ДЕПАРТАМЕНТ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

СЕРИЯ 1 СВЧ-ТЕХНИКА

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

Выпуск 3 (496)

2008

Издается с 1950 г.

Главный редактор д.т.н. **А.Н. Королев**

Редакционная коллегия:

к.т.н. С.А. Зайцев (зам. главного редактора), д.т.н. Б.Н. Авдонин (зам. главного редактора, ОАО ЦНИИ «Электроника»), к.т.н. В.Н. Батыгин, Ю.А. Будзинский, к.ф.-м.н. А.В. Галдецкий, Б.Ф. Горбик, С.И. Гришин, д.ф.-м.н. Б.Ч. Дюбуа, д.т.н. С.С. Зырин, к.т.н. Ю.А. Кондрашенков, к.т.н. А.С. Котов, к.т.н. Е.А. Котюргин, к.т.н. П.В. Куприянов, к.т.н. В.В. Лисс, д.т.н. М.И. Лопин, В.М. Малыщик, В.А. Мальцев, к.т.н. П.М. Мелешкевич, д.ф.-м.н. А.Б. Пашковский, Е.Н. Покровский, к.т.н. А.В. Потапов, к.т.н. С.Е. Рожков, д.т.н. К.Г. Симонов, В.П. Стебунов (ответственный секретарь), к.т.н. А.М. Темнов, д.т.н. Н.Д. Урсуляк, д.т.н. М.М. Трифонов (ЗАО НПП «Исток-Система»), **О.А. Морозов** (ЗАО «НПП «Магратеп»), к.т.н. А.Г. Михальченков (МУП «ДПРН Фрязино»), д.ф.-м.н. А.И. Панас (ИРЭ РАН), к.т.н. В.В. Абрамов (ФГУП СКБ ИРЭ РАН), А.А. Туркевич (ФГУП «НПП «Циклон-Тест»)

Журнал зарегистрирован Министерством Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций (свидетельство ПИ № ФС 77-24651 от 6 июня 2006 г.) и включен в перечень ВАК (перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук)

© Федеральное государственное унитарное предприятие «НПП «Исток», 2008 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск	3	(49	6)
	-	(~,

2008

_

Электровакуумные приборы

Морозов О.А., Воскобойник М.Ф.,	Каргин А.Н., Савенко Г.П. – Второе рождение маг-	
нетронного направления		3

Твердотельная электроника

<i>Дутышев И.Н.</i> – Проектирование плавных и ступенчатых СВЧ-фазовращателей и пути их миниатюризации, совмещение фазовращателя с другими элементами схемы	10
<i>Дутышев И.Н.</i> – Компенсация интермодуляционных искажений в СВЧ-усилителе мощности на полевом транзисторе	19
<i>Титов А.А., Тарзиманова А.Ф., Петля О.В.</i> – Параметрический синтез межкаскадной корректирующей цепи широкополосного усилителя мощности на полевых тран- зисторах	22

Лазеры и их применения

Курносов В.Д., Курносов К.В., Иванов А.В., Чернов Р.В., Романцевич В.И., Плешанов С.А. – Простая система скоростных уравнений для полупроводниковых лазеров	29
Курносов В.Д., Курносов К.В., Иванов А.В., Лобинцов А.В., Мармалюк А.А., Романцевич В.И., Рыжов И.Ю., Рябоштан Ю.Л., Чернов Р.В., Плешанов С.А. – Исследование ампли- тудно-частотных характеристик лазеров с нелегированной и легированной актив- ной областью	42

ELEKTRONNAYA TEKHNIKA

(Electronic Engineering)

SERIES 1

SVCH-TEKHNIKA

(Microwave Engineering)

COLLECTION OF RESEARCH & TECHNICAL ARTICLES

Published by Federal State Unitary Enterprise "RPC "Istok" The Ministry of Industry and Trade of the Russian Federation (MINPROMTORG) Radioelectronic Industry Department

CONTENTS

Issue 3(496)	2008	Founded in 1950

Electrovacuum devices

Morozov O.A., Voskoboynik M.F., Kargin A.N., Savenko G.P. – The second birth of magnetron direction	3
Solid-state electronics	
<i>Dutyshev I.N.</i> – Designing of microwave smooth and step phase shifters and ways of their miniaturization, alignment of phase shifter with other circuit elements	10
<i>Dutyshev I.N.</i> – Compensation of intermodulation distortions in FET microwave power amp- lifier	19
<i>Titov A.A., Tarzimanova A.F., Petlya O.V.</i> – Parametric synthesis of interstage correcting network of wide-band power amplifier on field-effect transistors	22
Lasers and their applications	
<i>Kurnosov V.D., Kurnosov K.V., Ivanov A.V., Chernov R.V., Romantsevich V.I., Pleshanov S.A.</i> – A simple system of rate equations for semiconductor lasers	29
Kurnosov V.D., Kurnosov K.V., Ivanov A.V., Lobintsov A.V., Marmalyuk A.A., Romantsevich V.I., Ryzhov I.Yu., Ryaboshtan Yu.L., Chernov R.V., Pleshanov S.A. – Research of ampli- tude-frequency characteristics of lasers with alloyed and non-alloyed active region	42

УДК 621.385.64

ВТОРОЕ РОЖДЕНИЕ МАГНЕТРОННОГО НАПРАВЛЕНИЯ

О. А. Морозов, М. Ф. Воскобойник, А. Н. Каргин, Г. П. Савенко

ЗАО «НПП «Магратеп», г. Фрязино

Изложена история рождения магнетронов промышленного применения в НПП «Исток» и их дальнейшего развития в НПП «Магратеп». Описываются особенности конструкции и используемые технологии, приведены примеры применения магнетронов и установок на их основе в России и за рубежом.

The history of birth of magnetrons for industrial application in RPC "Istok" and their subsequent development in RPC "Magratep" is provided. The peculiarities of design and applied technologies are described, examples of application of magnetrons and installations based on them in Russia and abroad are given.

1. ИСТОРИЯ И СОВРЕМЕННОСТЬ

Очередной Юбилей отмечает в 2008 году славный коллектив ФГУП «НПП «Исток» – на этот раз 65 лет!

В багаже коллектива – многие типы электровакуумных (ЭВП) и твердотельных приборов для десятков систем, их использующих.

Авторы участвовали в создании различных видов магнетронов. Магнетрон – один из старейших СВЧ-приборов, появившихся еще на заре СВЧ-техники. Это направление зарождалось вместе с «Истоком» в 40-е годы XX века, когда в НИИ-160 велись интенсивные разработки магнетронов для радиолокационной техники. С тех пор разработаны сотни типов ЭВП (не только магнетронов!) для военного, промышленного и медицинского применения, которые продемонстрировали способность «Истока» отвечать требованиям времени. Усилиями многих выдающихся ученых, конструкторов и технологов (Коваленко В. Ф., Зусмановский С. А., Федосеев А. П., Гельвич Э. А., Некрасов Л. Г., Соколов И. В., Зиангиров Т. В., Ковалев Ю. А., Батыгин В. Н., Котюргин Е. А., Дюбуа Б. Ч. и др.) решены задачи ПВО страны, а также создан тот научно-технический задел, который позволяет и сегодня предлагать высокотехнологичные изделия на внутреннем и мировом рынках.

Затем направление магнетронов претерпело кризис: появившиеся цепочки (маломощный высокостабильный генератор + мощный усилительный клистрон) обеспечивали более высокие параметры РЛС. К счастью, к этому времени сверхвысокочастотные колебания стали использоваться для нагрева различных диэлектрических материалов и появилась потребность в «промышленных» магнетронах, поскольку они могут обеспечить очень высокий КПД – важнейший параметр промышленной СВЧ-установки. Под руководством И. В. Соколова и Б. Г. Машина был разработан ряд мощных магнетронов непрерывного действия в диапазонах 433 МГц (50 кВт), 915 МГц (50 кВт), 2450 МГц (5 кВт) [2].

Дальнейшее развитие промышленные магнетроны получили в НПП «Магратеп» – малом дочернем предприятии ФГУП «НПП «Исток», созданном в 1991 году. Проводились научные разработки, совершенствовались конструкция и технология, и к концу XX века магнетроны «Магратепа» достигли очень высоких параметров [3].

Например, ЗАО «НПП «Магратеп» выпускает самый мощный промышленный магнетрон М116-100 с выходной непрерывной мощностью 100 кВт и КПД не менее 85 % (рис. 1).



Рис.1. Промышленный магнетрон М116-100: выходная мощность – 100 кВт, рабочая частота – 915 МГц



Чем характерно развитие магнетронного направления в «Магратепе» за последнее 5-летие?

Во-первых, получило дальнейшее развитие и укрепилось направление разработки СВЧ-установок для научного и промышленного применения:

 в г. Черноголовку отгружены три СВЧ-генератора на частоту 2450 МГц с выходной мощностью 5 кВт, предназначенных для получения мелкодисперсных сверхчистых порошков металлов;

– разработан и введен в действие в г. Алма-Ате (Казахстан) генератор (50 кВт/915 МГц) для нагрева мазута с производительностью 1800 л/ч;

– в г. Зернограде (Россия, Ростовская обл.) работает СВЧ-установка (5 кВт/2450 МГц) для термической обработки фуражного зерна, обеспечивающая повышение его пищевой ценности (рис. 2);

Рис. 2. Установка «Магра-Э» для СВЧ-обработки зерновых

– разработана и поставлена РАН уникальная СВЧ-установка для предыонизации плазмы в рабочей камере «Токамака»; её особенность – длительность импульсов 1...5 с при частоте повторения 4 имп./ч, причем реализован режим модуляции по магнитному полю;

– в г. Бийске (Россия) работает СВЧ-установка полимеризации стержней из стеклопластика (5 кВт/2450 МГц);

– разработана и поставлена Российскому университету дружбы народов многофункциональная СВЧ-установка на магнетроне с рабочей частотой 2450 МГц; установка способна работать в непрерывном режиме с регулировкой мощности от 800 до 5000 Вт, а также в импульсном режиме с такой же мощностью при длительности импульсов от 50 до 1000 мкс;

подготовлены к отправке в г. Харьков (Украина) два генератора (5 кВт/2450 МГц и 50 кВт/915 МГц) для поджига экспериментальных угольно-воздушных горелок.

Во-вторых, за пятилетие нарастал интерес к СВЧ-установкам со стороны Министерства обороны России. Их отличительная особенность – импульсный режим работы с широким диапазоном длительности (0,5...1000 мкс) и значительной импульсной СВЧ-мощностью (до 10...15 МВт). Установки используются для исследования различных аспектов применения СВЧ-энергии, включая использование микроволн для поиска и обезвреживания мин, взрывных устройств и т.п. [4] (рис. 3).



Рис. 3. Анодный блок и вывод энергии мощного импульсного магнетрона

Это ставит перед коллективом НПП «Магратеп» новые и серьезные задачи по разработке катодных узлов, выводов энергии (предотвращение вторично-электронного разряда и др.), а также обеспечению работоспособности приборов при большой длительности импульсов.

К настоящему времени разработано и поставлено заказчику несколько СВЧ-установок в рамках НИР и заканчивается ОКР по мощной установке дециметрового диапазона.

Таким образом, сегодня «Магратеп» - это:

– технология магнетронов непрерывного действия и генераторных установок на их основе для народнохозяйственного применения;

- реставрация мощных ЭВП;
- новые сверхмощные импульсные магнетроны оборонного назначения;
- различные научно-технические услуги;
- компьютерное электромагнитное моделирование СВЧ-узлов и магнитных систем;
- 3D-конструирование и компьютерная разработка КД;

– современные технологии изготовления и сборки приборов, включая программную электроискровую и токарную обработки, лазерную сварку и пайку металлокерамических узлов.

2. КОРОТКО О МАГНЕТРОНАХ

Принцип действия

Магнетрон – прибор, преобразующий мощность постоянного или импульсного тока в мощность СВЧ-колебаний. Основные элементы магнетрона: резонаторы, свернутые в кольцевую анодную структуру, термокатод и магнитная система, создающая постоянное магнитное поле вдоль оси прибора.

Электроны, испускаемые катодом в промежуток между анодом и катодом, дрейфуют под действием скрещенных статических полей вокруг катода. СВЧ-мощность генерируется в результате синхронного взаимодействия электронов с анодной резонаторной структурой, когда приложенное напряжение достигает определенного (порогового) значения. КПД такого резонансного взаимодействия может достигать высоких значений (80...90 %).

Анодная технология

В магнетронах используются различные типы анодов. Каждый тип имеет собственные преимущества, которые делают его наиболее подходящим для конкретного применения. Анодные технологии, используемые в наших магнетронах:

- ламели со связками;
- длинный анод;
- «восходящее солнце».

Анодная резонаторная система разрабатывается таким образом, чтобы обеспечить возбуждение колебаний исключительно рабочего π-вида. Наилучший тип анода для конкретного применения определяется следующими факторами:

- обеспечение выходной мощности;

- отвод тепла от ламелей;
- площадь катодной поверхности (следовательно, долговечность);
- технологичность.

Анод со связками имеет хороший КПД, превосходное разделение мод и низкую цену. Длинный анод позволяет получить сверхбольшую мощность. Анод «восходящее солнце» особенно подходит для магнетронов более коротковолнового диапазона (свыше 5 ГГц) и имеет хорошие возможности для работы в импульсном режиме. Поиск большей воспроизводимости и точности привел нас к использованию таких методов производства, как механическая обработка на станках с ЧПУ, выдавливание и электроискровая обработка. Электроискровой метод дает возможность производить сложные формы автоматически, с микронной точностью (рис. 4).



Рис. 4. Резонатор мощного импульсного магнетрона, изготовленный электроискровым способом

Катодная технология

Эксплуатационная долговечность правильно спроектированного и должным образом используемого магнетрона в конечном счете зависит от катода (рис. 5).



Рис. 5. Современные катоды магнетронов

В НПП «Магратеп» используют целый ряд катодных технологий, чтобы достичь оптимальных параметров прибора и долговечности в каждом применении. Они включают:

 – оксидные опрессованные катоды с никелевой губкой для мощных импульсных приборов военного назначения (до 10...15 МВт в импульсе);

– прямонакальные вольфрамовые катоды для мощных магнетронов промышленного нагрева (5...100 кВт);

– квазипрямонакальные катоды с вольфрамовой губкой, пропитанной алюминатом бария, для промышленных магнетронов средней мощности (до 5 кВт);

– прямонакальные экономичные катоды из вольфрама, покрытого сплавом IrLa, с малым временем готовности (до 5 кВт).

Технология магнитных систем

Приложенное магнитное поле определяет рабочее напряжение магнетрона и его КПД.

В магнетронах большой мощности магнитное поле создается с помощью соленоидов с водяным охлаждением, обеспечивающих однородное магнитное поле в пространстве взаимодействия длинноанодных приборов. В некоторых применениях ток соленоида можно регулировать, чтобы управлять выходной мощностью магнетрона.

Как правило, в магнетронах используются полюсные наконечники из чистого железа, чтобы создать магнитное поле требуемой формы.

Магнитные AlNiCo-материалы применяют там, где требуется точная установка рабочего напряжения и хорошая температурная стабильность поля.

В пакетированных магнетронах используются самарий-кобальтовые, железо-неодим-бор и ферритовые магниты. Преимущества магнитов из SmCo₅ перед другими сплавами:

- существенное уменьшение габаритов и массы;

 – стойкость к случайному размагничиванию из-за стороннего ферромагнитного материала, поднесенного слишком близко;

- более высокое магнитное поле. Это особенно важно для высокочастотных магнетронов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Если не акцентировать внимание на таких общих бедах, как трудности подбора кадров, устаревшее оборудование и некачественные материалы, то магнетронное направление живет и имеет хорошие перспективы, если их верно оценивать и использовать. Тем более что весь цивилизованный мир, включая «любимый» нами Запад, широко использует СВЧ-нагрев и сушку. На микроволновых технологиях работают большие предприятия и целые отрасли, и это внушает надежды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыбей В.Г., Каргин А.Н. Лаборатория магнетронных генераторов № 7 и её развитие // Люди, дела, достижения: сб. к 40-летию НПК-2 ФГУП «НПП «Исток»; под ред. Э. А. Гельвича. – Фрязино: типография ФГУП «НПП «Циклон-Тест», 2002.

2. Воскобойник М.Ф., Машин Б.Г. Лаборатория № 9 и её развитие («Магратеп») // Люди, дела, достижения: сб. к 40-летию НПК-2 ФГУП «НПП «Исток» ; под ред. Э. А. Гельвича. – Фрязино: Типография ФГУП «НПП «Циклон-Тест».

3. *Морозов О.А., Соколов И.В.* Современное состояние и тенденции развития магнетронов для СВЧ-нагрева в промышленности и медицине // Электронная техника. Сер. 1, СВЧ-техника. – 2000. – Вып. 2(476). – С. 3-9.

4. Возможности применения СВЧ-энергии для поиска противопехотных мин / *М.Ф. Воскобойник, А.Б. Киселев, О.А. Морозов, И.В. Соколов* // Электронная техника. Сер. 1, СВЧ-техника. – 2000. – Вып. 2(476). – С. 57-59.

Статья поступила 21 мая 2008 г.

🚃 новые книги 🚞

СУКЕР К. Силовая электроника. Руководство разработчика. – М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2008. – 252 с., ил.

Для специалистов в области электронной техники термин «силовая электроника» ассоциируется в первую очередь с источниками питания, схемами управления различными исполнительными механизмами с мощностью, не превышающей нескольких киловатт. В этой книге рассмотрены особенности оборудования с мощностями, измеряемыми в МЕГАВАТТАХ! Эта книга по сути краткая энциклопедия современной силовой электроники.

В первых главах книги приведен интереснейший исторический обзор развития электротехники, описаны основные компоненты электрических систем. Далее рассмотрены некоторые методы расчетов, основы теории управления системами с обратной связью, переходные процессы в электрических цепях. Большое внимание уделено трансформаторам и электрическим машинам – от принципов работы до особенностей конструкций и систем охлаждения. Весьма подробно описаны выпрямители (в том числе многофазные), IGBT, тиристоры и схемы их применения, рассмотрены вопросы параллельного и последовательного включения тиристоров. В отдельных главах рассмотрены особенности импульсных режимов работы трансформаторов и тиристоров, вопросы, связанные с возбуждением гармоник в сетях электропитания и коэффициентом мощности, а также с процессами передачи тепла и охлаждения полупроводниковых приборов. Последняя глава касается применения силовой электроники. В ней описано множество уникальных устройств - от передатчика системы связи с подводными лодками и операционного усилителя с мощностью 600 кВт до разнообразных источников питания электродуговых печей, индукционных нагревателей и генераторов озона. В приложениях представлена разнообразная полезная информация – от нормирования параметров конденсаторов, применяемых для коррекции коэффициента мощности, до свойств водных растворов гликоля.

Эта книга будет полезна инженерам и техникам, разработчикам и конструкторам, работающим в сфере силовой электроники, а также студентам, изучающим различные аспекты силовой электроники.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.372.852.2.029.64

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЛАВНЫХ И СТУПЕНЧАТЫХ СВЧ-ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ И ПУТИ ИХ МИНИАТЮРИЗАЦИИ, СОВМЕЩЕНИЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ С ДРУГИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ СХЕМЫ

И. Н. Дутышев

ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино

Рассматриваются возможности уменьшения габаритов СВЧ-фазовращателей путем уменьшения габаритов квадратурного моста и совмещения фазовращателя с полосовым фильтром.

Possibilities of decreasing dimensions of microwave phase shifters by way of decreasing dimensions of quadrature bridge and aligning phase shifter with bandpass filter are under consideration.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известны два способа управления фазой сигнала: непрерывный (аналоговый) и дискретный (коммутационный). При непрерывном управлении изменение фазы осуществляется плавно. Однако этот способ трудно реализовать из-за зависимости фазового сдвига от температурной нестабильности параметров применяемых элементов. Кроме того, изменение фазы приводит к нежелательному изменению амплитуды сигнала, а это негативно сказывается на диаграмме направленности антенны. Фактор качества для плавных фазовращателей обычно не превышает 100 град/дБ.

При дискретном управлении фазой сигнала в качестве ключа используются p - i - n-диоды или полевые транзисторы. Это позволяет устранить большинство недостатков, присущих плавным полупроводниковым фазовращателям, в которых в качестве активных элементов применяются варакторные диоды. Фактор качества у дискретных фазовращателей может быть 200 град/дБ и больше. К преимуществам дискретных фазовращателей можно отнести следующее: диоды или транзисторы вносят практически одинаковые потери при обоих значениях фазовой задержки. Важным является возможность работы дискретного фазовращателя в широкой (до октавы и более) полосе частот. Дискретные фазовращатели имеют и свои недостатки. Например, для управления фазой в диапазоне 0...360 град с точностью 5,5...6 град необходимо шесть ступенчатых фазовращателей: на 180; 90; 45; 22,5; 11; 5,5 град. Кроме того, на один элемент фазовращателя с квадратурным мостом требуется, как минимум, два диода или транзистора, а при использовании переключаемых длинных линий – четыре. К тому же, возникает необходимость подачи разнополярных управляющих сигналов. Использование плав-

ных фазовращателей на варакторных диодах позволяет перекрыть весь диапазон тремя фазовращателями на 0...120 град. Для установки фазы с большей точностью при ступенчатом управлении требуется установка дополнительных фазовращателей, а при плавном – это не требуется. Поэтому по сравнению с плавными фазовращателями дискретные имеют большие габариты.

Учитывая все недостатки и преимущества плавных и ступенчатых фазовращателей, можно сделать вывод, что для минимизации габаритов необходимо применять комбинации ступенчатых и плавных фазовращателей, а также при возможности использовать совмещение фазовращателя с другими элементами схемы.

2. МАЛОГАБАРИТНЫЕ СТУПЕНЧАТЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА ОСНОВЕ КВАДРАТУРНОГО МОСТА

В дециметровом диапазоне и в длинноволновой части сантиметрового диапазона частот габариты фазовращателя в основном определяются габаритами квадратурного моста. Известно, что минимальные габариты имеет 3-дБ квадратурный мост «Ланге». Однако технология его изготовления весьма сложна из-за малых зазоров (около 35 мкм) и тонких микрополосковых линий (около 50 мкм) и, кроме того, она дорогостоящая, так как изготовить такой мост можно только на подложке из поликора. Изготовление микрополосковых линий на печатных платах путем травления фольгированных материалов позволяет получать контролируемые зазоры размером 70...100 мкм и ширину микрополосковой линии более 100 мкм. Такая технология позволяет изготавливать квадратурные 3-дБ мосты тандемного типа путем каскадирования двух ответвителей со слабой связью. При реализации слабых связей не требуются слишком малые зазоры между связанными микрополосковыми линиями, и это существенно облегчает технологию изготовления ответвителей. На рис. 1 приведена известная топология тандемного моста. С целью уменьшения габаритов такая топология может быть трансформирована в топологию, показанную на рис. 2.



Габаритные размеры тандемного моста на центральную частоту 1250 МГц (см. рис 1) составляют 25×6 мм на подложке из материала RO3010 толщиной 0,64 мм. Зазоры между микрополосковыми линиями – около 90 мкм. Размеры мостов, приведенных на рис.2, равны соответственно 13×13 и 21×5 мм. Причем расположение входов и выходов мостов более удобно для использования в фазовращателе.

На основе трансформированной топологии тандемного моста (рис. 2,6) были разработаны ступенчатые фазовращатели на 0...45, 0...90, 0...180 град с центральной частотой 1250 МГц. В качестве фазосдвигающих цепей в фазовращателях применены отрезки микрополосковых линий. Сборочные чертежи фазовращателей показаны на рис. 3. Габариты каждого фазовращателя теля – 21×7 мм, подложка выполнена из материала RO3010 толщиной 0,64 мм.





3. СОВМЕЩЕНИЕ ДВУХ РАЗРЯДОВ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ НА ОДНОМ КВАДРАТУРНОМ МОСТЕ

Для обеспечения минимальных габаритов фазовращателя возможно совмещение двух или более разрядов фазовращателя с использованием одного квадратурного моста. Принципиальная схема двухразрядного фазовращателя показана на рис. 4.



Рис. 4. Принципиальная схема двухразрядного фазовращателя

В качестве фазосдвигающих цепей здесь используются конденсаторы $C_1...C_4$. Фазовращатель обеспечивает два разряда: 45 и 22,5 град, точность установки экспериментального образца на частоте 1,25 ГГц в полосе частот 80 МГц составляет ± 1,5 град. Состояния фазовращателя в зависимости от управляющих напряжений $U_1...U_4$ показаны в табл.1.

Таблица 1

Фаза, град	Напряжение, В			
· •	U_1	U_2	U_3	U_4
0	0	0	0	0
22,5	5	0	5	0
45	0	5	0	5
67,5	5	5	5	5

Топология фазовращателя приведена на рис. 5.

В метровом диапазоне и в длинноволновой части дециметрового диапазона частот габариты квадратурного моста весьма существенны, поэтому в этом диапазоне целесообразно применение аналогов квадратурных мостов на основе сосредоточенных элементов. Принципиальные схемы аналогов и расчет элементов можно найти в [1].



Рис. 5. Топология двухразрядного фазовращателя

4. СОВМЕЩЕНИЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ С ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИМ ФИЛЬТРОМ

Известно, что при перестройке полосно-пропускающего фильтра по частоте возникает изменение фазы сигнала. Этот эффект можно использовать для построения фазовращателя. Приведем два примера реализации фазовращателя на основе полосно-пропускающего фильтра.

4.1. Фазовращатель с плавным изменением фазы от 0 до 180 град на основе семизвенного полосно-пропускающего фильтра с перестройкой полосы пропускания варакторными диодами



Рис. 6. Изменение АЧХ фильтра при перестройке полосы пропускания

Для семизвенного фильтра на среднюю частоту 910 МГц с полосой пропускания 80 МГц изменение фазы сигнала при перестройке его на 24 МГц будет составлять приблизительно 180 град. На рис. 6 показано расчетное изменение АЧХ фильтра при его перестройке. На рис. 7 изображена зависимость изменения фазы сигнала на выходе фильтра от величины перестройки полосы пропускания и емкости варакторных диодов.



Рис. 7. Зависимость изменения фазы сигнала на выходе фильтра от величины перестройки полосы пропускания (----) и емкости варакторных диодов (-----)

Фотография экспериментального образца фазовращателя показана на рис. 8.



Рис. 8. Фазовращатель на 180 град на основе семизвенного фильтра

Для перестройки фильтра используются варакторные диоды 3A632A, включенные между землей и концом резонатора с холостым ходом. Фильтр рассчитан по методике, приведенной в работе [2], на основе короткозамкнутых четвертьволновых шпилечных резонаторов. Фазовращатель выполнен на подложке размерами 30×20 мм из TMM-10 толщиной 0,5 мм. Параметры экспериментального образца фазовращателя приведены в табл. 2.

Изменение фазы, град	Напряжение управления, В	Центральная частота, МГц	Потери в полосе пропускания, дБ	Неравномерность АЧХ, дБ
0	19	923	5,5	0,8
22,5	16	920	5,5	0,8
45	13,5	916,8	5,5	0,8
67,5	11,2	914	5,6	0,8
90	10,1	910,3	5,7	0,8
112,5	8,2	906,5	5,7	0,8
135	7,5	905	5,8	0,8
157,5	6,1	901,5	5,8	0,9
180	4,9	899	5,8	1,0

Таблица 2

4.2. Фазовращатель с плавным изменением фазы от 0 до 45 град на основе трехзвенного полосно-пропускающего фильтра с перестройкой полосы пропускания варакторными диодами

Трехзвенный фильтр на среднюю частоту 910 МГц с полосой пропускания 80 МГц при перестройке его на 30 МГц будет иметь изменение фазы сигнала около 45 град. На рис. 9 показано расчетное изменение АЧХ фильтра при его перестройке. На рис. 10 изображена зависимость изменения фазы сигнала на выходе фильтра от величины перестройки полосы пропускания и емкости варакторных диодов.

Фотография экспериментального образца фазовращателя показана на рис.11. Фазовращатель на основе перестраиваемого фильтра выполнен на подложке размерами 12×19 мм из



Рис. 9. Изменение АЧХ фильтра при перестройке полосы пропускания

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА, СЕР. 1, СВЧ-ТЕХНИКА, ВЫП. 3(496), 2008





Рис. 11. Фазовращатель на 45 град на основе трехзвенного фильтра

ТММ-10 толщиной 0,5 мм. Для перестройки используются варакторные диоды 3А632А. Параметры экспериментального образца приведены в табл. 3.

Таблица 🗄

Изменение фазы, град	Напряжение управления, В	Центральная частота, МГц	Потери в полосе пропускания, дБ	Неравномерность АЧХ, дБ
0	14,8	925	0,9	0,3
5,6	12,2	920	0,9	0,3
11,25	10	916,8	0,9	0,3
17,85	8,1	914	0,95	0,3
22,5	6,1	910	0,95	0,3
28,1	4,6	906,5	0,95	0,4
33,75	3,6	905	0,95	0,4
39,35	2,7	901,5	1,0	0,4
45	1,9	895	1,1	0,45

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований автором разработаны пути уменьшения габаритов фазовращателя. Разработана конструкция квадратурного делителя мощности на основе тандемного моста с меньшими размерами по сравнению с известными конструкциями. С целью уменьшения габаритов разработан двухразрядный фазовращатель на одном квадратурном мосте. Исследованы возможности совмещения фазовращателя с полосно-пропускающим фильтром. Разработаны плавные фазовращатели, совмещенные с полосно-пропускающим фильтром. В частности, разработан фазовращатель с плавным изменением фазы от 0 до 180 град, совмещенный с семизвенным полосно-пропускающим фильтром на среднюю частоту 910 МГц с полосой пропускания 80 МГц, при заданном изменении фазы сигнала имеющий перестройку полосы пропускания 24 МГц.

Фазовращатели, совмещенные с фильтром, целесообразно применять для модулей АФАР, работающих с преобразованием частоты. В этом случае фильтр будет выполнять подавление гетеродина в передающем канале и подавление зеркальной частоты в приемном канале.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1981.

2. *Дутышев И.Н*. Проектирование и расчет фильтров на четвертьволновых короткозамкнутых шпилечных резонаторах // Электронная техника. Сер.1, СВЧ-техника. – 2007. – Вып.5(493). – С. 21-30.

Статья поступила 22 мая 2008 г.

<u>— новые книги —</u>

МЕЛЕШКО Е. А. Быстродействующая импульсная электроника. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 320 с.

В книге изложены принципы построения импульсных устройств нано- и пикосекундного быстродействия и различные аспекты их применения.

Рассмотрены методы генерирования и обострения фронтов коротких электрических и световых импульсов, а также способы измерения их параметров. Приводятся сведения о быстродействующих детекторах излучений и о способах съема сигналов с подобных устройств. Рассматриваются схемы устройств для предварительной обработки нано- и пикосекундных сигналов (усилителей, дискриминаторов, устройств временной привязки, совпадений и антисовпадений). Особое внимание уделено быстродействующим преобразователям напряжений и измерителям коротких временных интервалов. Рассматриваются современные методы регистрации формы быстрых сигналов, в том числе с помощью цифровых запоминающих осциллографов с частотами дискретизации до десятков гигагерц.

Для широкого круга инженерно-технических и научных работников, занимающихся импульсными измерениями в физических экспериментах и в области информационных технологий, а также для студентов соответствующих специальностей.

УДК 621.375.029.64

КОМПЕНСАЦИЯ ИНТЕРМОДУМЯЦИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СВЧ-УСИЛИТЕЛЕ МОЩНОСТИ НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

И. Н. Дутышев

ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино

Разработан метод снижения интермодуляционных искажений второго и третьего порядков в СВЧ-усилителе на полевом транзисторе путем введения в усилитель низкочастотной отрицательной обратной связи.

Method of decreasing intermodulation distortions of the 2-nd and 3-rd order in FET microwave amplifier by inserting low-frequency negative feedback into amplifier has been developed.

При работе СВЧ-усилителя на полевом транзисторе в двухсигнальном режиме возникает модуляция тока стока транзистора с частотой, равной разности частот входных сигналов ($\omega_1 - \omega_2$). Эта модуляция вызвана образованием интермодуляционных искажений (ИМИ) второго порядка на нелинейном затворе транзистора. С той же частотой наблюдается модуляция напряжения затвора. С ростом выходной мощности усилителя и приближением её к насыщению в спектре модуляции возникают вторые гармоники и гармоники высших порядков. Экспериментальные измерения показывают, что при работе транзистора в режиме, близком к насыщению, происходит изменение рабочей точки транзистора. Предположительно, этот эффект связан с нелинейной ёмкостью затвора и детектированием части входного сигнала на нелинейном p - n-переходе затвора транзистора, что приводит к образованию дополнительного напряжения смещения.

Такой режим работы транзистора является опасным*. Мгновенное значение напряжения на стоке транзистора может превышать допустимые нормы и вызвать его пробой. Для предотвращения пробоя номинал резистора в цепи стока транзистора выбирают минимально возможным, но при таких условиях среднее значение тока будет меньше номинального значения, что приведёт к снижению выходной мощности усилителя в двухсигнальном режиме работы. Эффективная работа транзистора с полной отдачей мощности при многосигнальном режиме работы возможна, если в усилитель ввести «низкочастотную» отрицательную обратную связь. Полоса пропускания обратной связи должна быть не меньше максимальной разности частот входных сигналов.

В данной работе рассматривается возможность применения низкочастотной отрицательной обратной связи для уменьшения этих эффектов. Суть работы низкочастотной отрицательной обратной связи заключается в следующем. Образовавшиеся на выходе ИМИ модулируют ток стока транзистора, часть этого тока усиливается и подается в противофазе на затвор транзисто-

^{*} В 100-ваттном усилителе напряжение ИМИ второго порядка может достигать 10 и более вольт [1].

ра, уменьшая тем самым ИМИ на выходе. Полоса пропускания отрицательной обратной связи выбирается из расчета максимальной разницы между составляющими входного сигнала. Эта схема хорошо себя показала при работе усилителя в двухсигнальном и многосигнальном режимах.

На рис. 1 приведена принципиальная схема усилителя с низкочастотной отрицательной обратной связью и полосой пропускания до 200 МГц.



Рис. 1. Принципиальная схема усилителя с низкочастотной отрицательной обратной связью

Работа схемы с отрицательной обратной связью заключается в следующем. Образованные в СВЧ-транзисторе ИМИ второго порядка ($\omega_1 - \omega_2$) снимаются со стока транзистора, усиливаются быстродействующим УПТ и в противофазе подаются на затвор транзистора, где совместно с входным сигналом образуют ИМИ третьего ($2\omega_1 - \omega_2$ и $2\omega_2 - \omega_1$) и далее порядков. Полученные вновь ИМИ находятся в противофазе относительно ИМИ, образованных только входным сигналом. Элементы схемы *C7*, *C8*, и *L2* образуют фильтр нижних частот на входе УПТ, а *C2*, *C3*, и *L1* – такой же фильтр на выходе УПТ. В результате работы отрицательной обратной связи происходит уменьшение ИМИ на выходе усилителя. Величина, на которую происходит уменьшение ИМИ на выходе усилителя. Величина, на которую происходит уменьшение ими сигнала ИМИ и от неравномерности коэффициента передачи в цепи обратной связи, от ошибки в фазе при образовании компенсирующего сигнала ИМИ и от неравномерности коэффициента передачи в цепи обратной связи при многосигнальном режиме работы усилителя. На рис. 2 приведены



Рис. 2. Амплитудные характеристики усилителя с отрицательной обратной связью по постоянному току и усилителя с низкочастотной отрицательной обратной связью

амплитудные характеристики усилителя с отрицательной обратной связью по постоянному току и усилителя с низкочастотной отрицательной связью. Измерения проводились для усилителя на транзисторе MGF0905. Зависимости ИМИ третьего порядка от выходной мощности приведены на рис. 3. Наблюдается уменьшение ИМИ третьего порядка при выходной мощности, близкой к насыщению, по сравнению с усилителем без низкочастотной отрицательной обратной связи.



Рис. 3. Зависимости ИМИ третьего порядка от выходной мощности

Следует отметить, что введение низкочастотной отрицательной обратной связи для усилителей, работающих в двухсигнальном режиме, позволяет увеличить максимальную выходную мощность на 1,5 дБ и уменьшить уровень ИМИ третьего порядка на 5...6 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дутышев И.Н.* 100-ваттный усилитель мощности с уменьшенным уровнем интермодуляционных искажений и защитой выходных транзисторов от пробоя при работе в двухсигнальном режиме // Электронная техника. Сер. 1, СВЧ-техника. – 2007. – Вып. 4 (492). – С. 7.

Статья поступила 22 мая 2008 г.

УДК 621.375.026

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ МЕЖКАСКАДНОЙ КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ЦЕПИ ШИРОКОПОЛОСНОГО УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

А. А. Титов, А. Ф. Тарзиманова, О. В. Петля

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Предложена методика параметрического синтеза межкаскадной корректирующей цепи широкополосного усилителя мощности на полевых транзисторах. Методика позволяет по таблицам нормированных значений элементов цепи реализовать усилительные каскады с максимально возможным коэффициентом усиления. Приводятся пример расчета и описание экспериментального макета усилителя.

Methodology of parametric synthesis of interstage correcting network of wide-band power amplifier on fieldeffect transistors has been proposed. Using tables of normalized values for the circuit elements the methodology allows to realize amplifying stages with maximum possible gain. An example of calculation and description of experimental model of amplifier are presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкополосные усилители являются необходимыми элементами многих радиотехнических систем связи, навигации, линейной и нелинейной радиолокации. В литературе описан ряд схем межкаскадных корректирующих цепей (МКЦ) [1, 2], используемых в ламповых и транзисторных усилителях. Практические исследования усилительных каскадов на полевых транзисторах с МКЦ показали, что одной из наиболее эффективных с точки зрения достижимых характеристик, простоты настройки и конструктивной реализации является схема МКЦ, приведенная на рис. 1 [2].



Рис. 1. Четырехполюсная реактивная межкаскадная корректирующая цепь третьего порядка

Отсутствие инженерной методики расчета рассматриваемой МКЦ затрудняет построение усилительных каскадов с ее использованием. В связи с этим была поставлена задача разработки методики расчета рассматриваемой МКЦ, которая позволит по таблицам нормированных значений элементов МКЦ реализовать усилительные каскады с максимально возможным для заданного схемного решения коэффициентом усиления при заданной допустимой неравномерности амплитудно-частотной характеристики (АЧХ).

2. МЕТОДИКА СИНТЕЗА НОРМИРОВАННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ МКЦ

Для нахождения таблиц нормированных значений элементов МКЦ были использованы методика проектирования согласующе-выравнивающих цепей транзисторных усилителей, предполагающая составление и решение системы компонентных уравнений [3], и методика синтеза прототипа передаточной характеристики, обеспечивающая максимальный коэффициент усиления каскада при заданной допустимой неравномерности его АЧХ в заданной полосе частот [4]. Подробно метод параметрического синтеза МКЦ описан в [5].

Результаты расчета нормированных значений элементов рассматриваемой МКЦ приведены в таблице, где δ – допустимая неравномерность АЧХ; $C_{1\mu}$, $L_{2\mu}$, $C_{3\mu}$, $C_{BX,\mu}$ – нормированные относительно R_{Bbix} и ω_{B} значения элементов C1, L2, C3 и входной емкости C_{BX} транзистора VT2; R_{Bbix} – выходное сопротивление транзистора VT1; ω_{B} – верхняя круговая частота полосы пропускания разрабатываемого усилителя.

C	$C_{1{\scriptscriptstyle \mathrm{H}}}$	L_{2H}	$C_{3{\scriptscriptstyle \mathrm{H}}}$	$C_{1{\scriptscriptstyle \mathrm{H}}}$	<i>L</i> _{2н}	$C_{3{\scriptscriptstyle \mathrm{H}}}$
C _{BX.H}	$\delta = \pm 0,1$ дБ		$\delta = \pm 0,25$ дБ			
1,5			5,79			12,5
1,7			3,98			6,32
2,0			2,94			4,06
2,5			2,27			2,88
3,0	0.61	12	1,97	0.8	13	2,42
3,5	0,01	1,2	1,80	0,0	1,5	2,17
4,5			1,62			1,90
6,0			1,48			1,72
8,0			1,40			1,61
10,0			1,35			1,54
12,0			1,32			1,51
$C_{\rm bx.h}$		δ = ±0,5 дБ			$\delta = \pm 1$ дБ	
2,0			6,08			15,8
2,5			3,78			6,13
3,0			3,02			4,35
3,5	1.0	13	2,64	1 /	13	3,60
4,5	1,0	1,5	2,26	1,7	1,5	2,93
6,0			2,01			2,52
8,0			1,85			2,28
10,0			1,77			2,16
12,0			1,72			2,08

Нормированные значения элементов МКЦ

При заданных $\omega_{\rm B}$ и б расчет МКЦ сводится к нахождению значения $C_{\rm BX,H} = C_{\rm BX}R_{\rm Bbix}\omega_{\rm B}$, определению по таблице соответствующих значений $C_{1\rm H}, L_{2\rm H}, C_{3\rm H}$ и их денормированию по формулам: $CI = C_{1\rm H}/(R_{\rm Bbix}\omega_{\rm B}); \quad L2 = L_{2\rm H}R_{\rm Bbix}/\omega_{\rm B}; \quad C3 = C_{3\rm H}/(R_{\rm Bbix}\omega_{\rm B}).$

В таблице не приведены нормированные значения элементов МКЦ, соответствующие малым величинам $C_{_{\rm вх, H}}$, так как в этом случае допустимая неравномерность АЧХ достигается без применения МКЦ.

3. ПРИМЕР РАСЧЕТА И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕЖКАСКАДНОЙ КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ЦЕПИ

Для примера рассчитаем значения элементов рассматриваемой МКЦ, используемой в качестве входной корректирующей цепи в однокаскадном усилителе на транзисторе 3П602А, при условиях: сопротивление генератора $R_{_{\Gamma}}$ равно сопротивлению нагрузки $R_{_{\rm H}}$ и составляет 50 Ом; верхняя частота полосы пропускания усилителя равна 2 ГГц; допустимая неравномерность АЧХ равна ±0,25 дБ. Схема усилителя по переменному току приведена на рис. 2.



Рис. 2. Схема усилителя по переменному току

Используя справочные данные транзистора 3П602А [6], получим: $C_{_{BX}} = 2,82 \text{ пФ}$, S = 60 мА/B. Нормированное относительно $R_{_{\Gamma}}$ и $\omega_{_{B}}$ значение $C_{_{BX}}$ равно 1,77. Ближайшая величина $C_{_{BX,H}}$ в таблице составляет 1,7. Для этого значения из таблицы найдем: $C_{_{1H}} = 0,8$; $L_{_{2H}} = 1,3$; $C_{_{3H}} = 6,32$. После денормирования элементов МКЦ получаем: CI = 1,27 пФ; L2 = 5,17 нГн; C3 = 10,3 пФ. Коэффициент усиления рассматриваемого однокаскадного усилителя равен: $S_{_{21}} = 2U_{_{Bbix}}/E_{_{\Gamma}} = =2SR_{_{u}}C3/(C3 + C_{_{DX}}) = 4,71$.

Рассматриваемая МКЦ была использована при построении широкополосного усилителя мощности, принципиальная схема которого приведена на рис. 3. На рис. 4 приведен чертеж печатной платы усилителя, на рис. 5 показано размещение элементов, а на рис. 6 – фотография его внешнего вида.

Технические характеристики усилителя: полоса рабочих частот – 160...2000 МГц; коэффициент усиления – (38±1,5) дБ; выходная мощность – не менее 1,5 Вт; сопротивление генератора и нагрузки – 50 Ом; напряжения источников питания – 12 В и минус 6 В; потребляемый ток – 1,5 А; габаритные размеры усилителя – 90×80×20 мм.

Усилитель содержит два идентичных входных каскада, два идентичных промежуточных каскада и выходной каскад со сложением напряжений [1]. Во всех каскадах усилителя применяется рассматриваемая МКЦ. Для повышения устойчивости усилителя в цепях затворов транзисторов включены низкоомные резисторы *R4*, *R11*, *R17*, *R24*.







Рис. 4. Печатная плата усилителя



Рис. 5. Расположение элементов усилителя

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА, СЕР. 1, СВЧ-ТЕХНИКА, ВЫП. 3(496), 2008



Рис. 6. Внешний вид усилителя

Входные каскады усилителя на транзисторах 3П602A с рабочей точкой 5 В×0,1 A, промежуточные на транзисторах 3П910Б с рабочей точкой 6 В×0,35 A и выходной каскад на транзисторе 2Т982A с рабочей точкой 9 В×0,35 A выполнены с использованием схемы активной стоковой и коллекторной термостабилизации токов покоя [1]. Токи покоя транзисторов усилителя устанавливаются путем подбора номиналов резисторов *R6*, *R13*, *R20*, *R27*, *R32*. Уменьшение указанных резисторов приводит к уменьшению токов покоя, и наоборот.

Выходная ёмкость транзистора *VT11* оказывается включенной параллельно нагрузке, что приводит к уменьшению максимального значения выходной мощности усилителя с ростом частоты. Для устранения указанного недостатка на выходе усилителя установлены элементы *L8* и *C33*, образующие совместно с выходной ёмкостью транзистора *VT11* фильтр нижних частот, обеспечивающий минимизацию влияния выходной ёмкости транзистора *VT11* на уровень выходной мощности усилителя.

Печатная плата (см. рис. 4) размерами 80×90 мм изготавливается из фольгированного с двух сторон стеклотекстолита толщиной 2 мм. Пунктирными линиями на рис. 5 обозначены места металлизации торцов.

При сборке усилителя следует минимизировать длину цепи, связывающей сток транзистора *VT8* с эмиттером транзистора *VT11*. Это обусловлено тем, что наличие индуктивной составляющей указанной цепи приводит к неполному сложению сигнальных напряжений, отдаваемых выходными транзисторами *VT8* и *VT11*. В этом случае потери выходной мощности в области верхних частот полосы пропускания усилителя могут достигать значительной величины.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование предложенной методики синтеза нормированных значений элементов МКЦ позволяет значительно упростить процесс изготовления и настройки широкополосного усилителя и обеспечить его высокие качественные показатели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Титов А.А. Транзисторные усилители мощности МВ и ДМВ. – М.: СОЛОН-ПРЕСС, 2006. – 328 с.

2. Пикосекундная импульсная техника / В.Н. Ильюшенко, Б.И. Авдоченко, В.Ю. Баранов и др.; под ред. В.Н. Ильюшенко. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 368 с.

3. Бабак Л.И., Шевцов А.Н., Юсупов Р.Р. Пакет программ автоматизированного расчета транзисторных широкополосных и импульсных УВЧ- и СВЧ-усилителей // Электронная техника. Сер.1, СВЧ-техника. – 1993. – Вып. 3(457). – С. 60-63.

4. *Титов А.А., Григорьев Д.А.* Параметрический синтез межкаскадных корректирующих цепей высокочастотных усилителей мощности // Радиотехника и электроника. – 2003. – № 4. – С. 442–448.

5. *Титов А.А., Кологривов В.А.* Параметрический синтез межкаскадной корректирующей цепи полосового усилителя мощности // Электронная техника. Сер.1, СВЧ-техника. – 2002. – Вып. 1(479). – С. 6-13.

6. Гринберг Г.С., Могилевская Л.Я., Хотунцев Ю.Л. Численное моделирование нелинейных устройств на полевых транзисторах с барьером Шотки // Электронная техника. Сер. 1, СВЧ-техника. – 1993. – Вып. 4(458). – С. 18-22.

Статья поступила 10 апреля 2008 г.

\equiv новые книги \equiv

ДАНИЛОВ А. А. **Прецизионные усилители низкой частоты**. – М.: Горячая линия-Телеком, 2008. – 352 с., ил.

Рассмотрены основы звукоусиления и параметры, характеризующие усилители мощности звуковой частоты (УМЗЧ). Сформулирована задача построения звуковых усилителей, свободных от всех видов искажений. Для выяснения природы возникновения разного рода нелинейностей проанализированы структурные схемы и отдельные узлы УМЗЧ. Особое внимание уделено грамотному применению общей отрицательной обратной связи и минимизации интермодуляционных и дифференциальнофазовых искажений. Описана схема УМЗЧ с параллельным высокочастотным каналом, позволяющим решить проблему прецизионного звукоусиления. Рассмотрены схемы защиты выходных транзисторов и громкоговорителей, а также особенности построения источников питания и монтажа мощных усилителей. Проанализированы многочисленные примеры схем бытовых и профессиональных УМЗЧ на дикретных элементах и интегральных микросхемах. Даны рекомендации по разводке и изготовлению печатных плат, измерению параметров и настройке усилителей.

Для инженерно-технических работников, занимающихся схемотехническим проектированием устройств радиоэлектроники и автоматики, студентов и радиолюбителей.

ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

УДК 621.373.8

ПРОСТАЯ СИСТЕМА СКОРОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В. Д. Курносов, К. В. Курносов, А. В. Иванов, Р. В. Чернов, В. И. Романцевич

ФГУП «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», г. Москва

С. А. Плешанов

ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино

Предложена система из двух скоростных уравнений. Времена захвата носителей в квантовую яму и выброса из неё являются внутренними параметрами системы и не используются при расчёте быстродействия лазера. Показано, что в зависимости от ширины запрещенной зоны волновода (высоты барьера квантовой ямы) частота релаксационных колебаний имеет максимум и отношения времен захвата и выброса электронов и дырок не равны друг другу.

A system of rate equations consisting of two equations is offered. The capture time of carriers into the quantum well and escape time from the quantum well are internal parameters of the system and are not used at calculation of frequency characteristic of the laser. Frequency of the relaxation oscillations has a maximum depending on the wave guide band-gap energy (depending on the quantum well barrier height) and the ratio of capture to escape times for electrons and holes are not equal to each other.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные волоконно-оптические системы передачи данных предъявляют всё новые и новые требования к увеличению быстродействия полупроводниковых лазеров. Исследованию причин, ограничивающих быстродействие полупроводниковых лазеров, посвящено большое количество работ. Быстродействие лазеров моделируют с помощью системы скоростных уравнений, учитывающих динамику изменения во времени плотности фотонов и носителей в резонаторе.

Сначала использовались два скоростных уравнения: для плотности фотонов и электронов в активной области лазера [1]. Дальнейшие исследования показали, что быстродействие лазеров зависит от геометрических размеров волноведущих слоёв (волновода). Поэтому вместо двух уравнений была записана система, состоящая из трех уравнений [2, 3]. Учёт процессов диффузии и захвата носителей привёл к необходимости рассматривать четыре скоростных уравнения [4, 5]. Учёт двух типов носителей (электронов и дырок) в активной области и в волноводе приводит к пяти скоростным уравнения [6].

В данной работе показано, что вместо пяти скоростных уравнений можно использовать два.

2. ТЕОРИЯ

Система скоростных уравнений в одномодовом приближении и без учёта вклада спонтанного излучения в генерирующую моду может быть записана в виде (см. Приложение 1)

$$\frac{dS}{dt} = v_{gr} \left(\Gamma_a g - \alpha \right) S,\tag{1}$$

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{n_a + p_a}{2} + \frac{V_b}{V_a}\left(\frac{n_b + p_b}{2}\right)\right] = \frac{I}{qV_a} - R_a - R_b \frac{V_b}{V_a} - \Gamma_a v_{gr} gS,$$
(2)

где *S* – плотность фотонов в резонаторе; Γ_a – коэффициент оптического ограничения; *g* – коэффициент усиления; α – потери; n_a , p_a , n_b , p_b – плотности электронов и дырок в активной области и в волноведущем слое соответственно; V_a , V_b – объёмы активной области и волноведущего слоя; *I* – ток накачки лазера; *q* – заряд электрона; R_a , R_b – скорость рекомбинации в активной области и в волноведущем слое; v_{gr} – групповая скорость света.

Уравнение электрической нейтральности имеет вид [7]

$$V_{a}(n_{a} - p_{a}) + V_{b}(n_{b} - p_{b}) = 0.$$
(3)

Его (3) можно записать и по-другому: $\frac{d}{dt} \left[\frac{n_a - p_a}{2} + \frac{V_a}{V_b} \left(\frac{n_b - p_b}{2} \right) \right] = 0$, что позволяет с учё-

том уравнения (2) получить

$$\frac{d}{dt}\left[n_a + \frac{V_b}{V_a}n_b\right] = \frac{I}{qV_a} - R_a - R_b \frac{V_b}{V_a} - \Gamma_a v_{gr} gS.$$
(4)

Аналогичное уравнение можно записать для дырок, заменив слева n_a , n_b на p_a , p_b . Таким образом, динамика излучения лазера может быть описана не только уравнением (4) для электронов или аналогичным уравнением для дырок, но и уравнением для их полусуммы (1).

Принято скорость рекомбинации с учётом излучательной и безызлучательной рекомбинации записывать в виде

$$R_{i} = A(n_{i}) + Bn_{i}p_{i} + C_{n}n_{i}^{2}p_{i} + C_{p}n_{i}p_{i}^{2}, \qquad (5)$$

где индекс i = a, b задает активную или волноведущую области; A, B – коэффициенты безызлучательной и излучательной рекомбинации; C_n, C_p – коэффициенты оже-рекомбинации.

Для того чтобы можно было сравнить результаты, полученные в данной модели, с ранее известными результатами, коэффициент усиления представим в виде

$$g = \frac{g(n_a)}{1 + \varepsilon S},\tag{6}$$

где $g(n_a) = \frac{dg}{dn_a}(n_a - n_0);$ $\frac{dg}{dn_a}$ – дифференциальный коэффициент усиления; n_0 – плотность

электронов, при которой g = 0; ε – коэффициент нелинейности; S – плотность фотонов в резонаторе лазера. Для дырок можно записать выражение, аналогичное (6), где

$$g(p_a) = \frac{dg}{dp_a}(p_a - p_0); \quad \frac{dg}{dp_a} - дифференциальный коэффициент усиления; $p_0 -$ плотность ды-$$

рок, при которой g = 0. Расчёт величин dg/dn_a и dg/dp_a дан в Приложении 2. При использовании в расчётах системы уравнений (1), (2) коэффициент усиления (6) необходимо линеаризовать относительно $(n_a + p_a)/2$.

Так как нас будет интересовать зависимость быстродействия лазера от ширины запрещенной зоны волновода (высоты барьера квантовой ямы), то мы не можем воспользоваться предположением, что носители в волноводе не вырождены. При низких квантовых ямах может наступить вырождение носителей как в активной области, так и в волноводе. Считаем, что плотности электронов в активной области и в волноведущем слое связаны между собой следующей зависимостью (см. Приложение 3):

$$n_a = \rho_c kT \sum_n \ln\left(\frac{1 + a_{cn}b_c}{1 + b_c}\right),\tag{7}$$

$$b_c = \frac{n_b}{N_c} \exp\left[A_1\left(\frac{n_b}{N_c}\right) + A_2\left(\frac{n_b}{N_c}\right)^2\right],\tag{8}$$

где $a_{cn} = \exp\left(\frac{\Delta E_c - E_{cn}}{kT}\right)$, $\Delta E_c = E_{cb} - E_{ca}$ – высота барьера для электронов в активной области ти; E_{ca} , E_{cb} – дно зоны проводимости в активной области и в волноведущем слое; E_{cn} – квантовые уровни энергии электронов; A_1 , A_2 – коэффициенты [8], ρ_c – эффективная плотность состояний электронов.

Аналогичные выражения получаются для дырок в активной области

$$p_a = \rho_v kT \sum_n \ln\left(\frac{1 + a_{vn}b_v}{1 + b_v}\right),\tag{9}$$

$$b_{\nu} = \frac{p_b}{N_{\nu}} \exp\left[A_1\left(\frac{p_b}{N_{\nu}}\right) + A_2\left(\frac{p_b}{N_{\nu}}\right)^2\right],\tag{10}$$

где $a_{vn} = \exp\left(\frac{\Delta E_v - E_{vn}}{kT}\right); \ \Delta E_v$ – высота барьера для тяжелых дырок в активной области; E_{vn} – квантовые уровни энергии тяжелых дырок; ρ_v – эффективная плотность состояний тяжелых ды-

рок. Легкими дырками в расчётах пренебрегали, так как их эффективная плотность состояний почти на порядок меньше эффективной плотности состояний тяжелых дырок.

Для расчёта быстродействия лазера проведем стандартную процедуру линеаризации скоростных уравнений (1), (4) и уравнения электрической нейтральности (3), полагая, что $x_i = x_{i0} + \delta x_i e^{j\omega t}$, где $x_i = n_a$, p_a , n_b , p_b , S.

Прежде всего необходимо получить связь между малыми приращениями плотности электронов в активной области δn_a и в волноводе δn_b . Эту связь можно выразить в виде

$$\delta n_a = \xi_c \delta n_b, \tag{11}$$

где $o_c = \frac{c_c kT}{N_c} k_c \sum_n \left(\frac{a_{cn}}{1 + a_{cn} b_{c0}} - \frac{1}{1 + b_{c0}} \right); \quad b_{c0}$ - стационарное значение b_c , определяемое из (8);

$$k_{c} = \left[1 + A_{1}\left(\frac{n_{b0}}{N_{c}}\right) + 2A_{2}\left(\frac{n_{b0}}{N_{c}}\right)^{2}\right] \exp\left[A_{1}\left(\frac{n_{b0}}{N_{c}}\right) + A_{2}\left(\frac{n_{b0}}{N_{c}}\right)^{2}\right].$$

Аналогичные выражения получаются для плотности дырок в активной области и волноводе с учетом замены *n* на *p* и индекса «*c*» на «*v*», при этом b_{v0} – стационарное значение b_v , определяемое из (10), т.е. $\delta p_a = \xi_v \delta p_b$.

Уравнение электрической нейтральности (3) даёт связь между малыми приращениями дырок и электронов в волноводе:

$$\delta p_b = a \delta n_b, \qquad a = \left(1 + \frac{V_a}{V_b} \xi_c\right) / \left(1 + \frac{V_a}{V_b} \xi_v\right). \tag{12}$$

Малые приращения для скорости рекомбинации в активной области выражаются как

$$\delta R_a = \frac{\delta n_a}{\tau_{na}} + \frac{\delta p_a}{\tau_{pa}},\tag{13}$$

где $1/\tau_{na} = A + Bp_{a0} + C_n 2n_{a0}p_{a0} + C_p p_{a0}^2$; $1/\tau_{pa} = Bn_{a0} + C_n n_{a0}^2 + C_p 2n_{a0}p_{a0}$.

Аналогично малые приращения для скорости рекомбинации в волноводе получаются путем замены индекса *«а»* на индекс *«b»*.

Учитывая (11) – (13), для резонансной частоты колебаний плотности фотонов получим

$$\omega_0^2 = 4\pi^2 f_0^2 = \frac{v_{gr} \Gamma_a \left(\frac{dg}{dn}\right)_n S_0}{\left(1 + \varepsilon S_0\right) \tau_{ph}},\tag{14}$$

где
$$\left(\frac{dg}{dn}\right)_n = \frac{dg}{dn_a} \cdot \frac{1}{M_n}; \quad M_n = 1 + \frac{1}{\xi_c} \frac{V_b}{V_a},$$
а для декремента затухания имеем

$$\mu = \frac{1}{\tau_n} + \frac{v_{gr} \Gamma_a \left(\frac{dg}{dn}\right)_n S_0}{(1 + \varepsilon S_0)} + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_{ph} (1 + \varepsilon S_0)}, \quad (15)$$

где
$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau\xi_c M_n}; \quad \frac{1}{\tau} = \frac{\xi_c}{\tau_{na}} + \frac{a\xi_v}{\tau_{pa}} + \frac{V_b}{V_a} \left(\frac{1}{\tau_{nb}} + \frac{a}{\tau_{pb}}\right); \quad \frac{1}{\tau_{ph}} = v_{gr}\alpha; \quad \alpha = \alpha_0 + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}; \quad \alpha_0 - \text{нерезо-$$

нансные потери; *L* – длина резонатора лазера; *R*₁, *R*₂ – коэффициенты отражения.

Сравнивая уравнение (14) данной работы с выражениями (39), (44), (75), (77) работы [4], имеем, что коэффициент ξ_c определяет отношение постоянной времени захвата электрона τ_{sn} к постоянной времени выброса электрона τ_{en} из квантовой ямы:

$$\frac{1}{\xi_c} = \frac{\tau_{sn}}{\tau_{en}}.$$
(16)

Аналогичное выражение можно записать для дырок: $\frac{1}{\xi_{v}} = \frac{\tau_{sp}}{\tau_{ep}}$, где τ_{sp} и τ_{ep} – постоянные

времени захвата и выброса дырок из квантовой ямы. Результаты расчёта τ_{sn} / τ_{en} и τ_{sp} / τ_{ep} представлены на рис. 1. Видно, что отношение τ_{sn} / τ_{en} для электронов не равно τ_{sp} / τ_{ep} для дырок.



Рис. 1. Зависимости пороговой величины тока накачки I_{th} (Δ – экспериментальные точки) и частоты релаксационных колебаний f_0 (– экспериментальные точки) от ширины запрещенной зоны волновода E_{gb} с учетом плотности носителей в волноводе, а также зависимости τ_{sn} / τ_{en} и τ_{sp} / τ_{ep} от E_{gb}

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) лазера без учёта паразитных параметров может быть записана в виде

$$M = 10 \log \frac{\omega_0^4}{\left[\left(\omega_0^2 - \omega^2 \right)^2 + \left(\omega^2 \mu^2 \right) \right]}.$$
(17)

Так как
$$\frac{dg}{dn_a}\frac{1}{M_n} = \frac{dg}{dp_a}\frac{1}{M_p} = \left(\frac{dg}{dp}\right)_p$$
; $M_p = 1 + \frac{1}{\xi_v}\frac{V_b}{V_a}$; $\tau_p = \tau\xi_v aM_p$, $\xi_c M_n = a\xi_v M_p$, то АЧХ не

зависят от того, по какому параметру, *n_a* или *p_a*, проводилась линеаризация коэффициента усиления (6).

Проведем сравнение АЧХ лазера с учётом и без учёта влияния носителей в волноводе лазера. В последнем случае мы должны положить, что $n_b = p_b = 0$, тогда из уравнения (3) следует, что

 $n = n_a = p_a$, и для резонансной частоты ω_{00}^2 и декремента затухания μ_0 имеем

$$\omega_{00}^{2} = 4\pi^{2} f_{00}^{2} = \frac{v_{gr} \Gamma_{a} \frac{dg}{dn} S_{0}}{\tau_{ph} \left(1 + \varepsilon S_{0}\right)}, \qquad \mu_{0} = \frac{1}{\tau_{na}} + \frac{\varepsilon S_{0}}{\tau_{ph} \left(1 + \varepsilon S_{0}\right)} + \frac{v_{gr} \Gamma_{a} \frac{dg}{dn} S_{0}}{1 + \varepsilon S_{0}}, \qquad (18)$$

где $\frac{1}{\tau_{na}} = A + 2Bn_{a0} + 3(C_n + C_p)n_{a0}^2$.

В этом случае АЧХ лазера получается заменой в (17) величины ω_0^2 на ω_{00}^2 и μ на μ_0 .

Часто зависимость частоты релаксационных колебаний дают не от величины S_0 , а от величины $\sqrt{I - I_{th}}$ [9], которая определяется из условия

$$I - I_{th} = q V_a \frac{S_0}{\tau_p},\tag{19}$$

где $V_a = L w L_a N_{qw}$; w, L_a – ширина и толщина квантовой ямы; N_{qw} – число квантовых ям.

Величина пороговой плотности тока накачки получается из стационарного решения уравнения (4) при условии $S_0 \rightarrow 0$ и равна

$$I_{th} = qV_aR_a + qV_bR_b. aga{20}$$

Мощность излучения связана с плотностью фотонов S_0 для лазера с коэффициентами отражения R_1, R_2 в виде

$$P = \frac{1}{2}hv\frac{V_a}{L} \cdot v_{gr} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \cdot \frac{1 - R_1}{1 - R_1 + \sqrt{R_1 / R_2} (1 - R_2)} \cdot S_0 .$$
(21)

Для экспериментальных исследований в системе Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP были выращены две гетероструктуры с длиной волны излучения $\lambda = 1,55$ мкм, с одинаковыми активными областями ($x_a = 0,03$; $y_a = 0,45$), но разными волноведущими слоями: 1) $x_b = 0,2$; $y_b = 0,28$ и 2) $x_b = 0,14$; $y_b = 0,34$.

На рис.2,*а* представлены зависимости частоты релаксационных колебаний от величины $\sqrt{I - I_{th}}$, а на рис.2,*б* – ватт-амперные характеристики. Сплошными прямыми даны расчетные зависимости. Видно удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных кривых.

При проведении расчетов использовались следующие величины: $L = 400 \cdot 10^{-4}$ см; $w = 2,5 \cdot 10^{-4}$ см; $L_a = 6 \cdot 10^{-7}$ см; $N_{qw} = 5$; $V_b / V_a = 6$; $\alpha_0 = 35$ см⁻¹; $a_0 = 12$ Å; $C_n = C_p = 5 \cdot 10^{-29}$ см⁶·c⁻¹; $A = 3,0 \cdot 10^8$ с⁻¹; $A_1 = 3,536 \cdot 10^{-1}$; $A_2 = -4,950 \cdot 10^{-3}$.



Рис. 2. Зависимость частоты релаксационных колебаний f_0 от $\sqrt{I - I_{th}}$ (*a*) и ватт-амперные характеристики (*б*) для гетероструктур: $I - x_b = 0,2, y_b = 0,28$ (– экспериментальные точки); $2 - x_b = 0,14, y_b = 0,34$ (о – экспериментальные точки); сплошные прямые – теория

Расчёт, проведенный для системы $x_a = 0,03$, $y_a = 0,45$ и $x_b = 0,2$, $y_b = 0,28$, $\Gamma_a = 0,0507$, показал следующее распределение плотности электронов и дырок в активной области и в волноведущем слое: $n_{a0} = 2,77 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $p_{a0} = 2,17 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $n_{b0} = 3,35 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $p_{b0} = 4,37 \cdot 10^{17}$ см⁻³, что соот-

BETCTBYET
$$g = \frac{\alpha}{\Gamma_a} = 1210 \text{ cm}^{-1}, \quad \frac{\tau_{sn}}{\tau_{en}} = 0,69 \quad \text{M} \quad \frac{\tau_{sp}}{\tau_{ep}} = 0,23 \quad (\text{на постоянном токе } \frac{\Phi_{sn0}}{\Phi_{en0}} = \frac{n_{b0}}{n_{a0}} = 0,12;$$

 $\frac{\tau_{sp0}}{\tau_{ep0}} = \frac{p_{b0}}{p_{a0}} = 0,2 \quad [14]).$

В данной работе мы пренебрегали неоднородностью распределения носителей по волноводу и квантовым ямам и считали, что выполняется уравнение электрической нейтральности (3) [7].

На рис. 3 представлены АЧХ лазера с учётом (кривая 1) и без учёта (кривая 2) влияния носителей в волноводе для мощности излучения 5 мВт и для случая $x_b = 0,2, y_b = 0,28$. Видно, как и в случае [12], сильное влияние учёта носителей в волноводе на АЧХ лазера.



Рис.3. Амплитудно-частотная характеристика лазера с учетом (1) и без учета (2) носителей в волноводе. Мощность излучения – 5 мВт, состав твердого раствора волновода соответствует $x_b = 0,2$, $y_b = 0,28$; не учитывались паразитные параметры лазера

В работе [9] экспериментально показано, что в зависимости от ширины запрещенной зоны волновода (высоты барьеров квантовой ямы) частота релаксационных колебаний имеет максимум. Система скоростных уравнений (1), (4) позволяет получить указанный результат.

Зависимости ширины запрещенной зоны активной области и волновода от состава твердого раствора для системы Al_xGa_vIn_{1-x-v}As/InP рассчитывались по формулам работы [10].

Результаты расчета представлены на рис.1. Видно, что частота релаксационных колебаний f_0 в зависимости от ширины запрещенной зоны волновода (высоты барьера квантовой ямы) имеет максимум.

Под выражением «высота барьера квантовой ямы» подразумевается высота барьера для электронов в зоне проводимости, определяемая как $\Delta E_c = 0,72 \ (E_{gb} - E_{ga})$, или высота барьера для дырок в валентной зоне, $\Delta E_v = 0,28 \ (E_{gb} - E_{ga})$.

Несмотря на то, что модель излучательных переходов без сохранения правила отбора по волновому вектору была предложена для полупроводниковых лазеров с легированной активной областью [21], моделирование ватт-амперных и спектральных характеристик полупроводниковых лазеров с нелегированной активной областью, проведенное в [11], показало, что лучшее их совпадение наблюдается при использовании модели без обращения масс и без выполнения правила отбора по волновому вектору. Поэтому для расчётов использовалась данная модель (см. Приложение 2).

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. В отличие от ранее используемой системы, учитывающей носители только в активной области [1], в данной работе система скоростных уравнений учитывает носители как в активной области, так и в волноводе, при этом динамика излучения лазера может быть описана как уравнением для электронов (4), так и аналогичным уравнением для дырок.

2. Учет носителей в волноводе приводит к ограничению быстродействия лазера. Это хорошо видно из АЧХ, представленных на рис.3. Аналогичный результат был получен в работе [12] для системы GaAs/AlGaAs с учетом времен захвата и выброса носителей из квантовой ямы. В данной работе эти величины являлись внутренними параметрами системы и в расчетах не использовались.

3. Расчет с использованием системы скоростных уравнений (1), (4) позволил получить зависимость частоты релаксационных колебаний от ширины запрещенной зоны волновода (величины барьера квантовой ямы) и показать, что эта зависимость имеет максимум. Получить подобный результат, исходя из системы скоростных уравнений, учитывающей времена захвата и выброса носителей [6], представляет трудности, так как различные модели [4,14–17] приводят к различным результатам.

Время захвата носителей в квантовую яму для системы GaAs/AlGaAs в работе [12] определялось из результатов сравнения теоретических и экспериментальных АЧХ лазера.

4. Уравнения (14), (16) позволили ввести отношение τ_{sn}/τ_{en} . Показано, что отношение времен захвата и выброса электронов τ_{sn}/τ_{en} не равно отношению τ_{sp}/τ_{ep} для дырок.

5. Пороговый ток накачки лазера (см. рис.3) увеличивается при увеличении E_{gb} (за счёт уменьшения коэффициента оптического ограничения Γ_a), что подтверждается экспериментальными результатами, полученными в работе [18, рис.4].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная система скоростных уравнений для электронов (1), (4) и аналогичная для дырок позволили рассчитать отношения $\tau_{sn}^{\prime}/\tau_{en}$, $\tau_{sp}^{\prime}/\tau_{ep}^{\prime}$ и показать, что зависимость частоты релаксационных колебаний от ширины запрещенной зоны волновода (высоты барьера квантовой ямы) имеет максимум.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

В соответствии с работой [6] скоростные уравнения, описывающие динамику излучения полупроводникового лазера, могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{dS}{dt} = (\Gamma_a g - \alpha) v_{gr} S, \qquad (1\Pi.1)$$

$$\frac{dn_b}{dt} = \frac{I}{qV_b} - R_b - \frac{n_b}{\tau_{sn}} + \frac{n_a}{\tau_{en}} \cdot \frac{V_a}{V_b},$$
(1II.2)

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{n_b}{\tau_{sn}} \cdot \frac{V_b}{V_a} - R_a - \frac{n_a}{\tau_{en}} - \Gamma_a v_{gr} gS, \qquad (1\Pi.3)$$

$$\frac{dp_b}{dt} = \frac{I}{qV_b} - R_b - \frac{p_b}{\tau_{sp}} + \frac{p_a}{\tau_{ep}} \cdot \frac{V_a}{V_b},$$
(1II.4)

$$\frac{dp_a}{dt} = \frac{p_b}{\tau_{sp}} \cdot \frac{V_b}{V_a} - R_a - \frac{p_a}{\tau_{ep}} - \Gamma_a v_{gr} gS, \qquad (1\Pi.5)$$

37

где τ_{sn} , τ_{en} , τ_{sp} , τ_{ep} – постоянные времени захвата и выброса электронов и дырок в квантовую яму и из квантовой ямы соответственно.

Умножая уравнения (1П.2), (1П.4) на V_b / V_a и складывая (1П.2) – (1П.5), получаем уравнение (2), а вычитая (1П.5) из (1П.3), получаем уравнение (3) данной работы. Таким образом, система скоростных уравнений (1П.2) – (1П.5) предполагает выполнение уравнения электрической нейтральности (3). Умножая (1П.2) на V_b / V_a и складывая (1П.2) и (1П.3), получаем уравнение (4) данной работы.

Таким образом, постоянные времени захвата и выброса носителей являются внутренними параметрами системы и не рассматриваются при расчете динамики излучения лазера.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Плотности электронов и дырок в активной области лазера могут быть записаны в виде [11]

$$n_{a} = \rho_{c} kT \sum_{n} \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{F_{c} - E_{ca} - E_{cn}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_{c} - E_{cb}}{kT}\right)} \right), \qquad p_{a} = kT \sum_{n,i} \rho_{vit} \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{va} - E_{vin} - F_{v}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{vb} - F_{v}}{kT}\right)} \right), \qquad (2\Pi.1)$$

где $\rho_c = \frac{m_c}{\pi \hbar^2 L_a}$ и $\rho_{vit} = \frac{m_{vit}}{\pi \hbar^2 L_a}$ – эффективные плотности состояний (*i* = *h*, *l* – тяжелые и легкие дыр-

ки); E_{cb} , E_{yb} – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в волноведущей области соответственно. Концентрации носителей в волноведущем слое определяются из соотношений

$$n_{b}(F_{c}) = \int_{E_{cb}}^{E_{c,em}} c_{bc}(E) f_{c}(E) dE, \qquad p_{b}(F_{v}) = \sum_{i} \int_{E_{v,em}}^{E_{vb}} c_{bvi}(E) [1 - f_{v}(E)] dE, \qquad (2\Pi.2)$$

где ρ_{bc} и ρ_{bvi} – эффективные плотности состояний в волноведущем слое [13]; $E_{c.em}$, $E_{v.em}$ – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в эмиттерном слое.

В соответствии с работой [11] будем использовать модель переходов без обращения масс и без выполнения правила отбора по волновому вектору. В этой модели коэффициент усиления и скорость спонтанной рекомбинации определяются как [19, 20]

$$g(h\nu) = \frac{A_1}{\nu_{gr}\varphi(h\nu) \cdot (\pi\hbar^2 L_a)^2} \sum_{n,i} \int_{E_{cn}}^{E_{oni}+h\nu} m_c m_{\nu i} \Big[f_c(E) - f_{\nu}(E-h\nu) \Big] dE =$$

$$= G_0 \cdot \sum_i \sum_{n,k} \left[m_{hi} \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{F_c - h\nu - E_{\nu n i}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_c - E_{cn i}}{kT}\right)} \cdot \frac{1 + \exp\left(\frac{F_\nu + h\nu - E_{ck i}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_\nu - E_{\nu k i}}{kT}\right)} \right], \qquad (2\Pi.3)$$

где $G_0 = -\frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \varepsilon_0 n_{ref} c hv} \frac{m_c kT}{\left(\pi \hbar^2 L_a\right)^2} \cdot 4\pi a_0^2 L_a |M|^2;$ $A_1 = 4\pi a_0^2 L_a A_{cv}, A_{cv} -$ коэффициент Эйнштейна;

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА, СЕР. 1, СВЧ-ТЕХНИКА, ВЫП. 3(496), 2008

 $E_{cni} = E_{c0} + E_{cn}; E_{vni} = E_{v0} - E_{vin}; i = h, l;$ индексы в суммировании *n*, *k* – номера подзон в квантовой яме; $a_0 - 9 \phi \phi$ ективный боровский радиус примеси; n_{ref} – показатель преломления.

Скорость спонтанных переходов можно выразить через коэффициент усиления с помощью выражения

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{8\pi \left(n_{ref} \cdot h\nu\right)^2}{h^3 c^2 \left(\exp\left(\frac{h\nu - (F_c - F_\nu)}{kT}\right) - 1\right)} \left(-g(h\nu)\right).$$
(2II.4)

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации определяется как

$$R_{sp} = \int r_{sp}(h\nu) \, d\,h\nu, \tag{2\Pi.5}$$

где $r_{sp}(hv)$ находится из формулы (2П.4); нижний предел интегрирования в (2П.5) берется равным $E_{ca} + E_{cl} + E_{vlh}$, верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров в квантовой яме.

Коэффициент излучательной рекомбинации рассчитывается из соотношения

$$B = \frac{R_{sp}}{n_a p_a}.$$
 (2II.6)

Задавая величину квазиуровня Ферми F_c , по (2П.1) и (2П.2) рассчитывали величины n_a и n_b , из уравнения электронейтральности (3) определяли величину квазиуровня Ферми F_v для валентной зоны и рассчитывали величины p_a и p_b . По (2П.3) для данных уровней F_c и F_v рассчитывали максимум коэффициента усиления. Строили зависимость g_{max} в функции от n_a , и для точки $g_{max} = \alpha/\Gamma_a$ проводили линеаризацию коэффициента усиления и определяли величины dg / dn_a и n_0 , где n_0 – точка пересечения прямой с осью абсцисс. Аналогично получаются зависимости dg/dp_a и p_0 . Зависимости dg / dn_a ,

 dg / dp_a и $\left(\frac{dg}{dn}\right)_n = \left(\frac{dg}{dp}\right)_p$ от величины запрещенной зоны волновода представлены на рисунке. Видно, что dg / dn_a не равно dg / dp_a .



ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Для установления связи между носителями в квантовой яме и волноводе воспользуемся результатами работы [8], в которой величина $\frac{F_c - E_{cb}}{kT}$ определена как

$$\frac{F_c - E_{cb}}{kT} = \ln\left(\frac{n_b}{N_c}\right) + \sum_i A_i \cdot \left(\frac{n_b}{N_c}\right)^i, \qquad (3\Pi.1)$$

где E_{cb} – энергия дна зоны проводимости волновода.

Выражение для плотности электронов (2П.1) может быть записано в виде

$$n_{a} = \rho_{c}kT\sum_{n}\ln\frac{1 + \exp\left(\frac{F_{c} - E_{cb}}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{c} - E_{cn}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_{c} - E_{cb}}{kT}\right)} = \rho_{c}kT\sum_{n}\ln\frac{1 + \exp\left(\frac{\Delta E_{c} - E_{cn}}{kT}\right)\frac{n_{b}}{N_{c}}\exp\left[\sum_{i}A_{i}\cdot\left(\frac{n_{b}}{N_{c}}\right)^{i}\right]}{1 + \exp\left(\frac{F_{c} - E_{cb}}{kT}\right)}.$$
(3II.2)

Вводя обозначения (8), получаем формулу (7) данной работы.

Аналогичное выражение может быть получено и для связи плотности дырок в квантовой яме p_a с плотностью дырок в волноводе p_b

Как показали расчеты, достаточно использовать в (3П.2) только два первых члена с коэффициентами A_1 и A_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / Под ред. Л.А. Ривлина. – М.: Радио и связь, 1990.

2. Ishikawa M., Nagarajan R., Fukushima T. et al. // IEEE J. Quantum Electron. – 1992. – Vol. 28, No 10. – P. 2230-2241.

3. *Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T.* et al. // IEEE J. Quantum Electron. – 1992. – Vol. 28, No 10. – P. 1990-2008.

4. Tsai C.Yi., Shih F.P., Sung T.L. et al. // IEEE J. Quantum Electron. - 1997. - Vol. 33, No 11. - P. 2084-2096.

5. McDonald D., O'Dowd R. // IEEE J. Quantum Electron. – 1995. – Vol. 31, No 11. – P. 1927-1934.

6. Suzuki N., Ishikawa M. // IEEE Photon Techn. Lett. - 1993. - Vol. 5, No 7. - P. 767-770.

7. Wilcox J.Z., Ou S., Yang J.J. et al. // Appl. Phys. Lett. - 1989. - Vol. 55, No 9. - P. 825-827.

8. Joyce W.B., Dixon R.W. // Appl. Phys. Lett. - 1977. - Vol. 31, No 5. - P. 354-356.

9. Kito M., Otsuka N., Ishino M., Matsui Y. // IEEE J. Quantum Electron. - 1996. - Vol. 32, No 1. - P. 38-42.

10. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 6. – С. 545-548.

11. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36, № 10. – С. 918-924.

12. Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В. // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 4. – С. 303-307.

13. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. – М.: Мир, 1981. – С. 132.

14. Tsai C.Yi., Tsai C.Yao, Lo Y.H., Spencer R.M., Eastman L.F. // IEEE J. Select. Topic in Quantum Electron. – 1995. – Vol. 1. – P. 316.

Blom P.W.M., Smit C., Haverkort J.E.M., Wolter J.H. // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47, No 4. – P. 2072-2081.
 Setirelis P., Hess K. // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol. 49, No 11. – P. 7543-7547.

17. Preisel M., Mork J. // Phys. Rev. B. - 1994. - Vol. 49, No 20. - P. 14478-14485.

18. *Hazell J.F., Simmous J.G., Evans J.D., Blaauw C. //* IEEE J. Quantum Electron. – 1998. – Vol. 34, No 12. – P. 2358-2363.

19. Кононенко В.К., Манак И.С., Шевцов В.А. // ФТП. – 1997. – Т. 31, № 9. – С. 1087-1091.

20. Saint-Cricq B., Lores-Dupuy F., Vassilieff G. // IEEE J. Quantum Electron. – 1986. – Vol. 22, No 5. – P. 625-630. 21. Lasher G., Stern F. // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 133. – P. A553.

Статья поступила 28 марта 2008 г.

🔲 НОВЫЕ КНИГИ 🚞

АВАНЕСЯН Г. Р. Цифровые интегральные микросхемы. Справочное пособие. – М.: Радиотехника, 2008. – 272 с., ил.

Содержится подробная информация о наиболее распространенных цифровых микросхемах репрезентативных серий. Справочный материал представлен в виде двух блоков, в первом из которых рассмотрены основные принципы действия цифровых микросхем, во втором – конкретные функциональные типы, включенные в современные серии 74ABT, 74AC/ACT, 74AHC/AHCT, 74ALVC, 74LVC, 74LV, 74LVT, 74LVQ и др. Все микросхемы снабжены комментариями по их применению, иллюстрированы таблицами режимов, истинности и временными диаграммами. Даны сведения об имеющихся отечественных аналогах.

Для специалистов, занятых разработкой цифровой аппаратуры, и подготовленных радиолюбителей. Полезно студентам вузов радиоэлектронных специальностей.

ФОСТЕР Л. Нанотехнологии. Наука, инновации и возможности. – М.: Техносфера, 2008. – 352 с.

В предлагаемой книге авторы – известные ученые и бизнесмены, занимающиеся теоретическими и практическими проблемами нанотехнологий, - описывают состояние дел и перспективы их развития на ближайшее десятилетие, а также возможное воздействие нанотехнологий на глобальные процессы.

Книга предназначена для широкого круга читателей: научных работников, специалистов, а также студентов профильных учебных заведений. УДК 621.373.8

ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ С НЕЛЕГИРОВАННОЙ И ЛЕГИРОВАННОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

В. Д. Курносов, К. В. Курносов, А. В. Иванов, А. В. Лобинцов, А. А. Мармалюк, В. И. Романцевич, И. Ю. Рыжов, Ю. Л. Рябоштан, Р. В. Чернов

ФГУП «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», г. Москва

С. А. Плешанов

ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино

Получена система скоростных уравнений для полупроводникового лазера с легированной активной областью. Проведены исследования амплитудно-частотных характеристик лазеров с нелегированными и легированными активными областями. Показано, что полученная система скоростных уравнений даёт удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических амплитудно-частотных характеристик.

A system of rate equations for semiconductor laser with an alloyed active region is received. The modulation characteristics of lasers with alloyed and not alloyed active regions are investigated. It is shown, that the received rate equations give satisfactory concurrence of experimental and theoretical modulation characteristics.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрению сильно легированных полупроводниковых лазеров посвящено большое количество работ [1-3]. Сильное легирование активной области лазера приводит к возникновению «хвостов» плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне. Использование гетероструктур позволило отказаться от сильного легирования активной области и волновода лазера, что привело к уменьшению пороговых токов и увеличению выходной мощности. Однако одним из основных способов увеличения быстродействия лазера является легирование активной области [4-6]. Воспользоваться результатами работ [1-3] мы не могли, так как уровень легирования акцептором активной области лазера составлял приблизительно 1·10¹⁸ см⁻³. Теоретические оценки концентрации, при которой начинается перекрытие примесной акцепторной зоны валентной зоной, составляют около 2·10¹⁹ см⁻³ [7], что на порядок больше рассматриваемой в данной работе концентрации. Поэтому в своей работе мы использовали модель гауссовых зон, разработанную в [8].

Для полупроводникового лазера с легированной активной областью получена простая система скоростных уравнений без учета захвата и выброса носителей из квантовой ямы. Данная статья является продолжением работы [9]. Экспериментальные результаты показали, что наклон ватт-амперной характеристики остался неизменным как для легированной, так и для нелегированной активной области лазера. Этот факт и был использован в модели, которая была построена в данной работе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для экспериментальных исследований были выращены две квантово-размерные гетероструктуры в системе Al_x Ga_y In_{1-x-y} As/InP, излучающие на длине волны 1,3 мкм. Одна структура была нелегирована, а вторая легирована цинком до уровня $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Число квантовых ям N_{qw} равнялось 6, толщина квантовых ям составляла 50 Å, составы активной области ($x_a = 0,11$; $y_a = 0,37$) и волновода ($x_b = 0,35$; $y_b = 0,13$) были одинаковы в обеих гетероструктурах и отличались только уровнем легирования активной области. Волноводы в обоих случаях были нелегированными.

Из данных гетероструктур были изготовлены мезаполосковые лазеры с шириной полоска 2,5 мкм и длиной резонатора 200 мкм. Лазеры напаивались на медный теплоотвод активной областью вверх. Мощность излучения лазера измерялась на выходе одномодового волокна, коэффициент ввода излучения в волокно составлял около 50 %. Для исключения отражения излучения от оптического соединителя использовался соединитель с закошенным торцом типа FC/APC.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики лазеров. Как видно из рисунка, легирование активной области привело к увеличению порога генерации лазера, в то время как наклон ватт-амперной характеристики остался без изменения.



Рис.1. Ватт-амперные характеристики для нелегированной (кривая *1*) и легированной (кривая *2*) активной области лазера. Пунктиром показаны расчётные характеристики

На рис. 2 представлены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) лазеров. Видно, что лазер с легированной активной областью имеет большее быстродействие (при одной и той же мощности излучения), чем лазер с нелегированной активной областью.



Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики для нелегированной (кривая 1) и легированной (кривая 2) активной области лазера. Пунктиром показаны расчётные характеристики с учётом паразитных параметров лазера. Горизонтальная линия указывает уровень минус 3 дБ относительно точки характеристики, соответствующей нулевой частоте

Легирование активной области цинком до уровня $N_A \approx 1.10^{18}$ см⁻³ привело к уменьшению динамического сопротивления лазера до 5 Ом, в то время как для нелегированной активной области эта величина составляла 6 Ом.

3. МОДЕЛЬ

Модель, используемая для расчета АЧХ, будет опираться на результаты экспериментальных исследований. Поскольку наклон ватт-амперной характеристики остался без изменения в скоростном уравнении, для плотности фотонов в резонаторе потери α будем считать одинаковыми как для нелегированной, так и для легированной активной области. То есть в нашем рассмотрении будем пренебрегать потерями за счёт рассеяния фотонов на акцепторной примеси.

Будем считать, что примесная зона не сливается с валентной зоной и плотность состояний описывается гауссовой кривой при уровне легирования $N_4 \approx 1.10^{18}$ см⁻³.

Схема излучательных и безызлучательных переходов в выбранной модели представлена на рис. 3.

Согласно вышесказанному и с учётом Приложения к статье, система скоростных уравнений для легированной активной области лазера в одномодовом приближении и без учета вклада спонтанного излучения в генерирующую моду может быть записана в виде

$$\frac{dS}{dt} = v_{gr} \left[\Gamma_a g_{\Sigma} - \delta \right] S, \tag{1}$$

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{n_a + p_a + p_A}{2} + \frac{V_b}{V_a}\left(\frac{n_b + p_b}{2}\right)\right] = \frac{I}{qV_a} - R_a - \frac{V_b}{V_a}R_b - R_A - v_{gr}\Gamma_a g_{\Sigma}S,$$
(2)



Рис.3. Схема излучательных (волнистая линия) и безызлучательных (прямая линия) переходов для легированной акцепторной примеси активной области лазера

где S – плотность фотонов в резонаторе; Γ_a – коэффициент оптического ограничения; $g_{\Sigma} = g_a + g_A$; g_a – коэффициент усиления, связанный с переходами зона проводимости – валентная зона; g_A – коэффициент усиления, связанный с переходами зона проводимости – акцепторный уровень; α – потери; I – ток накачки лазера; q – заряд электрона; V_a – объём активной области лазера; V_b – объём волноведущего слоя; $n_a, p_a, n_b, p_b, p_A, R_a, R_b, R_A$ – плотности электронов и дырок и скорости рекомбинации в активной области, в волноведущем слое и на акцепторном уровне; v_{er} – групповая скорость света.

Сравнивая данные скоростные уравнения с системой уравнений работы [9], видим, что быстродействие лазера будет зависеть не только от переходов зона проводимости – валентная зона, но и от переходов электронов из зоны проводимости на уровни в примесной зоне. В дальнейшем для нелегированной активной области будем использовать результаты, полученные в [9].

Уравнение электрической нейтральности записывается в виде [10]

$$V_{a}(n_{a}+n_{A}-p_{a})+V_{b}(n_{b}-p_{b})=0,$$
(3)

где n_A – плотность электронов в примесной зоне.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА, СЕР. 1, СВЧ-ТЕХНИКА, ВЫП. 3(496), 2008

Учитывая, что $n_A + p_A = N_A$ и $dn_A/dt = -dp_A/dt$, уравнение (3) может быть представлено в виде $\frac{d}{dt} \left[\frac{n_a - p_a - p_A}{2} + \frac{V_b}{V_a} \left(\frac{n_b - p_b}{2} \right) \right] = 0$, и тогда уравнение (2) можно записать как

$$\frac{d}{dt}\left[n_a + \frac{V_b}{V_a}n_b\right] = \frac{I}{qV_a} - R_a - \frac{V_b}{V_a}R_b - R_A - v_{gr}\Gamma_a g_{\Sigma}S.$$
(4)

Аналогичное уравнение может быть записано и для дырок, при этом n_a необходимо заменить на $p_a + p_A$, а n_b на p_b .

Сравнивая уравнения (4) работы [9] и данной работы, видим, что легирование активной области привело к дополнительному каналу безызлучательной рекомбинации R_A и коэффициент усиления заменен на суммарный коэффициент усиления, учитывающий переходы электронов как в валентную, так и в примесную зону.

В дальнейших расчётах будем использовать скоростные уравнения (1) и (4). Коэффициент усиления представим в виде

$$g_{\Sigma} = \frac{g_{\Sigma}(n_a)}{1 + eS},\tag{5}$$

где $g_{\Sigma}(n_a) = \frac{dg_{\Sigma}}{dn_a}(n_a - n_{0A}).$

Таким образом, в отличие от работы [9], осуществляется линеаризация суммарного коэффициента усиления.

Скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей при переходах зона проводимости – валентная зона определяется формулой (5) работы [9], а для переходов зона проводимости – примесная зона определяется как

$$R_{A} = B_{A}n_{a}p_{A} + C_{nA}n_{a}^{2}p_{A} + C_{pA}n_{a}p_{A}^{2},$$
(6)

где B_A , C_{pA} , C_{pA} – коэффициенты безызлучательной и излучательной оже-рекомбинации для переходов носителей зона проводимости – примесная зона; p_A – плотность дырок в примесной зоне.

Для электронов и дырок в примесной зоне с учётом Приложения имеем

$$p_{A} = c_{A}(0)kT \ln\left(\frac{1+a_{\nu l}b_{\nu}}{1+a_{\nu 2}b_{\nu}}\right), \qquad n_{A} = c_{A}(0)kT\left[\frac{E_{1}-E_{2}}{kT} + \ln\left(\frac{1+a_{\nu 2}b_{\nu}}{1+a_{\nu l}b_{\nu}}\right)\right],$$
(7)

где $a_{v1} = \exp\left(\frac{E_{bv} + E_1}{kT}\right); \quad a_{v2} = \exp\left(\frac{E_{bv} + E_2}{kT}\right); \quad b_v = \frac{p_b}{N_v} \exp\left[A_1\left(\frac{p_b}{N_v}\right) + A_2\left(\frac{p_b}{N_v}\right)^2\right].$

Для расчёта быстродействия лазера проведем стандартную процедуру линеаризации скоростных уравнений (1), (4) и уравнения электрической нейтральности (3), полагая, что $x_i = x_{i0} + \delta x_i e^{j\omega t}$, где $x_i = n_a, p_a, n_b, p_b, n_A, p_A, S$.

Связь между малыми приращениями плотности электронов (дырок) в активной области и в волноведущем слое описывается уравнением (11) работы [9].

Связь между малыми приращениями плотности электронов и дырок в примесной зоне и в волноводе может быть представлена в виде

$$\delta n_{A} = -\xi_{A} \delta p_{b}, \qquad \delta p_{A} = \xi_{A} \delta p_{b}, \qquad (8)$$

$$\Gamma_{T} e \quad o_{A} = \frac{c_{A}(0)kT}{N_{v}} a_{v}k_{v}; \qquad k_{v} = \left[1 + A_{1}\left(\frac{p_{b0}}{N_{v}}\right) + 2A_{2}\left(\frac{p_{b0}}{N_{v}}\right)^{2}\right] \exp\left[A_{1}\left(\frac{p_{b0}}{N_{v}}\right) + A_{2}\left(\frac{p_{b0}}{N_{v}}\right)^{2}\right];$$

$$c_{A}(0) = \frac{N_{A}}{\sqrt{p} \cdot \Gamma}; \quad a_{v} = \frac{a_{v1} - a_{v2}}{(1 + a_{v1}b_{v0})(1 + a_{v2}b_{v0})}; \quad a_{v1} = \exp\left(\frac{E_{v1} + E_{1}}{kT}\right); \quad a_{v2} = \exp\left(\frac{E_{v1} + E_{2}}{kT}\right).$$

Уравнение электрической нейтральности (3) даёт связь между малыми приращениями дырок и электронов в волноводе:

$$\delta p_b = a_A \,\delta n_b, \qquad a_A = \frac{1 + \frac{V_a}{V_b} o_c}{1 + \frac{V_a}{V_b} (o_v + o_A)}. \tag{9}$$

Видно, что выражение (9) отличается от аналогичного выражения (12) работы [9] появлением дополнительного члена в знаменателе выражения для a_A .

Малые приращения для скорости рекомбинации, связанные с переходами электронов из зоны проводимости в валентную зону активной области, аналогичны уравнению (13) работы [9], а малые приращения для скорости рекомбинации, связанные с переходами электронов из зоны проводимости в примесную зону, выражаются как

$$\Box R_{A} = \frac{\Delta n_{a}}{\Phi_{A}} + \frac{\Delta p_{A}}{\Phi_{pA}},\tag{10}$$

где
$$\frac{1}{\Phi_{nA}} = B_A p_{A0} + C_{nA} 2n_{a0} p_{A0} + C_{pA} p_{A0}^2; \quad \frac{1}{\Phi_{pA}} = B_A n_{a0} + C_{nA} n_{a0}^2 + C_{pA} 2n_{a0} p_{A0}.$$

Учитывая вышесказанное, для частоты релаксационных колебаний плотности фотонов имеем

$$\mathbf{u}_{0A}^{2} = \frac{v_{gr}\Gamma_{a}S_{0}}{\left(1 + \mathbf{e}S_{0}\right)\Phi_{ph}} \left(\frac{dg_{\Sigma}}{dn}\right)_{A},\tag{11}$$

где $\left(\frac{dg_{\Sigma}}{dn}\right)_{A} = \frac{dg_{\Sigma}}{dn_{a}}\frac{1}{M_{n}}; M_{n} = 1 + \frac{V_{b}}{V_{a}}\frac{1}{o_{c}}; \xi_{c}$ определяется при помощью уравнения (11) из рабо-

ты [9]. Для декремента затухания получим

с

$$\mathbf{M}_{A} = \frac{1}{\mathbf{\phi}_{A}} + \frac{\mathbf{v}_{gr} \Gamma_{a} S_{0}}{\left(1 + \mathbf{e} S_{0}\right)} \left(\frac{dg_{\Sigma}}{dn}\right)_{A} + \frac{\mathbf{e} S_{0}}{\left(1 + \mathbf{e} S_{0}\right) \mathbf{\phi}_{ph}},\tag{12}$$

где $\frac{1}{\Phi_A} = \frac{1}{\Theta_c M_n} \left[\frac{\Theta_c}{\Phi_{na}} + \frac{a_A \Theta_v}{\Phi_{pa}} + \frac{V_b}{V_a} \left(\frac{1}{\Phi_{nb}} + \frac{a_A}{\Phi_{pb}} \right) + \frac{\Theta_c}{\Phi_{nA}} + \frac{a_A \Theta_A}{\Phi_{pA}} \right].$

Таким образом, выражения для частоты релаксационных колебаний (11) и декремента затухания (12) остались подобными выражениям (14) и (15) работы [9]. Однако параметры, входящие в эти уравнения, изменились за счёт учета примесной зоны. Таким образом, легирование активной области акцепторной примесью не изменило отношение постоянных времени захвата и выброса электронов из квантовой ямы в волновод, которое определяется формулой (16) работы [9].

Амплитудно-частотная характеристика лазера может быть записана с учётом паразитных параметров лазера в виде [11]

$$M_{A} = 10 \log \frac{\mathrm{III}_{0A}^{*}}{\left[1 + \left(\mathrm{IIIR}_{d}C\right)^{2}\right] \left[\left(\mathrm{III}_{0A}^{2} - \mathrm{III}^{2}\right)^{2} + \left(\mathrm{III}^{2} \cdot \mathrm{M}_{A}^{2}\right)\right]}.$$
(13)

При проведении расчетов ватт-амперных и амплитудно-частотных характеристик использовались следующие величины: $\Gamma_a = 0,0504$; $\alpha_0 = 50 \text{ см}^{-1}$; $L = 200 \cdot 10^{-4} \text{ см}$; $w = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$; $L_a = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}$; $N_{qw} = 6$; $R_1 = 0,15$; $R_2 = 0,8$; $V_b/V_a = 8,2$; $A = 1 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$; $C_n = C_p = 2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{c}^{-1}$; $C = 9,5 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$. Для легированной активной области: $N_A = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $n_{0A} = 2,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $E_A = 0,03$ эВ; $dg_{\Sigma}/dn_a = 1,21 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $R_d = 5 \text{ Ом}$. Для нелегированной активной области: $N_A = 0$; $dg/dn_a = 1,18 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $n_0 = 2,86 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $R_d = 6 \text{ Ом}$.

На рис. 1 пунктиром нанесены расчётные ватт-амперные характеристики для легированной и нелегированной активной области лазера с учётом 50% ввода излучения в одномодовое волокно. Коэффициент оже-рекомбинации выбирался одинаковый как для электронов, так и для дырок.

Для расчёта ватт-амперной характеристики лазера с легированной активной областью использовалась следующая зависимость коэффициентов оже-рекомбинации для примесной зоны:

$$C_{nA} = C_{pA} = C_0 \exp\left[a\left(\frac{E_A + E_{\nu 1}}{kT}\right)\right],\tag{14}$$

где $C_0 = C_n = C_p$ – коэффициенты оже-рекомбинации для нелегированной активной области лазера. Согласно [12], скорость оже-рекомбинации зависит от ширины запрещенной зоны. Поэтому в экспоненте (14) стоит разность ширин запрещенных зон: зона проводимости – валентная зона и зона проводимости – примесная зона; $a \cong 1,0$.

С использованием формулы (13) проводился расчёт АЧХ лазера с легированной и нелегированной активной областью, представленной пунктиром на рис.2. Видно удовлетворительное совпадение расчётных и экспериментальных характеристик как для лазера с нелегированной активной областью, так и для лазера с легированной активной областью. Горизонтальная линия на рис. 2 отмечает уровень минус 3 дБ относительно точки характеристики, соответствующей нулевой частоте. Видно, что исследуемые приборы имеют большие паразитные параметры, которые приводят к спаду АЧХ на её начальном участке ниже 3 дБ.

Уменьшение паразитных параметров (емкости и дифференциального сопротивления) лазера позволит увеличить его быстродействие и устранить спад АЧХ на начальном участке его характеристики (см. рис.2).

Легирование активной области лазера увеличило его быстродействие, так как кривая проходит правее (см. рис.2), чем АЧХ для нелегированной активной области для частот 15 ГГц.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Предложенная система скоростных уравнений позволила рассчитать АЧХ лазеров как с легированной, так и с нелегированной активной областью без учёта процессов захвата и выброса носителей. В работе [11] время захвата носителей в квантовую яму было подгоночным параметром, который обеспечивал совпадение экспериментальных и теоретических АЧХ лазера.

2. Легирование активной области акцепторной примесью не повлияло на отношение постоянных времени захвата и выброса электронов из квантовой ямы в волновод. Аналогично [9] можно ввести отношение постоянных времени захвата и выброса дырок из квантовой ямы и из примесной зоны в волновод. Однако эти выражения получаются громоздкими и не приводятся в данной работе.

3. Расчёт АЧХ без учёта коэффициента усиления при переходах зона проводимости – примесная зона не позволяет получить совпадение теории и эксперимента.

4. Расчет показал, что гауссова примесная зона может быть заменена на δ -образный примесный уровень. При этом АЧХ лазера остается практически без изменений, так как условие $n_A + p_A = N_A$ выполняется как для примесной зоны, так и для δ -образного уровня.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная система скоростных уравнений позволила рассчитать АЧХ как для нелегированной, так и для легированной активной области лазера без учёта процессов захвата и выброса носителей и показать удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических характеристик.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Схема излучательных и безызлучательных переходов с учётом захвата носителей в квантовую яму и выброса носителей из квантовой ямы для легированной акцепторной примесью активной области лазера приведена на рис.3.

В этом случае скоростные уравнения, описывающие динамику излучения лазера, могут быть записаны в одномодовом приближении и без учёта вклада спонтанного излучения в генерирующую моду следующим образом:

$$\frac{dS}{dt} = v_{gr} \left\{ \Gamma_a \left[g_a \left(\hbar \mathbf{m}_g \right) + g_A \left(\hbar \mathbf{m}_g \right) \right] - 6 \right\} S, \tag{\Pi.1}$$

$$\frac{dn_b}{dt} = \frac{I}{qV_b} - R_b - \frac{n_b}{\Phi_a} + \frac{n_a}{\Phi_a} \cdot \frac{V_a}{V_b},\tag{\Pi.2}$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{n_b}{\Phi_a} \cdot \frac{V_b}{V_a} - R_a - R_A - \frac{n_a}{\Phi_{en}} - \Gamma_a v_{gr} g_a \left(\hbar \mathbf{u}_g\right) S - \Gamma_a v_{gr} g_A \left(\hbar \mathbf{u}_g\right) S, \tag{II.3}$$

$$\frac{dp_b}{dt} = \frac{I}{qV_b} - R_b - \frac{p_b}{\Phi_{sp}} + \frac{p_a}{\Phi_{ep}} \cdot \frac{V_a}{V_b},\tag{\Pi.4}$$

$$\frac{dp_a}{dt} = \frac{p_b}{\Phi_{gp}} \cdot \frac{V_b}{V_a} - R_a - \frac{p_a}{\Phi_{eA}} - \Gamma_a v_{gr} g_a \left(\hbar \mathbf{m}_g\right) S + \frac{p_A}{\Phi_{eA}} - \frac{p_a}{\Phi_{ep}},\tag{II.5}$$

$$\frac{dp_A}{dt} = \frac{p_a}{\Phi_{eA}} - R_A - \frac{p_A}{\Phi_{A}} - \Gamma_a v_{gr} g_A \left(\hbar \mathbf{m}_g\right) S, \tag{\Pi.6}$$

где τ_{sn} , τ_{sp} , τ_{sA} – постоянные времени захвата электронов и дырок в квантовую яму и на акцепторный уровень; τ_{en} , τ_{ep} , τ_{eA} – постоянные времени выброса электронов и дырок из квантовой ямы и с акцепторного уровня.

Коэффициенты усиления $g_a(\hbar m_g)$ и $g_A(\hbar m_g)$ представляют собой численные значения коэффициентов усиления при энергии фотонов, соответствующей частоте генерации. Частота генерации определяется из условия равенства производной по энергии фотонов от суммарного коэффициента усиления:

$$\frac{d}{d\hbar\mathrm{m}} \Big[g_a \left(\hbar\mathrm{m}_{\mathrm{g}} \right) + g_A \left(\hbar\mathrm{m}_{\mathrm{g}} \right) \Big] = 0.$$

Умножая уравнения (П.2) и (П.4) на V_b/V_a и складывая уравнения (П.2) – (П.6), получим уравнение (2) данной работы.

Плотность состояний в примесной зоне может быть описана гауссовой кривой [8]:

$$\mathbf{c}_{A}(E) = \mathbf{c}_{A}(0) \exp\left[-\left(\frac{E - E_{A}}{\Gamma}\right)^{2}\right],\tag{II.7}$$

где $c_A(0) = \frac{N_A}{\sqrt{p} \cdot r}$; $r = 0,26e_A \left(\frac{N_D}{N_A}\right)^{\frac{1}{4}}$; $e_A = \frac{q^2}{e_0 e_d r_A}$; $r_A = \left(\frac{4p}{3}N_A\right)^{-\frac{1}{3}}$. Для расчётов уровень примесного донор-

ного фона N_D выбирался равным 1·10¹⁵ см⁻³.

Коэффициент усиления при переходах зона проводимости – примесная зона представляется в виде

$$g_{A}(\hbar \mathbf{m}) = G_{A}(\hbar \mathbf{m}) \int_{E_{cr}}^{E_{A}+3r+\hbar\mathbf{m}} \exp\left[-\left(\frac{E-E_{A}-\hbar\mathbf{m}}{r}\right)^{2}\right] \left(\frac{1}{1+\exp\frac{E-F_{c}}{kT}} - \frac{1}{1+\exp\frac{E-F_{v}-\hbar\mathbf{m}}{kT}}\right) dE, \tag{II.8}$$

где $G_A(\hbar \mathbf{m}) = \frac{\mathbf{p}q^2 \hbar V_a \mathbf{c}_A(\mathbf{0})}{m_0^2 \mathbf{e}_0 n_{ref} c \hbar \mathbf{m}} \left(\frac{m_e}{\mathbf{p} \hbar L_a}\right) 4\mathbf{p} a_0^2 L |M|^2.$

Плотности электронов и дырок в примесной зоне могут быть рассчитаны по формулам:

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА, СЕР. 1, СВЧ-ТЕХНИКА, ВЫП. 3(496), 2008

$$n_{A} = c_{A}\left(0\right) \int_{E_{A}-3r}^{E_{A}+3r} \exp\left[-\left(\frac{E-E_{A}}{r}\right)^{2}\right] \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E-F_{v}}{kT}\right)} dE \cong c_{A}\left(0\right) \ln\left[\frac{1+\exp\left(\frac{F_{v}-E_{2}}{kT}\right)}{1+\exp\left(\frac{F_{v}-E_{1}}{kT}\right)}\right],\tag{II.9}$$

$$p_{A} = \mathbf{c}_{A}\left(0\right) \int_{E_{A}-3\Gamma}^{E_{A}+3\Gamma} \exp\left[-\left(\frac{E-E_{A}}{\Gamma}\right)^{2}\right] \frac{1}{1+\exp\left(\frac{F_{v}-E}{kT}\right)} dE \cong \mathbf{c}_{A}\left(0\right) \ln\left[\frac{1+\exp\left(\frac{E_{1}-F_{v}}{kT}\right)}{1+\exp\left(\frac{E_{2}-F_{v}}{kT}\right)}\right],\tag{II.10}$$

где $E_1 = E_A + \frac{\sqrt{p} \cdot r}{2}$; $E_2 = E_A - \frac{\sqrt{p} \cdot r}{2}$. Необходимо отметить, что плотности носителей, рассчитанные с использованием интеграла и по приближенной формуле с логарифмом, отличаются друг от друга не более чем на 0,5%.

Скорость спонтанных переходов зона проводимости – примесная зона описывается выражением

$$r_{spA}(\hbar\mathbf{m}) = \frac{8pn_{ref}^{2}(\hbar\mathbf{m})^{2}}{h^{3}c^{2}\left\{\exp\left[\frac{\hbar\mathbf{m}-(F_{c}-F_{v})}{kT}\right]-1\right\}}\left(-g_{A}(\hbar\mathbf{m})\right).$$
(II.11)

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации выражается как

$$R_{spA} = \int r_{spA} (\hbar \mathbf{m}) d\hbar \mathbf{m} \tag{\Pi.12}$$

Коэффициент излучательной рекомбинации для переходов зона проводимости – валентная зона рассчитывается с использованием формул (2П.6) работы [9], а коэффициент излучательной рекомбинации для переходов зона проводимости – примесная зона рассчитывается по формуле

$$B_A = \frac{R_{spA}}{n_a p_A}.\tag{\Pi.13}$$

Процедура определения dg_{Σ}/dn_a и n_{0A} аналогична описанной в работе [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Kane E.O. // Phys. Rev. - 1963. - Vol. 131. - P. 79.

2. Бонч-Бруевич В.Л. Физика твердого тела. – М.: АН СССР, 1965. – С.127.

3. Алексанян А.Г., Полуэктов И.А., Попов Ю.М. О коэффициенте усиления и пороговых характеристиках полупроводниковых квантовых генераторов. – 1972. – М.: ФИАН, препринт №169.

4. Su C.B., Lanzisera V.A. // IEEE J. Quantum Electron. - 1986. - Vol. 22, No 9. - P. 1568-1578.

5. M. Sugano, H. Sudo, H. Soda et al. // Electron. Lett. - 1990. - Vol. 26, No 2. - P. 95-96.

6. P.A. Morton, R.A. Logan et al. // Electron. Lett. - 1992. - Vol. 28, No 23. - P. 2156-2157.

7. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. – М.: Мир, 1976.

8. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, 1979.

9. Простая система скоростных уравнений для полупроводниковых лазеров / В.Д. Курносов, К.В. Курносов,

А.В. Иванов, Р.В. Чернов и др. // Электронная техника. Сер.1, СВЧ-техника. – 2008. – Вып. 3(496). – С. 29.

10. J.Z. Wilcox, S. Ou, J.J. Yang et al. // Appl. Phys. Lett. - 1989. - Vol. 55, No 9. - P. 825.

11. А.В. Иванов, В.Д. Курносов, К.В. Курносов, А.В. Лобинцов, В.И. Романцевич, Р.В. Чернов // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 5. – С. 425-429.

12. Agrawal G.P., Dutta N.K. // Long-wavelength semiconductor lasers. - N.Y.: Van Nostrand, 1986.

Статья поступила 28 марта 2008 г.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПУБЛИКАЦИИ В НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОМ СБОРНИКЕ «СВЧ-ТЕХНИКА»

1. Статья должна иметь официальное направление от учреждения, в котором выполнена работа, и документ, подтверждающий возможность открытого публикования (акт экспертизы).

- 2. Статья должна содержать:
- соответствующий индекс универсальной десятичной классификации литературы (УДК);
- инициалы и фамилии авторов;
- название;
- реферат;
- ключевые слова;
- текст статьи;
- список литературы;

• краткие сведения об авторах, включающие фамилию, имя, отчество (полностью), город, место работы, домашний и электронный адрес, телефон.

Объем публикуемой статьи, как правило, до 12 стр., включая иллюстрации.

3. Статья должна быть подготовлена в текстовом редакторе MS Word для Windows и передана в виде файла (формат DOC или RTF), записанного на магнитном (FDD 3,5") или оптическом (CD) носителе, и двух экземпляров распечатки.

4. Статья должна быть сформатирована через 1 интервал с выравниванием по ширине. Абзацный отступ – 0,7 см. При наборе текста используются только стандартные True Type шрифты – Times New Roman и Symbol. Размер шрифта основного текста – 12 пунктов, примечаний и ссылок – 10 пунктов. Устанавливаемый размер бумаги – А4 (210 × 297 мм).

Сложные формулы набираются только в "Редакторе формул" Word. Непосредственно в Worde допускается использование только простых формул (символы с индексами, подстрочными и/или надстрочными). Не принимаются формулы, выполненные в виде рисунков. Расшифровка буквенных обозначений формул в тексте должна быть набрана в текстовом редакторе. Таблицы выполняются в формате Word.

5. Иллюстрации к статье представляются в виде отдельных файлов.

Рисунки выполняются в соответствии со следующими требованиями:

растровые рисунки – в формате TIFF, разрешение 300 точек/дюйм (для полутоновых фотографий допускается формат JPEG, для рисунков – формат GIF); векторная графика – в формате CorelDRAW, WMF;
 размер рисунка – не более 17 × 20 см;

буквенные и цифровые обозначения на рисунках должны соответствовать обозначениям в тексте, причем начертание греческих и русских букв – прямое, а латинских букв и цифр, обозначающих номера позиций, – курсивное;

• текстовая информация, не являющаяся неотъемлемой частью рисунка, и условные обозначения выносятся в текст статьи или в подпись к рисунку.

Фотографии принимаются в оригиналах (не более 18 × 24 см) или в электронном виде.

На весь иллюстративный материал должны быть ссылки в тексте.

6. Следует строго соблюдать единообразие терминов, размерностей, условных обозначений, сокращений. Единицы измерения должны соответствовать системе СИ.

7. Формулы следует нумеровать в круглых скобках, например (2), литературные ссылки – в прямых, например [2], подстрочные замечания отмечаются звездочками *.

8. Таблицы должны иметь тематические заголовки. Все слова в заголовках граф даются без сокращений и в единственном числе.

9. Библиография составляется в соответствии с ГОСТ 7.1 – 2003 и дается общим списком в конце статьи.

10. Итоговое решение об одобрении или отклонении представленных в редакцию материалов принимается редакционной коллегией, о чем авторы ставятся в известность.

11. Плата с аспирантов за публикацию рукописей не взимается.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

СЕРИЯ 1

«СВЧ-ТЕХНИКА»

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

Редактор Хоточкина Л.Н. Компьютерная верстка Земскова Л.А. Коррекция рисунков Лазарева Т.В.

Подписано к печати	Усл. п. л. 6,5	Формат 60×88 ^{1/8}
5.09.2008 г.	Уч. - изд. л. 7	Тираж 500
Заказ № 292	Индекс 36292	6 статей

ФГУП «НПП «Исток» 141190, г.Фрязино, Московская обл., ул.Вокзальная, 2а Тел.: (495)465-86-12. Факс: (495)465-86-12 E-mail: istok-info@flexuser.ru