

Б.21.396/06
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 147



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2006

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия: главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат. наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажариса*, академик НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.В. Кошиш*, д-р техн. наук, проф.; *А.А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И. Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмичев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Нежудов*, академик НАН Украины; *А.Г. Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сунаучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. Е. Г. Прошкин

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 26 от 24.11.2006.

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Ленина, 14, Харьков, 61166, тел. (0572) 7021-397.

Сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины, подписной индекс 08391

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. А. Васильев, А. А. Ковальчук, А. А. Сосунов</i> Сравнительная оценка показателя качества подсистем автосопровождения по радиальной скорости и дальности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой.....	5
<i>В. М. Грачев, А. В. Довбня</i> Метод и алгоритм мультирадарной траскторной обработки радиолокационной информации в системе независимых РЛС.....	9
<i>А. Ф. Величко, Д. А. Величко</i> Оценка запаздывания радиосигнала, отраженного плоскими поверхностями в зоне Френеля.....	17
<i>Г. А. Алексеев, М. В. Блоброва</i> Спектральный анализ динамической модели пешехода.....	25
<i>В. В. Жирнов, С. В. Солонская</i> Частотно-импульсное кодирование радиолокационных дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо».....	33
<i>Е. А. Коршунец, Р. В. Коваленко, А. П. Волобуев</i> Математическая модель управления боковым движением самолета при групповом наведении.....	37
<i>Н. Н. Горбеев, В. С. Попов</i> Направленные и поляризационные характеристики вибраторно-щелевых излучателей.....	43
<i>С. Д. Приймченко, Л. А. Бондаренко, П. А. Леженин</i> О спектре переходного излучения линейной импедансной антенны.....	48
<i>М. А. Копоть</i> Пути совершенствования магнетронов с запуском полевыми эмиттерами.....	53
<i>М. В. Воловенко, О. М. Нікітенко</i> Врахування складної конфігурації електродів при моделюванні приладів М-типу.....	57
<i>В. И. Безбородов, В. К. Киселев, Е. М. Кулешов, М. С. Яновский</i> Сдвоенный квазиоптический поляризационный фазовращатель терагерцевого диапазона с фазовыми секциями из кристаллического кварца.....	61
<i>А. В. Безуглый</i> Дифракция фотонов на системе параллельных щелей.....	65
<i>В. В. Саламатин, С. Н. Бердышев</i> Учет влияния потерь в полосковом металлодиэлектрическом волноводе и неквадратичности детектирования на погрешность поляризационного измерителя полных сопротивлений.....	69
<i>А. И. Филипенко, О. В. Сычева</i> Исследование зависимости передачи сигнала от разности площадей модовых полей соединяемых фотонно-кристаллических волокон.....	74
<i>Ю. Е. Гордиенко, С. А. Зуев, В. В. Старостенко, В. Ю. Терещенко, А. А. Шадрин</i> Особенности лавинного пробоя в кремниевых ПТШ по результатам численного моделирования.....	79
<i>И. Н. Пресняков, А. В. Омельченко, С. В. Омельченко</i> Контроль качества передачи речи в цифровой телефонии.....	87
<i>В. Г. Крыжановский, Д. В. Чернов, Ю. В. Рассохина</i> Автогенератор класса E в режиме синхронизации FSK сигналом.....	92
<i>І. Д. Горбенко, П. О. Кравченко, О. П. Мелецький</i> Удосконалений протокол вироблення ключів з асиметричними криптографічними перетвореннями зі спаруванням точок еліптичних кривих на базі ідентифікаторів.....	99
<i>И. А. Делов, Н. И. Слипченко, А. В. Леонидов</i> К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул.....	107
<i>С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко</i> Эффективная генерация красителя Оксази I в твердой полимерной матрице.....	114
<i>И. Ш. Невлюдов, М. А. Омаров, К. Ю. Харенко</i> Проектные решения повышения надежности кремниевых интегральных преобразователей механических величин.....	119
<i>А. Н. Олейников, Д. М. Сосновчик</i> Имитационное моделирование условий приема ТВ сигнала в разнесенной системе метеорной радиолокации для исследования динамики атмосферы.....	123
<i>И. Л. Вербицкий, Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, А. Г. Пивоварова</i> Влияние продольной компоненты магнитного поля на излучательные свойства электронного потока в ондуляторе Мотца.....	130
<i>В. Г. Котух, С. В. Торба</i> Технологічні основи оцінки та забезпечення теплових режимів для виробів радіоелектронної апаратури.....	138
<i>М. Д. Рисаков, О. В. Висоцький, Г. Ю. Дукін</i> Возможные варианты виміру кута місця цілі методом парціальних діаграм в оглядових радіолокаційних станціях.....	143
<i>Н. Н. Минервин</i> Влияние случайных искажений в тропосфере помеховой волны на эффективность ее подавления корреляционным компенсатором.....	149
<i>Ю. Е. Гордиенко, С. И. Мельник, Н. И. Слипченко</i> Информационное направление повышения разрешающей способности микроволновой микроскопии.....	157

CONTENTS

<i>V.A. Vasilev, A.A. Kovalchuk, A.A. Sosunov</i> The range tracking and the radial speed tracking subsystems quality parameter comparative estimation of multichannel phase-array radar	5
<i>V.M. Grachev, A.V. Dovbnya</i> Method and algorithm of the radar information multiradar tracking processing in the independent radars system.....	9
<i>A.F. Velichko, D.A. Velichko</i> Estimation of delay of the radio signal reflected from flat surfaces in Fresnel zone.....	17
<i>G.A. Alexeev, M.V. Belobrova</i> Spectral analysis of a pedestrian dynamic model.....	25
<i>V. Zhirnov, S. Solonskaya</i> Pulse-frequency coding of discrete clutters of the "angel - echo" type.....	33
<i>O.A. Korshetz, R.V. Kovalenko, A.P. Volobuev</i> Mathematical control model for the plane lateral movement at group guidance	37
<i>N.N. Gorobets, V.S. Popov</i> Directional and polarizational characteristics of vibrator-slot radiators.....	43
<i>S.D. Priymenko, L.A. Bondarenko, P.A. Legenin</i> About the transient radiation spectrum of a linear impedance antenna.....	48
<i>M.A. Kopot</i> The method for refinements in field emitter triggering magnetrons.....	53
<i>M.V. Volovenko, O.M. Nikitenko</i> Accounting complex electrodes configuration under M-type devices simulation	57
<i>V.I. Bezborodov, V.K. Kiseliyov, Ye. M. Kuleshov, M.S. Yanovsky</i> A Duplex Terahertz Quasi-Optical Polarization Phase Shifter with the Crystal Quartz Phase Sections.....	61
<i>A.V. Besougly</i> Diffraction of photons on the system of parallel slits.....	65
<i>V.V. Salamatin, S.N. Berdyshev</i> Consideration of the polarization Z-meter measurement errors caused by the losses in the metal-dielectric strip waveguide and the non-quadratic detector characteristics.....	69
<i>A.I. Filipenko, O.V. Sychova</i> Investigation of a signal transfer dependence on a difference of the mode fields areas of connected photonic crystal fibers.....	74
<i>Yu.Ye. Gordienko, S.A. Zuev, V.V. Starostenko, V.Yu. Tereschenko, A.A. Shadrin</i> Particularities of avalanche breakdown in silicon Schottki FET by the results of numerical simulation	79
<i>N. Presnjakov, A.V. Omelchenko, S.V. Omelchenko</i> Quality control of voice transmission in digital telephony.....	87
<i>V.G. Krizhanovskiy, D.F. Chernov, Ju.V. Rassokhina</i> FSK-signal injection-locked E Class oscillator.....	92
<i>I.D. Gorbenko, P.O. Kravchenko, O.P. Meleitskiy</i> The improvement id-based key issuing asymmetrical protocol with pairings	99
<i>I.A. Delov, N.I. Slipchenko, A.V. Leonidov</i> To the question of the gravity force and atmospheric density action on the value of the molecule random velocity vertical component	107
<i>S.V. Nikolaev, V.V. Pozhar, M.I. Dzyubenko</i> Effective emission from dye Oxazine 1 in the solid-state polymeric matrix.....	114
<i>I.Sh. Nevludov, M.A. Omarov, K.Y. Kharenko</i> Design solutions increase in reliability of the silicon integrated mechanical-to-electric transducers of mechanical variables.....	119
<i>A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchiko</i> Simulation of reception conditions of TV signal in the separated system of the meteoric radar for studying atmosphere dynamics.	123
<i>I.L. Verbitskiy, B.P. Yefimov, A.N. Kuleshov, A.G. Pivovarova</i> Influence of longitudinal component of magnetic field on radiating properties of electron beam moving in Motz undulator.....	130
<i>V.G. Kotukh, S.V. Torba</i> Technological principles for estimation and maintenance thermal conditions of microelectronic devices.....	138
<i>M.D. Risakov, O.V. Visotskiy, G.U. Dukin</i> Probable variants of target place corner measurement with the partial diagrams method in survey radars.....	143
<i>N.N. Minervin</i> Influence of random distortions of the interference wave front in throposphere on the cancellation ratio in correlation side lobe canceller.....	149
<i>Yu.Ye. Gordienko, S.I. Melnyk, M.I. Slipchenko</i> Informational tendency to the rise of the microwave microscopy resolution.....	157

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА ПОДСИСТЕМ АВТОСОПРОВОЖДЕНИЯ ПО РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ И ДАЛЬНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНОЙ РЛС С ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ

Постановка задачи

Многоканальные РЛС с фазированной антенной решеткой (МК РЛС с ФАР) представляют собой сложные технические устройства, решающие разнообразные задачи поиска, сопровождения, оценивания координат воздушных объектов (ВО). Такие РЛС широко используются в радиолокационных комплексах благодаря ряду своих несомненных преимуществ, в том числе многоканальности за счет временного разделения каналов. В МК РЛС с ФАР при сопровождении определенного ВО последовательные моменты измерения его координат разделяются интервалами времени длительностью T .

В режиме сопровождения одним из показателей качества функционирования МК РЛС с ФАР может быть принята пропускная способность. В работах [1, 2] управление длительностью T интервала времени между радиоконтактами используется для оптимизации указанного показателя качества. В таких МК РЛС с ФАР, как правило, используются системы раздельного автосопровождения [3]. При использовании квазинепрерывного сигнала эти системы автосопровождения по угловым координатам, дальности и радиальной скорости. При этом, несмотря на раздельный характер сопровождения, функционирование следящих систем зависит друг от друга.

Параметры каждой из указанных следящих систем автосопровождения влияют на пропускную способность (один из показателей качества) МК РЛС с ФАР. Исследование характера данного влияния позволит определить наиболее критичную систему автосопровождения, совершенствование которой обеспечит наибольший прирост показателя качества, или (при обратной постановке задачи) сформулировать требования к характеристикам следящих систем.

В работе [4] проведено исследование для системы автосопровождения по радиальной скорости. В данной статье рассмотрены системы автосопровождения по радиальной скорости и дальности.

Цель статьи

Цель статьи – сравнительная оценка потенциальной пропускной способности МК РЛС с ФАР для подсистем автосопровождения по радиальной скорости и дальности при различных отношениях сигнал/шум на основе постановки задачи оптимизации, изложенной в [2], с использованием эквивалентных статистических характеристик частотного и временного дискриминаторов.

Исходные данные, модель и результаты моделирования

Базовой моделью задачи оптимизации является двухфазная модель массового обслуживания с использованием эквивалентных статистических характеристик частотного и временного дискриминаторов, описанная в работах [2, 4, 5]. При использовании таких характеристик в работе [6] предложен показатель качества радиотехнической следящей системы – вероятность устойчивого сопровождения p_n .

Этот показатель представляет собой вероятность нахождения ошибки сопровождения к следующему радиоконтакту с ВО в пределах апертуры эквивалентной характеристики дискриминатора.

Показатель p_n при отсутствии систематической ошибки является функцией длительности интервала времени T между радиоконтактами и отношения сигнал/шум q и неявным образом входит в функционал пропускной способности R [2]

$$R = F(L_{t_{цв}}, L_{t_{пз}}, L_{t_{ср}}, L_{t_{соп}}, T, T_1, q), \quad (1)$$

где $L_{t_{цв}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{цв}$ между целеуказаниями; $L_{t_{пз}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{пз}$ поиска и захвата воздушного объекта на сопровождение; $L_{t_{ср}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{ср}$ до срыва сопровождения; $L_{t_{соп}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{соп}$ сопровождения ВО; T_1 – длительность интервала времени радиоконтакта с ВО.

С помощью указанного показателя можно оценить только потенциальную (максимально достижимую) пропускную способность.

В работе [2] проведен краткий анализ возможных путей решения задачи оптимизации и показано, что решение этой задачи в общем случае связано с большими трудностями.

Самый простой случай соответствует показательным законам распределения случайных величин – интервалов времени между выдачей целеуказания, поиска и захвата, сопровождения и до срыва сопровождения.

В этом случае двухфазная модель массового обслуживания является марковской с дискретным пространством состояний. По графу переходов между состояниями легко записывается система дифференциальных уравнений для вероятностей состояний S_j . Показатель R может быть рассчитан через финальные вероятности состояний и решение задачи может быть получено путем, хотя несколько громоздких, но стандартных вычислений [4, 7]

$$R = \frac{\mu_2}{\lambda} \left(\sum_{j=1}^{k-1} j(P_{0j} + P_{1j}) + kP_{0k} \right) = \frac{\bar{t}_{цв}}{\bar{t}_{соп}} \left(\sum_{j=1}^{k-1} j(P_{0j} + P_{1j}) + kP_{0k} \right), \quad (2)$$

где P_j – финальные вероятности состояний S_j (i – количество воздушных объектов на этапе поиска и захвата, j – количество воздушных объектов на этапе сопровождения); μ_2 – интенсивность сопровождения; λ – интенсивность потока целеуказаний; $\bar{t}_{цв}$ – средняя длительность интервала времени между целеуказаниями; $\bar{t}_{соп}$ – средняя длительность интервала времени сопровождения ВО.

Воспользуемся этой же моделью и в данной статье.

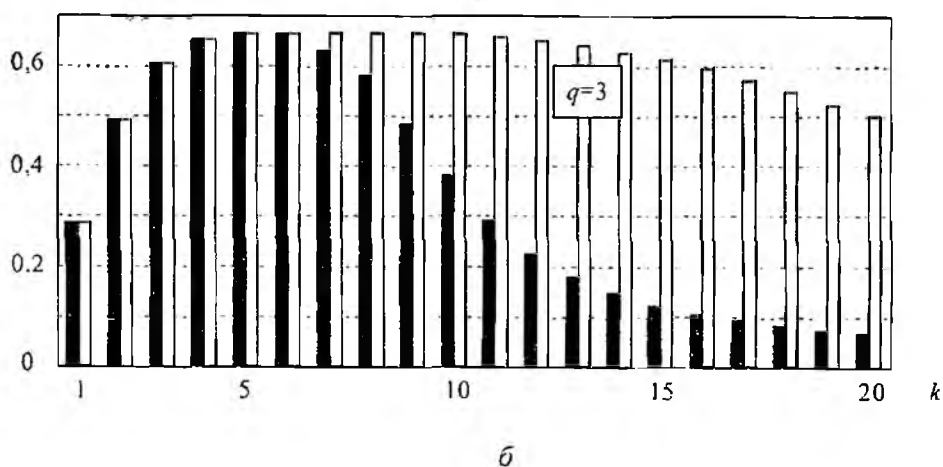
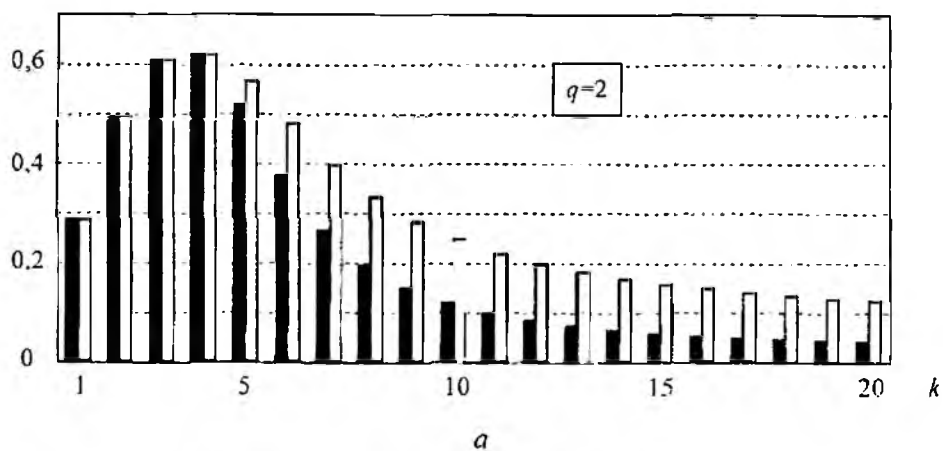
Кроме этого, необходимо получить зависимости показателя p_n от длительности интервала времени T между радиоконтактами, что представляет собой самостоятельную достаточно сложную задачу, требующую проведения объемного статистического исследования.

Однако для конкретных частотного и временного дискриминаторов указанная работа уже проделана. Для вероятности устойчивого сопровождения p_n будем использовать результаты работы [6], в которой приведены зависимости показателя p_n от длительности интервала времени T между радиоконтактами для нескольких отношений сигнал/шум q , полученные при использовании эквивалентных статистических характеристик частотного и временного дискриминаторов.

Для получения численных оценок и сопоставимости результатов данной статьи и работы [4] примем исходные данные, как и в работе [4]: средняя длительность интервалов времени между целеуказаниями $\bar{t}_{цв} = 20$ с, средняя длительность интервалов времени поиска и захвата $\bar{t}_{пз} = 10$ с, средняя длительность интервалов времени сопровождения $\bar{t}_{соп} = 40$ с, средняя длительность интервалов времени до срыва сопровождения $\bar{t}_{ср} = 0,017k / (1 - p_n(0,017k))$, где k – количество каналов сопровождения (второй фазы), для отношений сигнал/шум $q = 2, 3, 5$.

Результаты расчетов приведены на рисунке.

Анализ полученных для типовых условий результатов позволяет сделать следующие выводы.



Выводы

Максимум пропускной способности МК РЛС с ФАР при типичных для практики отношениях сигнал/шум $q \geq 3$ слабо зависит от количества каналов сопровождения по дальности.

Система сопровождения по дальности не является определяющей (при сопоставлении с системой сопровождения по радиальной скорости) при оценке оптимального количества каналов сопровождения МК РЛС с ФАР.

Потенциальные возможности обеих систем при отношениях сигнал/шум $q \geq 5$ ограничиваются одноканальностью захвата.

Возможным путем повышения пропускной способности является отказ от системы сопровождения по радиальной скорости, если по условиям функционирования МК РЛС с ФАР можно не использовать квазинепрерывный сигнал.

Список литературы: 1. *Самойленко В.И., Шишов Ю.А.* Управление фазированными антенными решетками. М.: Радио и связь, 1983. 240 с. 2. *Ковальчук А.А., Парфенов Ю.Э., Сосунов А.А., Хисматулин В.Ш.* Постановка задачи оптимизации пропускной способности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой путем управления длительностью интервала времени между радиоконтактами // Сб. науч. тр. / Харк. військовий ун-т. Системи обробки інформації. 2004. Вып. 1. С. 76-83. 3. *Максимов М.В., Меркулов В.И.* Радиозлектронные следящие системы. М.: Радио и связь, 1990. 256 с. 4. *Ковальчук А.А., Сосунов А.А., Хисматулин В.Ш.* Оценка влияния отношения сигнал/шум на пропускную способность многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой при использовании квазинепрерывного сигнала // Сб. науч. тр. / Харк. військовий ун-т. Системи обробки інформації. 2004. Вып. 4. С. 94-99. 5. *Кулиннич И.А., Парфенов Ю.Э., Сосунов А.А.* Модель для обоснования требований к показателю качества радиотехнической следящей системы // Сб. науч. тр. / Харк. військовий ун-т. Системи обробки інформації. 2003. Вып. 5. С. 145-150. 6. *Хисматулин В.Ш., Сачук И.И., Ковальчук А.А.* Оценка вероятности надежного сопровождения аэродинамических целей многоканальной радиолокационной станцией // Сб. науч. тр. / Гос. аэрокосмический ун-т им. Н.Е. Жуковского "ХАИ". Авиационно-космическая техника и технология. 2001. Вып. 22. С. 259-262. 7. *Вентцель Е.С., Овчаров Л.А.* Теория случайных процессов и ее инженерные приложения. М.: Наука, 1991. 384 с.

Харьковский университет Воздушных Сил

Поступила в редколлегию 04 04 2006

МЕТОД И АЛГОРИТМ МУЛЬТИРАДАРНОЙ ТРАЕКТОРНОЙ ОБРАБОТКИ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМЕ НЕЗАВИСИМЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

Постановка проблемы

Рассматривается радиолокационная система, включающая в свой состав несколько независимых и, в общем случае, разнотипных радиолокационных станций (РЛС) обзорного типа и пункты сбора и обработки радиолокационной информации (ПОИ). Каждая РЛС в каждом цикле обзора пространства автоматически выдает данные о координатах наблюдаемых объектов (цифровые отметки). В радиолокационной системе проводится обнаружение и сопровождение траекторий целей, оценивание координат и параметров их движения, а также объединение данных нескольких РЛС, т.е. траекторная обработка информации. Известно, что условием оптимальности алгоритмов траекторной обработки данных в рассматриваемых системах является реализация принципа совместной обработки информации от всех источников [1, 2].

Традиционно траекторную обработку информации в рассматриваемых системах реализуют в два этапа:

а) на первом этапе проводят вторичную обработку информации от каждой РЛС независимо, т.е. реализуют завязку, обнаружение и сопровождение траекторий наблюдаемых объектов на каждой РЛС;

б) на втором этапе проводят третичную обработку информации, т.е. объединение данных о сопровождаемых каждой РЛС траекториях.

Такой подход к раздельному решению задач траекторной обработки информации в системе независимых радиолокаторов не является оптимальным, так как на первом этапе ведется несовместная вторичная обработка данных каждой РЛС отдельно и только после обнаружения траекторий на двух или более РЛС производится их объединение, т.е. совместная обработка. Реализация рассматриваемого подхода к обработке информации в системе требует, как правило, включения в состав каждой РЛС аппаратно-программных средств вторичной обработки, что не рационально по критерию стоимости.

Предлагается альтернативный подход к реализации траекторной обработки информации в системе независимых РЛС – метод совместной мультирадарной вторично-третичной обработки. Суть метода состоит в реализации совместного решения задач завязки, обнаружения и сопровождения траектории объекта по данным (отметкам) всех РЛС, которые наблюдают объект на конкретном интервале времени.

При реализации предлагаемого метода в каждой РЛС не нужно иметь свою систему вторичной обработки информации; на ПОИ от РЛС будут выдаваться цифровые отметки целей. Несинхронность обзора пространства отдельными РЛС позволит уменьшить среднее время обновления информации по каждой цели в 2-3 раза. Это, в свою очередь, даст возможность уменьшить среднее время обнаружения траекторий целей в системе, а также повысить устойчивость сопровождения маневрирующих целей. Разнесенность РЛС в пространстве на значительное расстояние позволит получить более точные оценки координат наблюдаемых объектов в системе путем учета корреляционных матриц ошибок измерений каждой из РЛС по конкретной цели.

Анализ литературы

В известной литературе по данной проблеме рассмотрены:

- методы и алгоритмы совместного решения задач обнаружения – сопровождения – оценивания координатных параметров траекторий целей в радиолокационных системах [1 – 3]. Указанные публикации определяют идейную основу предлагаемого метода мультирадарной обработки информации;

- методы и алгоритмы вторичной обработки информации отдельных РЛС и объединения траекторий на этапе третичной обработки результатов вторичной обработки информации каждой РЛС [4 – 5]. В указанных публикациях определены логические и расчетные правила, составляющие основу предлагаемого алгоритма мультирадарной обработки информации.

Цель статьи

Цель статьи – разработка метода и алгоритма совместной мультирадарной траекторной обработки радиолокационной информации, поступающей от нескольких независимых РЛС, позволяющего уменьшить задержку обнаружения траекторий целей, получить более точные оценки координат и параметров движения, повысить устойчивость сопровождения маневрирующих целей, а также исключить затраты на систему вторичной обработки информации в составе каждой РЛС.

Изложение основного материала

Будем полагать, что:

- каждая РЛС в каждом цикле обзора выдает на ПОИ измерения сферических координат наблюдаемых целей R_i , B_i , H_i , привязанные к точке стояния этой РЛС;
- характеристики случайных ошибок измерения координат целей для каждой РЛС известны;
- от каждой РЛС с заданной дискретностью поступает информация о текущем положении диаграммы направленности ее антенны;
- мультирадарная траекторная обработка информации проводится в прямоугольной системе координат, связанной с точкой стояния ПОИ.

Решение задачи мультирадарной траекторной обработки радиолокационной информации предлагается разбить на следующие этапы:

- завязка и обнаружение траекторий движения объектов, расчет начальных значений координат и параметров движения объектов в выбранной системе координат;
- сопровождение траектории объектов (отбор измерений в каждом очередном обзоре для продолжения траектории), сглаживания (фильтрации) координат и параметров движения объектов в процессе сопровождения;
- обнаружение маневра воздушного объекта и адаптивное изменение правил сопровождения и фильтрации параметров траектории объекта с учетом маневра;
- принятие решения о сбросе траектории объекта с сопровождения.

Завязка и обнаружение траектории новой цели производится по данным одной или нескольких РЛС. При этом рассматривается два метода завязки – обнаружения траекторий:

- траектории завязываются и обнаруживаются по данным каждой РЛС отдельно с последующим объединением информации на уровне обнаруженных траекторий;
- траектории завязываются и обнаруживаются по отметкам нескольких РЛС.

Первый метод завязки – обнаружения траекторий характеризуется большим временем обнаружения траекторий (минимум три периода обзора РЛС) и максимальными ошибками начального оценивания параметров. В то же время он обладает меньшей вероятностью ложного обнаружения траекторий.

Второй метод характеризуется меньшим временем обнаружения траекторий объектов, большей точностью начального оценивания координат и большей вероятностью ложного обнаружения траекторий.

Рассмотрим более детально второй метод завязки – обнаружения траекторий.

Все отметки, поступающие от различных РЛС на ПОИ, упорядочиваются по времени их получения этими РЛС.

Если очередная отметка от i -й РЛС не привязалась ни к одной из сопровождаемых и предварительно обнаруженных (завязанных) траекторий, то она рассматривается как первая точка новой траектории. Вновь обнаруженная траектория записывается в массив начальных точек траекторий.

Очередная отметка от какой-либо РЛС проверяется на возможность отождествления с начальными точками траекторий. При этом рассматриваются две ситуации:

РЛС, выдавшая очередную отметку, и РЛС, выдавшая рассматриваемую начальную точку траектории, различны;

РЛС, выдавшая очередную отметку, и РЛС, выдавшая рассматриваемую начальную точку траектории – одна и та же. интервал времени между первой точкой и новой отметкой кратен периоду обзора этой РЛС с учетом смещения цели за период обзора и ошибок измерения координат - Δt_c .

В первом случае такая отметка считается отождествленной с начальной точкой при таких условиях:

- рассчитанный азимут начальной точки траектории относительно РЛС, от которой пришла очередная отметка, совпадает с направлением антенны (с учетом динамических ошибок и ошибок измерения), то есть выполняется условие попадания направления антенны в азимутальный строб привязки;

- расстояние между очередной отметкой и начальной точкой траектории в системе координат ПОИ не превышает порогового значения.

Для второго случая очередная отметка проверяется на возможность отождествления с начальной точкой траектории по известному правилу попадания в строб завязки с учетом предполагаемой скорости цели.

При завязке-обнаружении траекторий целей целесообразно использовать логический критерий $2/k + 1/m$. Это означает, что для принятия решения о завязке траектории достаточно хотя бы двух отметок в k смежных циклах обновления информации, а для окончательного обнаружения траектории – хотя бы одной отметки в смежных циклах обновления информации. Здесь и далее под длительностью цикла обновления информации следует понимать максимальный из периодов обзора всех РЛС, которые по своим параметрам способны наблюдать данную цель.

Под подтверждением (окончательным обнаружением) завязанной траектории будем понимать отождествление с ней очередной отметки, которая не привязалась ни к одной из сопровождаемых траекторий целей. Для подтверждения отбираются все поступившие отметки в азимутальном стробе каждой из РЛС относительно экстраполированной оценки, рассчитанной на предполагаемое время прихода отметки РЛС.

Структурная схема предлагаемого алгоритма мультирадарной траекторной обработки информации представлена на рисунке 1,а.

Рассмотрим процесс отождествления новых отметок и экстраполированных точек завязанных или сопровождаемых траекторий целей.

Мера близости координат новых отметок и экстраполированных точек траектории определяется соотношением [1–5]

$$x_n = (Y_n - H_n a_{zn})' (K_{zn} + R_n)^{-1} (Y_n - H_n a_{zn}). \quad (1)$$

где $Y_n = \begin{pmatrix} X_n \\ Y_n \end{pmatrix}$ – новое измерение (отметка) в n -м цикле обзора; $R_n = \begin{pmatrix} \sigma_{X_n}^2 & \rho_{X_n Y_n} \\ \rho_{X_n Y_n} & \sigma_{Y_n}^2 \end{pmatrix}$ – КМО новой отметки;

$a'_{zn} = (X_{zn} \quad Y_{zn} \quad \dot{X}_{zn} \quad \dot{Y}_{zn})$ – экстраполированное значение вектора параметров траектории на момент времени n -го измерения; K_{zn} – КМО экстраполяции вектора параметров

на момент времени n -го измерения; $H_n = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ – матрица наблюдения (в рассматриваемом случае от n не зависит).

Известно, что случайная величина меры близости распределена по χ^2 – закону с числом степеней свободы $m_{cc}=2$ (при условии нормального распределения ошибок измерения коор-

диат). При этом параметр нецентральности I' распределения равен 0 для истинной гипотезы отождествления и $I' > 0$ – для ложной.

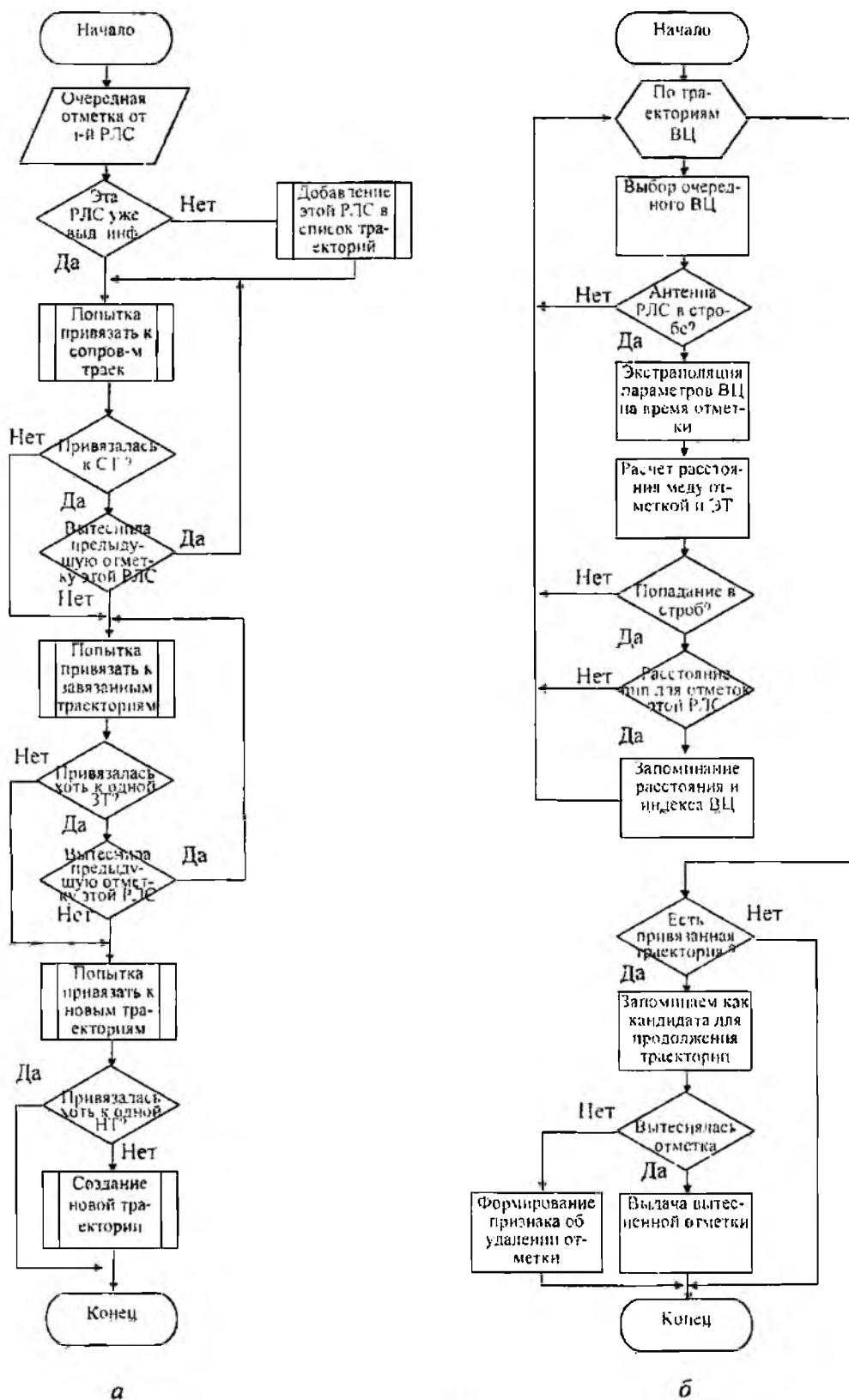


Рис. 1

Сумма матриц $(K_{Эн} + R_n)$ описывает область неопределенности при отождествлении (см. рис. 2).

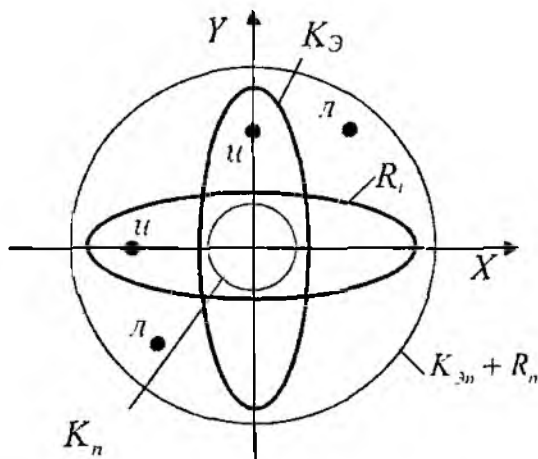


Рис. 2

Из рисунка видно, что если эллипсоиды КМО ошибок измерения и ошибок экстраполяции сильно сжаты и большие оси их пересекаются под углом, близким к 90° , то область неопределенности по площади сильно увеличивается по сравнению с площадью эллипсоидов каждой КМО.

В то же время КМО ошибок фильтрации координат на n -м цикле обновления информации – K_n определяется пересечением эллипсоидов каждой КМО:

$$K_n = (K_{Эн}^{-1} + R_n^{-1})^{-1}. \quad (2)$$

Поэтому область неопределенности для ошибок фильтрации значительно меньше, чем для ошибок измерения и ошибок экстраполяции, т.е. точность оценивания параметров траектории значительно увеличивается.

Например:

$$K_{Э} = \begin{pmatrix} 10 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 10 \end{pmatrix}; K_{Эн} + R_n = \begin{pmatrix} 11 & 0 \\ 0 & 11 \end{pmatrix}; K_n = \begin{pmatrix} 0.9 & 0 \\ 0 & 0.9 \end{pmatrix}.$$

При этом за счет большой неопределенности области отождествления значение меры близости будет малым даже для больших «невязок»:

$$\Delta X_n = X_n - X_{Эн}; \Delta Y_n = Y_n - Y_{Эн}, \quad (3)$$

где (X_n, Y_n) , $(X_{Эн}, Y_{Эн})$ – соответственно измеренное и экстраполированное значение координат цели на n -й период обновления информации.

Таким образом, строб отбора отметок для отождествления увеличивается. Для уменьшения количества ложных отождествлений целесообразно проверку проводить в три этапа:

- проверка попадания отметки в азимутальный строб РЛС;
- проверка условия $\alpha \leq \text{пор}$.
- выбор отметки с min расстояния от экстраполированной точки.

Предлагаемый подход позволит снизить количество ложных отождествлений отметок в стробе.

Отбор отметок для завязанной траектории завершается при выходе из строба привязки к данной траектории направления антенны одной из тех РЛС, которые могут наблюдать данную цель. При этом рассматриваются следующие ситуации:

- с завязанной траекторией цели была сопоставлена отметка только этой РЛС – принимается решение об обнаружении траектории цели;
- с завязанной траекторией цели была сопоставлена отметка от этой и других РЛС.

В этом случае:

- по отметке от этой РЛС принимается решение об обнаружении траектории цели. оцениваются параметры траектории цели,

- по всем отметкам, у которых время обнаружения больше, чем у той, по которой произведено обнаружение траектории, принимается решение об отождествлении их с вновь обнаруженной траекторией и производится фильтрация координат;

- с завязанной траекторией не было отождествлено ни одной отметки от этой РЛС, направления антенн других РЛС не вышли из азимутальных стробов «привязки» по этой завязанной траектории. В данном случае для этой РЛС в текущем цикле обзора заканчивается отбор отметок для отождествления с рассматриваемой траекторией;

- с завязанной траекторией не было отождествлено ни одной отметки, от этой РЛС. направления ДН антенн других РЛС находятся вне стробов привязки. В этом случае увеличивается счетчик циклов обновления информации, в которых пропущены отметки по этой траектории. Если количество циклов обновления информации с пропуском отметок по этой траектории больше двух – принимается решение о том, что завязанная траектория ложная – и эта траектория уничтожается.

При уничтожении ложной траектории отметки, по которым она построена, поступают на вход алгоритма траекторной обработки на общих основаниях.

При сопровождении траектории цели производится поиск и привязка новых отметок от всех РЛС, способных наблюдать эту цель, по аналогии с процедурой привязки отметок к завязанным траекториям.

Структурная схема алгоритма привязки новых отметок к траектории представлена на рис. 1,б.

По отметкам, привязанным к траектории цели, производится сглаживание параметров траектории целей в соответствии со следующим алгоритмом:

1) очередное измерение координат цели R_i, β_i, H_i , полученное в момент времени t i -й РЛС, пересчитывается в прямоугольную систему координат относительно i -й РЛС:

$$X_i = R_i \cos \beta_i; Y_i = R_i \sin \beta_i. \quad (4)$$

Выражения для пересчета в прямоугольную систему координат относительно ПОИ будут иметь вид

$$X = R_i \cos \beta_i - b_{xi}; Y = R_i \sin \beta_i - b_{yi}; H = H_i - b_{hi}, \quad (5)$$

где b_{xi}, b_{yi}, b_{hi} – координаты РЛС относительно ПОИ,

2) рассчитывается КМО измерения координат:

$$K_{XY} = PK_{R\beta} P^T, \quad (6)$$

где $K_{R\beta} = \begin{pmatrix} \sigma_R^2 & 0 \\ 0 & \sigma_\beta^2 \end{pmatrix}$;

$$P = \begin{pmatrix} \partial X / \partial R & \partial Y / \partial \beta \\ \partial Y / \partial R & \partial X / \partial \beta \end{pmatrix};$$

σ_R, σ_β – СКО ошибок измерений координат R_i и β_i соответственно (они, в свою очередь, зависят от дальности до цели и от ЭПР цели); P – матрица связи измеренных сферических координат и прямоугольных координат цели. Элементы матрицы рассчитываются согласно выражениям

$$\frac{\partial X}{\partial R} = \cos \beta_i; \quad \frac{\partial X}{\partial \beta} = -R \sin \beta_i; \quad \frac{\partial Y}{\partial R} = \sin \beta_i; \quad \frac{\partial Y}{\partial \beta} = R \cos \beta_i, \quad (7)$$

Таким образом, новые измерения от i -й РЛС в прямоугольной системе координат ПОИ будут характеризоваться КМО:

$$K_{X,Y} = \begin{pmatrix} \sigma_{X_i}^2 & \rho_{X,Y} \\ \rho_{X,Y} & \sigma_{Y_i}^2 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$\sigma_{X_i}^2 = \sigma_R^2 \cos^2 \beta + R^2 \sigma_B^2 \sin^2 \beta; \quad \sigma_{Y_i}^2 = \sin^2 \beta + \sigma_B^2 R^2 \cos^2 \beta; \quad \rho_{X,Y} = (\sigma_R^2 - \sigma_B^2 R^2) \cos \beta \sin \beta; \quad (9)$$

3) новое измерение поступает на вход алгоритма фильтрации (фильтр Калмана) по координатам X , Y и H . При этом совместную фильтрацию целесообразно проводить только по плоскостным координатам X и Y .

Оптимальный фильтр для линейной модели траектории цели описывается следующими соотношениями:

а) экстраполяция вектора параметров:

$$a_{2n} = P_{2n} a_{n-1}, \quad (10)$$

где $a_{n-1}^T = (X_{n-1} \quad Y_{n-1} \quad \dot{X}_{n-1} \quad \dot{Y}_{n-1})$ – вектор оцениваемых параметров траектории рассчитанный по результатам $n-1$ наблюдений; P_{2n} – матрица экстраполяции:

$$P_{2n} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \Delta t_{2n} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \Delta t_{2n} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (11)$$

б) расчет КМО экстраполяции:

$$K_{2n} = P_{2n} K_{n-1} P_{2n}^{-1}; \quad (12)$$

в) расчет уточненных параметров траектории:

$$a_n = a_{2n} + \Phi a_n (Y_n - H_n a_{2n}), \quad (13)$$

где Φa_n – матрица коэффициентов фильтрации:

$$\Phi a_n = K_{2n} H_n^T (H_n K_{2n} H_n^T + R_n)^{-1}. \quad (14)$$

г) расчет КМО фильтрации:

$$K a_n = K_{2n} - \Phi a_n H_n K_{2n}. \quad (15)$$

Принятие решения о сбросе траектории с сопровождения целесообразно принимать при пропуске (неотождествлении с сопровождаемой траекторией) новых отметок на протяжении времени, равному K сброс циклов обновления информации.

Выводы

1. Использование предлагаемого метода совместной мультирадарной траекторной обработки радиолокационной информации, поступающей от нескольких независимых РЛС, позволяет:

- уменьшить в 2-3 раза среднее время обнаружения траекторий целей;
- повысить точность оценивания координат и параметров траекторий целей;
- повысить качественные характеристики сопровождения маневрирующих целей;
- исключить из состава оборудования каждой РЛС систему вторичной обработки информации.

Данные предположения подтверждаются на разработанных моделях.

2. Количество обнаруживаемых ложных траекторий при наблюдении большого количества целей по информации более чем трех РЛС удается уменьшить подбором параметров траекторной обработки информации (размеров стробов сопровождения, обнаружения, завязки и коэффициента сброса траекторий с сопровождения).

3. Для программной реализации предлагаемого метода мультирадарной траекторной обработки информации в системе независимых РЛС требуется ПЭВМ с тактовой частотой

процессора не менее 3 ГГц, оперативной памятью не менее 512 Мб. При моделировании на такой ПЭВМ мультирадарной обработки информации от четырех РЛС по 20 целям загрузка процессора составила не более 15 %.

Список литературы: 1. *Конторов Д.С., Голубев-Новожиллов Ю.С.* Введение в радиолокационную системотехнику. М.: Сов. радио, 1971. 368 с. 2. *Грачев В.М., Довбня А.В., Анастасенко С.Н., Сафронов Р.В.* Объединение радиолокационной информации в многопозиционных активно-пассивных комплексах в условиях неопределенности наблюдения объектов / Системы обработки информации. Х.: НАНУ, ПАНИ, ХВУ, 2001. Вып. 5(15). С.64-68. 3. *Грачев В.М., Довбня А.В.* Методика синтеза алгоритмов совместного обнаружения – сопровождения траекторий и распознавания воздушных объектов в комплексах и системах пассивной локации / Системы обработки информации. Х.: НАНУ, ПАНИ, ХВУ, 2002. Вып. 3(19). С.141-145. 4. *Кузьмин С.З.* Основы цифровой обработки радиолокационной информации. М.: Радио и связь, 1986. 5. *Кузьмин С.З.* Цифровая радиолокация. Киев: КВЦ, 2000.

*Объединенный научно-исследовательский институт
Вооруженных Сил*

Поступила в редакцию 28.04.2006

ОЦЕНКА ЗАПАЗДЫВАНИЯ РАДИОСИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ПЛОСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

Измерение расстояний в технической диагностике может выполняться разными методами, в том числе радиолокационным. Этот метод используется давно и непрерывно совершенствуется в связи с повышением требований к качеству измерений, в частности к точности. Информация о расстоянии извлекается из параметров радиоволны, которая отражается контролируемым объектом либо отдельными участками такого объекта. Работа РЛС с пространственно распределенными отражателями исследовалась многими, характеристики сигнала, отраженного плоскостью, при ретрансляционном методе измерения, который является разновидностью радиолокационного и предназначен для технической диагностики, изучались в [1]. Обычно исследования такого направления в радиолокации проводились в зоне Фраунгофера, в [1] также анализируется контроль в этой зоне. Сделанные в этой работе предположения и упрощения фактически сводили задачу к оценке времени запаздывания сигнала, отраженного от линии.

К особенностям задач контроля расстояний в технической диагностике по сравнению с задачами радиолокации следует отнести небольшие расстояния между измерителем и контролируемым объектом; работа фактически выполняется в зоне Френеля. Кроме того, повышение точности требует использовать фазовые характеристики отраженного сигнала. В связи с этим далеко не во всех случаях для оценки запаздывания радиоволны в технической диагностике можно применять соотношения, предназначенные для оценки работы традиционных РЛС в зоне Фраунгофера. Рассмотрим основные особенности оценки запаздывания радиосигнала с помощью ЭВМ по фазовым характеристикам отраженного сигнала в радиолокационных системах контроля технологических параметров, работающих в зоне Френеля. В качестве отражателя рассмотрим плоский диск с различной ориентацией и размерами.

Остановимся на основных упрощениях, которые будут использоваться при выработке оценок. Информация об окружающем пространстве и находящихся в нем объектах определяется по результатам воздействия этого пространства и объектов на электромагнитное поле, которое является получателем и переносчиком сведений. Для определения поля в контролируемой зоне необходимо привлечь исходные формулы и соотношения, которые следуют непосредственно из теории дифракции. Таким исходным соотношением является формула Гюйгенса-Грина: это строгое решение. Преобразование этого соотношения позволило получить формулу для оценки векторов поля в точке P пространства. Эта формула может рассматриваться как аналитическая формулировка принципа Гюйгенса-Френеля [2,3]: она имеет вид

$$U_P = -\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{e^{-jkr}}{r} \left[u \left(jk + \frac{1}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) + \frac{\partial u}{\partial n} \right] dS, \quad (1)$$

где под u подразумевается любая из составляющих \vec{E} или \vec{H} , \vec{n} – единичный вектор, нормальный к излучающей поверхности, r – расстояние между излучающим участком и точкой P , в которой определяется поле, k – волновое число, S – эквифазная поверхность.

Использование приведенного соотношения наталкивается на ряд трудностей, поэтому необходимо ввести ограничения. Одним из таких ограничений является линейная поляризация поля в раскрыве. В большинстве практических случаев, связанных с излучением волн в технической диагностике, применяется линейная поляризация. Ограничим наши решения этим условием, и будем полагать, что в пределах раскрыва, который вызывает поле дифракции, имеется линейная поляризация. Вычисление дифрагированного поля в этом случае сводится к скалярной задаче [2, 3].

Рассмотрим подробнее упрощения при нахождении дифрагированного поля в решаемых далее задачах. Взаимное расположение незамкнутой поверхности S , которая является источ-

ником дифрагированного поля, и точки $P(x_2, y_2, z_2)$ в пространстве, где определяется это поле, представлено на рис. 1. Поверхность S будем считать плоской, совпадающей с плоскостью XY , источники E поля примем с вертикальной поляризацией так, что $E_y = 0$, $E_z = 0$. Величиной интеграла вдоль контура Γ_S (см. рис. 1) пренебрегем. При этих условиях величина поля дифракции выражается [2, 3]

$$u_p = \frac{1}{4\pi} \int_S u(x_1, y_1) \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) \vec{n} \cdot \vec{r} + jk \vec{n} \cdot \vec{s} \right] \cdot dS, \quad (2)$$

где $u(x_1, y_1)$ – соответствующая компонента рассматриваемого поля, $\vec{n} \cdot \vec{r}$ – скалярное произведение ортов нормали к поверхности S и направления от точки возбуждения dS к точке наблюдения P , \vec{s} – орг вектора Умова-Пойнтинга.

В радиолокации интеграл (2) обычно не вычисляется и упрощается для определения поля дифракции в трех зонах: зоне ближнего реактивного поля, промежуточной зоне (зоне Френеля) и зоне Фраунгофера. Зона Френеля, для которой проводится рассмотрение, простирается от дальности $R_{\max} < 2 \cdot D^2/\lambda$. Минимальное расстояние, на котором будут справедливы соотношения для зоны Френеля, в соответствии со стандартными определениями IEEE, составляет $R_{\min} = \lambda/2\pi$. Справедливость этой границы исследовалась в [4]. Наибольшее удаление ближней границы зоны Френеля от эквифазной поверхности, в соответствии с результатами работы [4], составляет $R_{\min} < D^2/8 \cdot \lambda$. Это минимальное расстояние было принято в качестве ближней границы в данной работе.

Используем для расчетов интеграл (2) и уменьшим количество упрощений этой формулы, которые применяют для зоны Френеля. Обычно для этой зоны применяют следующие упрощения [3, 5]. Величиной $1/r$ в круглых скобках соотношения (2) пренебрегают по сравнению с величиной $k = 2\pi/\lambda$: принимают $\cos(\vec{n} \cdot \vec{r}) = \cos(0)$, где θ – угол между осью Z и направлением на точку наблюдения $P(x_2, y_2, z_2)$ (см. рис. 1); принимают $\cos(\vec{n} \cdot \vec{s}) \cong 1$; множитель $1/r$ перед квадратной скобкой под знаком интегрирования приравнивают $1/R$, где R – расстояние от начала координат до точки $P(x_2, y_2, z_2)$; величина r в фазовом множителе $e^{(-jkr)}$ аппроксимируется линейным и квадратичным членами. В отличие от этих правил для зоны Френеля при применении формулы (2) будем использовать упрощение $\cos(\vec{n} \cdot \vec{s}) = 1$, т.е. будем считать, что вектор Умова-Пойнтинга совпадает с нормалью к излучающему участку. Заметим, что предположение $\cos(\vec{n} \cdot \vec{s}) = 1$ делается Сильвером в [3] для случаев, когда фазовые ошибки – отклонения от равномерного распределения фаз по поверхности S малы. Другими упрощениями пользоваться не будем, так как при применении современных методов программирования не вызывает затруднений точный учет остальных величин.

Рассмотрим исходные величины для расчета поля, создаваемого в зоне Френеля круглой излучающей апертурой S_f , имеющей диаметр D_f (см. рис. 2). Совместим центр излучающего

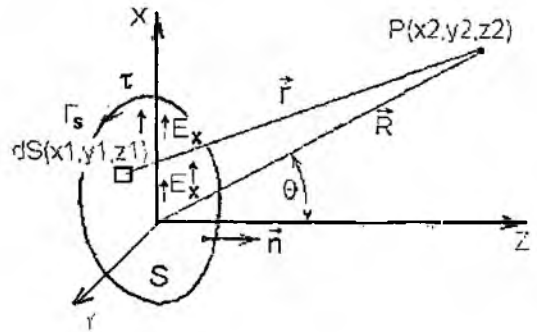


Рис. 1

диска с центром системы координат, пусть плоскость излучающего диска проходит через ось OY , а ось OX может быть наклонена к плоскости диска на угол ϵ . На некотором расстоянии от излучающей апертуры расположим отражающий диск S_R с диаметром D_R : центр диска имеет координаты $C(X_c, Y_c, Z_c)$. Зададим положение диска-рефлектора S_R так, чтобы расположенная на нем горизонтальная прямая $O'Y'$ была параллельна оси OY . Вертикальная ось $O'X'$ в плоскости диска-рефлектора пусть имеет угол γ с осью OX . Угловая ориентация дисков будет изменяться поворотом их вокруг оси OY или $O'Y'$ соответственно. При этих предположениях относительно геометрии задачи упрощаются преобразования координат при вычислениях амплитудных и фазовых характеристик поля, когда в математической модели применяется интеграл (2).

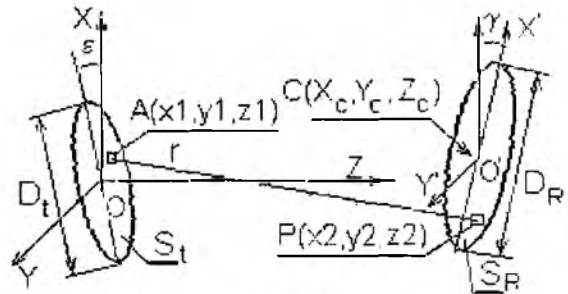


Рис. 2

Будем считать априорно выбранной функцию распределения поля по излучающему диску [5] в виде

$$u(r) = A \cdot \left\{ b + \left[1 - \left(\frac{r}{D_t/2} \right)^2 \right]^m \right\}, \quad (3)$$

где r – расстояние от центра излучающего диска, D_t – диаметр (см. рис. 2), b – pedestal, A – множитель амплитуды.

Рассмотрим сечение амплитуд полей на дисках-рефлекторах, находящихся на разных расстояниях Z_c от излучающего диска: зависимости представлены на рис. 3. Поле на каждом элементарном участке диска-

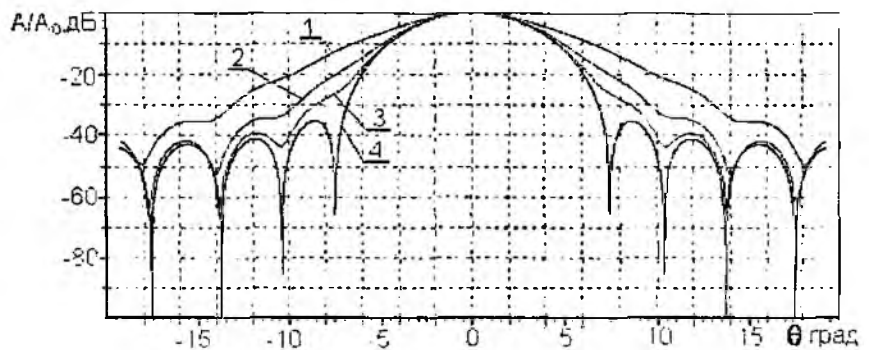


Рис. 3

рефлектора S_R определялось с помощью интеграла (2) для середины миллиметрового диапазона при $\lambda = 0,005 \text{ м}$, $D_t = 0,07 \text{ м}$. Было принято, что распределение поля на излучающем диске подчиняется (3). Pedestal и показатель степени приняты:

$b = 0,15$ и $m = 2$ из условия снижения уровня боковых лепестков диаграммы направленности излучающего диска S_t . Распределение фазы поля по излучающему диску принято равномерным и равным $\phi_t = 0$. Смещение отражающего диска S_R по осям OX и OY отсутствует ($X_c = 0, Y_c = 0$, см. рис. 2), наклоны обоих дисков равны нулю (углы $\epsilon = 0, \gamma = 0$ на рис. 2). Зависимости на рис. 3 построены для следующих расстояний: 1 – $Z_c = 0,25 \text{ м}$, 2 – $Z_c = 0,5 \text{ м}$, 3 – $Z_c = 1 \text{ м}$, 4 – $Z_c = 100 \text{ м}$. По вертикальной оси отложена относительная амплитуда поля $A/A_0, \text{ дБ}$, в качестве A_0 принята амплитуда поля в центральном направлении; по горизонтали отложено θ – угловое отклонение направления на центр диска-рефлектора от оси OZ (рис. 1). Зависимости 1,

2, 3 отражают амплитуду поля в промежуточной зоне (зоне Френеля), зависимость 4 – в «дальней зоне» (в зоне Фраунгофера).

Как видно из зависимости 4 на рис. 3, в зоне Фраунгофера энергия излученного поля концентрируется в малом конусе вокруг оси Z . Из зависимостей 1, 2, 3 для промежуточной зоны видно, что угловой конус, в котором сосредоточена основная энергия, значительно расширился. Наблюдается расширение углового конуса при уменьшении расстояния Z_c между излучающим и отражающим дисками. Заметим, что в «дальней зоне» (кривая 1) поле считается эквивалентным полю квазиточечного источника, расположенного в центре сферы с радиусом $R = Z_c$. Использование формулы, рекомендуемой для этой зоны в [3], дало результат, практически совпадающий с расчетами кривой 1 с помощью соотношения (2). Относительное изменение величин, входящих в интеграл (2), программа учитывала автоматически.

Как видно из рис. 3, одним из существенных отличий зависимости 4 от зависимостей 1, 2, 3 является снижение глубины провала между основным лепестком диаграммы направленности и боковыми лепестками. Этот провал уменьшается при уменьшении дальности до отражающего диска. В первом минимуме, расположенном между основным и боковым лепестком, разница между значениями кривых 1 и 2 составляет около 50 дБ; на такую величину изменяется и соотношение между вещественной $Re(U_p)$ и мнимой $Im(U_p)$ частями зависимости (2).

Фазовые характеристики для зоны Френеля и зоны Фраунгофера представлены на рис. 4 в диапазоне углов, которые охватывают только центральную часть диаграммы направленности. По оси абсцисс отложено угловое отклонение от центра облучаемой зоны, по оси ординат – фаза поля. Номера зависимостей и условия, для которых они строились, совпадают с условиями на рис. 3.

Как видно из зависимостей рис. 4, с уменьшением расстояния Z_c снижается скорость изменения фазы. На дальности $Z_c = 100$ м, которая находится в зоне Фраунгофера (зависимость 4), в рассматриваемом диапазоне углов наблюдения θ фаза сигнала изменяется на много периодов, на отражающем диске находится множество зон Френеля [2, 3]. На малых расстояниях, которые находятся в промежуточной зоне, изменения фазы в том же угловом диапазоне оказываются менее одного периода.

Как видно из рис. 3 и 4, зависимости амплитуды и фазы поля от углового положения в зоне Фраунгофера и в промежуточной зоне значительно отличаются. Меняется угловая ширина зоны, в которой концентрируется поле, меняются фазовые характеристики, меняется количество зон Френеля, которые располагаются на отражающем диске, имеющих равные угловые размеры, меняется глубина провалов в диаграмме направленности. Отметим, что зависимости на рис. 3 и 4 служили для проверки правильности составленных алгоритмов расчета, так как результаты, приведенные на них, можно сравнивать с результатами работ [2, 3].

Рассмотрим моделирование отраженного рефлектором поля и возбуждаемых им сигналов в приемопередающем диске S_1 (см. рис. 2); оценим его сечение в вертикальной плоскости. Это поле соответствует использованию одной антенны в радиолокационном датчике. Поле находится интегрированием воздействий всех элементов диска-рефлектора S_R . На рис. 5,а приведено распределение амплитуды поля в вертикальной плоскости; амплитуда

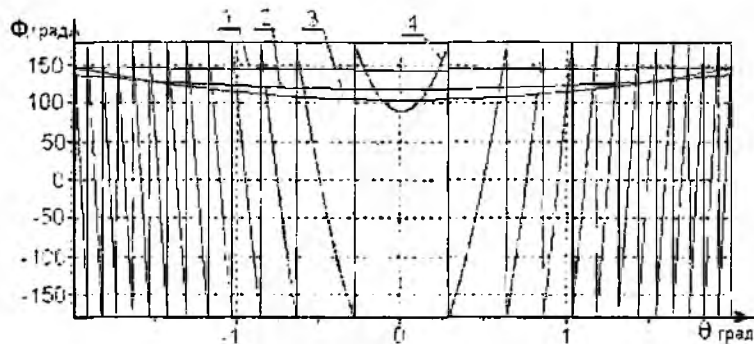


Рис. 4

нормирована относительно максимальной величины. Диаметр диска приемной антенны равен $0,07\text{ м}$, координата $Z_c = 1\text{ м}$. Кривая 1 соответствует случаю, когда диаметр диска рефлектора $D_R = 0,05\text{ м}$, кривая 2 – $D_R = 0,075\text{ м}$, 3 – $D_R = 0,1\text{ м}$, 4 – $D_R = 0,2\text{ м}$. Рост амплитуды отраженного сигнала при переходе от $D_R = 0,2\text{ м}$ к $D_R = 0,1\text{ м}$ объясняется тем, что исчезает влияние второй зоны Френеля на диске-рефлекторе S_R . Далее амплитуда начинает уменьшаться, так как при переходе от кривой 2 к кривой 1 уменьшается площадь диска S_R , и весь диск находится полностью в первой зоне Френеля отражающей поверхности.

На рис. 5.б приведено фазовое распределение отраженного поля на приемном диске в вертикальной плоскости. При построении графиков использованы все геометрические дан-

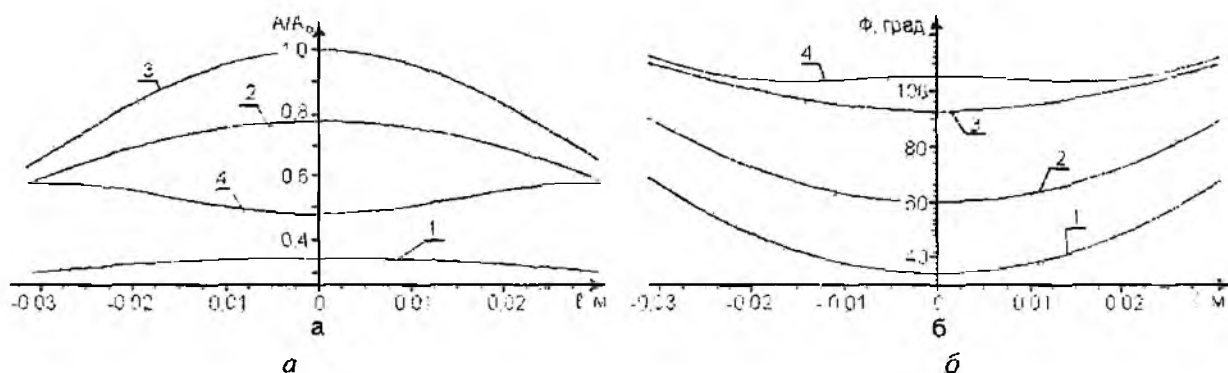


Рис. 5

ные рис. 5. а. Отметим, что расстояние между приемопередающим и отражающим дисками остается постоянным для всех рассматриваемых случаев. Однако при уменьшении диаметра диска-рефлектора происходит изменение средней фазы отраженного поля. Как видно из рис. 5,б, это изменение составляет десятки градусов. В случае, когда при увеличении диска-рефлектора на нем появляется соседняя зона Френеля, зависимость фазы принятого поля от координаты (кривая 4 на рис. 5,б) меняется по сравнению со случаями малых диаметров. Общая тенденция изменения среднего фазового набега для кривой 4 сохраняется.

Отметим, что при сравнительно небольших изменениях диаметра диска-рефлектора, расположенного в промежуточной зоне (зоне Френеля) происходят значительные изменения в распределении отраженного поля на приемопередающем диске. В частности, амплитуда поля для кривой 4 (см. рис. 5,а) снизилась по сравнению с кривыми 3 и 2, для которых диаметр диска меньше.

Аналогичные зависимости существуют также для фазового распределения и фазовых зависимостей отраженного поля в горизонтальной плоскости.

Определим суммарный сигнал на выходе приемного диска. Его можно найти с помощью интегрирования полей, принятых элементарными участками и являющихся в свою очередь результатом интегрирования воздействий всех элементов диска-рефлектора S_R . Изменение фазы поля при отражении от диска-рефлектора примем равным π . Рассмотрим изменение амплитуды принятого суммарного сигнала при изменении диаметра диска-рефлектора. Положим апертуру приемопередающего диска $D_1 = 0,07\text{ м}$, углы наклонов $\epsilon = 0$, $\gamma = 0$ (см. рис. 2), разместим диск-рефлектор на расстоянии $Z_c = 1\text{ м}$, смещение по осям OX и OY зададим $X_c = 0$, $Y_c = 0$. Зависимость $A/A_0 = f(D_R)$ относительной амплитуды суммарного принятого сигнала от диаметра диска-рефлектора при этих данных приведена на рис. 6.а. Как видно из этого рисунка, после начального роста амплитуды отраженного сигнала наблюдается спад, который объясняется появлением на отражающем диске второй зоны Френеля. Далее при увеличении диаметра происходит колебательное приближение амплитуды к некоторой постоянной вели-

чине, так как зоны Френеля на диске-рефлекторе чередуются, и амплитуда поля элементов поверхности убывает с увеличением отклонения от центра этого диска.

Зависимость $\Phi = f(D_R)$ фазы принятого сигнала от диаметра отражающего диска при-

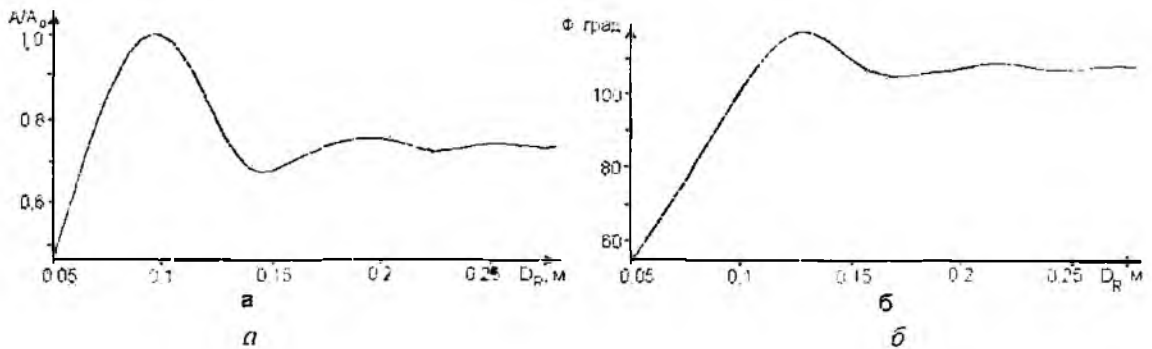


Рис. 6

ведена на рис. 6, б. Из этой зависимости видно, что нарастание фазы принятого сигнала при увеличении диаметра отражающего диска происходит почти линейно в области, которая соответствует первой зоне Френеля на отражающем диске. Далее происходит колебательное приближение фазового набега к некоторой постоянной величине. Следует отметить, что изменение фазового набега принятого сигнала при увеличении диаметра отражающего диска происходит также в связи с тем, что расстояние от приемопередающего диска до областей на окраине диска-рефлектора увеличивается, следовательно, увеличивается фазовое запаздывание элементарных сигналов, отраженных этими участками. Этот механизм приведет также к появлению смещения фазового набега при «точечном» рефлекторе, но при конечной величине диаметра приемопередающего диска.

Изменение фазы отраженного поля, связанное с изменением диаметра диска-рефлектора, должно приводить к появлению систематических погрешностей при определении расстояния между приемопередающим диском и диском-рефлектором. Это расстояние в прецизионных датчиках оценивается по фазовому набегу несущей волны, который можно определить по разности фаз излученного и принятого сигналов. Диапазон однозначного измерения в таком случае соответствует изменению разности фаз в пределах от -180° до 180° . При принятых на рис. 2 обозначениях и схеме размещения приемопередающего и отражающего дисков появление систематических погрешностей можно видеть на примере зависимостей $\Delta\Phi = f(D_I, D_R, Z_C)$ – разности фаз принятого и излученного сигналов при изменении координаты Z_C , которую можно считать в данном случае расстоянием между объектами, а D_I, D_R – параметрами зависимостей. Чтобы

уменьшить количество анализируемых зависимостей, положим $D_I = D_R$. На рис. 7 приведено семейство зависимостей $\Delta\Phi = f(D_I, D_R, Z_C)$:

- 1 – $D_I = D_R = 0,005 \text{ м}$ и могут считаться «точечными»;
- 2 – $D_I = D_R = 0,05 \text{ м}$,
- 3 – $D_I = D_R = 0,1 \text{ м}$,
- 4 – $D_I = D_R = 0,2 \text{ м}$.

Остальные параметры на рис. 7

приняты такими, как при построении зависимостей рис. 6.

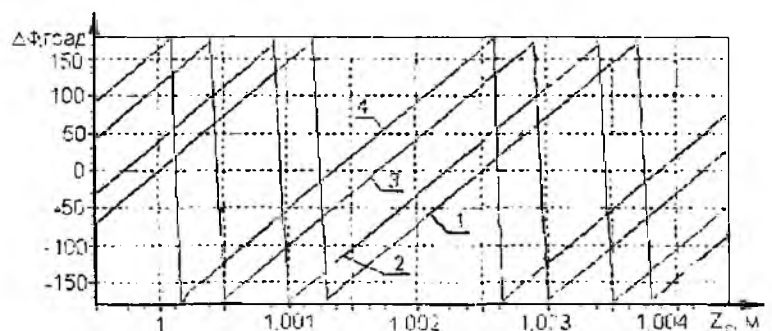


Рис. 7

Как видно из зависимости 1 на рис. 7. изменение разности фаз симметрично относительно нулевого значения $\Delta\Phi$ и является практически линейной функцией расстояния Z_c . Кроме того, зависимость 1 пересекает значение $\Delta\Phi = 0$ в точке, где Z_c кратно половине длины волны. Заметим, что изменение фазы при отражении от рефлектора принято равным π , а набег фазы при целом числе полуволн в соответствии с формулой (2) равен $\pi/2$ и происходит при прямом и обратном распространении.

При увеличении диаметров дисков до $D_I = D_R = 0,05\text{ м}$ появляется заметный сдвиг зависимости 2 относительно зависимости 1. Разность фаз, пересчитанная к расстоянию, составляет около $0,5\text{ мм}$, что при прецизионных измерениях расстояния может считаться большой погрешностью. Дальнейшее увеличение диаметров дисков вызывает нарастание погрешности, при $D_I = D_R = 0,2\text{ м}$ она достигает величины около $1,16\text{ мм}$. В рассматриваемом диапазоне изменений диаметров дисков наблюдается заметная нелинейность величины смещения зависимости $\Delta\Phi = f(Z_c)$ от диаметров $D_I = D_R$.

Соотношения, с помощью которых оценивался сдвиг зависимостей 2, 3, 4 на рис. 7 относительно зависимости 1 для «точечных» излучателя и рефлектора, позволяют рассчитать фазовую погрешность в разных точках промежуточной зоны. На рис. 8 приведены зависимости таких погрешностей:

- 1 – при дальности $Z_c = 0,25\text{ м}$.
- 2 – $Z_c = 0,5\text{ м}$,
- 3 – $Z_c = 1,0\text{ м}$.

Остальные параметры приняты равными тем, которые использовались при построении рис. 7.

Как видно из рис. 8, при уменьшении расстояния между излучающим и отражающим дисками происходит увеличение погрешности $\Delta\Phi$ – сдвига дистанционной зависимости $\Delta\Phi = f(Z_c)$ (см. рис. 7) относительно зависимости для «точечных» излучателя и отражателя. Численный анализ показывает, что в зоне Фраунгофера подобное смещение значительно меньше, чем в промежуточной зоне.

Рассмотрим влияние наклона отражающего диска на разность фаз отраженного и излучаемого сигналов $\Delta\Phi = f(D_R, \gamma)$ при разных диаметрах диска-рефлектора D_R . В качестве оси, вокруг которой происходит поворот отражающего диска, прием ось $O'Y'$ (см. рис. 2). Очевидно, что при увеличении диаметра D_R изменение разности фаз $\Delta\Phi$ будет увеличиваться, так как крайние участки диска-рефлектора при повороте будут смещаться на большее расстояние, чем центральные.

На рис. 9 приведено семейство зависимостей фазы $\Delta\Phi = f(D_R, \gamma)$ при нулевом смещении центра отражающего диска $X_c = 0, Y_c = 0$. Кривая 1 соответствует

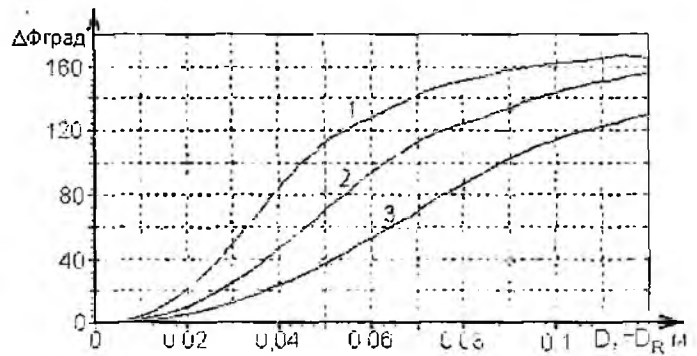


Рис. 8

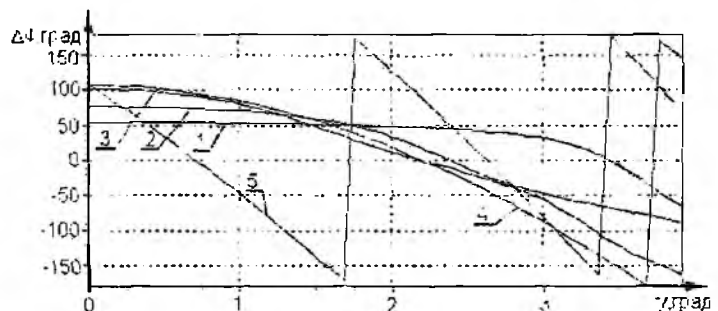


Рис. 9

$D_R = 0,05 м$. кривая 2 – $D_R = 0,075 м$, 3 – $D_R = 0,1 м$, 4 – $D_R = 0,2 м$. Кривая 5 получена при смещении центра отражающего диска $X_c = 0,05 м$, $Y_c = 0$, $D_R = 0,2 м$. Приемопередающий диск принят $D_l = 0,07 м$, волна $\lambda = 0,005 м$.

Анализ зависимостей 1 – 4, построенных при отсутствии смещения отражающего диска, показывает, что с ростом угла поворота γ происходит изменение фазового сдвига принятого сигнала относительно излучаемого, причем изменение разности фаз тем больше, чем больше диаметр отражающего диска. Незначительное смещение центра отражающего диска значительно ускоряет изменение разности фаз при увеличении угла поворота, что видно из сравнения зависимостей 4 и 5 на рис. 9.

Таким образом, на основе использования дифракционной формулы Кирхгофа (2), в которой применяется только одно упрощение (считается, что вектор Умова-Пойнтинга совпадает с нормалью к излучающей поверхности), получены распределения амплитуды и фазы отраженного сигнала на приемном диске, зависимости амплитуды и фазы суммарного сигнала от диаметра отражающего диска. При этом в отличие от работы [1] учитывается отражение от всей поверхности диска-рефлектора. Получены зависимости погрешностей измерения расстояния между дисками от величины их диаметров. Получены погрешности определения разности фаз суммарного отраженного сигнала и излучаемого колебания.

Методика получения оценок поля, отраженного плоским диском, находящимся в зоне Френеля, и возбуждаемого этим полем сигнала может использоваться при оценках характеристик систем, предназначенных для контроля технологических параметров и при создании моделей их работы.

Список литературы: 1. Величко Д.А. Характеристики сигнала, отраженного плоскостью, при ретрансляционном методе измерения. К: Известия высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, №11. С.29 – 37. 2. *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* // Max Born M.A., Dr. Phil., F.R.S. Nobel Laureate, Emil Wolf Ph. D., D.Sc./ Пер. с англ. С.Н. Бреуса, А.И. Головашкина, А.И. Шубина под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука. Гл. редакция физ.-мат. лит., 1973. 719 с. 3. *Silver S (ed): Microwave Antenna Theory and Design*, MIT Radiation Laboratory Series. V.12, McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1949. Антенны сантиметровых волн // Пер. с англ. под ред. Я.Н. Фельда. М.: Сов.радио, 1950. Т.1. 318 с. 4. *S Laybros, P.F. Combes H.J Mametsa. The "Very-Near-Field" Region of Equiphas Radiating Apertures* // IEEE Antennas and Propagation Magazine, August 2005. Vol. 47, No.4. P 50-66. 5. *Справочник по радиолокации*. В 4-х т. / Под ред. М. Сколника; Пер. с англ. под общ. ред. К.П. Трофимова. М.: Сов. радио, 1976. Т.2. 406 с.

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова
НАН Украины

Поступила в редакцию 24.02.2006

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПЕШЕХОДА

Введение

Понимание особенностей спектральных характеристик отраженного сигнала необходимо для формирования банка признаков распознавания радиолокационных объектов. Слабо изученными в этом отношении являются крупномасштабные живые объекты, задача распознавания которых стоит перед современной радиолокацией, а необходимая для распознавания классификация спектров сигналов, отраженных от таких объектов, практически отсутствует (в отличие от классификации звездных спектров). Экспериментальные исследования в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн показывают существенную зависимость спектральных характеристик от времени обработки сигнала [1]. Математические, достаточно сложные модели [2] позволяют объяснить наличие определенных спектральных линий движением различных частей тела, однако без априорного знания динамических характеристик распознавание моделей по спектрам отраженного радиосигнала практически невозможно. Характерной особенностью формы энергетического спектра, которая наиболее ярко проявляется в миллиметровом диапазоне волн при малых временах обработки сигнала [3] и может быть положена в основу принципа распознавания, является наличие достаточно узких, хорошо выраженных спектральных линий, обусловленных движением отдельных частей тела. Отметим, что общепринятая гарвардская классификация звездных спектров основана именно на оценках относительной интенсивности и вида спектральных линий, а не на распределении энергии в непрерывном спектре. Настоящая работа, в которой проведено теоретическое исследование конкретной радиолокационной модели, должна помочь формированию принципов спектральной классификации сигналов, отраженных движущимися живыми объектами. В ней применительно к миллиметровому диапазону длин волн на основе пятиэлементной пятипараметрической плоской динамической модели пешехода анализируется зависимость формы энергетического спектра от индексов фазочастотной модуляции и времени обработки сигнала.

Основная часть

Законы движения частей тела человека могут существенно различаться. В предлагаемой пятиэлементной ($i = 1 \div 5$) радиолокационной модели пешехода законы движения отражающих центров, соответствующих конечностям, в угломестной плоскости радиолокатора относительно осевой линии, движущейся с постоянной скоростью, соответствующей усредненной скорости пешехода, предполагаются одинаковыми, гармоническими, колебательными с круговой частотой Ω_i относительно двух разнесенных центров вращения. Движение левой руки ($i = 1$) и правой ноги ($i = 4$) предполагаются синхронными во времени, а синхронные движения правой руки ($i = 2$) и левой ноги ($i = 3$) – противофазными относительно первых. Движение пятого отражающего центра, определяющего положение осевой линии в пространстве, предполагается состоящим из прямолинейного и колебательного с той же круговой частотой. Радиолокационные свойства точек $i = 1 \div 4$ будем считать одинаковыми, относительную ЭПР точки $i = 5$, соответствующей корпусу, – вдове большей. Такая плоская модель оправдана и применима при расположении объекта в дальней зоне по отношению к локатору с совмещенными передатчиком и приемником.

Фазово-модулированный сигнал $u(t)$ от объекта на выходе одноканального балансного фазового детектора после когерентного гетеродинирования с учетом конечного времени обработки можно записать в виде

$$U(t) = \sum_{i=1}^5 \sqrt{\sigma_i} \cos \frac{4\pi}{\lambda} \Delta r_i(t), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (1)$$

где σ_i – эффективная поверхность рассеяния i -го отражающего центра, t – текущее время, T – время обработки. $\Delta r_i(t)$ – динамическое смещение i -го центра. Причем

$$-\Delta r_i = V(t + t_{0i}) + d_h \sin \Omega_c(t + t_{05}) + d_i \sin \Omega_c(t + t_{0i}), \quad (i = 1 + 4). \quad (2)$$

$$-\Delta r_5 = V(t + t_{05}) + d_h \sin \Omega_c(t + t_{05}), \quad (3)$$

где $d_i (i = 1 + 4)$ – амплитуда колебаний конечности относительно движущейся осевой линии. (предполагается $d_1 = d_2 = d_h$; $d_3 = d_4 = d_f$, где d_h, d_f – условная длина рук и ног), d_h – амплитуда колебаний корпуса, t_{0i} – время, определяющее начальную фазу колебаний сигнала i -го отражающего центра ($t_{01} = t_{04} = t_{05} = 0, t_{02} = t_{03} = \pi / \Omega_c$). V – усредненная скорость пешехода, движущегося в направлении на РЛС. Таким образом, предлагаемая динамическая пяти-элементная модель пешехода, описываемая параметрами $d_h, d_h, d_f, \Omega_c, V, t_{0i}$, является пяти-параметрической, поскольку фазы t_{0i} заданы моделью. Отраженный радиолокационный сигнал как результат совместного действия амплитудной (импульсной) и фазочастотной модуляции в безразмерных величинах имеет вид

$$u(\tau) = \sum_{i=1}^4 \cos[u(\tau + \tau_{0i}) + \delta_h \sin(\tau + \tau_{05}) + \delta_i \sin(\tau + \tau_{0i})] + \sqrt{\frac{\sigma_5}{\sigma_1}} \cos[u(\tau + \tau_{05}) + \delta_h \sin(\tau + \tau_{05})], \quad (4)$$

$$0 \leq \tau \leq \Delta \tau$$

где $\tau = \Omega_c t$ – нормированное время (фаза) в радианах, $\tau_{0i} = \Omega_c t_{0i}$, $v = 4\pi V / \lambda \Omega_c = 2V / \lambda f_c$ – безразмерная скорость, f_c – линейная частота механических колебаний отражающих центров, $\delta_i = 4\pi d_i / \lambda$ – безразмерная амплитуда колебаний i -й конечности. Параметры δ_i, δ_h называются индексами модуляции [4]. Частота модуляции колебаний, отраженных конечностями и корпусом, при такой нормировке равна 1.

Спектральная плотность суммарной энергии на частоте $\nu \Omega_c$ ($f = \nu f_c$), где ν – безразмерная частота, при условии когерентного сложения сигналов отдельных отражающих центров $S_\nu = G_\nu^2$, где G_ν – амплитуда одномерного Фурье-преобразования сигнала $u(\tau)$

$$G_\nu = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) e^{-i\nu \omega t} dt = \frac{1}{\Delta \tau} \int_0^{\Delta \tau} u(\tau) e^{-i\nu \tau} d\tau. \quad (5)$$

На начальном этапе можно сократить число неопределенных параметров модели до трех: v, δ_h, δ_c , полагая $\delta_h = \delta_i = \delta_c$. Параметры v и δ_h при этом определяет кинетическую энергию корпуса, параметр δ_c – энергию конечностей. В миллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 0.008$ м) при характерной частоте колебаний конечностей $\Omega_c = 2\pi f_c = 3\pi \text{ рад/с}$ ($f_c = 1.5 \text{ Гц}$) характерное значение безразмерной скорости $v \approx 200$ при $V = 1,2$ м/с.

Оптимальная обработка детерминированного стационарного сигнала, обеспечивающая полноту спектрального анализа, предполагает время обработки порядка периода модулирующего колебания. В настоящей работе спектральный анализ проведен на основе численных расчетов Фурье-компонент сигнала (4) для случаев $v = 100$ и $v = 200$ при различных значениях индексов модуляции и при различном времени обработки сигнала $\Delta \tau = \Omega_c T$.

Поскольку непосредственную информацию о радиолокационном объекте, включая усредненную скорость его перемещения, передают только спектральные составляющие сигнала, обусловленные действием фазочастотной модуляции, задача локатора – обеспечить выделение и анализ этих составляющих на фоне шумов, побочных спектральных линий и «пьедестала», вызванных амплитудной модуляцией и особенностями обработки. Получение априорной информации о радиолокационных характеристиках заданного класса целей, необходимой для формирования информационного словаря признаков, является целью работы.

Из общих соображений понятно, что форма и местоположение спектральных линий определяются законами детерминированного движения отражающих центров. Поскольку «базовым» колебанием, определяющим движение каждого отражающего центра, является колебание типа $u(\tau) = \cos(\nu\tau + \delta \sin \tau)$, проанализируем на начальном этапе спектр сигнала отдельного отражающего центра.

Известно, что спектр стационарного колебания, модулированного по фазе монохроматическим сигналом, является линейчатным и формируется симметрично вокруг спектральной линии $\nu_0 = \nu$, соответствующей несущей частоте и безразмерной скорости ν [4]. Его сложность и ширина возрастают с ростом индекса модуляции, а компактность по частоте, свойственная амплитудной модуляции, проявляется только при малых индексах. Особенностью фазочастотной модуляции динамическими объектами сигнала миллиметрового диапазона волн являются существенно большие значения индексов модуляции ($\delta \gg 100$). Ширина спектра относительно несущей частоты при этом определяется порядком функций Бесселя, равным значению индекса модуляции. При фазочастотной модуляции случайным сигналом с нормальным законом распределения медленных флуктуаций частоты большим индексам модуляции соответствует доплеровская (гауссова) форма спектра сигнала, а быстрым и малым флуктуациям частоты – резонансная (лоренцева) форма. При больших значениях индекса детерминированной, быстрой модуляции формы спектра сигнала должны располагаться между этими предельными (эталонными) формами.

На рис. 1 представлен спектр сигнала отражающего центра в области положительных частот, соответствующего отдельной конечности пешехода, полученный в результате обработки по времени, гораздо большему, чем период движения ($\Delta\tau = 20\pi$), при значениях параметров $\nu = 100$, $\delta_n = 200$ (рис. 1,а), $\nu = 200$, $\delta_n = 200$ (рис. 1,б), $\nu = 100$, $\delta_n = 500$ (рис. 1,в), $\nu = 200$, $\delta_n = 500$ (рис. 1,г). Для всех случаев предполагается $\delta_s = 0$.

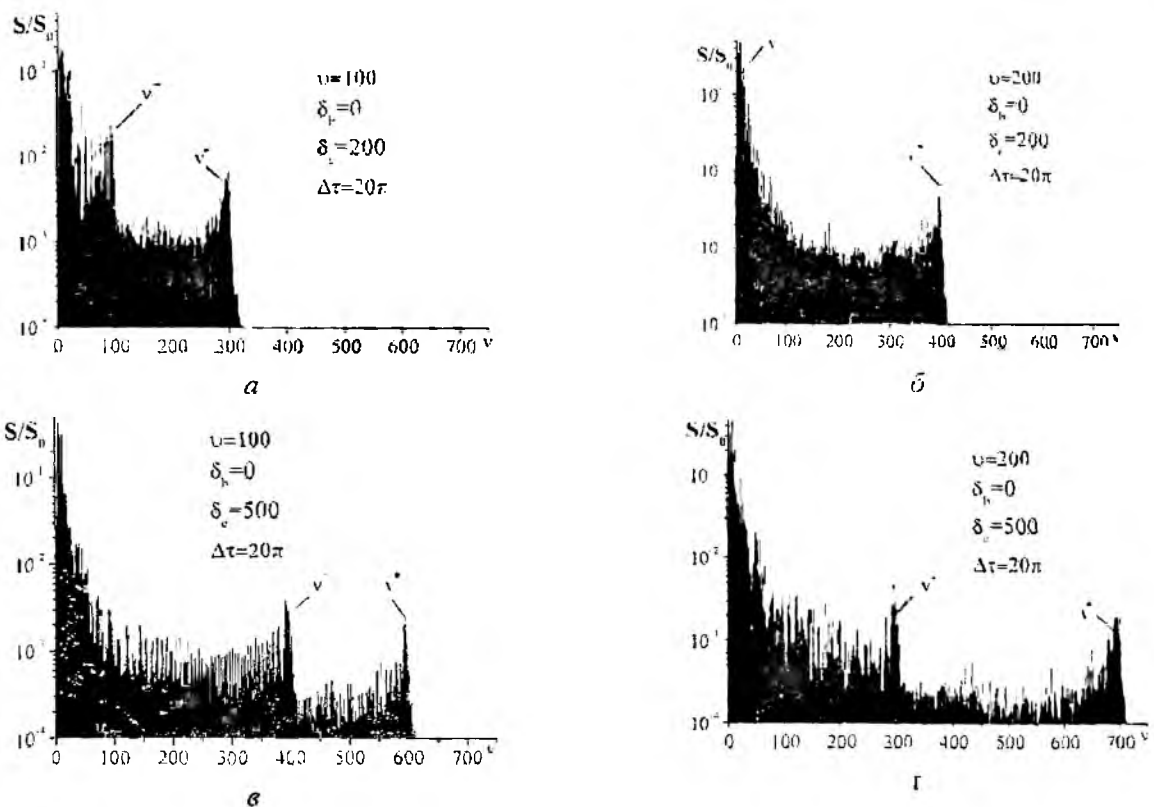


Рис.1

Видно, что расчетный спектр в целом соответствует линейчатому спектру Фурье стационарного частотномодулированного колебания с гармониками, кратными частоте модуля-

ции $v_{\text{mod}} = 1$ ($\omega_{\text{mod}} = 2\pi f_c = 3\pi \text{ рад/с}$ при $f_c = 1,5 \text{ ГГц}$), но из-за нестационарности процесса, обусловленной конечностью времени наблюдения, является непрерывным. Параметрами, передающими информацию о движении рассеивающего центра (одновременно об индексе модуляции и усредненной скорости), при этом являются положения спектральных линий $v^+ \equiv v_0 + \delta_c$ и $v^- \equiv v_0 - \delta_c$. При $\delta_c > v_0$ физической является только спектральная гармоника в области отрицательных частот, отражение которой в области положительных частот представлено на рисунке.

Спектральные линии, соответствующие скорости движения корпуса («несущей» частоте) $v_0 = v$, как видно из рис. 1, в спектре практически не выражены. Однако формально неизвестные параметры (индекс модуляции и усредненная скорость) могут быть установлены по экспериментально найденным значениям v^+ , v^- с помощью соотношений

$$v_0 = (v^+ + v^-) / 2, \quad \delta_c = (v^+ - v^-) / 2. \quad (6)$$

Естественно, при этом предполагается, что частота модуляции Ω_c ($v_{\text{mod}} = 1$) известна или определена экспериментально по «расстоянию» v_{mod} между более выраженными «низкочастотными» составляющими спектра. Спектральные линии, соответствующие значениям v^+ и $|v^-|$, указаны на рис. 1. Можно убедиться, что их положение с хорошей точностью соответствует приведенным соотношениям (6). Величина $(v^+ - v^-) f_c = 2\delta_c f_c$ при этом соответствует курсовой, экспериментально определяемой девиации частоты $f_c \Delta v$, являющейся интегральным, физически наиболее наглядным параметром распознавания.

На рис. 2 представлены (в области положительных частот) частотные мгновенные спектры «базового» сигнала $u(\tau) = \cos(v\tau + \delta \sin \tau)$, полученные в результате обработки по малому времени наблюдения ($\Delta\tau = \pi/10$), равному долям периода модуляции (предполагается $\delta = \delta_c, \delta_c = 0$) при различных значениях параметров v, δ , соответствующие моментам времени $\tau = 0; \pi/2; \pi; 3\pi/2$ (рис. 2,а - $v = 100; 200, \delta_c = 0$, рис. 2,б - $v = 200, \delta_c = 200$, рис. 2,в - $v = 100, \delta_c = 500$, рис. 2,г - $v = 200, \delta_c = 500$). Значения τ на рисунке обозначены.

Из рис. 2,б, в, г видно, что по мгновенному спектру определить неизвестные параметры v, δ_c, τ движущегося отражающего центра практически невозможно. Только спектры, соответствующие моментам времени $\tau = 0$ и $\tau = \pi$, при которых скорость отражающей точки экстремальна, позволяют с достаточно высокой точностью определить значения параметров $v + \delta_c$ и $v - \delta_c$. «Нулевые» (низкочастотные) составляющие спектра при таком времени обработки сигнала ($\Delta\tau = \pi/10$) возникают только в моменты времени τ , при которых выполняется соотношение $v - \delta_c = 0$. В случае $\delta_c = 0$ (когда гармоническая фазочастотная модуляция отсутствует) по положению спектральной линии скорость перемещения отражающего центра может быть определена однозначно и с высокой точностью (рис. 2,а).

Наличие ансамбля мгновенных спектров, соответствующих различным моментам времени наблюдения, по закону перемещения местоположения спектра позволяет определить параметры $v + \delta_c$ и $v - \delta_c$. На рис. 3 представлены зависимости местоположения максимума мгновенного спектра (в области положительных и отрицательных частот) от момента наблюдения τ при $v = 200$ и индексах модуляции $\delta_c = 200$ (рис. 3,а) и $\delta_c = 500$ (рис. 3,б).

Из рис. 3 видно, что по значениям v^+, v^- , которые указаны на рисунке и соответствуют моментам времени $\tau = 0$ и $\tau = \pi$, значения v, δ_c определяются с помощью соотношений (6) с хорошей точностью.

На рис. 4 представлены (в области положительных частот) частотные спектры «базового» сигнала, полученные в результате обработки по «очень малому» времени наблюдения

($\Delta\tau = \pi/150$), при тех же значениях параметров ν, δ_b, δ_c . соответствующие моменты времени $\tau = 0; \pi/2; \pi; 3\pi/2$ (рис. 4.а - $\nu = 200, \delta_c = 200$, рис. 4.б - $\nu = 100, \delta_c = 500$, рис. 4.в - $\nu = 200, \delta_c = 500$).

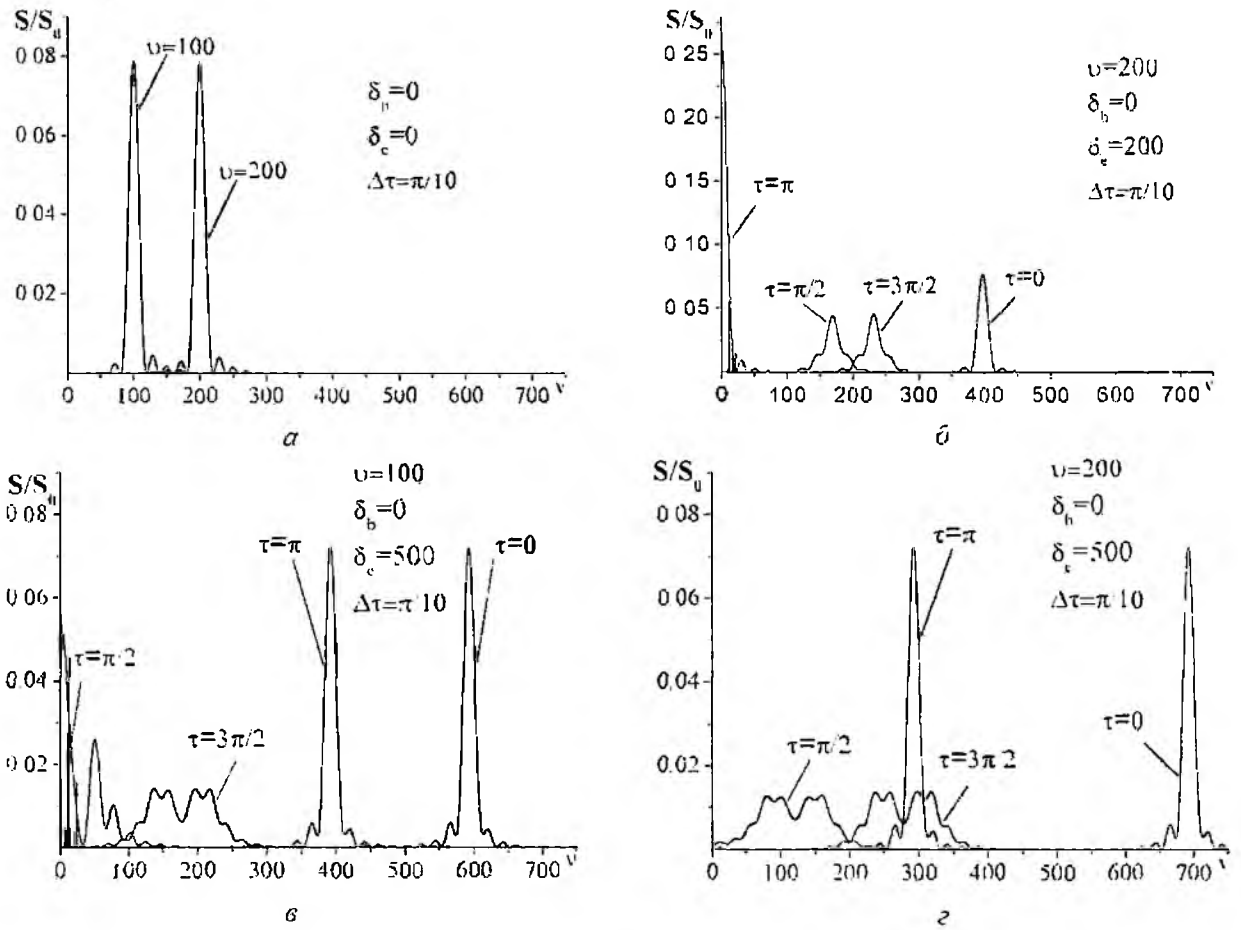


Рис. 2

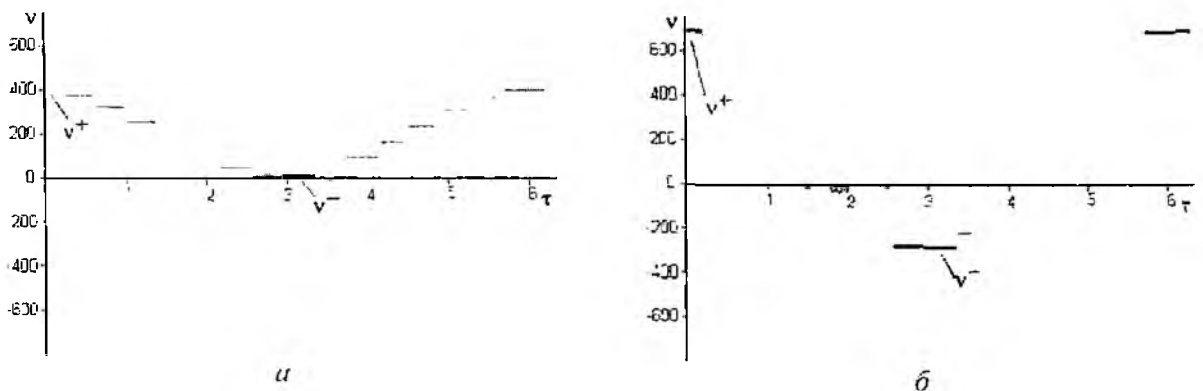


Рис. 3

Из анализа рис 4 следует, что «сильная» амплитудная (импульсная) модуляция, обусловленная очень малым временем обработки, приводит к существенной деформации спектра сигнала, особенно – его низкочастотной части, затрудняя выделение составляющих, ответственных за кинематику объекта. «Нулевые» составляющие, обусловленные малой длительностью времени обработки (кривая $\tau = 3\pi/2$ на рис. 4,б), и «нулевые» составляющие в случае $\nu - \delta_c = 0$ (кривая $\tau = \pi$ на рис. 4.а) практически неразличимы. Размытие информативных спектральных линий, обусловленное применением узкого временного окна, и наличие широкополосного низкочастотного «пьедестала» затрудняет их регистрацию и выделение.

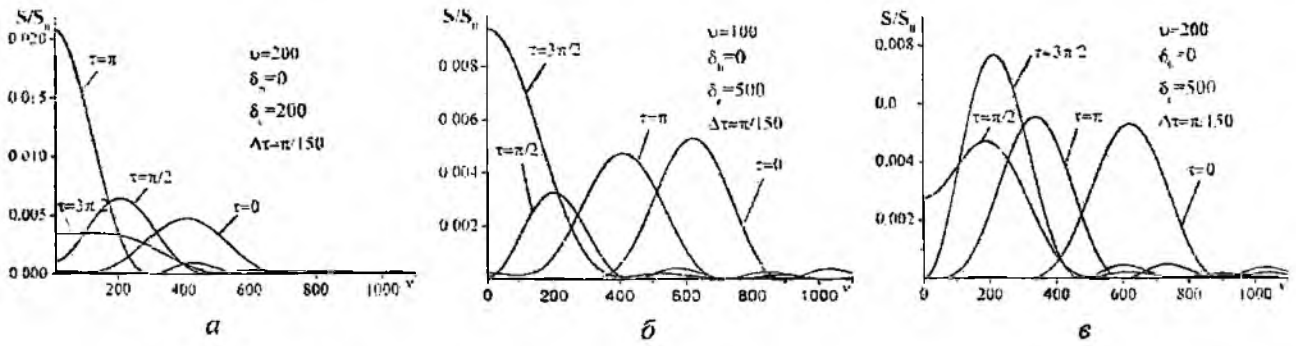


Рис. 4

Следовательно, использование очень узкого временного окна ухудшает определение информативных параметров спектра (ширины и положения спектральных линий). Для практического использования с целью упрощения алгоритма распознавания можно рекомендовать достаточно малые времена обработки ограниченного сигнала, равные долям периода модулирующего процесса ($\Delta\tau = \pi/10$), но такие, при которых погрешность спектрального анализа, обусловленная конечностью импульса наблюдения, существенно не проявляется. Диагностика особенностей кинематики движения отдельного рассеивающего центра на основе спектрального анализа отраженного им сигнала при этом может быть проведена достаточно эффективно. Непосредственная задача распознавания параметров движущегося точечного радиолокационного центра заключается в численном спектральном анализе ансамбля реализаций отраженного сигнала, включающем выявление информативных участков спектров, построение временных зависимостей перемещения местоположения спектральных линий и определение по последним параметров динамического объекта при использовании соотношений (6).

Проблема распознавания объектов типа движущегося человека по спектру суммарного колебания (4), однако, не может быть однозначно и корректно разрешена из-за невозможности селекции отдельного колебания и невозможности установления точного соответствия наблюдаемых спектральных линий конкретным отражающим центрам. Численный анализ спектров суммарного сигнала проведем на основе пятипараметрической модели применительно к миллиметровому диапазону длин волн, полагая $\lambda = 0,008$ м. На рис. 5, а, б представлены (в области положительных частот) текущие спектры, учитывающие интерференцию рассеянных радиолокационными центрами колебаний, для двух, отличающихся модельными параметрами, пешеходов ($\delta_r = 100, \delta_l = 800, \delta_h = 500$ – на рис. 5, а; $\delta_r = 100, \delta_l = 600, \delta_h = 400$ – на рис. 5, б), в два момента времени наблюдения ($\tau = 0$ – сплошные кривые, $\tau = \pi$ – штриховые). Физические (условные) параметры пешехода №1 при этом: $d_r = 0,065$ м, $d_l = 0,52$ м, $d_h = 0,32$ м и пешехода №2: $d_r = 0,065$ м, $d_l = 0,38$ м, $d_h = 0,26$ м. Реальная длина рук и ног пешеходов при условии расположения отражающих центров в средней части конечностей является вдвое большей.

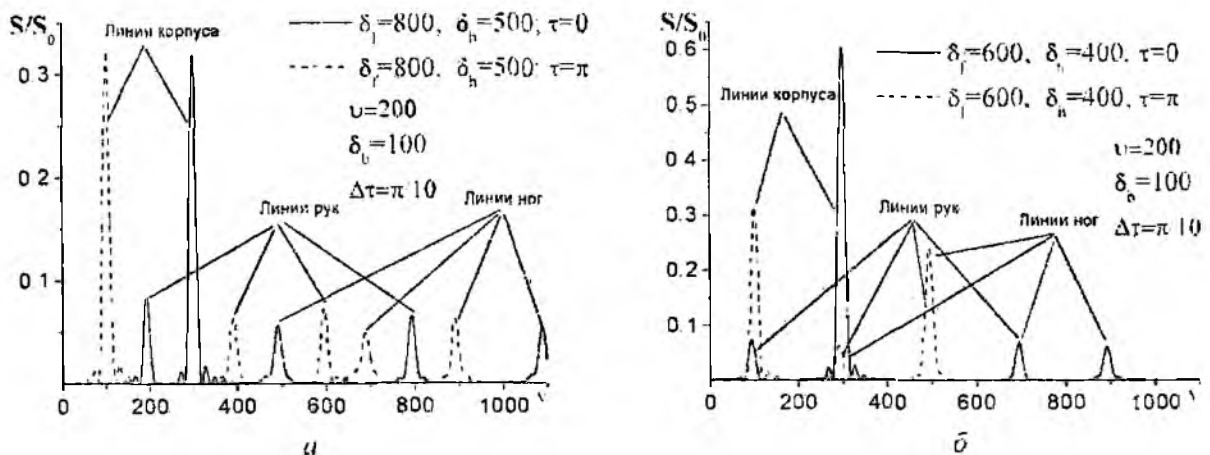


Рис. 5

Спектральные линии корпуса, рук и ног пешехода указаны на рисунке. Видно, что их положение и форма существенно зависят от момента времени наблюдения. Местоположение спектральных линий сигналов от корпуса и конечностей пешеходов на плоскости с нормированной на Ω_c частотной осью и соответствующие девиации доплеровской частоты сигнала $f_c \cdot \Delta v$ в два момента времени ($\tau = 0$ и $\tau = \pi$) с учетом знака реальных спектральных составляющих представлены в таблице.

Момент времени		«Местоположение» спектральных линий на плоскости с нормированной частотой ν		Девиация частоты $f_c \cdot \Delta v$, Гц
		$\tau = 0$	$\tau = \pi$	
Пешеход №1 (рис. 5,а) $\nu = 200$ $\delta_b = 100$ $\delta_f = 800$ $\delta_h = 500$	корпус	$\nu + \delta_b \approx 300$	$\nu - \delta_b \approx 100$	300
	левая рука	$\nu + \delta_b + \delta_f \approx 800$	$\nu - \delta_b - \delta_f \approx -400$	1800
	правая нога	$\nu + \delta_b + \delta_f \approx 1100$	$\nu - \delta_b - \delta_f \approx -700$	2700
	правая рука	$\nu + \delta_b - \delta_h \approx -200$	$\nu - \delta_b + \delta_h \approx 600$	1200
	левая нога	$\nu + \delta_b - \delta_f \approx -500$	$\nu - \delta_b + \delta_f \approx 900$	2100
Пешеход №2 (рис. 5,б) $\nu = 200$ $\delta_b = 100$ $\delta_f = 600$ $\delta_h = 400$	корпус	$\nu + \delta_b \approx 300$	$\nu - \delta_b \approx 100$	300
	левая рука	$\nu + \delta_b + \delta_f \approx 700$	$\nu - \delta_b - \delta_f \approx -300$	1500
	правая нога	$\nu + \delta_b + \delta_f \approx 900$	$\nu - \delta_b - \delta_f \approx -500$	2100
	правая рука	$\nu + \delta_b - \delta_h \approx -100$	$\nu - \delta_b + \delta_h \approx 500$	900
	левая нога	$\nu + \delta_b - \delta_f \approx -300$	$\nu - \delta_b + \delta_f \approx 700$	1500

Из рис. 5,а,б и таблицы видно, что величина курсовой девиации доплеровского смещения частоты $f_c \cdot \Delta v$ сигналов, отражаемых конечностями пешеходов, может достигать достаточно больших значений, но может быть устойчивым информативным признаком только в совокупности с абсолютными значениями доплеровского смещения частоты сигнала относительно несущей. Различие по величине девиаций частоты, обусловленных движением левой и правой рук (или ног), обусловлено синхронизмом механических колебаний корпуса с колебаниями только левой руки и правой ноги. При отсутствии колебаний корпуса значения девиации частоты сигналов от левой и правой конечностей, естественно, будут совпадать.

Видно, что разным отражающим центрам в различные моменты времени могут соответствовать одинаковые местоположения спектральных линий или одинаковые значения частотной девиации, т.е. рис. 5,а,б и таблица подтверждают, что определение параметров модели и практическое распознавание объектов без априорного знания соответствия между отражающими центрами и спектральными линиями невозможно.

С целью повышения надежности диагностики и распознавания сложных динамических объектов можно рекомендовать использовать зависимости местоположения нескольких спектральных линий в частотно-временной области и применение узконаправленных антенных систем, позволяющих выделить отдельный радиолокационный центр.

Заключение

Таким образом, в работе:

- предложена и теоретически проанализирована относительно простая математическая модель движущегося человека, удовлетворительно описывающая особенности радиолокационного рассеяния сигналов миллиметрового диапазона радиоволн;

- проанализированы зависимости спектральных характеристик отраженного, частотно-модулированного движением пешехода сигнала от индексов фазочастотной модуляции, времени обработки сигнала и других параметров модели;

- установлено, что форма, местоположение спектральных линий и величина девиации частоты отраженного пешеходом сигнала могут быть использованы в качестве информативных признаков для классификации и распознавания живых динамических радиолокационных объектов по текущим энергетическим спектрам при временах обработки сигнала миллиметрового диапазона волн, составляющих доли периода низкочастотного модуляционного процесса.

Список литературы: 1. *Khlopov G I, Martynuk S P* Spectral characteristics of the coherent millimeter-wave radar echoes from humans in motion // *Telecommunications and Radio Engineering*. 1997. Vol.51, No1. P.9-16. 2. *Гейстер С Р., Миркевич В Э* Модель отраженного радиолокационного сигнала в задаче получения спектрального портрета движущегося человека // *Электромагнитные волны и электронные системы* 1999 Т.04, №4. С.47-52. 3. *Смирнов Ю В., Головкин А.Д., Паилов А И* Особенности отражения радиосигнала движущимся человеком // *Радиотехника*. 1999 №6. С.26-35. 4. *Анго А* Математика для электро- и радиотехников. М.: Наука, 1964 772 с.

*Институт радиофизики и электроники
им. А.Я.Усикова НАН Украины*

Поступила в редакцию 05.09.2006

ЧАСТОТНО-ИМПУЛЬСНОЕ КОДИРОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ДИСКРЕТНЫХ МЕШАЮЩИХ ОТРАЖЕНИЙ ТИПА «АНГЕЛ-ЭХО»

Постановка задачи

Радиолокационные дискретные мешающие отражения (ДМО) типа «ангел-эхо» характеризуются мерцающими межобзорными флуктуациями, приводящими иногда к полному замиранию сигнала [1, 2]. Эта особенность является дополнительным признаком для зрительного распознавания и отсеивания ДМО. Предлагается представить данный признак в виде амплитудно-частотного кода ДМО, сформированного с использованием известной закономерности Тальбота [3, 4] для мерцающих картин для данного элемента обработки с учетом предыдущих циклов обзора РЛС.

Кроме того, в известных способах защиты от помеховых отражений типа «ангел-эхо» основными операциями являются трудоемкие операции обнаружения временных и пространственных корреляционных связей накоплением и позиционной проверкой карт эхосигналов [1], полученных в течение многих обзоров РЛС, иными словами, формированием для каждого элемента разрешения РЛС низкочастотного фильтра многообзорной обработки. Определяемый простыми операциями сравнения и логическими операциями алгебры предикатов [5] амплитудно-частотный код отраженного сигнала, дает возможность решить задачу распознавания ДМО типа «ангел-эхо» и их отсеивания как помехи.

Принцип формирования частотно-импульсного кода дискретных мешающих отражений

После анализа экспериментальных данных о ДМО удалось преобразовать формулировку известного обобщенного закона Тальбота [6] и превратить ее из утверждения об условиях асимптотического равенства восприятия зрительных картин, произвольным образом меняющихся во времени и пространстве, в утверждение об условиях простого равенства восприятий зрительных (машинных) картин изображений радиолокационных отметок ДМО разной частоты флуктуаций. Преобразованная формулировка обобщенного закона Тальбота имеет следующий вид.

Если сигнал отметок ДМО $A(t)$ и периодически изменяющийся во времени сигнал $\{B(t)\}_{\omega \in (0, \infty)}$ удовлетворяют условию

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \int_{t_1}^{t_2} B_{\omega}(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt, \quad (1)$$

то найдется такая частота $\omega_0 > 0$, что для любого $\omega > \omega_0$ восприятия картины сигнала $B_{\omega}(t)$ совпадает с восприятием картины сигнала $A(t)$. Здесь t – время. $A(t)$ и $B_{\omega}(t)$ – изображения графиков (диаграммы) зависимости амплитуды сигнала от времени. Множество M всех чисел, каждое из которых можно использовать в роли числа ω_0 , ограничено снизу. Нижнюю границу $\omega_{кр}$ множества M назовем критическим значением параметра ω .

Для сигнала $A(t)$ (рис. 1,а) строится специальное семейство $\{B_{\omega}(t)\}_{\omega \in (0, \infty)}$ частотно-импульсных кодов (рис. 1,б), удовлетворяющих условию (1). Сигнал отметки ДМО $A(t)$ задан на интервале $[0, T_0]$. Полагаем

$$\omega = \frac{a_0 - a}{\varepsilon}. \quad (2)$$

где $a = \max_{0 \leq t \leq T_0} |A(t)|$, $a_0 > a, \varepsilon > 0$. Строим последовательность моментов времени

$\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m$, задавая их равенствами

$$\int_0^{\theta_1} (A(t) + a_0) dt = \varepsilon, \int_0^{\theta_2} (A(t) + a_0) dt = \varepsilon, \dots, \int_0^{\theta_m} (A(t) + a_0) dt = \varepsilon.$$

В качестве числа m принимаем наибольшее из натуральных чисел, удовлетворяющее условию $\theta_m \leq T_0$.

При выборе T_0 исходим из следующих опытных данных о ДМО. Реализации функции записи мешающего отражения типа «ангел-эхо» в одном элементе локации при остановленной антенне показывают, что такие флуктуирующие нестационарные процессы с наложением стационарного фона можно описать случайными функциями со стационарными приращениями с периодом T_0 [7]. Здесь распределение вероятностей разностей функций для разных временных отсчетов не зависит от выбора начала отсчета времени. Следовательно, такие функции являются стационарными функциями и к ним применим разработанный для них математический аппарат.

В моменты времени $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m$ формируем короткие стандартные импульсы, каждый из которых охватывает площадь ε . Полученную последовательность импульсов, после ее смещения вниз на величину a_0 , принимаем в качестве диаграммы сигнала ДМО типа «ангел-эхо» $B_\omega(t)$. Диаграмму $B_\omega(t)$ можно с достаточной точностью представить аналитически:

$$B_\omega(t) = -a_0 + \varepsilon \sum_{i=1}^m \delta(t - \theta_i).$$

Здесь $\delta(t - \theta_i)$ – функция Дирака. Она задает импульс пренебрежимо малой длительности, возникающий в момент времени θ_i , который охватывает единичную площадь. Диаграмму $B_\omega(t)$ назовем асинхронным частотно-импульсным кодом радиолокационного сигнала отметок ДМО типа «ангел-эхо» $A(t)$.

Физический смысл параметра ω следующий. Это минимальная частота следования импульсов в асинхронном частотно-импульсном коде $B_\omega(t)$ сигнала ДМО $A(t)$. Частоту ω можно регулировать практически, изменяя величину площади ε , охватываемой каждым стандартным импульсом. Согласно формуле (2) уменьшение величины ε ведет к увеличению частоты ω . В работе доказано, что множество $\{B_\omega(t)\}_{\omega \in (0, \infty)}$ асинхронных частотно-импульсных кодов сигнала ДМО $A(t)$ удовлетворяет условию (1). Это означает, что для этого семейства кодов должно существовать критическое значение $\omega_{кр}$ параметра ω . Величину $\omega_{кр}$ назовем критической частотой следования импульсов в коде $B_\omega(t)$ сигнала ДМО $A(t)$.

Экспериментальные исследования

Проводились экспериментальные работы по определению критической частоты $\omega_{кр}$ для различных сигналов ДМО $A(t)$ и их асинхронных частотно-импульсных кодов $B_\omega(t)$. В эксперименте использовались записи реальных сигналов ДМО типа «ангел-эхо», полученных на обзорных РЛС сантиметрового диапазона – длина волны 22Ж6 и 5Н87. Определение $\omega_{кр}$ повторялось десятикратно для каждого типа сигнала ДМО. Среднеквадратичное отклонение для $\omega_{кр}$ составило величину порядка 5%. Рассматрива-

лись сигналы ДМО разной интенсивности от 2 до 48дБ. При $\omega > \omega_{кр}$ восприятие сигналов $A(t)$ и $B_\omega(t)$ совпадает. Критическая частота $\omega_{кр}$ следования импульсов в асинхронном коде практически не зависит от вида сигнала, на нее влияет амплитуда и нижняя частота флуктуаций сигнала. Критическая частота для разных РЛС строго коррелируется с верхним пределом частоты следования импульсов зондирования.

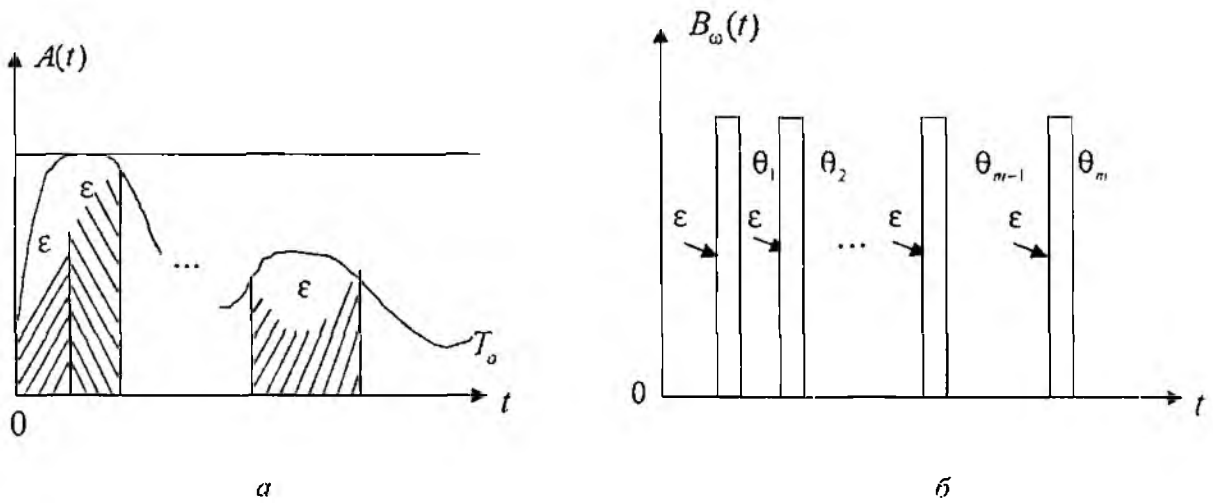


Рис. 1

Асинхронные коды сигналов ДМО невозможно ввести в память цифровой вычислительной машины. Поэтому чтобы завершить дискретизацию сигналов ДМО, нужно синхронизировать импульсы кода. Для чего необходимо ввести дискретное время и так задержать каждый из импульсов кода, чтобы его передний фронт совпал с ближайшим дискретным моментом времени. Естественно ожидать, что неодинаковое смещение во времени импульсов кода $B(t)$ в процессе его синхронизации может отразиться на характере воспроизведения синхронного кода $C_\psi(t)$. Поэтому возможен случай, когда, несмотря на одинаковое восприятие сигналов $A(t)$ и $B(t)$, картины $A(t)$ и $C_\psi(t)$ могут быть разными. С другой стороны, ясно, что при увеличении частоты синхронизации ψ положение во времени синхронных импульсов кода $C_\psi(t)$ будет все более приближаться к положению асинхронных импульсов кода $B(t)$. Следовательно, при устремлении к критической частоте синхронизации $\psi_{кр}$ оба кода совпадут.

В ходе работы проведены эксперименты по определению величины $\psi_{кр}$. Частота синхронизации изменялась в пределах от 1 до 20 кГц. Эксперименты показали, что величина $\psi_{кр}$ определяется лишь максимальной частотой ω_{max} следования импульсов в сигнале $B(t)$, причем значения $\psi_{кр}$ с высокой точностью укладываются в линейную зависимость от параметра ω_{max} . Таким образом, имеет место закономерность

$$\psi_{кр} = \frac{1}{\alpha} \omega_{max}.$$

Значения константы дискретности восприятия зрительных картин α , как показывают выполненные опыты, лежат в пределах

$$\alpha = (2.1 + 2.8) \cdot 10^{-2}.$$

При недостаточно высокой частоте синхронизации сигнал $C_\psi(t)$ воспринимается как сигнал $B(t)$, мелькающий на фоне шума.

Выводы

Таким образом, свойство радиолокационных дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо», которое проявляется в виде межобзорных мерцающих флуктуаций и приводит иногда к полному замиранию сигнала, предлагается использовать как дополнительный признак для распознавания и отсеивания ДМО. Данный признак представляется в виде амплитудно-частотного кода ДМО, сформированного с использованием известной закономерности Тальбота для мерцающих картин для данного элемента обработки с учетом предыдущих циклов обзора РЛС. В результате, можно отказаться от трудоемких операций формирования низкочастотного фильтра многообзорной обработки для защиты от помеховых отражений типа «ангел-эхо» и решать эту задачу распознаванием ДМО с помощью анализа амплитудно-частотного кода отраженного сигнала, формируемого согласно приведенному в статье алгоритму.

Список литературы: 1. *Жирнов В. В., Лебедев О. Г.* Радиолокационные мешающие отражения от неоднородностей приземной окружающей среды. Экспериментальные характеристики и статистическая модель // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 69-73. 2. *Жирнов В. В., Духов А. И.* Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 102-111. 3. *Talbot H F.* Experiments on light. Phil. Mag., (third series). № 5. 1834. P. 321. 4. *Теплов Б. М., Яковлева С. П.* О законах пространственного и временного смещения цветов // Зрительные ощущения и восприятия. Т. 2. М.: Соцэкгиз, 1935. 5. *Шабанов-Кушниренко Ю. П.* Теория интеллекта. Математические средства. Х.: Впцц шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1984. 144 с. 6. *Маленченко З. Ю.* Математические модели некоторых функций слухового восприятия и их приложения в технике обработки слитной речи: Дисс. ... канд. техн. наук (05.13.01) Харьков, 1984. 180 с. 7. *Г. Корн Т. Корн.* Справочник по математике (для научных работников и инженеров) // Пер. с англ. под ред. И. Г. Армановича. М.: Наука, 1977. 832 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редакцию 28.09.2006

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ УПРАВЛІННЯ БОКОВИМ РУХОМ ЛІТАКА ПРИ ГРУПОВОМУ НАВЕДЕННІ

Вступ

Одним із напрямків щодо реалізації стійкого та безперервного управління рухом літального апарата (ЛА) є використання нових методів обробки координатної (радіолокаційної) інформації, які пов'язані з моделюванням у просторі станів [1 - 4]. Синтез систем управління у просторі станів надає можливість визначити вектор стану об'єкту управління (ОУ) у будь-який момент часу та провести моделювання на ЕОМ всіх процесів управління, які представлені у вигляді диференціальних або різницевих рівнянь. При розробці алгоритмів наведення, які задовольняють вимогам точності та економічності управління використовують математичний апарат статистичної теорії оптимального управління (СТОУ). Моделювання систем наведення у просторі станів базується на методах формування сигналів оптимального управління на основі СГОУ [2, 3].

Відомо, що одночасне наведення групи літаків на ціль надає можливість отримати багато переваг [4], тому в роботі будемо розглядати варіант траєкторного управління літаком, коли він знаходиться у групі, з використанням інформації про різницеві параметри між літаком та радіолокаційними вимірювачами (метод управління у просторі станів різницевих параметрів) [5, 6].

Для побудови математичної моделі будемо застосовувати рівняння у векторно-матричній формі. Задачу синтезу алгоритму траєкторного управління літака розглянемо в горизонтальній площині без урахування управління по висоті.

Математична модель управління боковим рухом літака як матеріальної точки

Для отримання рівнянь у просторі станів дискретної системи управління польотом літака при застосуванні різності квадратів відстаней, звернемося до рис. 1, який дозволяє вирішити завдання управління боковим рухом ЛА на площині у випадку групового наведення.

При вирішенні поставленого завдання обираємо структуру управління з використанням групи літаків (винищувачів) для отримання допоміжної координатної інформації (багато позиційна радіолокаційна система). Об'єктом дослідження в системі управління є перший літак (ОУ), а інші літаки в групі зберігають своє розташування за допомогою внутрішнього автоматизованого контуру управління (контур групування ЛА) [7].

На рис. 1 базові відстані LA_1LA_2 і LA_1LA_3 та кути C і B (між напрямком на північ N та осями Y , X відповідно) є відомими та постійними величинами. Рух ОУ задаємо курсовим кутом $D(i)$, який характеризує напрям вектора швидкості ОУ відносно напрямку N .

Розглядаючи динаміку руху ОУ визначимо різності управління ΔX та ΔY відносно цілі по осях Y , X . Ці різності отримані шляхом проєкціювання i -го положення цілі на осі рухової системи координат.

Вимірювання, які проводяться іншими літальними апаратами в групі LA_2 , LA_3 та передаються на борт ОУ, забезпечують отримання значень різностей квадратів відстаней для i -програмної точки руху цілі і забезпечують отримання різницевих параметрів руху ОУ.

$$R_{3y}^2(i) - R_{1y}^2(i) = R_3^2(i) - 2 \cdot \Delta X(i) \cdot R_3^2(i) \quad (1)$$

$$R_{2y}^2(i) - R_{1y}^2(i) = R_2^2(i) - 2 \cdot \Delta Y(i) \cdot R_2^2(i) \quad (2)$$

де $R_{1y}^2(i)$, $R_{2y}^2(i)$, $R_{3y}^2(i)$ – квадрати відстаней між ціллю та першим, другим, третім літаком в i -й момент часу відповідно; $R_2^2(i)$, $R_3^2(i)$ – квадрати відстаней між першим та другим і першим та третім літаками в групі в i -й момент часу.

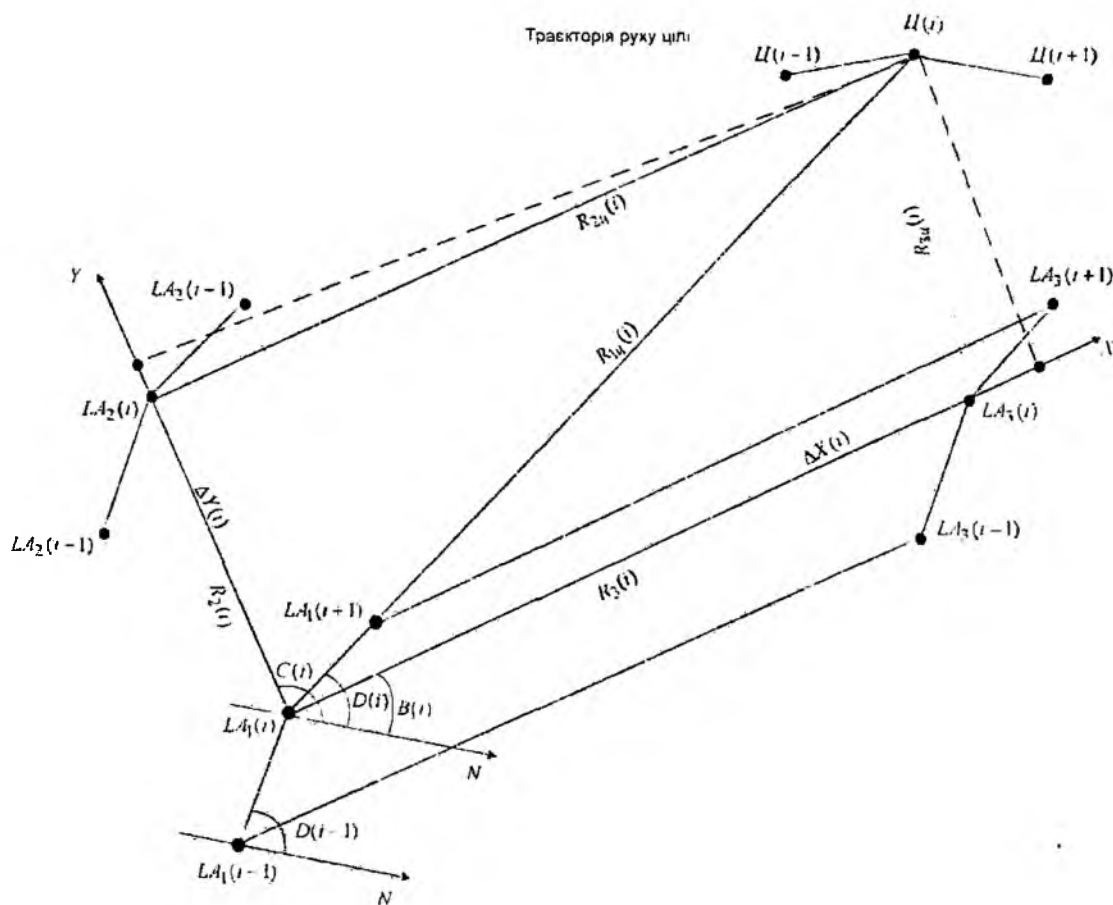


Рис. 1

На основі (1), (2) можна визначити необхідні різності для управління літаком ΔX та ΔY :

$$\Delta Y(i) = \frac{R_3^2(i) - R_{3y}^2(i) + R_{1y}^2(i)}{2 \cdot R_3^2(i)} \quad (3)$$

$$\Delta X(i) = \frac{R_2^2(i) - R_{2y}^2(i) + R_{1y}^2(i)}{2 \cdot R_2^2(i)} \quad (4)$$

За цими величинами є можливість обчислити співвідношення по двох каналах управління:

$$n(i) = \frac{\Delta X(i-1)}{\Delta Y(i-1)} \quad (5)$$

Для рішення рівнянь у просторі станів введемо необхідне співвідношення по каналах ΔX та ΔY для інтервалу часу $\Delta t(i)$:

$$n_H(i) = \frac{\Delta X(i)}{\Delta Y(i)} \quad (6)$$

З урахуванням співвідношення (3) – (6) і рис. 1 отримуємо перехідні характеристики системи із стану $(i-1)$ в стан (i) [5, 6].

$$\frac{\Delta X(i)}{\Delta Y(i)} \cdot \frac{\Delta Y(i-1)}{\Delta X(i-1)} = \frac{\cos[D(i) - B]}{\cos[C - D(i)]} \cdot \frac{\cos[C - D(i-1)]}{\cos[D(i-1) - B]} \quad (7)$$

Виходячи з отриманих перехідних характеристик (7), з огляду на (5), (6), а також провівши лінеаризацію та, вважаючи збільшення $\Delta D(i)$ по курсовому куту $\{\Delta \tau(i): i = 1, 2, \dots, N\}$ досить малими величинами, щоб здійснити заміну

$$\left. \begin{aligned} \cos \Delta D(i) &\approx 1 \\ \sin \Delta D(i) &\approx \Delta D(i) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

одержимо рівняння, що описують динаміку управління польотом літака по курсу на площині у просторі станів різницевих параметрів:

$$\Delta X(i) = \frac{\Delta Y(i)}{\Delta Y(i-1)} \Delta X(i-1) + \Delta D(i) \cdot \Delta Y(i) \times [n_H(i) \operatorname{tg}(C - D(i-1)) - n(i) \operatorname{tg}(D(i-1) - B)] \quad (9)$$

$$\Delta Y(i) = \frac{\Delta X(i)}{\Delta X(i-1)} \Delta Y(i-1) + \Delta D(i) \cdot \Delta X(i) \times [n_H(i) \operatorname{tg}(C - D(i-1)) - n(i) \operatorname{tg}(D(i-1) - B)] \quad (10)$$

Величини $n_H(i)$, $n(i)$, $\operatorname{tg}[C - D(i-1)]$, $\operatorname{tg}[D(i-1) - B]$ на інтервалі часу $\{\Delta \tau(i): i = 1, 2, \dots, N\}$ є постійними. Зміна цих величин настає в момент часу i .

При управлінні за методом пропорційних збільшень [5] кут $\Delta D(i)$ можна визначити так:

$$\Delta D(i) = \frac{n_H(i) - n(i)}{n_H(i) \times \operatorname{tg}(D(i-1) - C) - n(i) \times \operatorname{tg}(D(i-1) - B)} \quad (11)$$

Отримана вище математична модель управління боковим рухом ОУ придатна для управління ЛА як матеріальної точки, та може використовуватись у багатоконтурній системі самонаведення, в якій така модель буде одним із контурів управління [6, 4].

Модель управління боковим рухом розподіленого у просторі об'єкта

Літак як об'єкт управління в залежності від розв'язуваної задачі може бути представлений різними математичними моделями (ММ). Окрім того, на вигляд ММ впливають аеродинамічні форми ОУ, які у свою чергу обумовлені типом фюзеляжу і крил, розміщенням крил щодо фюзеляжу та видами органів управління [9-11].

При рішенні задач управління боковим рухом ОУ, таких, як вигримування траєкторії наведення на різних етапах польоту, ліквідація бокової складової помилки прицілювання, де необхідна висока точність управління при розвороті, слід розглядати ЛА у вигляді розподіленого у просторі об'єкта.

У загальному випадку просторовий рух літака як ОУ характеризується досить складною системою нелінійних диференціальних рівнянь (ДР) із перемінними коефіцієнтами. Така складна система рівнянь застосовується для дослідження контурів управління при широкому використанні обчислювальних машин і для визначення можливостей по реалізації більш простих моделей. Останнє пов'язано з тим, що прості моделі дають наочне, хоча іноді і трохи грубе, уявлення про динамічні властивості УО, знання яких важливе при аналітичних дослідженнях.

Для подальшого дослідження отримаємо припущення про ЛА, як про абсолютно тверде тіло, що має шість ступенів свободи. Відповідно до ідей методу малих збурювань і при представленні конструкції ЛА абсолютно твердою, задачу про дослідження збуреного руху ЛА вдається звести до рішення системи шести лінійних ДР із перемінними коефіцієнтами.

До бокового руху ЛА відносять поступовий рух упродовж осі OZ і обертальні рухи навколо осей OX і OY .

Модель бокового руху літака, що одержана на основі рівнянь бокового руху ОУ при проектуванні діючих сил і моментів на осі зв'язаної системи координат OXY при відсутності вітру представляється у вигляді [8, 9]:

$$\begin{aligned} \Delta \beta - \Delta \omega_y + a_z^\beta \Delta \beta - g v_0^{-1} \Delta \gamma &= a_z^\delta \Delta \delta, \quad \Delta \omega_x + a_{mx}^\beta \Delta \beta + a_{mx}^\omega \Delta \omega_x + a_{my}^\omega \Delta \omega_y = a_{mx}^{\delta_n} \Delta \delta_n + a_{mx}^\delta \Delta \delta, \\ \Delta \omega_y + a_{my}^\beta \Delta \beta + a_{my}^\omega \Delta \omega_x + a_{my}^\omega \Delta \omega_y &= a_{my}^{\delta_n} \Delta \delta_n, \quad \Delta \gamma - \Delta \omega_x = 0, \quad \Delta \psi = \Delta \omega_y, \end{aligned} \quad (12)$$

де γ, β, ψ – кути крену, ковзання, відхилення $a_{\beta}^{\beta} = a_{\beta}^{\beta} v_0^{-1}, a_{\psi}^{\delta} = a_{\psi}^{\delta} v_0^{-1}$.

На практиці управління курсом ЛА прагнуть здійснювати методом координованого розвороту, при якому за допомогою елеронів змінюється кут крену. При цьому повертається вектор піднімальної сили, а руль напрямку забезпечує підтримку рівним нулю кута ковзання при розворотах ($\Delta\beta = 0$). При координованому розвороті можна одержати рівняння [8]

$$\psi = -g v_0^{-1} \gamma, \quad \dot{\omega}_x = -a_{m\dot{x}}^{\omega} \omega_x + a_{m\dot{x}}^{\delta} \delta_{\psi}, \quad (13)$$

які характеризують лінійну математичну модель бокового руху УО.

Векторно-матрична форма без урахування вектора збурювань має вигляд

$$\dot{\mathbf{X}} = \mathbf{F}(t)\mathbf{X} + \mathbf{C}(t)\mathbf{U}. \quad (14)$$

Представлення ММ бокового руху ЛА у векторно-матричній формі (14) при координованому розвороті відповідає виразу (13) при

$$\mathbf{X}^T = \|\psi, \gamma, \omega_x\|, \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} 0 & -g v_0^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -a_{m\dot{x}}^{\omega} \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ a_{m\dot{x}}^{\delta} \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{U} = \delta_{\psi}. \quad (15)$$

У деяких випадках управління курсом ЛА можна здійснювати шляхом застосування режиму плоского розвороту, коли за рахунок стабілізації крену $\Delta\gamma = 0, \Delta\omega_x = 0$ [9]. На підставі (12) при заміні величин $\Delta\beta, \Delta\omega_y, \Delta\psi$ величинами β, ω_y, ψ та з урахуванням рівняння

зв'язку $\Delta\psi = \Delta\omega_y$ для режиму плоского розвороту ЛА можна отримати рівняння

$$\dot{\beta} = -a_{\beta}^{\beta} \beta + \omega_y + a_{\psi}^{\delta} \delta_{\psi}, \quad \dot{\omega}_y = -a_{m\dot{y}}^{\omega} \omega_y + a_{m\dot{y}}^{\delta} \delta_{\psi}, \quad \psi = \omega_y. \quad (16)$$

де $a_{\beta}^{\beta} = a_{\beta}^{\beta} V_0^{-1}, a_{\psi}^{\delta} = a_{\psi}^{\delta} V_0^{-1}$.

Векторно-матрична форма представлення ММ бокового руху ЛА при режимі плоского розвороту відповідає виразу (16) при

$$\mathbf{X}^T = \|\beta, \omega_y, \psi\|, \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} -a_{\beta}^{\beta} & 1 & 0 \\ -a_{m\dot{y}}^{\omega} & -a_{m\dot{y}}^{\omega} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{Bmatrix} a_{\psi}^{\delta} \\ -a_{m\dot{y}}^{\delta} \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{U} = \delta_{\psi}. \quad (17)$$

Автоматичне управління боковим рухом ЛА ведеться звичайно через контур крену (канал елеронів) та канал руля напрямку. Типові закони управління $\delta_{\psi}, \delta_{\psi}$ можна записати так [9]:

$$\begin{aligned} \delta_{\psi} &= k_{\psi}^{\gamma} [-k_{\psi}^{\gamma} (\gamma_{\psi} - \gamma) + k_{\psi}^{\omega} \omega_y], \\ \delta_{\psi} &= k_{\psi}^{\Delta D} [-k_{\psi}^{\Delta D} \Delta D + k_{\psi}^{\omega} \omega_y]. \end{aligned} \quad (18)$$

де γ_{ψ}, γ – задане і поточне значення кутів крену ЛА; ΔD – функція управління по каналу курсу; $k_{\psi}^{\omega_x}, k_{\psi}^{\gamma}, k_{\psi}^{\omega_y}, k_{\psi}^{\Delta D}$ – передаточні числа.

Заданий крен визначається задачею, що вирішується. У випадку наведення винищувача у просторі станів γ_{ψ} можна визначити як

$$\gamma_{\psi} = k_{\psi}^{\Delta D} \Delta D, \quad (19)$$

де $k_{\psi}^{\Delta D}$ – передаточне число; ΔD – у випадку дискретної системи визначається відповідно до (11).

Для запису моделі системи траєкторного управління боковим рухом ЛА при координатному розвороті (13) у векторно-матричній формі (14) і з урахуванням управляючих впливів (18) і (19) вважаємо, що

$$\mathbf{X}^T = \|\psi, \gamma, \omega_z\| \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} 0 & -gV_0^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & b_1 & b_2 \end{Bmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ b_3 \end{Bmatrix} \quad \mathbf{U} = \Delta D, \quad (20)$$

де \mathbf{X} – n -вектор станів системи; \mathbf{U} – r -вектор управління системи; $\mathbf{F}(t)$ – матриця коефіцієнтів розміру $n \times n$; $\mathbf{C}(t)$ – матриця коефіцієнтів розміру $n \times r$; $b_1 = a_{m\dot{x}}^{\delta_y} k_{\dot{y}}^{\gamma}$ і $b_2 = -a_{m\dot{x}}^{\omega_x} + a_{m\dot{x}}^{\delta_y} k_{\dot{y}}^{\omega_x}$ – коефіцієнти матриці \mathbf{F} ; $b_3 = -a_{m\dot{x}}^{\delta_y} k_{\dot{y}}^{\gamma} k_{\dot{y}}^D$ – коефіцієнти матриці \mathbf{C} .

Динаміка дискретної моделі системи, яка отримана відповідно до вищевикладеної методики шляхом дискретизації моделі (12) описується рівнянням

$$\mathbf{X}(i+1) = \Phi(i+1, i) \cdot \mathbf{X}(i) + \Psi(i+1, i) \cdot \mathbf{U}(i), \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (21)$$

де $\Phi(i+1, i)$ – перехідна матриця вектора станів системи розміру $n \times n$; $\Psi(i+1, i)$ – перехідна матриця вектора управління системи розміру $n \times r$.

На підставі виразу (21) і на основі методики [12] динаміку дискретної моделі системи траєкторного управління боковим рухом у просторі станів можна описати різницеvim рівнянням

$$\mathbf{X}(i+1) = \begin{Bmatrix} 1 & -gV_0^{-1}\tau & 0 \\ 0 & 1 & \tau \\ 0 & b_1\tau & 1+b_2\tau \end{Bmatrix} \cdot \mathbf{X}(i) + \begin{Bmatrix} 0 \\ \frac{1}{2}b_3\psi\tau^2 \\ b_3(\tau + \frac{1}{2}b_2\tau^2) \end{Bmatrix} \cdot \mathbf{U}(i), \quad (22)$$

де $\mathbf{U}(i) = \Delta D(i)$ та визначається співвідношенням (8), $\tau = t_{i+1} - t_i = const$ – крок дискретизації.

Виміри в системі (21) проводяться навігаційно-пілотажним приладом, встановленим на борту ЛА (система виміру поточного курсу літака). Показавши рівним нулю помилки виміру, одержимо вектор виміру

$$\mathbf{Z}(i+1) = \mathbf{H}(i+1) \cdot \mathbf{X}(i+1), \quad (23)$$

де

$$\mathbf{H}(i+1) = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix}. \quad (24)$$

Для запису моделі системи траєкторного управління боковим рухом ЛА у випадку плоского розвороту з використанням векторно-матричної форми (14) вважаємо, що

$$\mathbf{X}^T = \|\beta, \omega_y, \psi\| \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} a_1 & a_2 & 0 \\ a_3 & a_4 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{Bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{U} = \Delta D, \quad (25)$$

де $a_1 = -a_{m\dot{x}}^{\beta}$, $a_2 = 1 + k_n^{\omega_y}$, $a_3 = -a_{m\dot{x}}^{\beta}$, $a_4 = -a_{m\dot{y}}^{\omega_y} + k_n^{\omega_y}$, $b_1 = -a_{m\dot{y}}^{\delta_n} k_n^{\psi}$, $b_2 = -a_{m\dot{y}}^{\delta_n} k_n^{\psi}$.

Перехідні матриці вектора станів $\Phi(i+1, i)$ та вектора управління системи $\Psi(i+1, i)$ відповідно до виразу (21) будуть мати вигляд

$$\Phi(i+1, i) = \begin{vmatrix} 1+a_1\tau & a_2\tau & 0 \\ a_3\tau & 1+a_4\tau & 0 \\ 0 & \tau & 1 \end{vmatrix}, \quad \Psi(i+1, i) = \begin{vmatrix} b_1\tau + \frac{1}{2}(a_1b_1 + a_2b_2)\tau^2 \\ b_1\tau + \frac{1}{2}(a_1b_1 + a_1b_2)\tau^2 \\ \frac{1}{2}b_2\tau^2 \end{vmatrix}. \quad (26)$$

Отримасмо вектор виміру для режиму плоского розвороту:

$$Z(i+1) = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot X(i+1) \quad (27)$$

Висновки

На основі використання методу моделювання у просторі станів в роботі синтезовано алгоритм управління боковим рухом ЛА з застосуванням різницевих параметрів, при наведенні літака в групі. З допомогою отриманого алгоритму побудована модель дискретної системи управління боковим рухом центра мас ЛА, яку можна описати рівняннями (9), (10). Припускаючи, що літак розподілений у просторі об'єкт, синтезовано алгоритми управління боковим рухом літака із урахуванням його аеродинамічних властивостей і геометричних розмірів.

Слід відзначити, що подальшим продовженням цієї роботи є дослідження похибок управління рухом ЛА при впливі на ОУ і систему управління збурювань з урахуванням помилок вимірювання.

Список літератури: 1. Меркулов В.И., Дрогачин В.В., Канащенков А.И., Летин В.Н., Самарин О.Ф., Соловьев А.А. *Авиационные системы радиоуправления. Т.1. Принципы построения систем радиоуправления. Основы синтеза и анализа / Под ред. А.И. Канащенкова и В.И. Меркулова. М.: Радиотехника, 2003. 192 с.* 2. Меркулов В.И. и др. *Авиационные системы радиоуправления. Т.2. Радиоэлектронные системы самонаведения / Под ред. А.И. Канащенкова и В.И. Меркулова. М.: Радиотехника, 2003. 392 с.* 3. *Справочник по теории автоматического управления / Под ред. А.А. Красовского. М.: Наука, 1987. 712 с.* 4. *Торопчин А.Я., Коршець О.А., Поляков В.В. Современный стан та перспективи розвитку систем наведення у повітряних силах // Аналіз дискретних систем самонаведення винищувачів на надманеврені цілі у просторі станів. Зб. наук. праць. Вип. 1 (1). Харків: ХУ ПС, 2005. С. 23 – 26.* 5. *Барышев И.В., Дзюжневский А.В. Формирование и использование поверхностей положения с вертикальной образующей // Успехи современной радиоэлектроники. М.: Радиотехника, 1999. Вып. 9. С. 55-59.* 6. *Высоцкий А.В., Барышев И.В. Модель системы траекторного управления боковым движением ЛА в пространстве цилиндрических поверхностей положения ЛА // Авіаційно-космічна техніка і технологія. Зб. наук. праць. Вип. 35. Харків: Нац. аерокосмічний ун-т «ХАІ», 2002. С. 158 – 161.* 7. *Барышев И.В., Коршець О.А., Высоцкий О.В. Бойові порядки винищувачів в інтересах виконання противинищувального маневру // Зб. наук. праць. Вип. 3 (3). Харків: ХУ ПС, 28.09.2005. С. 25 – 28.* 8. *Максимов М.В., Горгонов Г.И. Радиоэлектронные системы наведения. М.: Радио и связь, 1988. 304 с.* 9. *Красовский А.А., Вавилов Ю.А., Сучков А.И. Системы автоматического управления летательных аппаратов. М.: Изд-во ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1986. 479 с.* 10. *Летов А.М. Динамика полета и управление. М.: Наука, 1969. 424 с.* 11. *Остославский И.В., Стражева И.В. О формировании контура управления самолетом. М.: Оборонгиз, 1960. 97 с.* 12. *Медич Дж. Статистически оптимальные оценки и управление. М.: Энергия, 1973. 440 с.*

Харківський університет Повітряних Сил

Поступила в редколлегию 28.02.2006

Н.Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, В.С. ПОПОВ, канд физ.-мат. наук
**НАПРАВЛЕННЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
 ВИБРАТОРНО-ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ**

Проблема создания антенных систем с заданными поляризационными и направленными характеристиками в каждом конкретном случае решается, исходя из налагаемых на них требований, реализация которых становится возможной только с помощью излучателей сложной формы (крестообразная, Λ -образная и другие виды щелей) или комбинированных излучателей (вибраторно-щелевой, рупорно-микрополосковый излучатели и др.) Среди последних большие потенциальные возможности имеет вибраторно-щелевой излучатель, который представляет собою Г-образный вибратор, погруженный в щель, прорезанную, например, в стенке прямоугольного волновода (такой кругополяризованный излучатель был предложен в [1]). Конструктивные особенности излучателя дают возможность эффективно настраивать его по всем электродинамическим характеристикам, включая поляризацию излучения, изменение его глубины погружения и расположения вдоль щели и поворотом вокруг нормали к щели. Задача о нахождении полей в дальней зоне такого вибраторно-щелевого излучателя и рассмотрена ниже.

На рис. 1 представлены система координат, взаимное расположение и размеры элементов вибраторно-щелевого излучателя для двух случаев направления горизонтальной части вибратора – параллельно и перпендикулярно щели. Щель прорезана в бесконечном идеально-проводящем экране. В этом случае для расчета полей вибратора целесообразно использовать метод зеркальных изображений. Для оценки достижимых характеристик излучателя достаточно использовать приближение заданного тока, в котором должны быть учтены такие особенности, как нулевое значение тока на концах горизонтальной части вибратора и максимум в точке погружения вибратора в щель (начало координат). Тогда распределение тока возбуждения в горизонтальной части вибратора можно записать в следующем виде [2]:

$$I^{(1)(2)} = I_0 \sin k(l - x^{(1)(2)}). \quad (1)$$

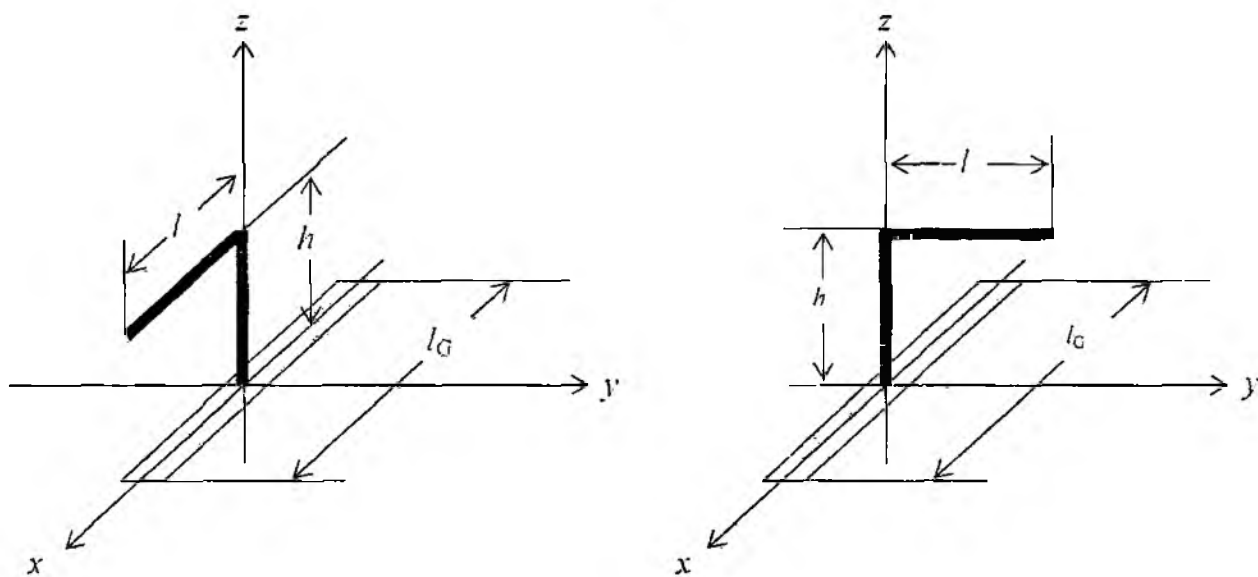


Рис. 1

Здесь и в дальнейшем верхний индекс (1) соответствует случаю, когда горизонтальная часть вибратора параллельна щели ($x^{(1)}=x$), а индекс (2) – случаю, когда она перпендикулярна щели ($x^{(2)}=y$): I_0 – амплитуда тока в вибраторе, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, l – длина горизонтальной части вибратора

Вертикальная часть вибратора вместе с ее зеркальным изображением образует симметричный вибратор, распределение тока возбуждения в котором имеет вид

$$I = I_0 \cos kz. \quad (2)$$

Поле щели нетрудно найти, используя модель симметричного магнитного вибратора, расположенного вдоль оси Ox и возбуждаемого магнитным током с амплитудой I_0^M [2]:

$$I^M = I_0^M \sin k(l_G - |x|). \quad (3)$$

Расчет полей излучения комбинированного волноводно-щелевого излучателя выполним методом суммирования полей элементарных излучателей, распределенных вдоль вибратора и щели. Ввиду тривиальности вычислений сразу же приведем окончательные выражения компонент поля. В дальней зоне таковыми являются угловые компоненты напряженности электрического поля в сферической системе координат с полярной осью вдоль оси OZ (см. рис. 1). В общем виде эти компоненты представимы следующим образом:

$$E_S^{(1),(2)} = 0.5 Z I_0 \left[A_S^{(1),(2)} + i B_S^{(1),(2)} \right] \frac{\exp(-ikR)}{R} \exp(i \arctg(B_S^{(1),(2)}/A_S^{(1),(2)})), \quad S = \theta, \varphi. \quad (4)$$

Здесь $Z = (\mu/\epsilon)^{1/2}$ – характеристическое сопротивление окружающего пространства, μ и ϵ – магнитная и диэлектрическая проницаемости последнего. R – расстояние от начала координат до точки наблюдения, θ, φ – полярный и азимутальный углы в сферической системе координат,

$$\begin{aligned} A_\theta^{(1),(2)} &= -\operatorname{Re}(\Psi_\theta^{(1),(2)}) \sin(kh \cos \theta), \quad A_\varphi^{(1),(2)} = \pm \operatorname{Re}(\Psi_\varphi^{(1),(2)}) \sin(kh \cos \theta), \\ B_\theta^{(1),(2)} &= \Psi_\Gamma + g \Psi_G \sin \varphi - \operatorname{Im} \Psi_\theta^{(1),(2)} \sin(kh \cos \theta), \\ B_\varphi^{(1),(2)} &= g \Psi_G \cos \varphi \cos \theta \pm \operatorname{Im} \Psi_\varphi^{(1),(2)} \sin(kh \cos \theta), \end{aligned} \quad (5)$$

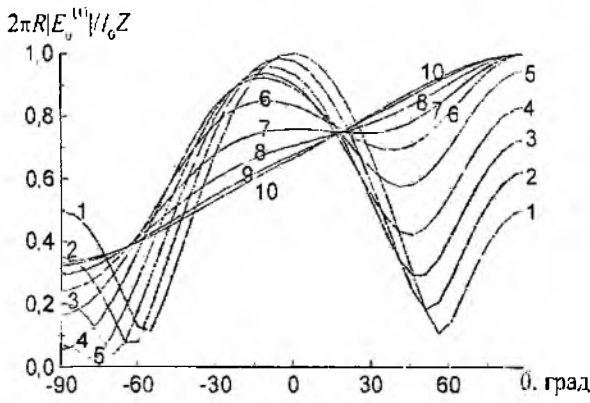
где знак "+" соответствует индексу (1), а знак "-" – индексу (2). $g = 2I_0^M / ZI_0$ – параметр, который определяет соотношение между токами возбуждения щели и вибратора; $\Psi_\Gamma, \Psi_S^{(1),(2)}, \Psi_G$ – функции, определяющие направленные свойства вертикальной и горизонтальной частей вибратора и щели соответственно, которые можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Psi_\Gamma &= \sin^{-1} \theta \left[\sin(kh) \cos(kh \cos \theta) - \cos \theta \cos(kh) \sin(kh \cos \theta) \right] \\ \Psi_G &= \left[1 - (\Delta^{(2)})^2 \right]^{-1} \left[\cos(0.5 kl_G \Delta^{(2)}) - \cos(0.5 kl_G) \right] \\ \Psi_S^{(1),(2)} &= \beta_S^{(1),(2)} Q^{(1),(2)}, \\ Q^{(1),(2)} &= \left[1 - (\Delta^{(1),(2)})^2 \right]^{-1} \left\{ \cos(kl \Delta^{(1),(2)}) - \cos kl + i \left[\sin(kl \Delta^{(1),(2)}) - \sin(kl) \Delta^{(1),(2)} \right] \right\}, \\ \Delta^{(1)} &= \sin \theta \cos \varphi, \quad \Delta^{(2)} = \sin \theta \sin \varphi. \\ \beta_\theta^{(1)} &= \cos \varphi \cos \theta, \quad \beta_\theta^{(2)} = \sin \varphi \cos \theta, \quad \beta_\varphi^{(1)} = \sin \varphi, \quad \beta_\varphi^{(2)} = \cos \varphi. \end{aligned} \quad (6)$$

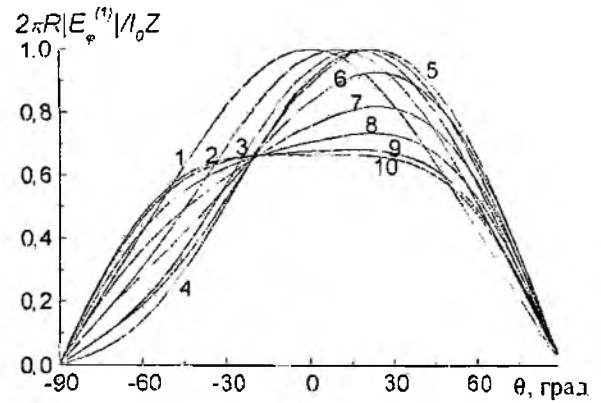
С помощью выражений (4) – (6) нетрудно также определить и поляризационные характеристики излучения. В частности, коэффициент эллиптичности $r^{(1),(2)}$ для обоих случаев ориентации горизонтальной части вибратора относительно щели можно представить в виде [3]

$$r^{(1),(2)} = \left| \frac{t^{(1),(2)} - \sqrt{(t^{(1),(2)})^2 - 1}}{t^{(1),(2)} + \sqrt{(t^{(1),(2)})^2 - 1}} \right|^{\pm 1}, \quad t^{(1),(2)} = \frac{1 + |p^{(1),(2)}|^2}{2 |p^{(1),(2)}| |\sin u^{(1),(2)}|}, \quad (7)$$

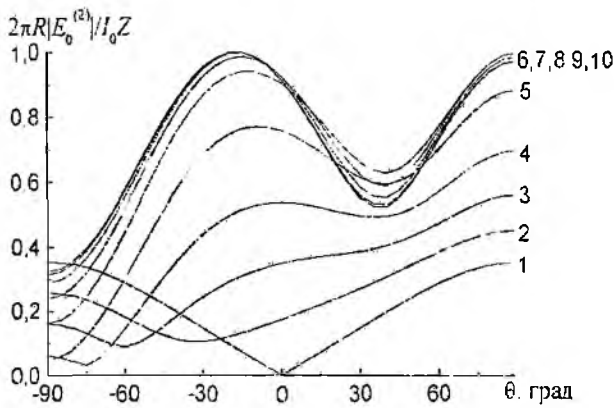
где $p^{(1),(2)} = E_\varphi^{(1),(2)} / E_\theta^{(1),(2)}$, $u^{(1),(2)} = \arg E_\varphi^{(1),(2)} - \arg E_\theta^{(1),(2)}$ – разность фаз исследуемых компонент поля.



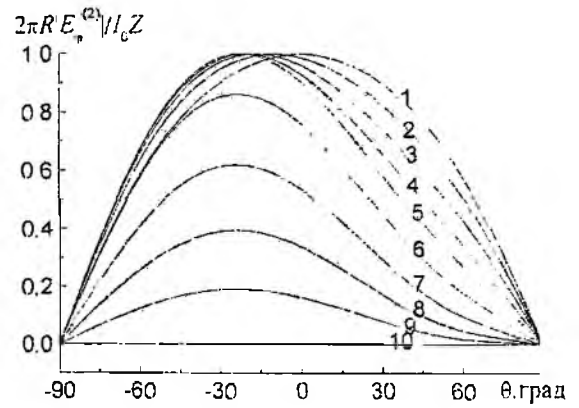
a



b

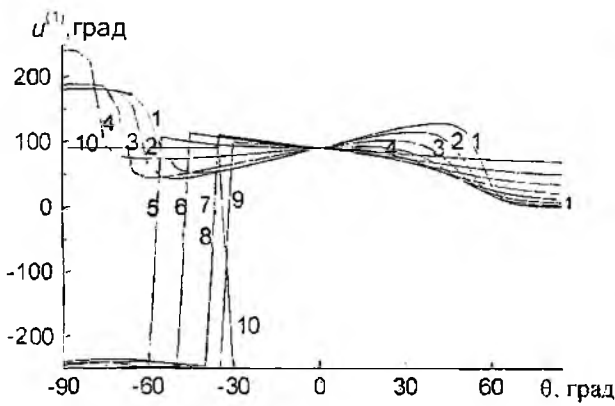


a

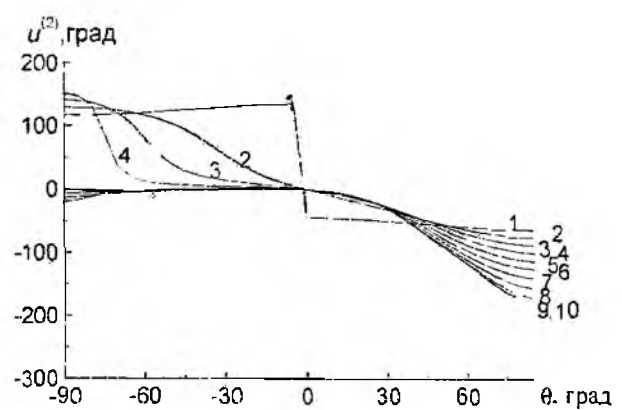


b

Рис. 2



a



b

Рис. 3

Приведенная выше приближенная математическая модель (4) вибраторно-щелевого излучателя позволяет численно оценить возможности формирования с его помощью полей с заданными направленными и поляризационными характеристиками. Для этого необходимо

согласовать значения тока возбуждения на сгибе вибратора, в точке его погружения в щель и на краях. Автоматически необходимое согласование достигается в случае, когда длина горизонтальной части вибратора $l = \lambda/2$, а вертикальной части $h = \lambda/4$ (λ — длина волны тока возбуждения). Для этих размеров вибратора, а также длины щели $l_0 = \lambda/2$ и были выполнены расчеты модулей взаимно-перпендикулярных компонент $E_\varphi^{(1)(2)}$ и $E_\theta^{(1)(2)}$, разности их фаз и коэффициента эллиптичности в зависимости от угла θ в различных плоскостях наблюдения, определяемых значениями азимутального угла φ .

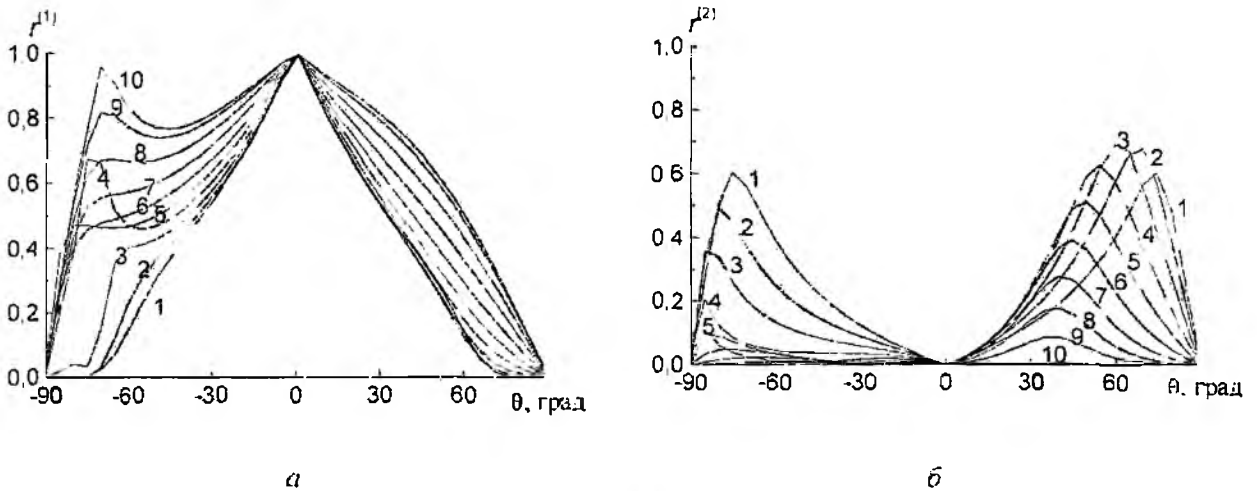


Рис. 4

Результаты расчетов представлены на рис. 2 – 4 в виде графиков зависимостей нормированных модулей компонент $E_\varphi^{(1)(2)}$ и $E_\theta^{(1)(2)}$, разности их фаз и коэффициента эллиптичности от углов θ и φ для обоих случаев ориентации горизонтальной части вибратора относительно щели. Отметим, что компоненты поля $E_\varphi^{(1)(2)}$ и $E_\theta^{(1)(2)}$ пронормированы на максимальную величину из всего множества их значений в каждом из случаев (1) или (2) в отдельности, в результате чего на рисунках отражено и взаимное соотношение этих компонент между собой. Это позволяет с учетом разностей фаз компонент поля в тех же плоскостях наблюдения определить поляризационные свойства излучателя. На всех графиках номера кривых 1, 2, 3...10 соответствуют значениям угла $\varphi = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, \dots, 90^\circ$. Во всех расчетах коэффициент $g=2$ (при этом отношение $I_0^{M1}/I_0=Z$).

На рис. 2, 3 видны различия в распределениях компонент поля и разности их фаз в случаях (1) и (2). Среди них отметим лишь связанные с особенностями поляризационных структур полей излучения в обоих случаях. Прежде всего это касается соотношений между амплитудами и фазами взаимно-ортогональных компонент $E_\varphi^{(1)(2)}$ и $E_\theta^{(1)(2)}$. В случае (1) разница уровней компонент $E_\varphi^{(1)}$ и $E_\theta^{(1)}$ (рис. 2, а, б) в области углов $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ порядка $\pm 10\%$ для всех значений азимутального угла. В случае (2) (рис. 2, в, г) в той же области углов 0 аналогичные соотношения для компонент $E_\varphi^{(1)}$ и $E_\theta^{(1)}$ имеют место лишь в плоскостях $\varphi=40^\circ$ и $\varphi=50^\circ$. Для $\theta > 30^\circ$ уровни компонент $E_\varphi^{(1)(2)}$ и $E_\theta^{(1)(2)}$ сопоставимы лишь в некоторых плоскостях наблюдения.

Что касается разности фаз $\psi^{(1)(2)}$ между ортогональными компонентами, то в случае (1) (рис. 3, а) в области $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ значения $\psi^{(1)}$ находятся в пределах от 70° до 110° , а в направлении $\theta=0^\circ$ равны 90° . В случае (2) (рис. 3, б) разность фаз $\psi^{(2)}$ изменяется в пределах от -20° до $+20^\circ$ за исключением кривой под номером 1 (рис. 3, б), которая при $\theta=0^\circ$ испытывает скачок на 180° и практически постоянна до и после скачка. В направлении нормали к плоскости щели $\psi^{(2)}=0^\circ$. Такой вид амплитудно-фазовых соотношений обуславливает в секторе уг-

лов $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ в случае (1) эллиптическую поляризацию с высоким коэффициентом эллиптичности, а в случае (2) практически линейную поляризацию излучения.

Более подробная поляризационная картина поля комбинированного вибраторно-щелевого излучателя может быть получена из результатов расчета коэффициента эллиптичности $r^{(1),(2)}$, представленных в виде графиков зависимости $r^{(1),(2)}$ от углов θ в тех же плоскостях наблюдения, что и в предыдущих расчетах (рис. 4,а,б). В случае (1) (рис. 4,а) во всех плоскостях наблюдения при $\theta=0^\circ$ поляризация круговая, а в области углов $-15^\circ < \theta < 15^\circ$ коэффициент эллиптичности $r^{(1)}$ не опускается ниже 0,7. В плоскостях $\varphi=80^\circ$ и $\varphi=90^\circ$ в пределах углов θ от -75° до $+30^\circ$ значение $r^{(1)}$ не ниже 0,75, а при $\theta=-67^\circ$ $r^{(1)}$ имеет максимум, который в плоскости $\varphi=90^\circ$ близок к единице. Направление вращения суммарного вектора напряженности электрического поля, как это следует из рис. 3,а, в плоскостях $\varphi=0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ и 30° не изменяется во всем секторе углов θ , а в остальных плоскостях происходит смена направления вращения в области $-60^\circ < \theta < -30^\circ$. В случае (2) (рис. 4,б) поляризационная картина иная. Здесь в области углов $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ поляризация поля близка к линейной и лишь в плоскостях наблюдения $\varphi=0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ и 30° в секторе углов $50^\circ < \theta < 70^\circ$ коэффициент эллиптичности $r^{(2)}$ находится в пределах от 0,55 до 0,65, а в секторе углов $-80^\circ < \theta < -70^\circ$ в плоскостях наблюдения $\varphi=0^\circ, 10^\circ$ и 20° $r^{(2)}$ изменяется в пределах от 0,35 до 0,6. Однако в этих областях значений углов θ , как видно из рис. 2,б, интенсивность излучения существенно ниже максимальной. Отметим также, что при $\theta=0^\circ$ направление вращения результирующего вектора поля меняется на противоположное.

Таким образом, в случае, когда горизонтальная часть вибратора параллельна щели, расчеты показали возможность использования данного вибраторно-щелевого излучателя в качестве эффективного источника излучения эллиптической поляризации с высоким коэффициентом эллиптичности в широком секторе углов θ и круговой поляризации в направлении нормали к плоскости щели.

Список литературы: 1. Горобец Н.Н. Вибраторно-щелевые излучатели с круговой поляризацией // Функциональные электродинамические системы и элементы: Межвуз. науч. сб. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1988. С.25. 2. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков: Изд-во ХГУ, 1960.284с. 3. Горобец Н.Н. Основы теории антенн эллиптической поляризации. Киев: О-во "Знание" Украинской ССР, 1980. 24 с.

Харьковский национальный
университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редакцию 05.02.2006

*S.D. PRIJMENKO, Member IEEE, candidate of physics and mathematics science;
L.A. BONDARENKO, P.A. LEGENIN*

ABOUT THE TRANSIENT RADIATION SPECTRUM OF A LINEAR IMPEDANCE ANTENNA

Introduction

Recently considerable attention has been focused on the processes of generation and radiation of super-power short electromagnetic impulses (EMI). The EMI can be used for a pulse radar-location [1] and for impulse-radiating (IRE) or ultra wideband (UWB) antenna [2]. The efficiency of the latter is defined primarily by the excitation source. An electron bunch scattered on the metal target and forming the transient radiation [3] is a source, having unique ultrawideband and ultrashort scanning time of the directional diagram. The linear UWB antenna of transient radiation excited by an electron bunch scattered at its end face, is experimentally investigated in [4].

A promising type of UWB antenna is the curvilinear wire (CLW) wideband antenna as its basic element is the single-wire line which practically has not a frequency dispersion. As a base model of an CLW antenna we consider the linear impedance antenna. Its current during the bunch movement to the antenna and its radiation after the bunch contact in the form of a point charge with the antenna end face are considered in [5] and [6] respectively. In the present publication the transient radiation spectrum of a linear impedance antenna at the stage of bunch approach to the antenna, and briefly the stage of actually transient radiation are analyzed.

The bunch field

Let's consider an electron bunch moving with a velocity v towards the antenna end face in the free space. The bunch has a charge Q and small cross-section sizes. Approximate the beam current density by the expression of [7] (p. 407)

$$\vec{j}(r', t) = \frac{Qv}{\rho'} \delta(\rho') \delta(\varphi') \delta(z' - vt) \vec{e}_0, \quad (1)$$

Where ρ' , φ' , z' are the coordinates in the cylindrical system, and $\rho' = 0$, $\varphi' = 0$, $z' = vt$ are the coordinates of a bunch.

The $\vec{j}(r', t)$ can be decomposed into the Fourier integral by the variable t . Using the Green's function of Helmholtz equation, we obtain the spectral density components of the bunch electric field strength

$$E_r(\rho, \varphi, z; \omega) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\omega}{v^2} Q \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} K_1\left(\frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \rho\right) e^{i\frac{\omega}{v} z}, \quad (2)$$

$$E_z(\rho, \varphi, z; \omega) = \frac{(-1)}{2\pi\epsilon_0} \frac{\omega}{v^2} Q \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) K_0\left(\frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \rho\right) e^{i\frac{\omega}{v} z}. \quad (3)$$

Note, that spectral components (2), (3) have an extremum in the frequency area. Thus $E_r(\rho, \varphi, z; \omega)$ represents plane-cylindrical waves decreasing exponentially in the radial direction and have a character of running waves in the longitudinal direction.

Features of transient radiation

The formed transient radiation can be divided into several types.

- Induced transient radiation.
- Spatial-time transient radiation.
- Spatial transient radiation.

A. The Induced Transient Radiation

Transient radiation is formed in some stages. At the first stage at approach to the antenna longitudinal component of strength of an electric field of a bunch, acting in a role of foreign electromotive force, directs on the antenna a current. Last is a source induced or diffracting radiation which is a kind of transient radiation [3] (p. 14) and which pertinently to name the induced transient radiation.

The induced current, and together with it and the induced radiation increase from zero to peak values in process of an approach of a bunch to the antenna. A current and Poynting vector are proportional $1/|z_0 - vt|$ and the $1/(z_0 - vt)^2$ accordingly where the z_0 there is a distance between an output of the electronic accelerator and an end face of the antenna.

Graphs of functional dependences of $J(t)$ and $\Pi(t)$ ($J(t)$ and $\Pi(t)$ there are an induced current and density of a power flow of the induced radiation accordingly) form branches of linear and square-law hyperboles accordingly in the second quadrants. The straight line $t = z_0/v$ is vertical asymptote for $J(t)$ and $\Pi(t)$, i.e. $J(t)$ and $\Pi(t)$ have singularities at $t \rightarrow z_0/v$.

At $\lambda \gg 2L$ ($2L$ is a length of the antenna) the induced radiation is a maximum in a radial direction, and at $\lambda \ll 2L$ it is a maximum under an angle to an axis of the antenna. In the first case distribution of a current along the antenna approaches inphase distribution, and in the second case a fast wave of a current extends along the antenna.

B. Spatial-Time Transient Radiation

At the second stage near to an end face of the aerial or a collector the bunch forms spatiale-time transient radiation or actually transient radiation.

Before contact of a bunch with a collector the edge of a bunch discretely in time and space creates the first delta-generator of a current of the displacement, having longitudinal orientation

$$\vec{j}_{0z}(\rho, \rho_b; z, z_0; t, t_0) = dE_{0z}(\rho, \rho_b; z, z_0; t, t_0) / dt \vec{z} = U_0 (\delta(\rho - \rho_b) / \rho) \delta(z - z_0) \delta(t - t_0) \vec{z}_0$$

where ρ_b is a radius of a clot, z_0 is a longitudinal coordinate of a plane of a collector, U_0 is the potential of a bunch constituent in the experiment approximately 1 MV, and t_0 there is a moment of contact of a bunch with a collector.

The delta-generator of a current of displacement of radial orientation with density of the

$$\vec{j}_{0\rho}(\rho, \rho_b; z, z_0; t, t_0) = dE_{0\rho}(\rho, \rho_b; z, z_0; t, t_0) / dt \vec{\rho}_0 = U_0 (\delta(\rho - \rho_b) / \rho) \delta(z - z_0) \delta(t - t_0) \vec{\rho}_0$$

is formed discretely in time and in space on boundary of an intersection of a cylindrical surface of a bunch with a collector, dividing the neutral and positively charged areas of a collector.

Thus transient radiation changes longitudinal polarization on cross-section polarization discretely in time and in space. As this takes place, density of a power flow of the transient radiation of the antenna is proportional U_0^2 .

C. Spatial Transient Radiation

At the third stage the radial current excited on a surface of a collector by delta-generator of radial orientation, arrives at a foreign field of cross-section potential component of strength of the electric field created by surface density of a charge on a lateral area of a bunch. Taking into account, that strength of a foreign electric field accelerates a current, and strength of own field of current damps its [8] (p.111), we note presence of radiation by current impulse localized in delta-generator vicinity. Taking into account (2), and also that the current impulse moves in a radial direction with the speed near light speed, we make a conclusion about exponential decrease in time of density of a power flow of spatial transient radiation and proportionality of last to U_0^2 .

Characteristics of the induced transient radiation

The formula of (3), the methods of the publication of [9] and return Fourier transformation

$$\bar{J}(t, l) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{J}(\omega, l) e^{i\omega t} d\omega. \quad (4)$$

were used for definition of the current induced by a field of a bunch in the antenna. The similar approach was used for a finding of strength of electric and magnetic fields.

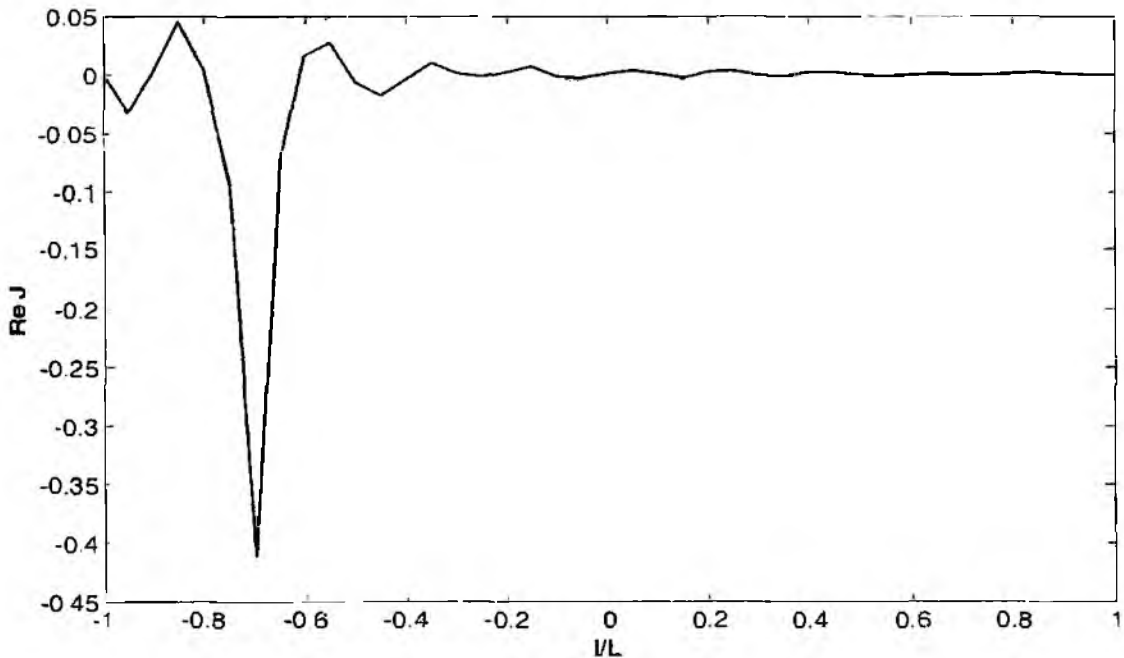
The force of an electric current and an electromagnetic field of the antenna were received in the form of a spectrum of own frequencies of the antenna after the integration on a complex plane of ω . In particular for a current it is found

$$J(t, l) = \sum_{p=1}^{\infty} \alpha i e^{-i\omega_p t} \left\{ \sin \tilde{k}(\omega_p)(L-l) \int_{-l}^l E_{\theta}(l') \sin \tilde{k}(\omega_p)(L+l') dl' + \sin \tilde{k}(\omega_p)(L+l) \int_{-l}^l E_{\theta}(l') \times \right. \\ \left. \times \sin \tilde{k}(\omega_p)(L-l') dl' \right\} / \left\{ Z_0 [2L \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cos 2\tilde{k}(\omega_p)L + \alpha \frac{d}{d\omega} (W^{(1)}(k(\omega)a, 2\tilde{k}(\omega_p)L)_{\omega=\omega_p} + \right. \\ \left. + \alpha \frac{d}{d\omega} (W^{(2)}(k(\omega)a, 2\tilde{k}(\omega_p)L)_{\omega=\omega_p}) \right\} \quad (5)$$

Where ω_p are roots of the dispersive equation

$$\sin 2\tilde{k}L + \alpha W^{(1)}(ka, 2\tilde{k}L) + \alpha W^{(2)}(ka, 2\tilde{k}L) = 0, \quad (6)$$

and used constants are indicated by in [9].



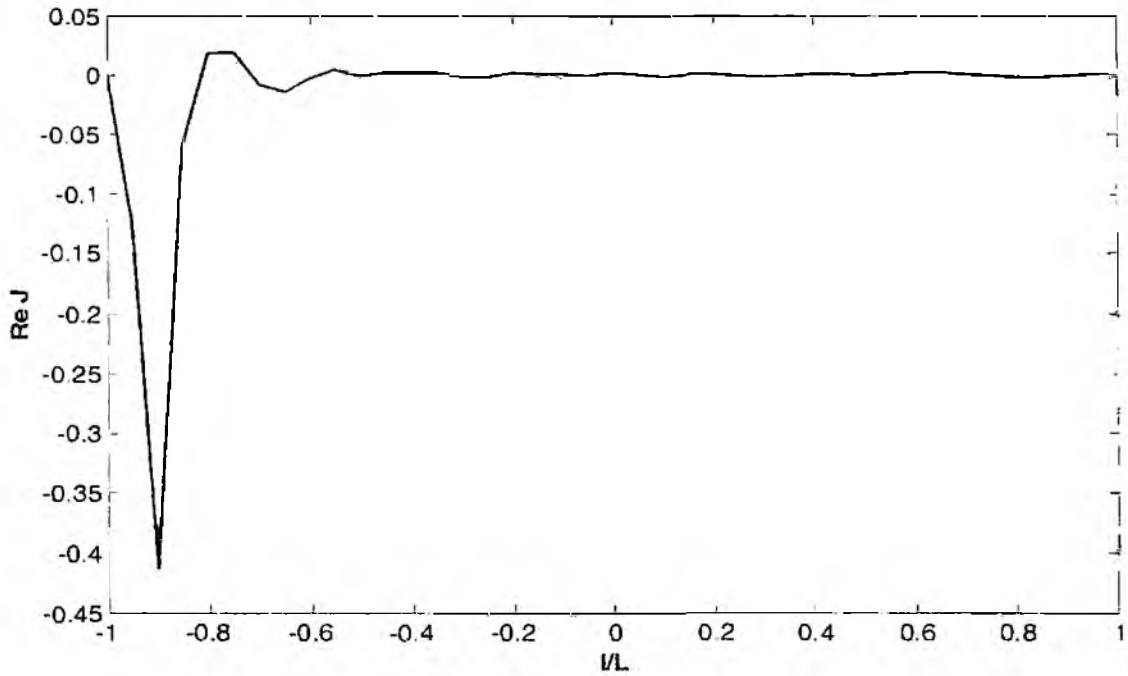
Distribution of the $\operatorname{Re} J$ along the antenna ($z = 0.3 \text{ m}$; $t = 0.143 \cdot 10^{-8} \text{ s}$)

Fig. 1

Fig.1 and Fig. 2 present the values of a real component $\operatorname{Re} J$ (in A) of a current force induced by the electronic bunch along the vibrator for $z = 0.3 \text{ m}$ and $z = 0.1 \text{ m}$, respectively. Thus the z is a distance from a bunch to the antenna end face, t is the time after the bunch start from the accelerator output. the bunch charge is $Q = -10^{-8} \text{ C}$, $v/c = 0.999$. the antenna radius is $a = 0.01 \text{ m}$, the antenna length is $2L = 2 \text{ m}$. In accordance with Figs. 1, 2 the current pulse moves along the antenna from right to left, as the bunch moves to the left antenna end face.

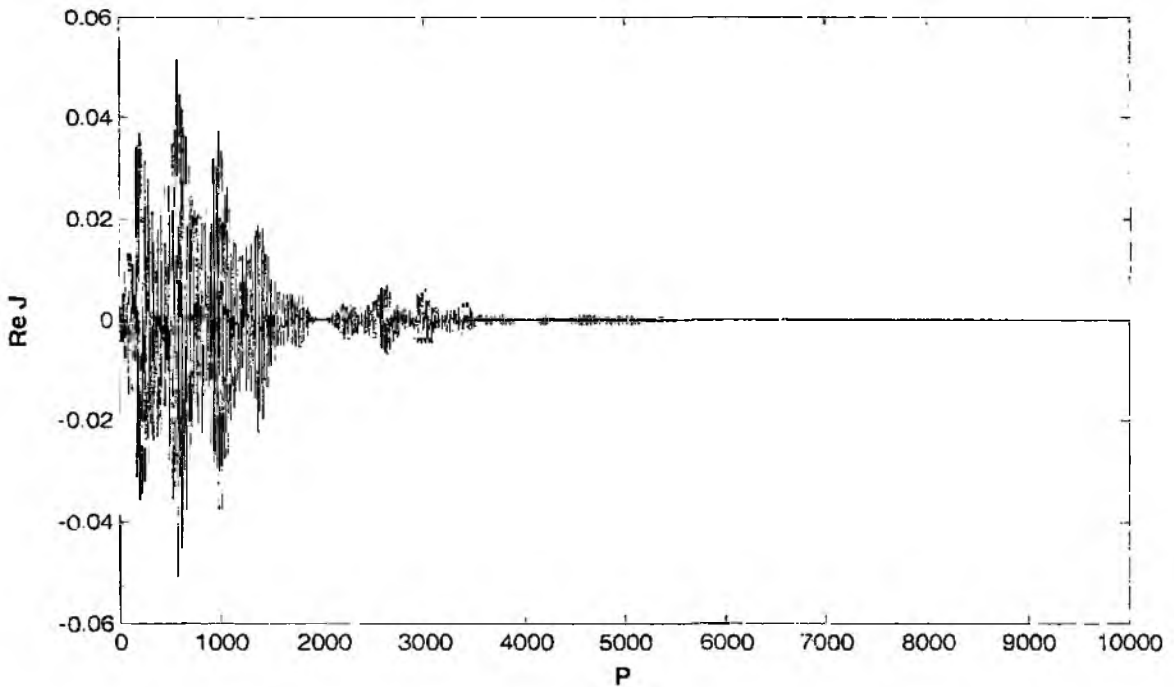
The current spectrum (the current value as a function of the time harmonics number p) induced by the electronic bunch in the antenna at $z = 0.3 \text{ m}$ and $z = 0.1 \text{ m}$ is shown in Figs. 3, 4 re-

spectively. The current spectrum has the extremum in the range of high frequencies resulting from the extremum in the radiation spectrum of a longitudinal component of the electric field strength of the moving charge. The neighboring harmonics have the inverse signs i.e. they compensate the influence of each other.



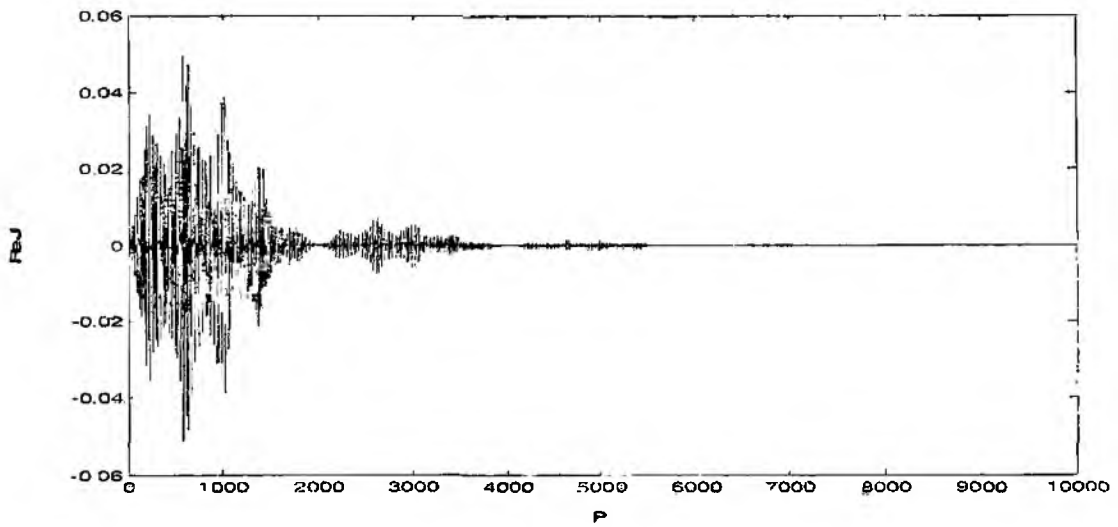
Distribution of the $Re J$ along the antenna ($z = 0.1 m$, $t = 0.21 \cdot 10^{-8} s$)

Fig. 2



Spectral Components of the $Re J$ ($l/L = 0$, $z = 0.3 m$)

Fig. 3



Spectral Components of the $\text{Re } J$ ($l/L = 0, z = 0.1 \text{ m}$)

Fig. 4

Conclusions

The characteristic features of the transient radiation from the linear impedance antenna are considered. If the distance between the bunch and the antenna end face exceeds by an order of magnitude its radius, then the antenna current spectrum has the extremum at high frequencies. The neighboring harmonics have inverse signs and compensate the influence of each other. There is no current variation in time, consequently, the antenna radiates slightly. This fact confirms the circumstance that the transient radiation is formed near the nonhomogeneity boundary.

References: 1. *Immortev I J* Main capabilities and features of ultra wideband (UWB) radars // *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2002. v.7. №4. P. 339-344. 2. *Hans Schantz* The art and science of ultrawideband antennas. Artech House, 2005. 340 p. 3. *Ginzburg V L, Zitovich V N* Transient radiation and transient scattering. M. Nauka. 1984. 358 p. (in Russian). 4. *Gaponenko N I, Gorbanj A M, Gorogannin D V et al* Formation of intense electromagnetic pulses being radiated by an isolated pin antenna during direct excitation by a short pulse high-current REP // *Plasma physics*. 2000. v.26. №4. P.1-3 (in Russian). 5. *Prijmenko S D* On transient radiation of a linear impedance antenna excited by the electron bunch // *Proceedings of the Third International Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*. Sevastopol, Ukraine. September 18-22. 2006. P. 220-222. 6. *Prijmenko S D, Lonin Yu F, Bondarenko L A, Onushchenko I N* On electron beam excitation of linear impedance antenna // *Voprosy atomnoj nauki i tezhniki. Plazmennaya elektronika i novyye metody uskoreniya*. 2004. V.4. №4. P. 24-26. 7. *Felsen L B, Marcuvitz N* Radiation and scattering of waves. M. Mir. v.2. 1978, 555 p. (in Russian). 8. *Prijmenko S D* Scattering of electromagnetic waves by a thin impedance antenna in a circular waveguide. Thesis for a degree of Candidate of Science, Kharkov, Ukraine. 2002, 221 p. (in Ukraine). 9. *Prijmenko S D, Bondarenko L A* Linear impedance vibrator in circular waveguide // *Telecommunication and Radio Engineering*. 2002. V.56 (1-2), P. 17-41. Institute for Plasma Electronics and New Methods of Acceleration, National Science Center "Kharkov Institute of

*Physics and Technology", State Company
"Shevchenko's Kharkov Instrument-Making Factory"*

Поступила в редколлегию 25.10.2006

ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ МАГНЕТРОНОВ С ЗАПУСКОМ ПОЛЕВЫМИ ЭМИТТЕРАМИ

Работы по совершенствованию и созданию новых конструкций магнетронов продолжают-ся и по сей день, несмотря на существенную конкуренцию со стороны полупроводниковых приборов. До сих пор магнетрон не уступает своих позиций по таким показателям как соотношение: мощность/вес, мощность/габаритные размеры, мощность/цена. Однако классические магнетроны с термоэмиссионными катодами имеют недостаточно большой срок наработки на отказ. Увеличение срока службы может произойти при использовании холодных вторично-эмиссионных катодов (ВЭК). Применение ВЭК в магнетронах предполагает наличие запускающего катода [1-3]. Существующие приборы с автоэмиссионным запуском [3, 4] на сегодня не имеют четкого теоретического толкования процессов, которые в них происходят, и, как следствие, до сих пор не достигнут устойчивый запуск таких приборов [5].

Проблема удовлетворительной работы данного класса приборов сводится к обеспечению стабильного процесса формирования пространственного заряда. Остановимся подробнее на механизме этого процесса.

Авторами работы [3] предполагалось, что эмиттированные электроны с автокатодов бомбардируют вторично-эмиссионные участки катода и вызывают тем самым процесс вторично-эмиссионного размножения. Такое предположение не совсем корректно. Как известно [6], высокие значения напряженности электрического поля у поверхности автокатаода понижают и делают более прозрачным потенциальный барьер, но не увеличивают энергии выхода электрона из эмиттера. Электрон туннелируется сквозь барьер без изменения энергии. Поэтому он обладает небольшой энергией вылета (менее единиц эВ).

Как известно, при циклоидальном движении электронов, характерном для магнетронов, в конце циклоиды электрон обладает энергией, соответствующей энергии вылета. Из-за наличия неоднородностей электростатического поля, связанных с присутствием автокатодов, движение электронов будет иметь более сложный характер. Однако это не изменяет существенно энергию электрона. Если предположить, что электрон достигнет ВЭК, то его энергии будет явно недостаточно для выбивания вторичных электронов.

Поясним изложенное выше. Схематически конструкция такого прибора приведена на рис. 1. В разрезе показана конструкция катода, состоящая из лезвийных автокатодов и участков холодного ВЭК. В верхней части изображены эквипотенциалы, в нижней – возможные траектории электронов, вылетающих с автокатодных эмиттеров. Электроны могут испускаться автоэмиттерами под любым углом к плоскости самого автокатаода (т.е. они имеют разброс по углу вылета). Как известно, при наличии магнитного поля траектории испытывают отклонения от прямолинейного движения. Угол между направлением движения и вектором индукции магнитного поля обуславливает величину отклонения. Другими словами, чем больше угол вылета электрона по отношению к плоскости автокатаода, тем больший радиус и меньшую амплитуду имеет траектория движения этого электрона [7]. Под номерами 1-4 на рис. 1 изображены траектории электронов, вылетевших под разными углами к плоскости автокатаода. Очевидно, что электроны, вылетевшие с острия автокатаода, не могут достичь поверхности ВЭК. Те из них, которые вылетают перпендикулярно вектору индукции магнитного поля достигают поверхности катода, но в данном случае это автокатод, а не ВЭК. Таким образом, вылетающие в различные моменты времени автоэлектроны участвуют в накоплении пространственного заряда. Наличие автокатодов приводит к оседанию части электронов на них, так как электроны имеют осевую составляющую скорости своего движения. Тем самым уменьшая плотность втулки пространственного заряда.

Кинетическая энергия электрона определяется пройденной им разностью потенциалов

$$W = eU.$$

где e – заряд электрона, $U = U_1 - U_2$ – разность потенциалов. Поскольку потенциал автокатодов и потенциал вторично-эмиссионных участков одинаков, очевидно, что разности потенциалов, пройденных частицей по направлению от катода к аноду и обратно, равны. Следовательно, электрон в случае достижения вторично-эмиссионного участка катода обладает энергией, равной энергии вылета, а она недостаточна для того, чтобы выбить вторичный электрон, так как первый критический потенциал, даже у лучших вторично-эмиссионных материалов, составляет порядка 20-30 эВ. Эта энергия на порядок превосходит энергию вылета электрона с автоэмиттера.

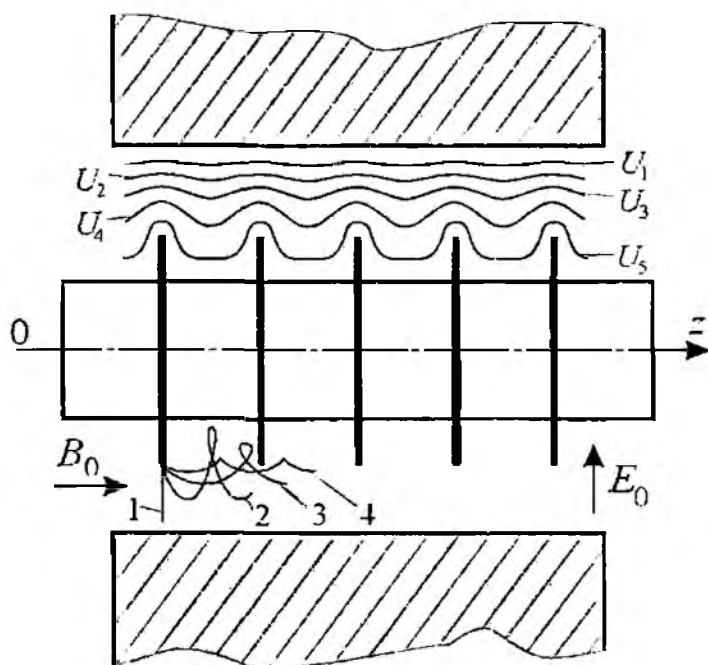


Рис. 1

Таким образом, недостаток данной конструкции заключается в следующем: электрон не может достичь ВЭК с кинетической энергией, достаточной для запуска вторично-эмиссионного размножения, а наличие лезвийных автокатодов приводит к оседанию на них электронов. Следовательно, образование достаточно плотного пространственного заряда маловероятно. При таких условиях запуск прибора имеет нестабильный характер.

Исходя из сказанного простыми конструктивными решениями, устраняющими данные недостатки, являются:

- развязка электрической связи автокатодов и ВЭК (Это подразумевает, что потенциал ВЭК должен стать выше потенциала автокатодов на величину, превышающую величину первого критического потенциала применяемого материала ВЭК, что позволит электрону иметь запас кинетической энергии);
- выполнение дисков автокатодов с возможно большими прорезями, чтобы не происходило разрушения электронной втулки из-за оседания электронов на диски.

Кроме того, изменяя форму импульса анодного напряжения, можно попытаться решить задачу устойчивого запуска процесса вторично-эмиссионного размножения. А именно, через какое-то время после подачи рабочего анодного напряжения предполагается реализовать быстрый его спад с последующим возвращением на номинальный уровень. Форма импульса определяется конструкцией и режимом работы прибора. Спад напряжения необходим для резкого увеличения пространственного заряда. Это происходит при определенной крутизне спада анодного импульса, так как позволяет электронам приобрести энергию, соответствующую максимуму вторично-эмиссионной кривой.

В конструкции, содержащей автокатоды на одном из торцевых экранов [4], возможность образования втулки носит спорный характер, так как движение автоэлектронов происходит

параллельно катоду и появление вторичных частиц предполагается с поверхности противоположного торцевого экрана. При таком движении траектории не могут оставаться параллельными оси прибора, так как электроны испытывают воздействие электростатического поля, создаваемого анодной замедляющей системой. Это воздействие приводит к удалению частиц от катода, т.е. увеличению радиуса места бомбардировки торцевого экрана. Эмиссия с радиуса, превосходящего радиус катода, не может обеспечить бомбардировку основного катода и, соответственно, создать втулку пространственного заряда.

Для устранения этого недостатка достаточно сместить автокатод в направлении оси прибора, а на ВЭК сделать скос. Фрагмент конструкции, поясняющий это предложение, приведен на рис. 2, где: 1 – фрагмент ламели; 2 – торцевой экран, с отверстием; 3 – острый катод, образующий совместно с торцевым экраном автокатод; 4 – изолятор острия катода; 5 – керн основного ВЭК; 6 – вторично-эмиссионное покрытие; 7 – траектории электронов; 8 – боковая крышка.

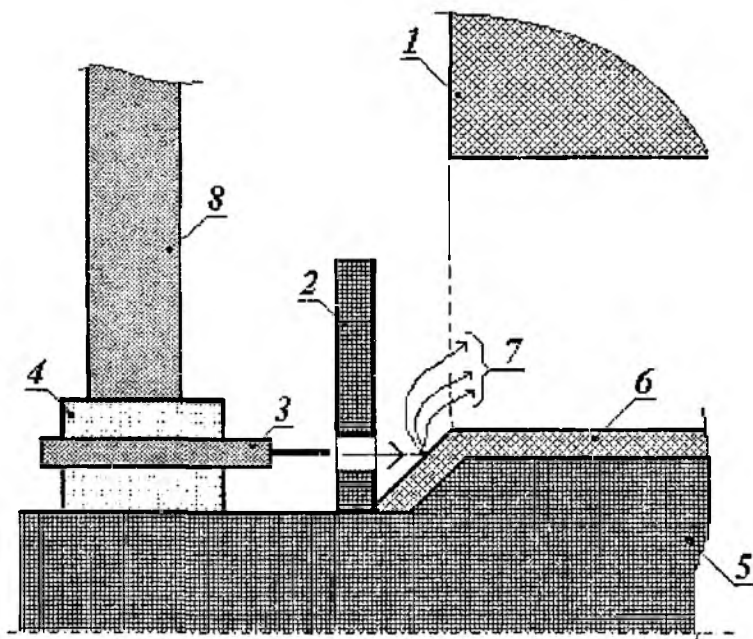


Рис. 2

Электрон, эмиттированный автокатодом, попадает на поверхность скоса. При этом происходит вторично-эмиссионное размножение, а поле анодной замедляющей системы втягивает образовавшиеся электроны в пространство взаимодействия.

Таким образом, успешный запуск и работа прибора с ВЭК возможны лишь при решении следующих задач:

- создание достаточного потока первичных электронов;
- обеспечение устойчивого запуска процесса вторично-эмиссионного размножения;
- поддержание вторично-эмиссионного размножения.

Для решения первой задачи необходимо получить максимально возможный ток с одного автоэммиттера. Если этого тока недостаточно – необходимо увеличить количество автоэммиттеров.

Решением второй задачи является накопление некоторого порогового пространственного заряда. Это возможно как за счет автоэлектронов, так и за счет вторичных электронов, непосредственно выбитых автоэлектронами, а также появляющихся за счет механизма ионизации остаточных газов и бомбардировки ионами ВЭК [8].

Поддержание вторично-эмиссионного размножения (третья задача) возможно за счет использования в качестве ВЭК материала с максимальным коэффициентом вторичной эмиссии и минимальным значением первого критического потенциала. Это обусловлено тем, что

поддержание процесса вторичной эмиссии происходит за счет перераспределения энергии между электронами во втулке пространственного заряда. Данный процесс начинается при некоторой величине плотности пространственного заряда. По расчетам в различных конструкциях эта величина лежит в пределах 0.1 – 0.3 от величины бриллюэновского заряда.

Кроме рассмотренных двух конструкций, возможно применять конструкцию, использующую принцип катодов Спинда [9].

Принимая во внимание изложенное, можно предположить, что создание стабильно запускающегося магнетрона с полевыми эмиттерами является реальной задачей.

Список литературы: 1. *Вигдорчик И.М., Мяно В.А., Науменко В.Д.* Некоторые особенности работы миллиметровых магнетронов на инжектированных электронах // Труды ИРЭ АН УССР, 1970. Т.18. С.22. 2. *М.А. Копоть.* Моделирование магнетронного генератора с холодным вторично-эмиссионным катодом, запускаемого импульсом анодного напряжения // Материалы международного семинара "Физико-математическое моделирование систем". Воронеж, 2004. С.180. 3. *Патент №2051439* РФ 5 11 01 J 25/50. Магнетрон / М.Ф. Копылов, Б.В. Бондаренко, В.Н. Махов, В.А. Назаров. Заявл. 15.04.1992. Оpubл. 15.02.1994. Бюл. № 3. 4. *Патент №2007777* РФ 6 Н 01 J 1/30,25/50. Магнетрон / В.Н. Махов. Заявл. 29.01.1993. Оpubл. 27.12.1995. Бюл. № 36. 5. *Гурко А.А.* Безнакальный магнетрон с автоэмиссионным запуском // Успехи современной радиоэлектроники, 2003 №10. С.77. 6. *С.А. Фридрихов, С.М. Мовшин* Физические основы электронной техники: Учебник для вузов. М.: Высш. шк., 1982. 608 с. 7. *Копоть М.А., Еремка В.Д., Дзюба В.П.* 3-D Моделирование магнетронов с вторично-эмиссионным катодом, стимулированным электронами с полевого эмиттера // Материалы 15-й Международной Крымской конференция, «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 12-16 сентября 2005. Севастополь, Крым, Украина. С.225-228. 8. *Патент США № 3.109.123.* Кл.315-39.63. Приоритет в США – 1962 г. Заявитель: «Raytheon». Изобретатель: *Persy L.Spencer.* 9. *Декларационный патент №62691 А.* Украина. 7 Н 01 J 25/50. Магнетрон / М.А.Копоть. Заявл. 30.04.2003. Оpubл. 15.12.2003. Бюл. № 12.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 15 09 2006

**ВРАХУВАННЯ СКЛАДНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ ЕЛЕКТРОДІВ
ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ПРИЛАДІВ М-ТИПУ**

Моделювання фізичних процесів у приладах М-типу має велику бібліографію [1, 2].

Схематично процес моделювання описується розв'язанням самоузгодженої задачі, елементами якої є рівняння руху, рівняння Пуассона (Лапласа), рівняннями збудження. Дотепер при моделюванні фізичних процесів у системах зі схрещеними полями висувалися такі припущення:

- розподіл електростатичного потенціалу відповідає гладким електродам;
- розподіл потенціалу просторового заряду відповідає гладким електродам;
- структура високочастотного поля відповідає певній конфігурації резонаторної системи.

З іншого боку існує низка робіт [3 - 7], в яких показано, що має місце суттєва відмінність у розподілі електростатичного потенціалу в просторі взаємодії між розрізними електродами та гладкими.

Виходячи з викладеного метою цієї статті є з'ясування межі та доцільності застосування виразів, які описують розподіл електростатичного потенціалу та потенціалу просторового заряду у конструкціях, що мають складну конфігурацію електродів, при моделюванні фізичних процесів у системах зі схрещеними полями

Розподіл електростатичного потенціалу у просторі взаємодії з електродами складної конфігурації, схематичне зображення якого наведено на рис. 1, визначається таким виразом [4 - 7]

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + 2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{sh}(s^{Nn}) \cos Nn\varphi. \tag{1}$$

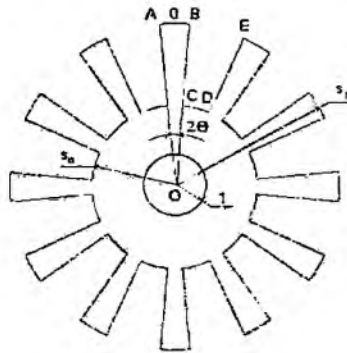


Рис. 1

Через значні труднощі при врахування розподілу заряджених частинок у просторовому заряді, у першому наближенні вважатимемо, що розподіл підпорядковано закону Максвелла-Больцмана [8]

$$f = N_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{1}{2} \frac{mv^2 + eU}{k} \right).$$

Звідси, з урахуванням (1), випливає, що

для магнетронного діоду $\rho = \rho_0 s^{-\frac{\epsilon U_n}{kT \ln s_n}}$, для магнетрону $\rho = \rho_0 \frac{1 + 2A_n \operatorname{sh}(s^N) \cos N\varphi}{s^A}$.

Розподіл електричного потенціалу просторового заряду визначимо як розв'язок рівняння Пуассона за крайових умов за якими визначався розподіл електростатичного потенціалу

$$\frac{d^2U}{ds^2} + \frac{1}{s} \frac{dU}{ds} + \frac{1}{s^2} \frac{d^2U}{d\varphi^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}$$

Отже, розв'язок рівняння Пуассона матиме вигляд

$$\text{для магнетронного діода } U = \frac{\alpha}{(\beta - 2)^2} \left[s^{-\beta+2} + \frac{(1 - s_a^{-\beta+2}) \ln s}{\ln s_a} - 1 \right],$$

$$\text{де } \alpha = -\frac{e}{m} B^2; \beta = \frac{eU_a}{kT \ln s_a}, \text{ для магнетрона } U = F_1 + F_2 \cos N\varphi,$$

$$\text{де } F_1 = \frac{eN_0 \ln s}{\epsilon\epsilon_0 (A_0 - 2)^2 \ln s_a} \left(\frac{1}{s_a^{A_0-2}} + 1 \right) + \frac{eN_0}{\epsilon\epsilon_0 (A_0 - 2)^2} \left(\frac{1}{s^{A_0-2}} + 1 \right);$$

$$F_2 = \frac{eA_1 N_0}{\epsilon\epsilon_0 [6A_0 - A_0^3 + 4(N^2 - 3) - 8(N^2 - 1)]} \times$$

$$\times \left[\frac{\frac{2 \operatorname{sir}(s_a^N)}{s_a^{A_0-2}} (2N + A_0 - 2) - 4Ns_a^N}{2 \operatorname{sir}(s_a^N)} s^N + \frac{\frac{2 \operatorname{sir}(s_a^N)}{s_a^{A_0-2}} (A_0 - 2N - 2) - 4Ns_a^{-N}}{2 \operatorname{sir}(s_a^N)} s^{-N} + \right. \\ \left. + \frac{2}{s_a^{A_0-2}} (A_0 \operatorname{sir}(s_a^N) - 2 \operatorname{sir}(s_a^N) - 2N \operatorname{cor}(s_a^N)) \right]$$

Враховуючи отримані результати, рівняння руку заряджених частинок у системах зі схрещеними полями матиме вигляд

$$\begin{cases} \frac{d^2s}{dt^2} = \left(\frac{d\varphi}{dt} - 1 \right) \frac{d\varphi}{dt} + \Phi_1(s, \varphi) \\ \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \left(2 \frac{d\varphi}{dt} - 1 \right) \frac{1}{s} \frac{ds}{dt} - \Phi_2(s, \varphi) \end{cases} \quad (2)$$

де $\Phi_1(s, \varphi)$ та $\Phi_2(s, \varphi)$ – функції, які враховують розподіл потенціалу

Маючи такі вирази для компонент самоузгодженої задачі спробуємо її розв'язати для чотирьох випадків:

1 – традиційний набір компонент: електростатичне поле магнетронного діода, поле просторового заряду магнетронного діода, високочастотне поле магнетрона;

2 – нетрадиційний набір компонент: електростатичне поле магнетрона, поле просторового заряду магнетронного діода, високочастотне поле магнетрона;

3 – нетрадиційний набір компонент: електростатичне поле магнетронного діода, поле просторового заряду магнетрона, високочастотне поле магнетрона;

4 – нетрадиційний набір компонент: електростатичне поле магнетрона, поле просторового заряду магнетрона, високочастотне поле магнетрона.

Порівняння здійснимо за такими параметрами: час формування втулки просторового заряду, час виходу на робочий режим, точність обчислення значення анодного струму. Результати обчислень для двох різних типів приладів з урахуванням (2) наведено на рис. 2 – 4. На рисунках цифрами позначено різні типи приладів.

З результатів обчислень випливає, що при врахування тільки розподілу електростатичного потенціалу для простору взаємодії зі складною геометрією суттєво (до 15 %) зменшується час формування втулки просторового заряду і до 10 % зменшується час зменшується час виходу на робочий режим. В той же час точність обчислень струму у

робочій точці дещо підвищується при врахуванні розподілу потенціалу просторового заряду для простору взаємодії зі складною геометрією.

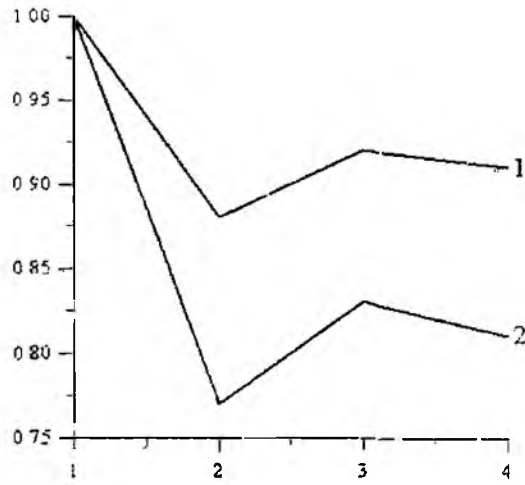


Рис. 2

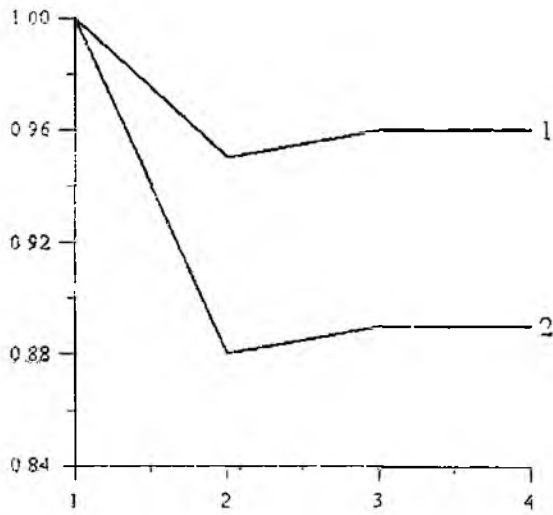


Рис. 3

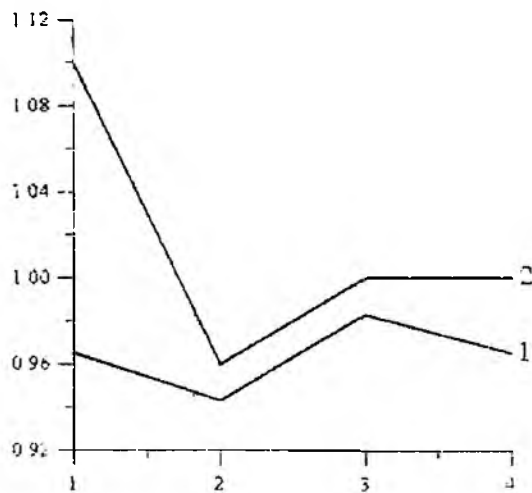


Рис. 4

Таким чином при моделюванні фізичних процесів у приладах зі схрещеними полями для прискорення формування втулки просторового заряду, встановлення робочого режиму та підвищення точності розрахунків доцільно використовувати розподіл електростатичного

потенціалу та розподіл потенціалу просторового заряду, які відповідають простору взаємодії зі складною геометрією.

Для подальшого і більш детального дослідження фізичних процесів у таких приладах доцільно здійснити дослідження для приладів, що працюють в інших діапазонах частот і за детальнішого розгляду розподілу потенціалу просторового заряду.

Список літератури: 1. Герасимов В.П., Грицунов А.В., Загорин В.А., Чурюмов Г.И. Перспективы применения вычислительного эксперимента в теории и практике приборов со скрещенными полями // Радиотехника. 1999. Вып. 111. С. 17 – 25. 2. Шейн А.Г. Тенденции теоретических исследований электронных приборов со скрещенными полями // Радиотехника. 2003. № 2. С. 42 – 50. 3. Рошаль А.С. О распределении электростатического потенциала в магнетроне // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1974. №3. С. 109 – 111. 4. Нікітенко О.М. Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні // Радиотехника. 2000. Вып. 113. С. 113 – 120. 5. Нікітенко О.М. Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні оберненої конструкції // Радиотехника. 2000. Вып. 115. С. 111 – 116. 6. Нікітенко О.М. Розподілення електростатичного потенціалу між циліндричними електродами складної конфігурації // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 113 – 116. 7. Nikitenko O.M. Distribution of electrostatic potential in crossed-field system with complex electrodes' configuration // Journal of Microwaves and Optoelectronics. Vol 2, No 2 2000. P. 1 – 9. 8. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 10 10 2006

В.И. БЕЗБОРОДОВ, В.К. КИСЕЛЕВ, д-р физ.-мат. наук, Е.М. КУЛЕШОВ, канд. техн. наук,
М.С. ЯНОВСКИЙ, канд. техн. наук

СДВОЕННЫЙ КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА С ФАЗОВЫМИ СЕКЦИЯМИ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КВАРЦА

В волноводных трактах СВЧ широко используются поляризационные фазовращатели Фокса [1], в которых полуволновая дифференциальная фазовая секция вращается в поле волны с круговой поляризацией между двумя четвертьволновыми секциями. Вводимый таким фазовращателем фазовый сдвиг φ однозначно связан с углом α поворота полуволновой фазовой секции известной зависимостью

$$\varphi = 2\alpha \quad (1)$$

и в широкой полосе частот слабо зависит от частоты.

Весьма привлекательным в терагерцевом диапазоне является переход к известным оптическим принципам построения дифференциальных фазовых секций фазовращателя в виде пластин с двойным лучепреломлением, выполненных, например, из кристаллического кварца. В терагерцевом диапазоне кристаллический кварц имеет достаточно большое двулучепреломление (анизотропию), малое поглощение, а также незначительную разность потерь (дихроизм) между обыкновенным и необыкновенным лучами. Высокоэффективные полуволновые пластинки из кристаллического кварца, согласованные слоями тефлона, были исследованы в работе [2] вплоть до длины волны 250 мкм.

Прямоотсчетный поляризационный фазовращатель с дифференциальными фазовыми секциями из кристаллического кварца был осуществлен нами ранее на основе квазиоптической линии передачи субмиллиметрового диапазона длин волн – полого диэлектрического лучевода (ПДЛ) [3] круглого поперечного сечения диаметром 20 мм. Этот фазовращатель был испытан на частоте 0,89 ТГц [4].

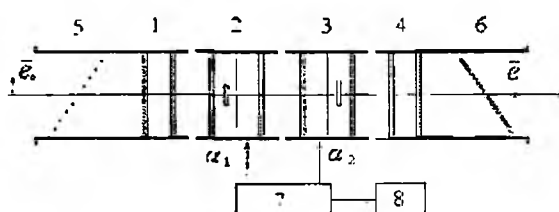
Точность введения и измерения сдвига фазы с помощью описанного поляризационного фазовращателя, являющегося, по существу, квазиоптическим аналогом известного волноводного фазовращателя Фокса [1], ограничивается возможностями достаточно плавного введения и измерения малых углов поворота средней (полуволновой) дифференциальной фазовой секции. Поскольку вводимый фазовращателем сдвиг фазы φ равен удвоенному углу поворота α средней секции, абсолютная погрешность его измерения $\Delta\varphi$, обусловленная погрешностью установки угла $\Delta\alpha$, составляет $\Delta\varphi = 2 \Delta\alpha$. При такой зависимости является технически затруднительным получить погрешность введения и отсчета вводимого сдвига фазы, существенно меньшую, чем 1° .

В данном сообщении мы представляем усовершенствованный тип квазиоптического поляризационного фазовращателя – сдвоенный поляризационный фазовращатель, который обеспечивает существенное повышение плавности и точности введения сдвига фазы, особенно при малых значениях вводимого сдвига фазы, а также повышение широкополосности в терагерцевом диапазоне электромагнитных волн.

Устройство фазовращателя. Устройство фазовращателя, осуществленного на основе ПДЛ круглого поперечного сечения [3], схематически показано на рис. 1.

Нормально к оси лучевода установлены диски 1,2,3,4 из кристаллического кварца. Оптическая ось каждого диска перпендикулярна оси лучевода. Толщины кварцевых дисков двух крайних секций 1 и 4 одинаковые. Они выбраны такими, чтобы каждая секция давала четвертьволновый дифференциальный сдвиг фазы на средней частоте рабочего диапазона фазовращателя $f_0 = 0,89$ ТГц, генерируемой газовым HCN лазером. Толщина h диска четвертьволновой секции определяется соотношением $h = c/4f_0\Delta n$, где $\Delta n = n_e - n_o$ – двулучепреломление кварца, c – скорость света, и составляет 1,76 мм. Оптические оси кристаллов чет-

вертьволновых секций 1 и 4 параллельны между собой и образуют угол 45° (или -45°) с вектором поляризации \vec{e} , входной волны.



1,4 – четвертьволновые секции, 2,3 – полуволновые секции; 5,6 – поляризаторы, 7 – дифференциальный механизм, 8 – шкала

Рис. 1

Линейные поляризаторы 5 и 6, которые установлены на входе и на выходе фазовращателя, имеют взаимно ортогональную ориентацию своих осей пропускания [5]. В качестве линейных поляризаторов используются наклонные к оси лучевода частопериодные одномерные проволочные решетки из параллельных вольфрамовых проволок диаметром 10 мкм, натянутые с шагом 30 мкм. Волна, электрический вектор которой параллелен оси пропускания решетки (т.е. перпендикулярен направлению ее проволок), проходит решетку практически без ослабления, а ортогонально-поляризованная волна отражается от решетки и поглощается в диэлектрической стенке канала лучевода.

Поворотные полуволновые секции 2 и 3 выполнены каждая из двух плотно прилегающих друг к другу четвертьволновых кварцевых дисков с одинаково ориентированными оптическими осями. Эти секции связаны между собой дифференциальным механизмом 7, снабженным прямоотсчетной шкалой 8, по которой непосредственно отсчитывается сдвиг фазы. Дифференциальный механизм 7 осуществляет передачу поворота от полуволновой секции 2 к полуволновой секции 3 таким образом, чтобы обе секции поворачивались в одном и том же направлении с небольшой разностью их угловых скоростей.

Секции 2 и 3 устанавливаются таким образом, чтобы в начальном положении отчета оптические оси их кварцевых дисков были взаимно-ортогональными. Это позволяет при малых значениях вводимого сдвига фазы осуществить почти полную взаимную компенсацию ошибок, связанных с отклонением толщины кварцевых дисков от номинального значения, рассчитанного для центральной частоты рабочего диапазона длины волн фазовращателя.

Все кварцевые диски согласованы с линией передачи четвертьволновыми слоями тефлона ($\epsilon=2,07$) толщиной 0,055 мм. Толщина слоя клея 0,005 мм. При этом для кварца с $n_o=2,108$ и $n_e=2,156$ расчетные коэффициенты отражения по полю на одной границе составляют $|r_o|=0,01$ и $|r_e|=0,02$. Более благоприятным для согласования кварца был бы диэлектрик с $\epsilon_1=(n_e n_o)^{1/2}=2,132$, при этом $|r_o|=|r_e|=0,006$.

Анализ работы фазовращателя. Фазовращатель работает следующим образом. На вход фазовращателя поступает линейно поляризованная волна, представляющая собой основную моду HE_{11} полого диэлектрического лучевода – волну с практически плоским фазовым фронтом и осесимметричным амплитудным распределением, спадающим к краям лучеводного канала в соответствии с функцией Бесселя. Эта волна беспрепятственно проходит через входной поляризатор 5 и поступает в четвертьволновую секцию 1. Преобразователь линейной поляризации в круговую (четвертьволновая фазовая секция 1), установлен так, что его оптическая ось образует угол 45° с вектором поляризации падающей на него волны, поэтому он преобразует эту линейно-поляризованную волну в волну поляризованную по кругу, которая далее поступает на вход полуволновой секции 2. Прошедшая через секцию 2 волна оказывается также поляризованной по кругу, но уже ортогонально падающей волне.

При повороте секции 2 на некоторый угол эта волна получает сдвиг фазы на величину удвоенного значения этого угла поворота. Далее эта волна поступает в следующую полуволновую секцию 3, в которой она вновь приобретает дополнительный сдвиг фазы, определяе-

мый углом поворота этой секции. Поскольку поворот секций 2 и 3 осуществляется механизмом 7 в одном и том же направлении, а поляризация волны, поступающей на вход секции 3, ортогональна поляризации волны, поступающей на вход секции 2, дополнительный фазовый сдвиг волны на выходе секции 3 оказывается равным удвоенной разности углов поворота секций в соответствии с (2). При этом знак результирующего сдвига фазы волны на выходе секции 3 относительно фазы волны на входе фазовращателя определяется направлением вращения секций 2 и 3, а также соотношением величин углов их поворота. В то же время величина этого сдвига фазы определяется только разностью углов поворота секций 2 и 3 и не зависит от угла их совместного поворота при любом фиксированном угле между ними.

Это обстоятельство позволяет сформулировать гораздо более мягкие, чем у обычного поляризационного фазовращателя требования к устройству регулировки и отсчета сдвига фазы, и тем самым обеспечить более высокую точность введения и измерения разности фаз электромагнитных колебаний, в том числе высокую точность введения и измерения малых сдвигов фазы.

Кругополяризованная волна, поступающая с выхода секции 3 на вход четвертьволновой секцией 4, преобразуется в линейно поляризованную, которая поступит на выход фазовращателя, пройдя сквозь линейный поляризатор 5. Последний устраняет побочную (кроссовую) составляющую волны, электрический вектор которой параллелен проволокам решетки. Эта побочная составляющая образуется вследствие отклонения дифференциальной разности фаз в секциях 1,4 и 2,3 от номинальных значений, соответственно равных $\pi/2$ и π .

Вводимый таким двоярным фазовращателем сдвиг

$$\varphi = 2(\alpha_1 - \alpha_2), \quad (2)$$

где α_1 и α_2 – углы поворота секций 2 и 3 соответственно.

При $\alpha_2 = K\alpha_1$, где K – коэффициент передачи дифференциального механизма, имеет место линейная функциональная зависимость вводимого сдвига фазы от угла α_1 :

$$\varphi = 2(1 - K)\alpha_1 \quad (3)$$

Из (3) легко заметить, что, если выбрать величину коэффициента передачи K достаточно близкой к единице, тогда $(K-1) \ll 1$ и очевидно, что при этом погрешность $\Delta\varphi$ установки угла φ

$$\Delta\varphi = 2(1 - K)\Delta\alpha_1 \quad (4)$$

можно сделать очень малой.

Вводимый фазовый сдвиг φ находится в соответствии с отсчитываемым по шкале фазовращателя значением этого угла только в том случае, если секции 1 – 4 вносят номинальные дифференциальные фазовые сдвиги. В реальном фазовращателе, а также при его работе в полосе частот эти сдвиги отличаются от номинальных. Обозначим их соответственно $\pi/2 + \delta_1$, $\pi + \delta_2$, $\pi + \delta_3$ и $\pi/2 + \delta_4$. Тогда, если волна на входе имеет временную зависимость вида $E\sin\omega t$, можно получить следующее выражение для волны на выходе двоярного фазовращателя:

$$\begin{aligned} e &= E \cos \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} e^{j[\omega t + 2(\nu_1 - \nu_2)]} - \\ &- E \cos \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \sin \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} e^{j\omega t} - \\ &- E \sin \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \sin \frac{\delta_4}{2} e^{j[\omega t - 2(\nu_1 - \nu_2)]}. \end{aligned} \quad (5)$$

Побочные компоненты выходного сигнала с фазовым сдвигом $\pm(\alpha_1 - \alpha_2)$ пренебрежимо малы при ортогональной ориентации поляризаторов на входе и выходе фазовращателя [5].

При отклонении дифференциального сдвига в секциях на величину δ_i (индекс i соответствует нумерации секций на рис. 1), возникает погрешность, максимальное абсолютное значение которой в предлагаемом фазовращателе, как и в фазовращателе Фокса, при $\delta_1 = \delta_4 = \delta$ и $\delta_2 = \delta_3 = 2\delta$ достигает δ^2 . Т.е. для реализации погрешности, например, менее $\pm 0,05^\circ$ ($\sim \pm 10'$

³ рад.) достаточно произвести настройку четвертьволновых секций с точностью не хуже $\sim \pm 1.7^\circ$, а полуволновых – не хуже $\sim \pm 3.5^\circ$, что вполне реально достижимо.

При ортогональном расположении осей анизотропии секций 2 и 3 (т.е. при взаимно-перпендикулярном расположении оптических осей кристаллов 2 и 3) имеет место компенсация влияния отклонений дифференциального сдвига фазы в этих секциях на погрешность фазовращателя. Эта компенсация практически сохраняется в некотором интервале углов $(\alpha_1 - \alpha_2) \approx 90 \pm 5^\circ$. Это обстоятельство позволяет реализовать в указанном интервале углов погрешность фазовращателя менее $\pm 0,2^\circ$ при введении небольших сдвигов фазы (до 20°) в десятипроцентной полосе частот.

На рис. 2 представлено фото экспериментального образца реализованного фазовращателя.



Рис. 2

Выводы

Таким образом, использование в схеме фазовращателя двух полуволновых фазовых секций, связанных дифференциальным механизмом, позволило решить проблему повышения плавности и точности введения малых сдвигов фазы.

Список литературы: 1. Fox A.G. An adjustable waveguide phase changer // PIRE. 1947. V.35. №12. P.1489-1498. 2. Murray A.G., Flatt A.M., Murray G. and Ade P.A.R. High Efficiency Half-Wave Plates for Submillimetre Polarimetry // Infrared Phys. 1992. V.33, № 2. P. 113-125. 3. Ахиезер А.Н. и др. Диэлектрический лучевод субмм диапазона волн // А.с. 302054 (СССР). БИ. 1972. №8. 4. Bezborodov V.I., Kiselev V.K., Kuleshov Ye.M. and Yanovsky M.S. A terahertz quasi-optical polarization phase shifter with the crystal quartz phase sections // Proc. Fifth International Symp. "Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves" (MSMW'2004), Vol.2. Kharkov (Ukraine). 2004. P. 603-605. 5. Яновский М.С., Князьков Б.Н. О возможности уменьшения спектральных искажений и расширении диапазона непрерывных волноводных фазовращателей // Радиотехника. 1966. Т.21, №7. С.69-71.

ДИФРАКЦИЯ ФОТОНОВ НА СИСТЕМЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЩЕЛЕЙ

Введение

Явление дифракции света на одной и двух щелях занимает важное место в физике. Особое внимание уделяется анализу мысленных экспериментов по рассеянию микрочастиц на преграде с двумя узкими щелями, когда открыта поочередно одна или две щели (рис. 1). Парадокс, возникший в свое время в физике, состоящий в том, что от одной щели 1 (или 2) получается плавная кривая с максимумом напротив щели (рис. 1.б), а когда открыты обе щели - изрезанная интерференционная картина, был устранен путем создания математического формализма, правильно предсказывающего наблюдаемые интерференционные явления.

Краткий обзор известных результатов

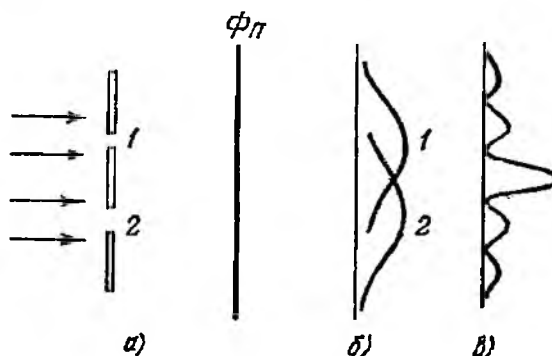


Рис. 1

Как известно, упомянутый математический формализм ставит в соответствие каждой частице амплитуду вероятности $\Psi(x, y, z, t)$, которая представляет собой функцию координат и времени. Вероятность обнаружить частицу в произвольный момент времени t в любой точке x, y, z , при этом пропорциональна $|\Psi|^2$, т.е. интенсивности.

При прохождении частицы через одну из щелей 1 или 2 амплитуда вероятности представляет собой сумму амплитуд вероятностей каждого из способов (прохождения через щель 1 или 2)

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2, \quad (1)$$

где Ψ_1 описывает волну, проходящую через щель 1 и Ψ_2 - через щель 2.

На экране волновые функции перекрываются и дают классическую интерференционную картину от двух щелей, причем направление на n -й максимум определяется выражением

$$\sin \varphi_n = n\lambda / d, \quad (2)$$

где φ_n - угол, под которым виден n -й максимум, λ - длина волны, d - расстояние между щелями, $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

По поводу приведенного формализма Дж. Орир во 2-м томе своей «физики» пишет [1], что он «возможно, оставит у читателя тревожное ощущение, что более глубокое понимание ускользнуло от него. Но это не так. Ничего более фундаментального нет».

В своих лекциях по физике Р.Фейнман [2] по поводу приведенного выше формализма также пишет: «Быть может, вам все еще хочется выяснить, - а почему это? Какой механизм прячется за этим законом? Так вот: никому никакого механизма отыскать не удалось. Никто в мире не может вам объяснить ни на капельку больше того, что объяснили мы. Никто не даст вам более глубокого представления о положении вещей. У нас их нет, нет представлений о более фундаментальной механике, из которой можно вывести эти результаты».

Относительно описанного математического формализма следует заметить, что он носит обобщенный характер. Он дает правильное описание результатов событий, заключающихся лишь в том, что частица вылетает из некоторого источника и попадает в определенную точку экрана. Но он не содержит никакой информации о веществе, с которым взаимодействует фотон. Если же мы вздумаем отрицать, что такое взаимодействие не имеет места (что само по себе абсурдно), то почему же тогда частица отклоняется от первоначального направления, пройдя через щель?

Квантовомеханическая модель явления

Если предположить, что отклонение фотонов от прямолинейного распространения происходит вследствие их взаимодействия с электронами вещества, то можно устранить «парадокс» и в то же время пролить свет на механизм явления. Будем считать, что продольная щель прорезана в бесконечном экране, тогда системе двух полуплоскостей, разделенных щелью, можно сопоставить два полупространства, разделенных бесконечно высоким потенциальным барьером.

Спектр импульсов электронов в полубесконечной области [3] является непрерывным, следовательно, фотоны, взаимодействуя с электронами, могут отклоняться от первоначального направления на любые углы: спектр значений углов «дифракции» будет непрерывным. Квантовомеханической моделью решетки, образованной бесконечной последовательностью параллельных узких щелей, может служить периодическая последовательность потенциальных барьеров (ям) – ямы соответствуют непрозрачным участкам, барьеры – щелям (рис. 2). В этом случае спектр импульсов электронов, движущихся в потенциальных ямах, будет дискретным, если считать ямы бесконечно глубокими (или, что то же самое – барьеры – бесконечно высокими $V_0 \rightarrow \infty$), а соответственно и углы отклонения фотонов (дифракционные углы) также будут дискретными.

В случае конечного числа щелей, в частности – двух щелей, интерференционная картина является результатом наложения дискретного и непрерывного спектров импульсов электронов. Это доказывают известные расчеты и эксперименты показывающие, что при дифракции от совокупности многих узких параллельных щелей, создается такая же дифракционная картина, как и в случае двух щелей. Только максимумы получаются более яркими и узкими, а разделяющие их минимумы – широкими и более темными. Яркость максимумов возрастает по мере увеличения числа щелей.

Получение математического выражения распределения интенсивности в интерференционной картине задача очень сложная. Ограничимся получением соотношения определяющего положение максимумов. При этом будем основываться на следующих предположениях:

- 1- фотон, проходя через щель, взаимодействует с электроном;
- 2- электрон движется в одномерной потенциальной яме;
- 3- высота стенок потенциальной ямы – бесконечна;
- 4- вследствие узости щелей $b \ll a$ и расстояние между серединами щелей $d \approx a$;
- 5- столкновение фотона с электроном происходит по закону абсолютно упругого удара.

Будем считать также, что ось Y декартовой системы координат на плоскости, совмещена с плоскостью экрана, перпендикулярно щелям. Фотон движется перпендикулярно экрану вдоль оси X (рис.3).

Зависимость частоты рассеянного фотона и угла рассеяния при произвольном угле φ_1 определяется выражением [4]

$$\omega_1(1 - U_1 \cos \varphi_1) = \omega_2(1 - U_1 \cos \varphi_2) + \omega_1 \omega_2 / \varepsilon_1 (1 - \cos \varphi), \quad (3)$$

где $\omega_1 = h\nu_1$ – энергия фотона до рассеяния, $\omega_2 = h\nu_2$ – энергия фотона после рассеяния, $\varepsilon_1 = m_e c^2$ – энергия электрона до рассеяния, $U_1 = u_1/c$ – отношение скорости электрона к скорости света, h – постоянная Планка.

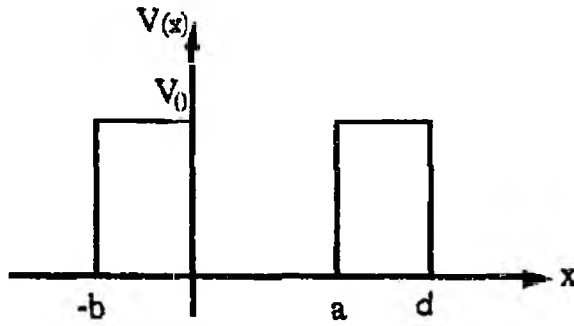


Рис. 2

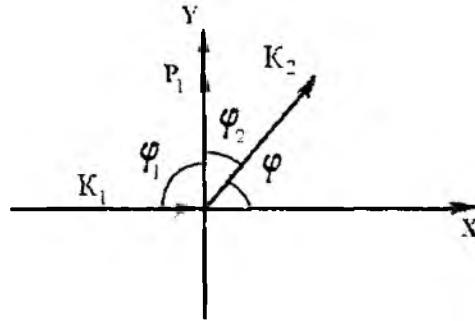


Рис. 3

Известно, что в световом диапазоне изменение частоты рассеянного света является незначительным, т.е. эффект Комптона практически не наблюдается. Поэтому, можно считать, что $\omega_1 \approx \omega_2$. Подставляя в (3) $\omega_1 = \omega_2$ и учитывая, что $\varphi_1 = \pi/2$ и $\cos \varphi_1 = \sin \varphi$, получим

$$\frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} = \frac{\varepsilon_1 V_1}{\omega} = -\frac{m_1 c^2 \frac{u_1}{c}}{h\nu} = \frac{P_1}{K_1}, \quad (4)$$

где P_1 – импульс электрона до столкновения, K_1 – импульс фотона до столкновения.

Распределение электронов по импульсам в ∞ глубокой потенциальной яме определяется выражением [3]

$$P = \frac{\pi n}{a} h, \text{ где } n = 1, 2, 3 \dots \quad (5)$$

По-видимому, импульс, который электрон может передать фотону должен определяться разностью значений импульсов двух соседних уровней. Существует определенная вероятность также, что фотон пройдет через щель, не столкнувшись с электроном. Таким образом, в формуле (4) возможные значения импульса

$$P_1 = \frac{\pi h}{d} m, \text{ где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Используя формулу для импульса фотона $K = \frac{2\pi h}{\lambda}$, после тригонометрических преобразований окончательно получим выражение

$$d \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi} = m \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

В случае малых углов дифракции φ выражение (6) совпадает с (2),

$$d \sin \varphi = m \lambda \quad (7)$$

Рассчитаем дифракционные углы путем непосредственного применения законов сохранения импульса и энергии, рассматривая рассеяние фотона на электроне как упругое соударение частиц. Согласно закону сохранения импульса

$$K_1 + P_1 = K_2 + P_2 \quad (8)$$

В проекциях на оси координат имеем два соотношения

$$K_1 = K_2 \cos \varphi + P_2 \cos \theta, \quad P_1 = K_2 \sin \varphi - P_2 \sin \theta. \quad (9)$$

где θ - угол между положительным направлением оси X и вектором импульса P_2

Решая систему (9) относительно P_2 и, возводя затем их в квадрат и складывая, получим

$$P_2^2 = K_1^2 - 2K_1K_2 \cos \theta - 2P_1K_2 \sin \theta + K_2^2 + P_1^2. \quad (10)$$

Исключим из уравнений (9),(10) неизвестный импульс P_2 . Используя релятивистскую формулу связи между импульсом и энергией, запишем закон сохранения энергии

$$K_1c + \sqrt{P_2^2c^2 + m^2c^4} = K_2c + \sqrt{P_1^2c^2 + m^2c^4} \quad (11)$$

Переносим K_2c в левую часть, возводя обе части уравнения в квадрат, получим

$$P_2^2c^2 = K_1^2c^2 + K_2^2c^2 + P_1^2c^2 - 2K_1K_2c^2 + 2K_1c\sqrt{P_2^2c^2 + m^2c^4} - 2K_2c\sqrt{P_1^2c^2 + m^2c^4} \quad (12)$$

Сравнивая (10), (12) и пренебрегая, как и ранее изменением длины волны, получим окончательно выражение (6).

Выводы

В работе использован новый квантовомеханический подход к проблеме. Исходя из предположения, что отклонение частиц от прямолинейного распространения происходит вследствие их взаимодействия с электронами вещества, показано, что появление той или иной картины обусловлено характером спектра импульсов электронов.

Основное уравнение, полученное в работе, совпадает в случае малых углов дифракции с хорошо известным в научной литературе выражением для дифракционной решетки.

В заключение отметим, что основные результаты работы были доложены на международной конференции [5].

Список литературы: 1. *Орир Дж.* Физика, т.2 М: Мир, 1981 622с. 2. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Вып. 3. М: Мир, 1965. 237с. 3 *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика Т.3. М., 1963. 702 с. 4 *Ахиезер А. И. Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969. 437 с. 5. *Безуглый А. В. Петченко А. М.* К квантовой теории дифракции света на двух щелях. Матеріали 7-ї Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах» Харків, 2005. С.142.

Харьковская национальная академия
городского хозяйства

Поступила в редакцию 02.06.2006

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ПОТЕРЬ В ПОЛОСКОВОМ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ И НЕКВАДРАТИЧНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НА ПОГРЕШНОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Введение

Полосковый мегаллодиэлектрический волновод (ПМДВ) применяется для построения на его основе пассивных (взаимных и невзаимных) и активных микроволновых устройств миллиметрового диапазона длин волн [1 – 3]. Измерение параметров этих элементов осуществлялось с помощью аппаратуры, разработанной на полых металлических волноводах, используя переходы с одной линии передачи на другую. Переходы вносят дополнительную погрешность измерения параметров.

В настоящее время разработан ответвитель круговой поляризации (ОКП) на ПМДВ, который может быть использован для измерения КСВ и коэффициента отражения исследуемых нагрузок [4]. На полом металлическом волноводе прямоугольного сечения поляризационные измерители [5] эксплуатируются с начала 70-х годов. Они удобны в эксплуатации, отличаются небольшими массогабаритными параметрами, имеют удовлетворительную точность. Теоретический анализ поляризационного измерителя полных сопротивлений на ПМДВ выполнен в работе [6], в которой показано, что по своим метрологическим параметрам измерители на ПМДВ и на полых металлических волноводах сопоставимы, за исключением рабочего диапазона частот, который в измерителе на ПМДВ, примерно, в два раза меньше и составляет $f_{cp} \pm 0.1 f_{cp}$.

Однако в указанных приборах не учтены погрешности измерения, обусловленные погонными потерями в волноводах и неквадратичностью детектирования. В полых волноводах потери малы и учитывать их нет необходимости. В ПМДВ погонное затухание существенно [7] и погрешность измерения необходимо учитывать. В измерителях параметров микроволновых устройств применяются детекторы СВЧ, которые считаются квадратичными, но это не всегда так. Поэтому также необходимо знать степень влияния на результаты измерения неквадратичности детектирования.

Цель статьи – анализ погрешностей поляризационного измерителя полных сопротивлений на ПМДВ, возникающих при экспериментальном определении КСВ и модуля коэффициента отражения, обусловленных затуханием и неквадратичностью детектирования, а также определение путей учета этих погрешностей.

Анализ погрешностей обусловленных затуханием

Как показано в [6], сигнал, снимаемый с детектора ОКП поляризационного измерителя, определяется выражением

$$U = \frac{2kU_1^2 \left[1 + \Gamma_{\alpha}^2 + 2\Gamma_{\alpha} \cos(\varphi_{\alpha} - 2\theta) \right]}{1 - \Gamma_r^2 \Gamma_{\alpha}^2 - 2\Gamma_r \Gamma_{\alpha} \cos(\varphi_r + \varphi_{\alpha})} \quad (1)$$

Здесь Γ_{α} – модуль комплексного коэффициента отражения (ККО) исследуемого устройства; $\varphi_{\alpha} = \varphi_{\alpha_0} + 4\pi L/\lambda_{\alpha}$ – аргумент ККО измеряемый в плоскости симметрии ОКП; φ_{α_0} – аргумент ККО в плоскости подключения устройства к ОКП; L – расстояние от выходного фланца ОКП до его плоскости симметрии; Γ_r , φ_r – модуль и аргумент ККО выхода генератора; k – коэффициент пропорциональности; U_1 – модуль комплексной нормированной амплитуды волны генератора; θ – угол поворота детектора.

Изменяя угол θ , получают максимальное U_{\max} и минимальное U_{\min} показания. Их отношение запишется как

$$\frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \left(\frac{1 + \Gamma_{x_0}}{1 - \Gamma_{x_0}} \right)^2 = K_{\text{св}}^2, \quad (2)$$

откуда коэффициент стоячей волны $K_{\text{св}}$

$$K_{\text{св}} = \sqrt{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}.$$

Аргумент коэффициента отражения φ_x определяется углом поворота θ при минимальном сигнале. При этом $\cos(j_x - 2q) = \cos\left(j_x + \frac{4pL}{l_n} - 2q\right) = -1$, откуда $\varphi_{x_1} = 180^\circ + 2\theta - \frac{4\pi L}{\lambda_n}$.

Угол $(180^\circ - 4\pi L/\lambda_n)$ можно скомпенсировать начальной калибровкой фазы и тогда $\varphi_{x_1} = 2\theta$ или $\theta = \varphi_{x_1}/2$, т.е. направление на минимум сигнала соответствует половине аргумента коэффициента отражения исследуемой нагрузки в плоскости ее фланца.

В волноводе с потерями измеренное значение модуля коэффициента отражения Γ_x в плоскости симметрии ОКП

$$\Gamma_x = \Gamma_{x_0} e^{-2\alpha l}, \quad (3)$$

где α – коэффициент затухания на единицу длины.

Тогда, учитывая (3), относительная погрешность измерения модуля Γ_{x_0}

$$\delta\Gamma_{x_0} = \frac{\Gamma_x - \Gamma_{x_0}}{\Gamma_{x_0}} = 1 - e^{-2\alpha l}, \quad (4)$$

а относительная погрешность измерения коэффициента стоячей волны

$$\delta K_{\text{св}} = \frac{\partial K_{\text{св}}}{\partial \Gamma_x} \cdot \frac{\Gamma_x \delta\Gamma_x}{K_{\text{св}}} \quad (5)$$

Учитывая (2) и (4) преобразуем (5) к виду

$$\delta K_{\text{св}} = \frac{2\Gamma_x (1 - e^{-2\alpha l})}{(1 - \Gamma_x)^2 K_{\text{св}}}. \quad (6)$$

С увеличением αL погрешность измерения Γ_{x_0} увеличивается. Величина L выбирается из конструктивных соображений. Для уменьшения погрешности $\delta\Gamma_{x_0}$ следует учитывать множитель $e^{-2\alpha l}$. Из (3) получаем измеряемый модуль

$$\Gamma_{x_0} = \frac{\Gamma_x}{e^{-2\alpha l}} = \Gamma_x e^{2\alpha l}, \quad (7)$$

Таким образом, зная значения α и L , вычисляем $e^{2\alpha l}$ и корректируем результат измерения Γ_x в соответствии с (7).

Анализ погрешностей обусловленных неквадратичностью детектирования

Далее рассмотрим случай, когда детектирование сигнала неквадратичное. В этом случае соотношение (1) запишется в виде

$$U = \frac{\sqrt{(2k)^n U_1^n \left[\sqrt{1 + \Gamma_{x_0}^2 + 2\Gamma_{x_0} \cos(\varphi_x - 2\theta)} \right]^n}{\left[\sqrt{1 - \Gamma_{x_0}^2 - 2\Gamma_{x_0} \cos(\varphi_x + \varphi_x)} \right]^n},$$

где $n \neq 2$ – показатель степени, характеризующий вид кривой детектирования.

Отношение максимального и минимального сигналов

$$\frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \left(\frac{1 + \Gamma_{\kappa}}{1 - \Gamma_{\kappa}} \right)^n = K_{\text{св}}^n, \quad (8)$$

откуда

$$K_{\text{св}} = \sqrt[n]{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}.$$

Абсолютная погрешность измерения $K_{\text{св}}$ из-за неквадратичности детектирования составит

$$\Delta K_{\text{св}} = \frac{\sqrt[n]{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}} - \sqrt{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}}{\sqrt{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}} = \frac{\sqrt[n]{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}}{\sqrt{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}} - 1,$$

а относительная погрешность

$$\delta K_{\text{св}} = \frac{\Delta K_{\text{св}}}{K_{\text{св}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}} - \frac{1}{\sqrt[n]{\frac{U_{\max}}{U_{\min}}}}. \quad (9)$$

Для исключения погрешности необходимо определить значение n и из формулы (8) вычислить $K_{\text{св}}$. Рассмотрим методику определения показателя степени n .

К выходному фланцу ОКП поляризационного измерителя подключаем образцовую нагрузку с известным значением коэффициента стоячей волны $K_{\text{св}_0}$ и измеряем отношение U_{\max}/U_{\min} . В соответствии с (8), это отношение запишется как

$$\frac{U_{\max}}{U_{\min}} = K_{\text{св}_0}^n. \quad (10)$$

Логарифмируем левую и правую части уравнения (10)

$$\lg \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right) = n \lg K_{\text{св}_0},$$

откуда

$$n = \frac{\lg \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)}{\lg K_{\text{св}_0}}. \quad (11)$$

Показатель степени n зависит от величины измеренного отношения амплитуд U_{\max}/U_{\min} и от $K_{\text{св}_0}$ образцовой нагрузки. Неточность аттестации нагрузки и определения U_{\max}/U_{\min} приводит к погрешности δn .

Относительная погрешность измерения δn определяется выражением

$$\delta n = \sqrt{\left[\frac{\partial n}{\partial \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)} \cdot \frac{\left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right) \cdot \delta \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)}{n} \right]^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial K_{\text{св}_0}} \cdot \frac{K_{\text{св}_0} \cdot \delta K_{\text{св}_0}}{n} \right)^2}. \quad (12)$$

где $\delta K_{св}$ – относительная погрешность аттестации образцовой нагрузки; $\delta(U_{max}/U_{min})$ – относительная погрешность измерения отношения U_{max}/U_{min} .

Подставляя соотношение (11) в подкоренное выражение (12) получаем

$$\delta n = \sqrt{\left[\frac{\delta \left(\frac{U_{max}}{U_{min}} \right)}{n \ln K_{св}} \right]^2 + \left[\frac{\delta K_{св} \ln \left(\frac{U_{max}}{U_{min}} \right)}{n \ln^2 K_{св}} \right]^2} = \sqrt{\left[\frac{\delta \left(\frac{U_{max}}{U_{min}} \right)}{\ln \left(\frac{U_{max}}{U_{min}} \right)} \right]^2 + \left[\frac{\delta K_{св}}{\ln K_{св}} \right]^2}. \quad (13)$$

Результаты расчетов погрешностей

Расчет относительной погрешности измерения модуля ККО, обусловленной погонными потерями в ПМДВ был произведен на частоте $f_p = 37.5$ ГГц. На данной частоте изменялся конструктивный размер ОКП L в пределах от $0.5\lambda_{cp}$ до λ_{cp} . При таких исходных данных для нагрузки с параметрами $\Gamma_{н} = 0,333$ и $K_{св} = 2,0$, в соответствии с (4) и (6) получены погрешность определения коэффициента отражения $\delta\Gamma_{св}$, изменяющаяся в пределах от 0,014 до 0,029, и относительная погрешность определения коэффициента стоячей волны $\delta K_{св}$, лежащая в пределах от 0,011 до 0,022.

Оценка влияния неквадратичности на точность измерения $K_{св}$ выполнена, полагая, что показатель степени $n = 1,8$, образцовая нагрузка создаст в линии $K_{св} = 2,0$ и имеет погрешность аттестации $\delta K_{св} = 0,01$, а измеренное при образцовой нагрузке отношение равно $U_{max}/U_{min} = 2^{1,8}$ при относительной погрешности измерения $\delta(U_{max}/U_{min}) = 0,03$. В соответствии с (9) и (13) для обозначенных условий получены значения погрешностей $\delta K_{св} = 0,036$ и $\delta n = 0,028$.

Приведенные расчеты произведены для погонного затухания в ПМДВ составляющего 2,09 дБ м.

Заключение

Полученные методики позволяют учитывать погрешности, обусловленные погонными потерями в волноводах и неквадратичностью детекторной характеристики, при измерении КСВ тракта и модуля коэффициента отражения микроволновых устройств с помощью поляризационного измерителя, выполненного на ПМДВ. Данная методика также может быть распространена и на поляризационные измерители, базирующиеся на полых металлических волноводах прямоугольного сечения.

Расчеты показали, что значения погрешностей из-за потерь и неквадратичности невелики, однако их учет позволяет уменьшить погрешности измерения КСВ и модуля коэффициента отражения на 1...3 %.

Ввиду удобства и простоты методики, она может быть также использована для аттестации квадратичности детекторных диодов

Список литературы: 1. *У-циркулятор*. А.с. 1478267 СССР, МКИ Н 01 Р 1/383 / В.В. Саламатин, А.В. Мельников, А.Б. Кондрашихин (СССР) № 4263339/24-09, Заявл. 16.06.87; Опубл. 7.05.89. Бюл. № 17. 2 с. 2. *Делитель мощности*: А.с. 1529326 СССР, МКИ Н 01 Р 5/12 / И.В. Кудрявченко, А.В. Мельников, В.В. Саламатин, (СССР) № 4252981/24-09; Заявл. 06.04.87; Опубл. 15.12.89. Бюл. № 46. 2 с. 3. *СВЧ смеситель*: А.с. 1522416 СССР, МКИ Н 04 В 1/26 / И.В. Кудрявченко, К.И. Куркан, В.В. Саламатин, А.В. Мельников (СССР). № 4328802/24-09, Заявл. 17.11.87; Опубл. 15.11.89. Бюл. № 42. 3 с. 4. *Пат. 73580 Украина*, МКИ Н 01 Р 1/163, 5/18, G 01 K 27/06. Спосіб побудови відгалужувача кругової поляризації на основі смужкового металодіелектричного хвилеводу: Пат. 73580 Украї-

на. МКИ Н 01 Р 1/163. 5/18. G 01 R 27/06 / В.В. Саламатин, О.Г. Лукьянчук, И.Л. Афонин, С.М. Бердишев (Украина); СевНТУ. № 2003010011; Заявл. 02.01.2003; Оpubл. 15.08.2005. Бюл № 8. 5 с. 5. *Справочник по радиоизмерительным приборам: В 3 т.* / Б.А. Абубакиров, А.А. Авдеева, М.П. Гуревич и др.: Под ред. В.С. Насонова. М.: Сов. радио, 1976. Т.1: Измерение напряжений, параметров элементов и цепей. Источники питания. 231 с. 6. *Афонин И.Л., Лащенко И.В., Цыгура С.В.* Исследование поляризационного измерителя коэффициента отражения на полосковом металлодиэлектрическом волноводе // *Вестник СевГТУ. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 2001. Вып. 31. С. 92–98.* 7. *Лукьянчук А.Г., Саламатин В.В., Бердишев С.Н.* Структура электромагнитного поля в металлодиэлектрическом волноводе // *Вестник СевГТУ. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. Севастополь: Изд-во СевНТУ, 2002. Вып. 41. С. 215–222.*

*Севастопольский национальный
технический университет*

Поступила в редколлегию 25.09.2006

где $\delta K_{свн}$ – относительная погрешность аттестации образцовой нагрузки; $\delta(U_{\max}/U_{\min})$ – относительная погрешность измерения отношения U_{\max}/U_{\min} .

Подставляя соотношение (11) в подкоренное выражение (12) получаем

$$\delta n = \sqrt{\left[\frac{\delta \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)}{n \ln K_{свн}} \right]^2 + \left[\frac{\delta K_{свн} \ln \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)}{n \ln^2 K_{свн}} \right]^2} = \sqrt{\left[\frac{\delta \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)}{\ln \left(\frac{U_{\max}}{U_{\min}} \right)} \right]^2 + \left[\frac{\delta K_{свн}}{\ln K_{свн}} \right]^2}. \quad (13)$$

Результаты расчетов погрешностей

Расчет относительной погрешности измерения модуля ККО, обусловленной погонными потерями в ПМДВ был произведен на частоте $f_{ср} = 37.5$ ГГц. На данной частоте изменялся конструктивный размер ОКП L в пределах от $0.5\lambda_{ср}$ до $\lambda_{ср}$. При таких исходных данных для нагрузки с параметрами $\Gamma_{свн} = 0,333$ и $K_{свн} = 2,0$, в соответствии с (4) и (6) получены погрешность определения коэффициента отражения $\delta\Gamma_{свн}$, изменяющаяся в пределах от 0,014 до 0,029, и относительная погрешность определения коэффициента стоячей волны $\delta K_{свн}$, лежащая в пределах от 0,011 до 0,022.

Оценка влияния неквадратичности на точность измерения $K_{свн}$ выполнена, полагая, что показатель степени $n = 1,8$, образцовая нагрузка создает в линии $K_{свн} = 2,0$ и имеет погрешность аттестации $\delta K_{свн} = 0,01$, а измеренное при образцовой нагрузке отношение равно $U_{\max}/U_{\min} = 2^{1,8}$ при относительной погрешности измерения $\delta(U_{\max}/U_{\min}) = 0,03$. В соответствии с (9) и (13) для обозначенных условий получены значения погрешностей $\delta K_{свн} = 0,036$ и $\delta n = 0,028$.

Приведенные расчеты произведены для погонного затухания в ПМДВ составляющего 2,09 дБ/м.

Заключение

Полученные методики позволяют учитывать погрешности, обусловленные погонными потерями в волноводах и неквадратичностью детекторной характеристики, при измерении КСВ тракта и модуля коэффициента отражения микроволновых устройств с помощью поляризационного измерителя, выполненного на ПМДВ. Данная методика также может быть распространена и на поляризационные измерители, базирующиеся на полах металлических волноводах прямоугольного сечения.

Расчеты показали, что значения погрешностей из-за потерь и неквадратичности велики, однако их учет позволяет уменьшить погрешности измерения КСВ и модуля коэффициента отражения на 1...3%.

Ввиду удобства и простоты методики, она может быть также использована для аттестации квадратичности детекторных диодов.

Список литературы: 1. *У-циркулятор*. А.с. 1478267 СССР, МКИ Н 01 Р 1/383 / В.В. Саламатин, А.В. Мельников, А.Б. Кондрашихин (СССР). № 4263339/24-09; Заявл. 16.06.87; Оpubл. 7.05.89; Бюл. № 17. 2 с. 2. *Делитель мощности*: А.с. 1529326 СССР, МКИ Н 01 Р 5/12 / И.В. Кудрявченко, А.В. Мельников, В.В. Саламагин, (СССР) № 4252981/24-09; Заявл. 06.04.87; Оpubл. 15.12.89; Бюл. № 46. 2 с. 3. *СВЧ смеситель*: А.с. 1522416 СССР, МКИ Н 04 В 1/26 / И.В. Кудрявченко, К.И. Куркан, В.В. Саламатин, А.В. Мельников (СССР). № 4328802/24-09; Заявл. 17.11.87; Оpubл. 15.11.89; Бюл. № 42. 3 с. 4. *Пат 73580 Украина*, МКИ Н 01 Р 1/163, 5/18, G 01 R 27/06. Спосіб побудови відгалужувача кругової поляризації на основі смужкового металодіелектричного хвилеводу: Пат. 73580 Украї-

на. МКИ Н 01 Р 1/163, 5/18. G 01 R 27/06 / В.В. Саламатин, О.Г. Лукьянчук, І.Л. Афонін, С.М. Бердншев (Україна); СевНТУ. № 2003010011: Заявл. 02.01.2003; Опубл. 15 08.2005. Бюл. № 8. 5 с. 5. *Справочник по радиоизмерительным приборам: В 3 т. / Б.А. Абубакиров, А.А. Авдеева, М.Л. Гуревич и др.: Под ред. В.С. Насонова. М.: Сов. радио. 1976. Т.1: Измерение напряжений, параметров элементов и цепей. Источники питания. 231 с. 6. Афонин І.Л., Лащенко І.В., Цыцур С.В. Исследование поляризованного измерителя коэффициента отражения на полосковом металлодиэлектрическом волноводе // Вестник СевГТУ. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 2001. Вып. 31. С. 92-98. 7. Лукьянчук А.Г., Саламатин В.В., Бердншев С.Н. Структура электромагнитного поля в металлодиэлектрическом волноводе // Вестник СевГТУ. Информатика, электроника, связь: Сб. науч. тр. Севастополь: Изд-во СевНТУ, 2002. Вып. 41. С. 215-222.*

*Севастопольский национальный
технический университет*

Поступила в редколлегию 25 09 2006

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛА ОТ РАЗНОСТИ ПЛОЩАДЕЙ МОДОВЫХ ПОЛЕЙ СОЕДИНЯЕМЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Введение

В последнее время наряду с обычными кварцевыми оптическими волокнами в электронной технике все более широко используется новый тип волокон – фотонно-кристаллические (ФКВ) или микроструктурированные (МС) волокна. Благодаря необычной структуре оболочки сердцевина ФКВ может быть пустотелой. А это значит, что затухание, нелинейность, хроматическую и поляризационную модовую дисперсию в них можно уменьшить на порядок по сравнению с современным кварцевым волокном.

Перспективы применения фотонно-кристаллических волокон

По механизму удержания света в сердцевине такие волокна можно разделить на два класса [1]. Первый класс образуют ФКВ, в которых удержание света в сердцевине происходит благодаря его зеркальному отражению от оболочки с периодически изменяющимся показателем преломления. Особенностью данного класса волокон является то, что они способны переносить с малым затуханием оптическое излучение только с длинами волн, лежащими в некоторой области, называемой фотонной запрещенной зоной. Фотонные запрещенные зоны существуют в оптических волокнах с двумя типами периодических структур: одномерных (1D) в виде соосных цилиндрических слоев и двумерных (2D) в виде полых трубок. 1D волокна с фотонными запрещенными зонами называются брэгговскими волокнами, а 2D – фотонно-кристаллическими волокнами с запрещенными зонами.

Механизм удержания света в ФКВ второго класса вполне традиционен для оптического волокна – полное внутреннее отражение. Однако в них используется новый принцип управления показателем преломления оболочки, основанный на его зависимости от структуры оболочки. Эффективный показатель преломления микроструктурированной оболочки можно определить [2] так:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_{\text{mod}}}{k}, \quad (1)$$

где β_{mod} – постоянная распространения основной моды структуры, совпадающей со структурой оболочки, но не содержащей дефекта в виде сердцевины волокна:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ – длина волны излучения.

Наличие полых трубок в оболочке ФКВ приводит к уменьшению эффективного показателя преломления оболочки, что и обеспечивает выполнение условий полного внутреннего отражения для световых пучков, распространяющихся в сердцевине ФКВ. Для сравнения структуры стандартного и фотонно-кристаллического волокон, а также ход световых лучей в них показаны на рис. 1.

Несмотря на то, что механизм удержания света является традиционным, возможность изменять величину показателя преломления оболочки открывает ранее недоступные возможности управления пространственными, дисперсионными и нелинейными свойствами волокна, благодаря чему расширились границы применения ФКВ в компонентах электронной техники. Высокий контраст показателей преломления сердцевины и воздушных трубок позволяет использовать для целого ряда применений ФКВ с упрощенной структурой, представляющие собой волокна, сердцевина которых окружена всего одним слоем воздушных трубок. На рис. 2 показаны разновидности структур ФКВ.

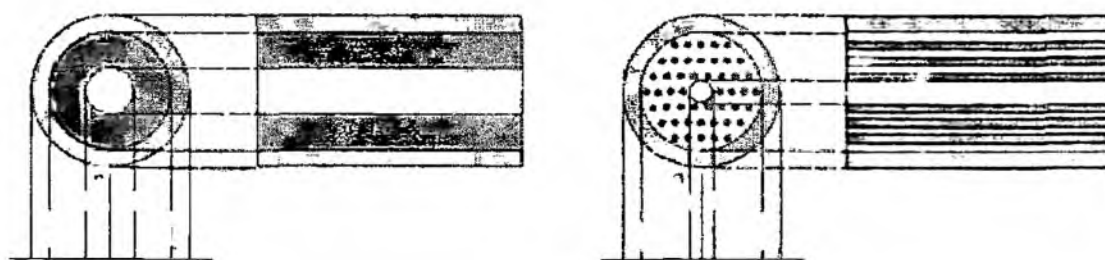


Рис. 1

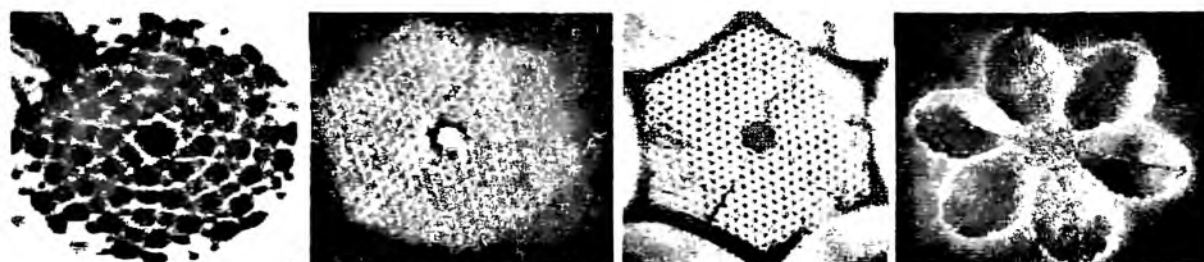


Рис. 2

Фотонно-кристаллические волокна для элементов функциональной электроники обычно изготавливаются из стекла, кварца или прозрачной пластмассы путем перетяжки из преформы, образованной из плотно упакованных трубок и стержней, собранной в соответствии с поперечным сечением волокна.

В зависимости от структуры поперечного сечения, эти волокна имеют различные свойства, такие как одномодовый режим распространения в широком спектральном диапазоне, большая или, наоборот, малая площадь модового пятна для увеличения или уменьшения нелинейных эффектов, низкие или высокие потери на сгибах, высокая нелинейность для генерации гармоник и суперконтинуума, точно управляемые поляризации, дисперсия групповой скорости, спектр пропускания и двулучепреломление.

Если структура оболочки волокна не вполне периодическая, и период модуляции ее показателя преломления изменяется монотонно (происходит chirпирование), то получается дифракционная решетка с линейно изменяющимся периодом. Такие решетки используются для компенсации хроматической дисперсии в волоконной линии связи или для коррекции chirпированного сигнала лазерного источника. Волоконная брэгговская решетка может использоваться как оптический фильтр в устройствах мультиплексирования и демультимплексирования, как компенсатор хроматической дисперсии, или в комбинации с циркуляторами в мультиплексорах ввода/вывода каналов.

Фотонно-кристаллические волокна имеют ряд преимуществ перед обычными кварцевыми волокнами:

- одномодовый режим для всех длин волн излучения,
- широкий диапазон изменения площади пятна основной моды (до соген квадратных микрометров);
- постоянное значение коэффициента дисперсии (дисперсионный наклон равен $0.002 \text{ пс нм}^{-1} \text{ км}^{-1}$ для длин волн 1.3-1.5 мкм);
- высокие значения коэффициента дисперсии ($2000 \text{ пс нм}^{-1} \text{ км}^{-1}$ для специально разработанных структур);
- аномальная и нулевая дисперсия для длин волн меньше 1.3 мкм (видимый спектр);
- контролируемая локализация поля в воздушных отверстиях.

Несмотря на явные достоинства ФКВ, они проигрывают обычным волокнам по затуханию. На данный момент затухание в ФКВ удалось понизить до 1.7 дБ/км , тогда как потери в

стандартном кварцевом волокне равны 0.2 дБ/км. Уменьшение потерь в ФКВ достигается за счет увеличения диаметра сердцевинки, что приводит к многомодовому режиму распространения излучения.

В ФКВ известны три механизма затухания световых волн: поглощение света в сердцевине и оболочке; частичное проникновение (туннелирование) света за пределы периодической отражающей оболочки; рассеивание на структурных дефектах [3]. Суммарный коэффициент затухания света в ФКВ

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_T + \alpha_A + \alpha_s, \quad (2)$$

где α_T , α_A , α_s – парциальные коэффициенты затухания, связанные с туннелированием, поглощением и рассеянием соответственно.

Анализ механизмов потерь в ФКВ показывает, что нет принципиальных препятствий для снижения затухания до уровня меньше 0.1 дБ/км, что делает перспективным применение таких волокон для систем телекоммуникаций и передачи сигнала на дальние расстояния.

Постановка задачи исследования

Благодаря своим необычным свойствам возможные области применения фотонно-кристаллических волокон достаточно велики [4]:

- WDM устройства и дисперсионная компенсация;
- телекоммуникационные системы;
- волоконные лазеры;
- микроскопия ближнего поля;
- генерация фемтосекундного континуума;
- оптические генераторы;
- сенсоры спектрального химического анализа в режиме реального времени;
- сенсоры измерения температуры бесконтактным методом;
- возможность реализации многожильных волокон.

Во многих случаях возникает необходимость соединения фотонно-кристаллических волокон между собой или с другими элементами функциональной электроники. Вследствие сложной структуры оболочки таких волокон, а также их дисперсионными и поляризационными особенностями процесс соединения ФКВ и последующий анализ вносимого затухания сигнала является довольно трудоемким. Главным образом это связано со сложным характером распределения интенсивности модового поля. На рис. 3 показаны распределения интенсивности излучения для стандартного одномодового волокна (а) и ФКВ (б).

Цель исследования – определение зависимости затухания передаваемого сигнала от эффективных площадей модовых полей соединяемых микроструктурированных волокон.

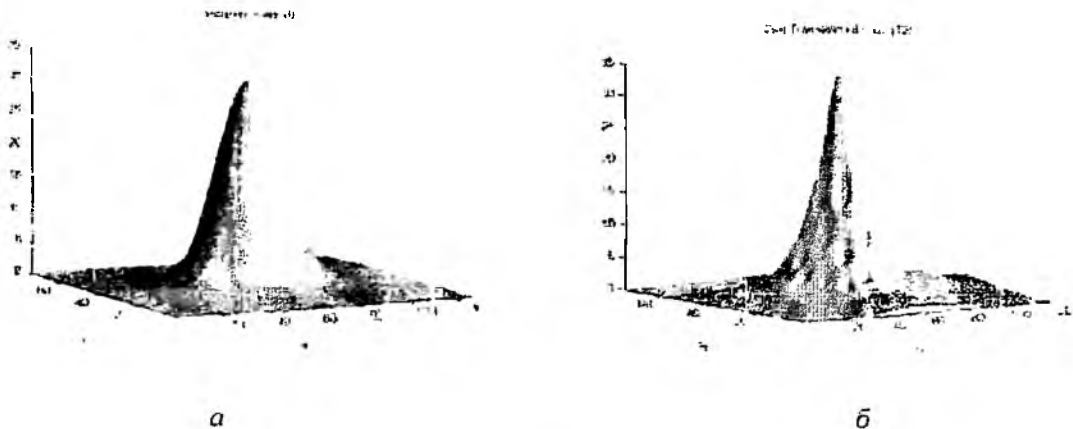


Рис. 3

Анализ влияния диаметра модового поля в соединении ФКВ на передачу сигнала

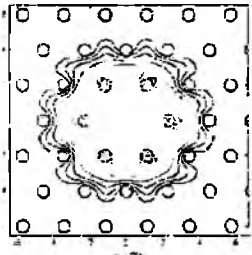


Рис. 4

Распределение интенсивности излучения для основной моды в поперечном сечении фотонно-кристаллического волокна показано на рис. 4. Электрическое поле в направлении оси z может быть рассчитано используя уравнение Максвелла [5, 6]. Поэтому основной задачей является определение поперечного распределения поля, которое состоит из двух компонент по осям x и y

$$\vec{e}_i(x, y) = e_x(x, y)\hat{x} + e_y(x, y)\hat{y} \quad (3)$$

Поперечное распределение электрического поля в сечении волокна можно записать в виде разложения по системе F функций Эрмита-Гаусса:

$$e_x(x, y) = \sum_{a, b=0}^l \varepsilon_{ab}^x \psi_a(x) \psi_b(y), \quad e_y(x, y) = \sum_{a, b=0}^l \varepsilon_{ab}^y \psi_a(x) \psi_b(y), \quad (4)$$

где $\psi_i(s)$ ($i = a, b, s = x, y$) – элементы функции Эрмита-Гаусса:

$$\psi_i(s) = \frac{2^{-i} \pi^{-1/4}}{\sqrt{(2i)!} \omega} \exp\left(-\frac{s^2}{2\omega^2}\right) H_{2i}(s/\omega), \quad (5)$$

где $H_{2i}(s/\omega)$ – $2i$ -й порядок полинома Эрмита-Гаусса:

Одним из основных параметров, который необходимо учитывать при соединениях ФКВ является эффективная площадь моды волокон

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^4 dx dy}. \quad (6)$$

Подставив выражение для интенсивности излучения (3) в выражение (6), получим

$$A_{eff} = \frac{2 \left(\pi \omega \sum_{a, a_1=0}^{l-1} \varepsilon_{a_1, a_2}^2 \right)^2}{\sum_{a_1, a_2, a_3=0}^{l-1} A_{a_1, a_2, a_3}}, \quad (7)$$

где

$$A_{a_1, a_2, a_3} = \varepsilon_{a_1, a_2} \varepsilon_{a_3, a_4} \varepsilon_{a_5, a_6} \varepsilon_{a_7, a_8} \sqrt{(2a_1)!(2a_2)!(2a_3)!(2a_4)!(2a_5)!(2a_6)!(2a_7)!(2a_8)!} \cdot \delta_1 \delta_2, \quad (8)$$

$$\delta_1 = \sum_{l_1=0}^{\min(2a_1, 2a_3)} \sum_{l_2=0}^{\min(2a_2, 2a_4)} \frac{(2\gamma_1)!}{(-4)^{\gamma_1} \gamma_1! l_1! (2a_1 - l_1)! (2a_3 - l_1)! l_2! (2a_2 - l_2)! (2a_4 - l_2)!}, \quad (9)$$

$$\delta_2 = \sum_{l_3=0}^{\min(2a_5, 2a_7)} \sum_{l_4=0}^{\min(2a_6, 2a_8)} \frac{(2\gamma_2)!}{(-4)^{\gamma_2} \gamma_2! l_3! (2a_5 - l_3)! (2a_7 - l_3)! l_4! (2a_6 - l_4)! (2a_8 - l_4)!}, \quad (10)$$

$$\gamma_1 = a_1 + a_3 + a_5 + a_7 - l_1 - l_2, \quad \gamma_2 = a_2 + a_4 + a_6 + a_8 - l_3 - l_4. \quad (11)$$

Вычислив значения эффективных площадей модовых полей для двух соединяемых волокон A_{eff1}, A_{eff2} , можно определить потери, вызванные их разностью. В этом случае коэффициент передачи мощности сигнала ($T < 1$) приближенно может быть представлен в виде

$$T \approx \frac{4A_{eff1} \cdot A_{eff2}}{(A_{eff1} + A_{eff2})^2} \quad (12)$$

Подставив в данное выражение формулы для вычисления эффективных площадей мод соединяемых волокон (7) и преобразовав его, получим

$$T \approx \frac{2 \sum_{\substack{a_1, a_2 \\ a_k}}^{l-1} A_{a_1, a_2, a_k} \left(\omega_{h_1} \sum_{h_1, h_2=0}^{l-1} \epsilon_{h_1, h_2}^2 \right)^2 \sum_{h_1, h_2, h_k}^{l-1} A_{h_1, h_2, h_k} \left(\omega_{a_1} \sum_{a_1, a_2=0}^{l-1} \epsilon_{a_1, a_2}^2 \right)^2}{\left[\sum_{\substack{a_1, a_2 \\ a_k}}^{l-1} A_{a_1, a_2, a_k} \left(\omega_{h_1} \sum_{h_1, h_2=0}^{l-1} \epsilon_{h_1, h_2}^2 \right)^2 + \sum_{h_1, h_2, h_k}^{l-1} A_{h_1, h_2, h_k} \left(\omega_{a_1} \sum_{a_1, a_2=0}^{l-1} \epsilon_{a_1, a_2}^2 \right)^2 \right]^2} \quad (13)$$

Выводы

Проведен анализ перспектив применения ФКВ в компонентах электронной техники. Определены потери сигнала, вызванные разностью эффективных площадей модовых полей соединяемых волокон. Дальнейшие исследования в этой области направлены на изучение влияния других оптико-геометрических параметров ФКВ, а также их соединений на передачу сигнала. Проводится работа над выбором методов определений геометрических рассогласований между волокнами и контроля конструкторско-технологических параметров соединений ФКВ.

Список литературы: 1. O. E. Naniy, E. G. Pavlova Photonic crystal fibers // Lightwave Russian Edition, 2004. №3. P.47-53. 2. A. M. Zheltikov Optics of microstructures fibers. M.: Nauka, 2004. 3. E. G. Pavlova Mechanisms of losses in photonic crystal fibers // Lightwave Russian Edition, 2005. №3. P.54-56. 4. V. T. Potapov Evolution of optical fiber systems and technologies // Photon-Express, 2002. №24. P.5-7. 5. W. Zhi, R. Guobin, L. Shuqin, J. Shusheng Supercell lattice method for photonic crystal fibers // OPTICS EXPRESS, 5 May 2003, Vol.11, No9. p.980-991. 6. Monro T. M., Richardson D. J., Broderick G. R., Bennett P. J. Holey Optical Fibers: An Efficient Modal Model // Journal of lightwave technology, June 1999, Vol.17, №6. P.1093-1102.

Харьковский национальный
университет радиотехники

Поступила в редакцию 09.09.2006

ОСОБЕННОСТИ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В КРЕМНИЕВЫХ ПТШ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Широкое внедрение микроэлектроники, особенно интегральных микросхем (ИМС), в различные сферы деятельности привело к необходимости изучения воздействия импульсных электромагнитных полей (ИЭМП) на микросхемы и дискретные твердотельные полупроводниковые приборы. Воздействие электромагнитного поля естественного и искусственного происхождения приводит к изменению их функционального состояния – сбоям в работе: к необратимым изменениям микроэлектронных структур – деградациям; к катастрофическим отказам приборов и ИМС. Выход из строя твердотельных приборов при воздействии мощных ИЭМП обусловлен в значительной степени прожогом проводящих микроэлектронных структур. В приборах с КМОП структурами причиной выхода из строя микросхем при воздействии ИЭМП являются такие пробой активных микроэлектронных структур (30%) [1]. В данной работе в качестве прибора, который может использоваться как самостоятельно, так и входить в качестве микроэлектронной структуры микросхем, рассматривается полевой транзистор с затвором Шоттки.

При воздействии ИЭМП на твердотельные приборы к их микроэлектронным структурам прикладываются дополнительные напряжения, что приводит к напряженным электрическим и тепловым режимам работы этих структур. В качестве характеристики стойкости, при имитации воздействия ИЭМП на дискретные полупроводниковые приборы, используется критерий Вунша-Белла [2, 3]: зависимость стойкости прибора от поверхностной плотности мощности, рассеиваемой током, и временем воздействия. Данный критерий экспериментальный и достаточно приближенный. Для микросхем этот критерий не выполняется, но выполняется для проводящих микроэлектронных структур [4]. Ранее не исследовались электротепловые процессы в полупроводниковых приборах, в частности в ПТШ, в режимах, предшествующих их тепловому пробую.

Все сведения о пробое в ПТШ, как правило, получены экспериментальным путем и носят общий характер. Из экспериментальных исследований нет возможности определить тип пробоя и что именно пробивается – канал или околостокковая область. Использование численной модели позволяет исследовать в деталях физику процессов, происходящих в приборе при пробое.

Цель настоящей работы – исследование физических процессов пробоя ПТШ при напряженных токовых режимах с использованием численной модели данного прибора и проверка выполнения критериальной зависимости Вунша-Белла на уровне такой микроэлектронной структуры микросхем как ПТШ.

Для моделирования физических процессов в ПТШ воспользуемся следующими фундаментальными уравнениями:

- кинетическим уравнением Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}_r f) + \frac{1}{\hbar} (\bar{F} \cdot \bar{\nabla}_k f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right), \quad (1)$$

- уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi = -\frac{1}{\epsilon} (\rho(\bar{r}) - \sum_i e_i \int f_i d\bar{v}_i) \text{ и} \quad (2)$$

- уравнение теплопроводности

$$cd \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] + q(x, y, t). \quad (3)$$

где f – функция распределения носителей по энергии и импульсам, \bar{v} – скорость носителей заряда e , \bar{F}_i – сила, действующая на заряд со стороны внешнего электромагнитного поля и остальных носителей заряда, $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i$ – интеграл столкновений, ρ – плотность объемного заряда, $\sum_i e_i \int f_i d\bar{v}_i$ – плотность объемного заряда, создаваемого свободными носителями тока, c – удельная теплоемкость кристалла, d – его плотность, $K(T)$ – коэффициент теплопроводности, $q(x, y, t)$ – плотность источников тепловыделения, которая связана с интегралами рассеяния.

При моделировании принципа работы транзистора в расчетах статистических характеристик и малосигнальных параметров обычно ограничиваются решением одномерных задач с отдельным рассмотрением этих уравнений и упрощенным видом функции распределения. Выяснение деталей функционирования ПТШ на СВЧ и в нелинейных режимах работы требует более строгой постановки задачи и, в том числе, совместного решения уравнений (1) – (3).

В работах [6 – 10] обоснована эффективность применения для этой цели метода крупных частиц. Здесь же приведены результаты численного исследования зависимости характеристик и параметров кремниевых ПТШ от геометрии прибора и электрических режимов, не выходящих за рамки номинальных.

В напряженных режимах работы транзистора необходимо учесть процессы распределения тепла в различных частях активной области ПТШ и процессы генерации избыточных пар электрон-дырка, способные приводить к лавинному пробое. Процессы локализации и распространения тепла анализируются решением уравнения теплопроводности с источниками тепловыделения, мощность которых вычисляется исходя из процессов обмена энергией между электронным газом и кристаллической решеткой при рассеянии на фононах [6, 9].

Базируясь на модели транзисторной структуры [7 – 8] для описания процесса лавинного пробоя введем критерий, характеризующий начало его возникновения. В качестве такого момента выбираем время, при котором количество неравновесных электронов в e раз превышает количество равновесных, и это соотношение выполняется на достаточно большом последующем временном промежутке.

Для его оценки получим выражение вероятности акта ионизации в зависимости от квазиимпульса ионизирующей макрочастицы, которое можно использовать при решении системы уравнений (1) – (3) и которое описывает один из вероятных механизмов рассеяния в полупроводниковой структуре. Рассмотрим более подробно процесс образования пары электрон-дырка в результате рассеяния первичного электрона на атоме кристаллической решетки при его ионизации. Чтобы вычислить минимальную энергию первичного электрона, рассмотрим соударение, характеризуемое скоростями электрона v_i и v_f до и после соударения и скоростями v_n и v_p электрона и дырки образовавшейся пары (ход рассуждений заимствован из работ [11, 12]). Для простоты ограничимся одномерной моделью. Из законов сохранения импульса и энергии следует

$$m_n v_i = m_n v_f + m_n v_n + m_p v_p,$$

$$\frac{m_n v_i^2}{2} = E_k + \frac{m_n v_f^2}{2} + \frac{m_n v_n^2}{2} + \frac{m_p v_p^2}{2}.$$

Минимальная энергия первичного электрона, если положить $v_f = v_n = v_p$,

$$E_i = \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} E_k, \quad (4)$$

где m_n – эффективная масса электрона, m_p – эффективная масса дырки, E_x – ширина запрещенной зоны. Для Si эффективные массы: $m_n = 0.32$, $m_p = 0.23$ и $E_x = 1,12$ эВ [7-9]). Следуя (4), получаем $E_i = 1.77$ эВ. Согласно выражению [13]:

$$k_i = \frac{\sqrt{2m_n E_i}}{h}, \quad (5)$$

находим соответствующий минимальный квазиимпульс $k_i = 1,067$, нормированный на $k_0 = \sqrt{m_n e}/h = 3,624 \cdot 10^9$ кг·м/с. Таким образом, функция распределения вероятности акта ионизации с учетом (5) имеет вид

$$\frac{1}{\tau} = \begin{cases} 0, & k < k_i \\ v(k), & k \geq k_i \end{cases} \quad (6)$$

где $v(k)$ можно выразить следующим образом:

$$v(k) = \frac{\sqrt{2}\pi e_q^4 N \left(1 - \frac{k_i}{k}\right)}{\sqrt{\frac{1}{2} h^2 k^2 k_0^2 E_i}}, \quad (7)$$

где $e_q = 4.8 \cdot 10^{-15}$ – безразмерный счетный множитель, N – плотность атомов кристаллической решетки.

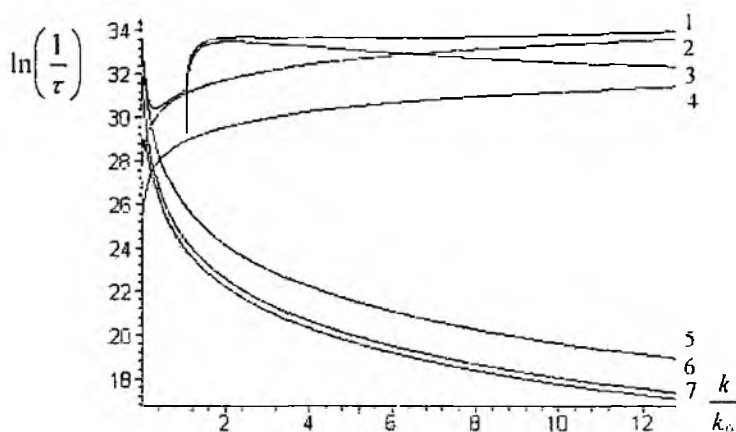


Рис. 1

Зависимости частот рассеяния электронов от квазиимпульса для других вероятных механизмов рассеяния приведены в [6, 7, 9]. На рис. 1 представлены зависимости вероятностей рассеяния макрочастиц от квазиимпульса k , дополненные соотношениями (6) и (7) с учетом следующих процессов в Si: суммарная частота рассеяний (1), рассеяние на фононах с продольным (2) и поперечным (4) взаимодействием, ионизационное (3), электрон-электронное продольное (5) и поперечное (6) рассеяния, рассеяние на заряженных ионах примеси (7) [7, 8].

Полученное соотношение (7) расширяет возможности модели ПТШ [7-8], позволяя исследовать динамику лавинного умножения неравновесных носителей в активной области. В результате акта ионизации при достижении электроном достаточной энергии происходит рассеяние первичного электрона с образованием неравновесной пары электрон – дырка. Соответственно, при моделировании физики процессов лавинообразования в ПТШ необходимо учитывать динамику ансамбля неравновесных дырок. Поскольку скорость дырок гораздо меньше скорости электронов, для учета движения дырок использовалась модель дрейфовой скорости [13] для дырок в кремнии с учетом зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля и температуры кристалла.

Для проведения численного эксперимента задавались следующие параметры активной области ПТШ: длина затвора – 0,2 мкм, области истока и стока – одинаковы, размеры остальных областей указаны на рис. 2, длина канала варьируется от 1 до 2,5 мкм. Затвор находится посередине канала. Начальное количество макрочастиц равнялось 20000 (коэффициент укрупнения для рассматриваемой топологии составил $7,9 \cdot 10^6$). Размерность сетки составляла 64 x 64 ячейки (в продольном и поперечном направлениях). Начальная температура кристалла 293К. Напряжение на затворе -0,2 В. Уровни легирования слоев Si: n – буферный слой – 10^{21} м^{-3} , n -канал – 10^{23} м^{-3} , n^+ – контактный слой – 10^{25} м^{-3} . Материал металлизации затвора – Au с подслоем из W.

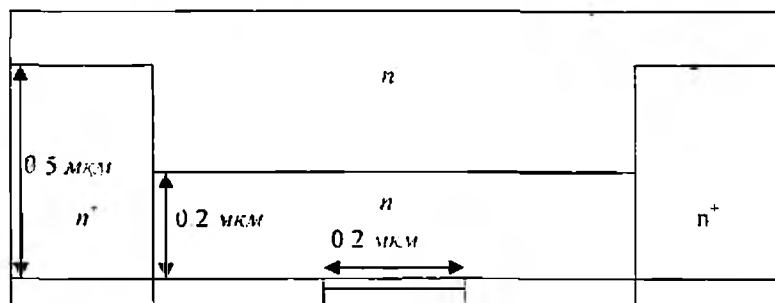


Рис. 2

В качестве начальных условий задавалось равномерное распределение носителей по координатам в соответствии с уровнем легирования и максвелловское распределение по энергии. После нескольких временных шагов, за которые формировалась функция распределения, близкая к реальной, включался импульс поля в виде функции Хевисайда.

На рис. 3 – 8 представлены функции распределения макрочастиц, неравновесных носителей и температуры кристаллической решетки, полученные при решении системы уравнений (1) – (3) с учетом различных видов рассеяния макрочастиц для ПТШ с длиной канала 1 мкм и с напряжением 2,4В между истоком и стоком.

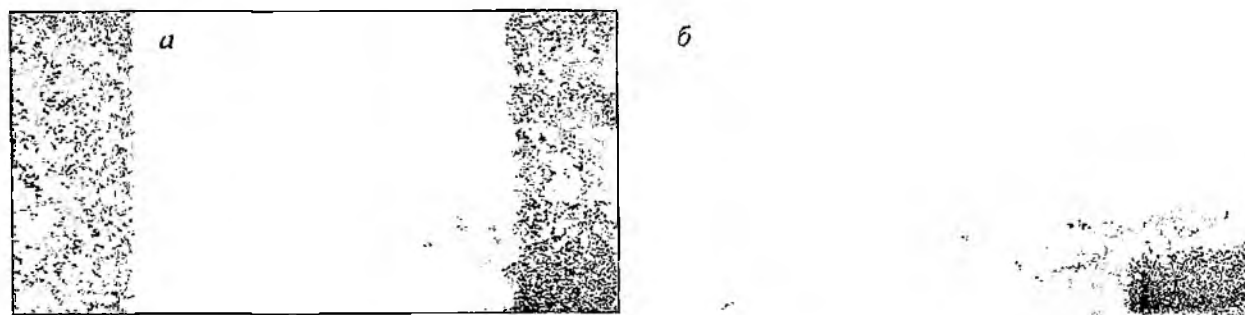


Рис. 3

На рис. 3 приведен вид распределения макрочастиц в ПТШ на начальном этапе (время порядка 0,1 нс, число неравновесных пар макрочастиц $N = 29000$, a – электроны, b – дырки). a на рис. 4 – распределение неравновесных носителей по энергии в активной области (а) и температуры кристаллической решетки (б) для этого же времени развития процесса. Оси x и y определяют геометрию области ПТШ в сеточных единицах. По оси z на рис. 4.а (и далее) отложена плотность неравновесных дырок (нормированная на коэффициент укрупнения), а по оси z на рис. 4.б (и далее) – температура кристалла (нормированная на $h\omega_0 = 735\text{К}$ – температура фонона в Si). Как видно из рис. 3.а, в начальный момент времени сформировалась область пространственного заряда, формируется поток электронов вдоль канала. В области вблизи стока наблюдается начало формирования повышенной плотности электронов. Эти электроны образуются в результате ионизации атомов примеси, о чем свидетельствует и появление избыточных дырок в этой области (рис. 3, б)

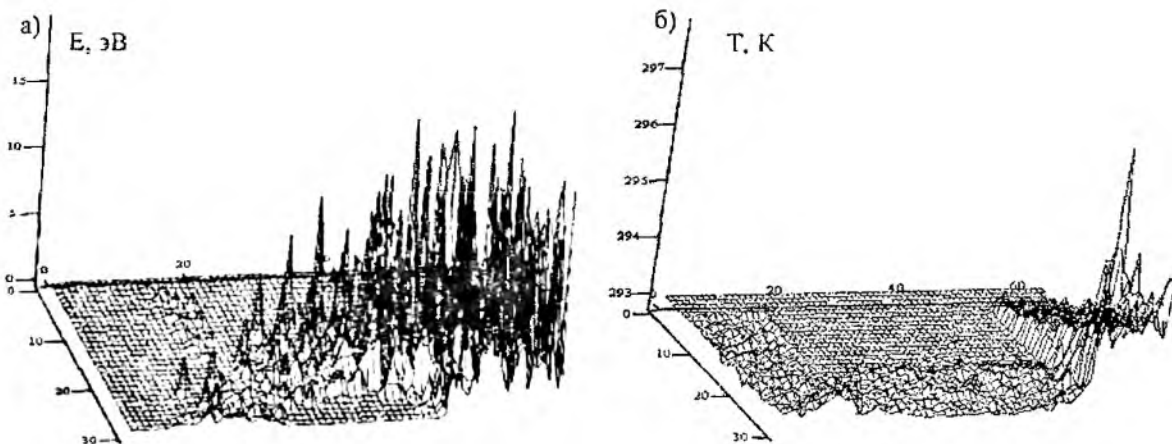


Рис. 4

Электронная лавина зарождается в пристокковой области – там, где наибольшая плотность электронного облака и наибольшая энергия макрочастиц. Данная область нагрета более всего (до 300К), количество неравновесных дырок также максимально в этой области.

На рис. 5 и 6 показан вид функций распределения и температуры в момент времени 0.55нс (число неравновесных пар макрочастиц $N = 55000$). В ходе развития процесса лавинного умножения углубляются процессы генерации в областях стока (наиболее ярко) и истока. Наблюдается расширение области избыточной плотности зарядов вдоль линий напряженности поля в сторону затвора и, далее, истока - начальный этап образования токового шнура. Дырки (рис. 5.б), в отличие от электронов (рис. 5.а), втягиваются полем в область объемного заряда под затвором. Происходит перераспределение поля, растет напряженность в области канала между подзатворной областью и истоком. Температура в области вблизи стока составляет уже порядка 304К, в области истока – порядка 296К, также происходит постепенный разогрев кристалла вдоль всей области токового шнура.



Рис. 5

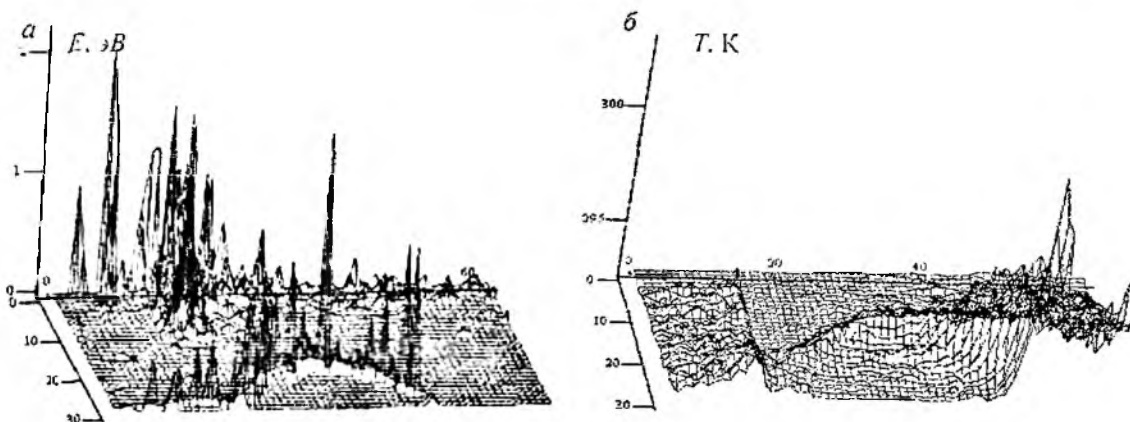


Рис. 6

На рис. 7 и 8 показан вид функций распределения в момент времени 1.1 нс . На данном этапе наблюдается картина глубокого развития процесса. Температура в подзатворной области составляет уже порядка 320 К . Число неравновесных электронов и дырок в области стока в сотни раз выше, чем в области канала и достигло $N = 103000$. Ярко выражен процесс шнурования тока, растет скорость разогрева в области локализации плотности тока. Из-за малой скорости дырок перераспределение их плотности происходит медленно, возникают высокие уровни локальной напряженности между областями истока и канала. В результате область пробоя распространяется практически по всему каналу, о чем свидетельствует образование неравновесных пар электрон-дырка (рис. 7,а,б).

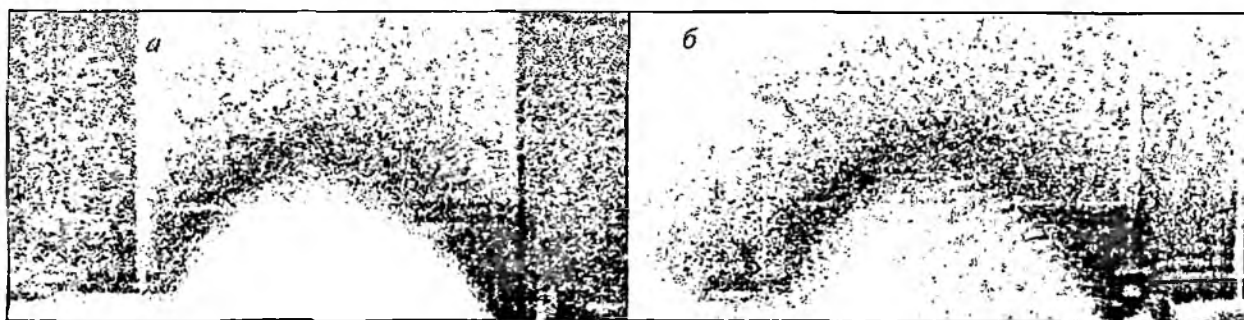


Рис. 7

На рис. 7 и 8 показан вид функций распределения в момент времени 1.1 нс . На данном этапе наблюдается картина глубокого развития процесса. Температура в подзатворной области составляет уже порядка 320 К . Число неравновесных электронов и дырок в области стока в сотни раз выше, чем в области канала и достигло $N = 103000$. Ярко выражен процесс шнурования тока, растет скорость разогрева в области локализации плотности тока. Из-за малой скорости дырок перераспределение их плотности происходит медленно, возникают высокие уровни локальной напряженности между областями истока и канала. В результате область пробоя распространяется практически по всему каналу, о чем свидетельствует образование неравновесных пар электрон-дырка (рис. 7,а,б).

Приведенные на рис. 3 – 8 виды распределения макрочастиц, неравновесных носителей и температуры кристаллической решетки согласуются с физическими представлениями о развитии лавинных процессов и дают более конкретные сведения об эволюции электротепловых процессов во времени при перенапряженных электрических режимах в ПТШ на кремнии. Как видно из рис. 3 – 8, можно говорить о том, что пробой ПТШ носит электростатический характер и зарождается в области затвор – сток.

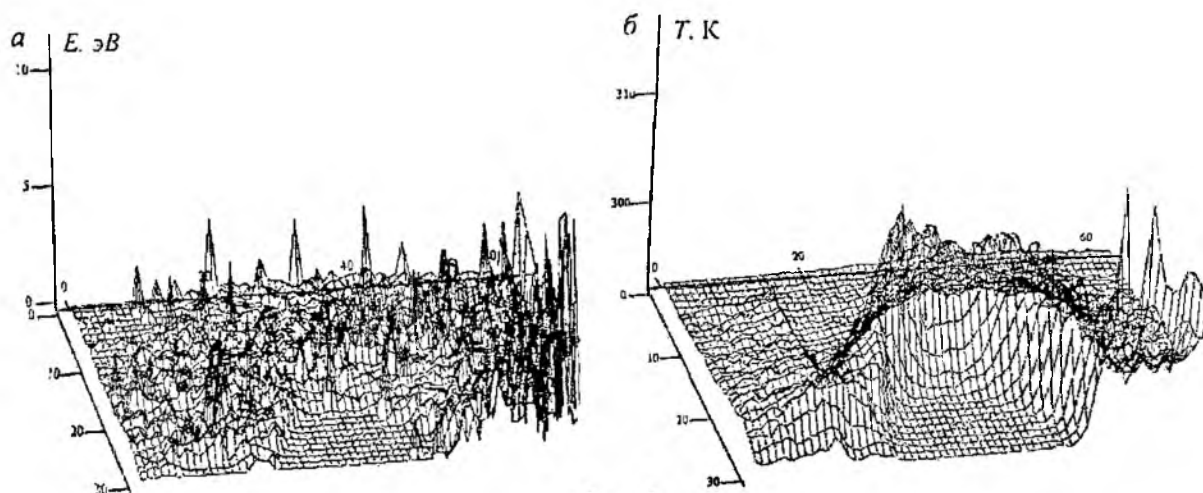


Рис. 8

В течение рассматриваемого промежутка времени (1.1 нс) температура кристалла выросла на 24К. В ходе дальнейшего развития процесса пробоя температура экспоненциально возрастает вплоть до температуры выгорания полупроводника. Последующее развитие во времени процессов лавинообразования в ПТШ сопровождается ростом температуры кристаллической решетки в канале. Приняв в качестве критерия выхода прибора из строя момент, когда температура в локальных точках кристалла достигала температуры плавления контактов (Au), были получены зависимости времени выхода ПТШ из строя при различных значениях напряжения сток-исток. На рис. 9.а представлено семейство кривых, описывающих критериальные зависимости Вунша-Белла в базисе амплитуда импульса – время выхода прибора из строя для разных длин канала транзистора. Время выхода ПТШ из строя тем меньше, чем меньше расстояние исток-сток. Аналогичная зависимость представлена для удельной мощности, при которой ПТШ выходит из строя (рис. 9.б). Из представленных зависимостей видно, что время начала лавинного пробоя экспоненциально уменьшается с увеличением напряжения поданного импульса.

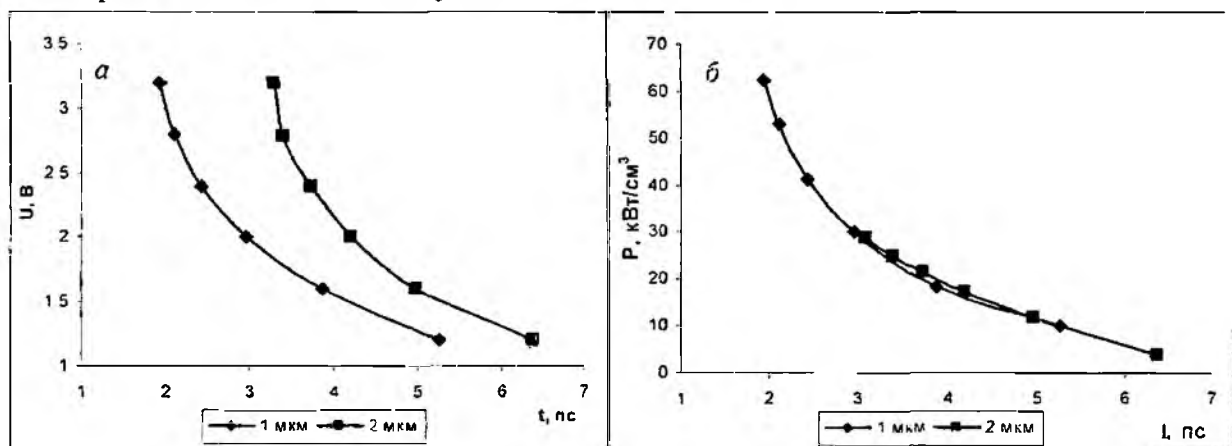


Рис. 9

Кривые, приведенные на рис. 9.б представляют собой критериальную зависимость Вунша-Белла для удельной мощности ($Вт/м^2$). При этом на критериальной кривой совпали зависимости, приведенные на рис. 9.а для разных геометрий.

На рис. 10 представлено семейство кривых, описывающих зависимость времени начала пробоя, от длины канала и поданного импульса напряжения сток-исток. Видно, что при увеличении длины канала, время наступления пробоя экспоненциально возрастает.

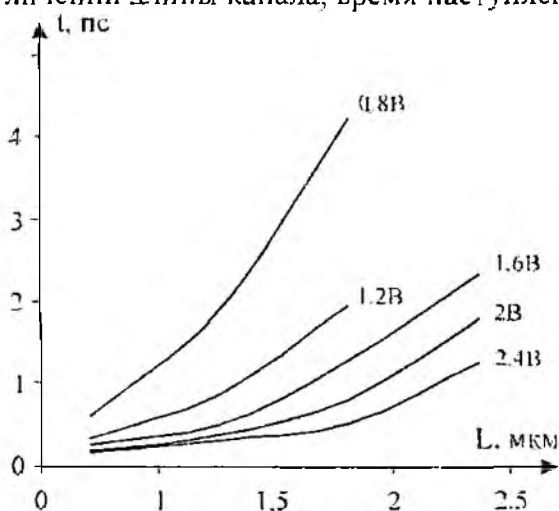


Рис. 10.

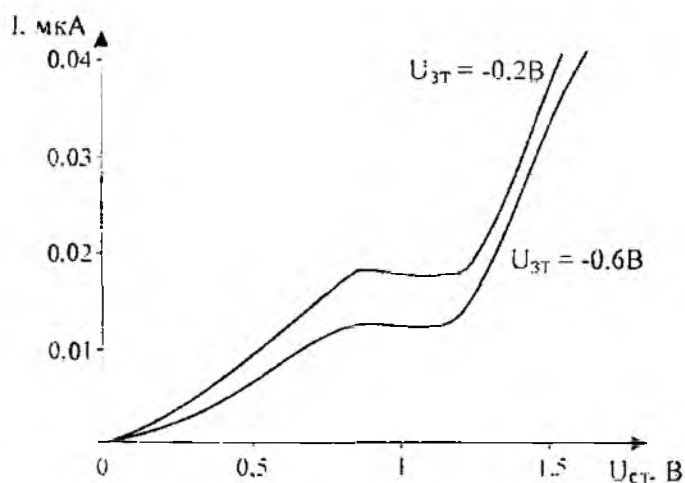


Рис. 11.

Лавинные процессы и шнурование тока сказываются на ВАХ транзистора. Как следует из ВАХ, рассчитанной для ПТШ с длиной канала 0,6 μm и приведенной на рис. 11, при на-

пряжении на стоке свыше 1,1В наступает пробой в области канала между затвором и стоком. Напряженность поля в этой области достигает значения порядка 50 кВ/см.

Проведенные исследования особенности лавинного пробоя в ПТШ показали, что для указанных геометрических параметров пробой зарождается в области затвор-сток и носит электростатический характер. Со временем область лавинного умножения носителей распространяется на весь канал, происходит локальный разогрев участков кристаллической решетки. Результаты расчетов показывают, что, во-первых, для ПТШ, входящих в состав ИМС, критерияльная зависимость Вунша-Белла выполняется, во-вторых, для различных геометрий удельная объемная мощность, при которой прибор выходит из строя, совпадает. Таким образом, полученные в ходе работы результаты согласуются с теоретическими и экспериментальными исследованиями, проведенными в [2]. Показано, что в критерии выхода прибора из строя в качестве переменной необходимо использовать не P/S – удельную поверхностную мощность, рассеиваемую током, проходящим через прибор, а P/V – удельную объемную мощность.

Список литературы: 1. Дж. Е. Роу., Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. – М.: Сов. Радио, 1969. 616 с. 2. Петров Б.Е., Романюк В.А., Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах: Учеб. пособие для радиотехн. спец. вузов. М.: Высш.шк., 1989. 232с. 3. Хокки Р., Иствуд Д., Численное моделирование методом частиц. М.: Мир. 1987. 638 с. 4. Реклайтис А.С., Мицкявичус Р.В. Новое в жизни, науке, технике: Метод Монте Карло в физике полупроводников. М.: Знание, 1988. 38 с. 5. Зуев С.А., Старостенко В.В., Шадрин А.А. Модель расчета полевых транзисторов на GaAs субмикронных размеров // Радиотехника. 2001. Вып.121. С.146-152. 6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир. 1984. 456 с. 7. Торхов И.А. Эффект баллистического переноса электронов в структурах металл – n-GaAs – n+-GaAs с барьером Шоттки // ФТП. 2001. 35, Вып.7. С.823-830. 1. Борисов А.А., Григорьев Е.В., Старостенко В.В., Таран Е.П. Воздействие электромагнитных полей на интегральные микросхемы // Измерительная техника. Москва, 1998. № 4. С.65-67. 2. D C Wunsch, R R Bell. Determination of Threshold Failure Levels of Semiconductor Diodes and Transistor Due to Pulsed Voltage // IEEE Trans. On Nucl.Sci. 1968. NS-15, N6. P.244-256. 3. J. Antonone. Electrical Overstress Protection for Electronic Devices. 1986. New York. P.387. 4. Ye Taran, V V Starostenko, and Ye V Grigor'ev. Effect of Heterogeneity Parameters of Conducting Microstructures of Integrated Circuits on the Wunsch-Bell Curve // Telecommunications and Radio Engineering, 57(8-9), 2002, P. 105-112. 5. Терехов В.А., Манько А.Н., Бормонтов Е.Н. и др. Влияние сверхкороткого импульса электромагнитного излучения на параметры структур металл-диэлектрик-полупроводник // Физика и техника полупроводников. 2004. Т.38. Вып. 38. С.1435-1438. 6. Зуев С.А., Терещенко В.Ю., Старостенко В.В., Шадрин А.А. Влияние тепловых процессов на дрейфовые характеристики полупроводниковых структур // Радиофизика и электроника. 2004. Т.9. №1. С.271-274. 7. Зуев С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Чурюмов Г.И., Шадрин А.А. Модель ПТШ субмикронных размеров на кремнии. Ч. 1. // Радиоэлектроника и информатика. 2004. №3. С.47-53. 8. Зуев С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Чурюмов Г.И., Шадрин А.А. Модель ПТШ субмикронных размеров на кремнии. Ч. 2. // Радиоэлектроника и информатика. 2004. №4. С.17-21. 9. Зуев С.А., Таран Е.П., Шадрин А.А., Старостенко В.В., Чурюмов Г.И., Терещенко В.Ю. Исследование тепловых режимов работы ПТШ при воздействии короткого импульса напряжения большой амплитуды // Прикладная радиоэлектроника. 2003. Т.2 №2. С.164-168. 10. Зуев С.А., Старостенко В.В., Шадрин А.А., Терещенко В.Ю. Модуляционные характеристики СВЧ полевого транзистора с затвором Шоттки. // Радиотехника. 2002. Вып.129. С.107-109. 11. К. Зеегер. Физика полупроводников. М.: Мир. 1977. 391с. 12. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. М.: Мир, 1972. 13. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с. 14. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 456 с. 15. C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, A. A. Quaranta. Solid State Electron. 20, 2 (1977) 77-89.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского

Поступила в редколлегию 05.09.2006

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ПЕРЕДАЧИ РЕЧИ В ЦИФРОВОЙ ТЕЛЕФОНИИ

Существующие объективные и субъективные методы оценивания качества речи передаваемой в телефонных сетях не обеспечивают достаточного качества и достаточно трудоемки. Наибольшее распространение для измерения качества кодированной речи получил метод MOS, где по специальной методике оценивается усредненное совокупное мнение по пятибальной системе оценивания. Особое практическое значение имеют эффективные алгоритмы автоматического оценивания качества речи на основе распознавания речи. В работе для контроля качества речи рассмотрены алгоритмы распознавания слов речи на основе коэффициентов отражения кодированных сигналов связи. Рассмотрены алгоритмы распознавания кодированной речи с применением различных правил принятия решений. Проведены исследования алгоритмов распознавания слов кодированной речи на основе модели линейного предсказания.

Линейное предсказание на основе решетчатых (лестничных) фильтров является одним из наиболее эффективных методов кодирования и распознавания речевого сигнала. Так, кодирование и декодирование речи в стандарте речи GSM использует оценки функций площадей сечений голосового тракта. Важность метода обусловлена высокой точностью получаемых оценок и относительной простотой вычислений. Представление коррелированных случайных сигналов моделями в виде решетчатых фильтров находит широкое практическое применение. Так, решетчатые фильтры широко применяются при спектральном оценивании случайных сигналов, сегментации речи [4]. Особое практическое значение модели линейного предсказания имеют при создании эффективных алгоритмов кодирования и распознавания речи на основе результата выбеливания решетчатых фильтров, коэффициентов отражения и логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта.

Цель статьи - построение алгоритмов измерения качества речи методами распознавания кодированной речи в условиях действия помех в канале связи.

Математическая постановка задачи

Полагается, что на вход системы распознавания поступает временная последовательность отсчетов речевого сигнала x_n , $n = \overline{1, N}$, взятых с интервалом дискретизации Δt .

Для создания алгоритмов распознавания важны априорные сведения о вводимых словах. Эталоны слов для каждого из дикторов заданы в виде классифицированных обучающих выборок.

Считается, что время предъявления речевых единиц в речевом сигнале априори неизвестно. Положим, что априорные вероятности предъявления для всех слов речи одинаковы.

Необходимо синтезировать алгоритм, который по предъявленной реализации речи выносит решения о конкретном слове и обеспечивает максимум средней вероятности правильного распознавания слов, при этом средняя вероятность правильного распознавания слов речи не менее заданной при воздействии аддитивной помехи в канале связи с заданным отношением сигнал-шум q .

Алгоритмы распознавания

Решение задачи распознавания речи и ряда других задач во многом связано с успешным проведением сегментации речи на речевые единицы. Подобная сегментация на этапе распознавания речевых единиц позволяет исключить избыточные процедуры принятия решений по сигналам, не несущим речевую информацию либо не являющимся целостными речевыми единицами. Задача сегментации состоит в членении речи на структурные единицы и оценивании их временных границ. Некоторые алгоритмы сегментации описаны и исследованы в [1-4]. Алгоритмы предварительной обработки речевого сигнала фильтром описаны в [1-4].

Коэффициенты предсказания оцениваются в лестничном методе непосредственно по отсчетам предварительно обработанного речевого сигнала без промежуточного вычисления автокорреляционной функции.

Коэффициенты отражения (коэффициенты частной корреляции) могут вычисляться через ошибки предсказания d^m_n, b^m_n в соответствии с выражением

$$k_m = \frac{\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n \cdot b^{m-1}_{n-1})}{(\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n)^2 \cdot \sum_{n=1}^N (b^{m-1}_{n-1})^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где $m = 1, \dots, p$.

Коэффициенты отражения согласно методу максимальной энтропии Бурга

$$k_m = \frac{2 \cdot \sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n \cdot b^{m-1}_{n-1})}{\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n)^2 + \sum_{n=1}^N (b^{m-1}_{n-1})^2}, \quad (2)$$

Полагается, что начальные ошибки прямого d^0_n и обратного предсказания b^0_n имеют вид

$$d^0_n = x_n, \quad b^0_n = x_n, \quad (3)$$

где $n = 1, \dots, N$

Ошибки прямого d^m_n и обратного предсказания b^m_n могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} d^m_n &= d^{m-1}_n - k_m \cdot b^{m-1}_{n-1}, \\ b^m_n &= b^{m-1}_{n-1} - k_m \cdot d^{m-1}_n. \end{aligned} \quad (4)$$

Результат работы выбеливающего фильтра имеет вид

$$y_n = d^p_n. \quad (5)$$

На рис. 1 показано устройство вычисления коэффициентов отражения.

Коэффициенты отражения $\vec{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$ эффективно вычисляются методом Левинсона.

Коэффициенты отражения $\vec{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$ выбеливающего фильтра вычисляются с использованием классифицированных выборок речевого сигнала (эталонов).

Принятие решение о наличии заданного слова принимается по правилу

$$i(k) = \arg \min_{s \in [1, S]} \left(\sum_{s=1}^S \sum_{j=0}^{N_{\text{бл}}^s - 1} D_{s, \text{бл}}^s(j) \right) / (N_{\text{бл}}^s),$$

где S – количество эталонов на одно слово речи. $N_{\text{бл}}^s$ – количество блоков в s -м эталоне v -го слова.

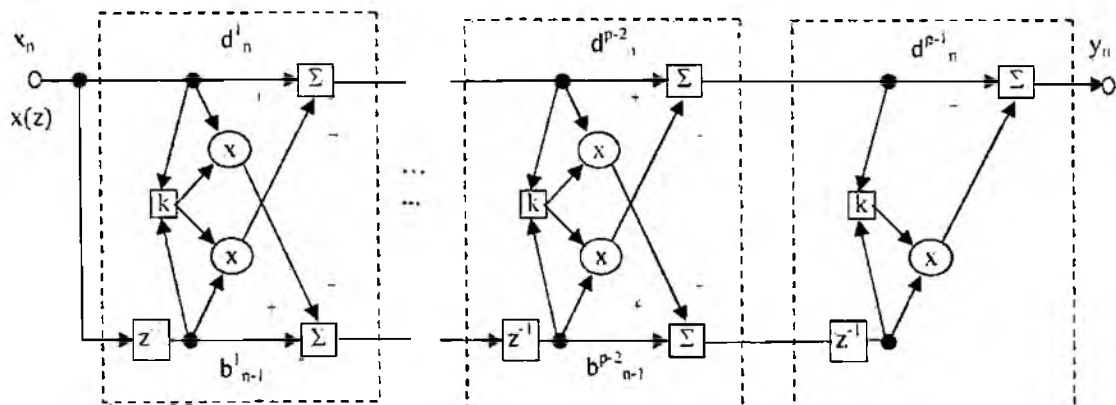


Рис. 1

Расстояние может вычисляться

$$D_{v,u}(j) = \sum_{h=-j}^j \sum_{m=1}^p (\text{sgn}(k_{m,j+h}^{(u)}) \oplus \text{sgn}(k_{m,l}^{(v)})), \quad (7)$$

где знаковая функция $\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1, x \geq 0; \\ 0, x < 0 \end{cases}$

Расстояние может быть задано

$$D_{v,u}(j) = \sum_{h=-j}^j \sum_{m=1}^p | \text{sign}(k_{m,j+h}^{(u)}) \cdot \ln(|k_{m,j+h}^{(u)}|) - \text{sign}(k_{m,l}^{(v)}) \cdot \ln(|k_{m,l}^{(v)}|) |^\alpha \cdot |s|^h. \quad (8)$$

Расстояние может вычисляться

$$D_{v,u}(j) = \sum_{h=-j}^j \sum_{m=1}^p -(a + | \text{sign}(k_{m,j+h}^{(u)}) \cdot \ln(|k_{m,j+h}^{(u)}|) - \text{sign}(k_{m,l}^{(v)}) \cdot \ln(|k_{m,l}^{(v)}|) |)^{-1} \cdot |s|^h; \quad (9)$$

Расстояние может быть вида

$$D_{v,u}(j) = - \max_{h \in [-j, j]} \sum_{m=1}^p (a + | \text{sign}(k_{m,j+h}^{(u)}) \cdot \ln(|k_{m,j+h}^{(u)}|) - \text{sign}(k_{m,l}^{(v)}) \cdot \ln(|k_{m,l}^{(v)}|) |)^{-1} \cdot |s|^h,$$

где $\bar{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$ коэффициенты отражения; параметр $a=3$, $\alpha = 1/16$.

Минимальное значение $D(A)$ достигается при оптимальном согласовании временных расхождений между образами:

$$d^{(k,n,s)}(i_1, j_2) = \sum_{m=1}^p -(a + | \text{sign}(k_{m,i_1}^{(k)}) \cdot \ln(|k_{m,i_1}^{(k)}|) - \text{sign}(k_{m,i_2}^{(n,s)}) \cdot \ln(|k_{m,i_2}^{(n,s)}) |)^{-1} \cdot |s|^{|i_1 - i_2|}.$$

Вычисление начинается от концов сегментов фонем и завершается к их началу. Рекуррентное уравнение алгоритма представляется следующим образом:

$$D^{(k,n,s)}(i,j) = d^{(k,n,s)}(i,j) + \min \begin{cases} D^{(k,n,s)}(i-1, j-2) + 2d^{(k,n,s)}(i, j-1); \\ D^{(k,n,s)}(i-1, j-1) + d^{(k,n,s)}(i, j); \\ D^{(k,n,s)}(i-2, j-1) + 2d^{(k,n,s)}(i-1, j). \end{cases} \quad (10)$$

Альтернативный рекуррентный алгоритм вычисления уравнения представляется следующим образом:

$$D^{(k,n,s)}(i,j) = \min \begin{cases} D^{(k,n,s)}(i, j-1) + \chi \cdot d^{(k,n,s)}(i, j); \\ D^{(k,n,s)}(i-1, j-1) + d^{(k,n,s)}(i, j); \\ D^{(k,n,s)}(i-1, j) + \chi \cdot d^{(k,n,s)}(i, j). \end{cases} \quad (11)$$

В экспериментальных исследованиях алгоритмов распознавания по площадям сечений голосового тракта получено, что хорошее качество для $\chi = 2$.

Решение для k -го сегмента о паличии заданной речевой единицы принимается по правилу

$$i(k) = \arg \max_{n \in \{1, M\}} \sum_{s=1}^S D^{(k,n,s)}(0,0). \quad (12)$$

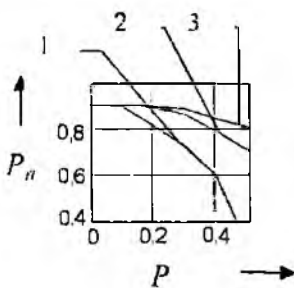


Рис. 2

Экспериментальные исследования

Испытания приведенных выше алгоритмов распознавания слов речи проводились на основе данных, введенных в ЭВМ с микрофона через звуковой интерфейс с частотой дискретизации $F_d = 8 \text{ кГц}$. Вначале выполнялось кодирование (160 выборок), создание групповой помехи в канале связи, замена одного и двух кадров и декодирование речи на основе модели линейного предсказания.

Для передачи и приема использовались 8 коэффициентов логарифмов отношений площадей голосового тракта, а также разность истинного и предсказанного значений сигнала (сигнал-остаток, он же – погрешность предсказания). При этом сигнал возбуждения (сигнал-остаток) ограничивается по частоте и прореживается. Для передачи использовались также коэффициент долговременного предсказания и задержка для него, средние амплитуды.

В качестве слов речи использовалось десять цифр, кодированных с полюсой частот сигнал возбуждения 1 кГц . Качество распознавания сигналов оценивалось средней вероятностью правильного распознавания, которая получалась на контрольных выборках реализаций полученных с выхода декодера методом статистических испытаний.

Использование интерполяции блоков (в случае действия импульсных помех) позволяет увеличить вероятность правильного принятия решения в устройствах распознавания речи. В случае замены двух блоков выполняется замена первого из испорченных блоков предыдущем, а второго – последующим. В случае однократной помехи без замены блока (рис. 2, кривая 1) для алгоритма (9) – более низкие вероятности правильного решения в сравнении со случаем с заменой одного блока по 160 выборок (рис. 2, кривая 2) и с заменой двух блоков по 160 выборок (рис. 2, кривая 3).

Алгоритмы (8), (12) позволили получать без кодирования вероятность правильного распознавания слов речи $P=0,9$, а после кодирования и декодирования – среднюю вероятность правильного распознавания слов $P=0,88$. Алгоритм (7) позволил получать в случае кодирования вероятность правильного распознавания слов речи $P=0,87$.

Для алгоритмов распознавания слов речи по оценкам коэффициентов отражения и использования одного эталона на каждое из слов при использовании разных эталонов получена средняя вероятность правильного распознавания 0,88, а трех эталонах на каждое слово – средняя вероятность правильного распознавания 0,97.

Метод BSD используется для вычисления различий громкости между искаженной и первоначальной (оригинальной) речью. Без нормализации двух векторов громкости, различие могло содержать несоответствующие части. Поэтому, используем нормализацию этих векторов громкости. Для нормализации, отношение полной оценке громкости первоначальной речи к полной оценке громкости искаженной речи.

Связь между уровнем громкости в фонах P и громкостью в сон S могут быть выражены следующим образом:

$$S = \begin{cases} (P/40)^{2,642}, & P \leq 40; \\ 2^{(P-40)/10}, & P > 40. \end{cases}$$

Мера BSD определена как среднее число

$$BSD^{(k)} = \sum_{i=1}^N (S_x^{(k)}(i) - S_y^{(k)}(i))^2,$$

где $S_x^{(k)}(i), S_y^{(k)}(i)$ – спектры в i -й критической полосе для k -й выборки, соответствующей оригиналу и искаженной речи.

Получена оценка меры качества речи по методу BSD для GSM6.10 – 2.2 (2,9 по MOS), для кодека g723 с полосой частот 4 кГц– 14 (2,3 по MOS).

Объективная мера качества речи, основанная на кепстральных коэффициентах [5]

$$CD(c_x, c_y) = \left((c_x(0) - c_y(0))^2 + 2 \sum_{k=1}^L (c_x(k) - c_y(k))^2 \right)^{1/2}.$$

В работе [5] получена связь MOS с мерой качества речи, основанной на кепстральных коэффициентах CD

$$MOS = 0,04 \cdot CD^2 - 0,80 \cdot CD + 3,56.$$

Для наших сигналов с кодеком GSM6.10 получено $CD=0,74$, $MOS=2,98$, а для кодека g721- $CD=1,69$, $MOS=2,33$.

Получена оценка качества кодирования голоса с использованием кодека GSM6.10 на основе распознавания слов речи по коэффициентам отражения и использованию в качестве эталонов оригинальных слов речи, существовавших до кодирования. При этом средняя вероятность правильного распознавания кодированного и декодированного сигнала кодеком GSM6.10 - 0,95, а для кодеков g721 и g723 с полосой частот 4 кГц - 0,6 и 0,5 соответственно.

Для экспериментальных исследований полученных алгоритмов распознавания можно получить регрессионную зависимость вида

$$MOS = a \cdot p_{np}^2 + b \cdot p_{np} + c,$$

где a, b, c – весовые коэффициенты (например, $a = 0$; $b = 1,86$; $c = 1,22$), p_{np} – средняя вероятность правильного распознавания.

Выводы

Разработаны алгоритмы распознавания слов кодированной речи на основе коэффициентов отражения. Проведенные сравнительные исследования алгоритмов распознавания подтверждают возможность получения приемлемого качества распознавания кодированных речевых сигналов в условиях действия мультипликативных (импульсных) помех в канале связи. Показано, что использование интерполяции блоков (в случае действия импульсных помех) является эффективным решением для увеличения вероятности правильного принятия решения в устройствах распознавания речи. Для измерения качества речи можно использовать автоматическое распознавание речи с использованием коэффициентов отражения.

Список литературы: 1. Пресняков И.Н., Омельченко А.В., Омельченко С.В. Автоматическое распознавание речи в каналах передачи // Радиотехника и информатика. 2002. №1 С. 26-31. 2. Пресняков И.Н., Омельченко С.В. Автоматическое распознавание отдельных слов и слов речи // Радиотехника и информатика. 2003. №4.С. 41-47. 3. Пресняков И.Н., Омельченко С.В. Помехоустойчивые алгоритмы сегментации речи в системах обработки // Радиотехника. 2003. №131.С. 165-177. 4. Пресняков И.Н., Омельченко С.В. Алгоритмы распознавания слов речи // Радиотехника. 2003. №135.С. 180-189. 5. Nobuhiko Kitawaki, Hiromi Nagabuchi, Kenzo Itoh Objective Quality Evaluation for Low-Bit-Rate Speech Coding Systems. IEEE Journal on selected Areas in Communications. VOL. 6. NO. 2. FEBRUARY 1988

Харьковский национальный
университет радиотехники

Поступила в редколлегию 19.10.2006

АВТОГЕНЕРАТОР КЛАССА Е В РЕЖИМЕ СИНХРОНИЗАЦИИ FSK СИГНАЛОМ

Введение

Во многих радиотехнических системах возникает проблема генерирования модулированного радиочастотного сигнала с высоким КПД. Тенденция применения для этих целей высокоэффективных ключевых режимов усиления [1] встречается с трудностями, связанными с сильной нелинейностью переходной характеристики и немонотонностью амплитудно-частотной характеристики таких режимов, как, например, класс Е [2]. Разработан также ряд конструкций автогенераторов класса Е, и изучен режим их синхронизации [3-8]. Реализация таких режимов позволяет получить фактически усилители с высоким коэффициентом усиления и высоким КПД, обладающие к тому же простой схемой, для которой существует полностью аналитическая процедура расчета [6]. В работе [9] использовалась FSK модуляция путем периодического изменения параметров колебательного контура автогенератора. Такое решение является очевидным, но не обладает достаточной гибкостью.

Представляет интерес рассмотреть автогенератор на основе усилителя класса Е в режиме синхронизации двумя частотами или FSK (Frequency-Shift Keying) синхронизации. Благодаря такой синхронизации, например, возможна передача цифрового сигнала, закодированного двумя частотами f_1 и f_2 . Для решения проблемы выравнивания амплитудно-частотной характеристики предлагается использовать специальную схему коррекции паразитной амплитудной модуляции, вызванной переключением частоты.

Расчет схемы автогенератора

В качестве примера выберем автогенератор класса Е, схема которого приведена на рис. 1 [2]. Исходные параметры: напряжение питания V_{DD} ; рабочая частота f_0 ; сопротивление нагрузки $R_L = 50 \text{ Ом}$; нагруженная добротность, связанная с индуктивностью L_2 , $Q_s = \omega_0 L_2 / R$; $R = 0.577 V_{DD}^2 / P_0$ – нагрузочное сопротивление транзистора [2], выходная мощность $P_0 = 1 \text{ Вт}$.

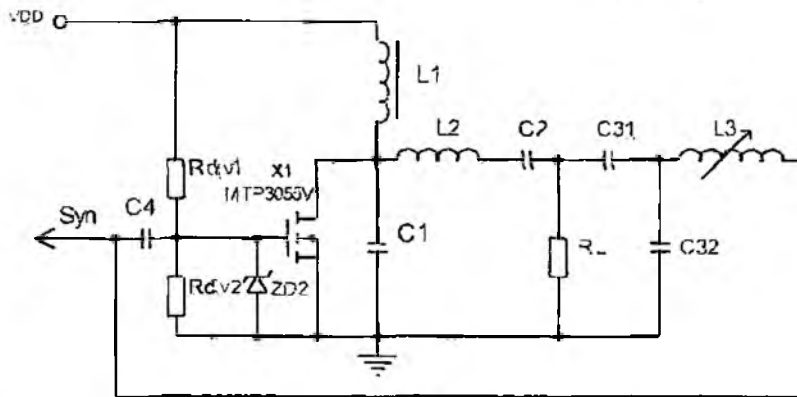


Рис. 1

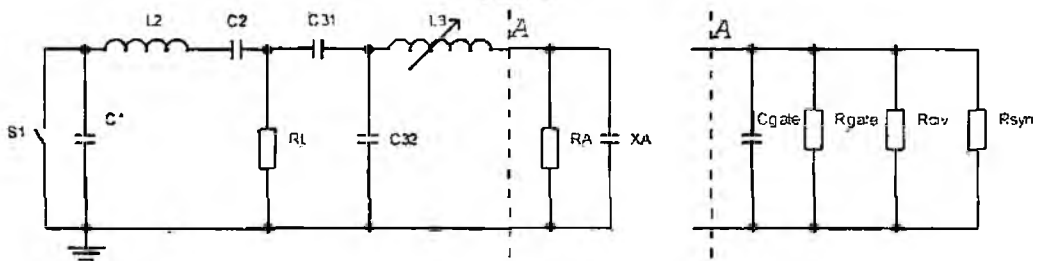


Рис. 2

Для расчета удобно использовать эквивалентную схему генератора, приведенную на рис. 2. Расчет проведем по методике, описанной в [6], в которой необходимо учесть влияние схемы синхронизации. Синхронизация генератора осуществляется путем подачи сигнала через развязывающее сопротивление с выхода специальной схемы, поочередно коммутирующей прямоугольный сигнал с частотами f_1 и f_2 с частотой переключения f_{mod} . Были исследованы два варианта автогенераторов на частоты $f_0 = 800$ кГц и 1000 кГц.

При расчете генератора необходимо учесть влияние цепи синхронизации на контур, подключенный к затвору. Эта цепь будет вносить некое резистивное сопротивление, подключенное параллельно затвору. Общая резистивная составляющая параллельного эквивалента импеданса, вносимого цепью справа от сечения A определяется параллельной комбинацией сопротивления затвора R_A , делителя R_{DIV} и выходным сопротивлением схемы синхронизации R_{SYN} (рис. 2):

$$R_A = \left(\frac{1}{R_{GATE}} + \frac{1}{R_{DIV}} + \frac{1}{R_{SYN}} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $R_{GATE} = 1518$ Ом – резистивная составляющая параллельного эквивалента входного импеданса затвора; R_{DIV} – сопротивление делителя для переменного тока

$$R_{DIV} = \left(\frac{1}{R_{DIV1}} + \frac{1}{R_{DIV2}} \right)^{-1}; \quad (2)$$

R_{SYN} – сопротивление, вносимое схемой синхронизации (рис. 3). Синусоидальное напряжение с частотой $f_1 = 790$ кГц подается на вход « f_1 »»; а с частотой $f_2 = 810$ кГц подается на вход « f_2 ». Модуляция осуществляется сигналом с частотой $f_{mod} = 1$ кГц, поступающим на вход «Drive». Сигнал синхронизации снимается с выхода инвертора DD1.4 и через развязывающее сопротивление R_8 и конденсатор C_4 поступает на затвор транзистора. Сигнал синхронизации снимается с инвертора, выход которого представляет КМОП ключ, периодически подключающий сопротивление R_8 к плюсу питания в течение первой половины периода синхронизирующего сигнала и к нулю в течение второй половины. Так как плюс питания зашунтирован большой емкостью, представляющей очень малый импеданс для переменного тока, то можно считать, что сопротивление R_8 всегда подключено на ноль для переменного тока и определяет выходное сопротивление схемы синхронизации: $R_{SYN} = R_8$. Реактивная составляющая импеданса справа от сечения A неизменна и равна входной реактивности параллельного эквивалента импеданса затвора X_{GATE} . Полный параллельный эквивалент импеданса справа от сечения A

$$R_A = \left(\frac{1}{R_{GATE}} + \frac{1}{R_{DIV}} + \frac{1}{R_{SYN}} \right)^{-1} = 439.49 \text{ Ом}, \quad X_A = -284.08 \text{ Ом}. \quad (3)$$

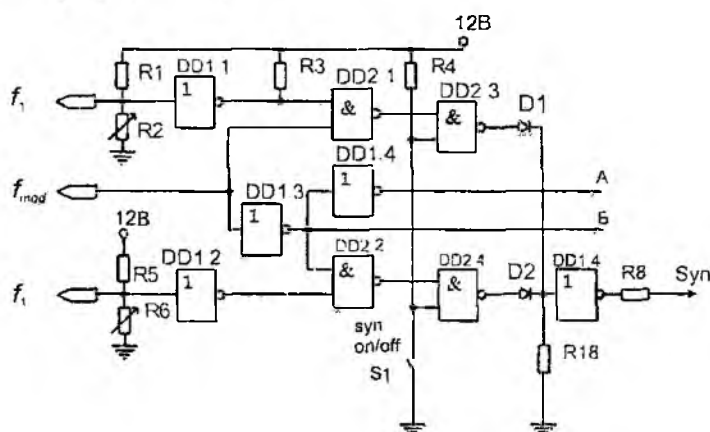


Рис. 3

Моделирование синхронизации автогенератора класса E

Для проведения моделирования, составим уравнения для всех контуров, входящих в схему генератора. Для записи суммы токов в узле применим закон Кирхгофа для токов в узле $\sum_k I_k = 0$, положительными считаются входящие токи. Для записи суммы напряжений в контуре применим закон Кирхгофа для напряжений в контуре $\sum_k v_k = \sum_i E_i$, положительным считается направление по часовой стрелке. Неизвестно 13 токов: $i_{L3}, i_{Cm}, i_{Rm}, i_{Rk}, i_s, i_{L2}, i_{C1}, i_{L1}, i_{Ck}, i_k, i_{L1}, i_{C31}, i_{L32}$ (рис. 4), поэтому необходимо составить 13 линейно независимых уравнений.

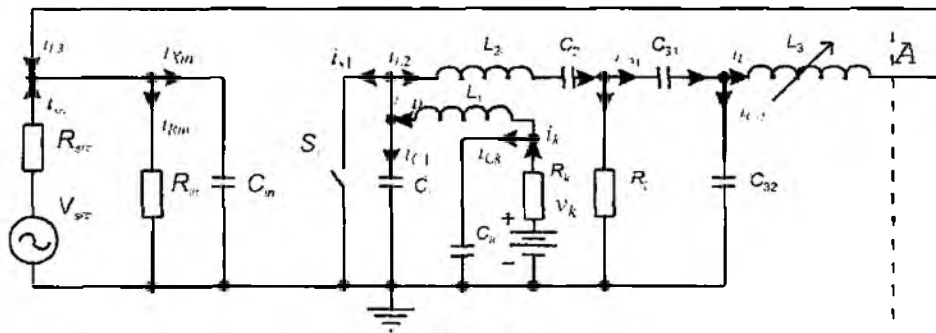


Рис. 4

1) сумма токов для узла 1

$$\frac{dv_{C_m}}{dt} C_m = i_{L3} + i_{src} - i_{Rm} \quad (4)$$

2) сумма токов для узла 2

$$\frac{dv_{C1}}{dt} C_1 = i_{Rk} - i_s - i_{L2} \quad (5)$$

3) сумма напряжений для контура $C_1 - L_{Rk} - C_k$

$$\frac{di_{Rk}}{dt} L_{Rk} = -v_{C1} + v_{Ck} \quad (6)$$

4) сумма напряжений для контура $C_1 - L_2 - C_2 - R_L$

$$\frac{di_{L2}}{dt} L_2 = v_{C1} - v_{C2} - (v_{C31} + v_{C32}) \quad (7)$$

5) ток через C_2

$$\frac{dv_{C2}}{dt} C_2 = i_{L2}, \quad (8)$$

6) для узла 4

$$\frac{dv_{C31}}{dt} C_{31} = i_{L2} - i_L \quad (9)$$

7) для узла 5

$$\frac{dv_{C32}}{dt} C_{32} = (i_{L2} - i_L) - i_{L3}, \quad (10)$$

8) для контура $C_{32} - L_3 - C_m$

$$\frac{di_{L3}}{dt} L_3 = v_{C32} - v_{Cm} \quad (11)$$

9) для узла 3

$$\frac{dv_{Ck}}{dt} C_k = i_{Rk} - i_{DD}, \quad (12)$$

10) ток через R_k

$$i_{Rk} = \frac{E_k - v_{Ck}}{R_k} - i_{DD}, \quad (13)$$

11) ток через нагрузку

$$i_l = (v_{C31} + v_{C32}) / R_l, \quad (14)$$

12) ток через замкнутый ключ, имеющий сопротивление R_{on}

$$i_s = v_{C1} / R_{on}, \quad (15)$$

13) Ток через входное сопротивление R_{in}

$$i_{in} = v_{Cm} / R_{in}, \quad (16)$$

Решая систему дифференциальных уравнений численно методом Рунге-Кутты, получаем временные зависимости напряжений и токов. В качестве источника FSK-сигнала используется модель генератора, вырабатывающего напряжение по закону

$$v_{svk}(t, f) = \begin{cases} V, & tf_{mod} - \text{int}(tf_{mod}) \leq 0,5 \\ 0, & tf_{mod} - \text{int}(tf_{mod}) > 0,5 \end{cases} \quad (17)$$

где $v(t, f)$ – функция, задающая прямоугольный сигнал

$$v(t, f) = \begin{cases} V, & tf - \text{int}(tf) \leq 0,5 \\ 0, & tf - \text{int}(tf) > 0,5 \end{cases} \quad (28)$$

V – амплитуда прямоугольного сигнала; t – время; f – частота синхронизирующего сигнала; f_{mod} – частота модулирующего сигнала. Применив к напряжению преобразование Фурье, получаем спектр входного сигнала (рис. 5) и на нагрузке (рис. 6) (показаны спектры для частоты генератора 1 МГц, частоты модуляции 1 кГц и разности частот f_1 и f_2 – 20 кГц).

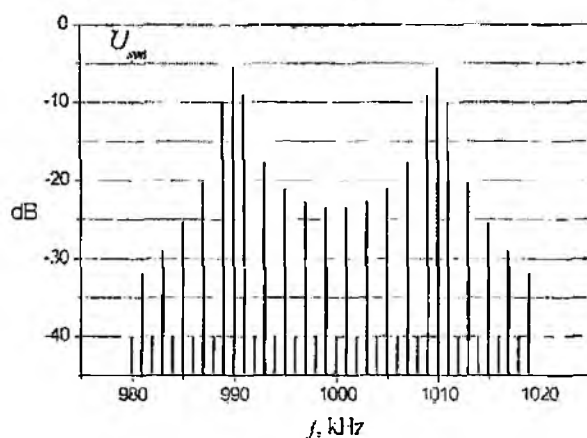


Рис. 5

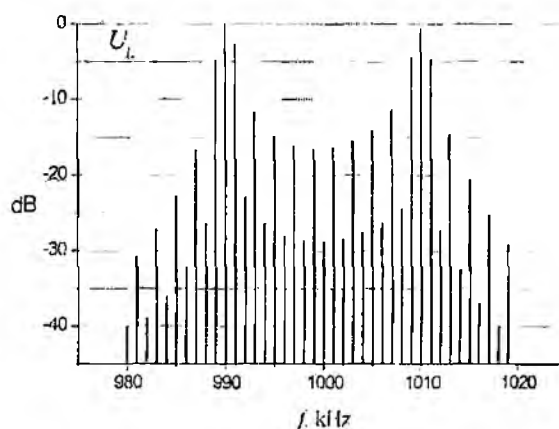


Рис. 6

Экспериментальное исследование

По заданным выше параметрам и рассчитанным величинам схемы были собраны генераторы класса Е для разных частот. Полученные параметры и характеристики автогенераторов приведены в таблице.

При изменении частоты в синхронизированном автогенераторе возникает паразитная амплитудная модуляция вследствие того, что усилители и автогенераторы класса Е в точке максимального КПД по частоте имеют снижающийся с частотой уровень выходного сигнала. Для компенсации этого снижения можно использовать амплитудную модуляцию автогенератора, синхронную с изменением частоты управляющего сигнала. Амплитудная модуляция усилителей класса Е возможна с высокой линейностью и с сохранением высокого КПД

путем изменения коллекторного (стокового) напряжения транзистора [10]. Схема устройства компенсации паразитной АМ показана на рис. 7. Для генератора на 800 кГц экспериментальный спектр входного (синхронизирующего) сигнала приведен на рис. 8. Спектр сигнала на нагрузке без подавления АМ показан на рис. 9,а, спектр сигнала на нагрузке с подавлением АМ – на рис. 9.б.

По сравнению с синхронизирующим сигналом, на нагрузке больший уровень имеют четные гармоники частоты модуляции, максимальный уровень которых составляет -24 дБ без АМ коррекции и -26 дБ с коррекцией в полосе синхронизации $800 \pm 10 \text{ кГц}$. Это увеличение происходит вследствие постепенного изменения частоты выходного сигнала синхронизированного автогенератора, численное моделирование хорошо предсказывает это явление.

Без коррекции АМ уровень верхней несущей частоты 810 кГц меньше нижней на 2 дБ . Очевидно, что введение амплитудной модуляции, синхронной со сменой входной частоты позволяет выровнять спектральные составляющие несущих частот. При этом устраняется и паразитная АМ, показанная для генератора на 1 МГц при частоте модуляции 2 кГц . На рис. 10 показан фрагмент осциллограммы напряжения на нагрузке автогенератора на 1 МГц , время установления частоты генератора составляет 70 мкс , теоретическое значение 300 мкс . Время установления определяется добротностью выходной цепи Q_1 ($12,8$) и добротностью цепи обратной связи (определяется индуктивностью $L_3 - Q = 4,2$) на частоте 1 МГц . Такое большое отличие объясняется не учетом в данном моделировании активных сопротивлений элементов схемы. Экспериментально частота модуляции менялась до 10 кГц , при этом в выходном сигнале сохраняются временные и спектральные соотношения синхронизирующего сигнала.

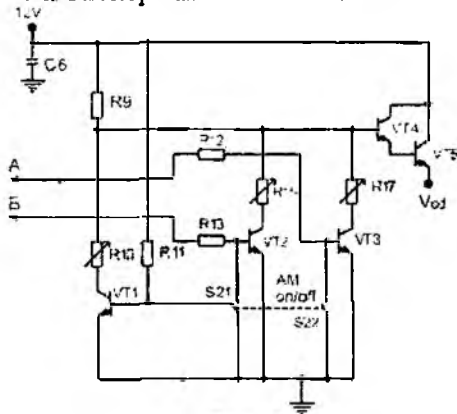


Рис. 7

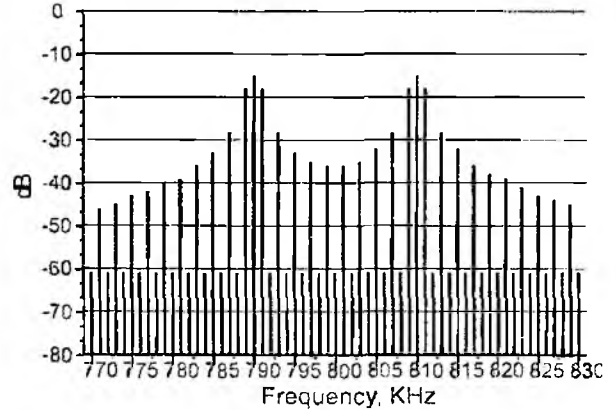
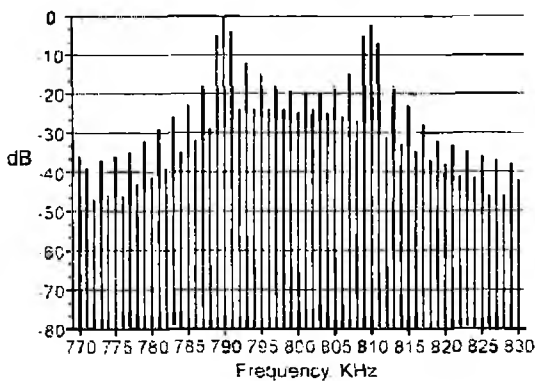
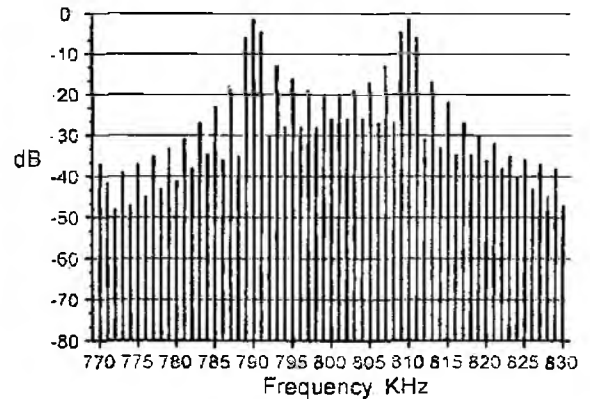


Рис. 8



а



б

Рис. 9

Максимально возможная полоса синхронизации генератора на 800 кГц составляет $816 \div 789 \text{ кГц}$ при амплитуде прямоугольного напряжения на входе (на затворе транзистора, рис. 1) 9 В , такое значение напряжения связано с входными характеристиками используемо-

го мощного транзистора и измеряется при выключенном питании автогенератора. Выходная мощность без синхронизации 1,59 Вт и КПД 74 %, с синхронизацией КПД составил 73 %.

Рассчитанные и экспериментальные параметры автогенератора класса Е

Параметр	Частота 0.8 МГц		Частота 1 МГц	
	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
$V_{D0}, (V)$	4,5	4,5	5	5
$L_1 (mH)$	2,1	2,1	2,1	2,1
$C_1 (nF)$	3,344	2,69	2,284	1,960
$L_2 (\mu H)$	26,94	27,2	23,994	24
$C_2 (nF)$	1,920	2,00	1,366	1,400
$C_{31} (nF)$	13,83	13,3	8,56	8,140
$C_{32} (nF)$	18,83	21,1	19,98	22
$L_3 (\mu H)$	54,72	47,0	39,55	30
$R_i (\Omega)$	50	48	50	48
$R_{d1} (k\Omega)$	120	120	200	211
$R_{d2} (k\Omega)$	750	750	300	311
$f (kHz)$	800	800	1000	1000
$P_{D0} (W)$	1,11	1,59	1,18	1,16
$P_o (W)$	1	1,18	1	0,85
$\eta (\%)$	90	74	85	73

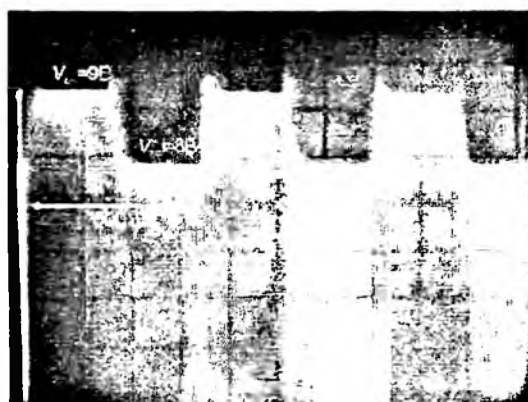


Рис. 10

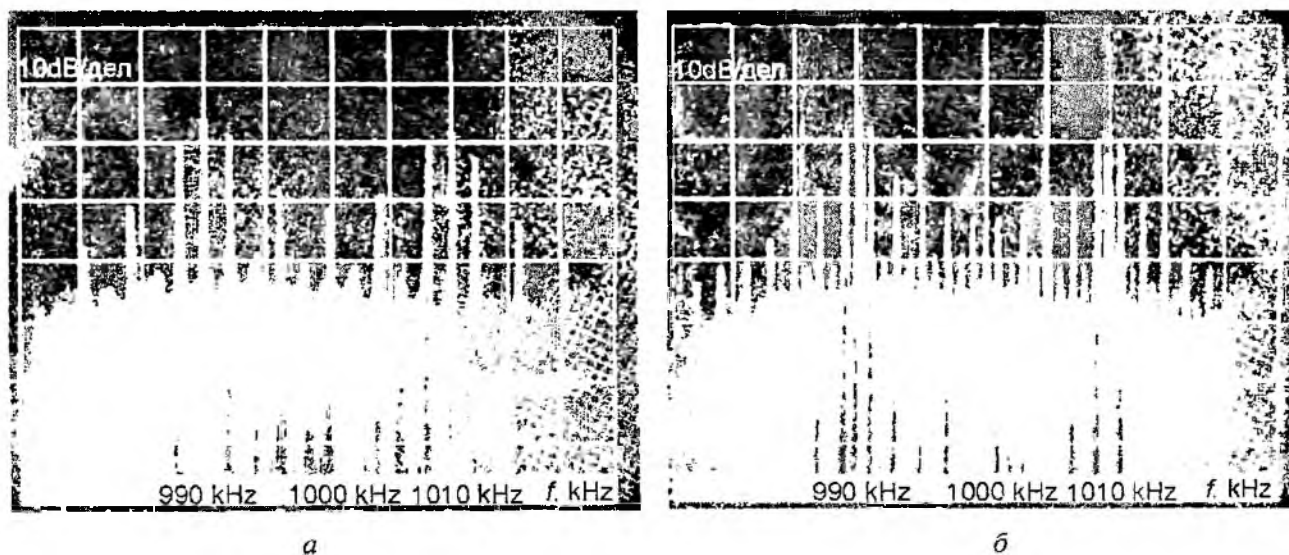


Рис. 11

На рис. 11 приведены спектры синхронизирующего и выходного сигналов, полученные с использованием спектроанализатора СК4-59 в автогенераторе на 1 МГц без коррекции паразитной амплитудной модуляции при частоте модуляции 1 кГц (рис. 11.а) и 2 кГц (рис. 11.б) при $f_1 = 990$ кГц и $f_2 = 1010$ кГц. Отличие между теоретическим и экспериментальным уровнем частотных составляющих составило 0,1 дБ для соседних боковых составляющих относительно нижней частоты 990 кГц, за 0 дБ принято значение синхронизирующего сигнала на частоте 990 кГц.

Выводы

По представленной в [6] методике были рассчитаны, промоделированы, собраны и исследованы генераторы класса E в режиме синхронизации частотно-манипулированным (FSK) сигналом на частоты 800 кГц и 1 МГц. На основе полученных данных можно сделать вывод, что автогенератор класса E может работать в режиме синхронизации FSK сигналом, сохраняя высокий КПД при невысоком уровне боковых гармоник. Показана возможность использования автогенератора класса E в качестве усилителя частотно-манипулированного сигнала с высоким КПД. Рассматриваемое устройство может применяться, например, в системах обмена информацией с радиочастотными метками (RFID – radio frequency identification device), с бесконтактными карточками и в биомедицине.

Список литературы: 1. Raab F. H., Asbeck P., Cripps S., Kenington P. B., Popovic Z. B., Pothecary N., Sevic J. F., Sokal N. O. Power Amplifiers and Transmitters for RF and Microwave // IEEE Trans. of MTT, vol. 50, No 3, (March 2002). P.814-826. 2. Крыжановский В Г Транзисторные усилители с высоким КПД Донецк: Апекс, 2004. 448 с. 3. Ebert J., Kazimierczuk M. Class E High-Efficiency Tuned Power Oscillator // IEEE Journal of Solid-State Circuits. Vol. SC-16, No. 2, April 1981. P. 62-66. 4. Крыжановский В Г, Рудякова А Н, Чернов Д В Методика разработки и характеристики автогенератора класса E // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2002. №2. С. 9-12. 5. Крыжановский В Г, Чернов Д В Коррекция амплитудно-частотной характеристики при изменении частоты в синхронизованных автогенераторах класса E / Міжнар. наук. конференція "Каразинські природознавчі студії", 14-16 червня 2004 р. Матеріали конференції, Харків: ХНУ. С. 136-138. 6. M. K. Kazimierczuk, V. G. Krizhanovski, Ju. V. Rassokhina, D. V. Chernov. Class-E MOSFET Tuned Power Oscillator Design Procedure // IEEE Trans. On Circuits and Systems I. Regular Papers. V. 52, No. 6, June 2005. P.1138-1147. 7. Kazimierczuk M. K., Krizhanovski V. G., Rassokhina Ju. V., Chernov D. V. Injection-Locked Class-E Oscillator // IEEE Trans. On Circuits and Systems I. Regular Papers. V. 53, No. 6, June 2006 P.1214-1222. 8. Oh H-S., Song T.; Yoon E., Kim C-K. A Power-Efficient Injection-Locked Class-E Power Amplifier for Wireless Sensor Network // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. Vol. 16, Issue 4, April 2006. P. 173-175. 9. Trovk P. R., DeMichele G. A. Inductively-coupled power and data link for neural prostheses using a class-E oscillator and FSK modulation / Proc. of the 25th Annual Int. Conf. of the IEEF Engineering in Medicine and Biology Society, 2003, V. 4, 17-21 Sept. 2003. P. 3376-3379. 10. Kazimierczuk M. K. Collector Amplitude Modulation of the Class E Tuned Power Amplifier // IEEE Trans. on circuits and systems. V. CAS-31. No. 6, June 1984. P. 543-549.

УДОСКОНАЛЕНИЙ ПРОТОКОЛ ВИРОБЛЕННЯ КЛЮЧІВ З АСИМЕТРИЧНИМИ КРИПТОГРАФІЧНИМИ ПЕРЕТВОРЕННЯМИ ЗІ СПАРИЮВАННЯМ ТОЧОК ЕЛІПТИЧНИХ КРИВИХ НА БАЗІ ІДЕНТИФІКАТОРІВ

Вступ

Досвід практичного застосування інфраструктури з відкритими ключами (ІВК), в тому числі в Україні, виявив ряд недоліків. Основними з них є значна вартість впровадження та застосування таких систем, складність архітектури, відносно неефективне управління ключами, великі навантаження на канали зв'язку. При цьому незважаючи на те, що архітектура ІВК достатньо відпрацьована, існує проблема відносно прозорого впровадження послуг ІВК для кінцевих користувачів. Тому в указаній галузі з метою удосконалення ІВК ведуться інтенсивні дослідження та практичні роботи.

Концепція систем на базі ідентифікаторів була запропонована Шаміром [5] ще у 1986 році. В процесі впровадження ІВК та одержання практичного досвіду їх застосування [2] системи на ідентифікаторах стали розглядатися як альтернатива системам, що базуються на сертифікатах відкритих ключів, тобто ІВК. Принципи побудови та архітектура таких систем мають значні відмінності, тому кожна з систем має свої переваги та недоліки [12]. Основною відмінністю криптографічних систем з ідентифікатором є те що відкритий ключ обчислюється з ідентифікаційних даних користувача, наприклад адреса електронної пошти або IP – адрес. В той час коли в системах що базуються на ІВК відкритий ключ генерується разом з особистим, а потім з відкритого виготовляється сертифікат відкритого ключа. Вказане знімає необхідність застосування сертифікатів та вирішує багато проблемних питань з відносно управління ключами. Але в системах на ідентифікаторах особистий (таємний) ключ повинен розподілятися з користувачем Уповноваженим на генерацію ключів.

В той же час незважаючи на названі переваги системи на базі ідентифікаторів мають декілька недоліків, що в значній мірі стримують їх практичне застосування [2]. По перше, це проблема довіри користувачів до Уповноваженого на генерацію ключів (*key escrow problem*). Вона полягає у можливості відновлення Уповноваженим на генерацію особистих (таємних) ключів користувачів, що потребує повної довіри до Уповноваженого, як деякої системи управління ключами. При чому у разі зловмисних дій Уповноваженого на генерацію складно, а то і не можливо довести факт його провини. Друга проблема пов'язана з необхідністю застосування для передачі особистого чи таємного ключа від уповноваженого до користувача, каналу зв'язку, у якому забезпечується його конфіденційність та автентичність (справжність та цілісність). Вказані недоліки суттєво впливають на ефективність роботи таких систем.

Основною метою удосконалення криптографічного протоколу вироблення ключів є вирішення у значній мірі головних проблемних питань систем на базі ідентифікаторів – проблеми довіри до Уповноваженого та необхідності використання для передачі особистих (таємних) ключів автентифікованого та конфіденційного каналу зв'язку. Це, як показали наші дослідження, може досягатись шляхом деякої зміни класичної архітектури систем на базі ідентифікаторів. В ході досліджень та розробці пропозицій ми використовували на наш погляд найбільш продуктивні ідеї робіт Lee [10] та Kumar [9]. Особливістю протоколу, що пропонується, є його прозорість для існуючих схем та криптографічних протоколів з ідентифікаторами. Тому у випадку застосування криптографічних перетворень на базі ідентифікаторів не має необхідності змінювати існуючі схеми та протоколи шифрування, цифрового підпису, узгодження ключів тощо. Можна сподіватися що практичне та безпечне застосування криптографії на базі ідентифікаторів може бути значно розширене за допомогою використання удосконаленого протоколу.

Результати досліджень та пропозиції викладаються наступним чином. В параграфі 1 наводиться короткий аналіз відомих та доступних робіт. В параграфі 2 згідно [2] наводиться математичне підґрунтя протоколу та дається характеристика основних проблемних завдань на яких базується стійкість удосконаленого протоколу. Параграф 3 присвячений розгляду загальної архітектури протоколу. Сутність та властивості протоколу наведено в параграфі 4. Дослідження що пов'язані зі стійкістю протоколу наведені в параграфі 5.

1. Аналіз основних робіт

Аналізу основних криптографічних схем та протоколів вироблення ключів для систем на базі ідентифікаторів присвячено ряд робіт останніх років. Для вирішення завдання вироблення для кожного користувача особистого (таємного) ключа, так щоби центр генерації ключів не мав до нього доступу, запропоновано декілька шляхів. Основними з них є такі :

- використання під час вироблення особистого ключа декількох центрів генерації ключів і як наслідок розподілення таємниці при виробленні особистого ключа;
- використання під час вироблення особистого (таємного) ключа деякої секретної інформації, що вводиться в нього під час його вироблення.

Розглянемо основні переваги та недоліки протоколів, у яких використовують вказані обидва підходи.

До першої групи можна віднести протоколи, що наведені в [2, 3, 8, 11]. Так в протоколі, що запропонований Boneh-Franklin [2], пропонується вирішити проблему довіри до Уповноваженого на генерування ключа шляхом зміни класичної архітектури систем з ідентифікаторами та використанням декількох центрів генерації. В такому випадку для забезпечення конфіденційності ключа хоча б один з n центрів генерації повинен бути не скомпрометованим. Користувач отримує від кожного центру свій частковий особистий (таємний) ключ, після чого використовує ці частки він обчислює свій Особистий (таємний) ключ. Такий протокол, на наш погляд, має значні недоліки які пов'язані з ефективністю його застосування та потребує від користувача його реєстрації в усіх центрах генерації. На практиці реалізувати це достатньо складно. Крім того, при реалізації такого протоколу необхідно використовувати канал зв'язку що забезпечує конфіденційність. Це значно збільшує навантаження на інфраструктуру, що надає послуги.

У 2002 р. автори робіт Chen [3], Paterson [11] та Hess [8] запропонували свої версії протоколів, які використовували схожу з запропонованою у [2] схему. Удосконалення полягало у модифікації методу формування секретного ключа, без суттєвої зміни самого протоколу. Тому практично всі недоліки протоколу Boneh-Franklin [2], на наш погляд, характерні і для вказаних протоколів. У 2004 р. В. Lee [10] розробив протокол, що мав нову архітектуру, яка дозволяла забезпечувати конфіденційність вироблення особистих (таємних) ключів без секретного каналу зв'язку. При такому підході єдиний центр генерації генерував ключ, а декілька центрів авторизації забезпечували його конфіденційність. Цей протокол з точки зору його ефективності був значним кроком вперед. Так, наприклад користувачу необхідно реєструватися тільки у центрі генерації. При подальших дослідженнях Gangishetti [6] знайшов декілька серйозних вразливостей такого протоколу, на основі яких були проведені успішні атаки. Це зробило неможливим практичне застосування цього протоколу. Більше того, Chunxiang [4] показав, що центр генерації може успішно провести атаку, яка дозволить йому отримати особистий (таємний) ключ будь-якого користувача.

Також нещодавно, Kumar [9] розробив новий протокол, у якому конфіденційність особистого ключа також гарантують декілька центрів авторизації, причому часткові особисті (таємні) ключі користувач отримує паралельно з будь-яких $t+1$ з n центрів авторизації. Цей протокол не потребує секретного каналу між користувачем та центром авторизації і є захищений від усіх відомих атак. Але, як показали дослідження при деяких умовах центр генерації може отримати доступ до особистого (таємного) ключа будь-якого користувача, якщо скомпрометовано хоча б один з n центрів авторизації.

До другої групи необхідно віднести протоколи, що описані в [1, 7]. Так Gentry [7] у 2003 р., запропонував протокол у якому шифрування здійснювалось з використанням сертифікатів відкритих ключів. Цей протокол забезпечував конфіденційну передачу ключа також шляхом додавання до ключових даних деякого секрету користувача. Крім того, при його використанні не вимагалось обов'язкового використання секретного каналу зв'язку. Незважаючи на це, застосування сертифікатів звело нанівець всі переваги схем на ідентифікаторах. В подальшому для вирішення цієї проблеми Al-Riyami & Paterson [1] (2003) запропонували нову криптографічну схему, у якій не вимагалось використання сертифікатів відкритих ключів. Вона отримала назву „криптографія з відкритим ключем без сертифікатів“ (*certificateless public key cryptography*). Але ця схема дозволяла здійснювати лише неявну автентифікацію користувача і що вимагала від відправника знання певної відкритої інформації.

Таким чином, кожен із розглянутих протоколів має свої недоліки та переваги, які впливають на рівень їх безпечності та ефективності. Можна також вважати що протоколи які відносяться до другої групи втрачають переваги що пов'язані з шифруванням на ідентифікаторах. Протоколи що відносяться до першої групи, також мають спільний недолік – усі вони потребують використання каналу зв'язку між користувачем та усіма центрами генерації чи центрами авторизації. Як показала практика така потреба призводить до значних незручностей.

2. Математичні основи протоколів на ідентифікаторах

У цьому параграфі наведені основні ідеї та властивості білінійного спарювання для криптографічних перетворень, що ґрунтуються на ідентифікаторах [16,17].

Білінійне відображення Нехай G_1 та G_2 будуть адитивними групами порядку q та G_T буде мультиплікативною групою того ж самого порядку q . Нехай P_1, P_2 будуть, відповідно, базовими точками (генераторами) груп G_1 та G_2 . Білінійним спарюванням називається відображення $e: G_1 \times G_2 \rightarrow G_T$, яке задовольняє таким вимогам:

1. **Білінійність:** $\forall (P_1, P_2) \in G_1 \times G_2$ та $\forall (a, b) \in Z_q \times Z_q$ є виконується умова $e(aP_1, bP_2) = e(P_1, P_2)^{ab}$.

2. **Невиродженість:** Існують ненульові точки $P_1 \in G_1, P_2 \in G_2$ порядку q такі що $e(P_1, P_2) \neq 1$.

3. **Складність обчислення:** Значення виразу $e(P_1, P_2) \forall (P_1, P_2) \in G_1 \times G_2$, обчислюється ефективно (з допустимою складністю).

Як показав аналіз групи G_1, G_2 та G_T необхідно вибирати таким чином, щоб проблема дискретного логарифму (DLP) у цих трьох групах не мала ефективного розв'язку, як правило мала експоненційну складність. В абсолютній більшості випадків для побудови білінійного відображення використовуються модифіковані спарювання Weil та Tate [17]. У роботах [13-15] більш детально описується проблеми пов'язані з ефективним обранням необхідних параметрів груп та еліптичних кривих.

Нижче наводиться перелік математичних проблем, на складності вирішення яких базується стійкість більшості криптографічних протоколів.

Проблеми складності обчислень [2].

Проблема дискретного логарифма (DLP)

Дано: (P, Q) , де $P, Q \in G_1$.

Знайти: ціле n таке, що $Q = nP$.

Обчислювальна проблема Діфі-Гелмана (CDH)

Дано: (P, aP, bP) , де $a, b \in Z_q^*$.

Знайти: abP .

Проблема рішення Діфі-Гелмана (DDH)

Дано: (P, aP, bP, cP) , де $a, b, c \in Z_q^*$.

Відповіді: «так», якщо $c = ab \pmod q$ та «ні» у супротивному випадку.

Білінійна проблема Діфі-Гелмана (BDH)

Дано: (P, aP, bP, cP) , $a, b, c \in Z_q^*$.

Знайти: $e(P, P)^{abc}$.

Проблема розриву Діфі-Гелмана (GDHP)

До цього класу відносяться проблеми для яких складність вирішення проблеми DDH менша за складність вирішення проблеми CDH.

3. Загальні архітектурні особливості протоколу

В подальшому будемо вважати, що основними вимогами, що пред'являються до криптографічного протоколу є вимоги практичної відсутності в уповноваженого на генерацію можливості компрометувати особисті(таємні) ключі користувачів та взаємодії користувачів з центром при виробленні особистого ключа без використання не конфіденційного каналу зв'язку.

Для виконання цих вимог покладемо що взаємодія користувача з центром генерації(ЦГ) та центром авторизації (ЦА) відбувається таким чином.

1. Користувач реєструється на сервері ЦА, проходить автентифікацію, надає йому свій ідентифікатор та деякі параметри і як наслідок отримує від серверу доказ реєстрації. В подальшому користувач надсилає до ЦГ запит щодо генерування особистого(таємного) ключа.

2. ЦГ обчислює частковий ключ користувача та надсилає його першому центру автентифікації ЦА₁.

3. ЦА₁ перевіряє цілісність отриманого часткового ключа та іншої інформації, обчислює наступний частковий ключ (шляхом перетворення отриманого часткового ключа з використанням свого особистого (таємного) ключа) та надсилає його ЦА₂.

4. Останній ЦА_N надсилає результат користувачу, який виділяє з нього свій особистий(таємний) ключ(рис. 1).

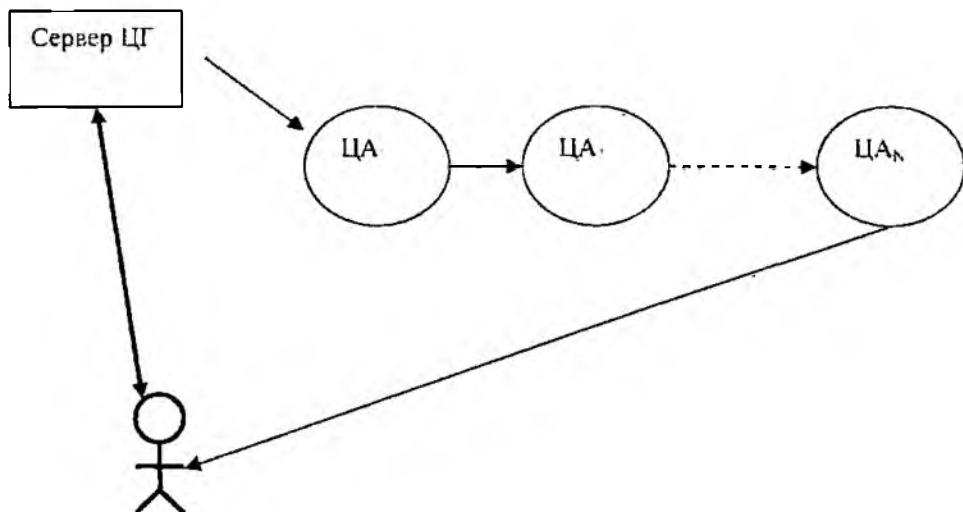


Рис. 1

Запропонована схема дозволяє відмовитися взагалі від потреби каналу зв'язку між користувачем та ЦА, та зменшити загальний обсяг переданої інформації.

Як основні для такої схеми реалізації протоколу необхідно виділити такі переваги:

- немає необхідності в використанні секретного каналу зв'язку;
- не потрібні канали зв'язку з усіма ЦА;

- протокол на наш погляд забезпечує конфіденційність ключа, якщо хоча б один ЦА не був скомпрометований.

До основного недоліку пропонує мого протоколу можна віднести необхідність задіяння усіх ЦА при виробленні ключа.

4. Удосконалений протокол вироблення особистого(таємного) ключа.

Спочатку здійснюється налаштування об'єктів системи у такій послідовності:

- налаштування та установка параметрів ЦГ;
- налаштування та установка параметрів усіх ЦА;
- налаштування забезпечення користувача та реєстрація користувача в системі;
- виконання протоколу та вироблення по необхідності ключів.

Налаштування та системна установка ЦГ виконується таким чином:

1. В ЦГ обчислюються або обираються дві групи G_1, G_2 , а також обираються білінійне відображення $e: G_1 \times G_1 \rightarrow G_2$ між ними та функція генування H .

2. Генується або обирається довгостроковий особистий (таємний) ключ користувача s_0 та обчислюється його відкритий ключ $P_{KGC} = s_0 P$, де P – базова точка еліптичної кривої.

Налаштування та системна установка усіх ЦА здійснюється у такій послідовності. Кожен ЦА обчислює або обирає свій особистий (таємний) ключ s_i та обчислює відповідний відкритий ключ $P_{KPAi} = s_i P$. Далі використовуючи відкритий ключ ЦГ P_{KGA} , ЦА послідовно обчислюють проміжні відкриті ключі $KPA_i: Y_i = s_i Y_{i-1}$ та загальносистемний відкритий ключ $KPA_N: Y_N = s_N Y_{N-1}$; тобто

$$\begin{aligned} KPA_1: Y_1 &= s_1 P_{KGA} \\ KPA_2: Y_2 &= s_2 Y_1 \\ &\dots \\ KPA_N: Y_N &= s_N Y_{N-1} \end{aligned} \quad (1)$$

Із (1) слідує що відкритий ключ $Y_N = s_0 s_1 \dots s_N P = P_{sys}$ приймається у якості загальносистемного відкритого ключа. Усі проміжні ключі $Y_i = s_0 s_1 \dots s_i P$ також запам'ятовуються. Усі ці ключі повинні бути збережені у відкритий базах кожного ЦА та ЦГ. Таким чином публікуються або є доступними для усіх користувачів такі загальносистемні параметри: $Params = \{G_1, G_2, e, H, P_{KGA}, P_{KPA1}, P_{KPA2}, \dots, P_{KPAN}, Y_1, Y_2, \dots, Y_N = P_{sys}\}$

Вироблення особистого ключа здійснюється у такій послідовності.

1. Виконується реєстрація користувача. При цьому кожен із користувачів обирає відкритий ідентифікатор ID , обчислює або формує відповідний відкритий ключ Q_{ID} , та виробляє довгостроковий секрет x . Далі кожен користувач проходить реєстрацію в ЦГ та надає йому захищеним шляхом такі параметри як $xP_{KGA}, xP_{KPA1}, \dots, xP_{KPA_N}$. Центр генерації перевіряє їх правильність шляхом обчислення та персвірки умов: $e(xQ_{ID}, P_{KGA}) = e(Q_{ID}, xP_{KGA}), e(xQ_{ID}, P_{KPA1}) = e(Q_{ID}, xP_{KPA1})$ і т.д., та зберігає дані, отримані від користувача у відкритій базі даних. Як результат користувачеві видається доказ реєстрації у вигляді $prf_{ID} = s_0 H(ID || xQ_{ID})$.

2. Користувач перевіряє доказ реєстрації згідно правила

$$e(prf_{ID}, P) = e(H(ID || xQ_{ID}), P_{KGA})$$

та при позитивному результаті він здійснює запит до ЦГ, надсилаючи йому кортеж $\{ID, x^{-1}P\}$.

3. Отримавши кортеж, ЦГ вибирає зі своєї БД xQ_{ID} , яке відповідає даному ID , та перевіряє справжність отриманої інформації перевіряючи що $e(x^{-1}P, xQ_{ID}) = e(P, Q_{ID})$. Якщо

кортеж справжній то ЦГ множить значення xQ_{ID} на свій таємний ключ s_0 та надсилає повідомлення $\{ID, s_0 x Q_{ID}\}$ першому ЦА.

4. ЦА1 додає кортеж $\{ID, s_0 x Q_{ID}\}$ до своєї бази даних та перевіряє наявність у ній кортежів з таким же ID. Якщо такі є, то він видає повідомлення про підробку даних ЦГ. Далі він виконує перевірку: $e(s_0 x Q_{ID}, P) = e(H(ID), x P_{KGC})$, де $H(ID) = Q_{ID}$ (усі необхідні дані він бере з відкритої бази ЦГ). 3) Після цього ЦА1 множить отримане від ЦГ значення на свій особистий (таємний) ключ s_1 та надсилає $s_0 s_1 x Q_{ID}$ до ЦА2.

Розглянутий процес продовжується до отримання повідомлення $\{ID, s_0 s_1 \dots s_{N-1} x Q_{ID}\}$ останнім ЦА. Він виконує ті ж дії. Після цього користувачеві надсилається повідомлення $\{ID, s_0 s_1 \dots s_N x Q_{ID}\}$.

5. Користувач, отримавши повідомлення, множить $s_0 s_1 \dots s_N x Q_{ID}$ на x^{-1} та перевіряє справжність отриманого особистого (таємного) ключа $s_0 s_1 \dots s_N Q_{ID}$ шляхом перевірки наступної рівності: $e(s_0 s_1 \dots s_N Q_{ID}, P) = e(Q_{ID}, P_{sv})$. При позитивному результаті перевірки він приймає отриманий ключ в якості особистого.

5. Аналіз безпеки протоколу

Безпосередньо із етапів побудови протоколу витікає, що однією із уже класичних атак, що може бути здійсненою, є атака на дискретний логарифм в групі точок еліптичної кривої. По суті в уже визнаному трактуванні це атака повного розкриття внаслідок реалізації якої порушник узнає особистий (таємний) ключ. Захищеність від цієї атаки базується на складності вирішення проблеми DLP, так як для здійснення ефективної атаки на протокол, зловмиснику необхідно визначити множник x з відкритих даних, наприклад xQ_{ID} , xP_{KGC} , $xP_{KPA1}, \dots, xP_{KPA_N}$ та інші.

Для спрощення аналізу захищеності протоколу від атак поділимо усі погрози, які можливі зі сторони порушників, на чотири класи.

- 1) погрози, що пов'язані роботою ЦГ,
- 2) погрози, що пов'язані з роботою будь-якого ЦА;
- 3) погрози, що пов'язані з роботою кожного користувача
- 4) зовнішні погрози (інші порушники).

Аналіз ряду джерел дозволив виділити можливі атаки в кожному із класів. Так основними погрозами, що пов'язані з роботою ЦГ, є такі.

Атака типу маскаррад (impersonation). Атака полягає у тому, що порушник з метою видачі себе за дійсного користувача, імітує запит користувача на вироблення йому особистого ключа, насправді виконуючи його сам. Метою цієї атаки є отримання порушником особистого (таємного) ключа цього користувача. Аналіз показав що для запропонованої версії протоколу дана атака можлива зі сторони ЦГ, та зовнішнього порушника. По суті це найбільша загроза проти такого класу протоколів, нашою метою при удосконаленні протоколу і було завдання захиститись від цієї загрози. Розглянемо цю загрозу більш детально.

Цю загрозу порушник що є ЦГ може здійснити замінивши ідентифікаційні дані користувача, наприклад внабравши особистий (таємний) ключ x та обчисливши відповідні відкриті дані xQ_{ID} , xP_{KGC} , $xP_{KPA1}, \dots, xP_{KPA_N}$, ЦГ викладе їх у своїй БД замість даних істинного користувача xQ_{ID} , xP_{KGC} , $xP_{KPA1}, \dots, xP_{KPA_N}$. Зрозуміло що при цьому ідентифікатор ID залишається незмінним, оскільки губиться зміст атаки. В цьому випадку в процесі генерації ключа жоден ЦА не зможе помітити підміни. Однак, коли користувач отримує блок $\{ID, s_0 s_1 \dots s_N x' Q_{ID}\}$ та помножить їх на секрет x^{-1} , то перевірка коректності ключа дасть негативний результат, тому що з дуже великою ймовірністю $e(s_0 s_1 \dots s_N x' Q_{ID} x^{-1}, P) \neq e(Q_{ID}, P_{sv})$. Тоді користувач пере-

гляне відкриті бази ЦА, знайде кортеж $\{ID, s_0 \dots s_i x Q_{ID}\}$ в базі першого „чесного“ ЦА та перевірить рівність $e(s_0 \dots s_i x Q_{ID}, P) = e(x Q_{ID}, Y_i)$. Якщо вона не виконується, то це значить, що відповідний ЦА отримав хибні значення $xP_{KCA}, xP_{KPA1}, \dots, xP_{KPAiN}$ з БД ЦГ. А так як змінювати дані у цій БД має змогу тільки ЦГ, то користувач може довести його зловмисні дії (а також і зловмисні дії попередніх до ЦА що розглядається). Для цього він використає доказ своєї реєстрації prf_{ID} .

Крім того, ЦГ не може здійснити цю атаку також за умови що користувач уже отримав свій особистий (таємний) ключ, тому, що коли він надішле кортеж $\{ID, s_0 x Q_{ID}\}$ першому ЦА, той помітить, що запит з таким ID вже зустрічався, та виявить зловмисні дії ЦГ. Якщо ж ЦГ надішле ЦА кортеж $\{ID', s_0 x Q_{ID}\}$ (тобто введе в кортеж ID, який не відповідає даному Q_{ID}), то кожен не скомпрометований ЦА, зробивши перевірку (яка виконується в протоколі кожним ЦА) $e(s_0 \dots s_i x Q_{ID}, P) = e(H(ID'), xP_{KCA})$ виявить підробку.

Зрозуміло, що аналогічна атака зі сторони зовнішнього порушника є ще більш складною і він її реалізувати не зможе. Таким чином, удосконалений протокол забезпечує захист особистого(таємного) ключа користувача від його компрометації зі сторони ЦГ.

Однією із основних атак ЦА є викривлення даних дійсного користувача. У загальному випадку таку загрозу може здійснити кожен із ЦА. Для цього він викривляє дані, що передаються. Така атака відноситься до внутрішніх. Проведемо аналіз захищеності від такої атаки зі сторони ЦА. Якщо деякий ЦА викривить дані (змінить щось у кортежі $\{ID, s_0 \dots s_i x Q_{ID}\}$), то наступний ЦА виявить підміну шляхом перевірки $e((s_0 \dots s_i x Q_{ID}) \cdot P) = e(H(ID), xP_{KCA})$. Як наслідок він зупинить процес вироблення особистого ключа відповідного користувача і атака відбивається.

Розглянемо погрози що можливі зі сторони користувачів.

Як показав аналіз однією із погроз, яку може здійснити любий користувач, це компрометація ЦГ чи любого ЦА засобом звинувачення його у зловмисних діях(нечесності). Але, як показав аналіз, користувач не може звинуватити в неправомірних діях ЦГ чи ЦА, тому що вони зберігають усі запити у відкритих БД та можуть довести відсутність зловмисних дій зі своєї сторони.

Серед можливих атак зі сторони зовнішніх порушників є так звана атака по середині(man-in-the-middle[]).

Сутність цієї атаки полягає у тому що порушник після перехоплення запиту дійсного користувача може по перше викривити запит користувача $\{ID, x^{-1}P\}$. В цьому випадку ЦГ, зробивши перевірку запиту, виявить підробку. Для здійснення атаки порушник повинен попередньо вплинути на параметри користувача, що після реєстрації зберігаються у захищеному вигляді в ЦГ. Вплинути на параметри користувача, що зберігаються в ЦГ, порушник не може. Вони були надані при реєстрації. Але якщо навіть це трапиться (тобто ЦГ збереже $x Q_{ID}, x P_{KCA}, x P_{KPA1}, \dots, x P_{KPAiN}$, де x відомо порушнику), то користувач отримає невірний доказ реєстрації $prf_{ID} = s_0 H(ID \parallel x Q_{ID})$. Причому він може перевірити доказ шляхом перевірки рівності $e(prf_{ID}, P) = e(H(ID \parallel x Q_{ID}), P_{KCA})$. Якщо зловмисник перехопить дані, які останній ЦА надіслав користувачу, то він все рівно не зможе виділити з них секретний ключ, бо він захищений „осліплюючим“ множником x . Складність вирішення задачі визначення таємного ключа користувача x носить експоненційний характер, так як зводиться до вирішення дискретного логарифмічного рівняння в групі точок еліптичних кривих.

Напри кінець розглянемо атаку *impersonation* зі сторони зовнішнього порушника Вона вище розглянута за умови її здійснення ЦГ. Цю атаку зовнішній порушник провести не зможе з тих же причин, що і нечесний ЦГ. Крім того, як вже було зазначено вище, перехоплення

„осліпленого” ключа не дасть йому ніякої вигоди, для одержання значення особистого(таємного) ключа необхідно вирішити DLP завдання. А воно носить експоненційний характер.

Висновки

Основним недоліком криптографічних систем, що ґрунтуються на спарюванні точок еліптичних кривих на ідентифікаторах є необхідність довіри до уповноваженого на генерування особистих(таємних) ключів. Удосконалений протокол, що запропонований у цій статті дозволяє вирішити вказану головну проблему криптографічних систем зі спарюванням точок еліптичних кривих на базі ідентифікаторів - проблему довіри до Уповноваженого на генерування ключів(ЦГ). Крім того, відпадає необхідність у використанні при отриманні користувачем особистих(таємних) ключів з ЦГ автентифікованого та конфіденційного каналу зв'язку. Основною особливістю протоколу є необхідність доповнення ЦГ декількома ЦА, тобто його ускладнення і як наслідок подорожчання. Автори розуміють, що в подальшому необхідно провести прискриплевий аналіз удосконаленого протоколу, наприклад для найбільш узагальненої моделі загроз, що запропонована в [18].

Список літератури. 1. *S. Al-Riyami, K. Paterson* Certificateless public key cryptography. 2003. 2. *D. Boneh, F. Franklin* Identity based encryption from the Weil pairing. 2001. 3. *L. Chen, K. Harrison, N. Smart, D. Soldera* Applications of Multiply Trust Authorities in pairing based Cryptosystems. 2002. 4. *X. Chunxiang, Z. Junhui, Q. Zhiguang* A note on secure key issuing in ID-based cryptography. 2005. 5. *A. Shamir* Identity -based cryptosystems and signature schemes. In Advances in Cryptology-Crypto'86. 1986. 6. *R. Gangishetti, M. Choudary Gorantla, M. Lal Das, A. Saxena* Cryptanalysis of key issuing protocols in ID-based cryptosystems. 2006. 7. *C. Gentry* Certificate-based encryption and the certificate revocation problem. 2003. 8. *F. Hess* Efficient identity based signature schemes based on pairings. 2002. 9. *K. P. Kumar, G. Shailaja, A. Saxena* Secure and efficient threshold key issuing protocol for ID-based cryptosystems. 2006. 10. *B. Lee, C. Boyd, E. Dawson, K. Kim, J. Yang, S. Yoo* Secure key issuing in ID-based cryptography. 2004. 11. *K. Paterson* Cryptography from pairings: a snapshot of current research. 2002. 12. *A. Menezes* An Introduction to Pairing-based Cryptography. 2004. 13. *S. D. Galbraith* Supersingular curves in cryptography. Volume 2248 of Lecture Notes in Computer Science, pages 495–513. Springer-Verlag, 2001. 14. *D. Boneh, H. Shacham, B. Lynn* Short signatures from the Weil pairing. Volume 2248 of Lecture Notes in Computer Science, pages 514–532. Springer Verlag, 2001. 15. *Hess* Exponent group signature schemes and efficient identity based signature schemes. 16. *Based on pairings* Cryptology ePrint Archive, Report 2002/012, 2002. 17. *Горбенко И.Д., Мелецкий А.П., Погребняк К.А., Шевченко Д.В.* Билинейное спаривание эллиптических кривых и его теоретические основы // Прикладная радиоэлектроника. Т. №1. 2006. 18. *Горбенко И.Д., Мелецкий А.П., Погребняк К.А., Шевченко Д.В.* Методы выполнения билинейных спариваний точек эллиптических кривых в криптографических приложениях // Прикладная радиоэлектроника. Т. 5. №1. 2006. 19. *Мелецкий О.П.* Модели безопасности для протоколов узгодження ключів, що засновані на властивості нерозрізненості.

ЗАТ „Інститут інформаційних технологій”
Харківський національний університет радіоелектроніки

Надійшла до редколеги 30.06.2006

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ И ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ВЕЛИЧИНУ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ХАОТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ МОЛЕКУЛ

Введение

В работах [1-5] представлены экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании в атмосфере Земли нового эффекта – *эффекта анизотропии молекулярных процессов*, которая связана определенным образом с погодными условиями, а следовательно, с температурной стратификацией атмосферы. В настоящей работе предпринята попытка теоретически рассмотреть один из возможных вариантов механизма, который мог бы вызвать наблюдаемый эффект. Для этого используются известные работы [6], в которых рассматривается движение пылинок в атмосфере Земли под действием силы тяжести в реальной атмосфере.

Принимая размер пылинок, равный размеру отдельной молекулы, по аналогии с пылинками, и используя известные соотношения для них, рассматривается движение молекул под действием силы тяжести и вязкости атмосферы, вернее ее плотности.

Методика анализа

В работе [6] рассмотрено падение пылинок в атмосфере Земли шарообразной формы достаточно малых размеров (менее 100 мкм), для которых воздух можно считать вязкой средой. В этом случае можно пользоваться согласно [6] формулой

$$V = \frac{g r^2 (\delta - \rho)}{9\eta} \quad (1)$$

Здесь V – скорость движения пылинки относительно воздуха, g – ускорение силы тяжести, r – радиус пылинки, δ – плотность пылинки, ρ – плотность воздуха, η – коэффициент вязкости воздуха.

Эта формула получена в результате рассмотрения падения шара радиусом r в воздухе с вязкостью η .

Согласно закону Стокса [6] сила сопротивления вязкой среды (жидкости, воздуха) движению шара радиусом r вычисляется по формуле

$$F = 6\pi r \eta V', \quad (2)$$

где V' – скорость движения шара относительно среды.

Действительно на шар радиусом r при падении его в вязкой среде действуют две силы: сила тяжести, равная весу шара радиусом r , и архимедова выталкивающая сила, равная весу объема воздуха, вытесненного шаром с радиусом r .

Сила тяжести шара радиусом r будет $P_1 = \frac{4\pi r^3}{3} \delta$, где δ – плотность шара, а сила тяжести воздуха, вытесненного этим шаром, $P_2 = \frac{4\pi r^3}{3} \rho$, где ρ – плотность воздуха. Разница между ними будет равна силе сопротивления вязкой среды (воздуха) движению шара, радиусом r :

$$P_1 - P_2 = \frac{4\pi r^3}{3} \delta - \frac{4\pi r^3}{3} \rho = \frac{4\pi r^3}{3} (\delta - \rho). \quad (3)$$

Приравняем (3) и (2) и найдем скорость падения шара в вязкой среде (1)

$$V' = \frac{2gr^2(\delta - \rho)}{9\eta}$$

Согласно [6], если воздух очень разрежен, или падающая пылинка очень мала, то она будет как бы «проскальзывать» между молекулами воздуха, т.е. столкновения с молекулами воздуха будут редкими, так что она успеет в промежутках между столкновениями набрать достаточную скорость за счет действия ускорения g . В этом случае согласно (1) скорость падения пылинки будет обратно пропорциональна плотности атмосферы.

Для случая, когда радиус пылинки сравним с длиной свободного пробега молекул l или меньше ее, для определения скорости падения пылинок в [6] приводится формула Кеннингема (4):

$$V' = \frac{2\pi r^2 (\delta - \rho)}{9\eta} \left[1 + \frac{1.63 \frac{\lambda}{r}}{1+f} \right]. \quad (4)$$

Здесь $f = 0,9$ доля молекул адсорбирующихся при столкновении с частицей и испарившихся затем диффузно, т.е. в разных направлениях.

Очевидно, что $V' > V$ и это различие и как сама скорость будут сильно возрастать в верхней атмосфере, где ρ сильно уменьшается.

Из выражения (1) и (4) следует, что скорость падения пылинки сильно зависит от плотности атмосферы.

Уменьшим размер пылинки до размера отдельной молекулы и, воспользовавшись формулой (4) или (1), проанализируем движение таких пылинок вверх и вниз при наличии градиента плотности. Возьмем две одинаковые по объему и массе пылинки (молекулы), находящиеся на одной высоте в атмосфере Земли, и сообщим им одинаковые начальные скорости по величине, равные горизонтальной скорости молекул $V_{mz}, V_{mny} = V_{mzu} = V_{mz}$, одной вверх, другой вниз.

В этом случае для молекул, летящих вниз, скорость молекул будет определяться как

$$V_u = V_{mz} + V_1, \quad (1)$$

а для молекул, летящих вверх, будет определяться соотношением

$$V_u = V_{mz} - V_1. \quad (2)$$

где $V_1 = V \cdot \left[1 + \frac{1.63 \frac{l}{r}}{1+f} \right]$ или $V_1 = V = \frac{2gr^2(\delta - \rho)}{9\eta}$

Рассмотрим четыре случая: 1-й случай, когда плотность атмосферы равна или близка нулю; 2-й случай, когда плотность атмосферы не меняется с высотой; 3-й случай, когда плотность атмосферы растет с высотой, и 4-й случай, когда плотность падает с высотой.

Результаты анализа

1-й случай: плотность атмосферы близка нулю или равна нулю ($\rho = 0$). Скорость пылинки (молекулы) вниз будет определяться выражением

$$V_u = V_{mz} + V_1, \text{ где } V_1 = \frac{2gr^2}{9\eta} (\delta - \rho).$$

Так как $\rho = 0$ выражение для V_1 примет вид $V_1 = \frac{2gr^2}{9\eta} \delta = \Delta V_g$.

Тогда скорость пылинки вниз примет вид

$$V_{mz} = V_{mz} + \Delta V_g.$$

Скорость пылинки вверх за счет силы тяжести будет определяться выражением $\frac{2gr^2\delta}{9\eta}$

и тогда скорость пылинки вверх $V_u = V_{mz} - \Delta V_g$.

Вывод: за счет действия силы тяжести в безвоздушном пространстве скорость пылинки вверх уменьшится, а вниз увеличится на одну и ту же величину, разница между V_{\uparrow} и V_{\downarrow} будет равна $2\Delta V_g$.

2-й случай: плотность атмосферы не меняется с высотой ($\rho = const$)

В этом случае действие плотности атмосферы за счет вязкости, поскольку оно проявляется одинаково при движении шара в любом направлении, при движении шара вверх и вниз будут также проявляться одинаково и поэтому различие скорости пылинки вверх и вниз будет определяться только действием силы тяжести поскольку плотность с высотой не меняется и таким образом скорость пылинки вниз увеличится, а вверх – уменьшится на одну и ту же величину ΔV_g и разница между ними будет составлять $V_{\downarrow} - V_{\uparrow} = 2\Delta V_g$.

Однако с изменением плотности атмосферы будет меняться среднеарифметическое значение модулей $\frac{V_{\uparrow} + V_{\downarrow}}{2}$ (с увеличением ρ будут уменьшаться, а с уменьшением ρ воздуха увеличиваться). А так как с изменением плотности атмосферы одинаково будут меняться и горизонтальные составляющие хаотической скорости молекул, то с изменением величины ρ анизотропия (т.е. разница между величиной горизонтальной составляющей скорости молекул и вертикальной не изменится).

3-й случай: плотность атмосферы с высотой увеличивается. В этом случае для пылинки, летящей вверх, с увеличением ρ согласно выражению (1) скорость *уменьшается*, так как молекулы будут переходить из слоя меньшей плотности в слой с большей плотностью, а для летящей вниз плотность, допустим, настолько же уменьшится и за счет этого согласно (1), *увеличится* скорость молекул, летящих вниз, поскольку молекулы будут переходить из слоя с большей плотностью в слой с меньшей плотностью. Это приведет к тому, что разность между скоростью вниз (V_{\downarrow}) и вверх (V_{\uparrow}) возрастет. Среднеарифметическое значение модулей скорости $\frac{V_{\uparrow} + V_{\downarrow}}{2}$ с изменением градиента ρ не будет меняться.

4-й случай: плотность атмосферы с высотой уменьшается. В данном случае для пылинки (молекулы), летящей вверх согласно выражению (1) скорость *возрастет*, а для пылинки летящей вниз, настолько же *уменьшится*. Разность скоростей для молекул, летящих вверх и вниз $V_{\uparrow} - V_{\downarrow}$, по сравнению с нулевым градиентом ρ уменьшается, а по сравнению с 3-м случаем разница скоростей может даже иметь отрицательный знак.

Среднеарифметическое значение модулей скоростей $\frac{V_{\uparrow} + V_{\downarrow}}{2}$ с изменением величины градиента не изменится.

Рассмотрим суммарное проявление этих двух эффектов (действие силы тяжести и вязкости(ρ)) на разницу между $V_{\uparrow} - V_{\downarrow}$ и на среднеарифметическое значение их.

Так как мы приняли, что действие силы тяжести на скорость пылинок, летящих вверх и вниз, не зависит от плотности ρ и всегда постоянна по величине, причем V_{\uparrow} уменьшается на ΔV_g , а V_{\downarrow} возрастает на ΔV_g , то мы рассмотрим, как будет меняться суммарное воздействие за счет изменения градиента ρ .

Для 3-го случая, когда плотность ρ с высотой растет и V_{\uparrow} уменьшается, а V_{\downarrow} возрастает, суммарное воздействие эффекта градиента и силы тяжести будет таковым:

а) для V_{\uparrow} величина V_{\uparrow} еще уменьшится на величину ΔV_g , а V_{\downarrow} возрастет на такую же величину. Эффект суммируется, т.е. различие между V_{\uparrow} и V_{\downarrow} *возрастает*. Среднеарифметические значения модулей не изменяется.

Для 4-го случая, когда ρ с высотой падает и V'_n возрастает, а V_n уменьшается, то суммарное воздействие эффекта градиента и силы тяжести будет таковым:

а) для V_n величина возрастет, а для V'_n уменьшится. Суммарное правление эффекта вычитается, т.е. различие между V'_n и V_n уменьшается. Среднеарифметическое значение $\frac{V_n + V'_n}{2}$ не изменяется.

Общий вывод. На основании представленного анализа можно сделать следующий вывод относительно суммарного воздействия двух факторов (силы тяжести и вязкости (плотности) атмосферы) на вертикальные скорости молекул вниз и вверх при изменении высотного градиента плотности атмосферы: (см. рис. 1):

а) при нулевом высотном градиенте плотности атмосферы разница между $V'_n - V_n = 2 \Delta V'_n$ (где $\Delta V'_n$ – величина скорости, на которую V'_n уменьшилась, а V_n возросла за счет силы тяжести);

б) при росте величины ρ с высотой V'_n уменьшится за счет увеличения плотности атмосферы ρ с высотой, а V_n – возрастет за счет уменьшения ρ с понижением высоты, разница между $V'_n - V_n$ возрастет по сравнению с нулевым градиентом. Среднеарифметическое значение не изменится;

в) при уменьшении ρ с высотой величина V'_n возрастает, а V_n падает по сравнению со случаем, когда плотность не меняется с высотой ($\rho = \text{const}$). Среднеарифметическое значение $\frac{V_n + V'_n}{2}$ не меняется, а разница между V'_n и V_n уменьшается.

Таким образом, суммарное действие двух факторов на скорость пылинок (молекул), движущихся вверх и вниз, приводит к изменению разности между величинами их в зависимости от плотности атмосферы и ее высотного градиента (см. рис. 1), не изменяя при этом среднеарифметической величины скорости молекул, летящих вниз и вверх.

Но в экспериментах [1-4] наблюдаются изменения среднеарифметического значения $\frac{V_n + V'_n}{2}$ в зависимости от погодных условий, т.е. от стратификации атмосферы.

Это, оказывается возможно тогда, когда мы учтем действие столкновений молекул, движущихся вверх и вниз, с молекулами атмосферы, на проявление силы тяжести.

Действие силы тяжести на скорости молекул, движущихся вниз (вверх), в чистом виде проявляется до их первого столкновения с молекулами атмосферы. После соударения молекула, движущаяся вниз (вверх), может потерять часть своей энергии, при соударении, например, с молекулами, движущимися горизонтально. В этом случае действие силы тяжести будет зависеть от длины свободного пробега молекул. Молекула, летящая вниз, при большей длине свободного пробега успеет за счет ускорения g за одно и то же время развить большую скорость или затормозиться для молекулы, летящей вверх, чем при меньшей величине свободного пробега.

Этот эффект, накладываясь на рассмотренные выше два эффекта, будет приводить к тому, что величина $\frac{V_n + V'_n}{2}$ будет меняться в зависимости от температурной стратификации атмосферы.

Рассмотрим проявление этого эффекта на конкретном примере.

Сначала рассмотрим для случая, когда величина ρ растет с высотой.

В этом случае для молекул, движущихся вниз, это приводит к увеличению длины свободного пробега молекул λ при уменьшении плотности атмосферы книзу, а это в свою очередь будет приводить к еще большему увеличению скорости молекул летящих вниз за счет

ускорения g , а для молекул, летящих вверх, увеличение плотности ρ с высотой, а значит уменьшение величины λ , с высотой будет приводить к уменьшению влияния эффекта силы тяжести, а значит будет приводить в конечном счете к увеличению скорости молекул, летящих вверх (V'_u). Увеличение одновременно величин V'_u и V_u за счет этого эффекта приведет к увеличению средней величины $\frac{V'_u + V_u}{2}$, что будет характеризовать состояние неустойчивой температурной стратификации в атмосфере.

Если величина ρ с высотой будет падать, то это для молекул, летящих вверх, приведет к увеличению величины λ , а значит увеличится проявление силы тяжести на молекулах, летящих вверх, и в конечном счете это приведет к уменьшению величины V_u за счет этого эффекта.

Для молекул, летящих вниз, уменьшение плотности ρ с высотой приведет к уменьшению величины свободного пробега для молекул (λ), летящих вниз, а следовательно, к уменьшению эффекта силы тяжести и в конечном счете к уменьшению величины V_u .

Одновременное уменьшение величин V_u и V'_u за счет этого эффекта приведет к уменьшению средней величины $\frac{V_u + V'_u}{2}$, что будет характеризовать случай устойчивой температурной стратификации в атмосфере.

Таким образом, на основании представленного примера можно сделать вывод о том, что наблюдаемые в экспериментах [1-5] изменения средней величины $\frac{V'_u + V_u}{2}$ могут быть связаны с проявлением этого эффекта.

О возможности существования анизотропии хаотической скорости молекул в горизонтальной плоскости

Выше мы рассмотрели движение хаотической скорости молекул вверх и вниз с учетом влияния на них силы тяжести и плотности (вязкости) атмосферы. Для молекул, движущихся в горизонтальной плоскости, оказывать влияние на их скорость может лишь только вязкость (плотность) атмосферы. Поскольку, как отмечалось выше, плотность атмосферы оказывает влияние на перемещение молекул в любом направлении, оценим, как будет влиять плотность атмосферы на скорость молекул, движущихся по ветру и навстречу ему, причем движение молекул происходит в данном случае под действием силы, связанной с градиентом плотности. В этом случае формулу (1) мы представим в таком виде

$$V' = \frac{ar^2}{gn} (\delta - \rho), \quad (7)$$

где a – ускорение, сообщаемое молекуле градиентом плотности атмосферы.

Для молекул, летящих по ветру, величина ρ будет меньше, а для летящих навстречу величина ρ будет больше. Это должно приводить к тому, согласно (7), что хаотическая скорость молекул, летящих навстречу ветру, будет меньше, а по ветру – будет больше, а перпендикулярно направлению ветра она не будет меняться. Но здесь возможен и другой механизм анизотропии горизонтальной составляющей хаотической скорости молекул.

Известно, что горизонтальный ветер возникает вследствие неравномерного горизонтального распределения давления, которое, в свою очередь, обусловлено неравномерностью температуры в атмосфере.

Под действием перепада давления (барический градиент) воздушные массы испытывают ускорение, направленное от атмосферы высокого давления к низкому.

Допустим, между областью А и В, находящихся на некотором расстоянии в горизонтальной плоскости друг от друга, возник перепад давления, который, в свою очередь, вызван

перепадом температур. Положим, что температура под областью А возросла. Это должно привести к понижению плотности атмосферы под этой областью и снижению давления по сравнению с областью В. в результате чего начнут перемещаться воздушные массы из области В в область А. Но в области В температура воздуха меньше, а значит из области В в область А будут перемещаться частицы, хаотическая скорость которых будет меньше, чем в области А. Следовательно, и горизонтально летящие молекулы будут иметь меньшие хаотические скорости, чем летящие навстречу ветру.

Какой из этих двух механизмов действительно существует в природе, должен решить эксперимент.

Таким образом, на основании представленных здесь рассуждений можно сформулировать гипотезу о том, что в атмосфере Земли должна существовать анизотропия хаотической скорости молекул в горизонтальной плоскости, ее величина должна быть различной по направлению ветра и против ветра.

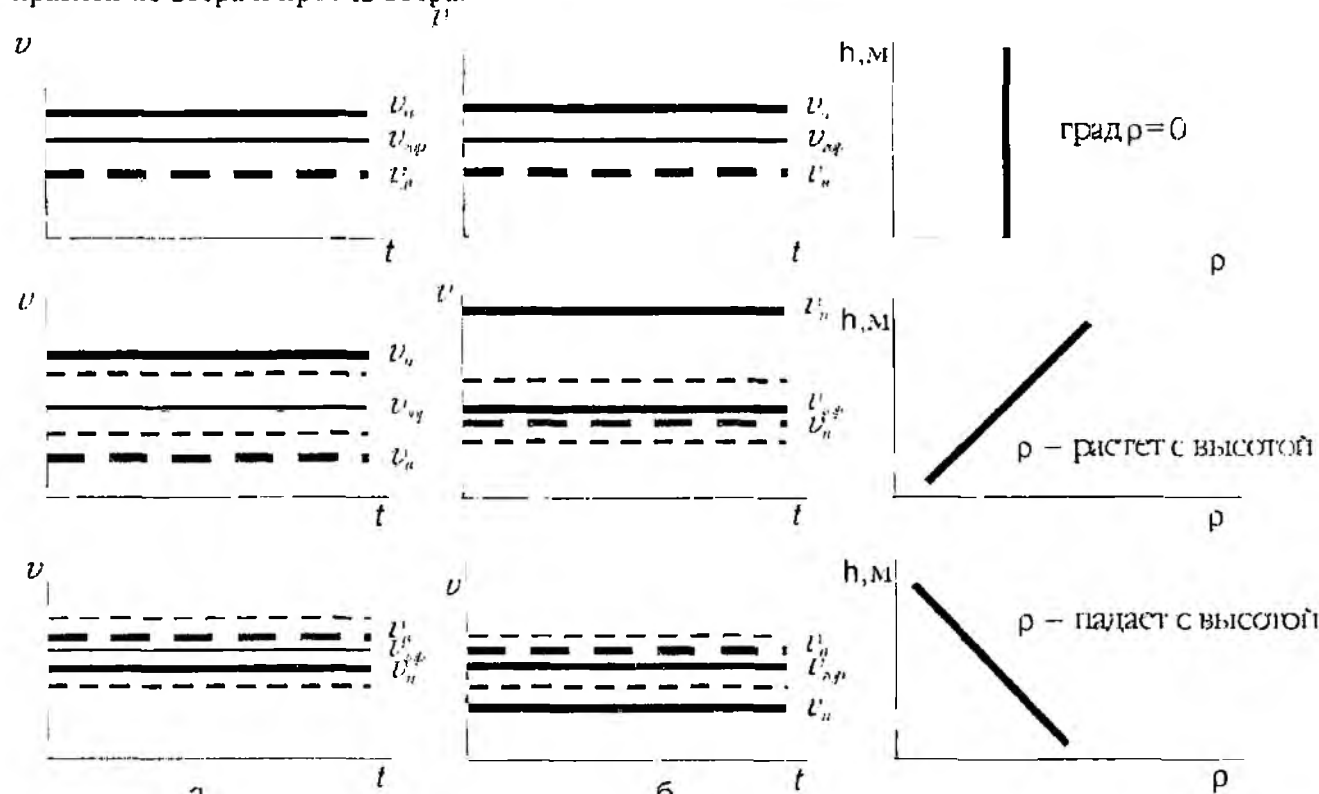


Рис. 1

Выводы

1) В атмосфере Земли должно существовать различие между величиной хаотической скорости молекул, движущихся вверх и вниз, связанное с действием одновременно силы тяжести и градиента плотности атмосферы. причем это различие должно изменяться определенным образом в зависимости от температурной стратификации атмосферы.

2) В атмосфере Земли должна существовать анизотропия хаотической скорости молекул в горизонтальной плоскости, связанная со скоростью ветра, причем, ее величина по ветру и против ветра должна быть различна.

3) В атмосфере Земли должна существовать зависимость от длины свободного пробега молекул (т.е. плотности атмосферы) проявления силы тяжести на скоростях молекул, движущихся вниз и вверх, причем, с повышением плотности атмосферы (с уменьшением λ) проявление силы тяжести уменьшается, а с понижением плотности — проявление силы тяжести на скоростях молекул вверх и вниз увеличивается. Существование этого эффекта позволяет объяснить наблюдений в экспериментах [1-5] эффект анизотропии хаотической скорости молекул для среднего значения скорости их вверх и вниз.

Список литературы: 1. *Делов И.А.* Анизотропия параметров ионизованного метеорного следа, связанных с молекулярными процессами в атмосфере // Изв. АН СССР «Геомагнетизм и эргономия». 1986. Т. 26 № 2. С. 265–268. 2. *I.A. Delov, N.I. Slipchenko* Some new results of acoustic echo-signals phase characteristics measurements when sounding atmosphere simultaneously in two directions different in the angular altitude. Proceedings of the 11th international symposium on acoustic remote sensing and associated techniques of the atmosphere and oceans. 24-28 June 2002, Rome. Italy, P. 69-72. 3. *Делов И.А., Слипченко Н.И.* Результаты экспериментальных исследований анизотропии молекулярных процессов атмосферы с помощью акустического зондирования // Прикладная радиоэлектроника. 2004. Т. 3. №3 С. 27-36 4. *Делов И.А. Слипченко Н.И.* Результаты оценки анизотропии молекулярных процессов атмосферы с помощью фазового способа при акустическом зондировании атмосферы в различных по углу места направлениях // Сб. тезисов докладов по материалам 10-й юбилейной междунар. науч. конференции «Теория и техника передачи, приема и обработки данных». Харьков – Туапсе, 28 сентября – 1 октября 2004 г. Ч. 1. С. 275-276. 5. *Бондаренко М.Ф., Слипченко Н.И., Делов И.А., Леонидов А.В.* Результаты измерений анизотропии температуры атмосферы в приземном слое Земли контактным способом // Прикладная радиоэлектроника. 2005. Т. 4, №4. С. 383-393. 6. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Ленинград: Гидрометеорологическое изд-во, 1969. 647 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 10.10.2006

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ КРАСИТЕЛЯ ОКСАЗИН 1 В ТВЕРДОЙ ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Поиск новых активных сред для лазеров на красителях (ЛК) не прекращается на протяжении всех сорока лет, которые прошли с момента создания лазеров этого типа. Основными направлениями поиска являются как непосредственный синтез новых эффективных красителей, пригодных для применения в обычных жидкостных ЛК, так и работы по созданию активных сред, в которых активное вещество пребывает в другом агрегатном состоянии, в частности твердом [1-6]. При обзоре работ, посвященных лазерам на красителях на основе полимерных матриц можно выделить два направления, в которых ведутся основные исследования. Первое, в том числе и хронологически, связано с использованием в качестве источников накачки импульсных лазеров различных типов, преимущественно твердотельных. В этом случае полимерный ЛК служит преобразователем излучения лазера накачки с фиксированной длиной волны в перестраиваемое по спектру излучение генерации лазера на красителе. При этом длина активной зоны матриц ЛК составляет от десятков микрон в пленочных образцах до единиц сантиметров в матрицах – «таблетках», а длительности импульсов накачки как правило не превышают нескольких десятков наносекунд. Однако для многих практических целей, в которых могли бы использоваться полимерные ЛК, требуются более длительные импульсы излучения, в частности микросекундной длительности. Также были проведены эксперименты при использовании в качестве источников накачки жидкостных лазеров на красителях. Они продемонстрировали возможность получения длинноимпульсной генерации на матрицах из активированного красителем полиметилметакрилата (ПММА) [7]. Непосредственного практического значения эти эксперименты не имели, так как возбуждать одним лазером на красителе другой, пусть даже твердотельный, лазер на красителе нетехнологично. Тем не менее, эти эксперименты положили начало второму направлению исследований – осуществлению накачки полимерных активных элементов излучением лазерных диодов. Очевидно, что это направление наиболее перспективно, так как должно привести к созданию компактных, в высшей степени технологичных перестраиваемых лазеров. Принципиальная возможность осуществления этой идеи уже успешно продемонстрирована [8, 9], что позволяет надеяться на успех в будущем. Пока же достижению практически значимых результатов препятствует отсутствие полупроводниковых лазеров большой мощности, генерирующих в видимом диапазоне электромагнитного спектра, которые могли бы быть использованы для накачки полимерных матриц с красителем.

Сделать твердотельный ЛК самостоятельным лазером, а не преобразователем излучения других лазеров могло бы использование ламповой накачки, как это чаще всего делается в жидкостных лазерах. Однако попытки применить импульсные лампы для возбуждения полимерных активных элементов на основе ПММА обнадеживающих результатов не дали [10, 11]. Это объяснялось недостаточным оптическим качеством активной среды, низкой фотостойкостью к ультрафиолетовой части излучения ламп как самого полимерного материала, так и внедренного красителя. К этому же можно добавить и другие эффекты, проявляющиеся при больших длительностях импульсов накачки, характерных для ламп, находящихся в пределах от единиц до нескольких десятков микросекунд. Прежде всего речь идет об эффекте уменьшения пороговой мощности разрушения полимера при увеличении длительности импульса облучающего света [12]. Это обстоятельство побудило искать другие, более стойкие к импульсному облучению полимерные материалы для изготовления матриц. Одним из таких материалов является полиуретан и его производные [13]. Так как пригодные для изготовления лазерных активных элементов полиуретановые смолы появились относительно недавно, они исследованы гораздо меньше, чем другие полимеры. Этот недостаток мы попытались восполнить в опубликованной ранее работе [14]. В этой работе нами изготовлены и испытаны при микросекундной монохроматической накачке цилиндрические

активные элементы на основе полиуретана с внедренными в него красителями родамин 6G и оксазин 17. Результаты исследований позволили говорить о возможности использования полиуретана для создания твердотельных лазеров на красителях с микросекундными длительностями импульсов излучения. Однако эти результаты еще не имели достаточной практической значимости, поскольку полученная эффективность преобразования энергии накачки в энергию генерации не превышала 6%. Такую небольшую величину коэффициента преобразования можно объяснить тем, что вся система в целом не оптимизировалась с целью получения максимальной эффективности. Предметом дальнейших исследований должно стать повышение коэффициента преобразования излучения накачки в полиуретановых матрицах при микросекундной накачке. Предпосылкой для этого могут служить результаты работы [13], в которой сообщается о достижении коэффициента преобразования ~30% на матрице из полиуретана, активированного родамином 6G. Правда, при этом генерация осуществлялась при квазипродольном возбуждении матрицы толщиной 2 мм излучением второй гармоники ИАГ:Nd³⁺-лазера с длительностью импульса 18 нс. Однако можно было надеяться, что коэффициент преобразования удастся повысить и в условиях поперечной микросекундной накачки протяженных матриц улучшением их оптического качества и соответствующей оптимизацией системы в целом. Поэтому цель данной работы - создание эффективно генерирующих при микросекундной накачке активных элементов на основе активированного красителями полиуретана и исследование их генерационных характеристик.

Характеристики полиуретановых матриц и методика эксперимента

В качестве активного вещества, которое вводилось в полиуретановые матрицы, был выбран краситель Оксазин 1. Как показали предварительные опыты, этот краситель хорошо внедрялся в полиуретан, не испытывая обесцвечивания в процессе полимеризации. Более того, в твердом активном элементе Оксазин 1 люминесцировал более эффективно, чем в этанольном растворе. Об аналогичном эффекте увеличения квантового выхода флуоресценции красителя Оксазин 725 в модифицированном ПММА сообщалось в [15], и там же даны ссылки на работы, поясняющие этот эффект. Спектральные характеристики полученной активной среды показаны на рис. 1, где приведены нормированные спектры поглощения *D* и флуоресценции *F*.

Матрицы представляли собой кварцевые цилиндры длиной 2 см и радиусом 1 см с плоско-параллельными торцами, заполненные полиуретаном с внедренным красителем. Тем самым они напоминали кюветы обычного жидкостного лазера на красителе. Компоненты полимерного компаунда до смешивания тщательно дегазировались, смесь заливалась в кварцевые кюветы, где и происходила сама полимеризация. Для получения наилучшего оптического качества тщательно подбирался температурный режим и обеспечивалась гермостабилизация образцов в течение всего времени процесса полимеризации. Это время зависело от температурного режима и составляло от нескольких суток до нескольких недель. Помимо оптического качества существенное влияние на эффективность генерации оказывает концентрация красителя в активном элементе. Поэтому для определения оптимальной концентрации был изготовлен набор матриц с различными концентрациями: от 10^{-3} моль/л до $1,25 \cdot 10^{-4}$ моль/л.

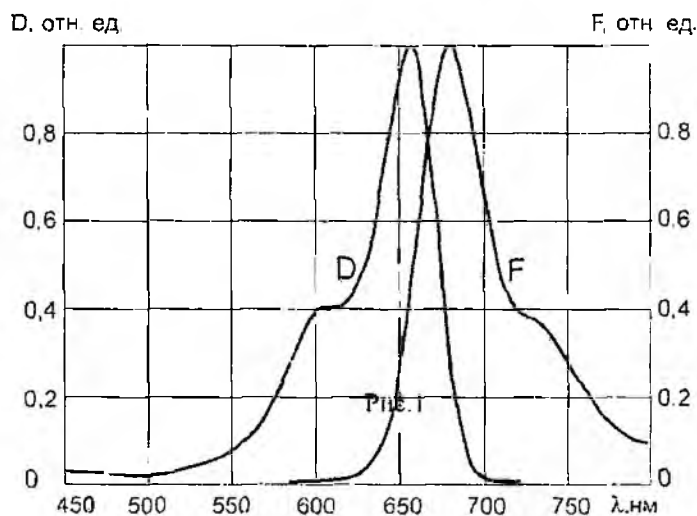


Рис. 1

Генерационные характеристики изготовленных матриц исследовались на установке, схема которой показана на рис. 2. В ней применялся вариант поперечной накачки матрицы с красителем как единственно возможный при длинах матрицы порядка 2 см. Излучение лазера накачки 1 фокусировалось при помощи цилиндрической линзы 2 на матрицу с красителем 3. Резонатор твердотельного лазера на красителе был образован глухим зеркалом R_1 с коэффициентом отражения ~ 0.99 и выходным зеркалом R_2 , коэффициент отражения которого варьировался. Энергии генерации и накачки измерялись калориметрическими измерителями ИМО-2М (соответственно 5 и 6), а спектр излучения регистрировался на фотопластинах при помощи камеры УФ-90 с дифракционной решеткой 1200 штр./мм (4). В качестве источника накачки применялся жидкостной ЛК на этанольном растворе красителя Оксазин 17, собранный на основе обычной цилиндрической кюветы, возбуждаемой

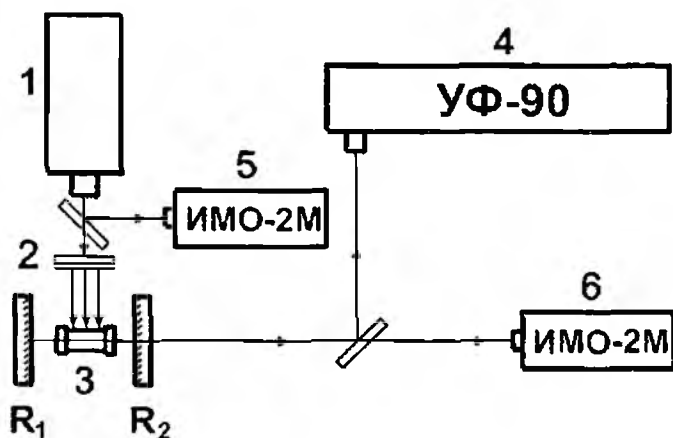


Рис.2

линейными импульсными лампами ИФП-5000 с длиной разрядного промежутка 30 см. Этот лазер генерировал импульсы излучения с длительностью $\sim 5 \text{ мкс}$ и энергией до $1,5 \text{ Дж}$ в спектральном диапазоне 650- 660 нм. Как можно видеть из рис. 1, такой спектр возбуждения попадает практически в максимум полосы поглощения твердой матрицы.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Поиск оптимальных условий генерации осуществлялся путем измерения энергии излучения E_g полиуретановых матриц в резонаторах с различным коэффициентом отражения выходного зеркала R_2 при варьировании энергии возбуждения E_p . Наиболее интересные результаты показаны на рис. 3, где приведены зависимости энергии генерации (сплошные кривые 1-4) и к.п.д. (штриховые кривые 1'-4') от энергии накачки для четырех матриц с различной концентрацией C красителя. Кривые 1,1' соответствуют $C = 10^{-3} \text{ моль/л}$, 2,2' - $C = 5 \cdot 10^{-4} \text{ моль/л}$, 3,3' - $C = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ моль/л}$, 4,4' - $C = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ моль/л}$. Зависимости 1,1' и 2,2' для матриц с большой концентрацией снимались при значении коэффициента отражения выходного зеркала 4%, который оказался оптимальным для этих матриц. Зависимости 3,3' получены при $R_2 = 0,2$, а 4,4' - при $R_2 = 0,3$. Зеркала с такими коэффициентами отражения дали лучшие результаты для соответствующих матриц. Из рис. 3 видно, что наивысшая эффективность преобразования была достигнута в матрице с концентрацией $C = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ моль/л}$ и составила $\sim 23\%$. Наибольшее значение энергии генерации равнялось 127 мДж и было получено на матрице с концентрацией $C = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ моль/л}$. При этом энергия накачки составляла 560 мДж , а плотность энергии возбуждения на поверхности матрицы превышала 1 Дж/см^2 . Следует отметить, что такие высокие плотности энергии полиуретановые матрицы выдерживали без видимых следов деструкции, если в возбуждаемом объеме не присутствовали какие-либо микровключения. Это означает, что для обеспечения высокой лучевой стойкости полимерных активных элементов важны не только теплофизические и упругие свойства самого полимера, но и оптическая чистота изготовленных из него матриц.

В ходе работы регистрировались также и спектры генерации полиуретановых матриц, активированных красителем Оксазин 1. При этом обнаружено, что в зависимости от условий эксперимента возникала генерация либо в одной, либо в двух спектральных полосах. Это де-

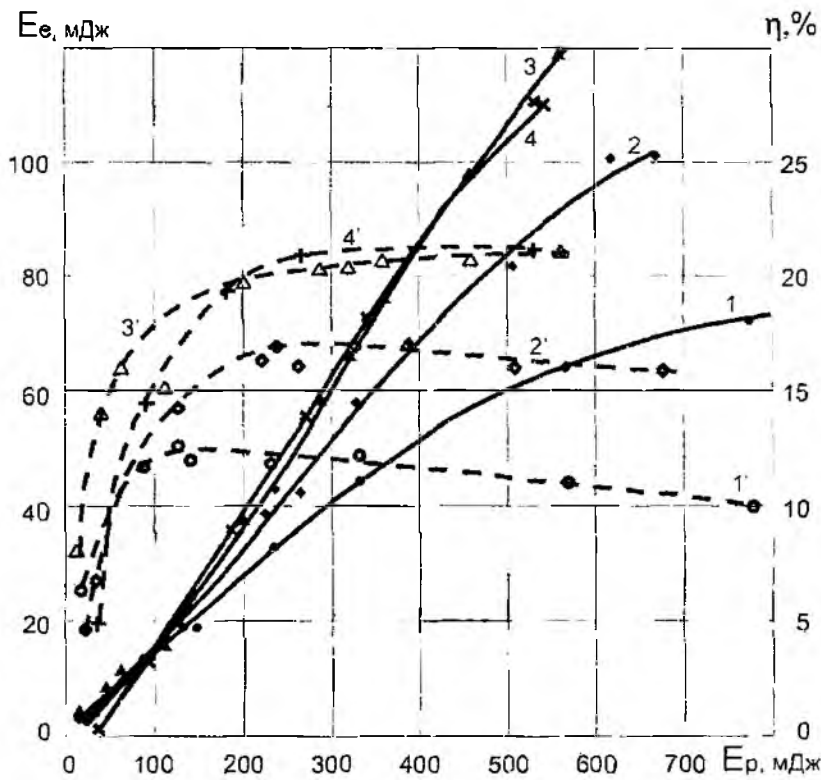


Рис.3

монстрирует рис. 4. на котором представлены спектры генерации матрицы с концентрацией $C=1,25 \cdot 10^{-4}$ моль/л при разных энергиях накачки для двух различных значений R_2 . Здесь же, в нижней части снимка, показаны реперные линии ртути (Hg).

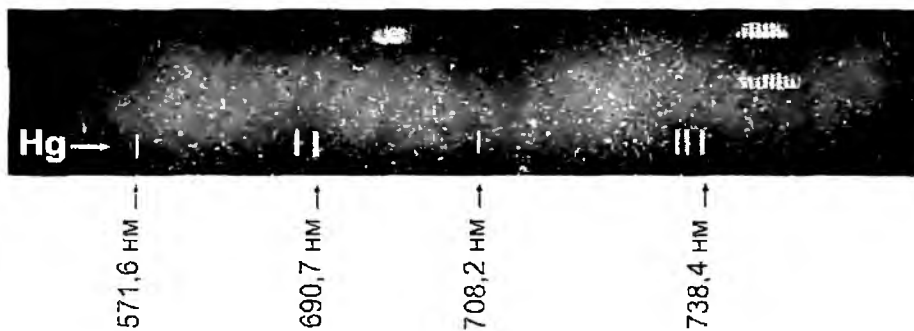


Рис.4

Двухполосная генерация (верхний спектр) наблюдалась при использовании выходного зеркала с коэффициентом отражения $R_2=0,22$ и энергии накачки 230 мДж. Видно, что коротковолновая полоса возникла в области 700 нм, а длинноволновая – в районе 745 нм. Когда же добротность резонатора была повышена ($R_2=0,65$) а энергия накачки уменьшена до 160 мДж, то наблюдаются лишь однополосная длинноволновая генерация (нижний спектр). Отметим, что аналогичные спектры генерации описаны авторами работы [15] для матриц из полиметилметакрилата с красителем Оксазин 725. По нашему мнению такие спектральные свойства генерирующих твердых матриц с оксазинами можно объяснить характером спектра флуоресценции, имеющего второй максимум в длинноволновой части. Этот факт, а также наличие значительного перекрытия полос поглощения и флуоресценции может приводить к существованию двух сопоставимых по величине максимумов в спектральном контуре коэффициента усиления лазера. Относительная величина этих максимумов должна зависеть от концентрации

красителя и добротности резонатора, а условия возникновения генерации в той или иной полосе будут определяться еще и интенсивностью накачки. Для наглядности положение полос генерации относительно спектра флуоресценции показано на рис. 1 серыми столбцами.

Выводы

Таким образом, в ходе работы исследованы энергетические и спектральные характеристики излучения активированных красителем Оксазин 1 полиуретановых матриц при возбуждении их лазерными импульсами микросекундной длительности. В условиях применения поперечной схемы возбуждения осуществлена эффективная генерация на полимерных матрицах с коэффициентом преобразования до 23 %. Продемонстрирована высокая лучевая стойкость полиуретановых матриц, позволившая использовать высокие плотности возбуждающей энергии и получить при этом энергию генерации свыше 120 мДж. Результаты работы позволяют сделать вывод о том, что полиуретан является перспективным материалом для создания активных элементов твердотельных лазеров на красителях.

Список литературы: 1. *Лазеры на красителях* / Под ред. Ф. И. Шефера. М.: Мир, 1976. 329 с. 2. *Громов Д.А., Дюмаев К.М., Маненков А.А. и др.* Эффективные лазеры на красителях, внедренных в полимерные матрицы // *Известия АН СССР. Сер. физическая*. 1984. Т.48, №7. С.1387-1389. 3. *Бондар М.В., Пржонская О.В., Тихонов В.А., Феодоткина Н.М.* Влияние полимерной матрицы на эффективность генерации лазерных красителей // *Журнал прикл. спектроскопии*. 1990. Т.52, №4. С.554-560. 4. *Kranzeilbinder G., Leising G.* Organic solid-state dye lasers // *Rep.Prog.Phys.* 2000. V.63. P. 729-762. 5. *Costela A. et al.* Polymeric solid-state dye lasers: recent developments // *Phys.Chem. Chem. Phys.* 2003. V.5. P. 4745-4763. 6. *Singh S. et al.* Solid-state polymeric dye lasers // *J. Luminescence*. 2003. V.101. P. 285-291. 7. *Duarte F.J., Taylor T.S., Costela A. et al.* Long-pulse narrow-linewidth dispersive solid-state dye laser oscillator // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 3987-3989. 8. *Scheps R.* Near-IR dye laser for diode-pumped operation // *IEEE J. Quantum Electron.* 1995. V.31. P. 126. 9. *Pacheco D.P., Russell W.H., Aldag H.R.* Solid-state dye lasers pumped directly by diode lasers / *Proc. SPIE Solid State Lasers XIII*. 2004. V. 5332. P. 180-188. 10. *Peterson O.G., Snavely B.B.* Stimulated emission from flash-lamp-excited organic dyes in polymethylmethacrylate // *Appl.Phys.Lett.* 1967. V.10, №11. P. 266-267. 11. *Drake J.M., Tam E.M., Morse R.I.* The use of light converters to increase the power of flashlamp-pumped dye lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1972. V.8, №2. P. 92-94. 12. *Ковалев А.А., Макианцев Б.И., Пилипецкий Н.Ф. и др.* Эффекты накопления и временная зависимость порога оптического пробоя твердых прозрачных диэлектриков при воздействии когерентного излучения // *Квантовая электроника*. 1980. Т. 7, №6. С. 1287-1303. 13. *Безродный В.И., Деревянко Н.А., Ищенко А.А., Карабанова Л.В.* Лазер на красителях на основе полиуретановой матрицы // *ЖТФ* 2001. Т. 71. Вып.7. С. 72-78. 14. *Николаев С.В., Пожар В.В., Дзюбенко М.И.* Лазерная генерация микросекундных импульсов на полиуретановых матрицах, активированных красителями // *Квантовая электроника* 2006. Т.36, №8. С.758-762. 15. *Russell J.A., Pacheco D.P., Aldag H.R.* Efficient, tunable near-infrared solid-state dye laser with good beam quality / *Proc. SPIE Solid State Lasers XIV*. 2005. V. 5705.

*Институт радиофизики и электроники
им. А.Я. Усикова НАН Украины*

Поступила в редакцию 27.11.2006

ПРОЕКТНЫЕ РЕШЕНИЯ ПОВЫШЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Введение

В процессе эксплуатации контрольно-измерительных систем датчик является частью конструкции изделия, параметр которого подлежит измерению. Отказ датчика может привести не только к потере информации об измеряемом параметре, но и к выходу из строя ответственных узлов и контролируемого изделия в целом.

В каждом конкретном случае обеспечение надежности проектируемого датчика достигается различными способами, исходя из опыта разработчика, потенциальных возможностей совершенствования данной конструкции и условий, в которых он будет эксплуатироваться.

Механическая надежность датчика должна обеспечиваться уже на стадии проектирования, так как в случае несоответствия разрабатываемой конструкции требованиям надежности, возникает трудоемкая работа по внесению изменений в конструкцию, которые могут оказаться неэффективными.

Принцип равнонадежности предполагает определение вероятности неразрушения каждого элемента конструкции с дальнейшим учетом соответствующих коэффициентов запаса прочности [1]. При проектировании корпусных деталей датчиков механических величин существует относительная свобода в выборе величины коэффициента запаса прочности и возможность воспользоваться результатами предыдущих разработок. В случае расчета механических параметров упругих элементов (УЭ) практически всегда возникает ситуация, когда для обеспечения заданных метрологических характеристик используется так называемый технологический способ повышения чувствительности [2]: при этом стремятся повысить чувствительность к измеряемому параметру за счет увеличения механических напряжений в элементах конструкции датчика. Это неизбежно влечет за собой уменьшение диапазона линейного преобразования и ухудшение частотных свойств преобразователей из-за уменьшения собственной резонансной частоты УЭ.

Оптимальное решение заключается в нахождении разумного компромисса между потерями, связанными с недостаточной информативностью датчика и возможной утратой дорогостоящего изделия.

Конструкция кремниевого измерительного модуля

При проектировании трехпараметрового (давление – температура – вибрационные ускорения) датчика [3] вопросы обеспечения механической надежности решались при следующих допущениях:

- для разработки корпусных деталей датчика в качестве базовой конструкции был выбран тензомодуль серии Д ТУ 25-7301.061-89 (Изготовитель – ПО «Орлэкс», г. Орел, Россия), широко применяемый в течение многих лет в таких распространенных измерительных преобразователях, как изделия типа «Сапфир», КРТ, «Агат», «Сафир», МТ-100, «Метран» и др.:

- для защиты кремниевых интегральных преобразователей (КИП) от механических перегрузок был выбран вариант ограничения прогибов УЭ кремниевыми крышками, выполняемыми одинаковыми с формообразованием КИП методами глубокого (до 350–400 мкм) химического анизотропного травления монокристаллического кремния ориентации (100), обеспечивающими размеры по глубине травления с точностью ± 3 мкм [2].

В настоящей работе методика расчетов выбранного способа повышения механической надежности КИП – ограничения прогибов УЭ рассматривается применительно к преобразователю вибрационных ускорений, как наименее жесткому элементу конструкции датчика. Расчет напряженно-деформированного состояния УЭ КИП мембранного типа подробно изложен во

многих работах (см., например [4]) и может быть использован при проектировании ограничителей прогибов по предлагаемому алгоритму для преобразователей давления. Терморезисторы располагаются на толстой части кремниевого кристалла, т.е. с точки зрения механической прочности преобразователь температуры заведомо надежнее КИП давления и вибрации.

Конструкция кремниевого измерительного модуля описана в работе [3].

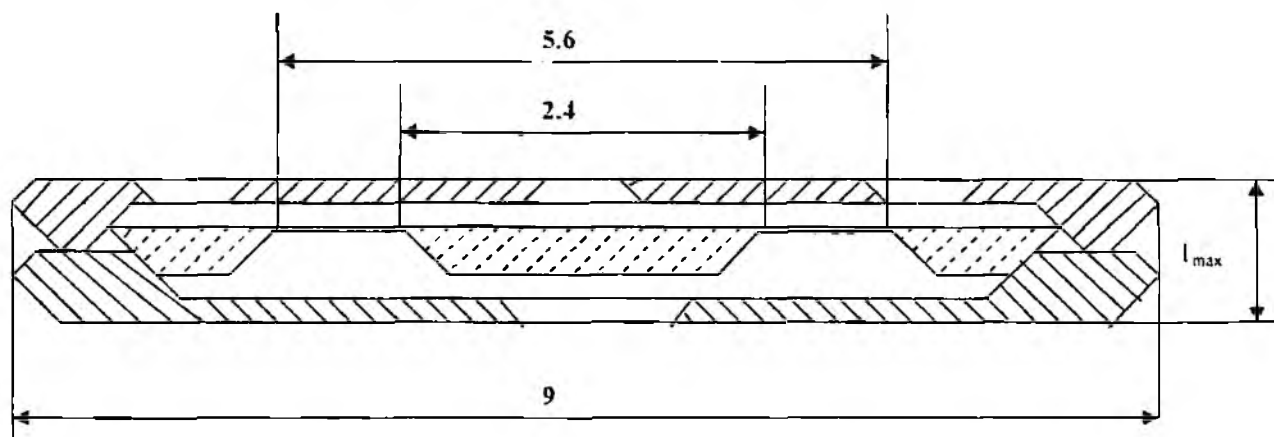


Рис. 1

Кремниевый интегральный преобразователь механических величин размещается между двумя крышками (рис. 1). Крышки имеют высокую воспроизводимость геометрических размеров, поскольку изготавливаются групповыми методами химического анизотропного травления и служат для защиты электрической измерительной схемы от механических повреждений, перегрузок, а также развязки от термомеханических напряжений, возникающих после соединения кремниевой измерительной ячейки с корпусными деталями. Тензопреобразователь вибрационных ускорений представляет собой кремниевый кристалл по оси симметрии которого сформирован упругий элемент – балка шириной 1,2 мм, концы которой жестко зацементированы. По центру, с непланарной стороны кристалла, теми же методами анизотропного травления сформирован так называемый жесткий центр, выполняющий в акселерометрах роль инерционной массы.

Принцип действия преобразователей механических величин основан на тензоэффекте в резистивных слоях монокристаллического кремния. Измеряемый механический параметр линейно преобразуется в деформацию упругого элемента, что приводит к изменению электрического сопротивления тензорезисторов, включенных в традиционную для тензопреобразователей измерительную схему, представляющую собой полный мост Уитстона с целями балансировки начального выходного сигнала и регулировки чувствительности.

Расчет диапазона измерений преобразователя вибрационных ускорений

Упрощенная модель преобразователя вибрации представляет собой жестко закрепленную по краям балку, на которую по центру действует сила, пропорциональная величине инерционной массы и измеряемому ускорению. На основании принципа суперпозиции, при наличии ускорения, максимальный прогиб упругого элемента от воздействия сосредоточенной нагрузки по оси симметрии и распределенной нагрузки на балку составят

$$y = \frac{al^3 \rho (2V_{жц} + V_B)}{32 E b h^3}, \quad (1)$$

где a – ускорение, m/c^2 ; l – длина балки, m ; b – ширина балки, m ; h – толщина балки, m ;
 $V_{жц} = \frac{(H-h)}{3 \operatorname{tg}^2 \alpha} \left[b^3 \operatorname{tg}^2 \alpha + 6(b \operatorname{tg} \alpha - H + h)^2 \right]$ – объем жесткого центра (инерционной массы), m^3 ;
 $V_B = b l h$ – объем балки, m^3 ; H – толщина исходной кремниевой пластины, m ; α – угол травления, град; ρ – плотность кремния, $2,332 \times 10^3 \text{ кг}/m^3$ [4]; E – модуль упругости монокристаллического кремния (100), 131 ГПа [5].

Поскольку механические напряжения, возникающие в области расположения тензорезисторов $\sigma = M_x / W_x$, а для балки прямоугольного сечения момент сопротивления $W_x = bh^2/6$, то определив момент в области жесткого защемления балки:

$$M_x = \frac{a l \rho (3V_{жл} + 2V_b)}{24}, \quad (2)$$

получаем аналитические зависимости, связывающие необходимые для расчета параметры: диапазон измеряемых вибрационных ускорений, толщину балки – параметр, наиболее часто используемый в преобразователях механических величин для регулировки чувствительности, и максимальный прогиб по центру балки, определяющий глубину травления крышек, ограничивающую прогиб УЭ для защиты тензопреобразователя от перегрузок.

Задавшись с полуторакратным запасом диапазоном изменения деформаций, ограниченным пределом прочности кремния на изгиб ($[\sigma]_{пр} = 7 \text{ кгс/мм}^2$ [5]), решаем систему уравнений относительно измеряемого параметра – вибрационного ускорения в единицах $g = a/9.8$:

$$g = \frac{80 b h^2}{49 l^2 \rho} \sqrt{\frac{[\sigma]_{пр} E h y}{3(2V_{жл} + V_b)(3V_{жл} + 2V_b)}}. \quad (3)$$

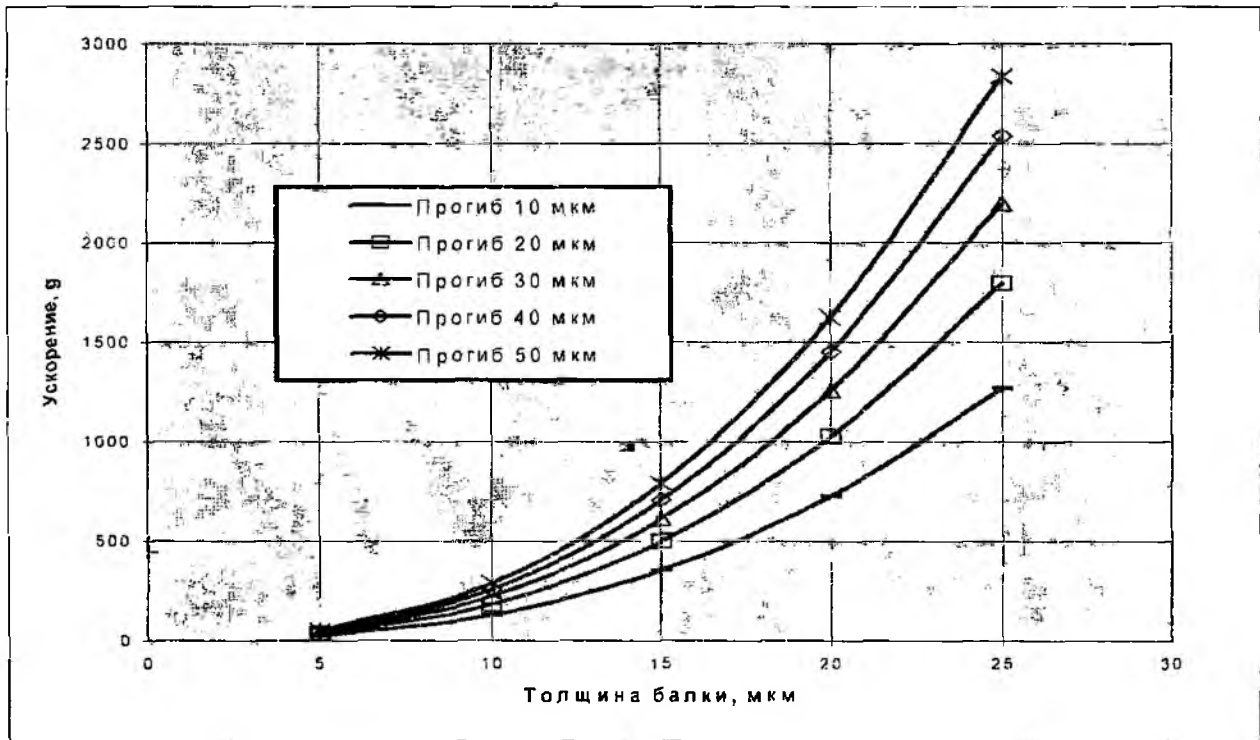


Рис. 2

В качестве примера, данная зависимость для конкретных геометрических параметров разработанного акселерометра, соответствующих линейным размерам элементов конструкции, указанным на рис. 1, представлена в виде графика, позволяющего для требуемого значения измеряемого вибрационного ускорения без дополнительного пересчета определить глубину анизотропного травления при изготовлении кремниевых интегральных преобразователей и ограничительных крышек.

Линейный диапазон преобразования деформаций в изменение сопротивления тензорезисторов реализуется при значениях $\Delta R / R \leq 0.01$, при этом для выбранного типа кремния механические напряжения $\sigma = 2 \Delta R / R \pi_{44} (\pi_{44} = 64.2 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1})$ [6].

Тогда требуемые глубины анизотропного травления для заданного номинального диапазона измерений могут быть определены из графика, представленного на рис. 3.

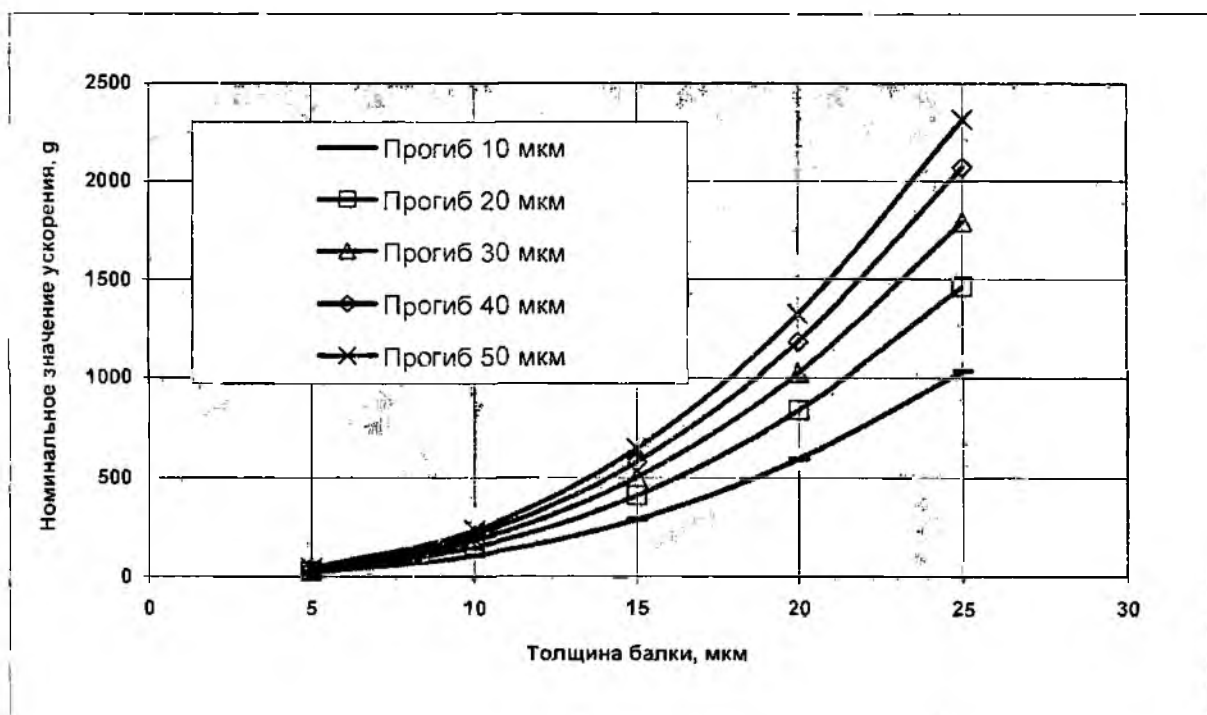


Рис. 3

Заключение

Таким образом, производя расчет по предлагаемому алгоритму, располагая в результате аналитическими или, для наглядности, графическими зависимостями, связывающими измеряемый параметр с основными геометрическими характеристиками УЭ, несложно без значительных затрат труда и времени не только определить основные параметры конструкции шп, но и решить обратную задачу – определить диапазон измерений разрабатываемой конструкции, исходя из технологических возможностей производства

При этом можно воспользоваться широко представленными в технической литературе упрощенными формулами для инженерных расчетов параметров упругих элементов различных форм [7] и на этапе проектирования оценить выбор формы УЭ с точки зрения возможности технической реализации защиты датчика от механических перегрузок, то есть повышения его механической надежности.

Список литературы: 1. Половко А.М. Основы теории надежности. М.: Наука, 1964. 446 с. 2. Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. М.: Энергоатомиздат, 1983. 136 с. 3. Костышин Я.Я., Старков В.Е., Харенко К.Ю. Многопараметровые кремниевые интегральные датчики физических величин с элементами коммутации на основе пленочного фольгированного полиимида // Технология приборостроения. 2004. №1. С.29-34. 4. Гридчин В.А. Предельная чувствительность кремниевых интегральных тензопреобразователей с квадратными упругими элементами // Измерительная техника. 1985. №7. С.40-42. 5. Свойства элементов. Ч.1. Физические свойства. Справочник. 2-е изд., М.: Металлургия, 1976. 6. Борцев В.Н., Харенко К.Ю., Барков А.Г. Расчет функции преобразования кремниевого интегрального тензорезисторного преобразователя давления // Автоматика, измерительная и вычислительная техника: Науч. тр. М.: МЛТИ. Вып.205. С.123-129. 7. Проектирование датчиков для измерения механических величин / Под ред. Е.П. Осадчего. М.: Машиностроение. 1979. 480 с.

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ ПРИЕМА ТВ СИГНАЛА В РАЗНЕСЕННОЙ СИСТЕМЕ МЕТЕОРНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

Введение

В настоящее время метод радиолокации метеорных следов является наиболее широко используемым для получения регулярной информации о динамических процессах в нижней термосфере [1-3]. Этот метод позволил получить основные представления о ветровом режиме в области мезопаузы – нижней термосферы (высоты 80-105 км), с помощью наземных радиотехнических средств – метеорных радиолокационных станций (МРЛС). Современная МРЛС для исследования динамических параметров атмосферы Земли – это сложная радиотехническая система, предназначенная для оценки регулярных и нерегулярных составляющих ветрового режима, таких как скорость преобладающего ветра, амплитуды и фазы приливных компонент, параметры внутренних гравитационных волн (ВГВ) и др.

В данной работе проводится анализ условий приема ТВ сигналов в разнесенной системе метеорной радиолокации с целью ее использования для исследования динамических процессов в нижней термосфере. В предлагаемой разнесенной системе метеорной радиолокации в качестве зондирующих сигналов используются сигналы ТВ вещания (1-го и 2-го телевизионных каналов), а пункты излучения и приема сигналов разнесены на несколько сот километров (рис. 1). Для выяснения условий приема необходимо: а) проанализировать возможности измерения радиальной составляющей скорости ветра; б) оценить уровень сигнала, отраженного от метеорного следа и уровень помех на различных удалениях пунктов приема и излучения ТВ сигналов;

Анализ возможности измерения радиальной составляющей скорости ветра в разнесенной системе метеорной радиолокации

Разнесенную систему радиолокации (РСРЛ) можно разделить на два вида: РСРЛ с распространением сигнала «вперед» и РСРЛ с распространением сигнала «назад» (рис. 1).



Рис. 1

Метеорные РЛС для исследования динамики атмосферы измеряют скорость дрейфа отражающей области метеорного следа с использованием эффекта Доплера. В РСРЛ при распространении сигнала «вперед» следует учитывать наличие эффектов Доплера при перемещении отражающей области метеорного следа в двух направлениях визирования (передатчик- метеорный след и метеорный след – приемник) с противоположными знаками. Доплеровская частота в таком случае определяется из выражения:

$$\omega_0 = -\frac{V_{r1} - V_{r2}}{c} \omega, \quad (1)$$

где V_{r1} и V_{r2} – проекции вектора скорости на направление визирования со стороны передатчика и приемника соответственно, c – скорость распространения радиоволн; ω – частота излучаемого сигнала.

На рис. 2 представлен общий случай формирования радиальной составляющей скорости ветра в РСРЛ при распространение сигнала «вперед». Значение радиальной составляющей скорости ветра в точке приема сигнала будет определяться двумя факторами: месторасположением точки зеркального отражения и направлением вектора скорости. Влияние этих факторов не позволяет получить достоверные оценки скорости ветра

В РСРЛ при распространении сигнала «назад» наблюдается двукратный эффект Доплера. Доплеровский сдвиг по частоте в этом случае определяется выражением

$$\omega_D = \omega_{DR} + k(T, R, M) \cdot \omega_{DT} = -(V_{R2} + k(R, T, M) \cdot V_{R1}) \cdot \omega / c, \quad (2)$$

где ω_{DR} и ω_{DT} – частоты Доплера со стороны приемника и передатчика соответственно; $k(T, R, M)$ – коэффициент учитывающий взаимное расположение приемника R , передатчика T и зеркальной точки отражения M . На рис. 3 схематично представлено формирование радиальной составляющей в РСРЛ при распространении сигнала «назад».

Влияние коэффициента $k(T, R, M)$ сказывается тем больше, чем дальше будет смещена точка отражения, относительно прямой TR . Если точка отражения находится непосредственно на прямой TR , то коэффициент $k(T, R, M) = 1$.

В результате математического моделирования была оценена погрешность определения радиальной скорости, вызванная местоположением точки отражения и направлением истинного вектора скорости (см. табл.). При моделировании было принято, что наблюдение ведется в северном направлении, т.е. прямая TR ориентирована по нулевому азимуту.

Таблица

Направление вектора скорости, град	Среднее значение погрешности, %	Максимальное значение погрешности, %	Минимальное значение погрешности, %
0 (Север)	1,8	11,35	1,7E-5
30	2,2	15,46	1,2E-5
60	3,5	16,6	0,01
90 (Восток)	4,0	14,2	0,012

В случае, если в пункте приема определяются угловые координаты отражающей области и известно взаимное расположение передатчика и приемника, может быть использован корректирующий множитель, нивелирующий влияние коэффициента $k(T, R, M)$ [11].

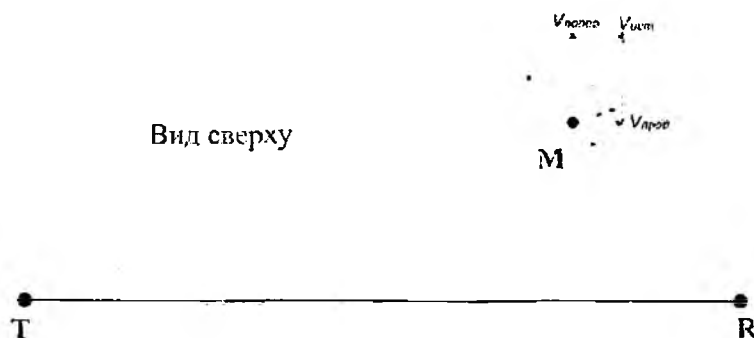


Рис. 2

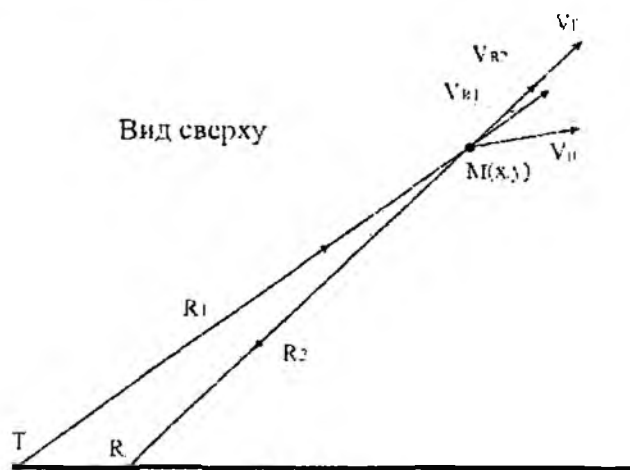


Рис. 3

Вследствие того, что измерение радиальной составляющей скорости ветра в РСРЛ при распространении «вперед» не дает достоверных оценок, далее ограничимся только рассмотрением случая распространения сигнала «назад» (рис. 4).



Рис. 4

Имитационное моделирование распределения уровней ТВ сигнала и помех в приемном пункте РСРЛ

Рассмотрим разнесенную систему радиолокации метеорных следов представленную на рис. 4. Общее выражение для мощности сигнала, рассеянного ненасыщенным метеорным следом имеет вид [2]:

$$P_r = \frac{P_t G_r G_t \lambda^3 \alpha^2}{32\pi^3 R^3} \cdot \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) \cdot f^2(r_0) \cdot I^2, \quad (3)$$

где

$$I = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{x_0} e^{i \frac{\pi}{2} x^2} e^{-\Delta(x_0-x)} dx \right|, \quad f(r_0) = e^{-\left(\frac{4\pi r_0}{\lambda} \right)^2}, \quad \Delta = \frac{8\pi^2 D_0 \sqrt{R}}{v_0 \lambda^3}.$$

Здесь G_T и G_R – коэффициенты усиления антенн (по мощности) пунктов приёма (R) и передачи (T); e – заряд электрона; m_e – масса электрона; c – скорость света; λ – длина волны; P_T – мощность передатчика; α – линейная электронная плотность метеорного следа; R – расстояние до точки зеркального отражения; v_0 – скорость метеорной частицы; r_0 – начальный радиус метеорного следа для зеркальной точки; D_0 – коэффициент амбиполярной диффузии для зеркальной точки.

Максимальное значение I :

$$\varphi(\Delta) = I_{\max} = \frac{1 - e^{-\sqrt{2}\Delta}}{\sqrt{2}\Delta}.$$

В этом случае максимальное значение мощности рассеянного сигнала будет определяться выражением [2]

$$P_r = \frac{P_T G_T G_R \lambda^3 \alpha^2}{32\pi^2 R^3} \cdot \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) \cdot f^2(r_0) \cdot \varphi^2(\Delta).$$

Напряжение на входе приемника определяется выражением

$$E = \sqrt{P_m R_A},$$

где R_A – сопротивление антенны.

Для определения предполагаемых уровней сигнала на входе приемника, проведем имитационное моделирование с учетом законов распределения параметров метеорных следов по скорости, массе и высоте испарения. Согласно [4] закон распределения скоростей метеорных частиц имеет вид изображенный на рис. 5.

Распределение метеорных частиц по массе описано достаточно хорошо в различных источниках [5-7]. Но все они указывают на то, что масса метеорных частиц распределена по степенному закону в диапазоне $10^{-6} - 10^2$ г. При моделировании был выбран экспоненциальный закон распределения по массам с матожиданием равным 10^{-5} г (рис. 6), что характерно для спорадического фона.

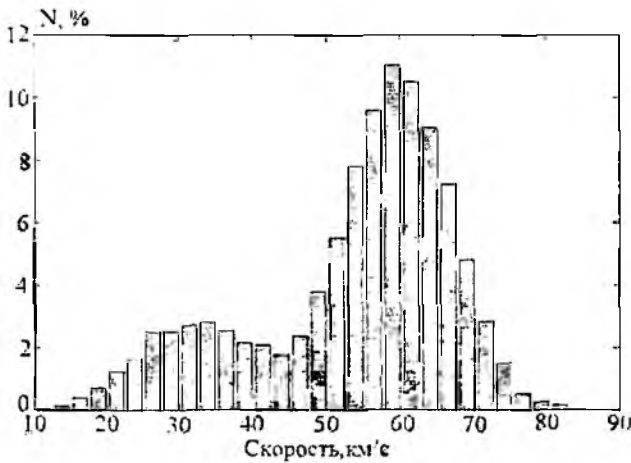


Рис. 5

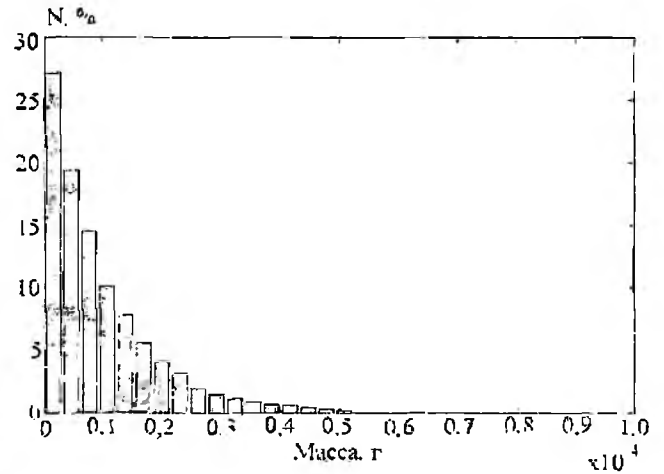


Рис. 6

Длительные наблюдения за метеорными следами показали, что средняя высота образования метеорных следов составляет 90 км. При этом в пределах 85-95 км распределение можно принять равномерным, а вне этих пределов спадающим [4] (рис. 7).

Остальные параметры при расчете были фиксированными и составляли: $G_T = 4$, $G_R = 11$, $P_t = 50$ кВт, $R_A = 75$ Ом, $f_{перед} = 49.75$ МГц. Величина наклонной дальности изменялась в пределах 400-600 км по равномерному закону. Длина выборки 10000 значений.

В результате проведенного моделирования распределение уровней сигнала на входе приемника при распространении «назад» будет иметь вид, представленный на рис. 8. В первом приближении гистограмма уровней сигнала определяется массой метеорных частиц, которая определяет значение линейной электронной плотности метеорного следа. Средний уровень сигнала, при распространении «назад», составляет около 8 мкВ. На рис. 9 представлен график вероятности превышения фиксированных уровней сигнала.

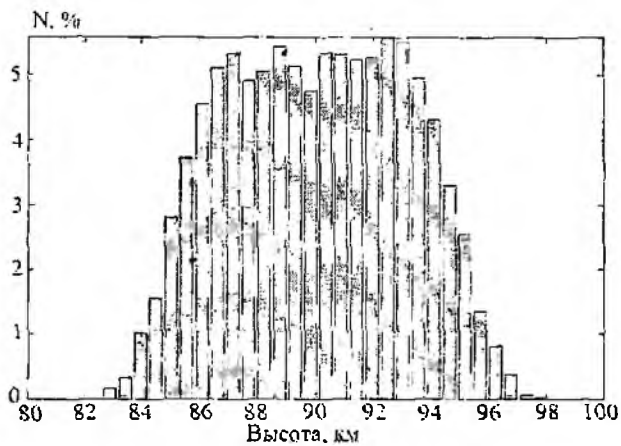


Рис. 7

Определив вероятные уровни полезного сигнала в точке приема, проанализируем уровни помех, которые возникают в результате использования общедоступного радиочастотного ресурса и зависят от месторасположения приемного пункта.

В предлагаемой системе разнесенной радиолокации можно выделить следующие виды помех и шумов, оказывающие влияние на результирующее соотношение сигнал/помеха:

- атмосферные шумы;
- шумы космического происхождения;
- помехи на рабочей частоте ТВ канала.

Уровень шумов атмосферного и космического происхождения в основном определяется эффективной шумовой температурой и полосой пропускания приемного тракта. Мощность шума на входе приемника, для этого рода шумов, определяется выражением [8]:

$$P_n = k T_e \Delta f .$$

где k – постоянная Больцмана. T_e – эффективная температура шума, отнесенная ко входу приемника; Δf – полоса пропускания приемника.

Для метрового диапазона волн эффективная температура шума зависит от рабочей длины волны [8]: $T_e \approx \lambda^{(2 \div 3)}$. Если учесть, что полоса частот ТВ сигнала составляет 6-6.5 МГц, то значение атмосферных помех будет составлять 1.2 мкВ (для 1-го метрового канала).

Наиболее существенными, будут помехи от ТВ передатчиков, работающих на используемой нами длине волны. Это могут быть сигналы близко расположенных передатчиков, сигналы конвертеров ТВ программ, прием ТВ сигнала от далеких станций за счет тропосферного распространения.

Для оценки уровня сигнала от «помеховых» станций, воспользуемся методикой расчета, которая приведена в [9]. Рассмотрим величину вероятных помех в зависимости от расстояния до «помехового» передатчика. Входными данными при расчете являются: мощность ТВ передатчика, эффективная высота передающей антенны, частота ТВ передатчика и рельеф местности.

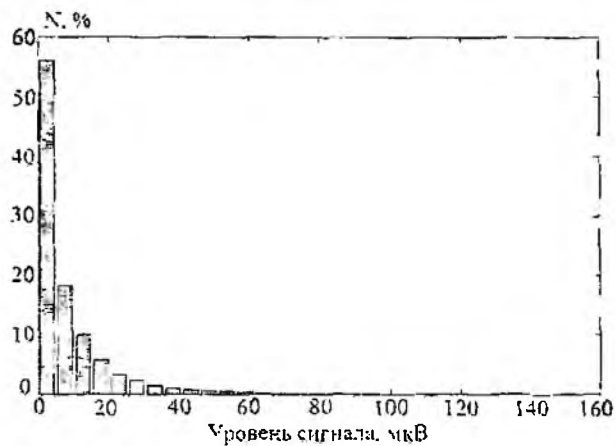


Рис. 8

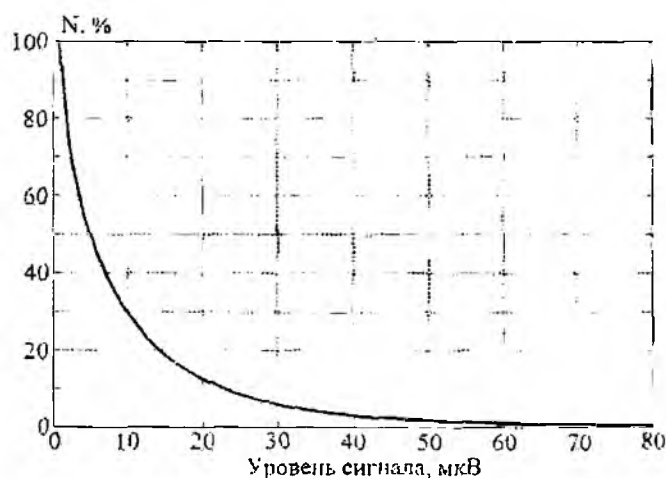


Рис. 9

Так как предварительные расчеты уровня полезного сигнала проводились для частоты 1-го метрового канала, то для этой же частоты необходимо оценить уровень «помехового» сигнала. Мощность передатчика 50 кВт , или 17 дБкВт . Эффективную высоту подвеса антенны возьмем равной 350 м . Рельеф местности – холмистая, со степенью неровности $\Delta h = 150 \text{ м}$.

Согласно [9] нормированная зависимость напряженности поля от расстояния для равнинно-холмистой местности в I-III частотном ТВ диапазоне, при $P_{\Sigma} = 1 \text{ кВт}$, имеет вид, представленный на рис. 10.

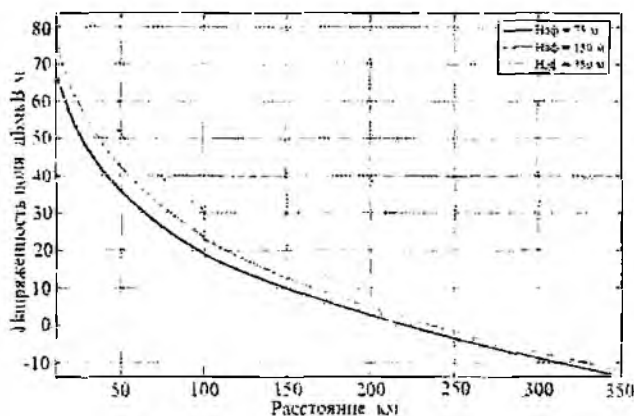


Рис. 10

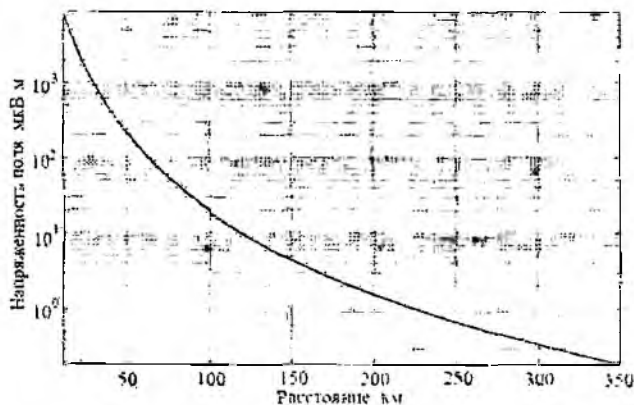


Рис. 11

Необходимая зависимость напряженности поля от расстояния с учетом указанных входных условий будет смещенной по вертикали, относительно нормированной зависимости, на величину:

$$E_{см}(\text{дБ}) = P_{\Sigma} + F(\Delta h) + \Delta E(L),$$

где $E_{см}$ – величина смещения по вертикали, дБ,

P_{Σ} – мощность передатчика, дБкВт;

$F(\Delta h)$ – поправочный коэффициент неровности местности, дБ;

$\Delta E(L)$ – поправка на отклонение значений напряженности поля, дБ.

Для приведенного случая, поправочный коэффициент неровности местности равен $F(\Delta h) = -4.43 \text{ дБ}$. Поправочный коэффициент отклонения значения напряженности поля составляет $\Delta E(L) = -12.8 \text{ дБ}$.

На рис. 11 представлена результирующая зависимость напряженности поля «помехового» ТВ сигнала.

Оценочные значения уровня «помехового» ТВ сигнала на входе приемника для антенн типа «волновой канал» с 3-мя и 5-ю элементами представлены на рис. 12. Также на рис. 12 представлены зависимости, при наличии дополнительного защитного экрана вблизи приемника. Коэффициент ослабления экрана 3 дБ .

Учитывая уровень атмосферного шума для 1-го метрового канала и уровень «помехового» ТВ сигнала, построим зависимость отношения сигнал/помеха на входе приемника (рис. 13), для фиксированных уровней полезного сигнала.

Нормальная работоспособность МРЛС, на примере АУ МРЛС [10], сохраняется при отношении сигнал/шум более 3. Минимальное удаление от «помехового» источника, при уровне полезного сигнала в 30 мкВ , должно составлять $120\text{--}130 \text{ км}$. При снижении уровня полезного сигнала, удаление от «помехового» источника необходимо увеличивать.

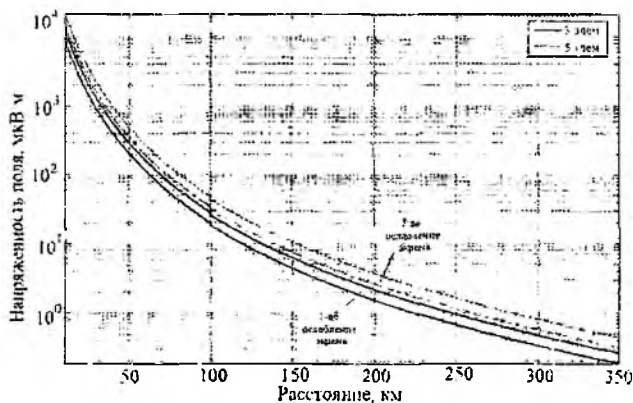


Рис. 12

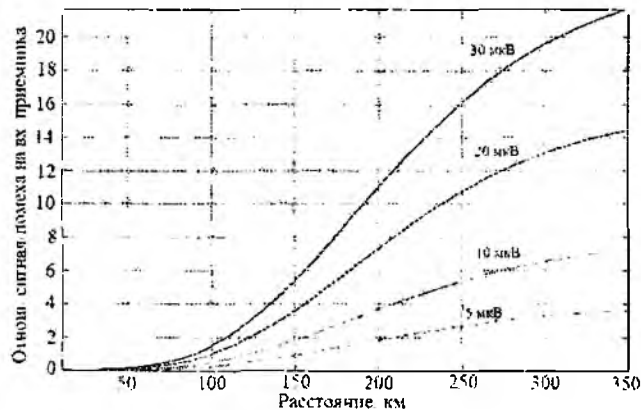


Рис. 13

Заключение

В работе проанализированы возможности измерения скорости ветра в РСРЛ и показаны особенности формирования радиальной составляющей скорости ветра. Для РСРЛ с распространением «вперед» получение оценок скорости ветра затруднено вследствие сложной зависимости между истинным направлением вектора скорости и местоположением области отражения сигнала. В РСРЛ с распространением «назад» оценка радиальной составляющей скорости ветра зависит от взаимного расположения приемника, передатчика и точки отражения. Моделирование показало, что средняя погрешность определения радиальной составляющей скорости ветра от взаимного расположения приемника, передатчика и точки отражения составляет 4%.

Представлены результаты имитационного моделирования отражения от метеорных следов в РСРЛ при распространении «назад» в случае использования общедоступных ТВ сигналов. Используя известные законы распределения параметров метеорных частиц, получена гистограмма уровней полезного сигнала.

Проведена оценка уровня «помехового» сигнала в разнесенной системе радиолокации. Для различных уровней полезного сигнала получены зависимости отношения сигнал/помеха от расстояния до источника помехи, при фиксированных уровнях полезного сигнала.

Список литературы: 1. *Портиягин Ю.И., Шпренгер К., Лысенко И.А., Шминдер Р.* Измерение ветра на высотах 90-100 км наземными методами. Ленинград: Гидрометеиздат, 1978. 343 с. 2. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 3. *Олейников А.Н., Кащеев Б.Л.* Исследование атмосферных динамических процессов в области мезопазы – нижней термосферы методом радиолокации метеорных следов // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под общ. ред. Б.Л.Кащеева, Е.Г. Прошкина, М.Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 4. *Метеоры и метеорное вещество* / Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.; Отв. ред. Крамер Е.Н.; АН УССР. Главная астрономическая обсерватория. Киев: Наук. думка, 1989. 296 с. 5. *Лебединец В.Н.* Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль // Ленинград: Гидрометеиздат, 1981. 272 с. 6. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л.* Распределения метеорных тел вблизи орбиты Земли. М.: Наука, 1981. 7. *Белькович О.И.* Статистическая теория радиолокации метеоров. Казань: Изд-во Казан. ун-га, 1971. 104 с. 8. *Лебединец В.Н., Корпусов В.Н., Манохина А.В.* Радиолокационные исследования метеоров в Обнинске. Каталог орбит Сентябрь–Декабрь 1967. М., 1981. 9. *Сети телевизионного и звукового ОВЧ ЧМ вещания: Справочник* / М.Г. Локшин, А.А. Шур, А.В. Кокорев, Р.А. Краснощеков. М.: Радио и связь, 1988. 144 с. 10. *Б.Л.Кащеев, В.В.Жуков.* Автоматический угломер. Сообщение 1. Принцип построения // Радиотехника. Харьков: Высш. шк., 1978. Вып. 47. С. 3-9. 11. *Олейников А.Н., Сосновчик Д.М.* Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации // Радиотехника. 2005. Вып.143. С.201-208.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 01.11.2006

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ОНДУЛЯТОРЕ МОТЦА

Широкий класс усилителей и генераторов миллиметрового диапазона основан на использовании механизма индуцированного черенковского излучения (ЛБВ, ЛОВ, магнетроны) или индуцированного переходного излучения (клистроны и др.). Их общим недостатком в коротковолновых диапазонах волн является использование замедляющих систем, т.е. среды с показателем преломления, большим единицы, и электронного пучка, расположенного вблизи ее поверхности на расстояниях, не превышающих по порядку величины длину волны.

В другом классе приборов, называемых мазерами на циклотронном резонансе МЦР [1], механизм когерентного индуцированного излучения связывают с фазовой группировкой осцилляторов, в качестве которых выступают электроны, в поле излучения. Выгодным отличием МЦР от обычных электронных приборов является отсутствие замедляющих систем, а от квантовых приборов их отличает возможность перестройки рабочей частоты в весьма широких пределах. Однако, несмотря на высокую выходную мощность и возможность работы МЦР на высших гармониках циклотронной частоты, они имеют ограничение по генерируемой длине волны.

Более коротких длин волн с широкой перестройкой добиваются с помощью лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Механизм действия таких приборов основан на использовании магнитотормозного излучения из пучка электронов, прошедших сквозь знакопеременное магнитостатическое поле ондулятора. Когерентность излучения сигнала формируется с помощью использования высокочастотных резонаторов и создания электронных сгустков тока на входе в ондулятор. ЛСЭ – это приборы релятивистского класса и для своего функционирования требуют наличия ускорительной техники [2]. Нерелятивистский СВЧ прибор с ускоряющим напряжением до 150 кВ на основе магнитотормозного излучения криволинейно движущихся электронных потоков разработан Филиппом [3].

Постановка задачи

В данной работе теоретически и экспериментально исследуется движение электронов в системе со скрещенными магнитными полями. В процессе движения электронов в такой модели возможна интенсивная взаимная «перекачка» энергии частиц из поперечного движения в продольное, и наоборот. Сложная динамика поведения электронов в таких полях гарантирует набор высших гармоник циклотронных частот, на которых появляется возможность интенсивного излучения при малых магнитных полях и ускоряющих напряжениях.

Интенсивность излучения электронного пучка определяется из изменений полного ускорения частицы вдоль ее траектории. Это можно получить из уравнения движения:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -e \vec{E} - \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}] + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\vec{v}}. \quad (1)$$

Мощность излучения для одной частицы можно подсчитать по формуле Лармора:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} \dot{\vec{v}}^2, \quad (2)$$

здесь W – энергия частицы. Для скоростей $v \ll c$, сила радиационного трения намного меньше внешней силы [5]. Из уравнения (1) вычисляется траектория движения частицы, ее скорость и ускорение и по формуле (2) определяется интенсивность излучения.

Моделирование траекторий электронов

Для расчета траектории движения электрона рассмотрим модель ондулятора Мотца, помещенного в продольное магнитное поле B_0 , направленное вдоль координаты x . Магнитное поле в пространстве взаимодействия может быть записано в форме

$$\vec{B} = B_0 \vec{i} + B_1 \cos \bar{x} \vec{k}, \quad (3)$$

где $\bar{x} = \frac{2\pi x}{l_0}$, l_0 – период поперечного магнитного поля, B_0, B_1 – постоянные амплитуды,

точкой влета считается $x = 0$, а пространство взаимодействия занимает область $x \geq 0$.

Уравнение движения согласно [4] имеет вид

$$\begin{cases} \ddot{x} = \eta B_1 \dot{y} \cos \bar{x} \\ \ddot{y} = \eta (B_0 \dot{z} - B_1 \dot{x} \cos \bar{x}) \\ \ddot{z} = -\eta B_0 \dot{y} \end{cases} \quad (4)$$

Начальные условия:

$$x(0) = 0, \dot{x}(0) = v_0, y(0) = y_0, \dot{y}(0) = v_1, z(0) = z_0, \dot{z}(0) = v_2. \quad (5)$$

Система (4) допускает понижение порядка:

$$\begin{cases} \dot{\bar{x}} = \Omega_1 B_1 \dot{y} \cos \bar{x} \\ \dot{y} = \Omega_0 (z - z_0) - \Omega_1 \frac{l_0}{2\pi} \sin \bar{x} + v_1 \\ \dot{z} = -\Omega_0 (y - y_0) + v_2 \end{cases} \quad (6)$$

где $\Omega_0 = \eta B_0, \Omega_1 = \eta B_1$ – циклотронные частоты.

В дальнейшем будем рассматривать интересующий нас в первую очередь случай параксиального приближения, когда $v_1 = v_2 = 0$ и сравнительно слабого поперечного поля, когда

$\frac{B_1}{B_0} \equiv \varepsilon \ll 1$. Перейдя в системе (6) к безразмерному времени $\nu = \Omega_0 t$, получим в параксиальном приближении:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \bar{x}}{d\nu^2} = \varepsilon \frac{d\dot{y}}{d\nu} \cos \bar{x} \\ \frac{d\dot{y}}{d\nu} = z - z_0 - \frac{\varepsilon l_0}{2\pi} \sin \bar{x} \\ \frac{dz}{d\nu} = y_0 - y \end{cases} \quad (7)$$

Из (7) получаем интегро-дифференциальное уравнение для \bar{x} :

$$\frac{d^2 \bar{x}}{d\nu^2} = \frac{\varepsilon l_0}{2\pi} \left[\int_0^\nu \sin(\nu - \nu') \sin \bar{x}(\nu') d\nu' - \sin \bar{x} \right] \cos \bar{x}, \quad (8)$$

где $\bar{x}(0) = 0, \bar{x}'(0) = a, a = \frac{2\pi v_0}{\Omega_0 l_0}, \bar{x}' \equiv \frac{d\bar{x}}{d\nu}$.

Это уравнение допускает качественное исследование и асимптотическое аналитическое решение методом итераций. Сравнение с численным решением показало, что если в качестве нулевого приближения взять решение линеаризованной системы (7):

$$\begin{cases} \frac{d^2 \bar{x}}{d\nu^2} = \epsilon(\bar{z} - \epsilon \bar{x}) \\ \frac{d^2 \bar{z}}{d\nu^2} + \bar{z} = \epsilon \bar{x} \end{cases}, \quad (9)$$

где $\bar{z} = 2\pi \frac{z - z_0}{l_0}$, то первое приближение

$$\bar{z} = \tilde{a} \left\{ \left[1 + \epsilon^2 - \epsilon^2 \frac{3 + \tilde{a}^2}{(1 - \tilde{a}^2)} \right] \nu + \frac{\epsilon^2}{2(1 - \tilde{a}^2)} \left[\frac{\sin(1 - \tilde{a})\nu}{(1 - \tilde{a})^2} + \frac{\sin(1 + \tilde{a})\nu}{(1 + \tilde{a})^2} - \frac{\sin 2\tilde{a}\nu}{4\tilde{a}} \right] \right\}, \quad (10)$$

где $\tilde{a} = \frac{a}{1 + \epsilon^2}$ совпадает с точным решением с погрешностью менее 1 % на интервале $\nu \approx \frac{1}{\epsilon}$.

Анализ траекторий движения электронов

Из уравнений (9) методом Рунге-Кутты были вычислены проекции координат движения электрона, проекции его скорости и ускорения в зависимости от параметров a и ϵ (далее в тексте параметры A и E). A варьировался от 0.5 до 1, что соответствовало ускоряющим напряжениям 1-10 кВ. Параметр E – находился в пределах 0.1 - 0.5. Максимальное значение H_{\perp} составляло 500-600 гс, H_{\parallel} от 0 до 4000 гс.

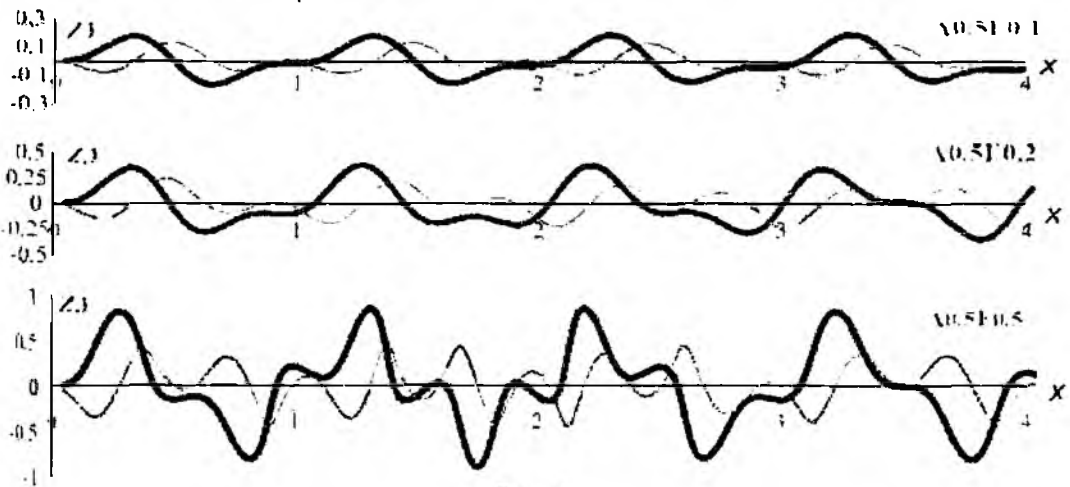


Рис. 1

На рис. 1 представлены проекции траекторий движения частицы для ускоряющего напряжения $A05$ при изменении параметра магнитного поля от $E01$ до $E05$, а на рис. 2 – проекции траекторий движения частицы для ускоряющего напряжения $A1$ при изменении параметра магнитного поля от $E01$ до $E05$ (жирные линии соответствуют проекциям на плоскость XZ , тонкая линия – проекции на плоскость XY) для нескольких значений скоростей и магнитных полей. На рис. 3 для тех же параметров A и E показано движение электрона в трехмерном пространстве. Вдоль координаты X для наглядности указано количество периодов ондулятора – их четыре.

Из траекторий $A05E01$ - $A05E05$ видно, что при постоянной абсолютной скорости электрона и с ростом поперечной компоненты магнитного поля H_{\perp} , увеличивается пространственная амплитуда его движения, а сама форма траектории существенно деформируется, отдаленно напоминая гармоническое колебание. Такое движение электрона может быть с успехом использовано в реальных приборах для генерирования волн на высших гармониках циклотронной частоты. Наоборот, увеличение продольной компоненты магнитного поля H_{\parallel} снижает ампли-

туду поперечного движения, а форма траектории приближается к гармонической. Этот режим выгодно использовать для одночастотного режима возбуждения.

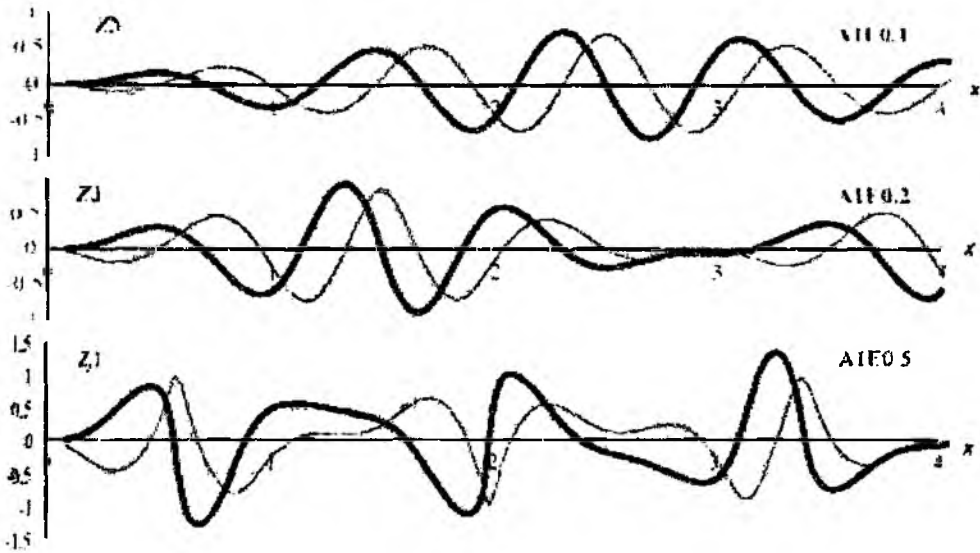


Рис. 2

Траектории A05E01-A05E05 отличаются от траекторий A1E01-A1E05 тем, что во втором случае скорость электрона в два раза больше. При этом для тех же самых значений H_{\perp} и H_{\parallel} максимальная величина пространственной амплитуды движения электрона изменяется мало, но с уменьшением продольной компоненты наблюдаются нарушения периодичности движения.

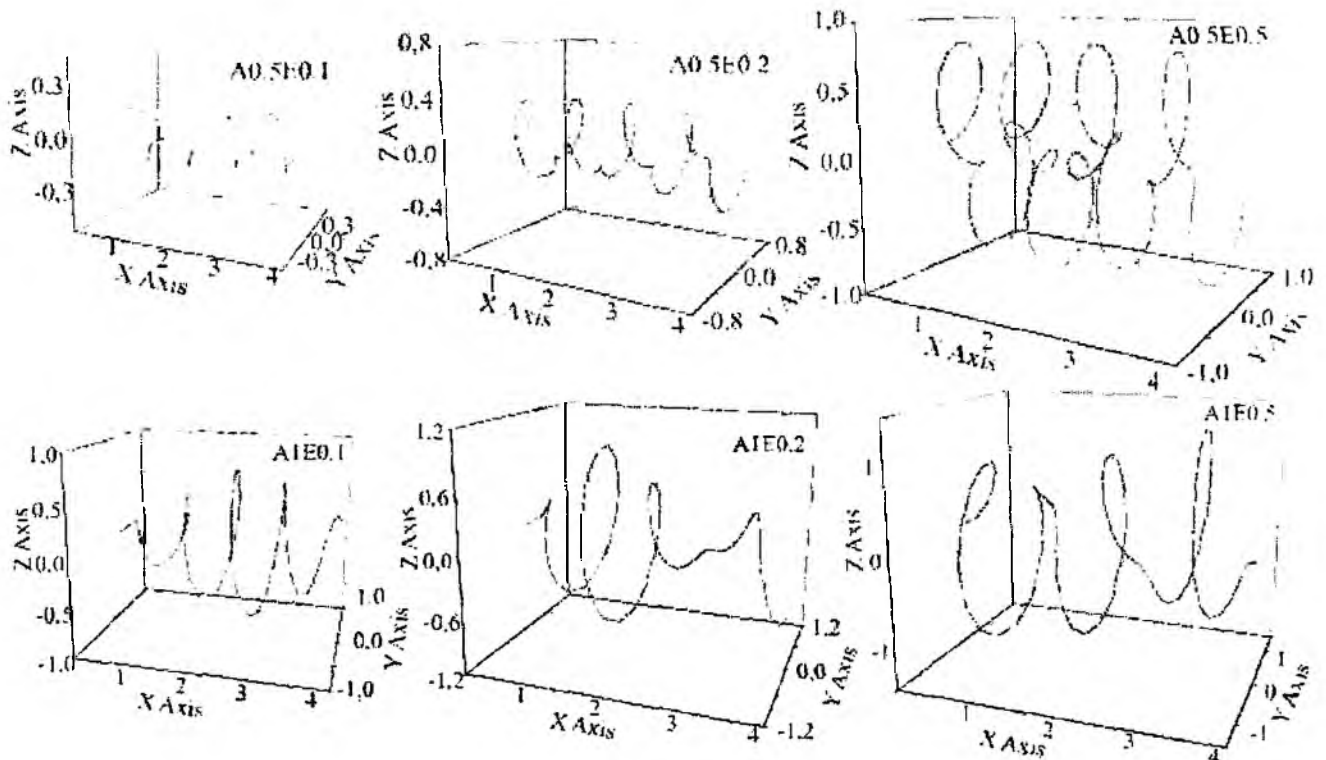


Рис. 3

Более отчетливо вся динамика поведения электрона в скрещенных H -полях для двух значений скоростей электронов E05 и E01 просматривается на рис. 3. Значительные деформации траектории электрона могут быть связаны с тем, что, как показано в [6], кроме быстрых движений заряженных частиц в неоднородных магнитных полях, существует медленный дрейф. И он тем существеннее, чем значительнее неоднородность поля. Медленный дрейф частицы

осуществляется в направлении перпендикулярном к силовым линиям поля как при наличии поперечной скорости v_{\perp} так и продольной v_{\parallel} . На рис. 3 видно, как ведущий центр траектории электрона смещается относительно ведущего центра силовой линии неоднородного магнитного поля то в одну, то в другую сторону в зависимости от направления поляризации статического магнитного поля ондулятора. Несмотря на оценки по формулам [7], которые справедливы только для адиабатического приближения, тем не менее, скорость дрейфа оказывается значительной, и она существенно влияет на характер движения частицы.

Динамика движения электрона

На рис. 4, 5 представлены графики изменения полного ускорения W движения частицы в пространстве дрейфа ондулятора. Из ранее рассмотренных траекторий были выбраны для анализа наиболее характерные движения, на примере которых можно проследить динамику поведения частицы. Для наглядности на графиках приведены проекции ускорений частицы на плоскости XZ и XU в масштабе периода ондулятора. Там же в координатах ZU показаны торцевые портреты движений частицы для каждого периода ондулятора.

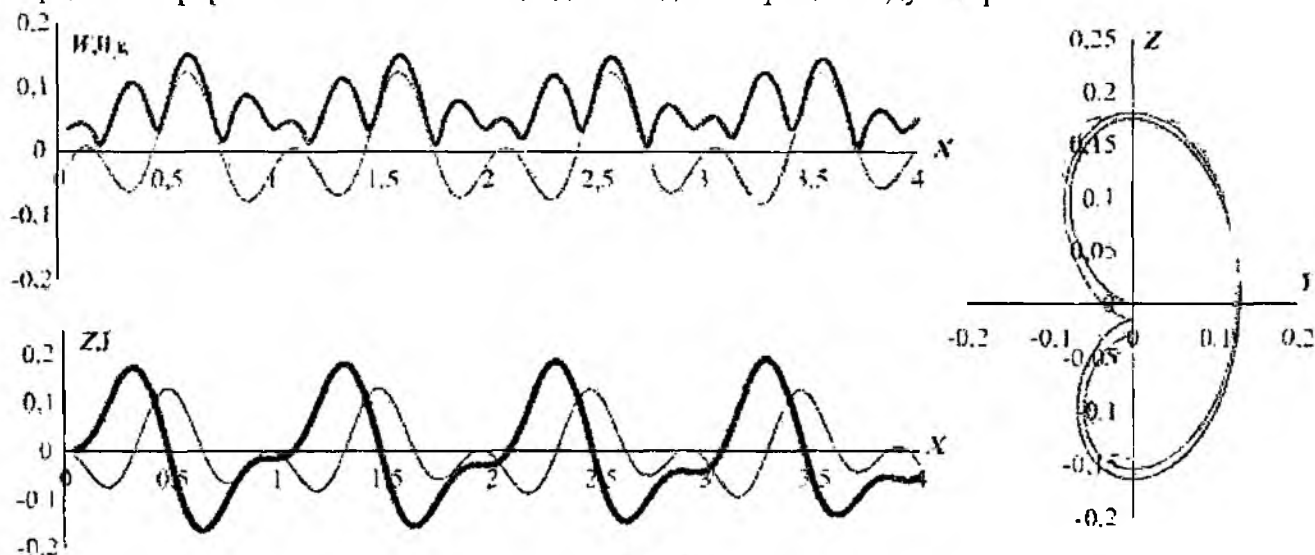


Рис. 4

При анализе траектории рис. 4 видно, что пространственное движение частицы представляет собой сложение поступательного и вращательного движений. Причем на каждом периоде своего движения она испытывает значительные деформации в Z и U направлениях и приобретает форму двух овалов, вытянутых вдоль оси Z . При этом частица совершает неравномерное движение с переменной угловой частотой и испытывает нормальное и тангенциальное ускорение. Можно предположить, что частица при такой форме движения обладает как минимум тремя циклотронными частотами: основной, соответствующей самому большому овалу и двумя более высокими частотами – малым овалам

Рис. 5 отличается от рис. 4 тем, что при параметре $E=0.5$ амплитуда поперечного магнитного поля H_{\perp} в пять раз больше, чем в первом случае. Это сразу же отразилось на форме траектории движения частицы. Она приобрела вид сильно деформированной кривой. Если теперь сравнить зависимость полного ускорения частицы W для первой и второй траекторий, то источников излучения, т.е. количество максимумов на кривой ускорения, в несколько раз больше.

Поскольку амплитуда колебаний частицы (рис.5) больше, чем в первом случае, то абсолютная величина ускорения также выше. Следует ожидать и большего количества высших гармоник циклотронной частоты, на которых осуществляется излучение. Рассматривая торцевые портреты движения частицы и проекции Z и U компоненты ускорения W видно, что крутизна траекторий движения вдоль координат Z и U различная, поэтому для обеих траекторий $W_z > W_u$.

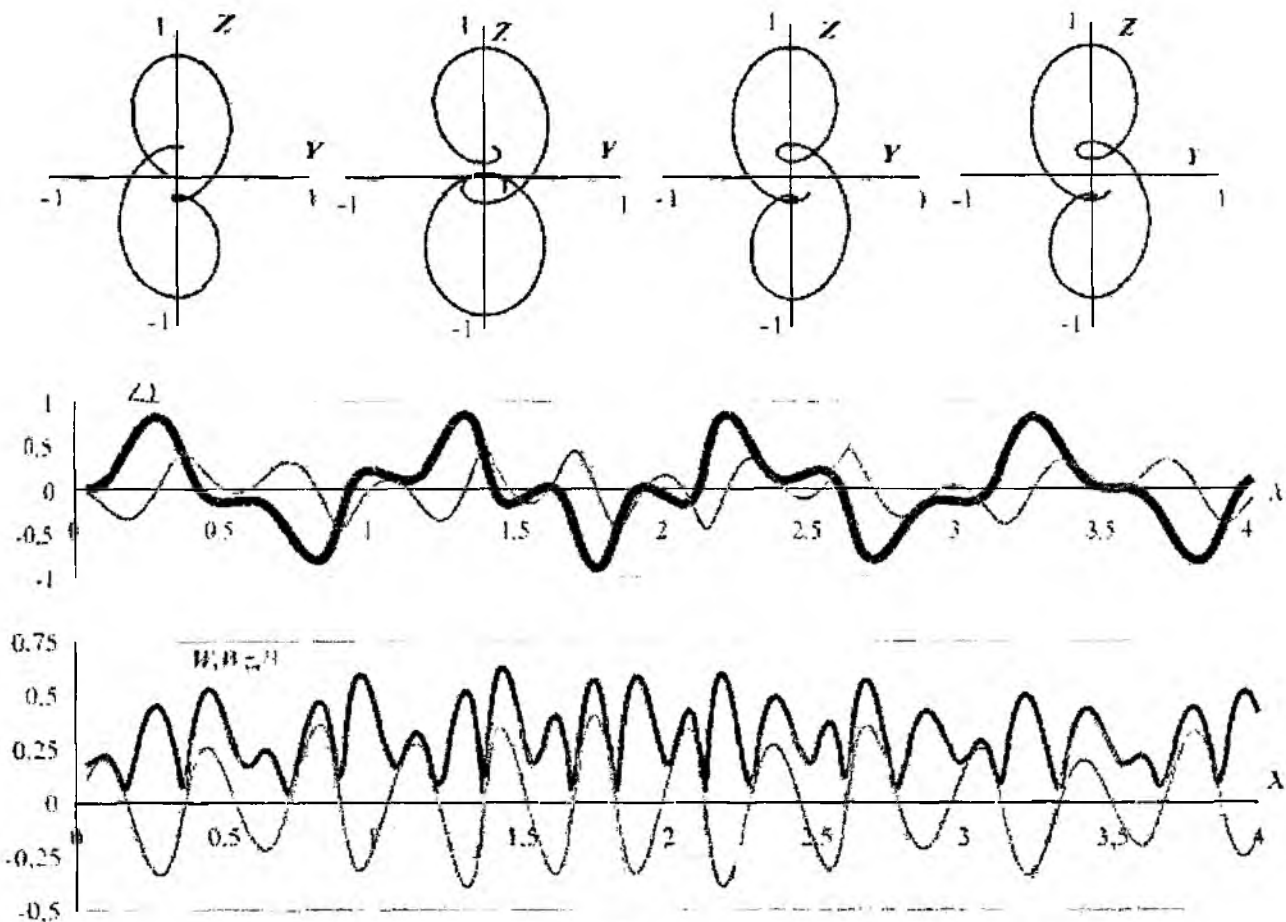


Рис. 5

Излучение электрона, движущегося по периодической криволинейной траектории в скрещенных H - полях с малыми ускоряющими напряжениями ($v \ll c$), носит циклотронный характер. Для реального электронного пучка (большого числа частиц) следует ожидать спонтанное шумовое излучение, связанное с наличием статических флуктуаций и волн плотности пространственного заряда.

Результаты эксперимента

Два ряда плоско параллельных пластин с встречной поляризацией (как показано стрелками на рисунке) представляли собой ондулятор Мотца. Пластины были выполнены из интерметаллических соединений с редкоземельными элементами типа SmCo_5 , обладающих значительной магнитной энергией (BH), достигающей величины $100-150 \text{ Тл} \cdot \text{кА/м}$. Период ондулятора $l_0 = 2d = 10 \text{ мм}$, количество периодов составляло 4. Ширина пролетного зазора 10 мм . Величина поперечного магнитного поля в нем – $500-600 \text{ эрстед}$. Общая длина ондулятора вместе с согласующими устройствами для ввода электронного пучка равна 50 мм . Макет устройства (рис. 6), представляющий собой электронную пушку, трубку дрейфа с коллектором и ондулятором, размещался в зазоре между полюсами электромагнита в однородном продольном магнитном поле, величина которого могла изменяться в пределах $0-4 \text{ кЭ}$, что позволяло изменять величину параметра E . На рис. 6: 1 – вакуумная трубка, 2 – ондулятор, 3 – полюсные наконечники электромагнита, 4 – подогреватель катода, 5 – катод, 6 – анод электронной пушки, 7 – источник питания накала, 8 – источник питания ускоряющего напряжения, 9 – коллектор вакуумной трубки, 10 – магнитные пластины ондулятора, 11 – траектория электронного луча, 12 – прибор, измеряющий ток электронного луча, 13 – приемная антенна излучения, 14 – передающий фидер, 15 – приемник излучения.

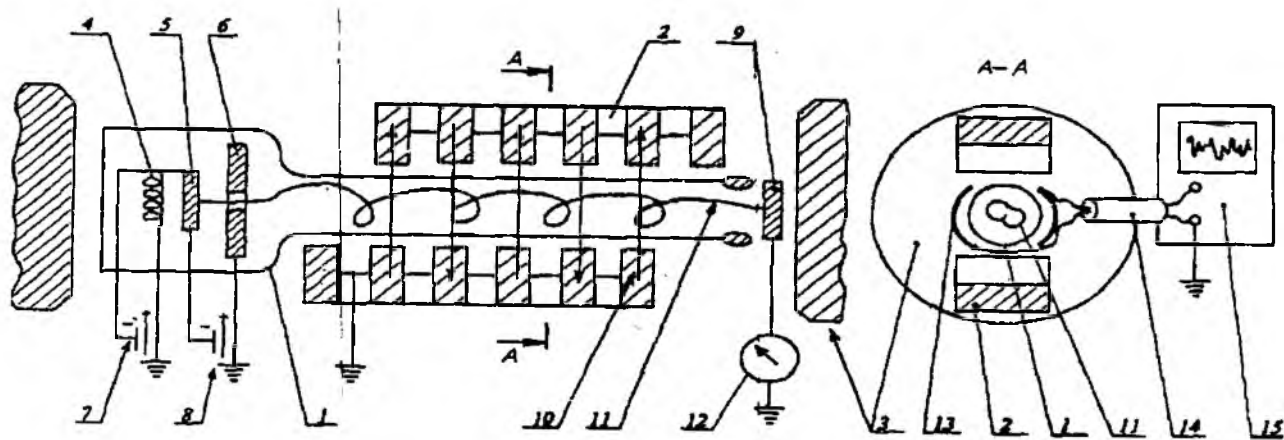


Рис. 6

Электронная пушка была изготовлена на базе L -катода. В рабочих режимах первичная пушка (характеристическое сопротивление электронного луча) составлял $5 \cdot 10^{-6} A/V^{3/2}$. Диапазон ускоряющих напряжений 0-10 кВ ($v = 0,1-0,2 c$), ток пучка не превышал 100 мА. Фокусировка пучка и характер его движения фиксировался на фотопленку. На рис. 7, а, б представлены фотографии траекторий движения электронного пучка для двух режимов, предсказанных теорией и приведенных на рис. 2 для $A05E01$ и $A05E05$.



Рис. 7

Как видно из фотографий, качественно форма траекторий движения реального пучка соответствует характеру движения одиночного электрона, траектория которого была вычислена без учета действия силы пространственного заряда. На фотографии при большом значении $H_{||}$ (режим $E01$) отчетливо видна строгая периодичность движения пучка электронов, связанная с периодичностью изменения поляризации поперечного магнитного поля ондулятора. Для малого значения $H_{||}$ (режим $E05$) наблюдается значительная деформация траектории пучка таким образом, что на основное косинусоидальное движение с периодом ондулятора, накладывается другое более частое, но кратное ему.

Такая траектория электрона свидетельствует о наличии значительного количества частотных гармоник, что может найти практическое применение при создании реальных конструкций усилительных и генераторных приборов, работающих на высших гармониках циклотронной частоты. Кроме того, из рассмотрения фотографий следует, что разброс электронов в пучке по продольным и поперечным импульсам не очень велик, т.е. его яркость (плотность тока в пучке) и эмиттанс (контрастность границ пучка) при фокусировке луча в скрещенных H -полях остаются достаточно высокими. Эти характеристики пучка электронов являются одними из основных при создании действующих приборов с применением внешних колебательных систем таких как в убитроне, МЦРс ЛСО и др.

На рис. 8 приведена осциллограмма спонтанного излучения электронного пучка. Качественная оценка мощности излучения для электронных пучков, движущихся по криволинейным траекториям с малой кинетической энергией, приведена в [8-9].

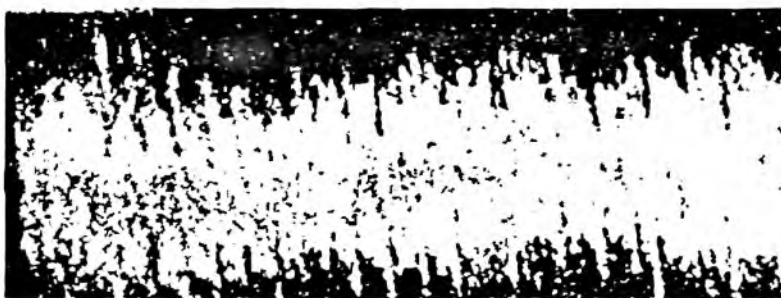


Рис. 8

Выводы

Рассмотрена система, состоящая из ондулятора Мотца, размещенная в продольном магнитном поле. Выполнен теоретический анализ движения электрона в скрещенных H-полях для нескольких значений ускоряющего напряжения и соотношений продольной и поперечной компонент магнитного поля. Получено качественное совпадение расчетных и экспериментальных траекторий движения. При малой кинетической энергии электронов до 10 кВ, движущихся по криволинейным траекториям, зафиксировано излучение в достаточно широком диапазоне частот.

Список литературы: 1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Ютатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Известия вузов. Радиофизика. 1967. Т.10. № 9-10. С.1484-1453. 2. Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. Пер. с англ. М.: Мир. 1987. 238 с. 3. Phillips R.M. The Ubitron, a High Power Traveling-Wave Tube based on a Periodic Beam Interaction in Unloaded Waveguide // IRE Trans. 1960. v. ED-7. P.321. 4. Вербицкий И.Л., Ефимов Б.П., Пивоварова А.Г. Анализ движения электронов в ондуляторе Мотца с продольной компонентой магнитного поля // Вісник Харк. нац. ун-ту ім. Каразіна. Радіофізика та електроніка. 2002. Вип. 2. С. 109-112. 5. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975. 416 с. 6. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М.: Наука. 1972. 224 с. 7. Булгаков А.А., Ефимов Б.П., Кулешов А.Н. Траектории движения электрона в магнитном поле магнитопериодической фокусирующей системы с изменяющейся продольной компонентой // Радиофизика и электроника. 2004. Т. 9, № 1. С. 289-294. 8. Кулешов А.Н., Пивоварова А.Г., Ефимов Б.П. О возможном механизме спонтанного излучения из нерелятивистского пучка свободных электронов в ондуляторе Мотца // Радиофизика и электроника, 2004. Т. 9, № 3. С. 562-566. 9. Ефимов Б.П. О возможности создания низковольтных генераторов магнитотормозного излучения на пучках свободных электронов // Радиофизика и радиоастрономия. 2000. Т. 5, № 1. С.74-79

Институт радиофизики и электроники
НАН Украины

Поступила в редакцию 15.09.2006

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОСНОВИ ОЦІНКИ ТА ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ТЕПЛОВИХ РЕЖИМІВ ДЛЯ ВИРОБІВ РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ

Вступ

Сполучення цількової комутації та модульного принципу побудови мікроблоків для виробів радіоелектронної апаратури (РЕА), у тому числі космічної та спеціальної техніки, дає змогу забезпечити нормальні теплові режими. Специфічною особливістю у конструюванні мікроблоків є, з одного боку, вимоги загальної герметизації та мінімізації маси та габаритних розмірів мікроблоків за значної елементоємності, з іншого – вимоги забезпечення теплових режимів. У конструкціях мікроблоків конвективний теплообмін відбувається у замкнутому внутрішньому об'ємі, що потребує альтернативного рішення [1, 4]:

– створення конструкції мікроблоку, орієнтованої на застосування мікропотужної схеми (I варіант);

– вжиття спеціальних конструкторсько-технологічних заходів штучного охолодження, в тому числі використання мініатюризованих низькотемпературних теплових трубок (II варіант).

II варіант конструкції мікроблоків дає змогу реалізувати електричні схеми з відносною потужністю тепловиділення $V_{\text{заг}} / V_{\text{б}}$, однак ставить вимоги вжиття достатньо складних заходів, що погіршують конструктивні характеристики мікроблоків.

Основні положення

Вибір конструкторських виконань мікроблоків згідно з вище наведеними варіантами визначається низкою технологічних чинників:

– тенденція комплексної мікромініатюризації РЕА не повинна обходити питання щодо генерації та підсилення великих потужностей, що передаються;

– істотним чинником підвищення інтеграції цифрових мікроблоків є створення елементної бази, що використовує низькі напруги живлення;

– для відведення тепла перспективним є застосування штучних систем охолодження сумірних за габаритними розмірами з розмірами мікроблоків, функціональних вузлів та окремих потужних тепловиділяючих елементів (ТВЕ);

– у мікросбірках, що використовуються у складі мікроблоків з підвищеною потужністю розсіювання, щільність компоновки обмежується наявністю захисних зон у місцях локальних перегрівів;

– за наявності на мікроплатах цифрових мікроблоків кристалів великих інтегральних схем (ВІС) слід враховувати, що для відведення від них теплової потужності до 20 Вт/см^2 потрібні принципово нові методи;

– мікроблоки, що реалізують схеми джерел вторинного електроживлення, характеризуються сильною залежністю умов забезпечення нормального теплового режиму від схемотехнічних рішень, що дозволяють отримати реальний ККД, максимально наближений до теоретичного.

Для більшості типів мікроблоків тепловиділення визначається за формулою

$$P_{\text{роз}} = (0,8 \dots 0,9) P_{\text{заг}} = K_{\text{вит}} P_{\text{заг}} \quad (1)$$

де $K_{\text{вит}}$ – коефіцієнт витрат потужності; $P_{\text{заг}}$ – загальна (сумарна) потужність споживання.

Забезпечення оптимальних теплових режимів мікроблоків

Прийняття раціонального рішення з метою реалізації максимального тепловідведення визначається ступенем теплової напруженості мікроблоку, яка характеризується питомою потужністю розсіювання

$$P_{\text{пит роз}} = \frac{P_{\text{роз}}}{V_{\text{б}}} \quad (2)$$

де $V_{\text{вн}}$ – внутрішній об'єм мікроблоку; $P_{\text{роз}}$ – сумарна потужність розсіювання ТВЕ.

При цьому робоче значення $P_{\text{ншт роз}}$ встановлюється виходячи з допустимих температур $T_{\text{вн}}$ у мікроблоці та частоти відмовлень $\lambda_{\text{вн}}$.

Основною задачею I варіанту є забезпечення максимального тепловідведення від ТВЕ до корпусу мікроблоку та покращання тепловіддачі корпусу, а при II варіанті – зменшення габаритних розмірів систем штучного охолодження з габаритними розмірами мікроблоку за умови забезпечення $V_{\text{ок}} \leq V_{\text{вн}}$. Для реалізації максимального тепловідведення потрібно забезпечити максимальний тепловий опір R_m на ділянці від ТВЕ до корпусу мікроблоку. Значною мірою значення R_m визначається способом установки ТВЕ на мікроплаті та правильним співвідношенням $P_{\text{роз}}$ ТВЕ та матеріалу підложки. Для потужних ТВЕ з низьким ККД використовуються тепловідводячі вставки з брокеріту-9 (теплопровідність у 100 разів вища, ніж у сіталу). Зменшення R_m у наступній ланці теплопередачі – від зони установки ТВЕ до корпусу мікроблоку – досягається установкою мікроплат з потужними активними елементами на тепловідводячі шини (на рис. 1: а – установка ТВЕ на тепловідводячу вставку; б – установка мікроплати на металеву основу: 1 – рама; 2 – мікроплата; 3 – тепловіділяючі елементи; 4 – тепловідводяча вставка; 5 – зона установки навісних елементів; б – комутаційна друкована плата). Товщини тепловідводячих вставок 0,2 ... 0,4 мм залежно від ТВЕ; товщина тепловідводячих шин, виготовлених з алюмінієвих сплавів або міді 0,4 ... 1,4 мм.

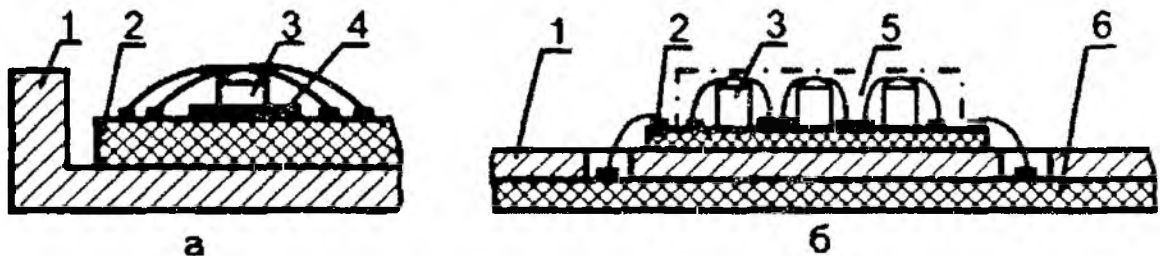


Рис. 1

Методи оцінки теплових режимів мікроблоків

На рис. 2 наведена укрупнена схема мікроблоку, яка відображує процес теплообміну між ТВЕ на мікроплатах та навколишнім середовищем. Схема прив'язана до типової конструкції з комірками $K_1; K_2; \dots; K_l$, на кожній з яких розміщений набір мікроплат $M_1; M_2; \dots; M_j$, що містять навісні та плівкові ТВЕ. Теплообмін на кожному зі шляхів від ТВЕ у навколишнє середовище характеризується зміненням температури від $t_{\text{вн}}$ та $t_{\text{н}}$ до $t_{\text{сп}}$ – температури навколишнього середовища, підсумовуванням і розподіленням потужностей тепловиділення від $P_{\text{вн}}$ та $P_{\text{н}}$ до $P_{\text{сум}}$ – сумарної потужності, що віддається мікроблоком. Позначено: R_m – внутрішній тепловий опір навісного ТВЕ; $R_{\text{п}}$ та $R_{\text{к}}$ – теплові опори підложки та сполучного шару кріплення підложки (компаунду); $R'_{\text{п}}$ та $R'_{\text{к}}$ – відповідні значення для плівкових ТВЕ; $t_{\text{вн}}$ та $P_{\text{вн}}$ – усереднені температура та сумарна теплова потужність мікроплати; $P_{\text{к}}$ – сумарна теплова потужність комірки; $R_{\text{кк}}$ – сумарний тепловий опір на ділянці теплопередачі від сполучного шару кріплення мікроплати до навколишнього середовища по колу; елементи несучих конструкцій – корпус мікроблоку; $R_{\text{конв}}$ та $R_{\text{випр}}$ – теплові опори на шляху теплообміну конвекцією та випромінюванням від вільної поверхні ТВЕ та тепловіділяючих зон мікроплати до стінок корпусу мікроплати; $R'_{\text{ст}}$ – сумарний тепловий опір між внутрішніми стінками корпусу та навколишнім середовищем.

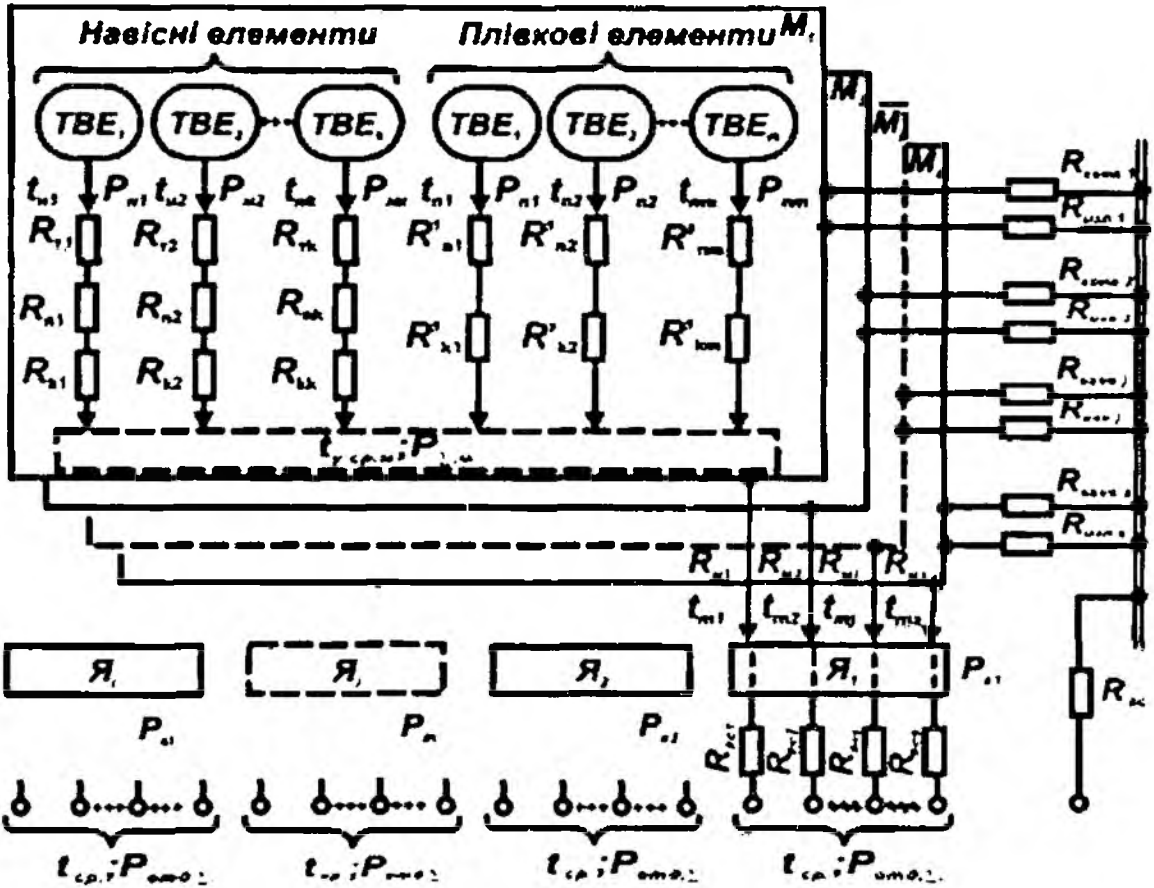


Рис. 2

При 1 варіанті зменшення сумарного теплового опору на шляху теплообміну кожного ТВЕ з навколишнім середовищем виконується комплексно зменшенням усіх складових R_{m1} у колі теплопередачі або значним зменшенням R_{n1} на ділянках найбільшого теплового опору. Оцінку теплового режиму мікроблоку виконують послідовно з використанням розроблених методик: розрахунок теплового поля мікроплати; розрахунок теплопередачі від мікроплати до елементів несучої конструкції; розрахунок теплопередачі в мікроблоці через елементи несучої конструкції та корпус; оцінка теплового режиму мікроблоку в цілому, включаючи теплообмін конвекцією та випромінюванням.

Методи оцінки теплових режимів мікроплат у складі мікроблоків

На рис. 3 наведена конструктивна схема теплового режиму мікроплати. При зображенні поверхні тепловиділення елемента несучої конструкції мікроблоку, на якому встановлюється мікроплата, ізотермічна з температурою t_k , нормальний тепловий режим виконується при обмеженнях максимально можливих температур плівкових та навісних елементів [2]:

$$t_{n\max} = t_k + \alpha_m (P_n + P_{n\max} / S); \quad t_{m\max} = t_k + \alpha_m P_n + v_{n\max} \quad (3)$$

де $\alpha_m = \frac{h_n}{\lambda_n + \frac{h_c}{\lambda_c}}$ – коефіцієнт конвективної теплопередачі через підложку та сполучний шар;

P_n – питома потужність розсіювання плівкових елементів (резисторів); $P_{n\max}$ – потужність розсіювання найбільш теплонавантажених навісних ТВЕ; $v_{n\max} = P_{n\max} (R_m + \alpha_m / S)$ – їх перегрів відносно t_k ; $S = l_c l_s$.

Забезпечення $t_{n\max}$ досягається обмеженням P_n резисторів до величини

$$P'_a = [t_{max} - (t_k + v_{nmax})] / \alpha_m,$$

де t_{max} – максимально допустима температура навесних ТВЕ. Якщо при цьому умова $P_a \leq P'_a$ не виконується, то нормальний тепловий режим мікроплати забезпечується уведенням зон захисту найбільш теплонавантажених ТВЕ з шиною l_3 [3].

За необхідності уточненого теплового розрахунку мікроблоків моделюється стаціонарне теплове поле, наприклад, методом електричних сіток. На рис. 3 показана конструктивна схема теплового режиму мікроплати: а – тепла модель мікроплати; б – еквівалентна електрична сітка опорів: 1 – підложка; 2 – сполучний шар компаунду; 3 – тепловідділяючий елемент; 4 – зона захисту; 5 – зона розміщення інших навесних та плівкових елементів. У розрахунковій моделі підложка та сполучний шар умовно замінюються на еквівалентну однорідну пластину, яка розбивається на елементарні об'єми $\Delta V_e = \Delta x \Delta y \Delta z_e$ (рис. 3, а), де $\Delta z_e = h_n + h_1 \lambda_n / \lambda_c$, обчислюється усередненням λ підложки та сполучного шару. На основі розбиття будується еквівалентна сітка опорів (рис. 3, б) з номіналами:

$$R_x = \Delta x / \lambda_n \Delta y \Delta z_e; \quad R_y = \Delta y / \lambda_n \Delta x \Delta z_e; \quad R_z = \Delta z_e / \lambda_n \Delta x \Delta y. \quad (4)$$

Кроки розбиттів $n_x = l_x / \Delta x$ та $n_y = l_y / \Delta y$ визначаються потрібною точністю моделювання.

Кожному елементарному потоку P_i , що належить до площадки $\Delta S = \Delta x \Delta y$ еквівалентної пластини, відповідає струм I_i від джерела, підключеного до відповідного вузла сітки. Вводиться масштабний коефіцієнт $K_{pi} = P_i / I_i$ та опір $R_i = \lambda / I_i \alpha \sigma$ для врахування конвективного теплообміну мікроплати з навколишнім середовищем, де α – коефіцієнт електропровідності електричного опору сітки; σ – коефіцієнт конвективної теплопередачі.

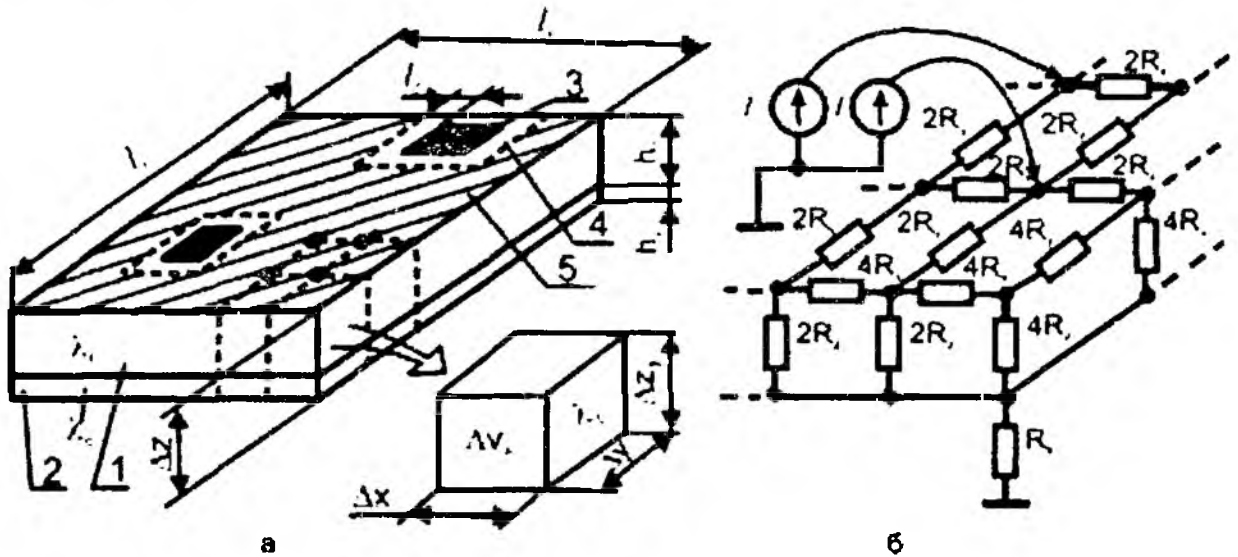


Рис. 3

Найскладнішим є тепловий режим мікроблоків, конструктивно поєднаних з виконавчими пристроями та датчиками, а також мікроблоків у складі виробів з обмеженими посадковими місцями. Для мікроблоків високоінтегрованої РЕА зі складною конфігурацією посадкових місць потрібен диференційований підхід до підбору методів розрахунку. Найефективнішим є теплове моделювання на етапі макетування мікроблоків.

Висновки

1. У конструкціях мікроблоків конвекційний теплообмін проходить у замкнутому внутрішньому об'ємі згідно з визначеними варіантами теплопередачі.

2. Прийняття раціональної конструкції мікроблоку з метою реалізації максимального тепловідведення визначається ступенем теплової напруженості мікроблоку.

3. Для реалізації максимального тепловідведення потрібне забезпечення мінімального опору на ділянці від ТВЕ до корпусу мікроблоку.

4. Розроблені теплові схеми мікроблоку та мікроплат, що входять до його складу, надають можливість виконати розрахунки теплового поля мікроблоку, мікроплати, а також розрахунок теплопередачі від мікроплати до елементів несучої конструкції.

5. За необхідності уточненого розрахунку мікроблоків моделюється теплове поле з використанням методу електричних сіток.

Список літератури. 1. *Компоновка и конструирование микроэлектронной аппаратуры* / П. И. Овсишер, И.И. Лившиц, А.К. Орчинский и др.; Под ред. БФ. Высоцкого, В.Б. Пестрякова, О.А. Пятлина. М.: Радио и связь, 1982. 208 с. 2. *Аничкова Н С, Дендобренко Б Н* Моделирование стационарного теплового поля подложки гибридно-пленочной интегральной схемы методом электрических сеток. Конструктивно-технологические проблемы микроминиатюризации РЭА. ЛЭТИ. Л., 1987. Вып. 114, С. 48–53. 3. *Котух В Г* Экспериментальные исследования технологических режимов герметизации корпусов микроблоков РЭА // *Технология приборостроения*. 1998. № 1. С. 27–30. 4. *Яшин А А* Конструирование микроблоков с общей герметизацией. М., Радио и связь. 1985. 99 с.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до реколегії 05 11.2006

МОЖЛИВІ ВАРІАНТИ ВИМІРУ КУТА МІСЦЯ ЦІЛІ МЕТОДОМ ПАРЦІАЛЬНИХ ДІАГРАМ В ОГЛЯДОВИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ СТАНЦІЯХ

В статті [1] наведені вирази для розрахунку кута місця ϵ цілі ϵ_0 за азимутальною шириною пачок імпульсів в двох сусідніх променях парціальної діаграми спрямованості (ПДС) для ідеалізованих умов – ширина всіх променів по ϵ рахується однаковою і всі промені зсунуті один відносно другого на половину їх ширини. На практиці ці умови, як правило, не виконуються і тому наведені вирази потребують уточнення.

Методи формування ПДС, що реалізовані в РЛС, свідчать про те, що ширина променів по ϵ не є однаковою. Так, у випадку формування ПДС за допомогою рознесених у фокальній площині параболоїдного дзеркала рупорних випромінювачів відбувається розширення пелюстків під час вносу випромінювачів з фокуса. Таке розширення пов'язано з порушенням лінійної зміни фази поля у розкритті дзеркала [2]. Не суттєва різниця ширини пелюстків по ϵ ПДС спостерігається в РЛС, що використовує циліндричний відбивач з випромінювачами у вигляді вертикальної системи випромінювачей з фазочастотною залежністю.

В окремих зразках існуючих оглядових РЛС використовується ПДС з метою забезпечення бажаної зони дії по ϵ . При цьому розмір променів по ϵ спеціально створюється різним. На етапі модернізації таких РЛС шляхом переходу до цифрової обробки сигналів виникає можливість реалізувати в них метод ПДС для вимірювання висоти цілі. В цьому випадку особливо треба враховувати різницю розмірів променів при реалізації цього методу в цифровому обчислювачі.

Крім того, розміри пачок імпульсів, що оцінюються на виході радіолокаційного приймача, залежать не тільки від параметрів ПДС і кутового положення цілі в променях, а і від дальності до цілі, її відбиваючої здатності і характеристик приймача.

Для врахування названих факторів, за думкою авторів, вертикальний перетин двох сусідніх променів опромінювання ПДС можна апроксимувати еліпсами, що описуються системою з двох рівнянь:

$$\begin{cases} (\Delta\epsilon - ((k_\epsilon \cdot \Delta\epsilon_m)/(1+k_\epsilon)))^2 + k_\gamma^2 \cdot k_\epsilon^2 \cdot \beta_\epsilon^2 = k_\gamma^2 \cdot k_\epsilon^2 \cdot \beta_\gamma^2/4, \\ (\Delta\epsilon + \Delta\epsilon_m/(1+k_\epsilon))^2 + k_\gamma^2 \cdot \beta_n^2 = k_\gamma^2 \cdot \beta_\gamma^2/4. \end{cases} \quad (1)$$

де $\Delta\epsilon$ – відхилення від рівносигнального напрямку (РСН) двох сусідніх променів - координата по куту місця ϵ ; β_ϵ, β_n – координати за азимутом β у верхньому та нижньому променях (еліпсах); $\Delta\epsilon_m$ – взаємний (відомий) кут зсуву за ϵ двох сусідніх променів; k_ϵ – відношення ширини за ϵ пари сусідніх (верхнього та нижнього) променів; k_γ – відношення ширини за ϵ до ширини за β нижнього променя (ширина всіх променів за азимутом β_n приймається однаковою).

На рис. 1 ілюструється суттєвість коефіцієнтів, параметрів і змінних системи рівнянь (1). Тут же трьома лініями демонструються можливі зміни ширини променів опромінювання за ϵ і β із-за названих причин.

Згідно з рис. 1 маємо: $k_\gamma = \epsilon_n/\beta_n$, $\Delta\epsilon = \epsilon - \epsilon_{РСН} \cdot \epsilon_n = \epsilon_{РСН} + \Delta\epsilon_n$.

Можна отримати два варіанти точного рішення системи (1) для меж зміни вимірної координати, що дорівнюють кутовому сектору опромінювання двома сусідніми променями.

$$-(\Delta\epsilon_m/(1+k_\epsilon)) \leq \Delta\epsilon \leq (k_\epsilon \cdot \Delta\epsilon_m/(1+k_\epsilon)). \quad (2)$$

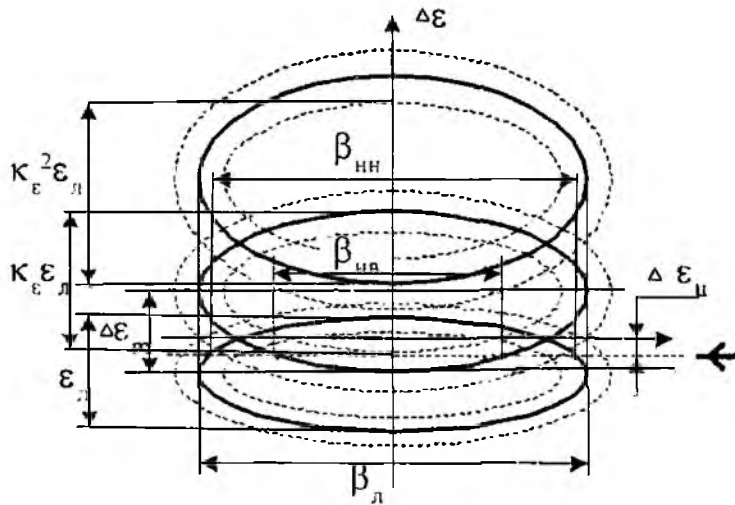


Рис. 1

Перший варіант рішення витікає безпосередньо з (1) і має вигляд

$$\Delta \varepsilon = \frac{k_{\gamma}^2}{2 \cdot \Delta \varepsilon_m} \cdot (k_{\varepsilon}^2 \cdot \beta_{\sigma}^2 - \beta_{\eta}^2) - \alpha_{\beta} \cdot \beta_{\gamma}^2 + \alpha_m, \quad (3)$$

$$\text{де } \alpha_{\beta} = \frac{k_{\gamma}^2 \cdot (k_{\varepsilon}^2 - 1)}{8 \cdot \Delta \varepsilon_m}, \quad \alpha_m = \frac{\Delta \varepsilon_m \cdot (k_{\varepsilon} - 1)}{2 \cdot (1 + k_{\varepsilon})}.$$

Другий варіант рішення можна отримати, якщо попередньо друге рівняння системи (1) помножити на k_{ε} . При цьому рішення приймає вигляд, що відрізняється від рішення (3):

$$\Delta \varepsilon = \frac{k_{\varepsilon} \cdot \Delta \varepsilon_m}{k_{\varepsilon}^2 - 1} \left(\sqrt{1 + \alpha_0 \cdot (\beta_{\sigma}^2 - \beta_{\eta}^2)} - 1 \right), \quad (4)$$

$$\text{де } \alpha_0 = \frac{k_{\gamma}^2 \cdot (k_{\varepsilon}^2 - 1)}{\Delta \varepsilon_m^2}.$$

Ця різниця пов'язана, в цьому випадку, з вирішенням квадратного рівняння. Основний недолік рішення (3) – це наявність в ньому невідомого β_{γ} , а рішення (4) – квадратного кореня.

Третій варіант рішення є приблизним і витікає з (4) для умови $|\alpha_0 \cdot (\beta_{\sigma}^2 - \beta_{\eta}^2)| \ll 1$.

При цьому

$$\Delta \varepsilon \approx \frac{k_{\gamma}^2 \cdot k_{\varepsilon}}{2 \cdot \Delta \varepsilon_m} \cdot (\beta_{\sigma}^2 - \beta_{\eta}^2). \quad (5)$$

Для випадків опромінювання цілі лише одним променем ПДС (верхнім або нижнім) рішення першого і другого рівняння системи (1) мають вигляд

$$\Delta \varepsilon = \frac{k_{\varepsilon} \cdot \Delta \varepsilon_m}{1 + k_{\varepsilon}} + k_{\gamma} \cdot k_{\varepsilon} \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\gamma}^2}{4} - \beta_{\sigma}^2}, \quad (6)$$

$$\Delta \varepsilon = - \left(\frac{\Delta \varepsilon_m}{1 + k_{\varepsilon}} + k_{\gamma} \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\gamma}^2}{4} - \beta_{\eta}^2} \right). \quad (7)$$

До рішення рівнянь (3) – (7) входять коефіцієнти k_γ , k_ϵ . Якщо припустити, що їх значення не залежать від рівня опромінювання (від дальності і відбиваючої здатності цілі) і є відомими, то для реалізації в алгоритмах роботи цифрового вимірювача $\Delta\epsilon_\epsilon$ згідно виразів (4) або (5) достатньо оцінити β_ϵ і β_H за азимутальною шириною пачок імпульсів. Для реалізації у вимірювачах виразів (3), (6) і (7) крім k_H і k_ϵ додатково треба знати значення β_γ , а вони заздалегідь не є відомими з достатньою точністю. Уточним залежність k_γ і k_ϵ від рівня опромінювання цілі і запропонуємо принцип вимірювання β_γ .

По-перше розглянемо дзеркальну антену з параболоїдним відбивачем і вертикальним рядом в фокальній площині рупорних випромінювачів (рис. 2, а).

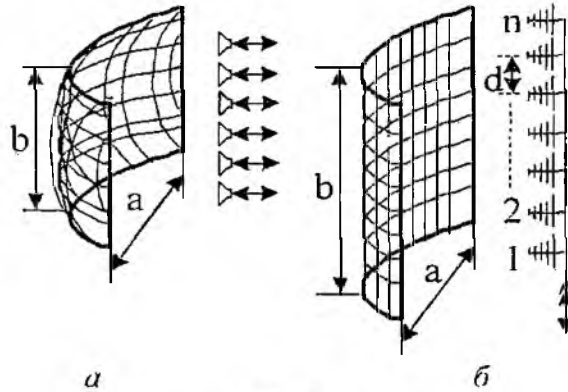


Рис. 2

В цьому випадку кожний пелюсток ПДС можна описати виразом діаграми спрямованості прямокутної площадки з косинусоїдальним розподіленням поля [2] в обох площинах:

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos((k \cdot L \cdot \sin \theta) / 2)}{1 - ((k \cdot l \cdot \sin \theta) / \pi)^2} \right| \quad (8)$$

де θ – кут, що розглядається (ϵ або β); $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ – хвильове число; L – відповідний лінійний розмір площадки (b або a).

Для умови $L \gg \lambda$ в (8) можна зробити заміну $\sin \theta$ на θ (в радіанах) і зробити висновок, що

$$k_\gamma = \epsilon_n / \beta_\gamma = a \cdot b, \quad (9)$$

тобто коефіцієнт k_γ фіксований і не залежить від рівня опромінювання.

У випадку ж застосування циліндричного дзеркала (рис. 2, б) з опромінювачем у вигляді вертикальної лінійної системи опромінювачей, кожний пелюсток ПДВ у горизонтальній площині $F(\beta)$ також описується виразом (8), в якому $\theta = \beta$, $L = a$, але у вертикальній площині його можна апроксимувати (для $n \geq 10$, рис. 2, б) виразом множника решітки [2]:

$$F(\theta) = \frac{\sin((k \cdot n \cdot d \cdot \sin \epsilon) / 2)}{n \cdot \sin((k \cdot d \cdot \sin \epsilon) / 2)}, \quad (10)$$

де d – відстань між сусідніми опромінювачами.

З виразів (8) і (10) виходить, що значення k_H такої антени при зміні рівня опромінювання не є фіксованим. Однак методом ітерацій для значень $F(\beta) = F(\epsilon)$ в діапазоні 0,3–0,95 можна отримати для k_H приблизний вираз:

$$k_d \approx 0.75 \cdot \frac{a}{n \cdot d}. \quad (11)$$

При цьому похибка σ_k такого наближення у вказаному діапазоні рівнів опромінювання буде складати величину $\sigma_k \approx 0.0035 \cdot \frac{a}{b}$.

Таким чином, і в цьому випадку з невеликою погрішністю коефіцієнт k_d можна приймати фіксованим і відомим.

Для переходу у виразах (3), (4)...(7) від координати $\Delta \varepsilon$ системи (1) до координати цілі $\Delta \varepsilon_{ц}$, яка оцінюється за шириною пачок імпульсів $\beta_{нс}$, $\beta_{нн}$ необхідно замінити координати β_{σ} , β_{η} інтервалами спостереження $\beta_{нс}$, $\beta_{нн}$ за принципом

$$\beta_{\sigma} = \beta_{нс} / 2, \quad \beta_{\eta} = \beta_{нн} / 2$$

і здійснити перехід від $\beta_{нс}$, $\beta_{нн}$ до розмірів $\beta_{нс}$, $\beta_{нн}$ шляхом врахування зсуву оцінок $\Delta \varepsilon_{ц}$ [1], що пов'язаний з імпульсним характером роботи РЛС.

При цьому, розрахункові вирази $\Delta \varepsilon_{ц}$ для першого і другого варіантів рішення системи (1) приймають вигляд

$$\Delta \varepsilon_{ц} = \frac{k_{\eta}^2}{8 \cdot \Delta \varepsilon_m} \left(k_{\varepsilon}^2 \cdot \beta_{нс}^2 - \beta_{нн}^2 - C_{м1} \right) - \alpha_{\beta} \cdot \beta_{\eta}^2 + \alpha_m. \quad (12)$$

$$\Delta \varepsilon_{ц} = \frac{k_{\varepsilon} \cdot \Delta \varepsilon_m}{k_{\varepsilon}^2 - 1} \left(\sqrt{1 + \frac{\alpha_0}{4} (\beta_{нс}^2 - \beta_{нн}^2 - C_{м2})} - 1 \right), \quad (13)$$

де $C_{м1} = 6 \cdot T_n \cdot V_a \cdot (k_{\varepsilon} \cdot \beta_{нс} - \beta_{нн})$; $C_{м2} = 6 \cdot T_n \cdot V_a \cdot (\beta_{нс} - \beta_{нн})$; T_n – період повторення імпульсів РЛС; V_a – швидкість обертання антени, яка задана в об/хв.; α_{β} , α_m , α_0 – коефіцієнти виразів (3) і (4).

Аналогічні переходи від β_{σ} , β_{η} до $\beta_{нс}$, $\beta_{нн}$ для третього (приблизного) варіанта рішення системи (1) і для випадків опромінювання цілі одним променем приводять до виразів:

$$\Delta \varepsilon_{ц} \approx \frac{k_{\eta}^2 \cdot k_{\varepsilon}}{8 \cdot \Delta \varepsilon_m} (\beta_{нс}^2 - \beta_{нн}^2 - C_{м2}), \quad (14)$$

$$\Delta \varepsilon_{ц} = \frac{k_{\varepsilon} \cdot \Delta \varepsilon_m}{1 + k_{\varepsilon}} + \frac{k_{\eta} \cdot k_{\varepsilon}}{2} \cdot \sqrt{\beta_{нс}^2 - \beta_{нн}^2 - C_{м6}}, \quad (15)$$

$$\Delta \varepsilon_{ц} = - \left(\frac{\Delta \varepsilon_m}{1 + k_{\varepsilon}} + \frac{k_d}{2} \cdot \sqrt{\beta_{нс}^2 - \beta_{нн}^2 - C_{мн}} \right), \quad (16)$$

де $C_{м6} = 6 \cdot T_n \cdot V_a \cdot \beta_{нс}$, $C_{мн} = 6 \cdot T_n \cdot V_a \cdot \beta_{нн}$.

Таким чином, вирази (12), (13) і (14) характеризують алгоритми роботи цифрового вимірювача $\Delta \varepsilon_{ц}$ – кутового відхилення цілі від рівносигнального напрямку (РСН) двох променів опромінювання, що відповідають трьом варіантам рішення системи (1), а (15) і (16) характеризують принцип обчислення $\Delta \varepsilon_{ц}$ для одного променя опромінювання. Однак для реалізації в вимірювачі виразів (12), (15) і (16) додатково потрібно вирішити задачу обчислення β_{η} .

Можна вказати наступні рекомендації по використанню розрахункових виразів:

Якщо переслідується мета виміру $\Delta \varepsilon_{\eta}$ лише у випадку опромінювання цілі двома сусідніми променями ПДС, в алгоритмі роботи вимірювача можна реалізувати вираз (13).

Якщо крім названого в п. 1 обмеження виконується умова

$$\left| \frac{\alpha_0}{4} \cdot \beta_{\eta}^2 \right| \leq 0,05, \quad (17)$$

тоді можна використовувати в алгоритмі вираз (14). При цьому похибка вимірювання $\Delta \varepsilon_{\eta}$, що обумовлена цією умовою, не перевищить 1,3 відсотка.

У випадку одночасного вирішення вимірювачем задачі оцінки $\Delta \varepsilon_{\eta}$ для цілей, що опромінюються одним променем ПДС, у відповідності до виразу (15) або (16) необхідно заздалегідь вирішити задачу вимірювання ширини променів опромінювання β_{η} .

Пропонується наступний принцип виміру β_{η} . В цифровому вимірювачі передбачений запам'ятовувачий пристрій (ЗП) значень β_{η} для послідовності дискретів дальності і для ряду цілей з типовими ефективними відбиваючими поверхнями (ЕВП). В ході обльоту РЛС літаками з типовими ЕПВ для кожного дискрету здійснюється розрахунок β_{η} за азимутальною шириною пачок імпульсів двох любих сусідніх променів опромінювання з записом значень в комірки ЗП.

Виходячи з того, що β_{η} всіх променів ПДС однакова для кожного дискрету дальності, тоді обльот РЛС для виміру β_{η} можна здійснити на будь-якій висоті зони дії РЛС (рис. 3).

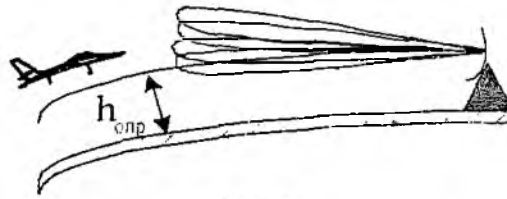


Рис. 3

Розрахунковий вираз для β_{η} витікають з (12) і (13) і мають вигляд

$$\beta_{\eta}^2 = \frac{k_{\varepsilon}^2 \cdot \beta_{\eta\alpha}^2 - \beta_{\eta\eta}^2 - C_{\text{мл}}}{k_{\varepsilon}^2 - 1} + \frac{4 \cdot \Delta \varepsilon_m^2}{k_{\eta}^2 \cdot (k_{\varepsilon} + 1)^2} - \alpha_k \cdot \Delta \varepsilon_{\eta 13}, \quad (18)$$

де $\Delta \varepsilon_{\eta 13}$ – розрахункове значення $\Delta \varepsilon_{\eta}$ за виразом (13); $C_{\text{мл}}$ – «зсув» оцінки з виразу (12):

$$\alpha_k = \frac{8 \cdot \Delta \varepsilon_m}{k_{\eta}^2 \cdot (k_{\varepsilon}^2 - 1)} = \frac{1}{\alpha_{\beta}}$$

Можна для розрахунку β_{η} під час обльоту РЛС при виконанні умови (17) користуватися приблизним виразом, що випливає з (12) і (14). Він має вигляд

$$\beta_{\eta}^2 \approx \frac{k_{\varepsilon} \cdot \beta_{\eta\alpha}^2 + \beta_{\eta\eta}^2 - 6 \cdot T_n \cdot V_a \cdot \beta_{\eta\eta} \cdot (k_{\varepsilon} - 1)}{k_{\varepsilon} + 1} + \frac{4 \cdot \Delta \varepsilon_m^2}{k_{\eta}^2 \cdot (k_{\varepsilon} + 1)^2}. \quad (19)$$

Тоді за значеннями β_{η} , що розраховані і зберігаються в комірках ЗП, для послідовності дискретів дальності для цілей з типовими ЕПВ можливо здійснювати розрахунок $\Delta \varepsilon_{\eta}$ за шириною пачок імпульсів двох променів опромінювання на підставі виразу (12), а також розра-

хунок $\Delta \epsilon_{\eta}$ за шириною пачки імпульсів одного променя опромінювання у відповідності з виразами (15) або (16).

За думкою авторів, матеріал роботи становить практичний інтерес для розробників РЛС з ПДН на етапі їх модернізації шляхом впровадження досягнень обчислювальної техніки.

Окремої уваги заслуговує питання аналізу і дослідження точностей, що очікуються, вимірювання висоти цілей оглядових РЛС методом парціальних діаграм.

Список літератури: 1. *Дукін Г.Ю., Рысаков Н.Д., Хохлюк В.И.* Анализ потенциальной точности определения высоты целей в обзорных радиолокационных станциях методом парциальных диаграмм // *Радиоелектроніка та інформатика*. 2003. Т. 29, № 2. С. 15-18 2. *Драбкин А.Л., Зуванко В.Л., Кислов А.Т.* Антенно-фидерные устройства. М.: Сов радио, 1974. 536 с.

*Харківський університет Повітряних Сил
ім. Івана Кожесуба*

Надійшла до редколегії 01.11.2006

ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ТРОПОСФЕРЕ ФРОНТА ПОМЕХОВОЙ ВОЛНЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЕЕ ПОДАВЛЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫМ КОМПЕНСАТОРОМ

Постановка проблемы

Корреляционные компенсаторы внешних помех, использующие их пространственную когерентность, нашли широкое применение в радиолокационной технике [1]. Функциональная схема компенсации помехи изображена на рис. 1.

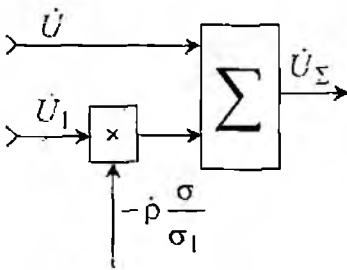


Рис. 1

Она содержит основную и вспомогательную антенны, сумматор и перемножитель во вспомогательном канале. Предполагается использование для помеховых напряжений метода комплексных амплитуд. В основном и вспомогательном каналах они обозначены соответственно \dot{U} и \dot{U}_1 , а на выходе схемы – \dot{U}_Σ . В установившемся режиме оптимальное значение второго множителя на входе перемножителя $-\dot{\rho}\sigma/\sigma_1$ определяется среднеквадратическими

отклонениями σ и σ_1 помеховых напряжений соответственно основного и вспомогательного каналов и коэффициентом корреляции этих напряжений $\dot{\rho} = \langle \dot{U}\dot{U}_1^* \rangle / \sigma\sigma_1$ (угловые скобки здесь и далее – знак статистического усреднения). При этом отношение дисперсии напряжения помехи на выходе компенсатора σ_Σ^2 к дисперсии напря-

жения помехи в основном канале σ^2 определяется соотношением $\frac{\sigma_\Sigma^2}{\sigma^2} = 1 - |\dot{\rho}|^2$ и тем меньше, чем выше степень корреляции помеховых напряжений в основном и вспомогательном каналах.

Ослабление корреляции этих напряжений определяется независимыми факторами: собственными шумами в каналах, ошибками настройки и нестабильностью параметров каналов, а также случайными искажениями фронта помеховой волны в турбулентной тропосфере.

Цель статьи

Влияние последнего фактора рассмотрено в литературе еще недостаточно и его оценка составляет цель настоящей статьи.

Для того чтобы выделить влияние отдельных факторов, представим комплексные амплитуды напряжений в каналах в виде сумм $\dot{U} = \dot{U}_n + \dot{U}_w$ и $\dot{U}_1 = \dot{U}_{n1} + \dot{U}_{w1}$, где \dot{U}_n и \dot{U}_{n1} – комплексные амплитуды напряжений, создаваемых внешней помехой на выходе антенн соответственно основного и вспомогательного каналов, \dot{U}_w и \dot{U}_{w1} – комплексные амплитуды внутренних шумоподобных напряжений, вызванных собственным шумом, ошибками настройки и нестабильностью параметров каналов. С учетом взаимной независимости всех напряжений кроме \dot{U}_n и \dot{U}_{n1} , коэффициент корреляции которых $\dot{\rho}_n$ близок к единице, значительного превышения в каждом канале дисперсии σ_n^2 и σ_{n1}^2 внешних помех над дисперсиями σ_w^2 и σ_{w1}^2 внутренних шумов, пренебрегая величинами второго порядка малости, после несложных преобразований имеем $\frac{\sigma_\Sigma^2}{\sigma^2} \cong 1 - |\dot{\rho}_n|^2 + \frac{\sigma_w^2}{\sigma_n^2} + \frac{\sigma_{w1}^2}{\sigma_{n1}^2}$. Первые два слагаемых этого выражения

$\xi = 1 - |\dot{\rho}_n|^2$ (1) определяют возможности ослабления внешней помехи, ограниченные случайными искажениями фронта помеховой волны.

Величину $|\dot{\rho}_n|^2$ будем далее оценивать на примере линейных антенн с линейными фазо-

выми распределениями, с равномерным или оптимальным амплитудными распределениями. При этом комплексную амплитуду напряжения \dot{U}_n на выходе антенны можно заменить нормированным комплексным множителем системы антенны $\dot{I}(\psi)$ [2], отличающимся от \dot{U}_n лишь далее сокращенным коэффициентом. Для линейной антенны с равномерным амплитудным распределением

$$\dot{I}(\psi) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-j(bx + \varphi(x))} dx,$$

где $b = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$ – регулярное изменение фазы на единичной длине апертуры антенны; L – ее размер; $\psi = bL/2$ – обобщенный угол; λ – длина волны; θ – угол между нормалью к антенне и направлением на источник излучения; $\varphi(x)$ – распределение вдоль антенны случайных фазовых флуктуаций; x – координата сечения антенны, отсчитывается от ее центра.

При использовании нормированного комплексного множителя системы $\dot{I}(\psi)$ имеем

$$|\dot{\rho}_n|^2 = |\dot{K}|^2 / D D_1, \quad (2)$$

где

$$D = \langle |\dot{I}|^2 \rangle, \quad D_1 = \langle |\dot{I}_1|^2 \rangle \quad (3)$$

– дисперсии,

$$\dot{K} = \langle \dot{I} \dot{I}_1^* \rangle \quad (4)$$

– взаимный корреляционный момент множителей системы основной и вспомогательной антенн.

При определении корреляционных моментов (3) и (4) будем использовать линейный закон убывания коэффициента корреляции фазовых флуктуаций.

$$r_\varphi(x-s) = \frac{\langle \varphi(x)\varphi(s) \rangle}{\sigma_\varphi^2} = \begin{cases} 1 - |x-s|/\rho_\varphi & \text{при } |x-s| \leq L/2, \\ 0 & \text{при } |x-s| > L/2, \end{cases} \quad (5)$$

где σ_φ^2 – дисперсия, а ρ_φ – радиус корреляции фазовых флуктуаций.

Выбор такого закона связан с незначительным изменением корреляции в пределах антенны ($\rho_\varphi \gg L$).

С использованием методов статистической теории антенн [2] при принятом коэффициенте корреляции (5) дисперсия множителя системы основной антенны во всех рассмотренных далее случаях определяется соотношениями

$$\begin{aligned} D(\psi) &= \langle \dot{I}(\psi) \dot{I}^*(\psi) \rangle = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-\bar{a}|x-s|} dx ds = \\ &= e^{-2\bar{a}L} F^2(\psi) + \frac{2a - e^{-2a}}{2(\psi^2 + a^2)} + \frac{\psi^2 - a^2}{2(\psi^2 + a^2)^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $F(\psi) = \frac{\psi \sin \psi - a \cos \psi}{\psi^2 + a^2}$; $\bar{a} = \sigma_\varphi^2 / \rho_\varphi$ – параметр, характеризующий искажения фронта помеховой волны; $a = \bar{a}L/2$ – параметр, определяющий влияние искажений фронта помеховой волны на эффективность подавления помехи, что будет показано ниже.

Дисперсия множителя системы вспомогательной антенны D_1 и коэффициент корреляции множителей системы основной и вспомогательной антенн K зависят от их размеров, взаимного расположения и настройки. Рассмотрим несколько типовых случаев.

Проанализируем случай, когда диаграмма направленности антенны вспомогательного канала не согласована с направлением прихода помеховой волны. Ограничимся частным случаем совпадения главных максимумов диаграмм направленности антенн основного и вспомогательного каналов с равномерными амплитудными распределениями. В этом случае для дисперсии множителя системы антенны вспомогательного канала справедливо выражение (6) при заменах: $L \rightarrow L_1$, $\psi \rightarrow \psi_1 = bL_1/2$, $a \rightarrow a_1 = \bar{a}L_1/2$, где L_1 – длина вспомогательной антенны.

Для корреляционного момента множителей системы получено аналогично (6) выражение

$$\begin{aligned} \dot{K} &= \langle \dot{I}(\psi) \dot{I}_1^*(\psi) \rangle = \frac{1}{L L_1} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-jbx} \left(\int_{-L_1/2}^{L_1/2} e^{-\bar{a}|x-\psi|+jbx} dx \right) ds = \\ &= \frac{\exp\{-a\}}{(\psi^2 + a^2)^2} \left[(\psi^2 - a^2) \left(\cos \psi \cdot \cos \psi_1 \cdot a \frac{sh a_1}{a_1} + \sin \psi \cdot ch a_1 \cdot \psi \frac{\sin \psi}{\psi_1} \right) + \right. \\ &\left. + 2a\psi \left(\sin \psi \cdot \cos \psi_1 \cdot a \frac{sh a_1}{a_1} - \cos \psi \cdot ch a_1 \cdot \psi \cdot \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right) \right] + \frac{a}{\psi^2 + a^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Если главный максимум диаграммы направленности антенны вспомогательного канала направлен на источник помехи, то при равномерном амплитудном распределении и размере $L_1 \leq L$ дисперсия ее множителя системы определяется соотношением (6) при $\psi = 0$, $L = L_1$, и $a = a_1$

$$D_1 = \frac{1}{2a_1^2} (e^{-2a} - 2a_1 - 1) \quad (8)$$

Для этого случая взаимный корреляционный момент множителей системы антенн каналов определяется соотношением

$$\dot{K}(\ell) = \langle \dot{I}(\psi) \dot{I}_1^*(0) \rangle = \frac{1}{L L_1} \int_{-L/2}^{L/2} \left(\int_{-L_1/2}^{L_1/2} e^{-\bar{a}|x-\psi|+jbx} dx \right) ds$$

Здесь ℓ – расстояние между фазовыми центрами основной и вспомогательной антенн.

При совмещении фазовых центров антенн ($\ell = 0$) вычисление интегралов дает

$$\dot{K}(0) = BF + A. \quad (9)$$

где $B = e^{-a} \frac{sh a_1}{a_1}$, $A = \frac{a}{\psi^2 + a^2} \frac{sh a_1}{a_1}$.

При разнесении фазовых центров антенн в пределах $0 \leq \ell \leq (L - L_1)/2$ (апертуры основной и вспомогательной антенн перекрываются полностью) имеем

$$\dot{K}(\ell) = BF ch \bar{a} \ell + A \cos b \ell - j(BG sh \bar{a} \ell - A \sin b \ell) \quad (10)$$

где $G = \frac{\psi \cos \psi + a \sin \psi}{\psi^2 + a^2}$.

При разнесении фазовых центров антенн в пределах $(L - L_1)/2 \leq \ell \leq (L + L_1)/2$ (апертуры антенн перекрываются частично) вычисление интегралов приводит к выражению

$$\begin{aligned} \dot{K}(\ell) &= e^{-a} \frac{sh[(a + a_1 - \bar{a}\ell)/2]}{a_1} \left\{ ch[(a - a_1 + \bar{a}\ell)/2] F - j sh[(a - a_1 + \bar{a}\ell)/2] G \right\} + \\ &+ \frac{a}{\psi^2 + a^2} \frac{\sin[(\psi + \psi_1 - b\ell)/2]}{\psi_1} e^{j(\psi - \psi_1 - b\ell)/2} + \\ &+ e^{-\{a + a_1 + \bar{a}\ell\}/2} \frac{sh(-a + a_1 + \bar{a}\ell)}{a_1} \frac{sh(a + j\psi)}{a + j\psi}. \end{aligned} \quad (11)$$

При разнесении фазовых центров антенн на расстояния $\ell \geq (L + L_1)/2$ (апертуры антенн не перекрываются) получим

$$\dot{K}(\ell) = e^{-a\ell} \frac{\operatorname{sh}(a + j\psi)}{a + j\psi} \frac{\operatorname{sh} a_1}{a_1}. \quad (12)$$

Полученные соотношения (1)–(4) и (6)–(12) позволяют сделать численные оценки ξ ограничений эффективности подавления помехи компенсатора, обусловленных влиянием внешних факторов.

Наряду с этими точными соотношениями имеет смысл получить их упрощенные приближения, учитывающие реальные значения используемых параметров и позволяющие более наглядно выявить основные закономерности.

Значения σ_ϕ^2 и ρ_ϕ в тропосфере таковы [3, 4], что обычно можно полагать $\bar{a} \ll 1$. При воздействии помехи по боковым лепесткам диаграммы направленности основной антенны можно считать $\psi \gg a$.

При этих допущениях с погрешностью порядка a^2 справедливы более простые соотношения.

Для дисперсии множителя системы антенны основного канала вместо (6) можно использовать

$$D(\psi) = \left(\frac{\sin \psi}{\psi} \right)^2 (1 + 2a \operatorname{ctg}^2 \psi). \quad (13)$$

Это же соотношение при заменах $a \rightarrow a_1$ и $\psi \rightarrow \psi_1 = bL/2$ справедливо для дисперсии множителя системы вспомогательной антенны, если она направлена так же, как и основная антенна.

Для дисперсии множителя системы антенны вспомогательного канала, если направление главного лепестка ее диаграммы направленности совпадает с направлением прихода помеховой волны, вместо (8) можно использовать

$$D_1(0) = 1 - \frac{2a_1}{3}. \quad (14)$$

Для взаимного корреляционного момента множителей системы основной антенны и так же направленной вспомогательной антенны с совпадающими фазовыми центрами вместо (7) получаем

$$\dot{K}(0) = \frac{\sin \psi}{\psi} \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} (1 - a). \quad (15)$$

Для взаимного корреляционного момента множителей системы основной антенны и направленной на источник помехи вспомогательной антенны вместо (9)–(12) можно использовать соотношения:

$$\dot{K}(\ell) = \frac{\sin \psi}{\psi} \{1 - a[1 + \xi(\ell)]\}, \quad (16)$$

$$\xi(\ell) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq \ell \leq (L - L_1)/2, \\ \frac{L}{4L_1} \left(1 - \frac{L_1}{L} - \frac{2\ell}{L}\right)^2 & \text{при } (L - L_1)/2 \leq \ell \leq (L + L_1)/2, \\ \frac{2\ell}{L} - 1 & \text{при } \ell \geq (L + L_1)/2. \end{cases} \quad (17)$$

Используя формулы (1), (2), (13)–(17), получим достаточно точные, простые и наглядные соотношения для оценки ограничений ослабления помехи, обусловленных флуктуациями фронта ее волны.

При совмещении фазовых центров основной и вспомогательной антенн и одинаковом направлении главных максимумов их диаграмм направленности имеем

$$\xi = \frac{2a(1 + ctg^2 \psi + ctg^2 \psi_1)}{1 + 2a(ctg^2 \psi + ctg^2 \psi_1)}. \quad (18)$$

При произвольном значении величины ζ разности фазовых центров основной и вспомогательной антенн и направленности последней на источник помехи получаем

$$\xi = \frac{2a}{1 + 2a ctg^2 \psi} \left[1 + ctg^2 \psi - \frac{L_1}{3L} + \zeta(\ell) \right]. \quad (19)$$

Пределные возможности компенсации внешней активной помехи, обусловленные искажением фронта ее волны, можно оценить, используя результаты анализа оптимальной обработки сигналов на фоне собственных шумов и внешней помехи с искаженным фазовым фронтом. Для принятых выше допущений о некоррелированности по времени и пространству собственных шумов, и некоррелированности по времени, но коррелированности по пространству внешней помехи с коэффициентом корреляции фазовых флуктуаций (5), оптимальная пространственная обработка сводится к следующему.

Пространственная обработка в основном канале по-прежнему согласована с направлением прихода полезного сигнала и определяется соотношениями (6) и (13).

Пространственная обработка во вспомогательном канале должна быть согласована с направлением прихода внешней помехи, но используется неравномерное, зависящее от интенсивности внешней помехи амплитудное распределение вдоль апертуры вспомогательной антенны. Размеры апертуры основной и вспомогательной антенн должны быть равными, а их фазовые центры совмещены.

Нормированное значение комплексного множителя системы вспомогательной антенны описывается соотношениями: $\dot{I}_1 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} ch \tilde{\alpha} x e^{j\varphi(x)} dx$, $\tilde{\alpha} = \sqrt{\tilde{a}^2 \chi + \tilde{a}^2}$, $\chi = \frac{\sigma_{ш1}^2}{\sigma_{ш1}^2}$ — отношение дисперсий флуктуаций помехи и собственного шума во вспомогательном канале.

Дисперсия \dot{I}_1 определяется формулами

$$\begin{aligned} D_1 &= \langle |\dot{I}_1|^2 \rangle = \frac{1}{L^2} \left\langle \left| \int_{-L/2}^{L/2} ch \tilde{\alpha} x e^{j\varphi(x)} dx \right|^2 \right\rangle = \\ &= \frac{1}{L^2} \int_{-L/2}^{L/2} ch \tilde{\alpha} s ds \int_{-L/2}^{L/2} ch \tilde{\alpha} x e^{-j[\varphi(x)-\varphi(s)]} dx = \\ &= \frac{1}{\chi} \left[\frac{e^{-\alpha}}{c} \left(\frac{\alpha}{a} \sin \alpha \cdot cha - ch \alpha \cdot sha \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{sh 2\alpha}{2\alpha} \right) \right]. \end{aligned}$$

где $c = \frac{\chi}{ch \alpha + \frac{a}{\alpha} sh \alpha}$, $\alpha = \tilde{\alpha} L/2$.

При $\alpha \ll 1$ соотношение для D_1 упрощается до вида

$$D_1 = (1 - a) \left(\frac{\alpha sh \alpha}{\chi a} \right)^2. \quad (20)$$

Взаимный корреляционный момент нормированных множителей системы основной и вспомогательной антенн описывается соотношениями

$$K = \langle \dot{I} \dot{I}_1 \rangle = \frac{1}{L^2} \int_{-L/2}^{L/2} ch \tilde{\alpha} s ds \int_{-L/2}^{L/2} e^{-j[\varphi(x)-\varphi(s)]} dx =$$

$$= \frac{1}{\chi} e^{-a} \left(\frac{\alpha}{a} \operatorname{sh} \alpha \cdot \operatorname{ch} a - \operatorname{ch} \alpha \cdot \operatorname{sh} a \right) F + \frac{a}{a^2 + \psi^2} \frac{\alpha \operatorname{sh} \alpha \operatorname{ch} \psi + \psi \operatorname{ch} \alpha \cdot \operatorname{sh} \psi}{\alpha^2 + \psi^2}.$$

При $\alpha \ll 1$ и $\alpha \ll \psi$ это соотношение упрощается до вида

$$K = (1-a) \frac{\alpha \operatorname{sh} \alpha}{\chi a} \frac{\sin \psi}{\psi}. \quad (21)$$

Используя соотношения (1), (2), (13), (20) и (21), для оценки предельно возможного ослабления внешней помехи получаем

$$\xi = a \frac{1 + 2 \operatorname{ctg}^2 \psi}{1 + 2a \operatorname{ctg}^2 \psi}. \quad (22)$$

Рис. 2 – 5 иллюстрируют основные закономерности влияния флуктуаций фронта помеховой волны на конечный результат ее компенсации в корреляционном компенсаторе, определяемые соотношениями (18), (19) и (22).

На рис. 2 для случая оптимальной обработки изображены зависимости относительного ослабления мощности помехи $\sigma_{\xi}^2 / \sigma_a^2$ от обобщенного параметра a при фиксированных значениях отклонений $\Delta\psi$ обобщенного угла ψ от направления максимума бокового лепестка.

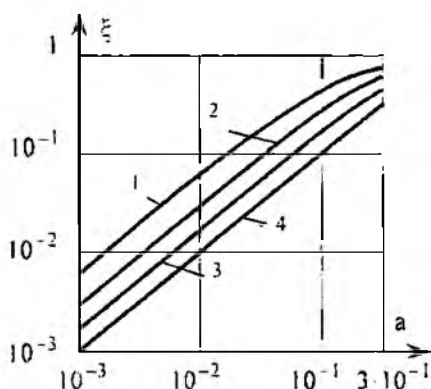


Рис. 2

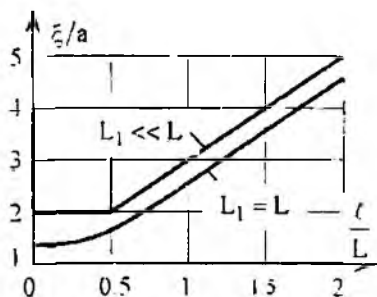


Рис. 3

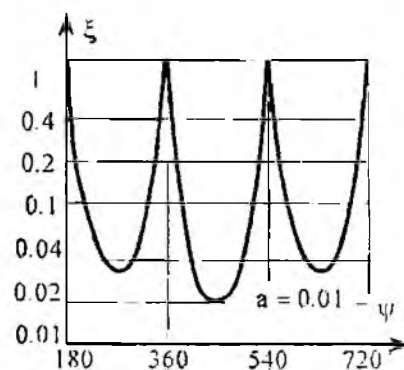


Рис. 4

На рис. 2 зависимости 1, 2, 3 и 4 соответствуют $\Delta\psi = 60, 45, 30$ и 0° . Относительное ослабление мощности помехи практически прямопропорционально a , составляет единицы a и зависит от $\Delta\psi$.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость относительного ослабления помехи от разнеса фазовых центров основной и вспомогательной антенн для двух размеров L_1 вспомогательной антенны

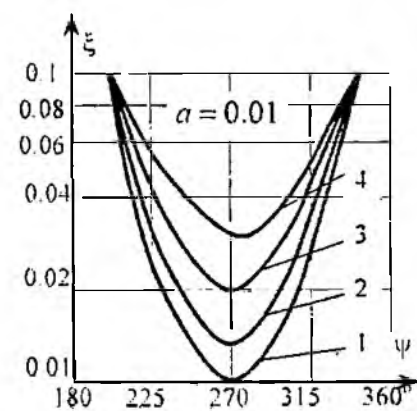


Рис. 5

$L_1 \ll L$ и $L_1 = L$. Амплитудное распределение в обоих случаях полагалось равномерным, а фазовое распределение вспомогательной антенны соответствовало направлению прихода помехи. Из рисунка видно, что влияние разнеса фазовых центров антенн становится существенным тогда, когда апертуры антенн перестают перекрывать друг друга.

Рис. 4 дает представление о зависимости относительного ослабления мощности помехи от обобщенного угла прихода помехи для случая слабо направленной диаграммы вспомогательной антенны, несогласованной с направлением прихода помехи (18).

Рис. 5 позволяет сравнить влияние различных факторов на относительное ослабление мощности помехи. На нем кривая 1 соответствует оптимальной обработке, кривые 2 и 3 – направленной вспомогательной антенне соответственно при

$L_1 = L$ и $L_1 \ll L$. кривая 4 – ненаправленной вспомогательной антенне.

В литературе (например, [3, 4]) имеются необходимые для оценки возможных значений параметра a теоретические соотношения и экспериментальные данные. Для дисперсии σ_φ^2 и радиуса когерентности ρ_φ фазовых флуктуаций сферической волны справедливы соотношения: $\sigma_\varphi^2 = 0,065 C_\epsilon^2 k^2 r L_0^{5/3}$, $\rho_\varphi = (0,27 C_\epsilon^2 k^2 r)^{-3/5}$. $C_\epsilon^2 = 2 \sigma_\epsilon^2 / L_0^{2/3}$. где r – путь волны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, σ_ϵ^2 – дисперсия флуктуаций относительной диэлектрической проницаемости среды, L_0 – ее внешний масштаб турбулентности.

$$\text{Используя эти отношения, имеем } \bar{a} = \frac{\sigma_\varphi^2}{\rho_\varphi} = 32 L_0^{3/5} \cdot \sigma_\epsilon^{16/5} \left(\frac{r}{\lambda^2} \right)^{8/5}.$$

Принимая за внешний масштаб турбулентности L_0 высоту полета помехоносителя 1 км и экспериментальные оценки [3, 4] среднеквадратического отклонения диэлектрической проницаемости тропосферы $\sigma_\epsilon = (0,5 \div 3) \cdot 10^{-6}$, а также используя единицы измерения M^{-1} для \bar{a} , см для λ и км для r , получим соотношение

$$\bar{a} [M^{-1}] = (4,7 \cdot 10^{-6} \dots 1,5 \cdot 10^{-3}) \left(\frac{r [км]}{\lambda^2 [см]} \right)^{8/5},$$

позволяющее для конкретного размера антенны оценить параметр $a = \bar{a} L/2$.

Чтобы получить единую оценочную зависимость a от длины волны λ для различных антенн используем приближенную связь $L [м] \approx 1 \cdot \sqrt{\lambda [см]}$.

В этом выражении 1 имеет размерность $[м \cdot см^{-1/2}]$. Отметим, что при такой оценке используется сравнительно небольшие размеры антенн.

Приближенная оценка a для широкого диапазона размеров антенн в этом случае описывается соотношением

$$a = (2,3 \cdot 10^{-6} \dots 7,2 \cdot 10^{-4}) r^{1/5} [км] \cdot \lambda^{-2/5} [см].$$

Определяемая им численная связь между r , λ и a иллюстрируется рис.6 – 8 для максимального, среднего и минимального среднеквадратических значений флуктуаций диэлектрической проницаемости тропосферы. Зависимости 1, 2 и 3 построены для значений $a = 10^{-1}, 10^{-2}$ и 10^{-3} , соответствующих порядкам значений ослабления мощности помехи $\xi = \sigma_\Sigma^2 / \sigma_n^2 \sim 1, 10^{-1}$ и 10^{-2} .

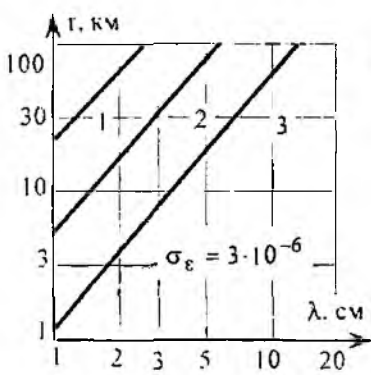


Рис.6

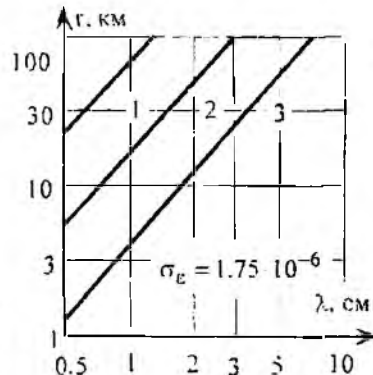


Рис.7

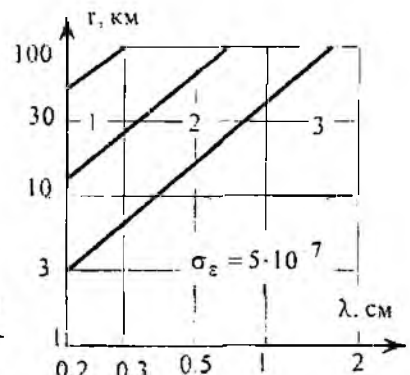


Рис.8

Выводы

Приведенные численные оценки указывают на определяющую роль метеорологических условий в сантиметровом диапазоне длин волн. В этом диапазоне условия распространения помеховой волны не влияют на эффективность ее подавления в спокойной тропосфере и могут быть определяющими в возбужденной тропосфере. Среднеквадратическое значение флуктуаций диэлектрической проницаемости может изменяться на порядок в течении суток. Оно максимально весной и осенью. В дециметровом диапазоне длин волн флуктуации диэлектрической проницаемости не оказывают существенного влияния при рассмотренных уровнях подавления помехи. В миллиметровом диапазоне длин волн это влияние значительно при любом состоянии тропосферы.

Из изложенного следует также, что при анализе результатов пространственной обработки в корреляционных компенсаторах помех даже при небольших размерах антенны необходим статистический подход [2].

Список литературы: 1. *Ширман Я.Д., Манжос В.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М: Радио и связь, 1981. 2. *Шифрин Я.С.* Вопросы статистической теории антенн. М: Сов. радио, 1970. 3. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М: Наука, 1978. 4. *Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М: Радио и связь, 1983.

*Харьковский Университет Воздушных Сил
им. Ивана Кожеду́ба*

Поступила в редколлегию 05.09.2006

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, *д-р физ.-мат. наук*, С. И. МЕЛЬНИК, *канд. техн. наук*,
И. И. СЛИПЧЕНКО, *канд. техн. наук*

ИНФОРМАЦИОННОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МИКРОВОЛНОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Введение

Ближнеполевая сканирующая микроволновая микроскопия (БПСММ) по праву относится к ультрамикроскопии, хотя на современном уровне развития и не обеспечивает нанометрового пространственного разрешения, как сканирующая туннельная микроскопия (СТМ), атомно-силовая сканирующая микроскопия (АССМ), и ближнеполевая оптическая микроскопия (БПОМ) [1]. Важно отметить, что подобно БПОМ в БПСММ преодолевается предел Аббе. Однако его превышение в данном случае составляет несколько порядков от рабочей длины волны зондирующего излучения и не ограничено волновой природой поля. Продвижение в нанометровую область пространственного разрешения БПОМ ограничено на данном этапе снижением чувствительности при уменьшении поперечного размера острия зонда. Вместе с тем, интерес к решению этой задачи носит вполне практический характер в связи с существенной по сравнению с другими разновидностями ультрамикроскопии особенностью, определяемой многопараметровостью диагностики. Например, БПСММ полупроводникового материала способна обеспечить исследование не только неоднородности поверхности, но также и неоднородности поверхностного сопротивления, фоточувствительности, поверхностной и объемной рекомбинации, анизотропии физикоэлектрических свойств.

При любом сканировании объекта с малыми неоднородностями возникает эффект «размывания» изображения, который и снижает пространственную разрешающую способность. В микроволновой микроскопии это связано с тем, что измеряемый микроволновым датчиком полезный сигнал определяется взаимодействием поля датчика с некоторой, достаточно широкой областью объекта, размер которой определяется расстоянием до него и апертурой датчика. Это следует из общей формулы для сдвига частоты в присутствии возмущающих поле неоднородностей [2],

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\int (\delta \epsilon \cdot \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_0 + \delta \mu \cdot \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_0) dV}{\int (\epsilon \cdot \vec{E}_0^2 + \mu \cdot \vec{H}_0^2) dV} \quad (1)$$

Здесь $\frac{\delta f}{f}$ – измеряемые параметры резонаторного датчика – сдвиг частоты и добротности, записанные как реальная и мнимая компоненты сдвига комплексной частоты; $\epsilon; \mu$ и $\delta \epsilon; \delta \mu$ – комплексная диэлектрическая и магнитная проницаемости материала тестируемого объекта и их изменение в местах возникновения неоднородностей; $\vec{E}_1; \vec{E}_0$ и $\vec{H}_1; \vec{H}_0$ соответственно распределение электрической и магнитной составляющих поля датчика в присутствии неоднородностей и без них. Так как интегрирование проводится по всему объему, то на измеряемый сигнал влияют все неоднородности, оказавшиеся в поле датчика одновременно.

Одним из приемов повышения разрешающей способности при заданной геометрии зондовой части микроволнового микроскопа может быть использование современных методов обработки сканируемых изображений. Для учета и исключения вредного влияния «размывания» обычно используются методы реконструкции [3], основанные на решении двумерного интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$U(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x', y-y') \cdot Z(x', y') dx' dy' + S(x, y), \quad (2)$$

где $U(x, y)$ – измеренное двумерное поле полезного сигнала (результат сканирования), $G(x, y)$ – пространственная передаточная функция датчика, $Z(x', y')$ – искомое двумерное поле источников сигнала, $S(x, y)$ – аддитивный шум.

В идеализированной модели при отсутствии шума и точно заданной передаточной функции уравнения (1) типа свертки имеют точное решение. В реальных задачах погрешности реконструкции изображения (распределения $Z(x', y')$) возникают как из-за неточности определения передаточной функции, так и за счет присутствия аддитивных шумов. Эти погрешности, как правило, и определяют предельно достижимую разрешающую способность метода. В условиях неопределенности (неизвестны параметры передаточной функции и спектральные характеристики шума) дополнительно решают задачу оптимизации алгоритма реконструкции информационными методами.

В области микроволновой микроскопии метод реконструкции изображений практически не используется. Краткое сообщение [4] является исключением и не содержит анализа возможностей метода и учета специфики БПСММ. Это связано с тем, что формула (1) предполагает независимое (линейное) влияние скалярного или векторного поля источников $Z(x, y)$ на результаты сканирования. В то же время в задачах микроволновой микроскопии нельзя пренебрегать взаимным влиянием неоднородностей, расстояние между которыми сравнимо или намного меньше апертуры датчика. Соответственно требуется и модификация алгоритма решения обратной задачи.

Если ограничиться рассмотрением неоднородности диэлектрических и проводящих свойств, то искомое распределение $\delta\vec{E}(\vec{r})$ является решением интегрального уравнения (1), где двумерное распределение $\delta\vec{f}/\vec{f}(x, y)$ измеряется, а $\vec{E}_0(\vec{r})$ может быть предварительно рассчитано. Специфика БПСММ в том, что от неизвестного распределения $\delta\vec{E}(\vec{r})$ интегральным образом зависит и входящее в (1) распределение возмущенного поля $\vec{E}_1(\vec{r})$. Для преодоления этой трудности нами разработан двухэтапный алгоритм реконструкции, который будет описан в последующих публикациях.

В настоящей работе с целью получения приближенных оценок ограничимся рассмотрением упрощенной модели двух локальных неоднородностей, для которых связь между их геометрическими параметрами и возмущением поля может быть задана аналитически. Эта модель соответствует приближению малых неоднородностей, в отличие от обычно используемых. Нами показана возможность значительного (на порядок) повышения разрешающей способности МВМ за счет дополнительной обработки результатов сканирования. Для практического использования предложен ряд формул для оценки его предельного значения.

При этом существенно, что линейное разрешение реконструированного изображения определяется как кривизной распределения поля датчика, зависящей от его геометрических характеристик, так и от уровня шума. Полученный результат может служить в качестве обобщенного критерия для оптимизации конструкции резонаторного датчика в БПСММ.

Приближенная оценка разрешающей способности

Определим линейную разрешающую способность как минимальное расстояние между двумя «точечными» источниками, при котором с уверенностью можно отличить их от единичного источника сигнала. Сначала рассчитаем аналитически зависимость сигнала, получаемого при сканировании двух локальных неоднородностей в материале тестируемого объекта, от расстояния между ними. В качестве неоднородностей возьмем две воздушные сферические полости радиуса R в однородном слое с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ , расположенные на расстоянии $2l \geq 2R$ между их центрами. В данном случае электромагнитное поле датчика можно рассчитывать в квазистатическом приближении.

Дальнейшее рассмотрение требует знания структуры поля в апертуре датчика, включая его распределение по нормали к объекту. Для обычно используемой коаксиальной конфигурации микроволнового зонда с выступающим заостренным центральным проводником получить

в аналитическом виде точное распределение поля в апертуре невозможно. Результаты численного решения нами этой задачи для близкой геометрии, подробно описанные в [5], приведены на рис. 1 (*a* – схема резонаторного датчика и однородного тестируемого объекта; *b* – распределение вертикальной составляющей электрического поля датчика в зависимости от отношения радиуса центральной вставки и апертуры). Они позволяют утверждать, что при оценках разрешающей способности БПСММ с реконструкцией изображения можно воспользоваться следующей аппроксимацией. Учитывая малое влияние радиальной составляющей поля на измеряемый сигнал, будем полагать, что невозмущенное поле в рассматриваемой центральной области имеет только вертикальную электрическую составляющую. Зависимость ее амплитуды от горизонтальной координаты x можно аппроксимировать гауссоидой $E_0(x) \approx Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{2a^2}}$, где x_0 – координата оси датчика, а параметр a характеризует полуширину распределения. Такая аппроксимация хорошо описывает центральную область поля датчика, которая обеспечивает максимальный вклад в сигнал.

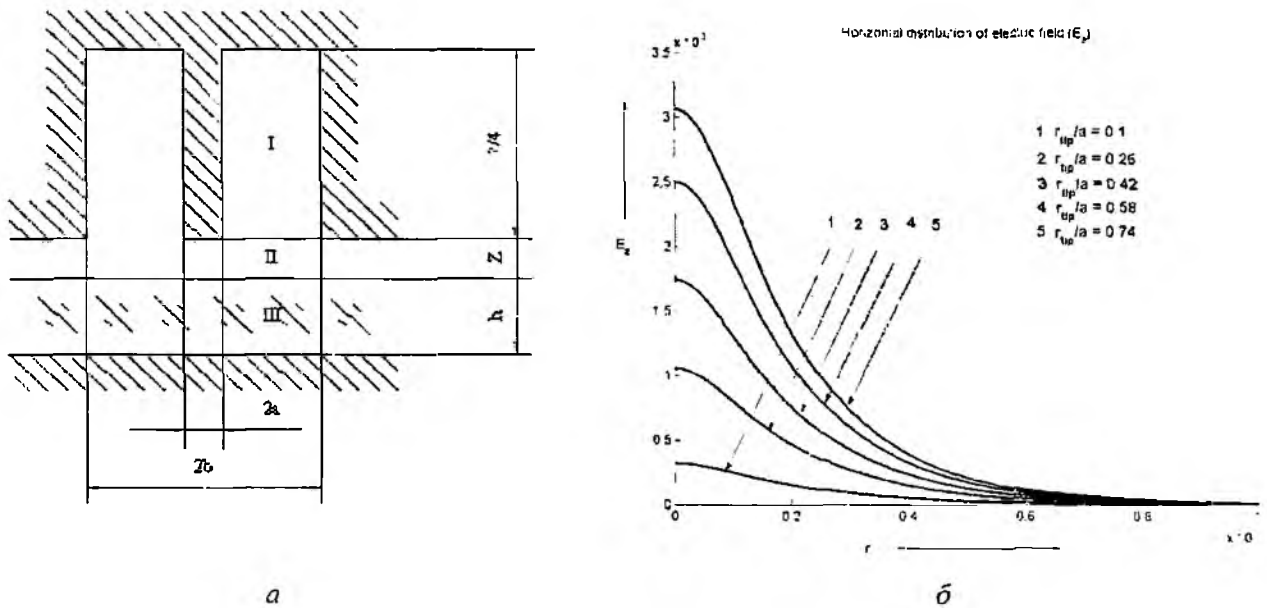


Рис. 1

В рамках предложенной модели в каждой из воздушных полостей за счет поверхностных зарядов создается дополнительное поле, эквивалентное полю диполя с моментом $P = E \cdot R^3 \frac{1-\epsilon}{1+2\epsilon}$ [6]. Здесь внешнее для рассматриваемой воздушной полости поле E складывается из невозмущенного поля E_0 и поля зарядов, наведенных на поверхности соседней полости, центр которой находится на расстоянии $2l$. Обозначим далее $\frac{1-\epsilon}{1+2\epsilon} = \epsilon'$. Тогда мощности диполей, эквивалентных наведенному на поверхности полостей заряду, могут быть рассчитаны из системы уравнений:

$$\begin{cases} P_1 = R^3 \epsilon' \left[Ae^{-\frac{(l-x_0)^2}{2a^2}} - P_2 \cdot (8l^3 \epsilon')^{-1} \right] \\ P_2 = R^3 \epsilon' \left[Ae^{-\frac{(l+x_0)^2}{2a^2}} - P_1 \cdot (8l^3 \epsilon')^{-1} \right] \end{cases} \quad \text{откуда:} \quad \begin{cases} P_1 = R^3 \epsilon' A \frac{e^{-\frac{(l-x_0)^2}{2a^2}} - \chi^{-3} e^{-\frac{(l+x_0)^2}{2a^2}}}{1 - \chi^{-6}} \\ P_2 = R^3 \epsilon' A \frac{e^{-\frac{(l+x_0)^2}{2a^2}} - \chi^{-5} e^{-\frac{(l-x_0)^2}{2a^2}}}{1 - \chi^{-6}} \end{cases} \quad (3)$$

где $\chi = \frac{2l}{R} \geq 4$. С учетом интегрального соотношения $\int \delta\varepsilon \cdot \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_0 dv = \vec{p} \cdot \vec{E}_0$, которое связывает вклад неоднородности $\delta\varepsilon$ в полную энергию электрического поля, и ее эквивалентный дипольный момент [2], результат сканирования может быть рассчитан по аналитической формуле

$$\frac{\delta f}{f}(x_d) = K_0 A \left[P_1 \cdot e^{-\frac{(l-x_d)^2}{2a^2}} + P_2 \cdot e^{-\frac{(l-x_d)^2}{2a^2}} \right], \quad (4)$$

где нормировочный коэффициент $K_0 = \left(\int \varepsilon \vec{E}_0^2 dv \right)^{-1}$.

Полученные зависимости для различных значений параметра $\chi = [5; 15; 25; 35; 75]$ показаны на рис. 2 (координата x_d выражена в единицах R). С увеличением параметра χ расстоя-

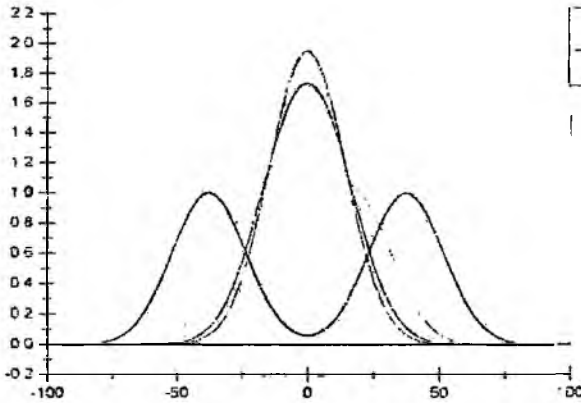


Рис. 2

ние между полостями увеличивается и они становятся визуально разрешимы. При этом центральный максимум становится ниже. Значение эффективной ширины невозмущенного поля, $a = 20R$ выбрано значительно превышающим размеры неоднородностей, для того, чтобы обеспечить выполнение принятого приближения. Из рисунка видно, что для необработанных результатов разрешающая способность определяется шириной распределения невозмущенного поля и составляет $2l \approx 2a$ ($\chi = 35$). При таком расстоянии между неоднородностями на графике уже наблюдаются два различных максимума.

В свою очередь, эта ширина определяется как величиной апертуры датчика, так и расстоянием до плоскости сканирования. Отметим также, что шум при этом лишь незначительно влияет на разрешающую способность, так как углубление между максимумами быстро растет с увеличением расстояния между неоднородностями и превышает уровень шума при ($\chi = 35 \div 75$).

Вместе с тем, очевидно, что при малом уровне шума δf_v можно надежно обнаруживать отличие формы сигнала от гауссоиды, соответствующей сигналу от единичной неоднородности. Для приближенной оценки разрешающей способности будем полагать, что полуширина гауссоиды a задана с большой точностью. Тогда для обнаружения искажения формы сигнала достаточно надежно измерить его полуширину (или, что эквивалентно – отношение амплитуд в центре и на заданном расстоянии). Если это отношение превышает отклонение, возможное в силу шумовой составляющей δf_v , то можно полагать, что два близко расположенных источника надежно разрешены. С учетом (3, 4) получаем оценку:

$$l \geq a \sqrt{\frac{\delta f_N}{f} (2R^3 \varepsilon K_0 A^2)^{-1}}. \quad (5)$$

Из нее следует, в частности, что разрешающую способность можно существенно повысить, снижая уровень шума и применяя алгоритм реконструкции. Множитель в круглых скобках пропорционален объему неоднородности, квадрату напряженности невозмущенного поля и, фактически, характеризует уровень сигнала δf . Поэтому можем также записать с точностью до коэффициента $l \geq Const \cdot a \sqrt{\delta f_N / \delta f}$. Отметим, что в случае высокой чувствительности метода, когда разрешающая способность намного превосходит размер апертуры, обе полости находятся вблизи центрального максимума распределения поля при максималь-

ном уровне сигнала. Для оценки максимального значения разрешающей способности в этом случае оказывается существенным лишь один параметр распределения невозмущенного поля – его максимальная кривизна $(\partial^2 E_y / \partial x^2)_{x=x_d}$. Поэтому можно обобщить полученную выше формулу на случай произвольной формы поля датчика.

$$l \geq \text{Const} \cdot \left(2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \right)^{-1}_{x=x_d} \cdot \sqrt{\frac{\delta f_N}{\delta f}} \quad (6)$$

Таким образом, в качестве критерия оптимизации разрешающей способности в БПММС с использованием алгоритма реконструкции можно использовать произведение максимальной кривизны распределения невозмущенного поля и корня квадратного из отношения шум-сигнал. Для практического применения удобно также связать пространственное разрешение микроскопа с его разрешением по глубине. Для этого найдем из (1) приближенное значение частотного сдвига, который вызван изменением расстояния до объекта на δ . Эквивалентная этому изменению неоднородность представляет собой тонкий слой диэлектрика толщиной δ с $\delta \varepsilon_1 = \pm(\varepsilon - 1)$. Под воздействием невозмущенного поля датчика в этом слое возникает дополнительный дипольный момент с плотностью распределения по поверхности: $P_\delta(x) = \delta \cdot E_0(x) \cdot \delta \varepsilon_1$, который вызывает сдвиг частоты

$$[\delta f / f(x_d)]_\delta = K_0 A \int P_\delta(x) \cdot e^{-\frac{\lambda^2}{2\sigma^2}} 2\pi x \cdot dx = K_0 A^2 \delta \cdot \delta \varepsilon_1 \pi a^2. \quad (7)$$

Полагая, что $[\delta f / f(x_d)]_\delta \approx \delta f_N / f$ и подставляя полученное значение в (5), получим: $l^2 \geq \delta a^4 / 8R^5$. Так как амплитуда полезного сигнала δf пропорциональна объему неоднородностей, то для оценки максимального значения разрешающей способности выберем при заданном значении l две полости максимального радиуса ($2R = 2l$). Тогда окончательно получим оценку для возможности улучшения разрешающей способности микроволнового микроскопа:

$$N \approx a/l \approx (8a/\delta)^{1/5}. \quad (8)$$

В рассмотренном ниже примере имеем $a \approx 100 \mu\text{m}$: $\delta \approx 55 \text{nm}$ и $l \approx 14 \mu\text{m}$. Таким образом, можно ожидать, что применение алгоритма реконструкции позволит увеличить разрешающую способность микроскопа в 7 раз. Дальнейшее улучшение разрешающей способности микроскопа может быть связано с учетом априорной информации о свойствах шума и неизвестного сигнала.

Практическая иллюстрация реконструкции

Для иллюстрации полученной оценки проанализируем результат сканирования тестового объекта (рис. 3). Микрофотография объекта и результаты сканирования взяты из работы [7]. Априорно известно, что пазы в тестовом объекте имеют одинаковую глубину $H = 30 \mu\text{m}$, что значительно превышает разрешающую способность микроскопа по глубине $\delta H \approx 55 \text{nm} \approx 0.002 \cdot H$. Такая точность достигается за счет высокой стабильности частоты генератора. При этом пространственное разрешение без использования алгоритмов реконструкции ограничено апертурой датчика. Эффект усреднения приводит к сильному сглаживанию сигнала при малой ширине паза и разрешение необработанных результатов оценивается авторами статьи как $d \approx 100 \mu\text{m} \approx \lambda / 300$. Наряду с этим, сигнал от пазов меньшего размера все еще значительно превышает уровень шума, который визуально не различим на приведенном в работе профиле измеренного сигнала (рис. 4).

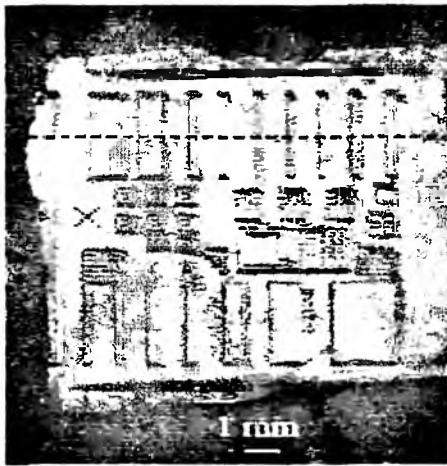


Figure 2: Photograph of a glass chip which has a variety of structures etched into the surface. The cross indicates the position at which the calibration curve in Fig. 3 was measured.

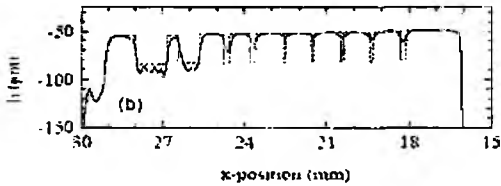


Figure 4 (a): Topographic image of the glass chip, as measured with the scanning microscope at 9.6 GHz. (b) Line cut taken along the dashed line in Fig. 2, showing the depth profile in more detail.

Рис. 3



Рис. 4

Это позволяет рассчитывать на возможность реконструкции истинного профиля поверхности, учитывая эффект сглаживания в алгоритме реконструкции.

Для проведения реконструкции произвольного профиля требуется учет взаимного емкостного влияния соседних неоднородностей (стенок). Используемая в этом случае процедура двухэтапного алгоритма реконструкции будет представлена в одной из следующих публикаций. Однако в рассматриваемом случае ширина пазов l на тестовом объекте не менее $50 \mu\text{m}$, в то время как глубина – $30 \mu\text{m}$. Это позволяет пренебречь взаимным влиянием соседних стенок пазов друг на друга. При этом ошибка приближения может быть оценена по аналогии с рассмотренным выше взаимодействием близко расположенных сфер, как $(2l/H)^3 \approx 2\%$. Поэтому в рассматриваемом случае ограничимся упрощенным алгоритмом реконструкции, который в последствии может быть существенно улучшен.

На первом этапе аппроксимировали сигнал от вертикальной стенки широкого паза функцией ошибок $y = \text{erf}[\chi(x_d - x_t)]$, где x_d – координата центра датчика, а x_t – координата стенки. Для значения варьируемого параметра $\chi = (550 \mu\text{m})^{-1}$ была достигнута максимальная точность аппроксимации 3%. Затем исследовали форму сигналов, возникающих при наложении эффектов от двух противоположных стенок. Результаты моделирования представлены на рис. 5. Ширина пазов в модели (в единицах χ^{-1}) соответствует степенному ряду: $\Delta x \cdot x = \{6.4; 3.2; 1.6; 0.8; 0.4; 0.2; 0.1; 0.05\}$. Далее видим, что для пазов малой ширины ($x \leq 1$) амплитуда сигнала с большой точностью пропорциональна ширине паза, а полуширина сигнала практически не меняется. Это является следствием того, что для аппроксимации сигнала использована функция ошибок. Отметим, что такая аппроксимация соответствует принятому приближению малой глубины пазов и гауссовому распределению невозмущенного поля на поверхности объекта. Действительно, в этом случае для ступенчатой функции получим

$$\left[\frac{\delta f}{f} (x_d) \right] = K_0 A \int_{x_t}^{\infty} P(x) \cdot e^{-\frac{(x-x_d)^2}{2\sigma^2}} dx \approx \text{erf} \left(\frac{x_d - x_t}{a\sqrt{2}} \right), \quad (9)$$

где $a = \chi^{-1} / \sqrt{2} \approx 388 \mu\text{m}$.

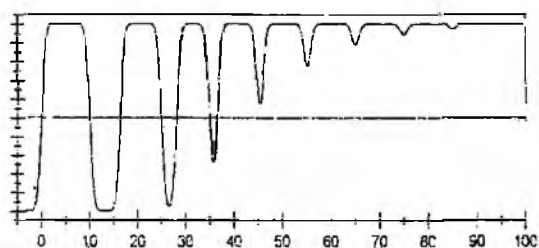


Рис. 5

В общем случае зависимость более сложная и требуется применение двухэтапного алгоритма реконструкции. Однако для рассматриваемого профиля возможна реконструкция на основании описанных закономерностей. Для более широких пазов была использована рассчитанная аналитически градировочная кривая. Результаты реконструкции представлены в табл. 1. Отличие реконструированных значений ширины пазов малой ширины от априорно заданных на рис. 2 не превышает $10\text{ }\mu\text{m}$, что соответствует сделанной выше оценке разрешающей способности. Таким образом,

можно утверждать, что применение алгоритма реконструкции для этого микроскопа позволяет увеличить разрешающую способность на порядок.

Таблица 1

Номер паза	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$D_{APR} (\mu\text{m})$	1160	750	250	215	50	75	116	150	200
$D_{REX} (\mu\text{m})$	1180	770	257	203	55	83	106	150	198
$\delta D / D$	0.02	0.03	0.03	0.06	0.1	0.1	0.1	0	0.01

Заключение

Показано, что применение алгоритма реконструкции позволяет рассчитывать на возможность значительного улучшения линейной разрешающей способности (на порядок) практически во всех типах БИСММ. Показано, что при их проектировании следует принимать во внимание не только ширину распределения поля, но и уровень шумов в соответствии с полученными оценками. Задача разработки алгоритмов реконструкции изображений при этом обладает спецификой, как для различных типов датчика, так и для различных задач микроскопии. В следующих публикациях рассмотрим разработанный двухэтапный алгоритм реконструкции изображения, сводящейся к последовательному применению двух процедур «deconvolution».

Список литературы: 1. Неволин В К Зондовые нанотехнологии в электронике // М.: Техносфера, 2005. 152 с. 2. Ландау Л Д., Лифшиц Е М Электродинамика сплошных сред // Сер «Теоретическая физика». Т. VIII. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 623с. 3. Тихонов А Н, Арсенин В Я. Методы решения некорректных задач. Учеб. пособие для вузов. Изд.3-е, испр. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 288с. 4. Reconstruction of subsurface dielectric structure by Microwave near-field measurements K.P.Gaikovich, Yu.N.Nozdrin, A.N.Reznik, V.L.Vaks. Phys. of Low-Dimens. Struct., 2002. v.5/6, pp.99-104. 5. Численная оценка потерь на излучение в СВЧ резонаторных датчиках с коаксиальной апертурой / Ю.Е. Гордиенко, В.В. Петров // Радиотехника. 2006. Вып. 146. С. 187 – 191. 6. Э Парселл Электричество и магнетизм / Пер. с англ. Изд.2-е, испр. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1975. 440 с. 7. Near-field scanning microwave microscopy: measuring local microwave properties and electric field distributions. B. J. Feenstra, c. P. Vlahacos, ashfaq s. Thanawalla, d. E. Steinhauer, s. K. Dutta, f. C. Wellstood and Steven m. Anlage. arXiv:cond-mat/9802293 v2 4 Mar 1998.

Харьковский национальный университет радиотехники

Поступила в редколлегию 05.11.2006

УДК 681.5.03.033

Сравнительная оценка показателя качества подсистем автосопровождения по радиальной скорости и дальности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой / В.А. Васильев, А.А. Ковальчук, А.А. Сосунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 5 - 8.

Осуществлена сравнительная оценка пропускной способности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой для подсистем автосопровождения по радиальной скорости и дальности при различных отношениях сигнал/шум.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 681.5.03.033

Порівняльна оцінка показника якості підсистем автосупроводження за радіальною швидкістю та дальністю багатоканальної РЛС з фазованою антенною решіткою / В.А. Васильєв, А.О. Ковальчук, О.О. Сосунів // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 5 - 8.

Здійснена порівняльна оцінка пропускної здатності багатоканальної РЛС з фазованою антенною решіткою для підсистем автосупроводження за радіальною швидкістю та дальністю при різноманітних відношеннях сигнал/шум.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

UDC 681.5.03.033

The range tracking and the radial speed tracking subsystems quality parameter comparative estimation of multichannel phase-array radar. / V.A. Vasilyev, A.A. Kovalchuk, A.A. Sosunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 5 - 8.

The range tracking and the radial speed tracking subsystems throughput comparative estimation of multichannel phased-array radar is carried out for the several signal-to-noise ratios.

1. fig. Ref.: 7 items

УДК 681.3.068

Метод и алгоритм мультирадарной траекторной обработки радиолокационной информации в системе независимых РЛС / В.М. Грачев, А.В. Довбня // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 9 - 16.

Рассматривается метод совместной мультирадарной траекторной обработки радиолокационной информации, поступающей от нескольких обзорных РЛС, размещенных на местности и осуществляющих независимое обнаружение и измерение координат наблюдаемых объектов.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 681.3.068

Метод і алгоритм мультирадарної траекторної обробки радіолокаційної інформації в системі незалежних РЛС / В.М. Грачєв, О.В. Довбня // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 9 - 16.

Розглядається метод спільної мультирадарної траекторної обробки радіолокаційної інформації, що надходить від декількох оглядових РЛС, таких, що рознесені на місцевості та здійснюють незалежне виявлення й вимір координат спостережуваних об'єктів.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

UDC 681.3.068

Method and algorithm of the radar information multiradar tracking processing in the independent radars system / V.M. Grachev, A.V. Dovbnya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 9 - 16.

The method of multiradar tracking joint processing of the radar information arriving from several survey radars separated at the site and performing independent detection and coordinates measurement of the objects being observed is considered.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.371

Оценка запаздывания радиосигнала, отраженного плоскими поверхностями в зоне Френеля / А.Ф. Величко, Д.А. Величко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 17 - 24.

Рассмотрено получение оценок запаздывания радиосигнала, отраженного плоскими поверхностями в зоне Френеля на основе применения дифракционной формулы Кирхгофа. Получены распределения амплитуды и фазы отраженного сигнала на приемном диске, зависимости амплитуды и фазы суммарного сигнала от диаметра отражающего диска. Рассмотрены зависимости погрешностей измерения расстояния между дисками от величины их диаметров, погрешности определения разности фаз суммарного отраженного сигнала и излучаемого колебания.

Ил. 9. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.371

Оцінка запізнювання радіосигналу, відбитого плоскими поверхнями в зоні Френеля / А.Ф. Величко, Д.А. Величко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 17 - 24.

Розглянуто одержання оцінок запізнювання радіосигналу, відбитого плоскими поверхнями в зоні Френеля на основі застосування дифракційної формули Кирхгофа. Отримано розподіли амплітуди й фази відбитого сигналу на прийомному диску, залежності амплітуди й фази сумарного сигналу від діаметра диска, що відбиває. Розгляну-

то залежності погрешностей виміру відстані між дисками від величини їхніх діаметрів, погрешності визначення різниці фаз сумарного відбитого сигналу й випромінюваного коливання.

Іл. 9. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.371

Estimation of delay of the radio signal reflected from flat surfaces in Fresnel zone / A.F. Velichko, D.A. Velichko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 17- 24.

Using Kirceghoff's diffraction formula as the base the estimation of delay of the radio signal reflected from flat surfaces in Fresnel zone was considered. The reflected signal amplitude and phase distributions on the receiving disc were obtained, summarized signal amplitude and phase dependences of reflecting disc diameter were derived. Dependence of the distance measurement error between discs on the values of their diameters was considered. The phase difference errors between summarized reflected and transmitted signals were obtained.

9 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96

Спектральный анализ динамической модели пешехода / Г.А. Алексеев, М.В. Белоброва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. P. 25 - 32.

Проведен анализ пятипараметрической динамической модели пешехода, образуемой пятью гочечными центрами рассеяния, соответствующими его рукам, ногам и корпусу. Модель удовлетворительно описывает особенности радиолокационного рассеяния сигналов миллиметрового диапазона радиоволн. Исследована зависимость формы энергетических спектров от скорости движения пешехода, индексов фазочастотной модуляции и времени обработки сигнала. Установлено, что местоположение спектральных линий и величина девиации частоты отраженного сигнала, частотномодулированного движением отражающих центров, могут быть использованы в качестве информативных признаков для классификации и распознавания живых динамических радиолокационных объектов типа движущегося человека. Показано, что оптимальным для распознавания таких объектов является время обработки, составляющее доли периода модулирующего процесса.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96

Спектральный анализ динамической модели пешехода / Г.О. Алексеев, М.В. Белоброва // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 25 - 32.

Проведено аналіз п'ятипараметричної динамічної моделі пішохода, яка сформована п'ятью крапковими центрами розсіювання, які відповідають його рукам, ногам та корпусу. Модель задовільне описує особливості радіолокаційного розсіювання сигналів міліметрового діапазону радіохвиль. Досліджено залежність форми енергетичних спектрів від швидкості руху, індексів фазочастотної модуляції та часу обробки сигналу. Встановлено, що місце розташування спектральних ліній та величина девіації частоти відбитого сигналу, частотномодульованого рухом відбивних центрів, може бути використовуваними в якості інформаційних ознак для класифікації та розпізнавання живих динамічних радіолокаційних об'єктів типа людини, яка рухає. Виявлено, що оптимальним для розпізнавання таких об'єктів є час обробки, якій складає частку періоду модулюючого процесу.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396.96

Spectral analysis of a pedestrian dynamic model / G. A. Alexeev, M. V. Belobrova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 25 - 32.

The analysis of a pedestrian five-parametric dynamic model formed by five scattering centers, corresponding to his hands, feet and body is carried out. The model describes features of the radio-locating scattering of the millimeter radio-waves adequately. The dependence of the energy spectrum shape on the pedestrian motion velocity, the phase-frequency modulation indexes and the signal processing time is investigated. It is found that the spectral line position and frequency deviation of the reflected signal, frequency-modulated by the motion of scattering centers, can be used as informative features for classification and identification of alive dynamic radio-locating objects such as a moving man. It is shown, that the optimal observation time for identification of such objects is a small part of the modulating process cycle.

1 tab. 5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396: 510.62

Частотно-импульсное кодирование радиолокационных дискретных мешающих отражений типа «ангел-эх» / В.В. Жирнов, С.В. Солонская // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 33 - 36.

Проанализирована возможность использования закона Тальбота для разработки и обоснования способа формирования частотно-импульсных кодов радиолокационных дискретных мешающих отражений (ДМО) типа «ангел-эх», важной характеристики для их распознавания. Сформулированы методы определения критических частот следования импульсов в асинхронном коде и синхронизации частотно-импульсного кода.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396: 510.62

Частотно-імпульсне кодування радіолокаційних дискретних заважаючих відбиттів типа «ангел-ех» / В.В. Жирнов, С.В. Солонська // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 33 - 36.

Проаналізовано можливість використання закону Тальбота для розробки та обґрунтування способу формування частотно-імпульсних кодів радіолокаційних дискретних заважаючих відбиттів (ДЗВ) типа ангел-ех, важ-

ливої характеристики для їх розпізнання. Сформульовані методи визначення критичних частот проходження імпульсів в асинхронному коді та синхронізації частотно-імпульсного коду.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв

UDC 621.396: 510.62

Pulse-frequency coding of discrete clutters of the "angel - echo" type / V. Zhurnov, S. Solonskaya // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. 33. - 36.

The possibility to apply Talbot's law for development and justification of the method for pulse-frequency code formation of radar discrete clutters of the "angel - echo" type, an important characteristic for their recognition, is analyzed. The methods for determination of critical impulse repetition rate in the asynchronous code and the pulse-frequency code synchronization are formulated.

1 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.

Математическая модель управления боковым движением самолета при групповом наведении / Е. А. Коршец, Р. В. Коваленко, А. П. Волобуев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 37 - 42.

Предлагается модель управления боковым движением самолета в пространстве состояний с использованием разностных параметров. Алгоритмы управления получены для случая группового полета. Модель может использоваться в качестве одного из контуров многопозиционной системы самонаведения истребителей на групповую цель.

Ил. 1. Бибблиогр.: 11 назв

УДК 621.396.

Математична модель управління боковим рухом літака при груповому наведенні / О. А. Коршець, Р. В. Коваленко, А. П. Волобуєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 37 - 42.

Пропонується модель управління боковим рухом літака у просторі станів з використанням різницевих параметрів. Алгоритми управління отримані для випадку групового польоту. Ця модель може використовуватись у якості одного з контурів багатопозиційної системи самонаведення винищувачів на групову ціль.

Іл. 1. Бібліогр.: 11 назви

UDC 621.396.

Mathematical control model for the plane lateral movement at group guidance / O. A. Korshetz, R. V. Kovalenko, A. P. Volobuev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 37 - 42.

The control model for the plane lateral movement in space using difference parameters is offered. The algorithms of control are obtained for the case of a group flight. This model can be used as one of the contours of multipositional system of the fighters self-guidance to the group target.

1 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.396.67

Направленные и поляризационные характеристики вибраторно-щелевых излучателей / Н. Н. Горобец, В. С. Попов // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 43 - 47.

В приближении заданного тока получена математическая модель комбинированного излучателя в виде Г-образного вибратора, погруженного в узкую щель, прорезанную в бесконечной идеально-проводящей плоскости. Проанализированы амплитудно-фазовые характеристики и изучена поляризационная структура поля такого комбинированного излучателя в его дальней зоне. Показано, что в случае, когда горизонтальная часть вибратора параллельна щели, излучатель может быть использован в качестве источника эллиптически поляризованного излучения с высоким коэффициентом эллиптичности в широком секторе углов излучения.

Ил. 4. Бибблиогр.: 3 назв

УДК 621.396.567

Спрямо́вані та поляризаційні характеристики вібраторно-щілинних випромінювачів / М. М. Горобець, В. С. Попов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 43 - 47.

У наближенні заданого струму отримана математична модель комбінованого випромінювача у вигляді Г-подібного вібратора, який занурено у вузьку щілину, що прорізана в ідеально-провідній нескінченній площині. Проаналізовані амплітудно-фазові характеристики і вивчена поляризаційна структура поля такого комбінованого випромінювача у його дальній зоні. Показано, що у випадку, коли горизонтальна частина вібратора паралельна щілині, він може бути використаний в якості джерела випромінювання еліптичної поляризації з високим коефіцієнтом еліптичності у широкому секторі кутів випромінювання.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви

UDC 621.396.67

Directional and polarization characteristics of vibrator-slot radiators / N. N. Gorobets, V. S. Popov // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 43-47.

The mathematical model of the combined radiator in form of a Г-shaped vibrator dipped into a narrow slot cut in the infinite perfectly conducting plane was obtained by the approximation of the set up current. The amplitude-and-phase characteristics and the field polarization structure of such a combined radiator in its far zone were studied. It is noted that in the case when the horizontal part of the vibrator is parallel to the slot the radiator may be used as a source of the elliptically polarized radiation with the high ellipticity coefficient in the wide region of radiation angles.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396:538.3:537.533

О спектре переходного излучения линейной импедансной антенны / С.Д. Прийменко, Л.А. Бондаренко, П.А. Леженін // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 48 - 52

Рассмотрена линейная импедансная антенна переходного излучения, возбуждаемая электронным сгустком, рассеянным на ее торце. Излучение проанализировано на этапе подлета сгустка к антенне. Излучение является индуцированным или дифракционным и носит характер вынужденных колебаний. Получено дисперсионное уравнение антенны. Выражения для компонент дискретного спектра силы тока, а также напряженности электрического и магнитного полей, излучаемых антенной, построены в виде ряда по собственным частотам антенны. Спектр имеет экстремум в области высоких частот. Вычислены распределение действительной составляющей силы тока вдоль антенны. Рассчитаны спектральные компоненты силы тока антенны.

Ил. 4. Библиогр. : 9 назв.

УДК 621.396:538.3:537.533

Про спектр переходного випромінювання лінійної імпедансної антени / С.Д. Прийменко, Л.О. Бондаренко, П.О. Леженін // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вып. 147. С. 48-52

Розглянуто лінійну імпедансну антену переходного випромінювання, яка збуджується електронним згустком, що розсіюється на її торці. Випромінювання проаналізоване на етапі підльоту згустку до антени. Випромінювання є індуктивним або дифракційним і має характер змушених коливань. Отримано дисперсійне рівняння антени. Вирази для компонентів дискретного спектра сили струму, а також напруженості електричного і магнітного полів, випромінюваних антеною, побудовані у вигляді ряду по власних частотах антени. Спектр має екстремум в області високих частот. Обчислено розподіл дійсної складової сили струму уздовж антени. Розраховано спектральні компоненти сили струму антени.

Ил. 4. Библиогр. : 9 назв.

UDC 621.396:538.3:537.533

About the transient radiation spectrum of a linear impedance antenna / S. D. Priymenko, L. A. Bondarenko, P. A. Legenin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 48 - 52.

A linear impedance antenna of transient radiation excited by the electron bunch scattered on its end face is considered. The radiation is analyzed at the stage of a bunch approach to the antenna. The radiation is an induced or diffraction one and has a nature of forced oscillations. The dispersion equation of an antenna is derived. The expressions for the components of the discrete spectrum of the current intensity and the strengths of electric and magnetic fields, radiated by the antenna, are constructed as a series in the antenna eigen functions. The spectrum shows the extremum in the high-frequency region. The distribution of a real part of the current intensity along the antenna is calculated. The spectral components of the antenna current intensity are computed.

4 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.373

Пути совершенствования магнетронов с запуском полевыми эмиттерами / М.А. Копоть // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 53 - 56.

Рассмотрены проблемы создания магнетронов с холодными вторично эмиссионными катодами, использующих в роли запускающих полевые катоды. Показаны недостатки имеющихся конструкций, ведущие к нестабильному запуску прибора. Предложены пути преодоления этих трудностей.

Ил. 2. Библиогр. : 9 назв.

УДК 621.373

Шляхи досконалення магнетронів із запуском польовими емітерами / М.А. Копоть // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вып. 147. С. 53 - 56

Розглянуто проблеми створення магнетронів з холодними вторинно емісійними катодами, що використовують у ролі запускаючих польові катоди. Показано недоліки існуючих конструкцій, які ведуть до нестабільного запуску приладу. Запропоновано шляхи подолання цих труднощів.

Ил. 2. Библиогр. : 9 назв.

UDC 621.373

The method for refinements in field emitter triggering magnetrons / M. A. Kopot' // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 53 - 56.

The problems involving creation of the magnetrons with cold secondary emission cathodes using the field cathodes as the triggering ones, are considered. Disadvantages inherent in the currently available constructions causing instability in the device triggering are shown. Methods to overcome these difficulties are offered.

2 fig. Ref.: 9 items

УДК 621.385

Учет сложной конфигурации электродов при моделировании приборов М-типа / М.В. Воловченко, О.М. Никитенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 57 - 60.

Рассмотрена целесообразность учета распределения электростатического потенциала и распределения потенциала пространственного заряда при моделировании физических процессов приборов М-типа со сложной конфигурацией электродов. Учет таких распределений позволяет сократить время формирования облака пространственного заряда, выхода на рабочий режим и повысить точность вычислений других параметров при моделировании.

Ил. 4. Библиогр. : 8 назв.

УДК 621.385

Врахування складної конфігурації електродів при моделюванні приладів М-типу / М.В. Воловенко, О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 57 - 60.

Розглянуто доцільність врахування розподілу електростатичного потенціалу та розподілу потенціалу просторового заряду при моделюванні фізичних процесів приладів М-типу зі складною конфігурацією електродів. Врахування таких розподілів дозволило скоротити час формування хмари просторового заряду, виходу на робочий режим та підвищити точність обчислень інших параметрів при моделюванні.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.385

Accounting complex electrodes configuration under M-type devices simulation / M.V. Volovenko, O.M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 57-60

The necessity to account electrostatic and space charge potential distribution under simulation of physical processes in M-type devices with complex electrodes configuration was discussed. Accounting of such distributions was allowed to decrease formation time of the space charge cloud, operation regime and to increase calculation accuracy of other performances under simulation.

4 fig. Ref.: 8 items.

УДК 537.533.31: 621.396.624

Сдвоенный квазиоптический поляризаационный фазовращатель терагерцевого диапазона с фазовыми секциями из кристаллического кварца / В.И. Безбородов, В.К. Кисельов, Е.М. Кулешов, М.С. Яновский // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С.61 - 64.

Сдвоенный поляризаационный фазовращатель предназначен для введения калиброванного сдвига фазы и точного измерения разности фаз электромагнитных колебаний, в том числе для точного и плавного введения и измерения малых сдвигов фазы в терагерцевом диапазоне частот. Фазовращатель осуществлен на основе полого диэлектрического лучевода и кристаллических кварцевых фазовых секций. Основная погрешность фазовращателя, обусловленная отклонением дифференциального фазового сдвига в секциях, составляет не более $\pm 0.2^\circ$ в десятипроцентной полосе частот.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

UDC 537.533.31: 621.396.624

Подвійний квазіоптичний поляризаційний фазообертач терагерцевого діапазону з фазовими секціями з кристалічного кварцу / В.І. Безбородов, В.К. Кисельов, Е.М. Кулешов, М.С. Яновський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С.61 - 64.

Подвійний поляризаційний фазообертач призначений для введення каліброваного зсуву фази та точного вимірювання різниці фаз електромагнітних коливань, у тому числі для точного і плавного введення і вимірювання малих зсувів фази у терагерцевому діапазоні хвиль. Фазообертач здійснено на основі порожнистого діелектричного хвилеводу та кристалічних кварцевих фазових секцій. Основна похибка фазообертача, яка зумовлена відхиленням диференційного фазового зсуву у секціях, складає не більш $\pm 0.2^\circ$ у десятивідсотковій смузі частот.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

UDC 537.533.31: 621.396.624

A Duplex Terahertz Quasi-Optical Polarization Phase Shifter with the Crystal Quartz Phase Sections / V. I. Bezborodov, V. K. Kiselev, Ye. M. Kuleshov, M. S. Yanovsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 61 - 64.

A duplex quasi-optical polarization phase shifter is intended for calibrated phase shift insertion and accurate measurement of electromagnetic oscillations phase difference including accurate and smooth insertion and measurement of small phase shifts in THz frequency region. The phase shifter is realized on the basis of hollow dielectric beamguide and phase sections made of crystal quartz. The basic error of the phase shifter caused by a deviation of differential phase shift in sections is less than $\pm 0.2^\circ$ in 10% frequency range.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 535.4

Дифракция фотонов на системе параллельных щелей / А.В. Безуглый // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С.65 - 68.

Предлагается квантовомеханическая модель явления дифракции фотонов на системе двух или большего числа параллельных щелей в экране. Исходя из предположения о том, что фотоны, проходя через щель, взаимодействуют с электронами вещества, показано, что вид дифракционной картины, наблюдаемой на экране, определяется в конечном счете спектром импульсов электронов вещества, из которого изготовлен экран. Получено соотношение, определяющее дифракционные углы, под которыми наблюдаются максимумы освещенности, совпадающее в случае малых углов дифракции с известным условием максимума для дифракционной решетки.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

UDC 535.4

Дифракція фотонів на системі паралельних щілин / А.В. Безуглий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 65 - 68.

Пропонується квантовомеханічна модель явища дифракції фотонів на системі двох або більшого числа паралельних щілин в екрані. Виходячи з припущення, що фотони, проходячи через щілину, взаємодіють з електронами

речовини, показано, що вид дифракційної картини, яка спостерігається на екрані, визначається времгі ренгг спектром імпульсів електронів речовини, з якої виготовлений екран. Отримано співвідношення, що визначає дифракційні кути, під якими спостерігаються максимуми освітленості, яке у випадку малих кутів дифракції збігається з відомою умовою максимума для дифракційної решітки.

Іл. 3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 535.4

Diffraction of photons on the system of parallel slits / A. V. Besougly // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 65 - 68.

The quantum mechanics model of the photons diffraction on the system of two or more parallel slots in nontransparent screen is offered. Based on the belief that photons passing through the slot interact with electrons of a solid it is shown that the diffraction pattern observed on the screen is determined ultimately by spectrum of momentums of electrons. The expression determining diffraction angles of scattered photons coinciding in the case of small diffraction angles with known equation of diffraction grating is derived.

3fig Ref. 5 items

УДК 621.317.343:621.3.088.6

Учет влияния потерь в полосковом металлодиэлектрическом волноводе и неквадратичности детектирования на погрешность поляризационного измерителя полных сопротивлений / В. В. Саламатин, С. Н. Бердышев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 69 - 73.

Предлагается методика учета погрешностей измерения поляризационным измерителем, обусловленных затуханием волны в тракте и неквадратичностью характеристик детектора. Приведенная методика может быть использована для поляризационных измерителей полных сопротивлений с трактами на полосковых металлодиэлектрических или на металлических прямоугольных волноводах.

Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.317.343:621.3.088.6

Врахування впливу втрат в смужковому металодіелектричному хвилеводі та неквадратичності детектування на похибку поляризаційного вимірювача повних опорів / В. В. Саламатин, С. М. Бердишев // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 69 - 73.

Пропонується методика врахування похибок вимірювання поляризаційним вимірювачем, що спричиняються загасанням хвилі в тракті та неквадратичністю характеристик детектора. Наведена методика може бути застосована для поляризаційних вимірювачів повних опорів з трактами на смужкових металодіелектричних або на металевих прямокутних хвилеводах.

Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.317.343:621.3.088.6

Consideration of the polarization Z-meter measurement errors caused by the losses in the metal-dielectric strip waveguide and the non-quadratic detector characteristics / V. V. Salamatin, S. N. Berdyshev // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 69 - 73.

The procedure of consideration of the polarization Z-meter measurement errors caused by the wave attenuation in a waveguide and the non-quadratic detector characteristic is presented. This procedure can be used for the polarization Z-meters based on the metal-dielectric strip waveguide or metallic rectangular waveguide.

Ref.: 7 items

УДК 681.7.068.4

Исследование зависимости передачи сигнала от разности площадей модовых полей соединяемых фотонно-кристаллических волокон / А. И. Филипенко, О. В. Сычева // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 74 - 78.

Рассмотрены перспективы создания компонентов на волокнах нового типа - фотонно-кристаллических волокнах, возможные области их применения. Проведен сравнительный анализ ФКВ и стандартных кварцевых волокон. Выделены преимущества и недостатки использования ФКВ в электронной технике. Рассчитано затухание сигнала, вызванное разностью модовых полей соединяемых волокон.

Іл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 681.7.068.4

Дослідження залежності передавання сигналу від різниці площ модових полів фотонно-кристалічних волокон, що з'єднуються / О. І. Филипенко, О. В. Сычева // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 74 - 78.

Розглянуті перспективи створення компонентів на волокнах нового типу - фотонно-кристалічних волокнах, можливі області їх використання. Проведено порівняльний аналіз ФКВ і стандартних кварцових волокон. Виділено переваги та недоліки використання ФКВ в електронній техніці. Розраховано затухання сигналу, яке викликане різницею модових полів ФКВ, що з'єднуються.

Іл. 4. Бібліогр.: 6 назви.

UDC 681.7.068.4

Investigation of a signal transfer dependence on a difference of the mode fields areas of connected photonic crystal fibers / A. I. Filipenko, O. V. Sychova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 74 - 78

Prospects of creation of components on new type fibers - photonic crystal fibers, possible areas of their application are considered. Comparative analysis PCF and standard quartz fibers is carried out. Advantages and limitations of PCF use in electronic technics are singled out. The signal attenuation caused by a difference of connected fibers modes fields is calculated.

4 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.382.323

Особенности лавинного пробоя в кремниевых ПТШ по результатам численного моделирования / Ю.Е. Гордиенко, С.А. Зувев, В.Р. Старостенко, В.Ю. Терещенко, А.А. Шадрин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 79 - 86.

Приводятся и анализируются результаты численных исследований процессов образования и динамики развития лавинного пробоя в ПТШ на кремнии в зависимости от электрических режимов и размеров активной области. Выполнена оценка влияния шунтирования тока на ВАХ ПТШ. Уточнены характеристические величины критерия Вунша-Белла при тепловом пробое ПТШ.

Ил. 11. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.382.323

Особливості лавинного пробоя в кремнієвих ПТШ за результатами чисельного моделювання / Ю.О. Гордієнко, С.О. Зуєв, В.В. Старостенко, В.Ю. Терещенко, А.О. Шадрин // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 79 - 86

Приводяться й аналізуються результати чисельних досліджень процесів утворення й динаміки розвитку лавинного пробоя в ПТШ на кремнії залежно від електричних режимів і розмірів активної області. Виконано оцінку впливу шунтування струму на ВАХ ПТШ. Уточнено характеристичні величини критерію Вунша-Белла при тепловому пробое ПТШ.

Ил. 11. Библиогр.: 15 назв.

UDC 621.382.323

Particularities of avalanche breakdown in silicon Schottki FET by the results of numerical simulation / Yu Ye Gordienko, S.A. Zuev, V.V. Starostenko, V.Yu. Tereschenko, A.A. Shadrin // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 79 - 86.

Numerical researches results of avalanche breakdown formation and dynamics of the processes development in silicon Schottki FET depending on electric modes and the sizes of active area are resulted and analyzed. The estimation of current filament formation influence on Schottki FET characteristics is performed. Characteristic values of Wunsh-Bell criterion are refined at FET thermal breakdown.

11 fig. Ref.: 15 items

УДК 621.391

Контроль качества передачи речи в цифровой телефонии / И.Н. Пресняков, А.В. Омельченко, С.В. Омельченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 87 - 91.

Рассмотрены алгоритмы автоматического оценивания качества речи на основе распознавания слов речи по коэффициентам отражения кодированных сигналов связи. Проведены исследования алгоритмов распознавания слов кодированной речи на основе модели линейного предсказания.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391

Контроль якості передачі мови в цифровій телефонії / І.М. Пресняков, А.В. Омельченко, С.В. Омельченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 87 - 91.

Розглянуто алгоритми автоматичного оцінювання якості мови на основі розпізнавання слів мови за коефіцієнтами відбиття кодованих сигналів зв'язку. Проведено дослідження алгоритмів розпізнавання слів кодової мови на основі моделі лінійного прогнозування.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

UDC 621.391

Quality control of voice transmission in digital telephony / I. N. Presnyukov, A. V. Omelchenko, S. V. Omelchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 87 - 91.

Algorithms of an automatic estimation of speech quality based on recognition of words in speech by coefficients of reflection of communication encoded signals. Investigation of algorithms of encoded speech words recognition are conducted on the basis of the linear prediction model.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.373.52

Автогенератор класса E в режиме синхронизации FSK сигналом / В.Г. Крыжановский, Д.В. Чернов, Ю.В. Рассохина // Радиотехника: Межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 92 - 98.

Рассмотрен автогенератор класса E, работающий в режиме синхронизации сигналом с переключающимися частотами (frequency shift keying - FSK). Проведены расчет схемы автогенератора, теоретическое и экспериментальное исследование синхронизированного автогенератора на частоты 0,8 и 1 МГц при изменении девиации частоты и частоты модуляции. Получено хорошее соответствие теории и эксперимента, показано, что такая схема

может работать как высокоэффективный усилитель частотно модулированного сигнала в применениях, где надо обеспечить стабильные параметры сигнала и высокий КПД.

Табл. 1. Ил. 11. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.373.52

Автогенератор класса E в режиме синхронизации FSK сигналом / В. Г. Крижановський, Д. В. Чернов, Ю. В. Рассохина // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 92 - 98.

Розглянуто автогенератор класу E, який працює в режимі синхронізації сигналом, що має дві частоти по черзі (frequency shift keying - FSK). Наведені розрахунок автогенератору, теоретичне та експериментальне дослідження автогенератора на частоти 0,8 та 1 МГц при зміні девіації частоти та частоти модуляції. Отримано добре співвідношення між теорією та експериментом. Показано, що така схема може функціонувати як високоефективний підсилювач модульованого по частоті сигналу у тих пристроях, де потрібно забезпечити стабільні параметри сигналу та високий ККД.

Табл. 1. Ил. 11. Библиогр.: 10 назв.

UDC 621.373.52

FSK-signal injection-locked E Class oscillator / V. G. Krizhanovski, D. V. Chernov, Ju. V. Rassokhina // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. 147 P. 92-98.

The oscillator of the E class, synchronized by a switched frequency signal (frequency shift keying - FSK) is considered. Oscillator simulation is performed, as well as theoretical and experimental investigation of 0.8 MHz and 1 MHz oscillator operation for the cases of different frequency deviation and modulation frequency. Good correspondence between the theory and experiment is obtained. It is shown that this circuit can work as a highly efficient amplifier of the frequency modulated signal in applications where stable signal parameters and high efficiency are necessary.

1 tab. 11 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.3.06

Усовершенствованный протокол создания ключей с асимметричными криптографическими преобразованиями на спариваниях точек эллиптических кривых на базе идентификаторов / И.Д. Горбенко, П.О. Кравченко, О.П. Мелецкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вип. 147. С. 99 - 106.

Предлагается усовершенствованный криптографический протокол создания ключей с асимметричными криптографическими преобразованиями на базе идентификаторов и спариваний точек эллиптических кривых. Протокол позволяет избавиться от таких недостатков, как необходимость полного доверия к Уполномоченному центру генерации ключей (key escrow) и применение при издании личного ключа конфиденциального аутентифицированного канала связи. Что на наш взгляд значительно увеличивает практическую область применения криптографических протоколов и асимметричных криптографических систем с идентификаторами

Ил. 1. Библиогр.: 18 назв.

УДК 621.3.06

Удосконалений протокол вироблення ключів з асиметричними криптографічними перетвореннями зі спарюванням точок еліптичних кривих на базі ідентифікаторів / І.Д. Горбенко, П.О. Кравченко, О.П. Мелецький // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 99 - 106

Пропонується удосконалений криптографічний протокол вироблення ключів з асиметричними криптографічними перетвореннями на базі ідентифікаторів та спарюванням точок еліптичних кривих. Протокол дозволяє позбавитися таких недоліків, як необхідність повної довіри до Уповноваженого центру генерації ключів (key escrow) та застосування при видачі особистого ключа конфіденційного автентифікованого каналу зв'язку. що на наш погляд значно збільшує практичну галузь застосування криптографічних протоколів та асиметричних криптографічних систем з ідентифікаторами в якості відкритих ключів

Ил. 1. Библиогр.: 18 назв.

UDC 621.3.06

The improvement of id-based key issuing asymmetrical protocol with pairings / I.D. Gorbenko, P.O. Kravchenko, O.P. Meleiskiy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P. 99-106.

An improvement of id-based key issuing asymmetrical protocol with pairings is proposed. The protocol makes it possible to eliminate defects as a full trust is necessary to KGC (key escrow problem) without security channel. In our point of view the protocols have practical extension of using id-based protocols are asymmetrical systems based on identifications.

Fig 1. Ref.: 18 items .

УДК 550.388.2

К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул / И. А. Делов, Н. И. Слитченко, А. В. Леонидов // Радиотехника: Межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вип. 147. С. 107 - 113.

По аналогии с падением пылинок в реальной атмосфере Земли рассмотрено влияние на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул атмосферы силы тяжести и плотности атмосферы. Показано, что совместное действие этих факторов при изменении высотного градиента плотности атмосферы должно приводить к соответствующему изменению как соотношения между величиной хаотической скорости молекул, летящих вниз и вверх, так и изменению среднеарифметической величины скорости молекул, летящих вверх и вниз, в зависимости от изменения высотного градиента плотности атмосферы, а следовательно, температурной стратифи-

кации се. Полученные данные позволяют объяснить механизм наблюдаемого нами ранее эффекта анизотропии молекулярных процессов атмосферы Земли.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 550.388.2

До питання про вплив сили тяжіння і щільності атмосфери на величину вертикальної складової хаотичної швидкості молекул / / А. Делов, М. І. Сипченко, О. В. Леонидов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 107 - 113.

За аналогією з падінням пилинок у реальній атмосфері Землі розглянутий вплив на величину вертикальної складової хаотичної швидкості молекул атмосфери сили тяжіння і щільності атмосфери. Показано, що спільна дія цих факторів під час зміни висотного градієнта щільності атмосфери повинна приводити до відповідної зміни як співвідношення між величиною хаотичної швидкості молекул, що летять вниз і вгору, так і до зміни середньарифметичної величини швидкості молекул, що летять вгору і вниз, у залежності від зміни висотного градієнта щільності атмосфери, а отже, її температурної стратифікації.

Отримані дані дозволяють пояснити механізм ефекту анизотропії молекулярних процесів атмосфери Землі, що спостерігався нами раніше

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

UDC 550.388.2

To the question of the gravity force and atmospheric density action on the value of the molecule random velocity vertical component / / A. Delov N. I. Slipchenko, A. V. Leonidov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag 2006 147. P. 107 - 113.

The action of the gravity force and atmospheric density on the value of the vertical component of atmospheric molecules random velocity was considered by the analogy with the dust drop in the real atmosphere of the Earth. It was shown that the joint action of these factors with variation of high-altitude gradient of the atmosphere density should result in the corresponding variation both in relations between the value of random velocity of the molecules moving up and down, and in variation of the arithmetic mean value of velocity of molecules moving up and down depending on the high-altitude variation of the atmospheric density and, consequently, its temperature stratification.

The obtained data make it possible to explain the mechanism of the observed previously the effect of anisotropy of the molecular processes of the Earth atmosphere.

Fig 1. Ref.: 6 items.

УДК 621.373.826.038.825

Эффективная генерация красителя Оксазин I в твердой полимерной матрице / С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 114 - 118

Изготовлены и испытаны лазерные активные элементы на базе полиуретановых матриц, активированных красителем Оксазин I. При возбуждении этих матриц излучением лазера на красителе с длиной волны 650 нм получена эффективная лазерная генерация в спектральном диапазоне 700 - 745 нм. Наибышие значения коэффициента преобразования и энергии генерации, полученные в работе, соответственно составляли 23 % и 127 мДж.

Ил. 4. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.373.826.038.825

Ефективне випромінювання барвника Оксазин I в твердій полімерній матриці / С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 114 - 118

Виготовлено та випробувано лазерні активні елементи на основі поліуретана, активованого барвником Оксазин I. При збудженні цих матриць випромінюванням лазера на барвнику з довжиною хвилі 650 нм отримано ефективну генерацию в спектральному діапазоні 700 - 745 нм. Найвищі значення коефіцієнта перетворення і енергії випромінювання, отримані в роботі, відповідно склали 23% і 127 мДж.

Ил. 4. Библиогр.: 15 назв.

UDC 621.373.826.038.825

Effective emission from dye Oxazine I in the solid-state polymeric matrix / S. V. Nikolaev, V. V. Pozhar, M. I. Dzyubenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147 P. 114-118

Laser active elements are prepared and tested on the basis of the polyurethane matrices activated with the dye - Oxazine I. Effective laser emission in the spectral range of 700 - 745 nm was obtained during the excitation of these matrices with the dye laser emission at the wavelength 650 nm. The highest laser efficiency and emission energy, obtained in the work, were respectively 23% and 127 mJ.

1 fig. Ref.: 15 items.

УДК 531.781.2

Проектные решения повышения надежности кремниевых интегральных преобразователей механических величин / И. Ш. Невлюдов, М. А. Омаров, К. Ю. Харенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 119 - 122.

Рассматриваются конструкторско-технологические решения по созданию кремниевых интегральных преобразователей механических величин с защитой от перегрузок путем ограничения прогибов упругого элемента. Приведен пример расчета основных геометрических параметров акселерометра балочного типа в зависимости от измеряемого диапазона вибрационных ускорений.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 531.781.2

Проектні рішення підвищення надійності кремнієвих інтегральних перетворювачів механічних величин / *I.Sh. Nevlyudov, M.A. Omarov, K.Yu. Kharenko* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип.147. С. 119 - 122.

Розглядаються конструкторсько-технологічні рішення щодо створення кремнієвих інтегральних перетворювачів механічних величин із захистом від перевантажень шляхом обмеження прогибів пружного елемента. Наведено приклад розрахунку основних геометричних параметрів акселерометра балочного типу в залежності від вимірювального діапазону вібраційних прискорень.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

UDC 531.781.2

Design solutions increase in reliability of the silicon integrated mechanical-to-electric transducers of mechanical variables / *I.Sh. Nevlyudov, M.A. Omarov, K.Y. Kharenko* // Radiotekhnica: All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2006 № 147. P.119 - 122.

This paper concerns the design and technological approaches to the development of silicon integrated mechanical-to-electric transducers for the overload protection through the limitation of sensitive element deflections. The paper exemplifies a calculation of basic geometric parameters of a beam accelerometer depending on a range of vibration acceleration measurements.

Fig.3. Ref.: 7 items.

УДК 621.37

Имитационное моделирование условий приема ТВ сигнала в разнесенной системе метеорной радиолокации для исследования динамики атмосферы / *A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 123 - 129

Рассматриваются особенности определения радиальной составляющей скорости ветра в разнесенной системе радиолокации метеорных следов. Оценено влияние месторасположения приемника и передатчика на погрешность определения радиальной составляющей скорости ветра. Проведено имитационное моделирование метеорных отражений в разнесенной системе радиолокации и рассчитаны уровни возможных помех.

Ил. 13. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.37

Імітаційне моделювання умов прийому ТВ сигналів у рознесеній системі метеорної радіолокації для дослідження динаміки атмосфери / *A.M. Oleynikov, D.M. Sosnovchik* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 123 - 129.

Розглянуто особливості визначення радіальної складової швидкості вітру в рознесеній системі радіолокації метеорних слідів. Оцінено вплив розташування передавача та приймача на похибку визначення радіальної складової швидкості вітру. Проведено імітаційне моделювання метеорного відбиття у рознесеній системі радіолокації та розраховані рівні можливих завад.

Ил. 13. Библиогр.: 10 назв.

UDC 621.37

Simulation of reception conditions of TV signal in the separated system of the meteoric radar for studying atmosphere dynamics / *A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik* // Radiotekhnica: All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2006. № 147. P.123 - 129.

Radial wind velocity component detection features in the separated radar system of meteoric traces are considered. The influence of the receiver site and the transmitter on an error of the radial component of wind velocity is estimated. Meteoric reflections simulation in the separated radar system are performed and levels of the probable errors is calculated.

13 fig. Ref. 10 items.

УДК 621.385.6

Влияние продольной компоненты магнитного поля на излучательные свойства электронного потока в ондуляторе Мотца / *И.Л. Вербицкий, Б.П. Ефимов, А.Н. Кулешов, А.Г. Пивоварова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 130 - 137.

В теоретической модели (без учета действия сил пространственного заряда) анализируется динамика поведения электрона в скрещенных магнитных полях. В результате численного интегрирования системы дифференциальных уравнений второго порядка методом Рунге-Кутты с автоматическим изменением шага получены траектории движения электрона и зависимости полного ускорения от параметров магнитной системы. Демонстрируется сложный характер поведения электронных траекторий в скрещенных Я-полях, что приводит к интенсивному спонтанному излучению из пространства дрейфа ондуляторной системы. Экспериментально получено спонтанное излучение из нерелятивистского пучка свободных электронов. Обсуждается возможность создания низковольтных источников электромагнитных колебаний в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн на основе криволинейно движущегося электронного потока, сформированного в ондуляторе Мотца с продольной компонентой магнитного поля.

Ил. 8. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.385.6

Вплив повздожньої компоненти магнітного поля на випромінювальні властивості електронного потоку в ондуляторі Мотца / *І.Л. Вербицький, Б.П. Єфимов, О.М. Кулешов, О.Г. Пивоварова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 130 - 137.

У теоретичній моделі (без урахування дії просторового заряду) аналізується динаміка поведінки електрона у схрещених магнітних полях. У результаті чисельного інтегрування системи диференціальних рівнянь другого порядку методом Рунге-Кутта з автоматичною зміною кроку отримано траєкторії руху електрона та залежності загального прискорення від параметрів магнітної системи. Демонструється складний характер поведінки електронних траєкторій у схрещених магнітних полях, що призводить до інтенсивного спонтанного випромінювання з простору дрейфу ондуляторної системи. Експериментально отримано спонтанне випромінювання нерелятивістського пучка вільних електронів. Обговорюється можливість побудови низьковольтних джерел електромагнітних коливань у сантиметровому та міліметровому діапазонах довжин хвиль на базі електронного потоку, що рухається криволінійно в ондуляторі Мотца з позаддовжньою компонентою магнітного поля.

Іл. 8. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.385.6

Influence of longitudinal component of magnetic field on radiating properties of electron beam moving in Motz undulator / I.L. Verbitskiy, B.P. Yefimov, A.N. Kuleshov, A.G. Prvovarava // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P.130-137.

Electron behavior dynamics in crossed magnetic fields has been analyzed theoretically without consideration of space charge action. The electron motion trajectories and dependences of acceleration on magnetic system parameters was obtained as the results of computation by Runge-Kutta method with automatically varying step. It is shown the complex character of electron trajectories in crossed magnetic field that leads to intensive spontaneous emission from drift space of undulator system. The spontaneous radiation of non relativistic free electron beam moving in such system has been experimentally detected. A possibility of the design of low-voltage electromagnetic sources in cm and mm wave ranges based on curvilinear electron beam moving in undulator with longitudinal component of magnetic field is discussed

8 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.3

Технологические основы оценки и обеспечения тепловых режимов микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры / В.Г. Котух, С.В. Торба // Радиотехника: Всесукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 138 - 142.

Рассмотрены существующие варианты обеспечения тепловых режимов микроблоков, которые являются приоритетными для дальнейшего развития изделий РЭА. Разработаны тепловые схемы микроблоков и входящих микроплат. Предложены способы моделирования стационарного теплового поля.

Ил. 4. Библіогр.: 4 назв.

UDC 621.3

Технологічні основи оцінки і забезпечення теплових режимів мікроблоків для виробів радіоелектронної апаратури / В.Г. Котух, С.В. Торба // Радиотехника: Всесукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 138 - 142.

Розглянуто існуючі варіанти забезпечення теплових режимів мікроблоків, які є пріоритетними для подальшого розвитку виробів РЕА. Розроблено теплові схеми мікроблоків та вхідних мікроплат. Запропоновано способи моделювання стаціонарного теплового поля.

Іл. 4. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.3

Technological principles for estimation and maintenance thermal conditions of microelectronic devices / V.G. Kotukh, S.V. Torba // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P.138 - 142

Available versions of ensuring thermal conditions in microelectronic devices being prior for further development of radio electronics are considered. Thermal schemes of microblocks and input printed circuit microboards are developed. Methods for the stationary thermal field simulation are offered.

4 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.

Возможные варианты измерения угла места цели методом парциальных диаграмм в обзорных РЛС / Н.Д. Рысаков, О.В. Высоцкий, Г.Ю. Дукін // Радиотехника: Всесукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 143 - 148.

Предлагаются три варианта расчетных выражений угла места цели по ширине пачки импульсов при облучении двумя соседними лучами и расчетные выражения для цели, облучаемой одним (верхним или нижним) лучом. Получены расчетные выражения азимутальной ширины лучей и сформулированы рекомендации по ее использованию в алгоритмах цифрового измерителя высоты цели.

Іл. 3. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.396.

Можливі варіанти виміру кута місця цілі методом парціальних діаграм в оглядових радіолокаційних станціях / М.Д. Рысаков, О.В. Высоцкий, Г.Ю. Дукін // Радиотехника: Всесукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 143 - 148.

Пропонуються три варіанти розрахункових виразів кута місця цілі за шириною пачки імпульсів при опромінюванні цілі двома сусідніми променями і розрахункові вирази для цілі, що опромінюється одним (верхнім або нижнім) променем. Отримані розрахункові вирази азимутальної ширини променів і сформульовані рекомендації щодо використання в алгоритмах цифрових вимірювачів висоти цілі.

Іл. 3. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396

Probable variants of target place corner measurement with the partial diagrams method in survey radars / M.D. Risakov, O.V. Visotskiy, G. U. Dukan // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. №147. P.143 - 148

Three variants of the target place corner calculated expressions by the pulses package width when radiated with two neighboring beams and calculated expressions for the target radiated with one (upper or lower) beam are offered. Calculated expressions of the azimuth width of beams are obtained and recommendations on its use in the algorithms of digital meter for the target height are formulated.

3 fig. Ref.: 2 items

УДК 396.96.001(07)

Влияние случайных искажений в тропосфере фронта помеховой волны на эффективность ее подавления корреляционным компенсатором / Н. Н. Минервин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С.149 - 156.

Оценивается ограничение ослабления помехи в корреляционном компенсаторе, обусловленное флуктуациями фронта помеховой волны, возникающих при ее распространении в тропосфере Земли. Получены аналитические соотношения, позволяющие сделать такую оценку. С использованием имеющихся в литературе экспериментальных данных о флуктуациях диэлектрической проницаемости тропосферы показано, что они могут существенно ограничить возможности компенсации помех в корреляционном компенсаторе в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн.

Бібліогр.: 4 назв.

УДК 396.96.001(07)

Влияние випадкових викривлень в тропосфері фронту завадової хвилі на ефективність її подавлення кореляційним компенсатором / М. М. Минервин // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вып. 147. С. 149 - 156.

Оцінюється обмеження ослаблення завади в кореляційному компенсаторі, що обумовлено флуктуаціями фронту завадової хвилі, які виникають при її поширенні в тропосфері Землі. Отримані аналітичні співвідношення, що дозволяють зробити таку оцінку. З використанням експериментальних даних, що містяться в літературі, про флуктуації диелектричної проникності тропосфери, показано, що вони можуть суттєво обмежити можливості компенсації завад в кореляційному компенсаторі у сантиметровому і міліметровому діапазоні довжин хвиль.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 396.96.001(07)

Influence of random distortions of the interference wave front in troposphere on the cancellation ratio in correlation side lobe canceller / N.N. Minervin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 147. P. 149-156.

The limitations in interference cancellation ratio of correlation side lobe canceller caused by fluctuation of the interference wave phase front are estimated in this paper. Analytical expressions are obtained for such an estimate. On the basis of experimental data available in literature on permittivity fluctuation in atmosphere, it is shown that these fluctuations can limit the interference cancellation ratio of correlation canceller significantly when centimeter or millimeter waves are used.

Ref.: 4 items

UDC 621.396

Информационное направление повышения разрешающей способности микроволновой микроскопии / Ю.Е.Гордиенко, С.И.Мельник, Н.И.Стищенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 147. С. 157-163.

Показана возможность значительного (на порядок) улучшения линейной разрешающей способности микроволновых микроскопов в результате применения алгоритма реконструкции изображений. Получены простые аналитические оценки для предельного значения линейного разрешения.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 7 назв.

УДК 621.396

Інформаційний напрямок підвищення розрізняльної здатності мікрохвильової микроскопії / Ю.О.Гордієнко, С.І.Мельник, М.І.Стищенко // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вып.147. С.157-163.

Показано можливість значного (на порядок) покращення лінійної розрізняльної здатності мікрохвильових микроскопів у результаті застосування алгоритму реконструкції зображень. Одержано прості аналітичні оцінки для граничного значення лінійного розрізювання.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396

Informational tendency to the rise of the microwave microscopy resolution / Yu Ye Gordienko, S I Melnyk, M I Stipchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. N 147. P. 157-163.

Possibility of line resolution improvement of microwave microscopes as the result of image reconstruction algorithm using is shown. The simple analytical estimations for the critical value of the resolution are resulted.

1 tab. 5 fig. Ref.: 7 items.

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 147
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 147
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 25.11.2006. Формат 60x90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк ризограф.
Ум. друк арк. 11,3. Обл.-вид. арк. 12,1. Тираж 300 прим. Зам. № 89. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Просп. Леніна, 14, Харків, 61166

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”, тел. (057) 703-53-74
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців
Сер. ДК №1722 от 23.03.2004