящей работы являлось изучение физических основ создания широкополосных устройств на основе многоэлементных джозефсоновских структур, реализующих как большой динамический диапазон за счет большого числа активных элементов, так и высокую линейность преобразования магнитного сигнала в напряжение за счет индивидуальных характеристик этих элементов.

Были предложены и изучены два типа базовых ячеек: (i) би-сквид и (ii) дифференциальная ячейка на основе параллельной джозефсоновской структуры. На основе этих ячеек были разработаны и затем изготовлены многоэлементные структуры с использованием современной ниобиевой технологии сверхпроводниковых интегральных схем с плотностью критического тока $4,5 \text{ кА/см}^2$.

Предложенные многоэлементные сверхпроводниковые структуры делают возможным создание на их основе нового типа электрически малых антенн (ЭМА) – активных ЭМА, осуществляющих одновременно широкополосный прием и усиление электромагнитных сигналов. При этом возможно создание активных ЭМА как трансформаторного типа путем интегрирования многоэлементной структуры со сверхпроводящим

трансформатором магнитного потока, так и бестрансформаторного типа, когда многоэлементная структура в виде двумерной решетки сверхпроводящих ячеек с несверхпроводящим электрическим соединением ячеек используется непосредственно как антенна (см. рис. 1). В последнем случае выходной сигнал представляет собой коллективный результат индивидуальных откликов напряжения ячеек на приложенный к ним поток магнитного сигнала. На рис. 2 приводится схематическое изображение механизма трансформации магнитного потока вектора H падающей волны, приложенного перпендикулярно ячейке, в контур параллельной цепочки джозефсоновских переходов этой ячейки.

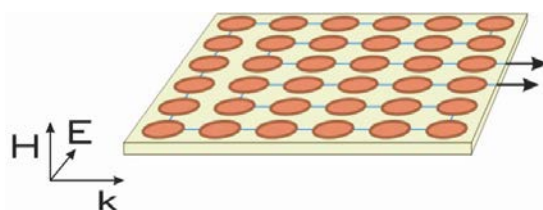


Рис. 1. Схематическое изображение активной ЭМА бестрансформаторного типа на основе двумерной решетки сверхпроводящих ячеек с несверхпроводящим электрическим соединением ячеек.

В докладе излагаются физические основы создания широкополосных многоэлементных джозефсоновских структур, приводятся и обсуждаются результаты экспериментального изучения характеристик разработанных структур и прототипов активных ЭМА на их основе.

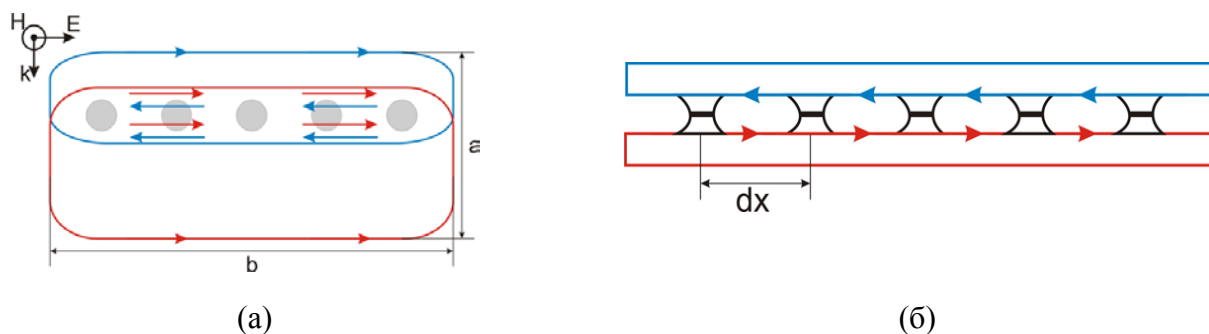


Рис. 2. Схематическое изображение механизма трансформации магнитного потока вектора H падающей волны, приложенного перпендикулярно ячейке, в контур параллельной цепочки джозефсоновских переходов, показанных кружками на виде сверху (а) и “перемычками” между сверхпроводящими пленочными слоями на виде сбоку (б). Магнитное поле H падающей волны, перпендикулярное плоскости чипа, обуславливает экранирующие Мейсснеровские токи, текущие по краям образующих ячейку сверхпроводящих пленок $M1$ и $M2$, которые замыкаются по внутренним поверхностям пленок в области их пересечения и создают магнитный поток, приложенный к параллельной цепочке джозефсоновских переходов.

ПРИБЛИЖЁННАЯ ДВУМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ФОТО-ЛБВ В РЕЖИМЕ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ

Г.М. Краснова

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
krasnovagm@rambler.ru

В рамках линейной двумерной теории рассмотрены процессы, происходящие в ЛБВ с фотокатодом, при использовании которого возможно получение предварительной модуляции эмиссии электронного потока. Взаимодействие электромагнитной волны и бесконечно тонкого ленточного электронного потока описано с учётом конечности фокусирующего магнитного поля. Решение задачи проведено методом последовательных приближений и методом дисперсионного уравнения как в общем случае, так и в двухволновом приближении.

Необходимость решения подобной задачи вызвана тем, что в последнее десятилетие в Европе и США созданы программы по вакуумной СВЧ электронике, направленные на использование новых технологий при освоении миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн и отражающие тенденции последних лет. В частности, в европейском проекте OPTHER (Optically Driven THz Amplifiers) одним из направлений является создание вакуумного терагерцового усилителя с использованием автоэмиссионных катодов из углеродных нанотрубок [1]. В одной из предлагаемых конструкций эмиссией с холодного катода управляет инфракрасный лазер, излучение которого модулировано на частоте ТГц диапазона. Таким образом, имеет место возвращение к идее фото-ЛБВ на ином технологическом уровне, а также к построению теории приборов с фотокатодом.

Для описания процессов взаимодействия в фото-ЛБВ используется система уравнений возбуждения ВЧ электрического поля в линии передачи и ВЧ смещений электронов в ленточном электронном потоке [2] в приближении заданного тока:

$$E_x(x) = E_x(0)e^{-j\beta_0 x} - \frac{\beta_0^2 K}{2} \int_0^x \tilde{i}(\bar{x}) e^{-j\beta_0(x-\bar{x})} d\bar{x}, \quad (1)$$

$$\tilde{i}(x) = \beta_e I_0 \frac{\text{sh}(\beta_0 y_0)}{\text{sh}(\beta_0 d)} (j \text{sh}(\beta_0 y_0) \tilde{x}(x) + \text{ch}(\beta_0 y_0) \tilde{y}(x)), \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dx^2} + 2j\beta_e \frac{d\tilde{x}}{dx} - \beta_e^2 \tilde{x} = \frac{\eta}{v_0^2} E_x(x) + \frac{\eta}{v_0^2} E, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \tilde{y}}{dx^2} + 2j\beta_e \frac{d\tilde{y}}{dx} - (\beta_e^2 - \beta_c^2) \tilde{y} = j \frac{\eta}{v_0^2} E_x(x) \text{cth}(\beta_0 y_0) + \frac{\eta}{v_0^2} E, \quad (4)$$

где $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ – продольные и поперечные ВЧ смещения электронов, K – сопротивление связи, $E_{пзх} = -B\omega_p \tilde{x} \cdot \text{th}(\beta_0 y_0)$, $E_{пзы} = B\omega_p \tilde{y} / \text{th}(\beta_0 y_0)$ – компоненты напряжённости поля пространственного заряда, β_0 – фазовая постоянная волны в системе без пучка, $\beta_c = (\eta B) / v_0$ – фазовая постоянная циклотронной волны, B – индукция магнитного поля, $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона, v_0 – постоянная продольная скорость потока, l – длина системы, y_0 – координата влёта пучка. Вывод выражений для компонент напряжённости поля пространственного заряда приведён в монографии [3].

Одним из основных параметров фото-ЛБВ является эквивалентное сопротивление R_{eq} , связанное с величиной ВЧ мощности соотношением

$$P = \frac{|E(x)|^2}{2\beta_0^2 K} = \frac{1}{2} |i(0)|^2 R_{eq} \quad \rightarrow \quad R_{eq} = \frac{1}{\beta_0^2 K} \frac{|E(x)|^2}{|i(0)|^2}. \quad (5)$$

С использованием уравнений (1) – (4) и следующих начальных условий $\tilde{x}_0 \neq 0$, $\tilde{y}_0 \neq 0$, $\tilde{x}'_0 = \tilde{y}'_0 = 0$, получены выражения для тока и напряжённости электрического поля, после подстановки которых в выражение для эквивалентного сопротивления определена его связь с имеющимися параметрами.

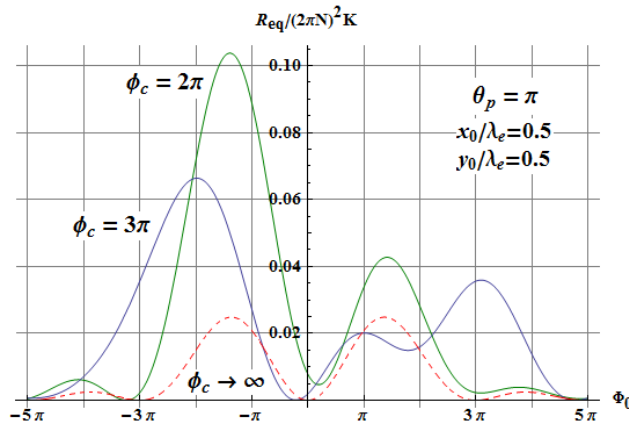


Рис. 1. Зависимость $R_{eq} / K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при различных значениях циклотронного угла пролёта

На рис. 1 приведены зависимости $R_{eq} / K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0)l$ при различных значениях циклотронного угла пролёта $\phi_c = \beta_c l$ и величины пространственного заряда $\theta_p = \beta_p l$ (N – длина пространства взаимодействия в электронных длинах волн). При определённом значении относительного угла пролёта эквивалентное сопротивление достигает максимальной величины, которая возрастает при

уменьшении магнитного поля (или уменьшении ϕ_c). Пунктирная кривая соответствует случаю одномерной теории [3], когда приложено бесконечно большое магнитное поле и поперечные смещения в электронном потоке отсутствуют. Также следует отметить, что сами начальные условия на эквивалентное сопротивление не влияют, однако оно зависит именно от соотношения продольных и поперечных смещений (рис. 2).

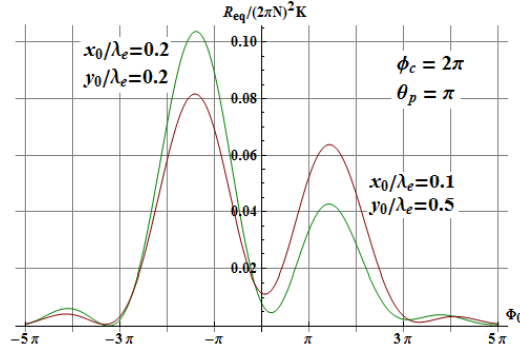


Рис. 2. Зависимость $R_{eq}/K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при различных значениях начальных смещений

Соответствующее системе дисперсионное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & (\beta - \beta_0) \left((\beta - \beta_e)^2 - \beta_p^2 \right) \left((\beta - \beta_e)^2 - (\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)) \right) = \\ & = \beta_e \beta_0^2 C_0^3 \frac{\operatorname{sh}^2(\beta_0 y_0)}{\operatorname{sh}(\beta_0 d)} \left(\beta_c^2 - (\beta - \beta_e)^2 (\operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) + 1) \right) \end{aligned} \quad (6)$$

Решить уравнение (6) в аналитическом виде невозможно, но наличие пятой степени свидетельствует о том, что в свободном потоке могут распространяться пять парциальных волн (собственная волна, медленная и быстрая волны пространственного заряда (МВПЗ и БВПЗ), медленная и быстрая циклотронные волны (МЦВ и БЦВ)). Соответственно, при некоторых значениях относительного угла пролёта возможно резонансное взаимодействие электромагнитной волны в линии передачи и одной из волн, возбуждаемых в электронном потоке, что позволяет перейти к решению задачи в двухволновом приближении.

Как с помощью метода дисперсионного уравнения, так и с помощью метода последовательных приближений (в первом приближении), были получены одинаковые выражения для эквивалентного сопротивления в двухволновом приближении. Так при синхронизме волны в линии с медленной волной пространственного заряда ($\beta = \beta_e + \beta_p$)

$$R_{eq} = \frac{(2\pi N)^2 K}{4} \left(1 - \frac{(2\pi C_0 N)^3}{12\sqrt{2}\theta_p} \right)^2, \quad (7)$$

а с медленной циклотронной волной ($\beta = \beta_e + \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)}$)

$$R_{eq} = \frac{(2\pi N)^2 K}{4} \left(1 - \frac{(2\pi C_0 N)^3}{12\sqrt{2}\sqrt{\phi_c^2 - \theta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0)}} \right)^2. \quad (8)$$

Следует отметить, что при выполнении условия $\beta_c^2 - \beta_p^2 \operatorname{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0$ в данной системе возможно появление пучковой неустойчивости. Она обусловлена совместным влиянием магнитного поля и поля пространственного заряда. Неустойчивость также сказывается на взаимодействии. В частности, меняется вид зависимости эквивалентного сопротивления от относительного угла пролёта (рис. 3). Синхронизма с циклотронными волнами в этом случае не будет.

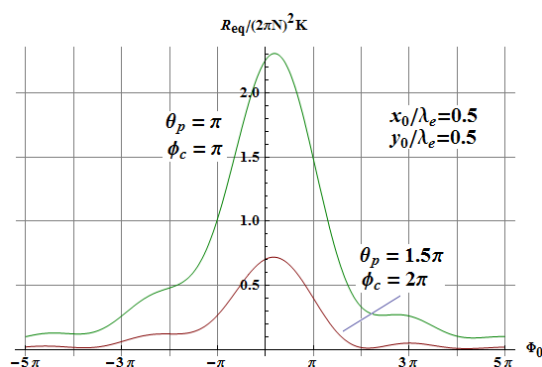


Рис. 3. Зависимость $R_{eq}/K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при наличии неустойчивости электронного потока

Работа выполнена при поддержке Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-1430.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Викулов // Электроника НТБ. 2010. №4. С.108.
2. G.M. Krasnova // Physics of Wave Phenomena. 2011. V.19. No 4. P.290.
3. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков “Аналитические методы расчета в электронике СВЧ” М.: Советское радио, 1970.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ГЕНЕРАТОРА НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ С МОДУЛЯЦИЕЙ ЭМИССИИ

С.А. Куркин¹, А.А. Короновский^{1,2}, А.Е. Руннова², А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

KurkinSA@gmail.com, hramovae@gmail.com

В современной электронике больших мощностей актуальной задачей является повышение эффективности, мощности и частоты генерации генератора на виртуальном катоде (виркатора), как перспективного источника мощного СВЧ излучения [1, 2], а также разработка методов управления характеристиками его генерации для применения в различных приложениях (зондирование атмосферы, задачи электромагнитной совместимости, технологические процессы, дальняя импульсная радиолокация и т.д.). Ранние исследования виркаторов с внешними резонансными системами показали [3-5], что одним из эффективных подходов тут может являться использование в генераторах на виртуальном катоде (ВК) источников электронов с модуляцией эмиссии (модуляцией по плотности формируемого пучка). В данной работе были проведены численные исследования низковольтного виркатора с управляемой эмиссией с термокатода, когда внешний сигнал воздействует на пучок в области его формирования, приводя к модуляции эмиссии.

Исследуемая система представляла собой пространство дрейфа электронного потока в виде замкнутого отрезка цилиндрического волновода длиной L и радиусом R , закрытого с обоих торцов сеточными электродами, прозрачными для электронного потока. Аксиально-симметричный моноскоростной промодулированный по плотности сплошной электронный пучок радиуса R_b с током I инжектируется в пространство дрейфа через левую и выводится через правую сетки, а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Вдоль оси системы прикладывается внешнее однородное фокусирующее магнитное поле с индукцией B . Численное моделирование нестационарных процессов проводилось методом крупных частиц с использованием программы, разработанной для исследования генераторов с электронной обратной связью [6, 7], основанной на решении самосогласованной системы уравнений движения крупных частиц и уравнения Пуассона в цилиндрической геометрии в двумерном приближении. Конкретные геометрические параметры, используемые в данной работе, равны: $L=50$ мм, $R=12.5$ мм, $R_b=6.25$ мм, а ускоряющее напряжение составляет 2.1 кВ.

Модуляция плотности инжектируемого в систему тока пучка производилась путем модуляции внешним гармоническим сигналом ускоряющего напряжения в электронной пушке. Основные управляющие параметры в виркаторной системе с модуляцией эмиссии были

следующие: параметр надкритичности пучка по току A , равный отношению безразмерного параметра тока пучка к критическому значению данного параметра, при котором в электронном потоке образуется ВК; глубина модуляции плотности тока D , измеряемая в процентах, равная отношению разности максимальной и минимальной величин плотности тока к максимальной величине плотности тока пучка и частота модуляции ω .

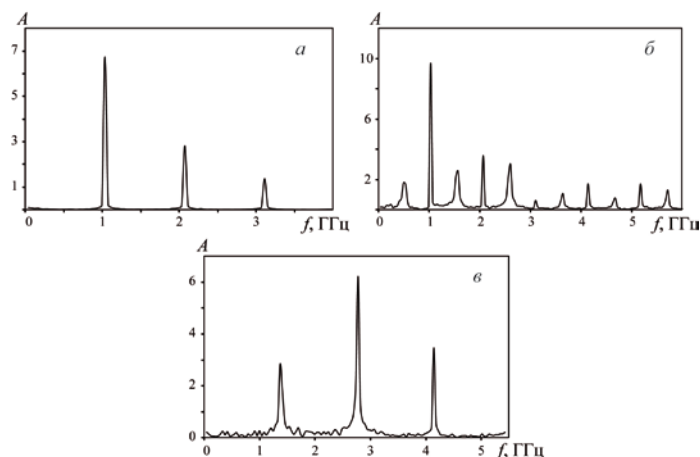


Рис. 1. Спектры колебаний электрического поля в области ВК при $A=2.1$, $D=100\%$, $\omega=1.03$ ГГц (*a*); $A=6.3$, $D=100\%$, $\omega=0.51$ ГГц (*б*) и $A=4.9$, $D=80\%$, $\omega=1.38$ ГГц (*в*)

Было получено, что при введении в систему глубокой модуляции ($D > 80\%$) по току пучка при относительно невысоких значениях параметра надкритичности $1 < A < 3$ спектральный состав выходного излучения определяется частотой модулирующего гармонического сигнала и содержит 1-ую, 2-ую и 3-ью гармоники данной частоты. Например, при $A=2.1$, что соответствует току пучка $I=11$ А, $D=100\%$ и $\omega=1.03$ ГГц (см. рис. 1а) в выходном спектре излучения присутствуют составляющие на частотах около 1 ГГц, 2 ГГц и 3 ГГц, причем соотношение их амплитуд следующее: 6:3:1; частота свободных осцилляций ВК в данном случае равна 1.4 ГГц. Также в спектре при определенных параметрах могут присутствовать комбинационные составляющие гармоник частоты модулирующего сигнала и гармоник, соответствующих свободным осцилляциям ВК в системе без модуляции, однако, их амплитуда оказывается незначительной. Таким образом, при введении в систему глубокой модуляции ($D > 80\%$) по току при относительно невысоких значениях параметра надкритичности происходит разрушение механизмов формирования ВК.

Виртуальный катод вновь начинает формироваться в системе с глубокой модуляцией эмиссии при дальнейшем увеличении надкритичности. Так, при $A > 3$ и $D=100\%$ вид выходного спектра качественно трансформируется, по сравнению с описанным выше случаем меньшей надкритичности (см. рис 1б). В спектре, наряду с составляющими, соответствующими частоте модуляции и её гармоникам,

начинают проявляться гармоники свободных осцилляций ВК, а также комбинационные составляющие данных частот, причем в большинстве случаев амплитуда последних оказывается максимальной в спектре. Это свидетельствует о сильно нелинейном режиме работы системы.

Наиболее интересным является случай, когда частота модулирующего сигнала оказывается настроенной на одну из гармоник свободных осцилляций ВК, а глубина модуляции принимает меньшие значения ($50\% < D < 80\%$). При таких параметрах в выходном спектре происходит значительное увеличение амплитуд высших гармоник частоты колебаний ВК при уменьшении амплитуды первой гармоники. Так, при $A=4.9$, $D=80\%$ и $\omega=1.38$ ГГц (см. рис. 1в), что соответствует частоте первой гармоники свободных осцилляций ВК, амплитуда 3-ей гармоники на частоте 4.14 ГГц в спектре выходного излучения увеличивается в 2 раза, 2-ой – практически не изменяется, а 1-ой – уменьшается приблизительно в 2 раза, по сравнению со случаем отсутствия модуляции. Таким образом, происходит перекачка энергии из низкочастотных гармоник в высокочастотные. Данный режим работы виркатора с модуляцией эмиссии является весьма интересным, когда необходимо многократное увеличение частоты генерации прибора, например, при создании модификации генератора на ВК – виркатора-умножителя частоты

Работа поддержана РФФИ (проекты № 12-02-00345, 11-02-00047 и 12-02-33071) и Президентской программой поддержки молодых российских ученых (проекты МД-345.2013.2 и МК-818.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.E. Dubinov, V.D. Selemir // Journal of Communications Technology and Electronics. 2002. V. 47. No 6. P. 575.
2. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu “High Power Microwaves” CRC Press, Taylor and Francis. 2007.
3. В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 5. С. 588.
4. W. Jiang, N. Shimada, S.D. Prasad, K. Yatsui // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. No 1. P. 54.
5. Н.Н. Гадецкий, И.И. Магда, С.И. Найстетер и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 4. С. 530.
6. А.Е. Храмов, С.А. Куркин, Е.Н. Егоров и др. // Математическое моделирование. 2011. Т.23. С.3.
7. С.К. Birdsall, A.B. Langdon “Plasma physics, via computer simulation” NY: McGraw-Hill, 1985.

МОЩНОСТЬ СВЧ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РЕЖИМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА

С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов
*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*
KurkinSA@gmail.com, hramovae@gmail.com

Исследование процессов развития нелинейных СВЧ колебаний, образования структур и установления сложных режимов генерации в активных электронно-волновых системах с интенсивными релятивистскими электронными потоками (РЭП) в режимах формирования виртуального катода (ВК) привлекает в последнее время большое внимание научного сообщества [1-3]. С одной стороны, это обусловлено фундаментальной значимостью подобных исследований [4]. С другой стороны, интенсивные РЭП находят широкое применение в ряде практических приложений, например, при решении задач нагрева плазмы, ядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы, создания систем ускорения ионов, генерации СВЧ излучения высокой мощности и др. В частности, генераторы, использующие релятивистские электронные потоки с ВК (виркаторы), являются перспективными устройствами СВЧ электроники больших мощностей благодаря своим уникальным свойствам: высокой выходной мощности излучения, простоте конструкции, возможности легкой перестройки частоты и режима генерации [1, 2].

В ряде работ показано [5-8], что зависимость выходной мощности виркаторов от параметров системы, в частности, от величины внешнего магнитного поля (МП) демонстрирует сложное поведение. Так, в работе [6] было проведено экспериментальное исследование зависимости выходной мощности СВЧ излучения виркатора с РЭП от величины внешнего МП, и было показано, что данная зависимость демонстрирует осциллирующий характер поведения с 2-3 пиками уменьшающейся с ростом МП амплитуды. Также было показано, что при больших величинах внешнего МП выходная мощность релятивистского виркатора асимптотически стремится к постоянной относительно невысокой величине. Подобные результаты были получены и в других работах [5-8]. Однако физические причины такого поведения выходной мощности в большинстве случаев остаются неизученными, поэтому важной задачей в области исследования систем с ВК является изучение поведения выходной мощности генерации релятивистских виркаторов при изменении величины внешнего МП, а также исследование физических процессов, ответственных за такое поведение.

Заметим, что при исследовании систем с РЭП необходимо учитывать ряд эффектов, которые несущественны для слабoreлятивистских потоков.

В частности, для РЭП нельзя пренебрегать собственными магнитными полями пучка, которые начинают оказывать существенное влияние на процессы, происходящие в системе. Учет собственных МП приводит к необходимости использования принципиально трехмерных самосогласованных электромагнитных моделей динамики РЭП со сверхкритическим током. В представленной работе приведены основные результаты численного трехмерного полностью электромагнитного изучения поведения мощности выходного СВЧ излучения релятивистского системы с трубчатым РЭП, находящимся во внешнем однородном продольном МП конечной величины.

В качестве исследуемой модели была рассмотрена классическая модель для изучения динамики ВК [3]. Пространство дрейфа электронного потока представляет собой замкнутый отрезок цилиндрического волновода длиной L и радиусом R , закрытый с торцов сеточными электродами. Аксиально-симметричный релятивистский моноскоростной трубчатый электронный пучок с радиусом R_b и толщиной d с энергией W_e и током I на входе инжектируется в пространство взаимодействия через левую (входную) сетку и выводится через правую (выходную), а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Конкретные геометрические параметры, используемые в данной работе, равны: $L=40$ мм, $R=10$ мм, $R_b=5$ мм, $d=2$ мм. Вдоль оси системы прикладывается внешнее однородное фокусирующее МП с индукцией B_0 . Вывод энергии выполнен в виде коаксиальной линии передачи, в которую переходит пространство взаимодействия РЭП с ВК. Численное моделирование нестационарных процессов в релятивистском пучке заряженных частиц проводилось с помощью трехмерной модели, основанной на численном решении самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнений движения заряженных частиц [3, 9].

На рис. 1 показаны зависимости нормированной выходной мощности излучения РЭП с ВК от индукции внешнего МП, полученные с помощью численного моделирования для двух значений начальной энергии потока W_e . Видно, что кривые на рисунке демонстрируют аналогичные характерные особенности: наличие трех локальных максимумов (обозначены символами M_1 , M_2 и M_3 на рис. 1) на фоне монотонного уменьшения выходной мощности с ростом МП.

Для анализа физических процессов, ответственных за подобное поведение зависимостей выходной мощности, были рассмотрены результаты исследований условий формирования ВК, в частности, величин критических токов пучка, в зависимости от величины внешнего МП, которые были проведены в работе [3]. Было обнаружено, что характерный вид зависимостей выходной мощности излучения РЭП определяется сложным поведением критических токов пучка при изменении внешнего

МП, а также особенностями механизмов формирования ВК в системе при различных величинах внешнего МП.

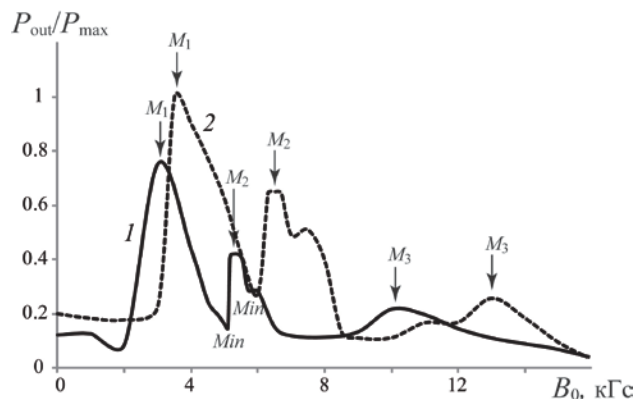


Рис. 1. Зависимости нормированной выходной мощности излучения РЭП с ВК от индукции внешнего магнитного поля B_0 при следующих значениях начальной энергии потока W_e : 600 кэВ (кривая 1) и 850 кэВ (кривая 2). Ток пучка $I=20$ кА; символами M_1 , M_2 и M_3 обозначены локальные максимумы зависимостей

Полученные результаты объясняют аналогичные, экспериментально полученные в работе [6] зависимости выходной мощности генерации релятивистского виркатора от величины внешнего магнитного поля.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 12-02-00345, 12-02-31102 и 12-02-33071) и Президентской программой поддержки молодых российских ученых (проекты МД-345.2013.2 и МК-818.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.E. Dubinov, V.D. Selemir // Journal of Communications Technology and Electronics. 2002. V. 47. No 6. P. 575.
2. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu “High Power Microwaves” CRC Press, Taylor and Francis. 2007.
3. A.E. Hramov, S.A. Kurkin, A.A. Koronovskii, A.E. Filatova // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. No 11. P. 112101.
4. А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов «Методы нелинейной динамики и хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы» М.: Физматлит, 2009.
5. K.G. Kostov, N.A. Nikolov // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. No 4. P. 1034.
6. Н.Н. Гадецкий, И.И. Магда, С.И. Найстетер и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 4. С. 530.
7. W. Jiang, H. Kitano, L. Huang et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. P. 187.
8. H.A. Davis, R.D. Fulton, E.G. Sherwood et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18. No 3. P. 611.

ЦИФРОВЫЕ ШИРОКОПОЛОСНЫЕ МНОГОЛУЧЕВЫЕ ФАР

Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.П. Сухоруков
Физический факультет МГУ им Ломоносова

luguoming.hit@gmail.com, zakharov1@mail.ru, apsmsu@gmail.com

В работе исследовалась задача максимизации ширины полосы многолучевых ФАР при микрополосковой реализации и методы подавления боковых дифракционных лепестков. При помощи численного электромагнитного моделирования исследованы свойства цифровой решетки 4×4 при формировании нескольких лучей в ударенном поле излучения.

В современных системах беспроводной связи часто используется разнесенный прием и передача (MIMO), что позволяет существенно увеличить пропускную способность. Многолучевые фазированные антенные решетки ([1], [2]) – один из многих способов организации MIMO-канала. Такие решетки могут быть построены по цифровой или аналоговой [3] архитектуре. В цифровых многолучевых ФАР [4] сигнал для каждого элемента решетки обрабатывается независимо в цифровом виде, формирование диаграммы направленности осуществляется программным способом.

Исследования проводились при помощи моделирования в программном пакете CST Microwave Studio, использующем численное решение уравнений Максвелла в интегральной форме [5].

Ширина полосы микрополосковой антенны зависит от многих факторов, основными из которых являются геометрическая форма, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрика, место расположения точки питания. При моделировании использовались следующие параметры: центральная частота 7ГГц, материал диэлектрика Arlon AD255, $\epsilon=2.55$, $h=2.032$ мм, толщина меди 18 мкм.

Моделирование показало, что среди исследованных форм антенных элементов наиболее широкую полосу (22%) обеспечил элемент в форме квадрата со скруглением. Для подавления боковых лепестков диаграммы направленности (дифракционных максимумов) в работе были использованы следующие способы: а) расположение элементов ФАР на расстояниях, меньших $\lambda/2$; б) неэквидистантное расположение элементов; в) неравномерное распределение токов по элементам; г) использование остронаправленных элементов. Моделирование решеток 4×1 и 6×1 при угле излучения (приема) основного луча 30° показало, что для способов (а) и (б) уровень боковых лепестков составил -11.0дБ и -12.8дБ соответственно; для способа (в) -17.6 дБ.

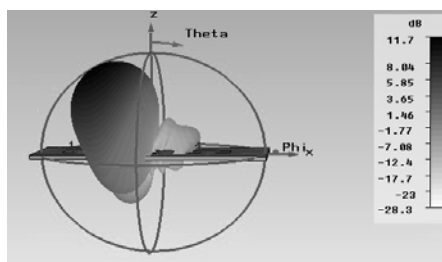


Рис. 1. Диаграмма направленности решетки 4x1 с Чебышевским распределением токов по элементам

Результаты, описанные выше, позволили выбрать элемент для многолучевой решетки в форме квадрата со скруглением и Чебышевское распределение токов по элементам с целью обеспечения наиболее широкой полосы и наименьшего уровня боковых лепестков. Были созданы модели многолучевых решеток 4×1, 6×1, 4×4, 6×6. Для получения нескольких лучей каждый элемент возбуждался суперпозицией сигналов. Каждому из лучей в данной суперпозиции соответствовал отдельный сигнал. Распределение амплитуд и сдвигов фаз сигналов, соответствующих отдельному лучу, по элементам ФАР было таковым, чтобы обеспечить формирование луча в заданном направлении с минимальным уровнем боковых лепестков. В соответствии с принципом суперпозиции направления лучей можно изменять независимо, что подтверждалось при моделировании.

На рис.2 представлена полученная диаграмма направленности линейной решетки 4x4 при излучении трех лучей под углами (-45;0) (45;45) (30;-15) градусов в трехмерном изображении.

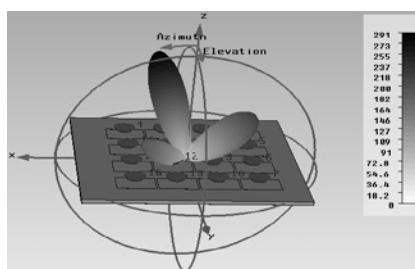


Рис. 2. Диаграмма направленности решетки 4x4 при излучении 3-х лучей в линейном масштабе

Наиболее широкую относительную полосу частот (22%) среди исследованных форм микрополосковых элементов обеспечил элемент в форме квадрата со скруглением. В качестве метода подавления боковых лепестков наилучший результат (-18дБ) обеспечило Чебышевское распределение токов по элементам; неэквидистантное распределение широкополосных элементов решеток 4×1 и 6×1 не давало существенного преимущества в подавлении боковых лепестков. Показана возможность независимого излучения (приема) нескольких лучей в широкополосной

цифровой ФАР при малом уровне боковых лепестков; для излучения сигнала в нескольких направлениях каждый элемент ФАР возбуждался суперпозицией сигналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Michael A. Jensen, Jon W. Wallace. "A Review of Antennas and Propagation for MIMO Wireless Communications," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 52, pp. 2810 – 2812, №11. November, 2004.
2. Andreas F. Molisch, Moe Z. Win. Mimo systems with antenna selection, IEEE microwave magazine, pp. 47 – 48, mach 2004.
3. Ю. И. Буянов, В. И. Кошелев, П. Ф. Швадленко. Диаграммообразующая схема для сверхширокополосной антенной решетки// Известия высших учебных заведений. 2010. №9. С. 5 – 9.
4. К. А. Гениатулин, В. И. Носов. Планирование систем спутниковой связи с зональным обслуживанием// Вестник СибГУТИ. 2009. №4. С. 11 – 19.
5. P.N. Zakharov, R.A. Dudov, E.V. Mikhailov, A.F. Korolev, A.P. Sukhorukov, "Finite Integration Technique Capabilities for Indoor Propagation Prediction," 2009 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), pp. 369 – 372, 2009, Loughborough, UK.

ЭНЕРГООБМЕН ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В УСЛОВИЯХ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

Д. А. Михеев¹, Г. М. Казарян¹, В. Л. Саввин¹, К. В. Иванов¹, А. В. Коннов²

¹физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, кафедра фотоники и физики микроволн

²ФГУП «НПП ТОРИЙ», Москва
prodimm@mail.ru

Один из наиболее распространённых вариантов резонаторного устройства, используемых в параметрических и электростатических усилителях [1], показан на рисунке 1. В цилиндрической полости резонатора расположены две ламели, в узком и протяжённом зазоре между которыми возбуждается поперечное высокочастотное электрическое поле микроволнового сигнала, вводимого посредством петли связи. Электронный пучок инжектируется в резонатор через круглое отверстие в торце, проходит через зазор между ламелями и выходит из резонатора через отверстие в противоположном торце.

При взаимодействии высокочастотного поля с электронным пучком подводимая энергия микроволн преобразуется в поперечное циклотронное вращение пучка при условии циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$, где ω – частота микроволн на входе резонатора, ω_c – циклотронная частота. При этом в пучке не происходит продольной модуляции по плотности, то есть пучок не группируется в сгустки [2]. Поэтому действие сил пространственного заряда незначительно, и передача мощности сигнала в пучок несёт линейный характер. Следовательно, электровакуумные приборы, в которых используется данный вариант резонаторного устройства, лишены ограничений по КПД, связанных с действием сил пространственного заряда.

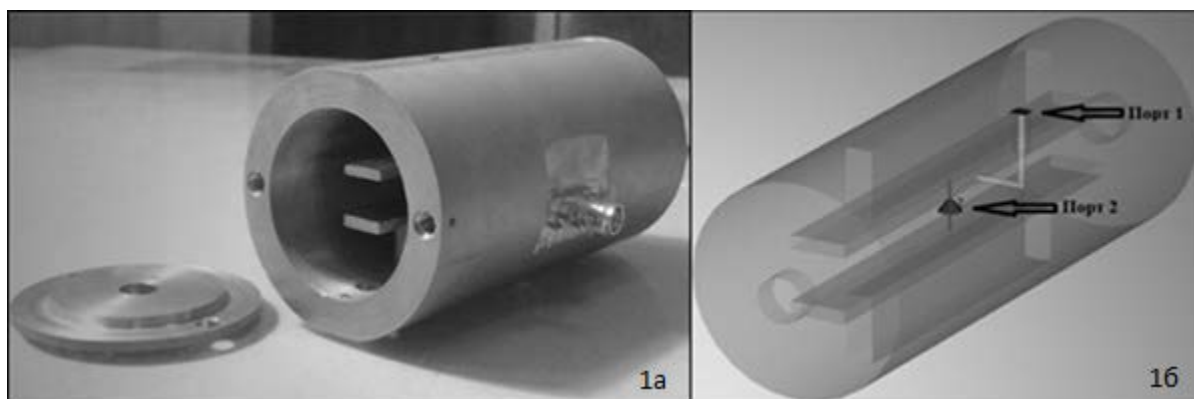


Рис. 1. Цилиндрический резонатор (1а) и его трёхмерная модель (1б)

Другой отличительной особенностью данной конструкции резонатора является длительное взаимодействие высокочастотного поля с быстрой циклотронной волной электронного потока. В отличие от резонаторов

клистронов, где пролётный угол электронов обычно не превышает $\pi/2$, в резонаторе с ламелями пролётный угол электронов может быть равен нескольким десяткам π .

В настоящей работе проводится трёхмерное моделирование цилиндрического резонатора, представленного на рисунке 1а. По полученным результатам определяется форма и местоположение петли связи, а также геометрия и размеры согласующего узла резонатора, обеспечивающие высокоэффективный энергообмен резонансной моды с электронным пучком. Затем исследуется динамика взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем резонатора.

На рисунке 1б представлена трёхмерная модель резонатора. Его геометрические размеры подобраны так, чтобы обеспечить циклотронный резонанс на частоте $\omega = 2,45$ ГГц при входной мощности не более 1 кВт. Энергия микроволн вводится через волноводный порт 1. Для симуляции электронного пучка используется дискретный порт 2 с некоторым сопротивлением. Применение данной модели возможно благодаря тому, что электронный пучок имеет своё значение электронной проводимости:

$$G_e = \frac{1}{8} \frac{I_0}{U_0} \left(\frac{l}{d} \right)^2, \quad (1)$$

где I_0 – ток пучка, U_0 – ускоряющее напряжение, d – величина зазора между ламелями, l – длина ламели. Сопротивление дискретного порта выражается как обратная величина проводимости пучка.

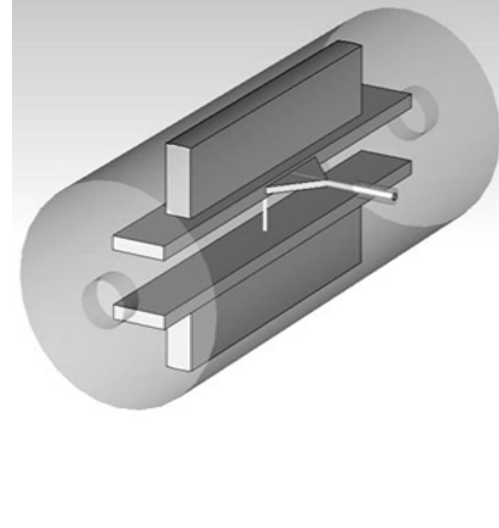
	Вид согласующего узла	S_{11}	S_{12}
	L-образный	0,585	0,811
	I-образный	0,507	0,862
	I-образный с прямоугольной вставкой	0,195	0,973
	I-образный с треугольной вставкой	0,130	0,991

Рис. 2. Резонатор с треугольной вставкой и S-параметры для различных узлов согласования

Моделирование резонатора позволяет получить S-параметры матрицы рассеяния, в частности, коэффициент отражения (S_{11}) и коэффициент передачи из порта 1 в порт 2 (S_{12}). Проведена оптимизация данных параметров с целью получения максимально возможного коэффициента

передачи при минимально возможном коэффициенте отражения для обеспечения высокоэффективного энергообмена резонансной моды с электронным пучком.

В рамках оптимизации для моделирования использовались L- (рис.1б) и I-образные (рис. 2) узлы согласования. Установлено, что I-образный узел с несколькими вставленными прямоугольными пластинами значительно улучшает характеристики резонатора. Наиболее же предпочтительным является I-образный согласующий узел с треугольной вставкой (рис. 2).

Исследована структура основной моды $\omega = 2,532$ ГГц нагруженного резонатора. Электрическое поле исследуемой моды сосредоточено между ламелями и имеет необходимую однородную структуру. Собственная добротность (обусловленная только потерями в резонаторе) основной моды оказалась равной $Q_0 = 5079$. Нагруженная добротность (при введённой нагрузке в виде дискретного порта) составила $Q_H = 56,9$. Точность результатов моделирования экспериментально проверена при помощи измерительного комплекса Rohde&Schwartz.

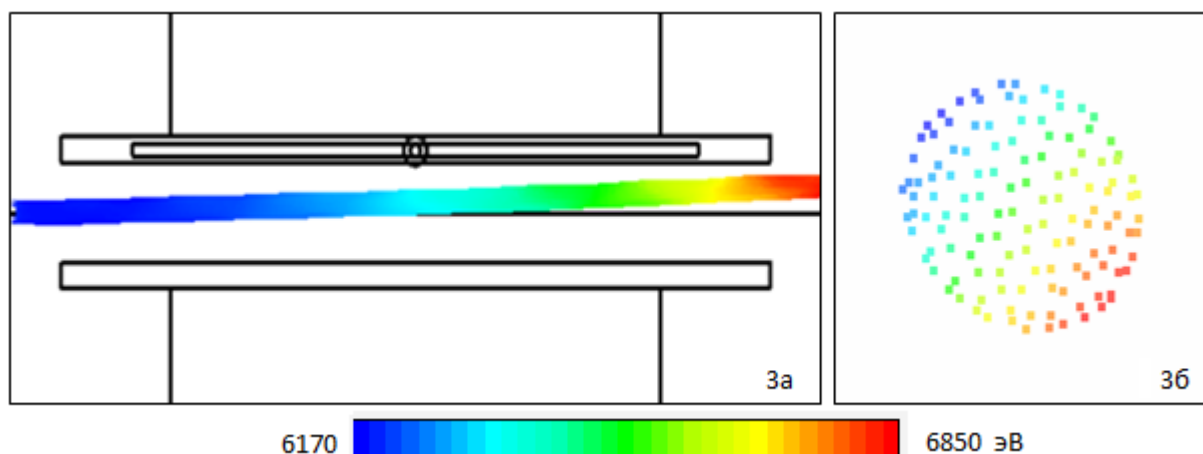


Рис. 3. Профиль электронного пучка (3а) и его поперечное сечение на выходе из резонатора (3б)

Изучена динамика взаимодействия электронного пучка с высокочастотным поперечным полем (рис. 3). Использовался запускаемый с прямого катода модельный пучок радиуса $r = 0,8$ мм с током $I_0 = 0,1$ А и ускоряющим потенциалом $U_0 = 2000$ В, помещённый в однородное магнитное поле $B = 0,088$ Тл. Входная мощность микроволнового сигнала составила $P_{вх} = 800$ Вт. Показано, что в электронном пучке не образуются сгустков (рис.3а).

Получен спектр скоростей на выходе из резонатора. Он оказался достаточно однородным, без резких максимумов и минимумов, а также сравнительно узким (рис. 4). Средняя энергия пучка на выходе из резонатора составила $\bar{W} = 6571 \pm 19$ эВ.

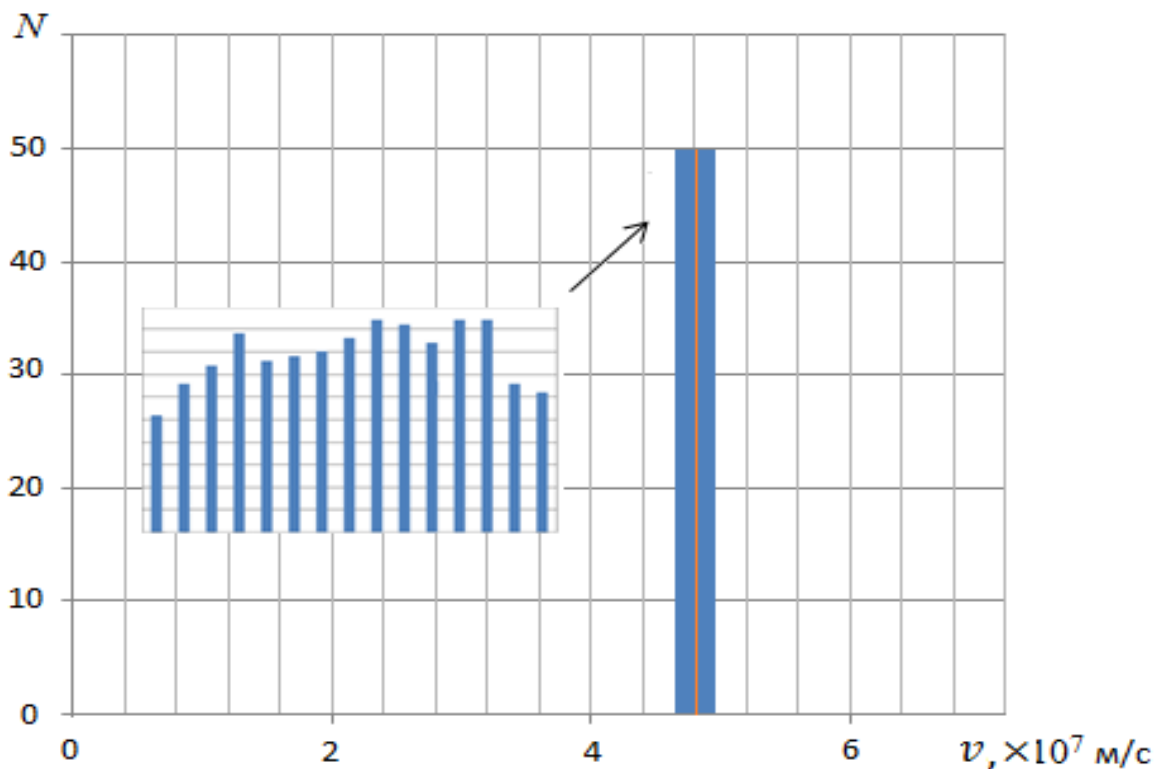


Рис. 4. Спектр скоростей в электронном пучке на выходе из резонатора, v – скорость частиц, N – число частиц в i -ой синей полосе, оранжевая полоса – средняя скорость $\bar{v} = (4,807 \pm 0,007) \times 10^7$ м/с

Установлено, что на выходе из резонатора в электронном пучке возникает разброс поперечных и продольных скоростей (рис. 3б, 4). Его можно оценить следующим образом:

$$\delta v_{\perp} = \frac{\bar{v}_{\perp} - v_{\perp \min}}{\bar{v}_{\perp}}, \quad \delta v_z = \frac{\bar{v}_z - v_{z \min}}{\bar{v}_z}, \quad (2)$$

где $v_{\perp \min}$ и $v_{z \min}$ – минимальные значения соответственно поперечной и продольной скоростей, \bar{v}_{\perp} и \bar{v}_z – их средние значения. В результате разброс поперечных скоростей составил $\delta v_{\perp} = 3,6$ %, продольных – $\delta v_z = 1,2$ %.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Vanke, H. Matsumoto, N. Shinohara. Cyclotron Wave Electrostatic Amplifier. // Journal of Radioelectronics, №10, 1999
2. В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, Д.А. Михеев, А.В. Коннов. Пространственный заряд и рекуперация энергии в циклотронном преобразователе. // Журнал радиоэлектроники, №11, 2011

СОЗДАНИЕ ПЛАНАРНЫХ СИСТЕМ НАНОЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ БИОСЕНСОРОВ

А.А. Паршинцев¹, Е.С. Солдатов¹, В.В. Кашин²,
В.В. Колесов², С.В. Крупенин²

¹*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

parshincev@physics.msu.ru

kvv@cplire.ru

Планарные системы нанoeлектродов с зазором, между электродами, менее 5 нанометров широко используются в современной молекулярной электронике. На основе таких систем возможно создание молекулярных транзисторов [1], различных биологических и химических сенсоров и многих других элементов нанoeлектроники.

Фактически единственным способом создания твердотельных наноструктур, имеющих практическое применение, – это планарная технология, использующая литографию. Средствами традиционной электронно-лучевой литографии невозможно создать систему нанoeлектродов с зазором менее 5 нанометров. Для создания таких систем нанoeлектродов применяют следующие методы: механически контролируемого разрыва соединения, допыления дополнительного слоя металла на зазор, созданный средствами традиционной литографии, электромиграции и др.

В данной работе для создания планарных систем нанoeлектродов используется метод, основанный на эффекте электромиграции [2]. Идея метода заключается в том, что средствами традиционной электронно-лучевой литографии на подложке формируется тонкий и узкий металлический нанопровод. Затем через нанопровод по определенному алгоритму пропускается ток высокой плотности, с течением времени, проводимость провода начинает падать, и когда она достигает критической величины, процесс останавливают. Через некоторое время, нанопровод разрывается, и размер получившегося зазора может составлять единицы нанометров.

В качестве подложки для системы планарных нанoeлектродов использовались пластины кремния размером 10x10 мм². Для изоляции на подложке напылялся слой SiO₂ толщиной 300 нм. Для формирования золотых нанопроводов использовалась электронно-лучевая литография (СЭМ Zeiss Supra, литографический блок Raith). Для формирования золотых подводящих контактов использовалась фотолитография. Толщина нанопроводов, сформированных таким образом, составляет 15 нм, ширина – 46 нм. Эти величины варьируются в пределах нескольких нанометров от образца к образцу. Электромиграция проводилась на установке, созданной в нашей лаборатории.

На рис.1 показано СЭМ изображение типичного зазора между нанoeлектродами величиной 4.9 нм, полученного при помощи метода электромиграции.

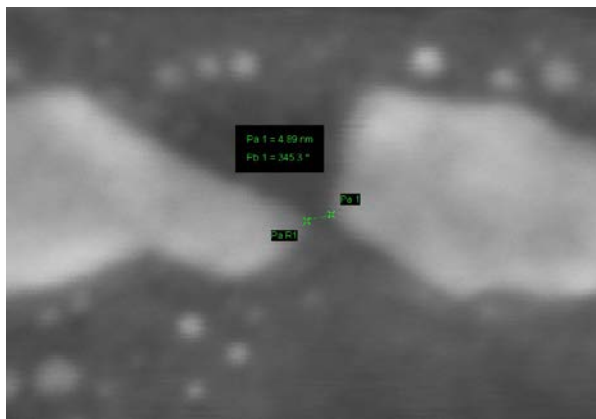


Рис.1. Зазор между нанoeлектродами величиной 4.9 нм, полученный при помощи метода электромиграции

Одними из самых распространенных биосенсоров являются амперометрические биосенсоры на основе иммобилизованных оксидаз. Класс ферментов оксидаз является высокоспецифичным по отношению к определяемым субстратам - сахару (глюкозе), спиртам (этиловый спирт) и др. Размер молекулы глюкозооксидазы составляет около 7 нм, что позволяет использовать этот белок в полученных нанозазорах для минимизации биосенсоров. На рис.2 представлено СТМ изображение нескольких отдельных молекул глюкозооксидазы, лежащих на свежесколотой поверхности подложки из пиролитического графита.

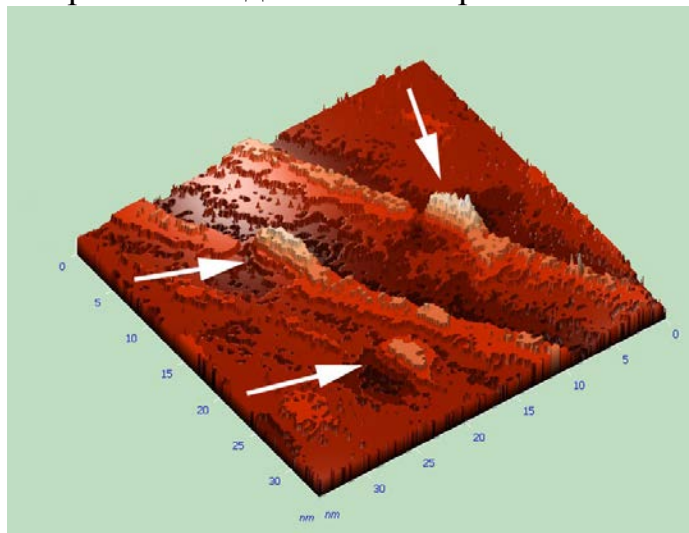


Рис.2. СТМ изображение нескольких отдельных молекул глюкозооксидазы, лежащих на свежесколотой поверхности подложки из пиролитического графита

При наличии в диагностируемой биологической жидкости глюкозы активный центр белка глюкозооксидазы окисляет глюкозу и передает два электрона кислороду до образования перекиси водорода:



В ходе предварительных экспериментов получена качественная зависимость тока в зазоре с иммобилизованным ферментом - глюкозооксидазой от концентрации глюкозы в тестовом водном растворе. Измерения проводились в диапазоне концентрации глюкозы в организме человека 1- 6 мМ. Специальные технологии иммобилизации фермента в нанозазоре на данном этапе не применялись. При иммобилизации не использовались медиаторы электронного переноса (спейсеры). Фермент наносился из водного раствора при приложении к зазору внешнего постоянного втягивающего напряжения и высушивался. АСМ изображение зазора между золотыми наноэлектродами, покрытыми молекулярным слоем фермента, показано на рис.3.

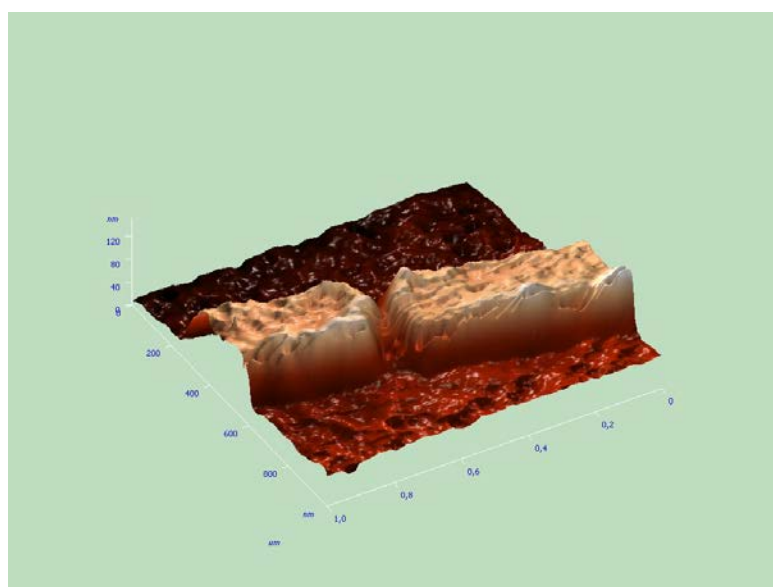


Рис.3. АСМ изображение зазора между золотыми наноэлектродами, покрытыми молекулярным слоем фермента

Получена экспериментальная зависимость тока в нанозазоре с иммобилизованным ферментом - глюкозооксидазой от концентрации глюкозы в тестовом водном растворе. На рис.4 показан график ВАХ для разных концентраций глюкозы.

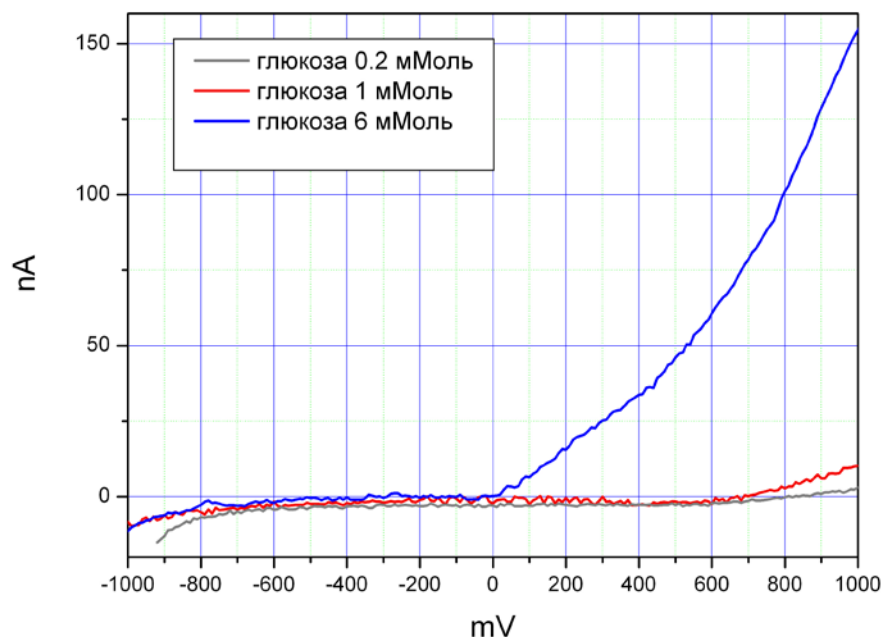


Рис.4. ВАХ для разных концентраций глюкозы в тестовом растворе

Таким образом, в работе разработана технология создания макета нанoeлектронного биосенсора на основе планарной наноструктуры со встроенными ферментными комплексами. Разработана методика нанесения молекул фермента на электродах наноструктуры. Разработана методика регистрации биохимических сигналов. Продемонстрировано изменение функционального состояния иммобилизованного фермента глюкозооксидазы при наличии (окислении) глюкозы в тестовом растворе в зависимости от ее концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.С. Солдатов, В.В. Колесов и др., УФН 168 217–219 (1998)
2. Н.В. Heersche, G. Lientschnig, et. al., Appl. Phys. Lett. 91, 072107 (2007)

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ВНУТРИ ЗДАНИЙ

Е.А. Пухов, А.Ф. Королев, П.Н. Захаров
*Физический факультет МГУ им. Ломоносова
Кафедра фотоники и физики микроволн*

Целью данной работы являлось развитие методов и построение программно-аппаратных средств для решения обратной задачи распространения радиоволн в зданиях – определения свойств источника радиосигнала и его координат по известной картине электромагнитного поля, создаваемого источником.

Решение обратной задачи распространения радиоволн в зданиях актуально для следующих практических применений:

1. Повышение эффективности и скорости беспроводных компьютерных сетей за счет реализации принципа разнесенного приема ММО [1]
2. Создание сверхширокополосных радаров ближнего действия [2]
3. Локализация источников электромагнитного излучения [3]
4. Задачи изучения электромагнитной совместимости и сертификации [4]
5. Создание систем безопасности по принципу «контроля объема» помещений

Разработанный аппаратный комплекс состоит из следующих частей: многоканальный высокоскоростной АЦП, подключенный к ПК обработки результатов, управляемый антенный коммутатор с аналоговым трактом, набор широкополосных антенн. В качестве тестового передатчика в экспериментах использовался векторный генератор сигналов. Рабочая полоса комплекса составляет 300 – 3000 МГц (ограничена полосой антенн, другие компоненты рассчитаны на рабочий диапазон 100 – 10000 МГц).

В основу функционирования экспериментального ПАК входит принцип синхронного разнесенного приема, при котором сигналы принимаются попарно на различных антеннах в один и тот же момент времени. Основными детектируемыми параметрами являются взаимно-корреляционные функции сигналов на антеннах, профили временного рассеяния.

Основные программные методы обработки и анализа, использованные в комплексе:

1. Дискретные фильтры с конечной импульсной характеристикой
2. Параметрические и непараметрические спектральные методы
3. Методы усреднения с «окном»
4. Корреляционный анализ
5. Другие статистические методы

Определение координат источника ЭМ излучения предполагает отсутствие априорной информации о передаваемом сигнале: его полосе, мощности передатчика, виде модуляции, поэтому при анализе были использованы методы, основанные на статистических и детерминированных моделях распространения радиоволн. Детерминированные модели используют геометрическое и электрофизическое описание изучаемой среды распространения радиоволн. Они являются наиболее точными, однако требуют вычислительно трудоемких расчетов.

Использованные статистические методы были основаны на модификации изотропной модели распространения радиоволн [6]: варьировании показателя затухания и введении функции статистических ошибок в зависимости от характеристик среды распространения:

$$L(d)[дБ] = L(d_0) + 10n \log_{10}(d/d_0),$$

где $L(d_0)$ – затухание вдоль линии прямой видимости на расстоянии d_0 , n – коэффициент пространственного затухания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.А. Дудов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь и др «Физико-технические принципы построения комплексов радиомониторинга» Монография. М.:МАКС пресс , 2012
2. P.N.Zakharov, A.F. Korolev « Deterministic Method of Information Transmission Channel Prediction in Multipath Environments» IEEE Trans. On Antennas and propagation, vol. 53 p.128-134
3. P.N. Zakharov, E.V. Mikhailov, A.A Potapov «Comparative Analysis of Day tracing, Finite Integration Technique and Empirical Models using Ultra-Detailed Indoor Environment Model and Measurements». IEEE Trans. On Antennas and propagation, vol. 54 p.65-73
4. А.П. Сухоруков, А.К. Бабушкин, Е.А. Пухов и др. «Распространение радиоволн в обитаемых средах: физические, информационные и экологические аспекты» журнал Радиотехника РАН №5 2009
5. Е.А. Пухов, Р.А. Дудов, П.Н. Захаров «Возможности систем геопро пространственного моделирования в задачах прогнозирования распространения радиоволн и электромагнитной экологии» 3я всероссийская конференция Радиолокация и связь. 2009
6. Бернард Скляр «Цифровая Связь» Москва: «Вильямс», 2003

О ДИНАМИКЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛОСКО-СИММЕТРИЧНОМ РЕВЕРСЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.Л. Саввин¹, А.В. Коннов², Д.А. Михеев¹, Г.М. Казарян¹

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

²ФГУП «НПП ТОРИЙ»

vl.savvin@physics.msu.ru

Возможность применения ленточных электронных пучков привлекает внимание специалистов в области вакуумной микроволновой электроники в последние годы. Ленточные электронные пучки с успехом применяются во входных усилителях циклотронных волн (ЭСУ) и защитных устройствах (ЦЗУ), что дает возможность заметно расширить их рабочую полосу частот [1,2]. Использование ленточных пучков может быть перспективно и для увеличения мощности микроволновых усилителей и преобразователей микроволн в постоянный ток.

Принцип действия циклотронного преобразователя основан на использовании осе-симметричного реверсивного магнитного поля и электронного пучка круглого сечения. Экспериментальные образцы устройства продемонстрировали КПД преобразования до 70% на уровне входной мощности до 10 кВт [3]. Однако дальнейшее увеличение мощности преобразователя требовало увеличения радиуса электронного пучка и приводило к снижению КПД из-за роста неоднородности радиальной составляющей реверсивного магнитного поля по сечению электронного потока. Использование ленточного пучка и плоско-симметричного реверсивного магнитного поля даст возможность избежать этих ограничений.

Целью данной работы является изучение динамики заряженной частицы, входящей в модель ленточного пучка, в плоско-симметричном реверсивном магнитном поле $B(x,z)$:

$$B_z = B_0 \cdot 0,5[1 + C_0 + (1 - C_0) \cdot \cos(\pi z / N_c)], \quad (1)$$

$$B_x = B_0 \cdot 0,25(\pi x / Z_0) \cdot (1 - C_0) \cdot \sin(\pi z / N_c), \quad (2)$$

где B_0 - индукция магнитного поля в начале области реверса, C_0 - параметр изменения магнитного поля, x, z - нормированные координаты, N_c - нормированная длина реверсивной области ($N_c = Z_0 \cdot f / v_{z0}$).

Динамика частицы изучалась в зависимости от параметров N_c , C_0 и W , характеризующего отношение энергии начального циклотронного вращения частицы к энергии ее продольного движения ($W \geq 2$). Результаты численного моделирования для значений $N_c = 5$, $W = 2$ и параметра C_0 , изменявшегося от -0,2 до 0,2, приведены на рис.1. Рост

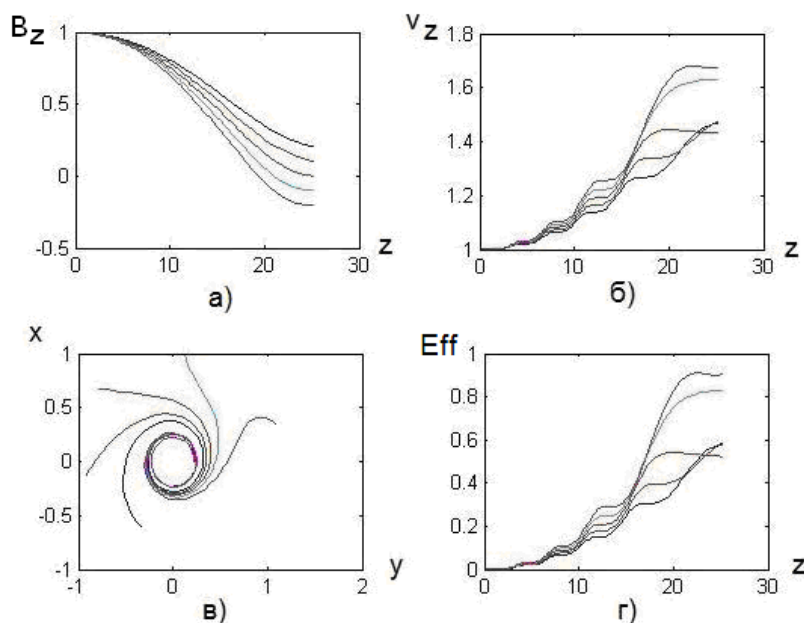


Рис.1 Профиль плоско-симметричного реверсивного поля вдоль нормированной длины области для различных значений параметра C_0 – а), изменение продольной скорости частицы – б), траектории частицы в поперечной плоскости xu – в), КПД преобразования в области реверса – г).

продольной скорости частицы имеет ступенчатый характер в отличие от осе-симметричного реверса. К концу реверса поперечное сечение потока увеличивается в два-три раза, а КПД преобразования в области реверса может достигать 80%.

Проведенный анализ показал возможность создания высокоэффективных преобразователей микроволн с мощностью до 100 кВт и выходным напряжением до 30-35 кВ в диапазонах частот 915 МГц и 2,45 ГГц. Использование ленточного электронного пучка и плоско-симметричного реверса магнитного поля даст возможность значительно (в 5-10 раз) увеличить ток в нагрузке преобразователя по сравнению с осе-симметричным вариантом.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Калина, Ю.А. Будзинский, С.В. Быковский// Электронная техника, серия 1. 2010. No 4(507). С. 3
2. И.И. Голеницкий, Н. Г Духина., Ю. А. Будзинский и др.// СВЧ-техника и телеком. технологии. Севастополь. 2001. С. 216
3. Vanke V.A., Savvin V.L. Cyclotron Wave Converter for SPS Transmission System. // Proc. of Sec. Intern. Symp. Power from Space, Paris, 1991, P. 515

ЭЛЕКТРОННАЯ КВАНТОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ Pt-Fe НАНОПРОВОДОВ

Е.М. Смелова¹, К.М. Цысарь¹, А.М. Салецкий¹

¹*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет*
smelova_k_m@mail.ru

Развитие современных технологий требует постоянного поиска новых способов миниатюризации электроники. Один из способов увеличения плотности записи и передачи информации без увеличения размеров проводящих структур - спин-поляризованный электронный транспорт, в котором для передачи информации наряду с зарядом частиц используется также их спин. Так в 2010 году компания IBM (IBM's labs, Yorktown, New York) произвела первый прототип чип (racetrack memory) на основе проводящих Ni магнитных нанопроводов. На первое место выходит поиск новых физических принципов, на основе которых будут построены быстродействующие наноустройства с низкими энергопотреблением и тепловыделением [1]. В спинтронных устройствах переворот спина практически не требует затрат энергии. Скорость изменения положения спина очень высока. Эксперименты показали, что переворот спина осуществляется за несколько пикосекунд. Создание стабильных наноструктур и детальное исследование их квантовых свойств становится одной из наиболее важных областей современной науки [2]. Особое внимание исследователей привлекает изучение проводящих свойств магнитных одномерных наноструктур – наноконтактов и нанопроводов [2,3]. Ток в магнитных нанопроводах может быть спин-поляризованным и при этом появляется новая возможность управления проводимостью - посредством наложения и изменения внешнего магнитного поля. Впервые взаимосвязь между проводящими и магнитными свойствами одномерных наноконтактов в эксперименте обнаружил Х.-Д.Чопра и др. [4] Данное явление получило название «гигантское магнетосопротивление». Особое внимание уделяется исследованию низкоразмерных сплавов, возможность формирования которых доказана во многих экспериментальных работах [5]. Причем в низкоразмерных структурах возможно сплавление даже таких элементов, которые не сплавляются в объеме [6]. Сплавление химически активных атомов магнитных элементов (Fe, Co) с атомами благородных металлов (Pt, Au), обладающих низкой реакционной способностью приводит к формированию новых одномерных наносплавов, обладающих рядом уникальных физических свойств (гигантская магнитная анизотропия, наномангнетизм)[7]. Теоретическому исследованию проводящих свойств смешанных магнитных одномерных нанопроводов посвящена настоящая работа.

В представленной работе проводится многоуровневое теоретическое исследование квантовых свойства смешанных Pt-Fe нанопроводов. С помощью первопринципной молекулярной динамики, реализованной в программе VASp [8], проводится исследование магнитных свойств наноструктур и электронной структуры нанопроводов. В программу заложено самосогласованное решение системы уравнений Кона-Шэма в базе плоских волн для определения равновесной электронной плотности [9]. Для расчета полной энергии системы проводилось интегрирование в обратном пространстве по специальной сетке k -точек $1 \times 1 \times 7$ построенной по схеме, предложенной Монкхорстом и Паком [10]. Все представленные в работе вычисления выполнены с использованием приближения обобщенных градиентов [11] для потенциала обменно-корреляционного взаимодействия и с использованием PAW (Projector Augmented-Wave)-потенциалов [12]. Pt-Fe нанопровод моделировался в работе равномерно чередующейся цепочкой атомов Pt и Fe. Исследование проводящих свойств Pt-Fe нанопроводов проводилось с помощью метода неравновесных функций Грина, реализованного в программе Smeagol. Программный комплекс SMEAGOL (<http://www.smeagol.tcd.ie/>) предоставляет возможность провести расчеты из первых принципов квантового спин-поляризованного электронного транспорта через металлические наноконтакты и нанопровода со сложным химическим составом, атомной и магнитной структурами с использованием комбинации ФЭП и неравновесной функции Грина [13]. Спин-поляризованный электронный транспорт в Pt-Fe нанопроводах рассчитывается в рамках формализма Ландауэра-Буттикера [14], проводимость рассчитывается по формуле:

$$\begin{aligned}
 G_{\sigma}(\hat{n}) &= \frac{e^2}{h} N_{\sigma} \\
 &= \frac{e^2}{h} \frac{A}{4\pi^2} \frac{1}{2} \sum_{\nu} S_{\nu\sigma}(\hat{n}) \\
 &= \frac{e^2}{h} \frac{A}{4\pi^2} \times \frac{1}{2} \sum_{\nu} d\vec{q} |\hat{n} \cdot \nabla_{\vec{q}} \epsilon_{\nu\sigma}(\vec{q})| \delta(\epsilon_{\nu\sigma}(\vec{q}) - E_F) \quad (1)
 \end{aligned}$$

где E_F - энергия Ферми, N_{σ} - число каналов проводимости. Напряжение между электродами вычисляется как разность $\mu_L - \mu_R$. Далее полный туннельный ток через биметаллический нанопровод рассчитывается с помощью метода неравновесных функций Грина (2)

$$I = \frac{e^2}{h} \int dET(E) [f(E - \mu_L) - f(E - \mu_R)] \quad (2)$$

где $T(E)$ - коэффициенты проводимости, зависящие от внешнего напряжения и энергии, $f(E)$ – функция распределения Ферми, $\mu_L(\mu_R)$ – химические потенциалы электродов. Комбинация метода неравновесных функций Грина, реализованного в программном коде Smeagol, для вычисления непосредственно проводимости биметаллических нанопроводов и исследование электронной и магнитной структуры провода с помощью первопринципного кода VASp позволяет проводить всестороннее детальное исследование спин-поляризованного электронного транспорта через одномерные нанопровода и наноконтакты.

В результате первопринципного исследования квантовых свойств биметаллических Pt-Fe нанопроводов было показано, что возможно формирование только равномерно смешанных Pt-Fe нанопроводов, которые обладают уникальными магнитными свойствами, в сильной степени зависящими от атомной структуры провода. Изучение атомной структуры Pt-Fe провода показало, что при среднем межатомном расстоянии 2.3 \AA (под межатомным расстоянием понимается проекция расстояния между атомами на ось провода) происходит переход провода из линейной конфигурации в конфигурацию «зиг-заг», которая сохраняется в диапазоне межатомных расстояний $1.7 \text{ \AA} - 2.3 \text{ \AA}$. Последующее сжатие провода до межатомных расстояний $< 1.7 \text{ \AA}$ переводит его в систему из двух однокомпонентных Pt и Fe нанопроводов, расположенных на расстоянии $\sim 2 \text{ \AA}$ друг относительно друга. Исследование электронной структуры провода показало, что при растяжении Pt-Fe нанопровод переходит из ферромагнитного состояния в антиферромагнитное. В растянутом линейном Pt-Fe нанопроводе возникает антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов атомов железа, которое поддерживается косвенным обменным взаимодействием между атомами железа через атомы платины, что является исключительно важным результатом для создания новых устройств спинтроники с «управляемыми» магнитными свойствами. Исследование проводящих свойств нанопровода показало, что электронный транспорт через растянутый линейный биметаллический Pt-Fe нанопровод не является спин-поляризованным. Полная проводимость нанопровода составляет $2G_0$ (Рис.1, верх). Данная величина сохраняется неизменной в области $2.3 \text{ \AA} - 2.8 \text{ \AA}$, соответствующей области существования линейного нанопровода. При сжатии нанопровода полная проводимость увеличивается до $3G_0$. Кроме того ток через провод становится спин-поляризованным. Как можно видеть на графике проводимости (Рис.1, низ) проводимость по каналам со спином вверх соответствует $2G_0$, проводимость по каналам со спином-вниз - $1G_0$. Степень поляризации туннельного тока через биметаллический Pt-Fe нанопровод 33%. Таким образом нами было показано, что антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов атомов железа в одномерном биметаллическом нанопроводе приводит к исчезновению

спиновой поляризации тока через него, что является важным результатом для дальнейшего развития спинтроники.

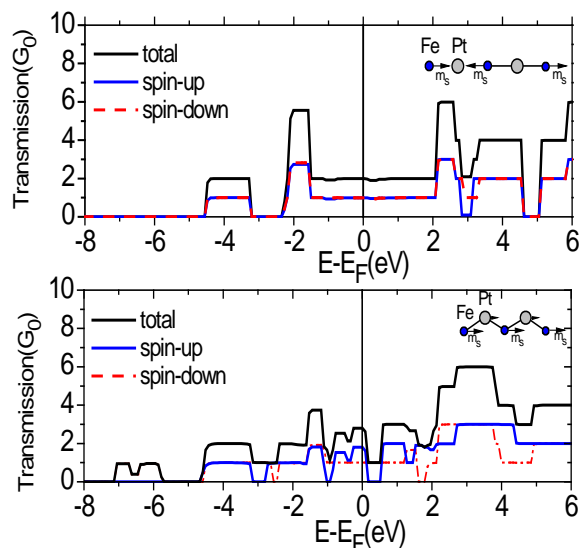


Рис. 1. Проводимость биметаллических Pt-Fe нанопроводов при среднем межатомном расстоянии 2.5Å (линейный нанопровод) (верх) и 2.3Å (нанопровод в конфигурации «зиг-заг»)(низ). E_F – энергия Ферми правого и левого электродов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sokolov// Nature Nanotechnology Lett. 2007. 2. 171 - 175.
2. T. Haug// Phys. Rev. B. 2009. 79. 024414.
3. J.Velev// Phys. Rev. Lett. 2005. 94. 127203.
4. Chopra and S. Z. Hua// Phys. Rev. B. 2002. 66. 020403(R).
5. J.Bettini// Nature Nanotechnology. 2006. 1. 182.
6. S. Egle// Phys. Rev. B. 2010. 81. 134402.
7. K. M. Tsysar// JETP Lett. 2011. 94. 3. 228-232.
8. G. Kresse and J. Furthmuller// Phys. Rev. B. 1996. 54. 11169.
9. W. Kohn, L.J. Sham// Phys. Rev. A. 1965. 140. 1133-1138.
10. H. J. Monkhorst and J. D. Pack// Phys. Rev. B. 1976. 13. 5188.
11. J.P. Perdew// Phys. Rev. B. 1992. 46. 6671-6687.
12. P P. Blochl// Phys. Rev. B. 1994. 50. 17953.
13. H. Haug and A. P. Jauho// Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors. 1996.
14. R. Landauer// Philos. Mag. 1970. 21. 863; M. Büttiker // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. 1761.

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ СКАНЕР МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Д.П. Солдатов, В.В. Маркелов, Р.А. Павлов,
А.П. Сухоруков, Д.А. Тищенко

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова
dm.soldatov@yandex.ru

Миллиметровый диапазон длин волн в настоящее время активно осваивается. Создаются приборы связи, обнаружения и передачи информации, в том числе обеспечивающие высокоскоростной беспроводной доступа в сеть интернет. Построение радиотепловых изображений местности в данном диапазоне является одной из актуальных задач.

Миллиметровые волны применяются для обнаружения различных предметов под одеждой человека [1], навигации транспортных средств и радиомониторинга местности [2,3]. Это возможно из-за их малого затухания в атмосфере и способности проникать через предметы, непрозрачные для волн других диапазонов.

Сотрудниками физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова создан действующий макет сканера миллиметрового диапазона. Такой сканер представляет собой программно-аппаратный комплекс, позволяющий строить радиотепловые изображения предметов в диапазоне 3 мм. Структурная схема устройства представлена на рисунке 1.

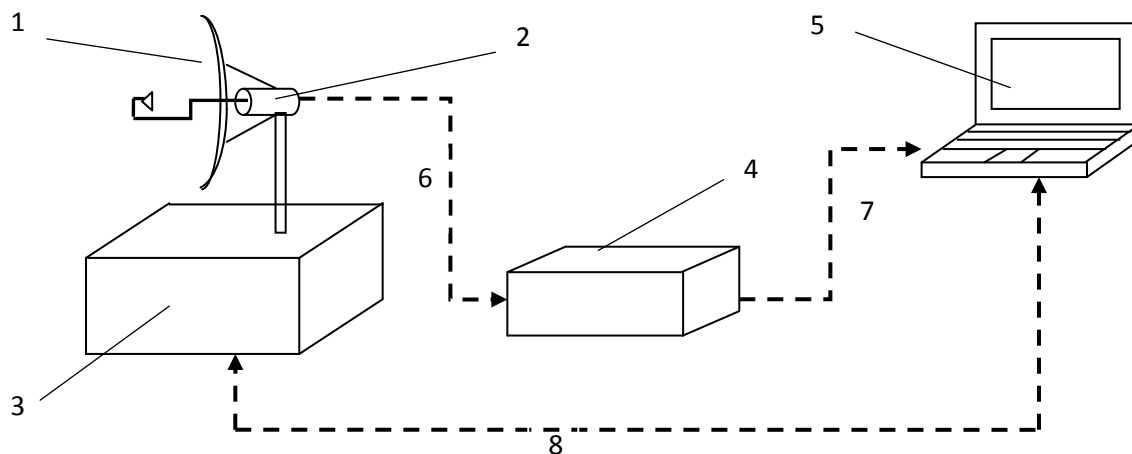


Рис. 1. Структурная схема сканера миллиметрового диапазона. 1 – параболическое антенное зеркало, 2 – радиометрический приемник, 3 – механизм позиционирования, 4 – аналого-цифровой преобразователь (АЦП), 5 – персональный компьютер, 6 – аналоговая информация от радиометра, 7 – цифровая информация от радиометра, 8 – сигналы управления и контроля механизмов позиционирования.

Параболическое зеркало 1 фокусирует радиотепловое излучение на рупорную антенну радиометрического приемника 2. Процесс

сканирования осуществляется точным позиционированием антенной системы специальным поворотным механизмом 3, который обеспечивает установку заданных координат по азимуту и углу места. Аналоговая информация 6 из радиометра поступает в АЦП 4, где оцифровывается и в преобразованном виде 7 поступает в персональный компьютер 5. Компьютер обеспечивает контроль механического сканирования, синхронизирует поступающую информацию с координатами антенной системы и производит построение получаемых радиотепловых изображений. Внешний вид антенных систем, размещенных на механизме позиционирования описываемого макета, показан на рисунке 2.



Рис. 2. Внешний вид макета радиометрического сканера.

Данный радиометрический сканер регистрирует собственное электромагнитное излучение физических объектов в диапазоне микроволн и формирует их изображения.

Проведенные эксперименты показали, что созданный радиометрический сканер позволяет получать визуальные радиоизображения предметов, расположенных на расстоянии от 30 до 1000 метров. Применение алгоритмов и методов накопления дает возможность повысить пространственное разрешение до 4 раз.

На рисунке 3 представлены фото и радиоизображения открытой местности с расположенными на ней автомобилями и металлическими предметами. Более теплые предметы обозначены желтыми и красными цветами, а холодные - синими. Видны автомобили, которые ярко контрастируют с подстилающей поверхностью. Это происходит из-за того, что коэффициент отражения металла практически равен 1. Следовательно, он отражает все излучение, которое на него попадает. Радиометрическая температура безоблачного неба составляет порядка 50-60 К [4]. Этим и объясняется столь большая разница в контрасте металлических предметов и подстилающей поверхности.

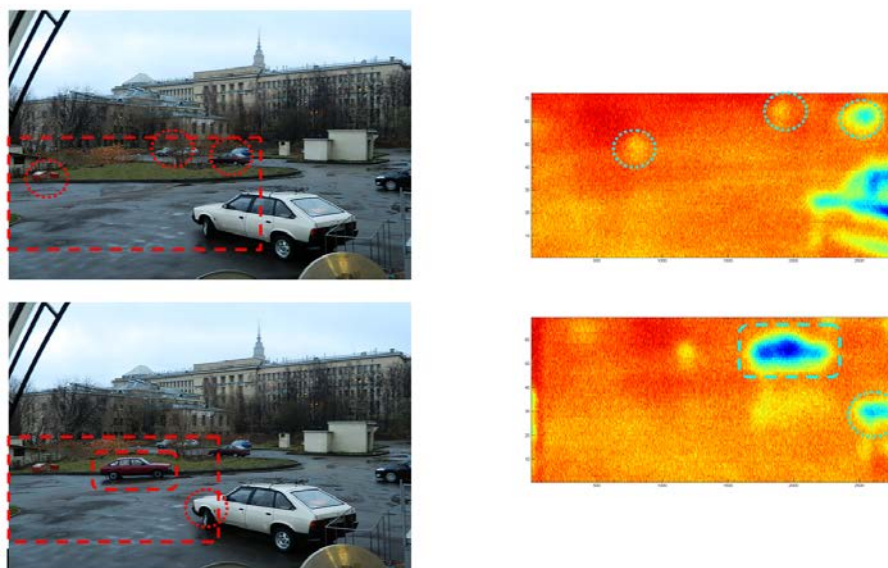


Рис. 3. Фото (слева) и радиоизображение (справа) автомобиля, полученное с помощью макета комплекса в 3-мм диапазоне длин волн.

В связи с тем, что в миллиметровом диапазоне высокий радиояркий контраст может наблюдаться не только между окружающей средой и излучателями данного диапазона, но и между объектами с разной физической температурой, целесообразно результаты сканирования сравнивать с фотоизображениями предметов. Поэтому применение описанного сканера совместно с приемниками ИК диапазона и фотокамерами высокого разрешения позволит получить комплексную информацию о сканируемом объекте и создать систему радиотехнического мониторинга окружающей среды.

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения и консультации А.Ф. Королеву и В.В. Гладуну.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.M. Sheen, D.L. McMakin, Th.E. Hall, and R.H. Seversten // IEEE Conference on Technologies for Homeland Security. 2009. P. 440-447.
2. L. Yujiri, M. Shoucri, and Ph. Moffa // IEEE microwave magazine. 2003. No. 4. P. 39-50.
3. Л.В. Волков, А.И.Воронко, Н.Л. Волкова // Радиотехника. 2003. No 8. с 67-80.
4. R. Appleby and H. Bruce Wallace // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2007. V. 55. No. 11. P. 2944-2956.

ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ УСИЛЕНИИ В МОДЕЛИ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

А.В. Титов, А.А. Фунтов

Саратовский Государственный Университет
titovav88@gmail.com

Явление двухпучковой неустойчивости стало хрестоматийным, поскольку представляет собой яркую иллюстрацию понятий абсолютной и конвективной неустойчивости [1]. В электронике СВЧ двухпучковая неустойчивость имеет место, в частности, при взаимодействии двух однонаправленных или противоположно направленных электронных пучков. На основе взаимодействия двух электронных потоков ранее был создан усилитель сантиметрового диапазона, названный электронно-волновой лампой [2]. Планировалось использовать данный прибор для продвижения в миллиметровый диапазон длин волн, поскольку он лишен замедляющих структур. Однако, повышение частоты возможно только в определенных пределах, поскольку условия возникновения неустойчивости определяются взаимной связью частоты сигнала, разницы в скоростях пучков и их плотности.

Взаимодействие двух бесконечно широких электронных потоков, согласно линейной теории, можно описать двумя уравнениями вида (см., например, [3]):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_1}{dx^2} + 2j\beta_{e1} \frac{di_1}{dx} - (\beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2) i_1 &= -\beta_{p1}^2 i_2 \\ \frac{d^2 i_2}{dx^2} + 2j\beta_{e2} \frac{di_2}{dx} - (\beta_{e2}^2 - \beta_{p2}^2) i_2 &= -\beta_{p2}^2 i_1 \end{aligned} \quad (1)$$

здесь i_1, i_2 – переменные составляющие токов пучков, $\beta_{e1,e2} = \frac{\omega}{v_{01,02}}$,

$\beta_{p1,p2} = \frac{\omega_p}{v_{01,02}}$, ω – частота сигнала, ω_p – плазменная частота, $v_{01,02}$ – скорости пучков.

Из условия совместности уравнений системы (1) можно легко получить широко известное дисперсионное соотношение, если положить $i_{1,2} \sim e^{-j\beta x}$

$$\frac{\omega_{p1}^2}{(\omega - \beta v_{01})^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{(\omega - \beta v_{02})^2} = 1, \quad (2)$$

где β – неизвестная постоянная распространения.

Точное решение дисперсионного уравнения получить затруднительно, поэтому воспользуемся приближенным (см., например, [4]). Для этого введем среднюю скорость v и разброс по скоростям δ :

$$v = \frac{v_{01} + v_{02}}{2},$$

$$\delta = \frac{v_{01} - v_{02}}{2},$$

тогда в случае $v_{01} \neq v_{02}$, получим, что $v_{01} = v + \delta$, $v_{02} = v - \delta$.

Пусть теперь $\beta = \frac{\omega}{v} + \gamma$, при этом $\gamma\delta \rightarrow 0$, тогда

$$\omega - \beta v_{01} = \omega - \frac{\omega(v + \delta)}{v} - \gamma(v + \delta) = -\frac{\omega\delta}{v} - \gamma v$$

$$\omega - \beta v_{02} = \frac{\omega\delta}{v} - \gamma v$$

Отсюда следует новая форма дисперсионного уравнения

$$\frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} + \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} - \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} = 1 \quad (3)$$

Уравнение (6) имеет аналитическое решение вида:

$$\frac{\gamma v}{\omega_p} = \pm \sqrt{\left(\left(\frac{\omega\delta}{\omega_p v}\right)^2 + 1\right)} \pm \sqrt{4\left(\frac{\omega\delta}{\omega_p v}\right)^2 + 1} \quad (4)$$

Проанализируем решение (7). Легко видеть, что для возникновения неустойчивости в системе из двух пучков, хотя бы один из корней должно иметь мнимую часть. Это условие достигается при условии:

$$0 < \frac{\omega\delta}{\omega_p v} < \sqrt{2} \quad (5).$$

В этом случае в пространстве системы будут распространяться четыре волны: одна нарастающая, одна затухающая и две постоянной амплитуды, и возможно усиления сигнала. Однако частотный диапазон такого усиления ограничен условием (5).

Для того, чтобы при повышении частоты оставаться в области неустойчивости, необходимо либо увеличивать плотность пучка, либо уменьшать скоростной разброс. В первом случае за счет большого пространственного заряда ухудшается группировка, во втором случае разность скоростей становится сравнимой с тепловыми скоростями, что приводит к ослаблению и даже исчезновению неустойчивости.

При простом увеличении частоты при прочих постоянных величинах система выйдет из режима неустойчивости и перейдет в так называемый интерференционный режим (при $\chi > \sqrt{2}$). В этом режиме в системе распространяются четыре волны постоянной амплитуды.

Можно предположить, что в этом случае может иметь место усиление сигнала в широком диапазоне частот за счет интерференции упомянутых выше волн. При этом величина коэффициента усиления в интерференционном режиме сравнима с величиной коэффициента усиления в режиме неустойчивости. Под коэффициентом усиления понимается отношение квадрата амплитуды переменного тока на выходе лампы к квадрату амплитуды тока входной модуляции.

Ниже приведена зависимость коэффициента усиления от расстояния для различных частот сигнала при прочих постоянных величинах. Таким образом, параметр неоднородности увеличивался пропорционально частоте сигнала.

Ускоряющее напряжение $U = 1500\text{В}$, разброс пучков по скоростям составляет 5% от среднего значения скорости, ток первого пучка $I_{01} \approx 20$, ток второго пучка $I_{02} \approx 20$, плазменная частота $f_p = 100$.

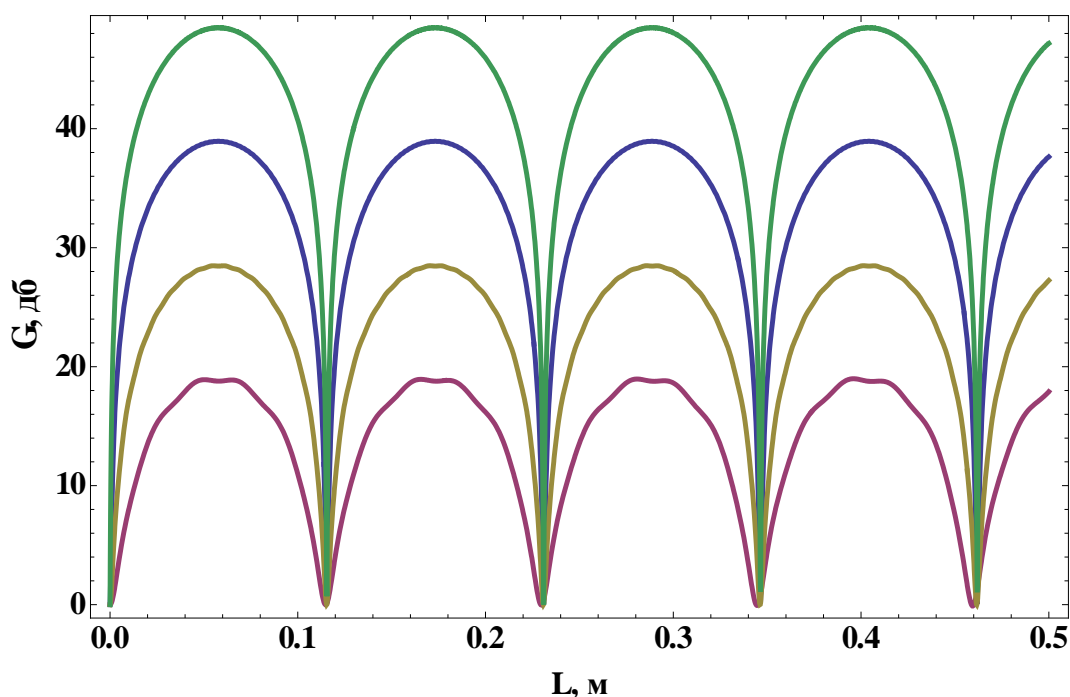


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления от расстояния для разных значений частот. Снизу вверх – $10 \cdot 10^3$ МГц, $30 \cdot 10^3$ МГц, $100 \cdot 10^3$ МГц, $300 \cdot 10^3$ МГц.

Данный механизм усиления является одним из способов перехода в терагерцовый диапазон частот без изменения параметров пучков. Ниже показана зависимость коэффициента усиления по току на фиксированной длине взаимодействия в зависимости от частоты сигнала.

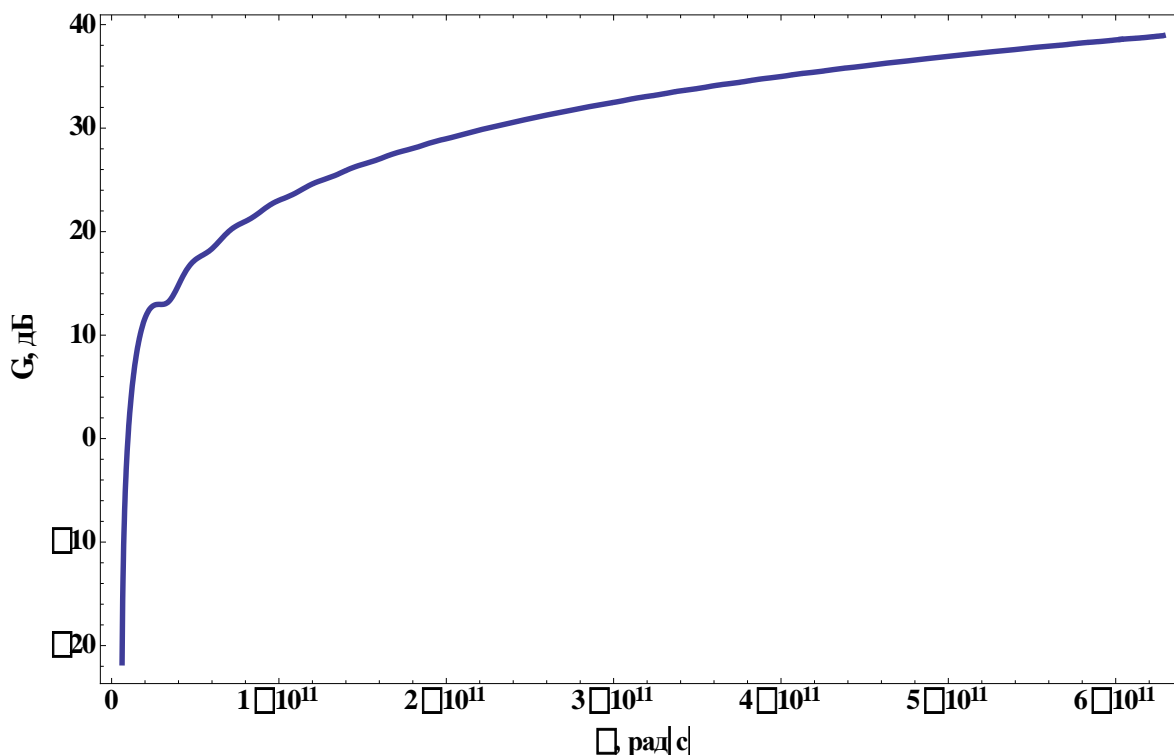


Рис.2. Зависимость коэффициента усиления от частоты в диапазоне от 10 до 100 ГГц на расстоянии 6 см. от входа лампы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (проект № НШ-1430.2012.2), РФФИ (проект № 11-02-00047, 13-02-01209)

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Бриггс. Двухпучковая неустойчивость. Достижения физики плазмы. т. 3 и 4.// Изд-во «Мир»; М.:1974
2. Haeff A. The Electron-Wave Tube – A novel method of Generation and Amplification of Microwave Energy. P.I.R.E. 1949 January, p4.
3. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. // М.: Сов. Радио, 1970, 584 с.
4. В.М. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками.// М.: 1953, 324 с..

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТОКИ СО СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫМИ ТОКАМИ ВО ВНЕШНИХ И СОБСТВЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.Е. Храмов
hramovae@gmail.com

Одними из перспективных и активно исследуемых приборов вакуумной и плазменной электроники больших мощностей являются генераторы на виртуальном катоде (виркаторы) [1–3]. В данных устройствах СВЧ-электроники используется такая активная среда как релятивистский электронный поток со сверхпределным током, выше предельного вакуумного значения [4], так что в пучке формируется нестационарный виртуальный катод, отражающий часть электронов обратно к плоскости инжекции пучка. Виркаторы характеризуются высокой выходной микроволновой мощностью в сантиметровом диапазоне длин волн, к достоинствам виркаторов следует также отнести простоту конструкции, возможность управления характеристиками выходного излучения путем воздействия тех или внешних факторов. Одним из существенных факторов, влияющих на динамику электронного потока с виртуальным катодом, является внешнее магнитное поле, которое может существенно изменять параметры генерации виркатора.

В данной лекции рассматриваются вопросы динамики релятивистских электронных потоков со сверхпределными токами во внешних и собственных магнитных полях. Приводятся как результаты известных экспериментальных данных, так и теоретические и численные результаты, которые объясняют имеющиеся экспериментальные данные. Особое внимание уделено обсуждению ультрарелятивистских систем, в которых имеет место взаимодействие не только с внешним магнитным полем, но и с собственным магнитным полем релятивистского пучка. В последнем случае в потоке реализуется новый тип неустойчивости, который позволяет объяснить целый ряд известных экспериментальных данных.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 12-02-00345, 11-02-00047 и 12-02-33071) и Президентской программой поддержки молодых российских ученых (проект МД-345.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // РиЭ. 2002. Т. 47. № 6. С. 575.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов «Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков». Т. 2. М.: Физматлит, 2004
3. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu «High Power Microwaves» CRC Press, Taylor and Francis. 2007.
4. Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе // УФН. 1971. Т. 103. № 4. С. 609.