
**ОСОБЕННОСТИ КВАЗИГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ
ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОБОЯ МОЩНОГО СВЧ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА
ПРИ РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ
С УЧЕТОМ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ**

А.С. Пузанов

Нижегородский госуниверситет

Известно, что при воздействии импульсного ионизирующего излучения высокой мощности наблюдается пробой коллекторного перехода мощного СВЧ биполярного транзистора. Экспериментально было показано, что развитие пробоя может происходить не в момент импульса излучения длительностью менее 100 нс, а в течение 1...10 мкс после его окончания. S-образный характер вольт-амперной характеристики, измеренной непосредственно после действия импульса излучения, позволяет говорить о развитии теплового пробоя [1].

Для проведения теоретического анализа совокупности явлений, обеспечивающих радиационно-стимулированный тепловой пробой, необходимо решать уравнения переноса заряда при повышенных температурах. В условиях сильных, резко неоднородных электрических полей коллекторного р-п перехода оптимальным выбором является квазигидродинамическая модель [2, 3].

Цель работы – исследование влияния температуры на процессы переноса заряда в коллекторном р-п переходе при радиационно-стимулированном тепловом пробое на основе квазигидродинамической модели.

Расчеты основаны на литературных данных о зависимости времен релаксации электронов от их средней энергии [2] и связи средней энергии с напряженностью электрического поля [4, 5]. В ходе работы был проведен расчет зависимостей эффективной массы и времен релаксации энергии и квазиимпульса в широком диапазоне энергии, концентрации легирующей примеси и температуры. Сравнение результатов моделирования дрейфовой подвижности [6] и дрейфовой скорости [4, 5, 7, 8] с результатами оригинальных расчетов показывают адекватность параметров разработанной модели при изменении температуры от 300К до 500К. Особую важность полученные результаты приобретают в контексте моделирования первичного лавинного пробоя, который при воздействии импульса излучения является «затравкой» для дальнейшего развития вторичного теплового пробоя.

- [1] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. М.: Мир, 1984, 456 с.
- [2] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с.
- [3] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991, 632 с.
- [4] Jacoboni C., Reggiani L. //Rev. Mod. Phys. 1983. V.55, No.3. P.645

- [5] Tang J.Y., Hess K. //J. Appl. Phys. 1983. V.54, No.9. P.5139
[6] Li S.S., Thurber W.R. //Solid State Electron. 1977. V.20, No.7. P.609
[7] Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. // Phys. Rev. 1975. V.12, No.4. P.2265
[8] Fischetti M., Laux S. // Phys. Rev. 1988. V.38, No.14. P.9721

ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ FEMSDA И FEM-ВЕМ ТЕОРИИ ДЛЯ РАСЧЕТА ТОПОЛОГИИ ПАВ-СТРУКТУР

М.Ю. Двоешерстов¹, В.И. Чередник²

¹Нижегородский госуниверситет

²ОАО НПО «ЭРКОН»

При проектировании различных устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) необходимо решать две основные задачи: расчет характеристик распространения ПАВ вдоль поверхности кристалла и расчет возбуждения ПАВ конкретной системой электродов. Наиболее просто решается задача расчета характеристик распространения ПАВ вдоль свободной (без электродов) поверхности. В качестве источника ПАВ используются встречно-штыревые преобразователи (ВШП), представляющие собой металлические электроды с приложенным к ним переменным напряжением чередующейся полярности. В простейшем приближении задачи возбуждения каждый электрод предполагается бесконечно тонким (модель δ -функций) [1]. АЧХ реальных устройств в большинстве случаев весьма отдаленно похожи на эту функцию. Основная причина – влияние отражения волны от электродов. Влияние отражения волны от электродов учитывается с помощью СОМ-модели (модели связанных мод) [1]. В наиболее широко практически применяемом варианте этой модели каждый электрод представляется в виде дискретного элемента, каждый из трех выходных параметров которого (волна влево, волна вправо и ток в электроде) определяется как линейная комбинация трех входных параметров (волна слева, волна справа и приложенное к электроду внешнее напряжение). Коэффициенты этой линейной комбинации образуют 3×3 матрицу, называемую Р-матрицей. Элементы этой матрицы определяются коэффициентами отражения, преобразования, затухания и некоторыми другими, образующими набор параметров, которые называют СОМ-параметрами. АЧХ конкретных ПАВ устройств (проводимость, вносимое затухание) получаются путем каскадирования Р-матриц отдельных электродов. СОМ-параметры не могут быть получены в рамках самой СОМ-модели. На сегодняшний день наиболее широко используемым способом получения всех СОМ-параметров является FEMSDA-анализ [1]. При этом решается задача распространения волны под периодической бесконечной решеткой металлических электродов. Волна в кристалле представляется в виде суперпозиции пространственных гармоник с кратными периодами (теорема Флоке – пространственный аналог представления периодического временного сигнала в виде ряда Фурье).

Пространственное распределение механического смещения по сечению изотропных металлических электродов рассчитывается с помощью метода конечных элементов. Тем не менее, остается открытым вопрос – насколько корректно применять СМ-параметры, извлеченные из решения для бесконечной периодической решетки, для расчета ПАВ устройств конечного размера и не всегда с периодическим расположением электродов. Ответ на этот вопрос может быть получен только путем точного расчета ПАВ устройств конечного размера с произвольным расположением электродов. На сегодня существует только один метод, позволяющий выполнять такие вычисления. Это FEM-BEM анализ [2].

Сравнение полученного результата с результатом, рассчитанным для этой же конструкции методом Р-матриц, позволяет оценить степень адекватности последнего. Для примера на рис. 1 показаны результаты, полученные обоими методами для одноходового синхронного резонатора на 42YX LiTaO_3 . Мы пользовались собственными компьютерными программами для расчета обоими методами. Структура резонатора – 20 электродов отражатель + 21 электрод ВШП + 20 электродов отражатель (итого 61 электрод), пространственный период всей структуры 2 мкм, апертура 240 мкм, толщина электродов составляет 0.2 периода структуры, ширина – 0.5 периода. Отличия амплитудно-частотных характеристик, полученных двумя совершенно разными методами, являются практически незначительными, как это видно из рис. 1 (а,б).

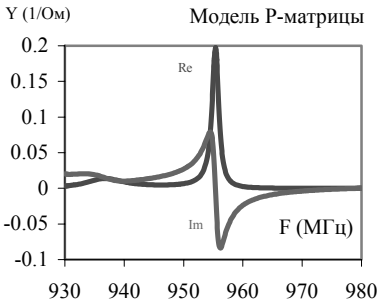


Рис.1.а

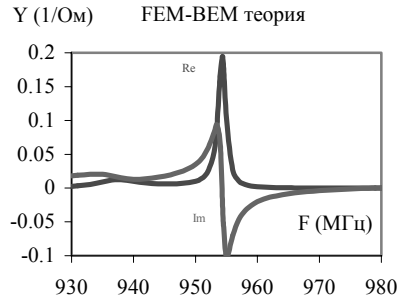


Рис.1.б

Метод расчета, основанный на FEM-BEM теории до сих пор не находит такого широкого применения, как FEMSDA- анализ. Это обусловлено чрезвычайно жесткими требованиями, предъявляемыми FEM-BEM методом к ресурсам компьютера (быстродействие и объем памяти). В связи с этим нет возможности однозначно ответить на вопрос – какой из двух рассмотренных вариантов компьютерного проектирования ПАВ устройств является наилучшим. Скорее всего, наилучшим было бы сочетание этих двух методов.

- [1] Endoh G., Hashimoto K., Yamaguchi M. // Jpn. J. Appl. Phys. 1995. V.34. P.2638.
[2] Ventura P., Hode J.M., Solal M., Desbois J., Ribbe J. // Proc. IEEE International Ultrasonics Symp. 1998. P. 175.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПАВ СЕНСОРЫ

М.Ю. Двоешерстов¹⁾, В.И. Чередник²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾ОАО НПО «ЭРКОН»

В качестве звукопровода для поверхностных акустических волн (ПАВ) используется целый ряд пьезоэлектрических монокристаллов. Однако широко применяемый ниобат лития (LiNbO_3), танталат лития (LiTaO_3) может быть использован до температуры $t \sim 3000^\circ\text{C}$, пьезокварц (α -Quartz) до $t \sim 5730^\circ\text{C}$, ортофосфат галлия (GaPO_4) до $t \sim 9330^\circ\text{C}$, лангасит (LGS) $t \sim 14700^\circ\text{C}$ [1]. При проектировании высокотемпературных сенсоров на ПАВ в общем случае существует задача расчета характеристик распространения ПАВ и поиска оптимальных ориентаций для ПАВ в пьезокристаллических материалах. Обычно, в пьезокристаллическом материале оптимальными направлениями для ПАВ считаются те, в которых температурный коэффициент задержки (tcd), угол потока энергии (pfa) ПАВ был минимален по величине, коэффициент электромеханической связи (K_2) – максимален, параметр анизотропии $\gamma \sim 1$ и т.д.. В широко применяемых пьезокристаллах в основном известны оптимальные ориентации и параметры ПАВ при комнатных температурах $t \sim 20\text{--}250^\circ\text{C}$. Например, для пьезокварца оптимальными ориентациями считаются: ST-X – срез (00, 132.750, 00), ST-X+25 – срез (00, 132.750, 250), для ниобата лития: YZ – срез (00, 900, 900), 1280-UX (00, 380, 00), для танталата лития: 112-X – срез (900, 900, 1120), для лангасита: LGS (00, 1400, 260), для ортофосфата галлия: GaPO_4 (00, 1100, 00) и т.д. [2]. На рис.1,2 показаны вычисленные зависимости скорости (V) и коэффициента электромеханической связи (K_2) ПАВ от температуры t для ST-X – срез (00, 132.750, 00) Quartz, для YZ – срез LiNbO_3 (00, 900, 900), для 112-X – срез LiTaO_3 (900, 900, 1120), для LGS (00, 1400, 260), для GaPO_4 (00, 1100, 00). С ростом температуры t фазовая скорость (V) волны, распространяющейся в кристаллах ниобата лития, кварца, лангасита снижается, а в кристаллах ортофосфата галлия и танталата лития остается практически постоянной. С ростом температуры K_2 в кристаллах ниобата лития и танталата лития достаточно сильно снижается, в кварце и ортофосфате галлия остается практически неизменным, а в лангасите увеличивается при температурах $t > 6000^\circ\text{C}$. При рабочих температурах $t \approx 14000^\circ\text{C}$ величина K_2 для LGS увеличивается до 2.2%, а скорость V ($V = 2.743$ км/с при комнатной температуре $t = 250^\circ\text{C}$) уменьшается до величины 2.414 км/с. Как известно, ST-X – пьезокварц, LGS (00, 1400, 260) и GaPO_4 (00, 1100, 00) термостабильны для ПАВ в области комнатной температуры $t_k = 20\text{--}250^\circ\text{C}$. В ниобате лития, танталате лития вообще не существует термостабильных срезов для ПАВ. На рис.3 показана

ны результаты расчета (tcd) ПАВ, распространяющихся в рассмотренных выше кристаллах. Из рис.3 видно, что при повышении температуры $t > 1500^\circ\text{C}$ величина (tcd) ПАВ в пьезокварце и LGS резко увеличивается и данные кристаллы становятся не термостабильными при высоких рабочих температурах. В ниобате лития величина tcd с ростом температуры t также остается высокой.

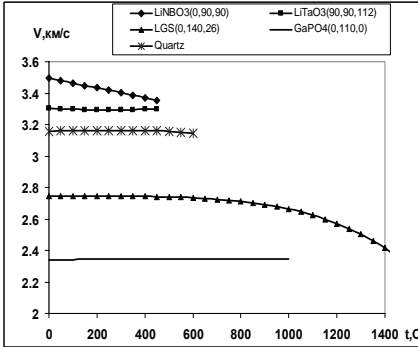


Рис. 1

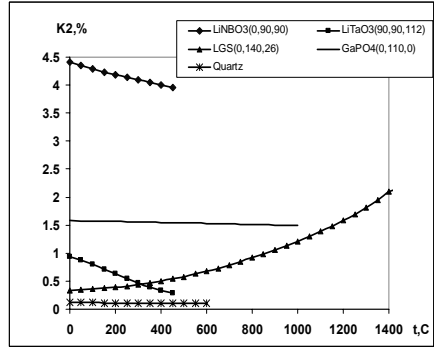


Рис. 2

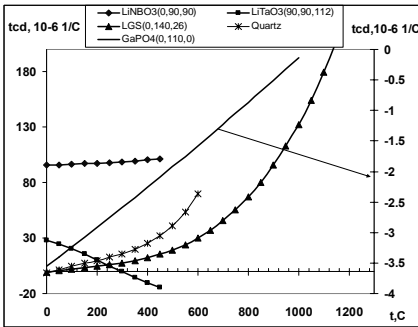


Рис. 3

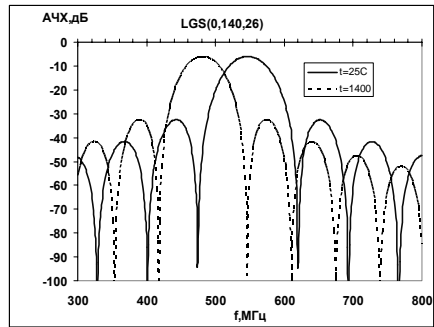


Рис. 4

LiTaO₃ с точки зрения термостабильности для ПАВ занимает промежуточное положение между кварцем и ниобатом лития. Известна минимальная величина $tcd \approx 28 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ для 112-X-срез LiTaO₃ ($90^\circ, 90^\circ, 112^\circ$). Из рис.3 видно, что данный срез становится термостабильным для ПАВ при рабочей температуре $t \approx 300^\circ\text{C}$. GaPO₄ ($0^\circ, 110^\circ, 0^\circ$) термостабилен для ПАВ в широкой области температур. В качестве примера на рис. 4 показана рассчитанная АЧХ линии задержки на ПАВ (число электродов 15, относительная толщина электродов $h/p = 0.01$, коэффициент металлизации $w/p = 0.5$, где p – период, w – ширина, h – толщина электрода) на LGS ($0^\circ, 140^\circ, 26^\circ$) с центральной частотой $f = 547$ МГц для рабочих температур $t = 25^\circ\text{C}$ и

$t = 1400^{\circ}\text{C}$. Как видно из рис.4 центральная частота линии задержки смещается влево при увеличении рабочей температуры и становится равной $f = 481$ МГц.

[1] Hornsteiner J., Born E., Riha E. //Proc. IEEE Inter. Freq. Contr. Symp. 1998, P.615.

[2] Cowperthwaite J., Pereira da Cunha M. // Proc. IEEE Int. Freq. Contr. Symp. 2003. P.881.

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК НА ПАВ

М.Ю. Двошерстов¹⁾, В.И. Чередник²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾ОАО НПО «ЭРКОН»

Принцип действия гидроакустического приемника на ПАВ основан на эффекте изменения скорости (V) ПАВ, распространяющейся в пьезоподложке при ее механической деформации, обусловленной внешним динамическим давлением P (рис.1). Изменение V ПАВ обусловлено тем, что при механической деформации пьезоподложки изменяются ее материальные константы [1]. При реализации генератора на ПАВ при внешней механической деформации пьезоподложки изменяется также период электродов встречно-штыревой системы (ВШП), служащей для приема и возбуждения ПАВ, который задает центральную частоту генератора. Как показали оценки, при приеме звуковых давлений в воде девиация частоты f на выходе такого гидрофона мала: ~ 50 Гц, $\Delta f/f \sim 10^{-6}$. Целью настоящей работы явилось повышение чувствительности гидрофона ПАВ, а также упрощение его конструкции.

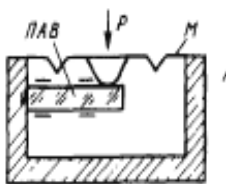


Рис. 1

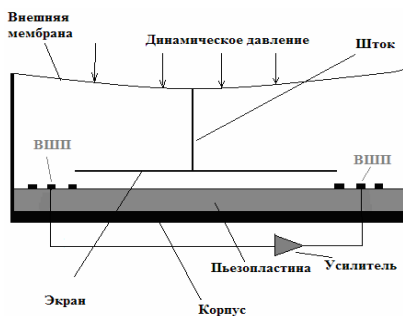


Рис. 2

На рис. 2 показана конструкция гидрофона, работающего на ином принципе. ПАВ гидрофон содержит монокристаллическую пьезопластину, на поверхности которой расположены входной и выходной ВШП для реализации линии задержки на ПАВ (резонатора на ПАВ); усилитель, включенный между ВШП для реализации генератора на ПАВ, а также внешнюю мембрану, соединенную через шток с зако-

рачивающим металлическим экраном, расположенным на расстоянии $h < \lambda$ (λ – длина волны). При этом экран, в отличие от рис. 1, не передает непосредственно механическое усилие на пьезопластину, а вносит электрические возмущения электрического поля, сопровождающего ПАВ, путем искажения пространственного распределения электрического поля. За счет механических колебаний мембраны, обусловленных внешним динамическим давлением, эти колебания через шток передаются на металлический экран, расположенный над поверхностью пьезопластины, в результате чего изменяется частота реализованного на этой пьезопластине генератора. Изменение частоты генератора f пропорционально частоте внешнего динамического давления P .

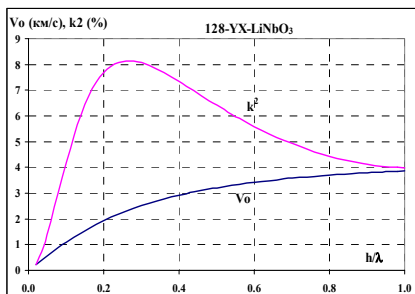


Рис. 3

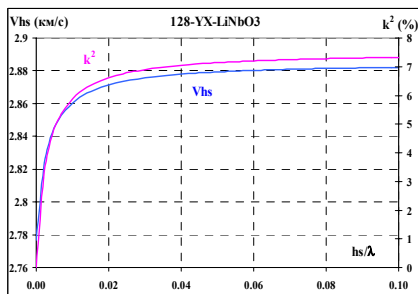


Рис. 4

Известно [2], что электроакустические волны Лэмба, распространяющиеся в тонких пьезопластинах могут иметь значительно более высокий коэффициент электромеханической связи K^2 (до 40–90%) по сравнению с ПАВ, распространяющимися в полубесконечной среде (до 5% в LiNbO_3). Рассчитанные зависимости скорости V_o (обе поверхности пластины открыты) и K^2 от относительной толщины пьезопластины h/λ для 128^0-YX-LiNbO_3 , полученные при условии, что экран отсутствует, показаны на рис.3. Зависимости скорости волны V_{hs} и K^2 от относительного расстояния до металлического экрана h_s/λ , рассчитанные при условии, что потенциал экрана равен нулю, для пластинки 128^0-YX-LiNbO_3 толщиной $h = 0.39\lambda$ ($\lambda = 0.77$ мм, $h = 0.3$ мм) показаны на рис. 4. При $h_s/\lambda \rightarrow 0$ скорость волны Лэмба стремится к V_s (скорость волны в пластине, нижняя поверхность которой открыта, а верхняя металлизирована), при $h_s/\lambda > 0.1$ скорость волны стремится к V_o (скорость волны в пластине, обе поверхности которой открыты, а экран отсутствует). Величины соответствующих скоростей показаны на рис.4 и позволяют получить соответствующее значение относительного изменения скорости (частоты) волны в пластине при приближении к ней металлического экрана с нулевым потенциалом ($0 < h_s/\lambda < 0.01$) $\Delta V/V \sim \Delta f/f \sim 0.03$ ($f = 3.56$ МГц), что существенно повышает чувствительность ПАВ гидрофона.

Таким образом, в работе предложена конструкция ПАВ-датчика, воспринимающего как статическое, так и динамическое давление, принцип действия которого основан на управлении пространственным распределением электрического поля, сопровождающего ПАВ, с помощью металлического экрана, расположенного вблизи поверхности пьезоэлектрической пластины.

[1] Das P., Lanz L.C., Barone D.A. // Ultrason. Symp. Proc., 1978, p.458.

[2] Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Петров С.Г. //Акустический журнал. 2004. Т. 50, №5. С.633.

РАСЧЕТ ПАВ РЕЗОНАТОРА С ОТРАЖАТЕЛЯМИ В ВИДЕ КАНАВОК

М.Ю. Двоешерстов¹⁾, В.И. Чередник²⁾, С.Г. Петров²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾ОАО НПО «ЭРКОН»

Стандартный двухвходовой резонатор на ПАВ представляет собой два встречно-штыревых преобразователя (ВШП), по обе стороны от которых расположены два отражательные системы (ОС) (рис. 1).



Рис. 1

Обычно ВШП и ОС образованы металлическими электродами, нанесенными на поверхность пьезоэлектрического кристалла с помощью технологии фотолитографии. ОС также могут представлять собой и канавки на поверхности кристалла, т.к. их назначение – отражать ПАВ, а для этого пригодны любые неоднородности на поверхности кристалла. Варьируя геометрические параметры канавок отражателей – ширину и глубину, можно менять коэффициент отражения структуры и тем самым воздействовать на вид амплитудно-частотной характеристики резонатора. Его резонансная частота f определяется пространственным периодом электродов ВШП и скоростью $V_{\text{ПАВ}}$, зависящей от типа и от характера среза кристалла. Расчет АЧХ любого ПАВ устройства может быть выполнен различными способами. Наиболее распространенным является метод, основанный на использовании COM-модели и FEMSDA- анализа [1].

Поскольку отражатели в данном случае образованы не металлическими полосками, а канавками на поверхности подложки, для отражателей в данном случае

использовалось следующее выражение для коэффициента отражения от канавки [2]:

$$r = 2jC \frac{h_r}{\lambda} \text{Sin}(kw).$$

Здесь λ – длина волны, k – волновое число ПАВ, ω – частота, h_r – глубина канавки, а C – эмпирически подбираемый коэффициент (для STX кварца $C = 0,27$ [2]).

В качестве иллюстрации приводятся результаты расчета АЧХ двухвходового резонатора на ПАВ (рис. 2–5). Параметры ПАВ резонатора следующие: подложка – STX кварц; материал электродов ВШП – алюминий; отражатели – канавки на поверхности подложки; апертура – 592 мкм; пространственный период электродов ВШП и отражателей $p = 1,97$ мкм; относительная ширина полосок электродов ВШП и отражателей $w/p = 0,5$; относительная толщина электродов $h/p = 0,026$; глубина канавок отражателей h_r варьируется от 0,01 мкм до 0,07 мкм; количество канавок каждого отражателя – 1000; количество электродов каждого ВШП – 49; расстояние между отражателем и ВШП – $10,25p$; расстояние между ВШП – $150p$. При расчетах учитывались также потери распространения ПАВ и сопротивление электродов.

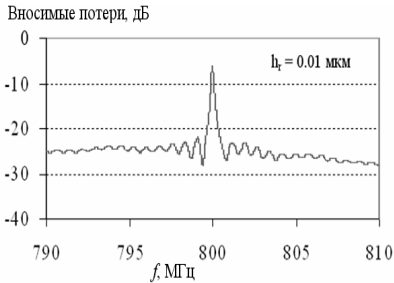


Рис. 2

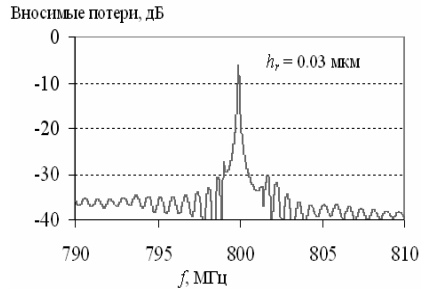


Рис. 3

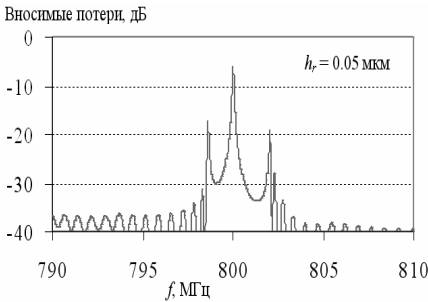


Рис. 4

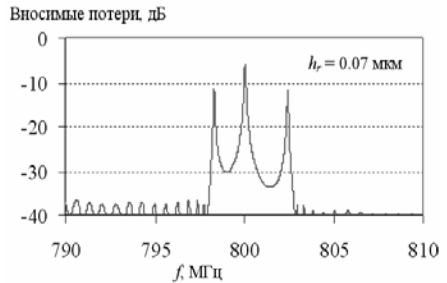


Рис. 5

Кривые, изображенные на рис. 2–5, показывают, что при слишком малой глубине канавок подавление сигнала за пределами полосы резонатора недостаточно велико, а при слишком большой глубине канавок за пределами центральной полосы появляются две боковые полосы, уровень которых возрастает с увеличением глубины канавок. Таким образом, имеется некоторое оптимальное значение глубины канавок отражателей, близкое в данном случае к 0,03 мкм.

- [1] Hashimoto K. Surface acoustic wave devices in telecommunications. Springer, 2000. P.329.
 [2] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. //Успехи физических наук. 1989. Т. 157,. С.85.

ВОЗБУДИТЕЛЬ МОДЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЛЕРИИ В КООКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В. Г. Павельев, М. Ю. Петелин, М. Б. Салин

Нижегородский госуниверситет

В коаксиальном цилиндрическом волноводе вращающаяся мода H_{m1} с большим азимутальным индексом $m \gg 1$ может быть представлена набором лучей, распространяющихся по винтовой траектории и равномерно распределенных по углу. Деформация стенок волновода искривляет траектории лучей и, в том числе, может обеспечить эффект фокусировки. Таким образом, можно собрать лучи в относительно узкий пучок и направить в прямоугольный рупор, который согласован со стандартным прямоугольным волноводом. Обратный процесс описывает возбуждение моды указанного выше типа в коаксиальном волноводе. Мы предлагаем использовать этот эффект для создания преобразователя основной моды стандартного прямоугольного волновода во вращающуюся моду H_{m1} коаксиального волновода. На рис. 1 изображено распределение поля в устройстве (мгновенный снимок модуля электрического поля).

При малом зазоре между стенками волновода $r_2 - r_1 \ll r_2 + r_1$ (см. рис 2) электрическое поле моды типа H_{m1} почти перпендикулярно стенкам:

$$E \approx E_r \mathbf{r}_0 \quad (1)$$

и мало меняется вдоль радиуса [1]. Тогда эта компонента поля приближенно описывается уравнением Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial (\bar{r}\varphi)^2} + \frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} + \varepsilon \cdot k^2 E_r = 0 \quad (2)$$

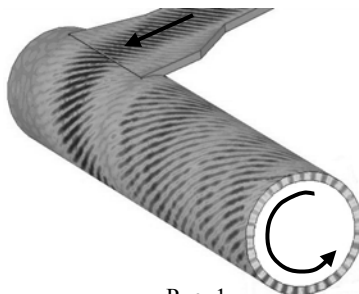


Рис. 1

с периодическими по φ граничными условиями:

$$E_r(\varphi, z) = E_r(\varphi + 2\pi, z) \quad (3)$$

где неоднородность внутренней стенки волновода учтена введением эффективной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon - 1 = \frac{m^2}{k^2 \bar{r}^3} \delta r, \quad (4)$$

$$\bar{r} = \frac{r_2 + r_1}{2}, \quad (5)$$

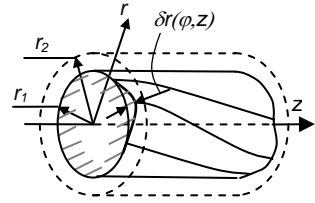


Рис. 2

где k – волновой вектор в свободном пространстве.

Деформации внутренней стенки волновода $\delta r(\varphi, z)$ в устройстве на рис. 1 может быть поставлено в соответствие распределение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\varphi, z)$ по формуле (4). Данное $\varepsilon(\varphi, z)$ изображено в развертке на рис. 3а, а на рис. 3б показана структура поля (модуль комплексной амплитуды) Черным отрезком обо-

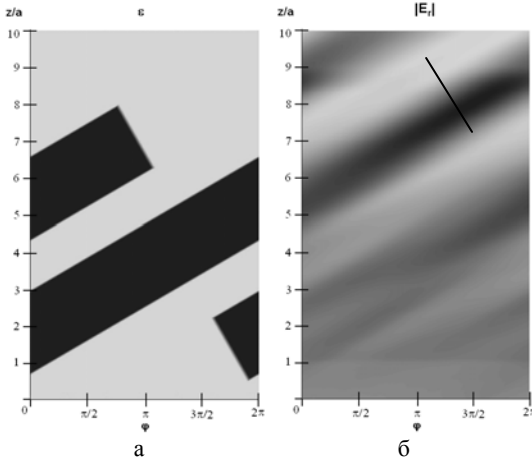


Рис. 3

значено место установки рупора. Задача о фокусировке волн диэлектрическими структурами такого вида, как изображено на рис 3а, рассматривалась также в работе [2].

Вычисление с помощью приближенного уравнения (2) использовалось для оптимизации формы возмущения стенки для получения максимального коэффициента трансформации. Конечный вариант преобразователя был проверен одним из стандартных трехмерных сеточных алгоритмов.

Планируется экспериментальное исследование преобразователя основной моды стандартного прямоугольного волновода во вращающуюся моду $H_{15,1}$ коаксиального волновода, на частоте 36.25 ГГц. Расчетный КПД преобразования 93%.

Данный трансформатор может использоваться в устройстве ввода ВЧ мощности во входной резонатор гироклистрона [3] или в возбuditеле гиротронной моды в холодном эксперименте.

- [1] Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988, 440 с.
- [2] Виноградов Д. В., Денисов Г. Г., Петелин М. И., Шер Э. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т.33, №11. С. 1299.
- [3] Erckmann V., Hirshfield J. L., Kasperek W., Petelin M. I., Salin M. B., Shchegolkov D. Yu., Zaitsev N. I. // Proc. IEEE IVEC. 2008. P. 87.