

**CONTENTS**  
(Continued from front cover)

**INSTRUMENTATION**

Lukin K. A., Tatyanko D. N., Zemlyaniy O. V., Pikh A. B. Measuring the thickness of thin films by spectral interferometry method.....350

**BRIEF REPORTS**

**LOCATION AND NAVIGATION**

Lukin K.A. Comparison of 'quantum radar' and noise radar concepts.....355

**SIGNAL FORMATION AND PROCESSING**

Kupchenko L.F., Slabunova N.V., Goorin O.A. Acoustooptic processor providing dynamic spectral filtering in the optoelectronic system .....360

**MICROWAVE ENGINEERING AND TECHNOLOGIES**

Karpov A.I., Lukin K.A., Syvozalizov M.A., Khromiuk I.F. Antenna for indoor wireless network.....362

Kotelnykov V.V., Machekhin Yu.P. Features of laser radiation effects on biological tissue.....366

**INSTRUMENTATION**

Pavlikov V.V., Odokienko A.V., Kiem Nguyen Van, Prodan Ye.A., Manivchuk V.V. Ratio-type digital radiometer.....370

Congratulating Valeriy Pavlovich Lipatov with the 75-th birthday anniversary.....375

ISSN 1727-1290



**KHARKIV NATIONAL UNIVERSITY OF RADIO ELECTRONICS**



**ACADEMY OF SCIENCES OF APPLIED RADIO ELECTRONICS**

# APPLIED RADIO ELECTRONICS

Scientific and Technical Journal **2016 Volume 15 № 4**

**CONTENTS**

**REVIEW**

Churyumov G.I. High-power microwave electronics: current status, prospects of development and application features.....270

**LOCATION AND NAVIGATION**

Riabukha V.P. Adaptive radar noise jamming protection systems.  
3. Mathematical model of the system of spatial signal processing in a radar with a rectangular planar PAA.....301

Sugak V.G., Sugak A.V., Fang Gyfang. Large current radiator for long range GPR applications.....316

**SIGNAL FORMATION AND PROCESSING**

Kuryzheva O.V., Nerukh A.G. Transformation of an electromagnetic Airy pulse by a plane boundary of a dielectric.....321

**INFORMATION TECHNOLOGIES**

Andronov V.A., Kalugin V.D., Levterov A.A., Tiutiunik V.V. Scientific and technical bases of monitoring system synthesis of different emergency situations by the main characteristics of means of danger factors registration.....327

**ELECTRONIC ENGINEERING AND DEVICES**

Kryzhanovski V.G., Churyumov G.I. Accounting of electromagnetic wave reflections from the step of interaction impedance in an autophase TWT.....334

**MICROWAVE ENGINEERING AND TECHNOLOGIES**

Yurchenko L.V., Yurchenko V.B. Wideband self-oscillations in micro-strip circuits with Gunn diodes and investigation of new nonlinear dynamics effects in such systems.....342

(Continued on back cover)

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Академия наук прикладной радиоэлектроники

# ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

*И.о. главного редактора*

Чурюмов Г.И.

*Зам. главного редактора*

Дохов А.И.

*Редакционный совет*

Гузь В.И., Довбня А.Н., Егоров А.М., Калугин В.В., Кравченко В.И.,  
Назаренко И.П. (Россия), Неклюдов И.М., Пресняк И.С., Симонов К.Г. (Россия),  
Симанков В.С. (Россия), Слипченко Н.И., Чабдаров Ш.М. (Россия),  
Яковенко В.М., Ярошенко В.С. (Россия)

*Редакционная коллегия*

Абрамович Ю.И. (США), Бодянский Е.В., Борисов А.В., Буц В.А., Бых А.И.,  
Гомозов В.И., Жуйков В.Я., Зарицкий В.И., Кипенский А.В., Кульпа К. (Польша),  
Леховицкий Д.И., Литвинов В.В., Лукин К.А., Мачехин Ю.П.,  
Модельский Й. (Польша), Нерух О.Г., Поляков Г.А., Ролинг Г. (Германия),  
Седышев Ю.Н., Серков А.А., Сухаревский О.И., Чурюмов Г.И.,  
Шифрин Я.С., Шкварко Ю.В. (Мексика)

**Адрес редакции:**

Редакция журнала «Прикладная радиоэлектроника»  
Харьковский национальный университет радиоэлектроники  
просп. Науки, 14, 61166, Харьков, Украина  
Тел.: + 38 (057) 702 10 57  
Факс: + 38 (057) 702 10 13  
E-mail: are@nure.ua  
<http://www.anpre.org.ua>

## СОДЕРЖАНИЕ

---

### ОБЗОР

- Чурюмов Г.И. СВЧ-электроника больших мощностей: современное состояние, перспективы развития и особенности применения .....270

### ЛОКАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ

- Рябуха В. П. Адаптивные системы защиты РЛС от шумовых помех.  
3. Математическая модель системы пространственной обработки сигналов в РЛС с двумерной плоской ФАР .....301
- Sugak V.G., Sugak A.V., Fang Gyfang . Large current radiator for long range GPR applications .....316

### ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

- Курьжева О.В., Нерух А.Г. Преобразование импульса Эйри на плоской границе диэлектрика .....321

### ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

- Андронов В.А., Калугін В.Д., Левтеров О.А., Тютюник В.В. Науково-технічні основи синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій різного характеру за основними характеристиками технічних засобів реєстрації факторів небезпек .....327

### ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ

- Крыжановский В.Г., Чурюмов Г.И. Учет отражений электромагнитной волны от места скачка сопротивления связи в автофазной ЛБВ.....334

### МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ

- Юрченко Л.В., Юрченко В.Б. Широкополосные автоколебания в микрополосковых соединениях диодов Ганна и изучение новых эффектов нелинейной динамики таких систем .....342

### ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

- Лукин К.А., Татьяна Д.Н., Земляный О.В., Пих А.Б. Измерение толщин тонких пленок методом спектральной интерферометрии.....350

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

---

### ЛОКАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ

- Lukin K.A. Comparison of 'quantum radar' and noise radar concepts .....355

### ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

- Купченко Л.Ф., Слабунова Н.В., Гурин О.А. Акустооптический процессор в оптоэлектронной системе, обеспечивающий динамическую спектральную фильтрацию .....360

### МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ

- Карпов А.И., Лукин К.А., Сивозализов Н.А., Хромюк И.Ф. Антенна для беспроводной сети внутри зданий ....362
- Котельников В.В., Мачехин Ю.П. Особенности воздействия лазерного излучения на биологические ткани .....366

### ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

- Pavlikov V.V., Odokienko A.V., Kiem Nguyen Van, Prodan Ye.A., Manivchuk V.V. Ratio-type digital radiometer.....370

- Поздравление Валерия Павловича Липатова с 75-м днем рождения.....375

## СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА БОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ, ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ И ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

Г.И. ЧУРЮМОВ

---

В настоящем обзоре излагаются основные идеи, методы и достижения СВЧ-электроники больших мощностей применительно к решению широкого круга фундаментальных проблем, связанных с генерацией электромагнитной энергии и эффективностью ее преобразования в другие виды энергии в интересах различных отраслей науки и техники, промышленности, сельского хозяйства, медицины и биологии, а также современных военно-технических приложений. Показано, что данным достижениям способствуют прогресс, достигнутый вакуумной СВЧ-электроникой и, особенно, релятивистской СВЧ-электроникой, а также успехи высоковольтной импульсной техники.

Представлены результаты анализа технологической базы мощной релятивистской СВЧ-электроники, которая составляет основу современной СВЧ-энергетики – новой перспективной области применения электромагнитной энергии. Описаны виды и механизмы электромагнитных излучений, которые лежат в основе работы различных релятивистских СВЧ-генераторов: от классических их аналогов (ЛОВ, ЛБВ, магнетрон, клистрон и т.д.) до мазеров на циклотронном резонансе (гиротронов) и их секционированных конструкций (гирос-ЛБВ, гиросклистрон и т.д.), а также приборов с виртуальным катодом (виркатор, различные конструкции СВЧ-триодов и т.д.) и лазеров на свободных электронах.

Обсуждаются пути альтернативного развития радиоэлектронных систем, отличающиеся простотой технического решения и конструкции, а также удобством эксплуатации. В качестве таких источников рассматриваются генераторы импульсного напряжения (генератор Маркса) и СВЧ-модули, содержащие нерелятивистский СВЧ-генератор (магнетрон) и резонансный СВЧ-компрессор.

Приведены энергетические, частотные и временные характеристики и параметры электромагнитного излучения. Описаны перспективные области применения технологических установок для СВЧ-нагрева и обработки различных материалов и сред с целью придания им новых свойств.

Рассмотрены приоритетные направления развития оборонных технологий на основе использования принципиально новых технических решений, в том числе на новых физических принципах. Показано, что в условиях сильного радиоэлектронного и информационного противодействия разработка радиотехнических средств и устройств для разрушения и даже уничтожения электронной элементной базы становится очень важной и актуальной проблемой. При определенных условиях, представленные результаты можно рассматривать, как попытку обобщить накопленный опыт и показать пути дальнейшего развития мощной СВЧ-электроники в различных приложениях СВЧ-технологий, особенно, в сфере обороны при создании перспективных образцов военной техники с учетом мер по обеспечению ее работоспособности в условиях внешнего электромагнитного воздействия.

*Ключевые слова:* СВЧ-энергетика, СВЧ-электроника, электромагнитное излучение, генератор импульсного напряжения, релятивистский СВЧ прибор, резонансный СВЧ-компрессор, электромагнитное оружие.

### ВВЕДЕНИЕ

История применения СВЧ-излучения большой и сверхбольшой мощности в различных сферах человеческой деятельности насчитывает достаточный период времени, чтобы можно было с уверенностью говорить о рождении новой области науки и техники, каковой является СВЧ энергетика [1 – 3]\*).

Необходимо отметить, что первые работы по воздействию мощных электромагнитных полей на различные объекты как живой, так и неживой природы появились после 1945 года, когда были впервые

проведены испытания ядерного оружия. Именно тогда Нобелевский лауреат физик *Enrico Fermi* (рис. 1) попытался вычислить электромагнитные поля, которые являлись продуктом ядерного взрыва.

В 1960-е годы в разгар холодной войны молодой ученый *Dr. Carl E. Baum* (рис.2) изучал различные формы электромагнитных импульсов, которые возбуждались на разных стадиях ядерного взрыва: ранней, промежуточной и поздней. Как показал проведенный анализ, к отличительным особенностям данных импульсов можно отнести высокую пиковую ин-

\* Необходимо заметить, что термин «СВЧ энергетика» является, в большей степени, русскоязычным и введен, чтобы характеризовать практические стороны применения электроники больших мощностей («энергетический эффект» [4]). В свою очередь, в англоязычной литературе, как было показано в работе [237], в основном, применяется термин «*High Power Microwave (HPM)*» [250, 251]. При этом смысл, который вкладывается в данный термин, зависит от конкретной области применения и полученного резуль-

тата. Так, интересы Министерства энергетики США касаются СВЧ-источников с высокой средней мощностью и их развития, а интересы Министерства обороны США лежат в области применения мощных релятивистских импульсных СВЧ-источников и генерации сверхширокополосного электромагнитного излучения с высокой пиковой мощностью. Более детальную классификацию электромагнитного излучения с точки зрения электромагнитной совместимости можно найти в [252].

тенсивность излучения (более 50000 В/м для ранней стадии, от 10 до 100 В/м для промежуточной и единицы В/м для поздней стадии). Быстрое время нарастания переднего фронта (единицы нс) обуславливает широкий частотный спектр излучения (от сотен кГц до сотен МГц). Отсутствие на тот момент необходимых измерительных средств и сенсорных технологий определило направление и тематику будущих исследований [5 – 9]. В результате появилась новая область, связанная с исследованиями нестационарных электромагнитных процессов (нестационарная электродинамика). Она рассматривает поведение широкополосных (Wide-Band (WB)) и сверхширокополосных (Ultra Wide-Band (UWB)) сигналов в электродинамических структурах и их распространение в различных средах [10 – 13]. Это дало мощный толчок появлению и развитию радиолокационных систем (РЛС) с высокой разрешающей способностью, использующих наносекундные и субнаносекундные импульсы [11, 14, 15], совершенствованию методов измерения нестационарных процессов в частотной и временной областях [15, 16], а также развитию видеоимпульсной рефлектометрии в свободном пространстве, связанной с зондированием объектов сверхкороткими импульсами без ВЧ заполнения (видеоимпульсами) [12]. Последующая систематизация знаний в этой области и основные вехи ее развития до наших дней детально были сформулированы в [17].

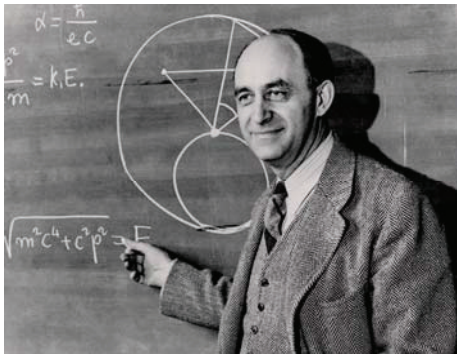


Рис. 1. Энрико Ферми (фото в свободном доступе)

В бывшем СССР основы СВЧ энергетики были сформулированы Нобелевским лауреатом академиком П.Л. Капицей (рис. 3). В начале 50-х годов прошлого века он впервые ввел понятие «электроника больших мощностей» [4]. Это была первая попытка на широкой научной основе рассмотреть вопросы эффективной генерации мощных и сверхмощных электромагнитных колебаний с помощью вакуумных электронных приборов СВЧ (ниготрон). Возможность сосредоточения большой СВЧ мощности в малых объемах и способность ее концентрации в локальных областях пространства исследуемых объектов с учетом объемного характера воздействия СВЧ электромагнитного поля на среду, материалы или объекты, позволило в дальнейшем исследовать гибкость транс-

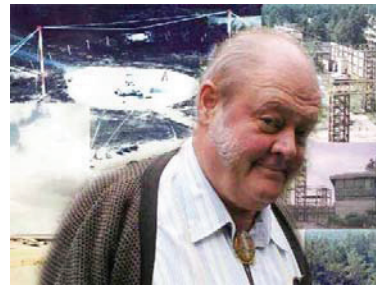


Рис. 2. Карл Э. Баум (фото в свободном доступе)

формации СВЧ энергии в другие виды энергии для решения разнообразных прикладных задач [18 – 20]. В отличие от традиционной энергетики, которая использует переменный электрический ток с частотой 50 Гц (в ряде стран 60 Гц), СВЧ энергетика ориентирована на применение электромагнитных волн СВЧ в диапазоне от 300 МГц до 3000 ГГц [21]. Международный союз электросвязи (МСЭ) (*International Telecommunication Union*) выделил ряд диапазонов частот в спектре электромагнитных волн для применения СВЧ энергии в научных исследованиях. Такие диапазоны определены для нагрева плазмы [22 – 28], ускорения заряженных частиц [25, 29 – 31, 42 – 46], передачи энергии с помощью СВЧ-излучения [2, 32 – 35, 48 – 60], изучения электронных свойств твердых тел. Определены также свои диапазоны в промышленном и бытовом СВЧ нагреве для термической обработки сред, материалов и объектов [1 – 4, 36, 40, 41, 61]. Широкое применение СВЧ-технологии находят в медицине и биологии для размораживания органов и тканей после консервации, лечения онкологических заболеваний (гипертермия), реконструкции коронарных сосудов с помощью СВЧ-баллонного катетера, стимуляции сердечбиения и электрической активности изолированного сердца, дезинфекции медицинских соединителей в процессе диализа почек [37 – 39, 47, 62 – 65]. Для решения большинства задач СВЧ-энергетики в качестве рабочих частот МСЭ выделил диапазоны 433 МГц, 915 МГц и 2450 МГц.

В начале 80-х годов прошлого века новое развитие получила идея передачи энергии с помощью электромагнитных волн, которую еще в начале XX века высказал *Nikola Tesla* (рис. 4) [68, 69]. Особое внимание вызвали исследования беспроводной передачи микроволновой энергии с геостационарной

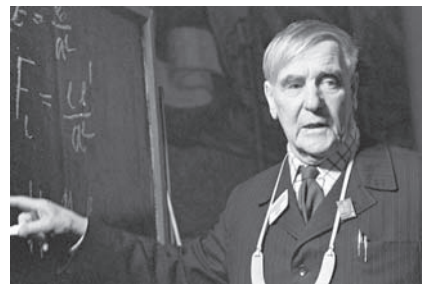


Рис. 3. Академик П.Л. Капица во время лекции в 1974 г. (фото в свободном доступе)

орбиты на поверхность Земли с помощью направленного микроволнового излучения (СВЧ-луча) в диапазоне частот 2,4–5,8 ГГц с последующим его преобразованием на Земле в постоянный ток [32 – 35, 67].

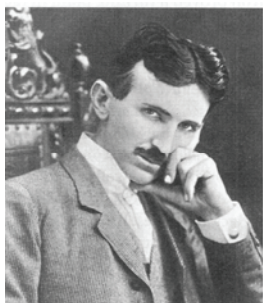


Рис. 4. Николо Тесла (фото в свободном доступе)

Для обратного преобразования микроволнового излучения в постоянный ток использовались либо ректенны с GaAs-диодами или диодами Шотки, либо обращенный режим работы различных мощных вакуумных приборов (магнетронов, клистронов, циклотронных преобразователей и т.п.). Применение мощных вакуумных приборов с высокими выходными напряжениями для обратного преобразования энергии является более предпочтительным и технологичным по сравнению с низковольтными ректеннами. Суммарный КПД передачи энергии с помощью СВЧ-луча с геостационарной орбиты на поверхность Земли составляет порядка 70 – 75 %. При этом площадь передающей антенны более 3 км<sup>2</sup>, а площадь приемной наземной ректенны порядка 130 км<sup>2</sup> для широты местности 35° [35, 66]. Проект солнечной космической электростанции показал уровень выходной мощности порядка 5 ГВт при плотности излучаемой мощности в центре передающей антенны 23 кВт/м<sup>2</sup>, а в центре приемной – 230 Вт/м<sup>2</sup>. Полученные результаты свидетельствуют о технической и технологической реальности построения солнечных космических электростанций при одновременном обеспечении безопасности, экологической чистоты и электромагнитной совместимости [70, 71].

Более чем 60-летняя практика интегрирования мощного ЭМИ СВЧ в различные энергоемкие технологические процессы показала эффективность применения СВЧ-энергии как в режиме непрерывной ее генерации, так и в случае использования СВЧ-излучения микросекундной и наносекундной длительности. В последнем случае речь идет об импульсной мощности СВЧ-излучения, значение которой определяется по формуле [см., напр., 72]:

$$P_{imp} = \xi \cdot \frac{P_{ave}}{\tau_{imp} \cdot f_{imp}}, \quad (1)$$

где  $P_{ave}$  – средняя мощность СВЧ-излучения, Вт;  $\tau_{imp}$  – длительность огибающей СВЧ-импульса, из-

меренная на уровне 0,5 максимального значения сигнала, с;  $f_{imp} = 1/T_p$  – частота повторения импульсов (число импульсов в секунду), Гц;  $\xi$  – постоянный коэффициент, учитывающий форму электромагнитного СВЧ-импульса. Необходимо отметить, что коэффициент  $\xi$  характеризует отличие формы огибающей СВЧ импульса от его идеальной прямоугольной формы, что отчасти связано с неидеальностью модулирующего импульса ускоряющего напряжения  $U_a(t)$ , подаваемого на прибор, а также сложными переходными и нелинейными процессами вывода энергии в нагрузку.

Особенности импульсного режима работы СВЧ-приборов заключаются в более высокой их пиковой мощности, значение которой формируется в короткий временной интервал и получение которой недостижимо с помощью современных технологий генерирования непрерывных СВЧ-колебаний. Эффективность применения мощных СВЧ-импульсов для технологических целей зависит от электрофизических параметров сред и материалов, поглощающих СВЧ энергию, а также от длительности и формы импульсов, частоты их повторения [1 – 4, 73].

Перспектива развития мощной вакуумной СВЧ электроники связана с созданием мощных и сверхмощных СВЧ приборов, в том числе длинноанодных магнетронов, многолучевых клистронов, многорежимных бортовых ЛБВ, гиросприборов, линейных ускорителей электронов и многих других [74, 75, 115 – 117, 151, 136, 137, 155, 164, 165, 186, 189, 238, , 285 – 288, 291 – 299]. Данные приборы работают в широком частотном диапазоне от дециметрового до миллиметрового и обеспечивают мощность генерации десятки и сотни кВт в непрерывном и десятки ГВт в импульсном режимах работы. Расширяется область практического применения мощных и сверхмощных СВЧ-приборов, которая включает в себя не только традиционные вопросы СВЧ-нагрева объектов, материалов и сред, но и специальные вопросы, относящиеся к оборонной сфере, в том числе различные вопросы радиолокации систем противоракетной и противовоздушной обороны, радиоборьбы и противодействия, связи, функционального поражения электронно компонентной базы и т.д. Этому способствует стремление к созданию качественно новых и более эффективных систем вооружения, а именно высокоточного и электромагнитного (ЭМ) оружия для поражения радиоэлектронных средств противника [102 – 107, 109, 110, 242 – 246, 300]. Современным тенденциям развития техники соответствует создание мощных вакуумных приборов СВЧ. При этом традиционными задачами для СВЧ электроники больших мощностей являются укорочение длины волны, расширение полосы усиливаемых частот и повышение мощности СВЧ-излучения [75, 115, 165, 236]. Особенно,

это касается миллиметрового диапазона и разработки методов получения некоординатной информации. В частности, для технической реализации задач распознавания образов на больших расстояниях, получения радиопортретов различных объектов и создание систем радиовидения (высокоточное оружие) необходимо развитие элементной базы мощной СВЧ электроники именно в данных направлениях [74, 76 – 80].

С другой стороны, укорочение длины волны и повышение мощности ЭМИ усиливает возможности и эффективность применения его на больших расстояниях. В данном случае имеется в виду применение систем радиоэлектронного подавления (РЭП) и радиопротиводействия (РПД) как элементов ЭМ оружия, в том числе на новых физических принципах [109]. В этом случае основной задачей применения ЭМ оружия является функциональное поражение полупроводниковой элементной базы в существующих бортовых и стационарных системах вооружения, в том числе носителях высокоточного оружия. При этом возникают сбои в работе систем управления и связи за счет постановки прицельных по частоте помех, нарушающих нормальную работу существующих узкополосных систем [91 – 93, 108, 110].

Для оценки уровня средней СВЧ-мощности, генерируемой СВЧ-прибором, используют выражение

$$P_{ave} = \eta \cdot P_{sour}, \quad (2)$$

где  $P_{sour} = I_a \cdot U_a$  – мощность, подводимая к прибору от источника постоянного напряжения, Вт;  $U_a$  – ускоряющее напряжение, подаваемое на прибор, В;  $I_a$  – среднее значение тока в нагрузке источника питания, А;  $\eta = \eta_e \cdot \eta_{res}$  – полный КПД прибора,  $\eta_e$  – электронный КПД прибора, определяющий эффективность преобразования энергии, запасенной в электронном потоке, в энергию СВЧ-излучения. Значения КПД для разных типов СВЧ-приборов отличаются и лежат в диапазоне значений от 0,05 – 0,1 для приборов мм диапазона до 0,6 – 0,7 и более для приборов см и дм диапазонов.

Контурный КПД СВЧ-генератора определяется следующим соотношением

$$\eta_{res} = \frac{Q_{load}}{Q_{out}} = \frac{Q_0}{Q_0 + Q_{out}},$$

где  $Q_0$ ,  $Q_{load}$  и  $Q_{out}$  – собственная, нагруженная и вносимая (внешняя) добротности колебательной системы СВЧ-генератора.

Как видно из (2), увеличение СВЧ-мощности возможно достичь за счет роста мощности источника питания  $P_{sour}$ . В случае, когда импульсная мощность достигает уровня единиц и десятков  $MВт$ , а уско-

ряющее напряжение  $U_a$ , определяющее скорость движения электронов в пучке  $v_e$ , достигает значений, превышающих 50 – 60  $\kappaВ$ , начинают проявляться релятивистские эффекты, необходимо учитывать фактор Лоренца

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_e^2/c^2)}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где  $\beta_e = \frac{v_e}{c}$  – безразмерная скорость электрона;  $c$  – скорость света.

Условие (3) является характерным для релятивистских СВЧ-приборов, к особенности которых можно отнести формирование электронных потоков с энергией несколько мегаэлектронвольт и токами в десятки (сотни) килоампер в импульсе с длительностью в единицы наносекунд и сотни пикосекунд [116, 117]. Как результат преобразования энергии, запасенной в электронном пучке, удалось получить импульсную мощность СВЧ-излучения, превышающую десятков  $ГВт$ . Для этого используют релятивистские аналоги классических магнетронов, клистронов, ЛОВО, а также сильноточные нетрадиционные релятивистские СВЧ-приборы, такие как гиротрон, виркатор и магнитоизолированный линейный осциллятор (MLO).

Высокая эффективность воздействия электромагнитного СВЧ-излучения на элементы входных трактов радиоэлектронных систем (РЭС) обеспечивается применением короткого (единицы наносекунд) СВЧ-импульса с высокой пиковой мощностью (десятки и сотни  $\kappaВт$ ) и частотой заполнения импульса, соответствующей коротковолновой части миллиметрового диапазона. Все это вызывает необходимость развития электромагнитных СВЧ-технологий в направлении их продвижения в коротковолновую область длин волн, в частности, в миллиметровый и далее в терагерцовый диапазоны [86]. При этом следует обеспечить рост выходной мощности и частоты СВЧ излучения, а также уменьшение длительности импульса электромагнитной энергии [256, 258, 260, 261, 286].

Рассматривая достижения СВЧ-энергетики следует помнить о возможных негативных (преступных) последствиях воздействия мощного СВЧ-излучения различной интенсивности и частоты на окружающий нас мир в полном его многообразии [87 – 90, 108]. Достижения СВЧ-энергетики также стимулируют преднамеренные попытки криминальных элементов, в том числе террористов, к действиям, нарушающих работу инфокоммуникационных систем как государственных (правительственные системы и сети связи, системы жизнеобеспечения, аэропорты, метро, вокзалы и т.п.), так и коммерческих (интернет, банки и офисы крупных фирм) объектов [91 – 93]. Поэтому актуальными задачами становятся анализ существующих или возможных электромагнитных угроз, поиск путей и создание концепции построения защи-

ты функциональных элементов радиоэлектронной аппаратуры и элементной базы от воздействия мощного СВЧ-излучения как на программном (*software*), так и на аппаратном (*hardware*) уровнях. В этом плане позитивным моментом является принятие единых стандартов в области электромагнитной совместимости (*Electromagnetic Compatibility (EMC)*) и электромагнитных явлений высоких уровней мощности (*High-Power Electromagnetic (HPEM)*) [94 – 99]. Создание стандартов позволило объединить усилия ученых и разработчиков в борьбе с результатами практического применения ЭМ оружия, способствовало разработке технических средств противодействия [см., напр., 100, 101, 223, 289] и развитию возможных средств защиты, связанные с созданием элементной базы вакуумной микроэлектроники, в том числе вакуумных интегральных микросхем и их применением в качестве входных элементов РЭС [75, 314, 332].

В настоящем обзоре подробно рассмотрены некоторые аспекты и особенности применения СВЧ-электроники больших мощностей, включая вопросы генерации СВЧ-колебаний больших и сверхбольших уровней мощности, повышения эффективности применения мощного ЭМИ в энергоемких технологических процессах. Особенно выделены использование СВЧ-технологий в РЛС обнаружения (короткоимпульсные РЛС) и РТС для функционального подавления (поражения) полупроводниковой элементной базы (например, пробоя *p-n* переходов полупроводниковых приборов или термического разрушения проводящих и соединительных микроструктурных элементов интегральных микросхем [81 – 85, 263, 264]) [102 – 107].

Целью настоящей работы является попытка систематизировать накопленный опыт развития СВЧ-электроники больших и сверхбольших мощностей, провести анализ существующих способов генерации СВЧ-энергии, показать перспективные направления ее применения в энергоемких промышленных областях и бытовой сфере, а также совершенствования систем вооружения, в том числе ЭМ оружия.

### 1. ФОРМЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ МОЩНОГО ЭМИ

Рассмотрим существующие подходы к генерации и формированию мощного ЭМИ. Чтобы осуществить классификацию различных видов и форм представления ЭМИ, а также иметь возможность проводить их сравнение между собой, представим различные виды импульсов в виде математических моделей детерминированных сигналов.

На рис. 5 показаны возможные варианты форм представления импульсов как результат работы технологических установок для СВЧ-нагрева материалов и сред, а также РЛС или РТС, предназначенных для функционального поражения полупроводниковой элементной базы. Как видно, работа систем возможна как в непрерывном (квазинепрерывном), так и в импульсном режимах.

Для электромагнитного поля непрерывного сигнала в приближении плоской волны можно записать следующее выражение

$$E = E_m \cdot \sin(2\pi f \cdot t + \varphi_0), \quad (4)$$

где  $E_m = const$  – максимальная амплитуда СВЧ-излучения;  $f = \frac{1}{T}$  – частота СВЧ-излучения;  $\varphi_0$  – начальная фаза сигнала [111].

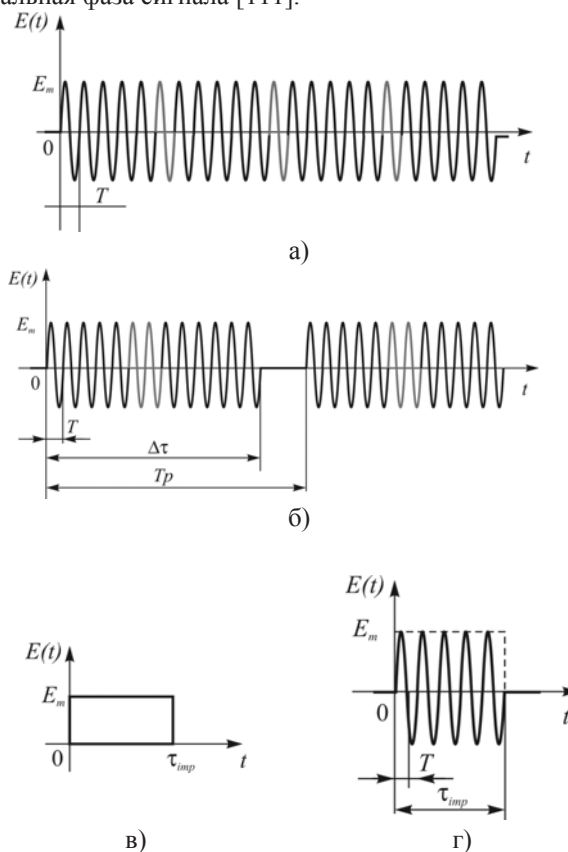


Рис. 5. Осциллограммы идеального непрерывного (а) и импульсных сигналов (б-г)

Такое представление непрерывного СВЧ-излучения можно рассматривать как идеализированную его форму, т.к. на практике любое непрерывное колебание существует в пределах конечного интервала времени  $\Delta T$  и может рассматриваться как квазинепрерывный сигнал с малой скважностью, т.е.  $\frac{T_p}{\tau_{imp}} \sim 1$ , где  $T_p$  – период следования импульсов ЭМИ;  $\tau_{imp}$  – длительность импульса (рис. 5, а).

На практике более распространенной формой представления ЭМИ является импульсная форма его реализации, когда ЭМИ существуют в пределах короткого интервала периода следования импульсов, т.е. в этом случае скважность  $\frac{T_p}{\tau_{imp}} \gg 1$ . Математическая модель такого сигнала (см., напр., рис. 5, б), определяемого как радиоимпульс, может быть пред-



ставлена в виде

$$E(t) = E_m(t) \cdot \sin(2\pi f \cdot t + \varphi_0). \quad (5)$$

В выражении (5) первый множитель  $E_m(t)$  рассматривается как огибающая радиоимпульса  $E(t)$  и определяется как видеоимпульс, а второй множитель представляет собой его заполнение, т.е. несущую (вихревую) составляющую СВЧ-излучения. Необходимо отметить, что основное отличие между видеоимпульсом и радиоимпульсом заключается в различной физической природе формирования этих основных видов импульсов. В основе механизма формирования видеоимпульсов  $E_m(t)$  лежит электрическая природа их образования, что выражается в разделении и накоплении электрического заряда в области существования электростатического поля. При этом совершаемая работа по преодолению сил электростатического отталкивания зарядов переходит в энергию электрического поля, плотность которой является функцией времени и определяется как

$$\varpi(t) = \frac{dW}{dV} = \frac{\varepsilon \cdot e_m(t)^2}{8\pi}, \quad (6)$$

где  $e_m(t)$  – напряженность электростатического поля;  $\varepsilon$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды в области распределения электростатического поля. При достижении критической напряженности электростатического поля, когда  $e_m(t) > E_{\max}$ , происходит пробой в виде искровой разряда. В результате формируется видеоимпульс  $E_m(t)$ . При этом аналитическое выражение для  $E_m(t)$  можно с целью упрощения представить в виде математической модели прямоугольного непериодического импульса длительностью  $\tau_{imp}$  (рис. 5, в)

$$E_m(t) = \begin{cases} E_m \cdot npu & 0 \leq t \leq \tau_{imp} \\ 0 & npu \quad t < 0 \text{ и } t > \tau_{imp} \end{cases}. \quad (7)$$

Плотность энергии непериодического (одиночного) видеоимпульса, определяемая из выражения (6), распределена по частотному диапазону в соответствии с его спектральной функцией

$$\bar{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_m(t) \cdot e^{-j\omega t} dt. \quad (8)$$

Используя выражение (8) можно определить спектральное распределение энергии одиночного импульса, воспользовавшись теоремой Релея

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_m^2(t) dt = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{+\infty} |\bar{S}(\omega)|^2 d\omega. \quad (9)$$

Как показано в [112], левая часть данного выражения пропорциональна энергии импульса, которая выделяется в нагрузке как результат его действия. Отсюда полная энергия импульса равна площади, ограниченной кривой функции квадрата модуля спектральной плотности, т.е.

$$W \sim \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{+\infty} |\bar{S}(\omega)|^2 d\omega. \quad (10)$$

Как видно из (10), важно установить конечную ширину спектра одиночного импульса  $\Delta f$ , в которой сосредоточена основная часть его полной энергии  $W$ . Анализ распределения спектральной плотности  $\bar{S}(\omega)$  показывает [112], что подавляющая часть энергии сигнала (более 90 %) сосредоточена в полосе частот  $\Delta \omega = \frac{2\pi}{\tau_{imp}}$ . Отсюда видно, что ширина частотного спектра  $\Delta f$  зависит от длительности видеоимпульса  $\tau_{imp}$ . Данные величины для случая применения простых сигналов связаны между собой в первом приближении условием, которое называется базой сигнала и равно

$$\Delta f \cdot \tau_{imp} \approx 1. \quad (11)$$

Для сложных сигналов произведение ширины спектра  $\Delta f$  на длительность  $\tau_{imp}$  много больше единицы. К числу таких сигналов можно отнести линейно-частотно-модулированные, дискретно-кодированные, шумоподобные сигналы и т.п. [113, 114]. Данные сигналы нашли широкое применение в различных информационных и измерительных радиосистемах. В современной мощной СВЧ-энергетике широкое распространение получили простые сигналы с базой, близкой к единице.

## 2. ПОДХОДЫ К ГЕНЕРАЦИИ СВЧ ЭНЕРГИИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Остановимся более детально на физических процессах и механизмах генерации больших уровней СВЧ-мощности, способах ее накопления и транспортировки, а также оценим условия обеспечения такой генерации, форму представления СВЧ-колебаний и способы фокусировки СВЧ энергии.

Для получения мощного СВЧ-излучения в настоящее время существуют следующие подходы, основанные на:

**а)** применении релятивистских СВЧ-приборов (генераторов и усилителей);

**б)** применении коротких и сверхкоротких видеоимпульсов (широкополосных и сверхширокополосных сигналов), генерируемых генераторами импульсного напряжения, собранных, например, по схеме,

предложенной Марксом (см. [Marx E. Deutsches Reichspatent № 455933, 1923]);

в) применении нерелятивистских СВЧ-приборов (генераторов и усилителей) совместно с резонансными СВЧ-компрессорами для формирования мощных радиоимпульсов СВЧ-излучения;

г) фокусировке мощного ЭМИ с помощью фазированных антенных решеток (ФАР) и пространственно-разнесенных систем излучателей (например, как показано в работе [160]).

Остановимся на анализе каждого из перечисленных подходов, уделяя основное внимание их преимуществам и недостаткам.

Случай а). Как известно [см., напр., 75, 115 – 117, 236], появление релятивистских СВЧ-приборов стало следствием развития и совершенствования конструкций сильноточных электронных ускорителей (СЭУ) прямого действия и, особенно, механизма индуцированного (вынужденного) излучения релятивистских электронных пучков (РЭП), которые генерировались в СЭУ. По сути, это заложило основы нового научного направления и стало новым разделом в мощной СВЧ-электронике, каким явилась релятивистская СВЧ-электроника. Основной ее задачей является получение мощного СВЧ ЭМИ (как импульсного, так и непрерывного) с помощью сильноточных электронных потоков с током  $I_e = 1...10^3$  кА (плотность тока эмиссии составляет  $10^7...10^9$  А/см<sup>2</sup>) и высоких ускоряющих напряжений, обеспечивающих энергию заряженных частиц  $W_e = 0,5...10$  МэВ [см., напр., 168 – 170].

Энергия частиц (электронов), движущихся с релятивистскими скоростями, определяется из выражения

$$W_e = m_e \cdot c^2 \cdot \gamma, \quad (12)$$

где  $m_e = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  – текущая масса электрона;

$m_0 = 9,13 \cdot 10^{-31}$  кг – масса покоя электрона.

Из выражения (12) можно определить энергию покоя частицы как  $W_{e0} = mc^2$  (для электрона  $W_{e0} = 0,511$  МэВ).

Практическое применение сильноточных релятивистских электронных пучков и достижений высоковольтной техники в конце 60-х годов прошлого века позволили создать первые СЭУ и заложить основы нового направления, каким стала релятивистская СВЧ-электроника, основной задачей которой стало получение вынужденного излучения релятивистских электронных пучков (РЭП). Однако СЭУ не нашли применения для целей генерации мощного СВЧ-излучения, хотя проведенные эксперименты позволили получить уровни выходной мощности на 2–3 порядка превосходящие уровни мощности, которые

получались в нерелятивистских СВЧ-генераторах [см., напр., 116 – 120]. Первые образцы релятивистских СВЧ-генераторов позволили получить высокие уровни СВЧ-мощности (десятки [118, 119] и сотни мегаватт [120]), но при очень малых значениях КПД (не более 1 %). Следует также добавить, что их экспериментальные макеты представляли собой довольно громоздкие конструкции, обладающие кроме низкого КПД плохой воспроизводимостью импульсов и малым ресурсом работы. Это потребовало проведения дополнительных теоретических исследований и, в первую очередь, проведения анализа и классификации возможных форм ЭМИ электронного потока. Необходимо отметить, что движение заряженных частиц (электронов) сопровождается проявлением ряда радиационных эффектов, которые наблюдаются экспериментально в виде ЭМИ. Особенности проявления данных эффектов зависят от вида и характера траекторий движения электронов в выбранной системе координат, конфигурации пространства взаимодействия, а также от физических условий (например, наличия потенциальных электрического и статического магнитного полей, действие возбуждаемого электромагнитного поля и поля пространственного заряда и т.п.). Эти условия обеспечивают, с одной стороны, синхронное движение электронного потока и электромагнитной волны (колебаний поля), а с другой – механизм фазовой сортировки (или фазовой группировки) электронного потока [193]. Необходимо отметить, что возбуждение электромагнитного поля и увеличение его амплитуды происходит путем передачи энергии (кинетической или потенциальной), запасенной в электронном потоке, в энергию ЭМИ. Эффективность такого преобразования тем выше, чем ближе механизм фазовой сортировки к идеальному, т.е. когда все электроны, эмитированные в пространство взаимодействия, будут сортироваться в тормозящих фазах поля, отдавая ему запасенную (кинетическую или потенциальную) энергию. При этом величина энергии, которая накоплена в электронном пучке и может быть трансформирована в энергию ЭМИ, зависит от формы траектории электрона. Среди возможных траекторий движения электронов следует выделить как основные две – это прямолинейные и криволинейные (идеальный случай). На практике в большинстве известных СВЧ-генераторах и усилителях траектории электронов представляют собой сложные пространственные кривые. Результаты траекторного анализа, полученные на основе 2-D и 3-D компьютерного моделирования, показали, что в сформированных электронных пучках присутствует как продольное, так и поперечное движение электронов, что связано с различными возмущениями, вызванными, например, нарушением условий синхронизма, влиянием несинхронных полей и действием поля пространственного заряда [см., напр., 146, 165, 284]. В результате возможно формирование электронных пучков с раз-

личной пространственной конфигурацией границ и характером траекторий движения электронов, в том числе:

1. Прямолинейного электронного пучка конечного радиуса  $r_e$  с поперечными периодическими возмущениями, вызванными вращением электронов вокруг продольной оси. Пучок движется в коллинеарных потенциальном электрическом  $E_0$  и статическом магнитном  $B_0$  полях с постоянной продольной скоростью  $v_e = \sqrt{2\eta U_a}$ , где  $\eta = \frac{e}{m_0} = 17,5 \cdot 10^{-10}$  – при-

веденный заряд электрона, и находится в синхронизме с  $s$  – й пространственной гармоникой электромагнитной волны периодической замедляющей системы, т.е. выполняется условие, что  $v_e \approx v_s$  (условие синхронизма). Такой вид электронного пучка характерен для приборов типа О (ЛБВ и ЛОВ) и пролетных клистронов (как для одно-, так и для многоручевых их конструкций). Полагая, что полная скорость движения электронов в пучке равна

$$v_e = \sqrt{v_{e\parallel}^2 + v_{e\perp}^2}, \quad (13)$$

где  $v_{e\parallel}$  и  $v_{e\perp}$  – продольная и поперечная компоненты полной скорости.

В условиях наличия поперечного движения электронов в пучке выполняется условие, что  $v_{e\perp} \ll v_{e\parallel}$  и  $v_e \approx v_{e\parallel}$ , т.е. величина отношения их вращательной скорости  $v_{e\perp}$  к поступательной  $v_{e\parallel}$  (питч-фактор) незначительна. Как результат, в энергию ЭМИ переходит, в основном, часть кинетической энергии поступательного (продольного) движения электронов [145, 146].

2. Электронного потока с циклоидальными траекториями движения электронов, которые реализуются в приборах типа М как лучевых (ЛБВМ и ЛОВМ), так и с распределенной эмиссией (магнетрон, амплитрон, дематрон и т.п.). Наличие скрещенных статических электрического  $E_0$  и магнитного  $B_0$  полей заставляет электроны двигаться в подвижной системе координат по окружности, центр которой вращается со средней линейной скоростью  $v_e = E_0/B_0$ , где  $E_0 \approx U_a/d$ ;  $d$  – расстояние между электродами (катодом и анодом), м.

При таком характере траекторий электрон совершает поступательно-вращательное движение в продольном (азимутальном в системах с цилиндрической симметрией) направлении со средней линейной скоростью  $v_e$ , испытывая при этом периодические колебания в аксиальном направлении между экранами

катода (или отрицательного электрода) [165, 284]. Запасенная в электронном потоке потенциальная энергия переходит в энергию электромагнитного поля.

3. Винтообразного электронного пучка, в котором электроны двигаются по спиральным траекториям, обладая как поперечной, так и продольной составляющими скорости движения. Таким образом, полная скорость движения электронов определяется согласно (13). Особенность движения электрона по спиральной траектории заключается в значительной величине питч-фактора, т.е. выполняется условие  $v_{e\perp} \gg v_{e\parallel}$  и в энергию ЭМИ преобразуется, в основном, кинетическая энергия поперечного движения электронов. Для реализации аналогичного винтового электронного потока используются пространственно-ориентированные аксиально-симметричные статические электрическое и магнитное поля, формируемые в пространстве взаимодействия магнетронно-инжекторной пушки, имеющей особую конструкцию электродов [195 – 197].

4. Извилистой траектории электронов, близкой к синусоиде. Для получения такой траектории движения электронов используют магнитную систему (винтлер или ондулятор), создающую знакопеременное статическое магнитное поле, в котором происходит движение релятивистского электронного пучка. Излучение происходит из точек поворота электронов и распространяется в узком конусе вдоль оси пучка.

Таким образом, в зависимости от характера движения электронов в пучке возможна реализация различных типов взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной (полем) с различными механизмами преобразования энергии, запасенной в электронном потоке, в энергию ЭМИ.

Среди основных известных в настоящее время механизмов ЭМИ, сопровождающих работу релятивистских источников СВЧ-колебаний, следует отметить черенковское излучение (взаимодействие с замедленными волнами), переходное, дифракционное (или излучение Смита-Парселла применительно к оптическому диапазону), тормозное и магнитотормозное излучение (при наличии магнитного поля), а также его разновидности: синхротронное излучение или ондуляторное (для релятивистского случая) и циклотронное излучение (для случая движения нерелятивистских частиц) [121 – 126, 128 – 130, 148, 236, 237, 253]. Анализ показывает, что различные механизмы излучений имеют как общие, так и индивидуальные особенности своего проявления. В работе [127] было показано, что при существовании одного доминирующего вида излучения при определенных условиях возможна интерференция нескольких видов излучений. Как результат, выходные параметры СВЧ-источника будут зависеть от того насколько удачно подобраны условия взаимодействия электронов с электромагнитным полем с точки зрения эффек-

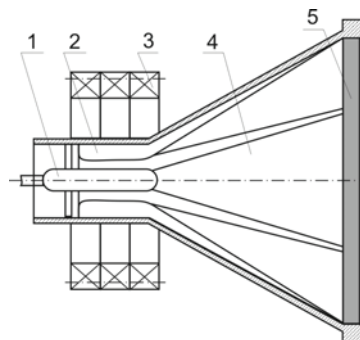
тивности преобразования энергии, запасенной в электронном потоке, в энергию электромагнитного поля. При этом следует также корректно и полно сформулировать требования к устройствам распространения и накопления электромагнитного поля (периодические и резонаторные электродинамические системы). Исследования, направленные на углубление понимания особенностей физики электромагнитных излучений, которые являются продуктом равномерного и прямолинейного движения электронного потока вблизи какой-либо неоднородности привели к созданию в СВЧ-электронике новых научных областей, в частности, таких как дифракционная и плазменная СВЧ-электроника [135, 149].

К числу мощных релятивистских источников СВЧ-колебаний с черенковским механизмом излучения можно отнести ЛОВ, резонансные ЛБВ, магнетрон и оротрон [75, 115, 128, 136 – 138, 142, 236 – 239, 278]. На данный момент СВЧ-источники с черенковским механизмом излучения позволили достичь максимальных уровней пиковой мощности ~ 3 ГВт в 3-см диапазоне длин волн и более 5 ГВт в 8-см диапазоне при длительностях СВЧ-импульса 1 – 10 нс [133, 134, 138], в том числе и на основе генерации сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения (эффекта сверхизлучения) [143].

Значительные результаты получены при разработке релятивистских магнетронов [136, 137, 142, 153 – 158, 301, 302]. На созданных конструкциях данных приборов удалось получить уровни мощности от сотен мегаватт до единиц гигаватт при ускоряющих напряжениях от нескольких сотен кВ до 1 Мв и КПД 10 – 35 %. Важным результатом данных исследований является создание сверхмощных когерентных систем на основе взаимной синхронизации двух релятивистских магнетронов мощностью ~ 1,5 ГВт на частоте ~ 2,5 ГГц [152]. Данные результаты легли в основу исследований по синхронизации модулей, каждый из которых содержал от трех до семи релятивистских магнетронов [153, 154]. Представляют практический интерес исследования режимов суммирования и вычитания мощностей магнетронов. С этой целью использовались магнетроны, частота которых составляла 2,8 ГГц, выходная мощность 200 МВт, длительностью импульса излучения ~ 50 нс, длина волноводных линий связи – 7-8 длин волн [142]. Важно также отметить, что исследования конструкций релятивистских магнетронов проводились в разных режимах их

работы, в том числе  $\frac{\pi}{2}$  – виде (работа на -1 пространственной гармонике) [155] и  $\pi$  – виде [157, 158]. Работа на высших пространственных гармониках позволила получить мегаваттные уровни выходной импульсной мощности на частоте 37,5 ГГц [155]. Схематично конструкция данного релятивистского магнетрона с торцевым выводом мощного ЭМИ показана на рис. 6.

Важной особенностью проектирования релятивистских магнетронов является тот факт, что принципиальных отличий в методике расчета конструкций магнетронов на высокие напряжения по сравнению с низковольтными их аналогами не существует, а поэтому можно использовать классические методики проектирования магнетронных генераторов [см., напр., 136, 137, 301]. Основные сложности разработки релятивистских магнетронов, как показал анализ, связаны с вопросами управления эмиссионными процессами на катоде (взрывная эмиссия), вылета сильно точного электронного потока на анод и выделения высокой пиковой мощности, деградации и разрушения элементов (ламелей) анодного блока, проектирования вывода энергии и его элементов, выбор керамики с низкими потерями и т.п. Проведенные теоретические исследования на основе численного моделирования [см., напр., 301] позволили решить ряд проблем, в том числе и предложить идею создания релятивистского магнетрона с гладким анодным блоком и периодически расположенными по азимуту магнитами [302]. Некоторые из идей получили экспериментальное внедрение и показаны на рис. 6.



1 – катод ; 2 – анодный блок; 3 – магнитная система ; 4 – вывод энергии; 5 – керамическое окно

Рис. 6. Схема конструкции 8-мм релятивистского магнетрона [156]

Особого внимания заслуживают плазменные (в отличие от вакуумных) релятивистские СВЧ-приборы (генераторы и усилители) черенковского типа, различные аспекты работы которых изучались в [131, 139, 140, 150, 151]. Необходимо отметить, что появлению данных приборов предшествовало открытие пучковой неустойчивости, которая основана на черенковском резонансе [149]. Преимуществом данных приборов является возможность генерировать большие уровни мощности (десятки МВт) с КПД 5 – 7 % и осуществлять управление частотой излучения в широкой полосе частот  $f_{\max} / f_{\min} \approx 7$  за счет изменения концентрации плазмы в течение импульса напряжения. Это является основным отличием плазменных источников СВЧ-излучения от их вакуумных аналогов. Перестройка частоты излучения может быть получена как от импульса к импульсу, так и в пределах

каждого СВЧ-импульса. Так, например, в работе [139] в диапазоне частот 2 – 5 ГГц получена импульсная мощность 50 МВт длительностью до 70 нс с увеличением частоты в пределах одного импульса более чем 15 % с частотой их следования до 50 Гц. Данный экспериментальный результат является перспективным для последующей компрессии импульса, поскольку позволяет применять обычные волноводы с гладкими стенками и нормальной дисперсией.

Полученные экспериментальные результаты, связанные с высокими уровнями СВЧ-мощности и широкой рабочей полосой частот, позволяют оптимистично смотреть в будущее развитие пучково-плазменных технологий с точки зрения применения данных источников СВЧ-излучения в системах связи и радиолокации. Причем, высокие уровни непрерывного СВЧ-излучения дают надежду на их применение в высокотемпературных технологических процессах спекания керамических изделий, переработке радиоактивных отходов, компонентов химического оружия и очистки газов, а также в существующих технологиях СВЧ-нагрева [2, 3].

Генерация, формирование и применение сильноточных электронных пучков с током  $\sim 1 \div 10^6$  А и напряжениями  $\sim 10^4 \div 10^7$  В для решения разнообразных задач релятивистской СВЧ-электроники позволило расширить наши представления о предельных возможностях термоэмиссионных катодов (плотности тока эмиссии до нескольких десятков А/см<sup>2</sup> [141]), физике автоэлектронной (полевой) эмиссии [145, 146] и взрывной электронной эмиссии [141, 144, 147].

Близким по физическому механизму испускания электромагнитных волн к черенковскому излучению является переходное излучение [117, 124, 172 – 175]. Основное отличие переходного излучения от черенковского заключается в некогерентности [176], что ограничивает его широкое практическое применение. Необходимо отметить, что переходное излучение возникает при движении электронов вблизи неоднородностей на расстояниях порядка длины волны и только в интервалы времени, когда электрон пересекает границу раздела сред. Поэтому интенсивность переходного излучения гораздо слабее, чем, например, у черенковского излучения [см. 176]. Для увеличения мощности переходного излучения необходимо формировать сильноточные электронные пучки. Так, например, в первых экспериментах формировался электронный пучок мощностью 10 ГВт ( $U = 400 \dots 800$  кВ и  $I = 3 \dots 12$  кА), который пропусклся через металлическую трубку, имеющую скачкообразно меняющийся диаметр. В результате на выходе было получено ЭМИ в см-диапазоне длин волн с мощностью 100 кВт [172].

Типичным представителем СВЧ-приборов в этом случае являются пролетные клистроны, а также секционированные (гибридные) СВЧ-приборы на их основе. Например, секционированный прибор на основе

ЛБВ и клистроны [173]. Это дает возможность использовать в выходных секциях модулированные сильноточные электронные пучки, получая уровни мощности 500 ... 600 МВт с КПД до 20 % на частоте 3 ГГц. Применение режима автомодуляции сильноточного электронного пучка путем установки нескольких резонаторов вдоль трубки дрейфа позволяет довести уровень импульсной мощности ЭМИ до 10 ГВт [174].

Повышение уровня выходной мощности СВЧ-генераторов неразрывно связано с другой не менее важной задачей СВЧ-электроники – это поиск путей повышения частоты генерируемых (или усиливаемых) колебаний и продвижение в область мм волн и далее в терагерцовый диапазон длин волн. Основной проблемой при разработке СВЧ-генераторов в данных диапазонах является ограничения, которые накладываются на размеры пространства взаимодействия и электродинамические структуры (резонаторы и/или периодические замедляющие системы). Предполагается, что размеры указанных структур должны быть порядка длины волны генерируемых или усиливаемых колебаний [см., напр., 177]. Столь значительное уменьшение объема пространства взаимодействия, в котором происходит преобразование энергии, запасенной в электронном потоке, в электромагнитную энергию, не позволяет получать значительные уровни мощности. В этом случае требуется искать новые подходы и принципы получения индуцированного излучения электронов. Для этого используются криволинейные периодические траектории движения электронов в продольном статическом магнитном поле. В этом случае у электронов отбирается кинетическая энергия их орбитального (поперечного) движения. Поэтому для повышения КПД таких приборов следует искать пути формирования электронных пучков с большой энергией вращательного движения электронов.

Именно такой подход к решению проблемы создания мощных СВЧ-приборов в коротковолновой части мм-диапазона позволил отказаться от классических замедляющих структур и резонаторов. Вместо традиционных для классической СВЧ-электроники электродинамических структур применение нашли электронно-оптические и фокусирующие системы с размерами, значительно превышающие длину генерируемой волны. Это позволило преодолеть известные трудности и создать новый класс СВЧ-приборов, которые получили название *лазеров на циклотронном резонансе* (МЦР) [115, 189, 198, 304]. Первое упоминание о генерации на циклотронной частоте и СВЧ-излучении электронов, вращающихся в магнитном поле, было приведено в работах [148, 178 – 181] и экспериментально показано в [182 – 184]. Наличие большого количества обзоров литературы по этой тематике [см., напр., 75, 115, 185 – 189, 200] позволяет нам не останавливаться на более детальном изложении истории развития теории и прак-

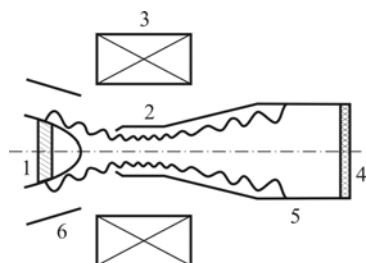
тики МЦР, особенностях и модификации их конструкций. В то же время с точки зрения теории излучения, достаточно подробно описанной, например, в [75, 115 – 117], следует отметить, что работа МЦР основана на использовании магнитотормозного индуцированного излучения и его разновидностей:

- для релятивистского уровня энергий частиц, т.е. при  $W_e > (0,5 \dots 1,0)$  МэВ (синхротронное излучение);
- для слаборелятивистского случая, когда  $W_e < 0,1$  кэВ (циклотронное излучение) [117].

Наиболее популярной разновидностью МЦР является гиротрон и различные варианты модификации его конструкции (гиросЛБВ, гироклистрон и т.п.) [117, 189, 198, 335 – 337].

На рис. 7 показана схема гиротрона. Данный прибор представляет собой открытый резонатор, который пронизывается винтообразным электронным потоком, излучение которого происходит в направлении, почти перпендикулярном к направлению поступательного движения электронов в магнитостатическом поле.

Значительным шагом в дальнейшем развитии релятивистских МЦР стало создание релятивистского МЦР-усилителя [309]. Данный усилитель работал в линейном режиме при ускоряющем напряжении 1,2 МВ и токе пучка 5 кА. Усилитель обеспечивал перестройку частоты в полосе 8,6 ... 9,4 ГГц и при входной мощности 100 кВт имел коэффициент усиления 16 дБ. На базе данного усилителя разработаны макеты МЦР-усилителя в 8-мм диапазоне [117].



1 – катод; 2 – анод; 3 – резонатор; 4 – соленоид; 5 – коллектор; 6 – окно вывода

Рис. 7. Схематическое изображение гиротрона [189]

В таблице 1 представлены данные некоторых релятивистских МЦР, которые генерировали СВЧ-импульсы наносекундной длительности.

Особый интерес вызывает продвижение МЦР в мм- и субмиллиметровый диапазоны [337]. В настоящий момент разработаны гиротроны в диапазонах 110, 140 и 170 ГГц с выходной импульсной мощностью до 1 МВт и КПД до 50 %. В усилительных гироклистронах в диапазоне 35 ГГц достигнута импульсная мощность 600 кВт (средняя мощность до 40 кВт) и КПД ~ 45 % [74].

Разновидностью магнитно-тормозного излучения является ондуляторное излучение, для возбуждения которого необходимо, чтобы релятивистские электроны двигались по извилистой петляющей траектории как показано на рис. 8 [14 – 17]. Данное излучение является следствием ускоренного движения электронов с релятивистской скоростью  $v_e$  в знакопеременном магнитном поле, образуемом  $N_d$  магнитными диполями с периодом  $l_0$ . Вынужденное излучение электронов, движущихся с релятивистскими скоростями в пространственно-периодическом статическом

Таблица 1  
Параметры релятивистских МЦР [163]

Длина волны, см	Выходная мощность, МВт	Энергия пучка, МэВ	Ток пучка, кА	Электр КПД, %	Источник
10	1500-2500	0,9-1,2	8	30	[305]
6	1000	3,3	80	1	[306]
3	60	0,3	1,2	15	[307]
2	350	0,35	40	-	[308]
0,8	8	0,6	15	-	[308]
0,4	2	0,6	15	-	[308]

магнитном поле, направлено в сторону движения пучка электронов и сфокусировано в телесном угле  $\Delta\theta$ . Представленная на рис. 8 схема взаимодействия лежит в основе работы лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [190]\*\*). Такое название характеризует генерацию электромагнитного излучения в оптическом диапазоне, которое инициировано свободными релятивистскими электронами в вакууме, а не электронами, связанными с атомами активной среды (например, газа, кристалла и т.д.) классического лазера.

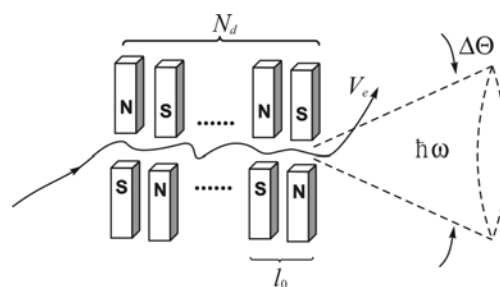


Рис. 8. Схема работы ЛСЭ

Особенность ЛСЭ – получение большого уровня мощности в диапазонах частот, недоступных нерелятивистским СВЧ-приборам, т.е. от терагерцового диапазона до рентгеновского. Так, например, один из первых ЛСЭ генерировал на длине волны 3,4 мкм импульсы с пиковой мощностью 7 кВт при средней мощности 0,4 Вт [310]. После оптимизации конструкции лазера, а также методик измерения параметров пучка и, непосредственно, лазерного излучения удалось повысить пиковую мощность излучения до 130 кВт, а среднюю мощность довести до 5 Вт [311].

\*\*\*) На схеме, представленной на рис. 8, для простоты отсутствует резонатор и не показаны зеркала.

Необходимо отметить, что с ростом частоты в ЛСЭ имели место проблемы, для решения которых потребовалось усовершенствовать конструкцию лазера, подбирая режим его работы, например, за счет выбора энергии электронов для поддержания стабильной отражающей способности зеркал. Так, в ЛСЭ генерирующего в видимой области спектра с длиной волны 0,64...0,65 мкм при уменьшении энергии электронов с 240 МэВ до энергий 160...166 МэВ удалось получить импульсную мощность 60 мВт при среднем ее значении 75 мкВт, что по оценкам составляло  $\sim 2,5 \cdot 10^{-5}$  от общей мощности синхротронного излучения [312].

Таким образом, создание релятивистских ЛСЭ позволило значительно продвинуться в освоении новых областей спектра электромагнитных колебаний, недоступных как приборам классической СВЧ-электроники, так и приборам квантовой электроники (лазерам).

Среди других релятивистских СВЧ-приборов, которые способны генерировать высокие уровни СВЧ-мощности, следует отметить электронные приборы с виртуальными катодами (ВК) [191, 192]. Основные результаты научных исследований, касающиеся физики процессов, принципов работы и особенностей конструкций различных систем с ВК, подробно изложены в [75, 199 – 211]. Наиболее широкое распространение среди приборов с ВК получили конструкции виркатора и отражательного СВЧ-триода. Не останавливаясь подробно на описании особенностей работы указанных приборов и возможных их модификаций, отметим здесь только предельные уровни параметров, которые получены на установках, в которых использовались различные конструкции приборов с ВК. Как показано в работе [209], в СВЧ-генераторах с ВК возможно реализовать генерацию СВЧ-импульсов мощностью  $10^8 \dots 10^9$  Вт, длительностью  $10^{-8} \dots 10^{-6}$  с и в диапазоне частот 3...40 ГГц. Особенностью некоторых типов СВЧ-генераторов с ВК (например, триод с ВК в коаксиальном исполнении [210, 211]) является малые весогабаритные характеристики, простота конструкции, отсутствие фокусирующего магнитного поля, возможность широкой перестройки частоты и управление прибором внешним сигналом. Рекордные уровни мощности 22 ГВт и 9 ГВт были получены с помощью виркаторов на установке «Aurora», Harry Diamond Labs, (USA) [212, 213]. При этом средняя мощность в импульсе составляла 4 ГВт на частотах менее 1 ГГц. Необходимо отметить, что указанный уровень мощности относится к генерации одиночных импульсов. При реализации режимов с генерацией периодических СВЧ-импульсов с большой частотой повторения уровень СВЧ-мощности падает и не превышает нескольких сотен мегаватт. Одновременно, невысокая эффективность данных генераторов, которая в большинстве экспериментов составляла единицы процентов, а в лучшем случае не превышала 12 – 15 %, затрудняет их практическое применение в силу гро-

мозкости лабораторных установок для формирования высоковольтных импульсов, дороговизны и сложности обслуживания. Поэтому важное место в проводимых исследованиях уделяется проблеме повышения эффективности СВЧ-генераторов, уменьшению длительности СВЧ-импульса, повышению частоты их следования, а также созданию малогабаритных сильноточных электронных ускорителей с энергией пучка до 300 кэВ, формирующих наносекундные СВЧ-импульсы [213]. Этому всячески способствуют достижения в области высоковольтной и ускорительной техники и связанные с применением новых наносекундных твердотельных генераторов высоковольтных импульсов с индуктивными накопителями энергии и полупроводниковыми прерывателями тока, обеспечивающих выходное напряжение в сотни киловольт на нагрузках в десятки-сотни Ом и частотами повторения импульсов более 3 кГц [214].

*Случай б).* Реализация режимов генерации мощных СВЧ-импульсов (с напряжением  $10^5 \dots 10^6$  В), обладающих малой длительностью (от единиц до десятков нс) и с частотой повторения от единиц до десятков герц представляет огромный научно-практический интерес. Это связано с созданием СЭУ для изучения взаимодействия мощных релятивистских электронных пучков с газами, плазмой и твердыми телами [168, 216 – 219], возникновения рентгеновского излучения при бомбардировке мишеней электронными пучками, ускорения различных элементарных частиц и формирования ионных пучков [220, 221].

В последнее время повышенный интерес к применению мощного ЭМИ связывается с разработкой портативных средств функционального поражения полупроводниковой элементной базы, составляющей основу работы радиоэлектронной аппаратуры [см., напр., 222, 223, 262 – 264]. При создании подобных систем для генерации мощного ЭМИ возможности традиционных подходов, основанных на достижениях релятивистской СВЧ-электроники, весьма ограничены и приходится сталкиваться со значительными трудностями [117]. Одним из возможных путей решения задачи генерации импульсных напряжений с амплитудой более  $10^5$  В является применение так называемых генераторов импульсного напряжения (или генераторов с умножением напряжения). Наиболее часто используемой электрической схемой построения таких генераторов является схема Маркса (генератор Маркса) [168, 169].

На рис. 9 приведена общая принципиальная схема генератора Маркса [166]. Как видно, несколько конденсаторов (в общем случае  $N$ ) емкостью  $C$  каждый соединены параллельно и заряжаются от источника постоянного питания через сопротивления  $R_1$  и зарядное сопротивление  $R_0$  до заданного напряжения  $U_1$ , которое равно напряжению источника

питания. Затем все емкости с помощью специального последовательного замыкания разрядников  $P_1 \dots P_N$  соединяются последовательно. Для этого используется специальный коммутирующий элемент, который создает разряд в первом разряднике  $P_1$ . Остальные разрядники  $P_2 \dots P_N$  пробиваются последовательно в результате перенапряжения, возникающем в разрядном промежутке. Важно отметить, что пробой и поддержание разряда на каждом разряднике следует обеспечивать до момента пробоя последнего разрядника. В результате напряжение между первой и последней емкостями увеличивается в  $N$  раз, т.е. на сопротивлении нагрузки  $R_2$  формируется импульс напряжения с амплитудой, близкой к  $N \cdot U_1$ . После окончания процесса разряда (моментом окончания разряда является гашение всех  $N$  разрядников), напряжение на всех конденсаторах становится равным нулю и процесс зарядки начинается снова через сопротивление  $R_0$ , которые служат развязкой по импульсному напряжению и выбираются из условия

$$R_0 \cdot C \gg \tau_{imp}, \quad (14)$$

где  $\tau_{imp}$  – длительность импульса, которая определяется величиной емкости  $C_0 = C/N$  и сопротивлением нагрузки  $R_2$ .

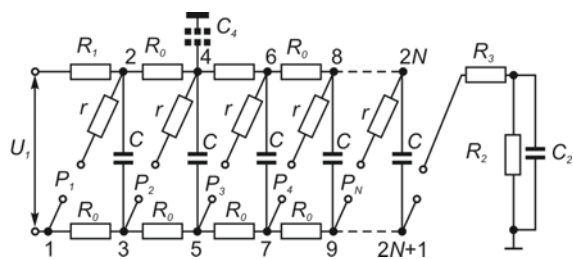


Рис. 9. Принципиальная схема генератора Маркса [166]

Сопротивления  $r$ , включаемые последовательно с разрядниками  $P_1 \dots P_N$ , служат для демпфирования колебаний на вершине импульса, а выбором величины сопротивления  $R_3$  корректируется его фронт. Следует отметить, что пробой и поддержание развития разряда до момента пробоя последнего разрядника в значительной степени зависят от паразитной емкости  $C_3$ . Более детальный анализ расчета всех элементов схемы Маркса представлен в [224].

В результате пробоя на нагрузке формируется высоковольтный импульс, обладающий энергией  $W_{pulse}$  при общем напряжении  $U_{peak}$  [225]. Общая емкость генератора определяется из выражения

$$W_{pulse} = \frac{1}{2} \cdot C_0 \cdot U_{peak}^2. \quad (15)$$

Величина общего сопротивления  $R$  выбирается из условия обеспечения требуемой постоянной времени  $\tau_d$  и равна

$$R = \frac{\tau_d}{C_0}. \quad (16)$$

Тогда зарядное сопротивление  $R_0$  (иногда вместо данного сопротивления используются дроссели) определяется как

$$R_0 = \frac{R}{2 \cdot N}. \quad (17)$$

Полагая, что каждый конденсатор имеет емкость равную

$$C = N \cdot C_0, \quad (16)$$

тогда его зарядное напряжение должно быть равным  $1/N$  от общего напряжения  $U_{peak}$ . Величина данного зарядного напряжения определяет конструкцию и геометрические размеры разрядников. Следует отметить, что для получения импульсов ЭМИ с большой амплитудой (высокое пробивное напряжение) и малой длительностью (единицы наносекунд) следует кроме выбора сопротивления нагрузки  $R_2$  и емкости ступени  $C$ , использовать сжатый газ (например, азот). Подбирая его давление в диапазоне от единиц до десятков атмосфер и контролируя напряженность поля в газоразрядном промежутке создаются условия для оптимального излучения.

На рис. 10 представлены возможные компактные конструкции генератора Маркса, разработанные на напряжение до 100 кВ [227, 228]. Как видно из рис. 10, а, представленная конструкция генератора Маркса содержит световод для стабилизации пробоя, образованный стенками камеры с отражающим покрытием 1, конденсаторы 2, которые вставлены и закреплены в цилиндр из диэлектрического материала (оргстекла) 3 и закреплены винтами из нейлона 4.

Заряд конденсаторов осуществлялся через сопротивление 5. Электроды разрядников представляли собой полусферы 6, которые крепились к конденсаторам с возможностью регулировки длины зазора. Давление азота в камере составляло  $\sim 3$  атм. Практическая реализация такой конструкции позволяет получать на нагрузке генератора короткие и мощные импульсы напряжения, представляющие собой видеоимпульсы.



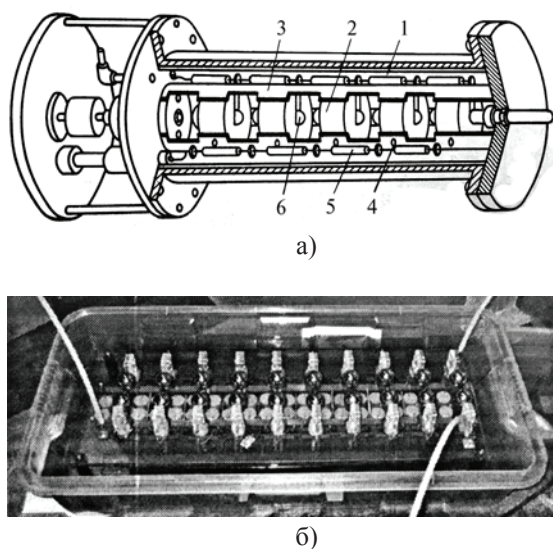


Рис. 10. Конструкции малогабаритных наносекундных генераторов Маркса [166, 227, 228]

На рис. 11 представлен вариант блок-схемы мощного генератора ЭМИ на основе схемы Маркса [222]. Данная схема включает источник высокого постоянного напряжения 1, блок электронного управления 2, генератор Маркса 3, устройство для подачи сжатого газа 4 и дипольную антенну 5.

Формы импульсов, формируемых на выходе генератора Маркса и излучаемых дипольной антенной на частоте 100 МГц в свободное пространство, приведены на рис. 12.

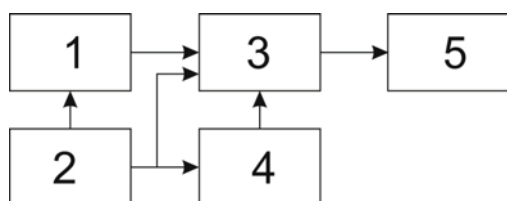


Рис. 11. Блок-схема мощного источника ЭМИ

Радиоимпульс, излучаемый дипольной антенной, представляет собой затухающее гармоническое колебание. Математическая модель такого колебания имеет следующий вид

$$E(t) = E_{\max} \cdot e^{-\alpha t} \cos(2 \cdot \pi \cdot f' \cdot t + \varphi_0'), \quad (17)$$

где  $f'$  – частота колебания в спектре видеоимпульса, соответствующая максимальной амплитуде поля (см. рис. 12, б);  $E_{\max}$  – максимальная напряженность гармонической составляющей, соответствующая частоте  $f'$ ;  $\alpha$  – коэффициент затухания.

На рис. 13 представлены портативные конструкции двух вариантов построения генераторов мощных импульсов напряжения, разработанные фирмами Applied Physical Electronics L.C (APELC) (USA) и DIEHL

(Germany) [222, 223]. Основные параметры действующих генераторов Маркса приведены в таблице 2.

Альтернативой генератору Маркса является генерация мощных сверхкоротких наносекундных импульсов с помощью полупроводниковых ключей (переключателей) – *drift step-recovery diodes (DSRD) and transistors (DSRT)* [315]. В основе их работы лежит эффект резкого восстановления – *the drift step-recovery effect* [316]. Как утверждается в [315], с помощью разработанных генераторов возможно сформировать наносекундные импульсы с пиковой мощностью в сотни кВт, частотой следования сотни кГц в частотном диапазоне 50...600 МГц. Однако полученные результаты требуют основательного подтверждения и изучения для определения возможного практического применения таких генераторов.

Таким образом, полученные результаты позволяют рассматривать разработанные экспериментальные макеты на основе схемы Маркса как портативные средства радиоэлектронной борьбы, а сами устройства можно отнести к элементам ЭМ оружия с возможностями поражения полупроводниковой элементной базы мощными СВЧ-импульсами. Среди перспективных направлений дальнейшего развития и совершенствования представленных макетов на основе генератора Маркса следует отметить увеличения дальности их действия и обеспечения функционального поражения как неподвижных объектов, так и объектов, координаты которых изменяются во времени. В частности, активно рассматривается возможность применения подобных устройств для остановки автомобилей с электронной системой зажигания [223, 289].

*Случай в).* Одним из возможных путей значительного увеличения импульсной мощности СВЧ-колебаний является уменьшение длительности СВЧ-импульса за счет его «сжатия» во времени [163, 236, 253 – 255, 266 – 272]. Актуальность такого подхода объясняется возросшим интересом к генерации коротких и сверхкоротких СВЧ-импульсов с высокой пиковой мощностью (сотни мегаватт и более), длительностью до 1 нс и меньше, а также большой частотой следования (сотни герц) [73, 74, 166, 167, 320 – 322]. В первую очередь, это стало востребованным в разных странах мира: США, России, Великобритании, Китае и др. [243]. Интерес обусловлен не только для проведения чисто научных исследований в ускорительных лабораториях [323, 324], но также для решения различных задач, имеющих отношение к оборонным технологиям, в частности для разработки ЭМ оружия [242 – 249]. Это касается создания РТС для обнаружения малозаметных объектов на фоне пассивных помех, в том числе объектов в группе с резко отличными характеристиками рассеивания и в непосредственной близости от РЛС [74, 163, 256 – 261, 273], а также решения задачи функционального поражения полупроводниковых радиоэлектронных средств мощным потоком СВЧ-излучения [163, 233 –

235, 257 – 259, 262 – 265].

Следует отметить, что реализация процесса генерации таких СВЧ-импульсов методами релятивистской СВЧ-электроники сопряжена со значительными техническими и технологическими трудностями. Они обусловлены особенностями эксплуатации высоковольтного импульсного оборудования, высокими техническими требованиями к мощным быстродействующим коммутаторам, сложными физическими электронно-волновыми процессами, а также наличием ионизирующего излучения и необходимости принятия мер по защите от него. Поэтому для реализации режима формирования мощных СВЧ-импульсов следует использовать нерелятивистские импульсные СВЧ-источники с последующим сжатием (компрессией) СВЧ-импульсов. В последнем случае, интерес вызывает метод резонансной компрессии СВЧ-импульсов, суть которого заключается в медленном накоплении энергии в СВЧ-резонаторе и за-

тем быстрым ее выводе из высокочастотного резонатора в нагрузку (антенну) [163]. Несомненным преимуществом такого подхода формирования мощных СВЧ-импульсов наносекундной длительности, как показано в [275], является его простота реализации, возможность использования промышленных СВЧ-генераторов, а также стандартных элементов волноводной техники. Так, например, был разработан резонансный СВЧ-компрессор на основе СВЧ-генератора, в качестве которого использовался бытовой магнетрон М-105 с импульсной мощностью 1 кВт, длительностью импульса 2 мкс и частотой следования 10 кГц. Мощность СВЧ-импульсов на выходе компрессора составила 65 кВт при длительности 5 нс. Внутренний объем резонатора не герметизировался и был заполнен воздухом при атмосферном давлении.

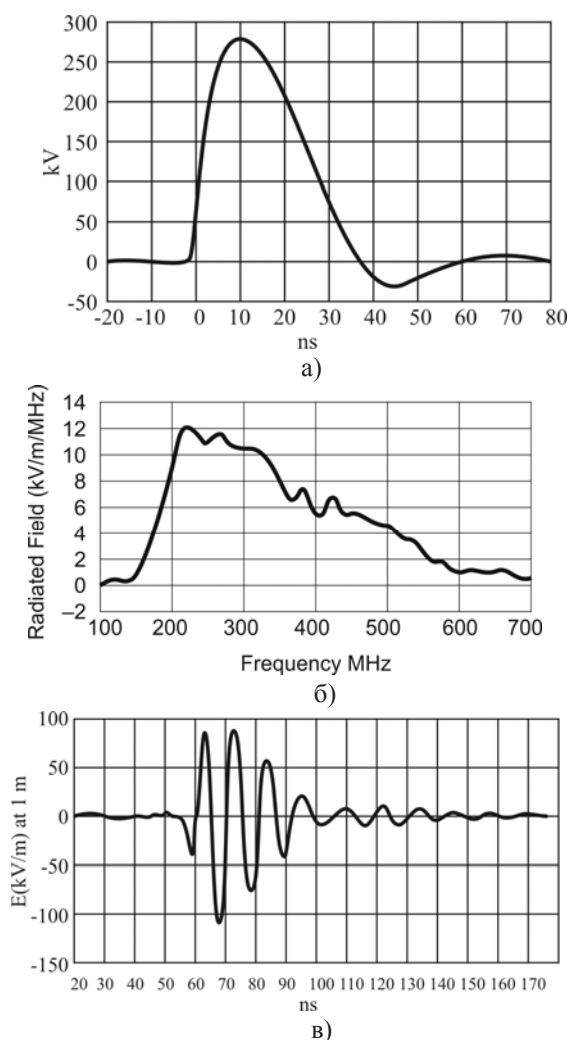
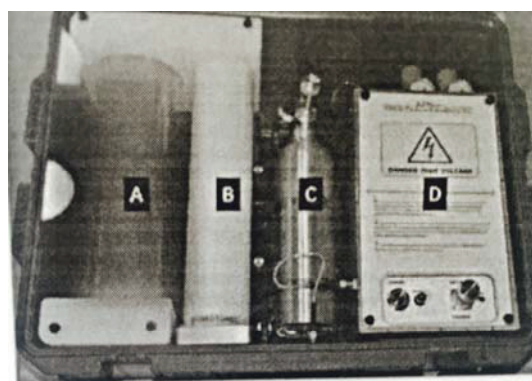


Рис. 12. Формы импульсов напряжения на выходе генератора Маркса во временной (а) и частотной (б) областях, а также форма СВЧ-импульса, излучаемого антенной в свободном пространстве на частоте 100 МГц (в) [222]



а – дипольная антенна; б – генератор Маркса; с – резервуар со сжатым газом; д – источник питания и система управления.

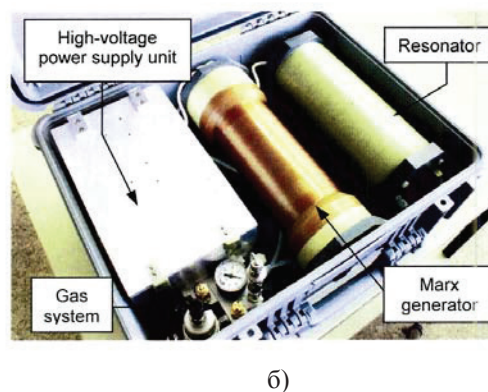


Рис. 13. Переносные портативные конструкции мощных источников импульсного напряжения [222, 223]

На рис. 14 показана одна из возможных блок-схем устройства для реализации временной компрессии СВЧ-импульсов [273]. Данное устройство включает в себя: 1 – СВЧ-источник (генератор); 2 – фазовращатель; 3 – ферритовая развязка; 4 – СВЧ-резонатор; 5 – высоковольтный генератор поджигающих импульсов; 6 – нагрузка (антенна). В таблице 3 приведе-

ны достигнутые параметры при частоте следования СВЧ-импульсов не превышающей 400 Гц.

Таблица 2  
Сравнение значений основных параметров систем

Параметры и единицы измерения	Значения параметров и источники		
	[223]	[228]	[222]
1. Количество ступеней в генераторе Маркса, шт.	15	10	-
2. Максимальная энергия в импульсе, Дж	33,0	-	1,0
3. Емкость ступени генератора Маркса, нФ	2,8	3,3	-
4. Пиковое зарядное напряжение, кВ	40,0	25,0	-
5. Пиковое напряжение, кВ	600,0	300,0	300,0
6. Диапазон частот, МГц	50... 1000	800... 2000	250... 480
7. Максимальная частота повторения, Гц	200,0	-	> 5,0
8. Длина генератора Маркса, мм	788,0	70,0	-
9. Диаметр генератора Маркса, мм	153,0	25,0	-
10. Емкость, пФ	188,0	330,0	-
11. Расстояние до цели, м	~1,0	< 40,0	< 15,0

Анализ представленной на рис. 14 блок-схемы показывает, что наличие дополнительных потерь (например, обусловленных присутствием фазовращателя 2 и ферритового вентиля 3 снижает КПД устройства в целом. В [275] предложено объединить в одном приборе СВЧ-генератор накачки с формирователем, который включает в себя развязывающий элемент и внешний накопительный резонатор, реализуя, таким образом, более компактный и эффективный СВЧ-источник наносекундных радиоимпульсов. В качестве СВЧ-генератора использовался СВЧ-триод типа ГИ-6Б. В области более коротких длин волн следует использовать в качестве источника накачки магнетроны, клистроны, ЛОВ или виркаторы. В последнее время, интерес вызывает применение нерелятивистских 2- и 3-х мм магнетронов с холодным катодом и воздушным охлаждением [260]. Данные магнетроны имеют компактную конструкцию и обеспечивают значение импульсной мощности не менее 6 кВт, длительность импульса 0,05 ... 0,2 мкс, коэффициент заполнения 0,0005 ... 0,001, а также минимальную наработку не менее 2000 часов. Развитие и совершенствование конструкций магнетронов продолжается с перспективой стать основным СВЧ-источником для многих конструкций перспективных СВЧ-устройств и систем [276].

Как показано в [236, 277], все известные системы компрессии СВЧ-импульсов делятся на два основных типа – пассивные и активные.

Таблица 3

Основные параметры резонансных СВЧ-компрессоров [273]\*\*\*)

$f$ , ГГц	$P_{gen}$ , МВт	$P_{comp}$ , МВт	$\tau_{imp}$ , нс	$\eta$ , %	$L$ , м
1,0	0,3	20	10	21	1,5
2,8	1,3	190	4,2	22	0,9
2,8	1,0	22	20	18	2,5
9,4	0,05	2,5	3,2	18	0,35

В основе пассивной компрессии лежит изменение формы СВЧ-импульса при его прохождении через диспергирующую среду, например, волновод с плавно меняющейся гофрированной поверхностью [277] или волновод, заполненный плазмой [279]. Пассивные компрессоры не содержат элементов, электродинамические параметры которых изменяются во времени, а входной СВЧ-импульс, подаваемый на вход компрессора, представляет собой ЛЧМ-импульс. Это импульс, у которого разные спектральные составляющие распространяются со своими фазовыми скоростями. Подбором параметров модуляции и длины диспергирующего участка можно добиться, чтобы все частотные составляющие достигли выхода одновременно, что приведет к сжатию импульса. Широкое применение получили также пассивные компрессоры, увеличение мощности в которых достигается за счет инвертирования фазы сигнала на 180 градусов и последующим сложением данной волны в фазе с входным сигналом [280].

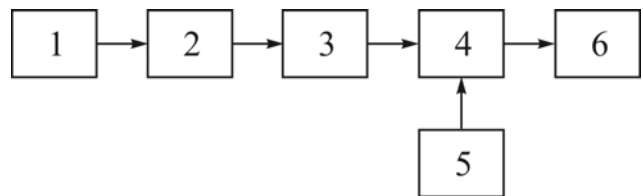


Рис. 14. Блок-схема устройства компрессии СВЧ-импульсов

В основе пассивной компрессии лежит изменение формы СВЧ-импульса при его прохождении через диспергирующую среду, например, волновод с плавно меняющейся гофрированной поверхностью [277] или волновод, заполненный плазмой [279]. Пассивные компрессоры не содержат элементов, электродинамические параметры которых изменяются во времени, а входной СВЧ-импульс, подаваемый на вход компрессора, представляет собой ЛЧМ-импульс. Это импульс, у которого разные спектральные составляющие распространяются со своими фазовыми скоростями.

\*\*\*)  $P_{gen}$  – импульсная мощность на выходе СВЧ-генератора;  $P_{comp}$  – импульсная мощность на выходе компрессора;  $L$  – длина резонатора.

Подбором параметров модуляции и длины диспергирующего участка можно добиться, чтобы все частотные составляющие достигли выхода одновременно, что приведет к сжатию импульса. Широкое применение получили также пассивные компрессоры, увеличение мощности в которых достигается за счет инвертирования фазы сигнала на 180 градусов и последующим сложением данной волны в фазе с входным сигналом [280].

Для сравнения работы разных СВЧ-компрессоров, их сравнения друг с другом используются следующие параметры [236]: коэффициент усиления по мощности, коэффициент компрессии и ее эффективность, которые определяются как

$$M = \frac{P_{out}}{P_{in}}, \quad C = \frac{\tau_{imp}^{in}}{\tau_{imp}^{out}}, \quad \eta_c = \frac{M}{C}, \quad (18)$$

где индексы “in” и “out” характеризуют мощность и длительность импульса на входе и выходе компрессора, соответственно.

Как правило, с увеличением коэффициента компрессии  $C$  эффективность компрессора  $\eta_c$  снижается.

Метод активной компрессии СВЧ-импульсов основан на накоплении электромагнитной энергии в высокочастотном резонаторе в течение относительно длительного времени с последующим быстрым ее выводом и был описан ранее (см. рис. 14). Основные физические принципы работы активных СВЧ компрессоров достаточно подробно описаны в [236, 281 – 283, 325, 326].

Следя рассуждениям, которые представлены в [327], можно показать, что мощность на выходе резонатора равна

$$P_{out} = P_{in} \cdot \frac{Q_0}{Q_{out}}, \quad (19)$$

а коэффициент усиления по мощности определяется как

$$M = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{Q_0}{Q_{out}} \approx \frac{\tau_{out}}{\tau_{in}}. \quad (20)$$

Как видно из (19), для достижения высоких значений коэффициента усиления по мощности в СВЧ компрессорах следует использовать резонаторы с высокой собственной добротностью  $Q_0$ , обеспечивая высокую связь с нагрузкой при выводе энергии из резонатора, т.е. понижая внешнюю добротность резонатора  $Q_{out}$ .

Для технической реализации конструкций активных компрессоров, в которых для накопления СВЧ энергии используются как обычные объемные медные резонаторы с добротностями  $10^2 \dots 10^3$ , так и сверхпроводящие резонаторы, имеющие добротности

$10^9 \dots 10^{11}$  и способные запасать энергию с объемной плотностью до  $\sim 16$  кДж/м<sup>3</sup> [267]. Это позволяет с учетом возможных потерь получить в объеме резонатора 1 дм<sup>3</sup> при длительности импульса 10 нс мощность  $\sim 1$  ГВт. В [268] экспериментально получен коэффициент усиления импульсной мощности по сравнению с мощностью СВЧ-генератора равный  $10^4$ . Данные результаты, как отмечено в [269], можно распространить и на случай применения обычных не-сверхпроводящих резонаторов со временем возбуждения  $\sim 10^{-6}$  с. Так, например, как показано в [74], применение резонансной компрессии позволило с помощью нерелятивистского СВЧ-генератора (например, магнетрона) в см-диапазоне получить импульсную мощность  $P_{imp} = 1 \dots 10$  МВт, с длительностью импульсов  $\tau_{imp} = 2 \dots 6$  мкс и частотой их следования (повторения)  $f_{imp} \approx 400 \dots 1000$  Гц.

Применение в качестве накопительных резонаторов коаксиальных конструкций [274], в отличие от волноводных резонаторов позволяет получать наибольшее усиление и наиболее короткие импульсы длительностью, равной нескольким периодам высокочастотного поля, с частотой следования до 20 кГц. Это связано с тем, что в отличие от полых волноводов коаксиальные линии более широкополосные и позволяют пропускать СВЧ-импульсы без искажения во время их формирования и вывода из компрессора.

Более детально возможные подходы к построению активных компрессоров изложены в [277]. Для повышения добротности резонаторов и увеличения энергии в сжатом импульсе, а также преодоления проблем, связанных с электрической прочностью коммутаторов, предлагается использовать многомодовые системы или сверхразмерные объемные резонаторы, а также резонаторы с электрически управляемыми плазменными коммутаторами [281 – 283, 328, 329].

*Случай з).* При анализе эффективности средств функционального поражения полупроводниковой элементной базы значительное внимание уделяется вопросам “доставки” ЭМИ непосредственно в точку нахождения или движения поражаемой цели для создания предельной напряженности электромагнитного поля, необходимой для поражения объекта. В этом плане актуальной становится задача не только формирования СВЧ-излучения в виде узконаправленного луча, но и последующая его фокусировка. Для этого используются антенные системы в виде ФАР на основе мощных СВЧ-генераторов: магнетронов или виркаторов. Основные требования к созданию ФАР, обеспечивающих электронное сканирование луча, подробно описаны и обсуждаются в обзорах [208, 313].

В монографии [160] обсуждаются методы создания ЭМИ с помощью перспективных антенных систем, а также сформулированы требования к временным и энергетическим характеристикам ЭМИ, кото-

рые обеспечивают функциональное поражение радиоэлектронных средств. Основные ожидания в этом направлении следует связывать с прогрессом совершенствования антенных систем, состоящих из многоэлементных фазосдвигающих устройств (фазированных решеток) и систем наведения луча.

Хотелось бы также отметить, что многие вопросы, связанные с электродинамикой процессов, которые имеют место на поверхности объектов после воздействия мощного СВЧ-импульса, остаются пока еще слабо изученными. Поэтому требуется проведение дальнейших, более детальных, исследований с помощью 2-D и 3-D компьютерного моделирования дифракционных задач, связанных с распространением ЭМИ в свободном пространстве с учетом его непосредственного воздействия на реальные объекты. Особое внимание в таких исследованиях следует уделять вопросам физики взаимодействия мощного ЭМИ с данными объектами.

### 3. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ МОЩНОГО ЭМИ

Более чем 60-летняя история изучения воздействия мощного ЭМИ на различные материалы, среды и объекты позволила определить и расставить приоритеты в его поступательном внедрении в различные сферы человеческой деятельности. Основные результаты такого внедрения достаточно подробно описаны и изложены в литературе [см., напр., 1 – 4, 236, 229, 241]. Поэтому попытаемся остановиться на примерах, которые не получили еще широкую популяризацию в научной литературе, но значимость которых в своих областях становится все более весомой.

Сферу применения СВЧ-электроники больших мощностей можно условно разделить на гражданскую и военную. К первой, можно отнести все, что связано с нетрадиционным применением СВЧ-энергии, а также СВЧ-приборов, обеспечивающих режим непрерывной генерации СВЧ-мощности. В качестве СВЧ-источника используются, как правило, магнетроны, которые благодаря высокому КПД (до 80 % и более) до настоящего времени остаются безальтернативно востребованными в технологических СВЧ-установках.

В приложении представлены освоенных и наиболее перспективных областей применения СВЧ-энергии. Данная таблица построена на основе проведенного анализа литературных данных и опубликованных результатов в бюллетенях «Сигнал – новости зарубежной СВЧ-техники» (БОНТИ НПП «Исток») за более, чем 35-летний период [36]. Фоном отмечены области, в которых наибольший эффект получен за счет применения СВЧ-энергии большой мощности. Дальнейшее развитие этих направлений может быть связано с оптимизацией технологических процессов, а также требует расширения номенклатуры магнетронов с точки зрения обеспечения необходимого уровня мощности в непрерывном режиме работы и частоты генерации [291, 293, 330, 331].

На рис. 15 и 16 приведены примеры применения СВЧ-энергии в порошковой металлургии для спекания металлических порошков и утилизации бытовых отходов [318, 319].

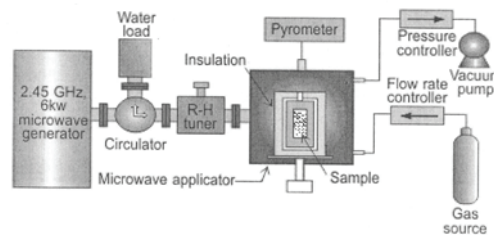


Рис. 15. Блок-схема установки для спекания порошков металлов [318]

В последнее время значительно возрос интерес к применению СВЧ-излучения миллиметрового диапазона, в частности, в 3-мм диапазоне. Как показывают проведенные исследования, именно в этом диапазоне проявляются специфические свойства СВЧ-нагрева при спекании наноструктурных керамических материалов, порошковых металлических и металлокерамических материалов и т.п. Для осуществления технологического процесса спекания в Институте прикладной физики РАН созданы специализированные гиротронные комплексы в диапазоне часто 24...84 ГГц с мощностью СВЧ-излучения 3...30 кВт.

Таким образом, широкие функциональные возможности СВЧ-технологий, основанные на отличительных положительных особенностях СВЧ-нагрева (в первую очередь, на имеющем место объемном поглощении СВЧ-энергии) позволяют рассматривать такие методы как экологически чистые, обеспечивающие однородность и быстроту нагрева изделий и материалов по сравнению с традиционными методами.

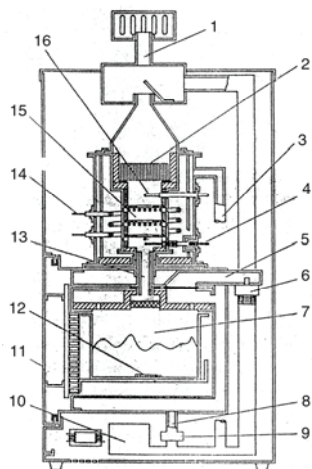
Традиционной областью СВЧ-электроники больших мощностей являются военно-технические приложения, реализуемые в интересах радиолокации, навигации, связи и т.п.

Тенденции развития радиолокационных систем сводятся к росту выходной импульсной мощности и укорочению длительности зондирующего импульса. Это позволяет повысить уровень помехозащищенности РЛС, пространственное разрешение и контрастность изображений цели. Для обеспечения таких условий работы следует использовать релятивистский СВЧ-источник с мощностью излучения ~ 0,5 ГВт, длительностью импульса ~ 5 нс, рабочей длиной волны 3 см и частотой следования импульсов 100 Гц.

На рис. 17 показан экспериментальный макет РЛС, на которой установлен релятивистский наносекундный СВЧ-генератор (на рисунке показаны передатчик, передающая и приемная антенны).

Практическое применение РЛС подобного типа сопряжено со значительными эксплуатационными затратами. Применение криогенной магнитной систе-

мы (сверхпроводящего соленоида) требует дополнительного ее охлаждения жидким азотом или гелием, что значительно осложняет обслуживание комплекса.



1 – выпускная труба; 2 – катализатор; 3 – воздух для второй камеры; 4 – электрод для поджига газов; 5 – волновод; 6 – магнетрон; 7 – основная камера; 8 – воздух для основной камеры; 9 – воздушный клапан; 10 – воздуховод; 11 – дверца; 12 – СВЧ поглотитель; 13 – трубки для пропуска газов; 14 – подогреватель; 15 – вторая камера сжигания; 16 – термометр

Рис. 16. Схема установки для уничтожения бытовых отходов [319]

В этом плане заслуживают внимания результаты, которые получены в [259], и связаны с созданием источника мощного СВЧ-излучения наносекундной длительности. Общий вид такого источника показан на рис. 18. В его состав входит СВЧ-генератор (магнетрон), резонансная система компрессии, антенная система (двухзеркальная параболическая антенна) и источник автономного питания. Принцип действия основан на временном сжатии энергии СВЧ-импульса с помощью двойной резонансной компрессии, которая позволяет получить коэффициент усиления 20 дБ и обеспечивает степень сжатия импульса ~ 1500.

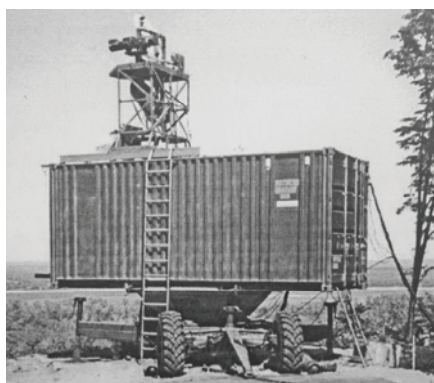


Рис. 17. Внешний вид макета РЛС на основе релятивистского наносекундного СВЧ-генератора (ЛЮВ) [278]

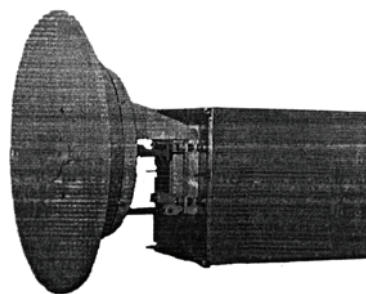


Рис. 18. Источник мощного СВЧ-излучения наносекундной длительности трехсантиметрового диапазона длин волн [259]

Основные технические характеристики источника: частота излучения 9,4 ГГц; длительность импульса 1 нс; частота следования импульсов 400 Гц; пиковая мощность 1 МВт (средняя мощность 800 Вт); масса 50 кг.

Аналогичная установка создана для работы в 2-х см диапазоне [257]. В последнее время рассматривается возможность разработки источника мощного ЭМИ в мм-диапазоне. Для этого предполагается использовать конструкцию магнетрона с двумя выводами энергии [333, 334].

Существуют портативные установки для формирования мощных наносекундных СВЧ-импульсов на основе генератора Маркса [222, 223, 228]. Основное их применение – функциональное поражение полупроводниковой элементной базы, которая наиболее подвержена действию мощного электромагнитного поля.

Процесс облучения современной радиоэлектронной аппаратуры мощными наносекундными СВЧ импульсами порождает эффект рассеивания нелинейными элементами (транзисторами, диодами, и т.п.) электромагнитных волн с наличием гармонических составляющих, которые отсутствуют в зондирующем сигнале. Так, например, при облучении объектов, содержащих полупроводниковые приборы, в отраженном сигнале наблюдается переизлучение преимущественно второй гармоники, которая будет иметь повышенный уровень по сравнению с другими гармониками (нелинейная радиолокация). Это позволяет проводить локацию объектов, содержащих нелинейные элементы даже при их скрытном расположении под землей на небольшой глубине или под снегом, а также в условиях вынужденной маскировки. В этом случае применение наносекундных СВЧ-импульсов обеспечивает высокое разрешение по дальности с точностью до  $\sim c \cdot \tau_{imp}$ .

На рис. 19 показан экспериментальный вариант мобильного нелинейного радиолокатора, в котором применена система сжатия радиоимпульсов коаксиальным резонансным СВЧ-компрессором. Данный вариант нелинейной РЛС обладает следующими параметрами: рабочая длина волны – 37 см; мощность

излучения – 20 МВт; длительность импульсов – 13 нс; частота следования – 800 Гц; коэффициент усиления по мощности – 20 дБ. К важной особенности данного нелинейного радиолокатора следует отнести тот факт, что создан он на основе штатной РЛС, в которой использовался магнетронный генератор, генерирующий СВЧ-импульсы длительностью  $\tau_{imp} = 3$  мкс, импульсной мощностью  $\sim 200$  кВт и с частотой следования 800 Гц. В качестве антенной системы применялись две рупорные антенны (рис. 19). Нижняя антенна является передающей, а верхняя используется для приема второй гармоники отраженного сигнала.



Рис. 19. Нелинейный радиолокатор [274]

Таким образом, применение режима сжатия СВЧ-импульсов позволяет активно развивать системы вооружения и расширять диапазон их боевого применения без значительных материальных и финансовых затрат.

### ВЫВОДЫ

СВЧ-электроника больших мощностей, сформировавшись как самостоятельная отрасль, именуемая СВЧ-энергетикой (или *High Power Microwave*), нашла широкое применение в научных исследованиях и технологических процессах многих отраслей науки и техники. Этому способствовал более чем 50-летний период теоретических и экспериментальных исследований в области физической электроники и электродинамики СВЧ, теории антенн и антенной техники, распространения электромагнитных волн и их взаимодействия со средами и объектами различной природы. Как результат [330], для применения в СВЧ-установках были разработаны серия нерелятивистских мощных СВЧ-генераторов (магнетронов непрерывного действия) для термической обработки больших объемов материалов (СВЧ нагрев) в диапазонах частот 152,5 МГц (мощностью сотни ватт для медицинских целей), 460 МГц (мощностью 50 кВт для промышленного нагрева и 300 Вт для медицинских целей), 915 МГц (мощностью 25 и 50 кВт для промышленности и 300 и 600 Вт для медицинских целей и лабораторных исследований), 2450 МГц (мощностью 0,8, 1,5, 3,0 и 5,0 кВт для бытового и промышленного применения). Накоплен опыт в экспериментальной разработке сверхмощных магнетронов в диапазоне частот 433 МГц (мощностью 100 и 300 кВт) и

915 МГц (мощностью 100 – 200 кВт).

Достижения релятивистской СВЧ-электроники позволили значительно повысить максимальный уровень импульсной мощности и создать СВЧ-источники (релятивистские магнетроны, гиротроны, виркаторы и т.д.), которые способны генерировать сверхмощные СВЧ-колебания  $\sim 10$  ГВт наносекундной длительности.

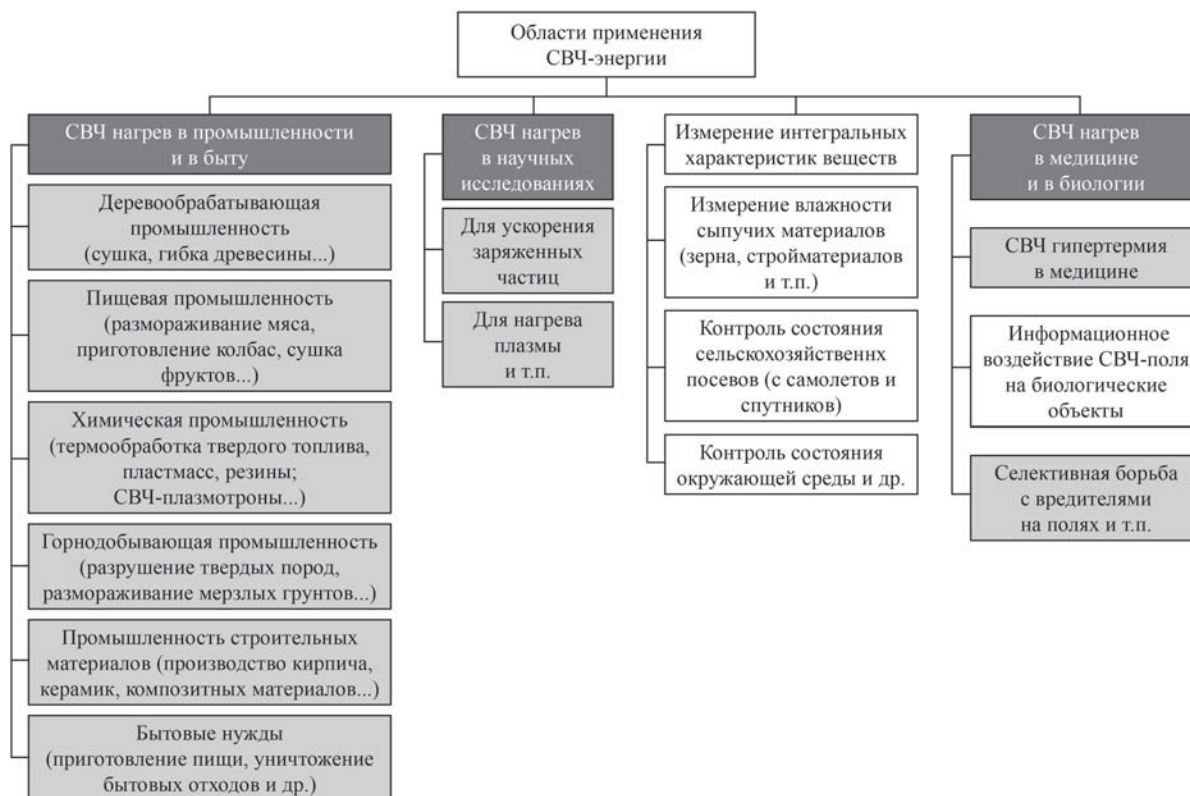
Прогноз развития мощных электровакуумных СВЧ-источников показывает [74], что исследования проводятся в направлении повышения уровня выходной мощности, расширения полосы усиливаемых частот, укорочения длины волны СВЧ-излучения и улучшение массогабаритных параметров СВЧ-генераторов.

Другим направлением применения мощного импульсного СВЧ-излучения является сфера военных технологий и противодействие электромагнитному терроризму [90, 108, 229]. Создание высокоточного оружия меняет традиционную концепцию радиолокационного обнаружения объектов и заменяет ее распознаванием образов на больших расстояниях за счет высокого разрешения (системы радиовидения). В последнее время особый интерес вызывает появление данных о создании радиоэлектронного ЭМ оружия [109, 110, 229, 242 – 244] и его применении в сфере обнаружения радиоэлектронных систем (нелинейная радиолокация), а также системах РЭБ и РЭП для функционального поражения полупроводниковой элементной базы РЭА и РТС потенциального противника, в том числе компьютерной техники и сетей, активных ФАР РЛС и т.п. Подтверждением повышенного интереса к созданию и разработкам ЭМ оружия стало появление новой терминологии, которая более точно характеризует его возможности в потенциальных конфликтах с применением электронного оружия (*Electronic Warfare*).

В качестве источников для формирования мощных импульсов ЭМИ рассматриваются генераторы импульсного напряжения на основе схемы Маркса и СВЧ-модули, содержащие нерелятивистский СВЧ-генератор (магнетрон), резонансный СВЧ-компрессор и антенну [222, 223, 228, 257 – 259, 261]. Это позволяет создавать малогабаритные и недорогие СВЧ-установки для генерации наносекундных СВЧ-импульсов с пиковой мощностью до 1 МВт с длительностью 1...100 нс и частотой следования до нескольких килогерц. Для повышения надежности запуска и согласования СВЧ-генератора с компрессором в таких установках предлагается использовать магнетроны с двумя выводами энергии [333, 334].

Расширение сферы военных электронных технологий можно рассматривать как возможную перспективу применения мощных наносекундных СВЧ-импульсов в развитии современных систем вооружения и определения областей их боевого применения.

Сферы применения СВЧ-энергии



Автор выражает благодарность проф. А.А. Серкову за любезно предоставленные материалы, полезные обсуждения и советы, Исаевой Е.Б. и Сашковой Я.В. за помощь в подготовке материалов и оформлению графической информации, а также всему коллективу сотрудников лаборатории, которые принимали участие в подготовке рукописи к публикации.

**Литература**

[1] Microwave Power Engineering. Edited by E.C. Okress. V. 1, 2. Academic press, New-York & London. 1968. СВЧ – энергетика. Т. 1. Генерирование, передача, выпрямление / Под ред. Э. Окреса. – М.: Изд-во Мир. 1970.

[2] Диденко А.Н. СВЧ-энергетика. Теория и практика. – М.: Наука. 2003. – 445 с.

[3] Диденко А.Н., Зверев Б.В. СВЧ-энергетика. – М.: Наука. 2000. – 262 с.

[4] Капица П.Л. Электроника больших мощностей. – М.: Изд-во АН СССР. 1962. – 195 с.

[5] C. E. Baum, “Reminiscences of High-Power Electromagnetics”, *IEEE Trans. EMC*, May 2007, pp 211-218.

[6] Prather W.D., Giri D.V., and Gardner R.I., “Dr. Carl Baum: One Remarkable Career,” *Radio Science Bulletin (URSI)*, March 2005.

[7] Sabbath F., Giri D.V., and Prather W.D., “Remembering Carl E. Baum,” *Proc. 30th URSI General Assembly*, Istanbul, Turkey, August 2011.

[8] D.V. Giri, F.M. Tesche, and W.D. Prather, “Dr. Carl Edward Baum’s Life and Legacy,” *Proc. AP-S/URSI Conf.*, Spokane WA, July 2011.

[9] Prather W.D., *Carl Baum’s Lasting Legacy. Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 20 p.

[10] Баум К.Э. Новые методы нестационарного (широкополосного) анализа и синтеза антенн и рассеивателей. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1976, т. 64, № 11. – С. 53 – 74.

[11] Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Методы теоретического и экспериментального исследования нестационарного рассеивания и излучения электромагнитных волн. За рубежом радиоэлектроника, 1981, № 9. – С. 3 – 27.

[12] Беннет С.Л., Росс Д.Ф. Время-импульсные электромагнитные процессы и их применение. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1978, т. 66, № 3. – С. 35 – 57.

[13] Манькин И.А., Школьников В.Г. Сверхширокополосные сигналы в СВЧ системах. Часть 1. Нестационарные электромагнитные процессы и широкополосные системы. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, вып. 3 (926). – 52 с.

[14] Чудобяк У.Дж., Грей Р., Уайт Дж.С., Наносекундная импульсная РЛС X-диапазона. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1978, т. 66, № 4. – С. 186 – 188.

[15] Бечмен. Некоторые последние достижения в технике измерений радиолокационного поперечного сечения. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике, 1965, т. 53, № 8. – С. 1103 – 1114.

[16] Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхшироко-



- полосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 191 с.
- [17] *Giri D.V.* High-Power Electromagnetics (HPEM). From the 1960s into the 21<sup>st</sup> century. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 16 p.
- [18] *Капица П.Л.* Электроника больших мощностей. – М.: Изд-во АН СССР. Сборник 2. 1963. – 166 с.
- [19] *Капица П.Л.* Электроника больших мощностей. – М.: Изд-во АН СССР. Сборник 3. 1964. – 243 с.
- [20] *Капица П.Л.* Электроника больших мощностей. – М.: Изд-во АН СССР. Сборник 6. 1969. – 188 с.
- [21] [https://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic\\_spectrum](https://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic_spectrum)
- [22] *Аликаев В.В.* ВЧ и СВЧ-методы нагрева плазмы. – В кн.: Итоги науки и техники. Сер.: Физика плазмы, т. I, ч. 2, М., 1981. – С.80 – 99.
- [23] *Голант В.Е., Федоров В.И.* Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. – М.: Энергоатомиздат. 1986.
- [24] *High-Frequency Plasma Heating.* Ed. A.G. Litvak, AIP, New York. 1992.
- [25] *Файнберг Я.Б.* Физика плазмы. 1987, т. 13. – С. 607 – 625.
- [26] Мощный гиротрон 3-см диапазона для нагрева плазмы. Новости зарубежной СВЧ-техники. Сигнал, Бонти НПП «Исток», 21 (158), 1991. – 19 с.
- [27] XIV International Conf. on Infrared and MM-Wave, 1989, Conf. Digest, pp. 334-335.
- [28] *Microwave & RF.* – 1990. – Vol. 29, # 11. – P. 157-159.
- [29] *Overett T.* Phase locked magnetrons as accelerator RF sources / T. Overett, D. B. Remsen, E. Bowles etc. // IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf., 16-19 mar. 1987. – Washington, USA 1987. – P. 1464–1465.
- [30] *Treado T.A.* Power-combining and injection-locking magnetrons for accelerator applications / T.A. Treado, T.A. Hansen, D.J. Jenkins // IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf., 6-9 may 1991. – San Francisco, USA, 1991. – P. 702 – 704.
- [31] *Begin L.* Portable linac using a CW magnetron as power source / L. Begin, E. Black, H. Deruyter, etc. // IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf., 22-26 june 1998. – Stockholm, Denmark, 1998. – P. 743 – 745.
- [32] *Glaser P.E.* Power from the Sun: its Future. *Science*, 1968, vol. 162, p. 857.
- [33] *Ванке В.А., Лопухин В.М., Савин В.Л.* Проблемы солнечных космических электростанций. Успехи физических наук, 1977, т. 123, вып. 4. – С. 633.
- [34] *Brown W. C.* Satellite power system (SPS) magnetron tube assessment study / W. C. Brown // NASA Contract NAS-8-33157 for MSFC. – July 10, 1980.
- [35] *Савин В.Л.* Проблемы и перспективы микроволновой передачи энергии. Научная сессия МИФИ-2008. Том 5. – С. 1.
- [36] Нетрадиционные применения СВЧ-энергии. Новости зарубежной СВЧ-техники. Сигнал, Бонти НПП «Исток», 20 (193), 1992. – 24 с.
- [37] *Викулов И.К.* Направления и результаты последних исследований в зарубежной СВЧ-электронике (по материалам международного симпозиума по СВЧ-технике 1991 года, Бостон (США)). Новости зарубежной СВЧ-техники. Сигнал, Бонти НПП «Исток», 23 (160), 1991. – 26 с.
- [38] *Microwave Journal.* – 1991. Vol. 34, No 2, pp. 26-36.
- [39] *Rosen A., Rosen H.D.* RF/Microwaves in Medical Application, and Future Research. *IEEE MTT-S Newsletter*, # 148, Spring 35-44.1998, pp. 35-44.
- [40] *Osepchuk J. M.* Microwave power applications / J. M. Osepchuk // *IEEE on MTT.* – 2002. – Vol. 50, №. 3. – P. 975 – 985.
- [41] *Edgar R. H.* Consumer, commercial, and industrial microwave ovens and heating systems / R. H. Edgar, J. M. Osepchuk. – Eds. New York : Marcel Dekker, 2001. – P. 215–278.
- [42] *Deruyter H.* Portable CW linac for commercial applications / H. Deruyter, R. Foose, A. V. Mishin etc. // *IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf.*, 29 mar.-2 apr. 1999. – New York, USA, 1999. – P. 590 – 591.
- [43] *Khan A.M.* A PLL based automated magnetron tuning mechanism for electron accelerators / A.M. Khan, M. Mahfooz, G. Sanjeev // *Institute of Physics.* – 2008. – № 25. – P. 1 – 10.
- [44] *Neubauer M.* Phase and frequency locked magnetrons for SRF Sources / M. Neubauer, R. P. Johnson, M. Popovic etc. // *Particle Accelerator Conference : int. conf.*, 4-8 may 2009. – Vancouver, Canada, 2009. – P. 852 – 854.
- [45] *Overett T.* Phase locked magnetrons as accelerator RF sources / T. Overett, D. B. Remsen, E. Bowles etc. // *IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf.*, 16-19 mar. 1987. – Washington, USA 1987. – P. 1464 – 1465.
- [46] *Treado T.A.* Power-combining and injection-locking magnetrons for accelerator applications / T.A. Treado, T.A. Hansen, D.J. Jenkins // *IEEE Particle Accelerator Conference : int. conf.*, 6-9 may 1991. – San Francisco, USA, 1991. – P. 702 – 704.
- [47] *Konrad G.T.* Application of Magnetrons with Medical Linear Accelerator / G.T. Konrad // *Proceeding of the 1st International Workshop on Crossed-Field Devices*, 15-16 August 1995. – Ann Arbor, USA, 1995. – P. 89 – 95.
- [48] *Shinohara N.* Solar power station/satellite (SPS) with phase controlled magnetrons / N. Shinohara, H. Matsumoto, K. Hashimoto // *General Assembly for the International Radio Science Union : int. conf.*, 9-12 jan. 2002. – Boulder, USA, 2002. –P. 1475.
- [49] *Dickinson R.M.* Magnetron directional amplifier space solar power beamer concept design / R.M. Dickinson // *35th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference and Exhibit : int. conf.*, 24-28 july 2000. – Las Vegas, USA, 2000. – vol. 2. – P. 1469 – 1479.
- [50] *Matsumoto H.* New microwave tubes requirements for future SPS / H. Matsumoto, N. Shinohara // *IEEE IVEC : int. conf.*, 28-30 May 2003. – Seoul, South Korea, 2003. – P. 6 – 7.
- [51] *Shinohara N.* Solar power station/satellite (SPS) with phase controlled magnetrons / N. Shinohara, H. Matsumoto, K. Hashimoto // *IEICE Trans. Electron.* – 2003. – vol. E86-C, No. 8. – P. 1550 – 1555.
- [52] *Shinohara N.* Phased array technology with phase and amplitude controlled magnetron for microwave power transmission / Shinohara N., Matsumoto H. // *4th International Conference on Solar Power from Space : int. conf.*, 30 june-2 july 2004. – Granada, Spain, 2004. – P. 117 – 124.
- [53] *Shinohara N.* Design of space solar power system (SSPS) with phase and amplitude controlled magnetron / N. Shinohara, H. Matsumoto // *Radio science conference : int. conf.*, 18 march 2004. – Cairo, Egypt, 2004. – P. 624 – 626.
- [54] *Shinohara N.* Study on ubiquitous power source with microwave power transmission / N. Shinohara, T. Mitani, H. Matsumoto // *General Assembly for the International Radio*

- Science Union : int. conf., 21-29 oct. 2005. - New Delhi, India, 2005. – P. 10 – 14.
- [55] *Shinohara N.* Development of phase and amplitude controlled magnetron / N. Shinohara, T. Mitani, H. Matsumoto // *IEEE IVEC* : int. conf., 20-22 apr. 2005. – Noordwijk aan Zee, Netherlands, 2005. – P. 61 – 64.
- [56] *Mitani T.* Study on high-efficiency and low-noise wireless power transmission for solar power station/satellite sustainable energy and the environment / T. Mitani, N. Shinohara, K. Hashimoto etc. // *Sustainable energy and environment : the 2nd joint int. conf.*, 21-23 nov. 2006. – Bangkok, Thailand, 2006. – P. 1 – 3.
- [57] *Mitani T.* A study of oven magnetrons toward a transmitter for space applications / T. Mitani, H. Kawasaki, N. Shinohara etc. // *IEEE IVEC Int. Conf.*, 28-30 apr. 2009. - Rome, Italy, 2009. – P. 323 – 324.
- [58] *Shinohara N.* Recent wireless power transmission technologies in japan for space solar power station/satellite / N. Shinohara, S. Kawasaki // *IEEE Radio and Wireless Symposium : int. conf.*, 18-22 jan. 2009.- San Diego, USA, 2009. – P. 13 – 15.
- [59] *Sheik M. S.* Wireless power transmission – A next generation power transmission system / S. Sheik M., K. Ramasamy, T. Shanmuganatham // *International Journal of Computer Applications*. – 2010. – Volume 1, No. 13. – P. 102 – 105.
- [60] *Sheik M. S.* Wireless power transmission – A next generation power transmission system / S. Sheik M., K. Ramasamy, T. Shanmuganatham // *International Journal of Computer Applications*. – 2010. – Volume 1, No. 13. – P. 102 – 105.
- [61] *Королев А.Н.* Очистка текстильных материалов с помощью СВЧ-энергии / А.Н. Королев, Н.В. Абакумов, Е.В. Мицук и др. // *Электронная техника, сер. 1, СВЧ техника*. – 2007. – Вып. 1(489). – С. 107–108.
- [62] *Макаров В.Н.* Особенности микроволнового размораживания объемных биологических объектов / В.Н. Макаров // *Биомедицинская радиоэлектроника*. – 1999. – № 8.
- [63] *Макаров В.Н.* Криотерм 600. Размораживание органов и тканей после консервации / В.Н. Макаров // *Электроника: наука, технология, бизнес*. – 1999, № 1.
- [64] *Макаров В.Н.* Коагуляция тканей при хирургической операции / В.Н. Макаров // *Электроника: наука, технология, бизнес*. – 1998, № 3 – 4.
- [65] *Готье С.В.* Экспериментальное обоснование возможности применения контактного импульсного АИГ-НД лазерного и микроволнового скальпеля в хирургии / С.В. Готье, В.Н. Макаров, Г.Ф. Шереметьева // *Хирургия печени : матер. симпоз. с уч. спец.* – М., 1990. – С. 91 – 92.
- [66] *Ванке В.А.* СВЧ-электроника – перспективы в космической энергетике. *Электроника: Наука. Технология. Бизнес*. № 5, 2007. – С. 12 – 15.
- [67] *Brown W. C.* Beamed microwave power transmission and its application to space / W. C. Brown, E. E. Eaves // *IEEE Trans. on MTT*. – 1992. – Vol. 40, №. 6. – P. 1239 – 1250.
- [68] *Nikola Tesla* On His Work With Alternating Currents and Their Application to Wireless Telegraphy, Telephony and Transmission of Power, 1896. – P. 26 – 29.
- [69] *Nikola Tesla*: Guided Weapons & Computer Technology, 1902.
- [70] *Гриликес В.А.* Солнечные космические электростанции. – Л.: Наука, 1986.
- [71] *Нариманов Е.А.* Космические солнечные электростанции. – М.: Знание, 1991.
- [72] ДСУ. Прилади НВЧ. Методи вимірювання потужності від 1 кВт. ГОСТ 18127-72.
- [73] *Диденко А.Н., Юшков Ю.Г.* Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности. – М.: Энергоатомиздат. 1984. – 111 с.
- [74] *Ушаков А.Б.* Об основных достижениях и направлениях развития мощных электровакуумных СВЧ-приборов. *Успехи современной радиоэлектроники*, № 5, 2004. – С. 41 – 45.
- [75] *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т.2. – М.: Физматлит. 2004. – 646 с.
- [76] *Ширман Я.Д., Манжос Р.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. – 416 с.
- [77] *Небабин В.Г., Сергеев В.В.* Методы и техника радиолокационного распознавания. – М.: Радио и связь 1984. – 220 с.
- [78] *Горелик А.Л. и др.* Селекция и распознавание на основе локационной информации. – М.: Радио и связь. 1990. – 240 с.
- [79] *Костенко А.А., Хлопов Г.И.* Когерентные системы ближней и сверхближней радиолокации миллиметрового диапазона. – Харьков: ИПЦ «Контраст», 2015. – 325 с.
- [80] *Андреев Г.А., Базарский О.В., Глауберман А.С. и др.* Визуализация и преобразование электромагнитных волн миллиметрового диапазона. *Зарубежная радиоэлектроника*. 1984, № 11. – С. 3 – 27.
- [81] *Starostenko V.V., Taran Ye.P., Churyumov G.I. and other.* Near Field Zone of a Integreted Circuit Exposed to an Electromagnetic Wave in a Waveguide. *Technical Physics Letters*, Vol. 29, No. 1, 2003. – P. 29 – 31.
- [82] *Григорьев Е.В., Старостенко В.В., Таран Е.Н., Чурюмов Г.И.* Влияние магнитной компоненты воздействующей электромагнитной волны на процессы в микроструктурных элементах интегральных микросхем. *Прикладная радиоэлектроника*. 2004, т. 3, № 1. – С. 53 – 57.
- [83] *Зуев С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Чурюмов Г.И., Унжаков Д.А., Григорьев Е.В.* Лавинный пробой в полевых транзисторах с затвором Шоттки на GaAs по результатам численного моделирования. *Прикладная радиоэлектроника*. 2005, т. 4, № 3. – С. 353 – 358.
- [84] *Грибский М.П., Григорьев Е.В., Зуев С.А., Старостенко В.В., Чурюмов Г.И., Унжаков Д.А.* Воздействие импульсных электромагнитных полей на экранированные микросхемы. *Прикладная радиоэлектроника*. 2007, т. 6, № 4. – С. 590 – 594.
- [85] *Churyumov G.I. and other.* Wunsch-Bell Criterial Dependence for Si and GaAs Schottky-Barrier Field-Effect Transistors. *Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 9*. – Springer, 2010. – 522 с.
- [86] *Booske J.H., Dobbs R.J., Joys C.D., and other,* Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources. *IEEE Trans. On Terahertz Science and Technologies*, vol. 1, # 1, September 2011. – P. 35 – 47.
- [87] *Fortov V., Parfenov Yu., Siniy I., and Zdoukhov L.,* “Russian Research of International Electromagnetic Disturbances over the Past Ten Years”, *Proceedings of the AMEREM 2006, Albuquerque (NM USA), July 2006*.
- [88] *Hoad R. and Sutherland,* “The Forensic Utility on Detect-

- ing Disruptive Electromagnetic Interference”, Proceeding of the 6<sup>th</sup> European Conference on Information Warfare and Security (ECIW 2007), July 2007.
- [89] Sabath F., “What Can be Learned from Documented International Electromagnetic Interference (IEMI) Attacks”, General Assembly and Scientific Symposium, 2011 XXXth URSI, 13-20 August 2011, pp. 1-4.
- [90] Sabath F., Threat of Electromagnetic Terrorism. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 17 p.
- [91] Kreth A., Doering O., Genender E., and Garbe H., Pre-detection for the Identification of Electromagnetic Attacks against Airports. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 81 p.
- [92] Rohe M. And Koch M., Breakdown Behavior of a Wireless Communication Network under UWB Impact. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 84 p.
- [93] Liang Zhou, Liang Lin, Wei Luo, and Wen-Yan Yin, Effects of Injected Electromagnetic Pulse (EMP) on the Failure of RF Power Amplifiers (PA). *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 101 p.
- [94] Hoad R. and Radasky W.A., Progress in IEC SC77C Standards. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 59 p.
- [95] IEC/TR 61000-1-5, Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 1-5: General – High-Power Electromagnetic (HPEM) Effects on Civil Systems, 2004.
- [96] IEC/TR 61000-2-13, Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 2-13: Environments – High-Power Electromagnetic (HPEM) Environments – Radiated and Conducted, 2004.
- [97] IEC/TR 61000-4-35, Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 4-35: Testing and Measurement Techniques – High-Power Electromagnetic (HPEM) Simulator Compendium, 2009.
- [98] IEC/TR 61000-5-9, Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 5-9: Installation and Mitigation Guidelines – System-Level Susceptibility Assessments for High-Altitude Electromagnetic Pulse (HEMP) and High-Power Electromagnetic (HPEM), 2009.
- [99] Sakharov K., Mikheev Ye., and Turkin V.A., National Standard of Russian Federation. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 90 p.
- [100] Picard N., Mazen S., Beillard B., Joly J.C., and Tour-nardre T., Radiated Susceptibility of Automotive Electronics: Car Stopper Application. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 50 p.
- [101] Picard N., Mazen S., Beillard B., Joly J.C., and Tour-nardre T., Electronic Disruptions by Radar Pulse: Car Stopper Application. *Book of Abstracts. EUROEM-2012*, 2-6 July 2012, Toulouse, France. – 109 p.
- [102] Толкачев А.А. О некоторых тенденциях развития радиолокационных и связных систем. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. СС. 7-13.
- [103] Military critical technology list. Section 8 : Electronics technology : undersecretary of defense, acquisition, technology and logistics // Pentagon, USA, September, 2006. – PP. 1-108.
- [104] Ребров С.И. Военная СВЧ-электроника в России / С.И. Ребров // Электронная техника, сер. 1, СВЧ техника. – 2009. – № 1 (500). – С. 71 – 76.
- [105] Nickel H.U., Zovo J., Schmid M. Refining Radar Archi- tectures. *IEEE Microwave Magazine*, May 2016. V. 17, # 5. pp. 60 – 74.
- [106] Добыкин В.Д. Радиоэлектронная борьба. Силовое поражение радиоэлектронных систем / В.Д. Добыкин, А.И. Куприянов, В.Г. Пономарев, Л.Н. Шустов ; под ред. А.И. Куприянова. – М. : Вузовская книга, 2007. – 468 с.
- [107] Житковский В.Д., Яцкевич В.А. Предложения по созданию перспективных радиотехнических средств для Вооруженных Сил РФ. Национальная оборона, № 3, март 2007. – С. 64 – 68.
- [108] Кравченко В.И. Электромагнитный терроризм. – Харьков: Изд-во «НТМТ». 2011. – 390 с.
- [109] Кравченко В.И. Оружие на нетрадиционных физических принципах. Электромагнитное оружие. – Харьков: Изд-во «НТМТ». 2009. – 266 с.
- [110] Кравченко В.И. Электромагнитное оружие. – Харьков: Изд-во НТУ «ХПИ». 2008. – 185 с.
- [111] Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Высшая школа, 1988. – 448 с.
- [112] Конторович М.И. Операционное исчисление и процессы в электрических цепях. – М.: Сов. радио, 1975. – 320 с.
- [113] Бакулев П.А. Радиолокационные системы. – М.: Радиотехника, 2004. – 320 с.
- [114] Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. – М.: Радио и связь, 1985. – 384 с.
- [115] Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысоко- частотной электронике для физиков. Т.1. – М.: Физ- матлит, 2004. – 496 с.
- [116] Релятивистская высокочастотная электроника. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. – Горький, ИПФ АН СССР, 1979. – 287 с.
- [117] Кулагин И.С., Милославский П.Ю., Новожилова Ю.В., Сморгонский А.В., Шмелев М.Ю. Релятивистская высокочастотная электроника. Зарубежная радиоэлек- троника, 1986, № 12. – С. 3 – 34.
- [118] Nation J. – *Appl. Phys. Lett.*, 1970, v. 17, # 11.
- [119] Friedman M., Herndon M. – *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v.28, # 4.
- [120] Granatstein V.L., Herndon M., Sprangle P., and other. – *Plasma Phys.*, 1975, v. 75, # T-1.
- [121] Черенков П.А. ДАН СССР, 2, 451 (1934), УФН 93 385 (1967).
- [122] Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР 14 107 (1937), УФН 93 388 (1967).
- [123] Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ 16 15 (1946), Ginzburg V.L., Frank I.M. *J. Phys. USSR*, 9 353 (1945).
- [124] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – М.: Наука, 1984.
- [125] Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромаг- нитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1969.
- [126] Болотовский Б.М., Галстян Е.А. УФН, 170, 809 (2000).
- [127] Багиян Р.А. Труды ежегодной научной конференции РАУ.: - Ереван, Изд. РАУ, 2007. – 207 с.
- [128] Ковалев Н.Ф. Когерентное черенковское излучение сильнооточных релятивистских электронных пучков. Диссертация на соискание ученой степени доктора фи- зико-математических наук по специальности -1.04.04, 01.04.08. Ин-т прикладной физики. – Нижний Новго- род, 1992. – 256 с.
- [129] Smith S.J., Purcell H.M. Visible Light from Localized

- Surface Charges Moving across a Grating. *Phys. Rev.* 1953, vol. 92. – P. 1069 – 1070.
- [130] Франк И.М. Эффект Доплера в преломляющейся среде. *Известия АН СССР, сер. Физ.* 1942, т. 6. – С. 3.
- [131] Сотников Г. Электродинамика плазменных и плазмopodobных замедляющих структур для СВЧ-генераторов больших мощностей и высокоградиентных ускорителей. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.08. – Харьков, 2007. – 357 с.
- [132] Кочаровская Е.Р. Эффекты когерентного излучения классических и квантовых осцилляторов в широкополосных усилителях и импульсных генераторах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.03. – Нижний Новгород, 2001. – 155 с.
- [133] Пегель И.В. Нестационарные процессы генерации сильноточных электронных пучков и мощных электромагнитных излучений. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 2006. – 214 с.
- [134] Тотьменинов Е.М. Мощные релятивистские СВЧ-генераторы на основе ламп обратной волны с резонансным рефлектором. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 2006. – 155 с.
- [135] Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Изд-во Вища школа, 1976. – 232 с.
- [136] Винтизенко И.И. Исследование релятивистских магнетронных СВЧ генераторов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.20. – Томск, 2002. – 231 с.
- [137] Винтизенко И.И. Релятивистские магнетроны. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 360 с.
- [138] Иляков Е.В. Увеличение длительности импульсов излучения в мощных релятивистских СВЧ генераторах посредством предотвращения развития пробойных явлений. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Нижний Новгород, 2002. – 146 с.
- [139] Баранов Р.В. Плазменный релятивистский СВЧ-генератор с управляемым в течение импульса спектром излучения. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.20. – Москва, 2013. – 105 с.
- [140] Ернылева С.Е. Длительность импульсов импульсных релятивистских сильноточных плазменных источников СВЧ-излучения. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.08. – Москва, 2015. – 94 с.
- [141] Лоза О.Т. Релятивистские одномодовые СВЧ-генераторы на основе сильноточных электронных ускорителей. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 2006. – 221 с.
- [142] Заревич А.И. Автоколебательные процессы в релятивистском магнетроне с управляющими внешними связями. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.03. – Томск, 2008. – 191 с.
- [143] Ельчанинов А.А. Мощные импульсные СВЧ-генераторы на основе лампы обратной волны в режиме сверхизлучения. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.20. – Томск, 2007. – 106 с.
- [144] Ким А.А. Пробой коаксиального диода поперек магнитного поля и методы увеличения длительности импульса тока электронного пучка. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 1983. – 131 с.
- [145] Ayzatskiy N.I., Churyumov G.I., Dovbnya A.N., and other, Generation and Formation of Axially-Symmetrical Tubular Electron Beam in a Cold Metal Secondary-Emission Cathode Magnetron Gun – Part I: Experiment. *IEEE Transaction on Electron Devices*. Vol. 63, # 4, April 2016. – С. 1704–1709.
- [146] Ayzatskiy N.I., Churyumov G.I., Dovbnya A.N., and other, Generation and Formation of Axially-Symmetrical Tubular Electron Beam in a Cold Metal Secondary-Emission Cathode Magnetron Gun – Part II: Computer Modelling. *IEEE Transaction on Electron Devices*. Vol. 63, # 4, April 2016. – С. 1710–1714.
- [147] Полевин С.Д. Релятивистские одномодовые СВЧ-генераторы на основе сильноточных электронных ускорителей. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 2006. – 221 с.
- [148] Flyagin V.A. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique*. 1977, v. MTT-25, No 6.
- [149] Ахуезер А.И., Файнберг Я.Б. *ДАН СССР*, т. 69. 1949. – С. 555.
- [150] Файнберг Я.Б., Блюх Ю.П., Корнилов Е.А. и др. Пучково-плазменный генератор. *Физика плазмы*, т. 20, № 9, 1994. – С. 777.
- [151] Переводчиков В.И., Боровиков П.В., Гусев С.И. и др. Мощные широкополосные пучково-плазменные усилители СВЧ-колебаний. В сб. обзоров «Вакуумная СВЧ электроника». – Нижний Новгород. 2002. – С. 138 – 143.
- [152] Селемир В.Д., Дубинов А.Е., Птицын Б.Г. и др. *Журнал технической физики*, т. 74, вып. 5. 2004. – С. 125 – 129.
- [153] Benford J. Phase-Locking of Relativistic Magnetron. *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62? # 8. – P. 969 – 971.
- [154] Levine J.S. Design and Operation of a Module of Phase-Locked Relativistic Magnetrons. *J. Appl. Phys.* 1991. – V. 70, # 5. – P. 2838 – 2848
- [155] Magda I.I., Gadetski N.P., Kravtsova E.I., and other, “Relativistic Magnetron of Millimeter Waveband”. In Proc. 18<sup>th</sup> IEEE Int. Crimean Conf. Microw. Telecommun. Technol., Sevastopol’, Ukraine, 2008. – P. 637 – 639.
- [156] Maksymov I.S., Magda I.I., Ustyantsev M.A., Churyumov G.I., “Approach to Spectral Measurements of a Millimeter-Wave-Band Relativistic Magnetron”. *IEEE Trans. on Plasma Science*. Vol. 38, # 5. 2010. – P. 1086 – 1090.
- [157] Liu M., Liu C., Wang Z., Jiang W., and Schamiloglu E. “Optimizing the Parameters of a 12-Cavity Rising-Sun Relativistic Magnetron with Single-Stepped Cavities for  $\pi$  – Mode Operation,” *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol. 44, # 11. 11, November. 2016. – P. 2852 – 2858.
- [158] Hashemi S.M.A. “Dielectric Cavity Relativistic Magnetron”. *Applied Physics Letters* 96, 081503 (2010).
- [159] Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими части-

- цами. УФН, том 137, вып. 4, 1982. – С. 605 – 662.
- [160] Ясечко М.Н., Дохов А.И., Иванец М.Г., Тесленко О.В. Методы формирования и фокусировки электромагнитного излучения для воздействия на радиоэлектронные средства. Под ред. М.Н. Ясечко. – Харьков: 2015. – 214 с.
- [161] Prasad S., Roybal M., Buchenauer C.J., Prestwich K., Fuks M., and Schamiloglu E., “Experimental Verification of the Advantages of the Transparent Cathode in a Short-Pulse Magnetron”. *Dept. of Electrical and Computer Engineering, University of New Mexico, Albuquerque*, 2009. – P. 81 – 85.
- [162] Andreev A.D., Hendricks K.J., Fuks M.I., and Schamiloglu E. “Analytical Calculation of Anode Current in Relativistic Magnetron”. *Air Force Research Laboratory & University of New Mexico, Albuquerque*, 2011. – P. 32-37.
- [163] Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности. – М.: Энергоатомиздат. 1984. – 111 с.
- [164] Сазонов В.П. Приоритеты России в вакуумной СВЧ-электронике в XX столетии. – М.: Медпрактика. 2012. – 355 с.
- [165] A.S. Gilmour, Jr., *Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-Field Amplifiers, and Gyrotrons*. Artech House. 2012. – 837 p.
- [166] Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. – М.: Изд-во «Сов. радио». 1974. – 254 с.
- [167] Месяц Г.А., Яландин М.И. Пикосекундная электроника больших мощностей. УФН. 2005. Т. 175. № 3. – С. 225 – 246.
- [168] Graybill S.E., Nablo S.V. *Appl. Phys. Rev.*, v. 8, # 1, 1966.
- [169] IEEE Trans. on Nuclear Science, v. NS-14, # 3, March 1967. – P. 777, 782, 789.
- [170] Preswitch K.R. IEEE Trans. on Nuclear Science, v. NS-18, # 3, March 1971. – P. 439.
- [171] Вакуумная СВЧ электроника: Сборник обзоров. – Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2002. – 160 с.
- [172] Friedman M., Hammer P.A. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, v. 21, # 4.
- [173] Friedman M., *Appl. Phys. Lett.*, 1975, v. 26, # 7.
- [174] Friedman M., Serlin V., Drobot A., e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 50, # 24.
- [175] Friedman M., Serlin V., Drobot A., e.a. *J. Appl. Phys.*, 1984, v. 56, # 9.
- [176] Багян Р.А. Излучение заряженных частиц, взаимодействующих с границей раздела двух различных прозрачных сред. Известия НАН Армении, Физика, 2011, т. 46, № 5. – С. 307 – 312.
- [177] Слуцкий А.А. Механизм возбуждения колебаний в многосегментных магнетронах. ЖТФ, т. XVII, вып. 4, 1947. – С. 425 – 434.
- [178] Twiss R.Q. Radiation Transfer and the Possibility of Negative Absorption in Radio Astronomy. *Austral. J. Phys.* 1958, v. 11, # 4. P. 564.
- [179] Гапонов А.В. Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передач. Изв вузов. Радиофизика. 1959, т. 2, № 3. – С. 450.
- [180] Гапонов А.В. К статье: «Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передач». Письмо в редакцию «Изв вузов. Радиофизика». 1959, т. 2, № 5. – С. 836.
- [181] Schneider J. Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.* 1959, v. 2, No 12. – P. 504.
- [182] Гапонов А.В. Доклад на сессии научно-технического общества радиотехники и электроники им. А.С. Попова. – М. 1959.
- [183] Pantell R.H. Electron Beam Interaction with Fast Waves. In: *The Proc. Symp. On Millimeter Waves*. Polytechnic Inst. Of Brooklin, N.Y.: Politechnic Press, 1959, v. 9. – P. 301.
- [184] Pantell R.H. Backward-Wave Oscillations in an Unloaded Waveguide. In: *The Proc. IRE*. 1959, v. 47, No. 6. P. 1146.
- [185] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. Изв вузов. Радиофизика. 1967, т. 10, № 9 – 10. – С. 1414.
- [186] Гапонов А.В., Петелин М.И. Мазеры на циклотронном резонансе. В кн.: Наука и человечество. – М.: Знание, 1980. – С. 283.
- [187] Цимринг Ш.Е. Мазеры на циклотронном резонансе. – Горький: Изд-во Горьк. гос. ун-та, 1988.
- [188] Кейер А.П., Нечипоренко В.О. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ, вып. 12, (1075), 1984.
- [189] Нусинович Г.С. Гиротроны – источники мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона. *Зарубежная радиоэлектроника*, 1984, № 11.
- [190] Madey J.M., Schwettman H.A., Fairbank W.M. *IEEE Trans. of Nuclear Science*, 1973, v. NS-20, No 2.
- [191] Mahaffey R.A., Sprangle P., Goden J., e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, No 13.
- [192] Brandt H., Bromborsky A., Bruns H. *Proc. 2-nd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam. Res. and Technol.*, Ithaca, N.Y., 1977, v. 2, p. 649.
- [193] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Изд-во Наука. 1973. – 309 с.
- [194] Чурюмов Г.И., Назаренко Ю.А. Исследование формирования электронного потока в электронно-оптических системах (ЭОС) магнетронного типа. *Радиотехника*. Респ. межв. научн.-техн. сб., 1993, вып. 96. – С. 101 – 105.
- [195] Гольденберг А.Л., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Электронная пушка магнетронного типа. А.С. СССР № 226044 от 21.06.1968.
- [196] Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Известия вузов. Радиофизика. 1973, т. 16, № 1. С. 141-149.
- [197] Вилков М.В., Глявин М.Ю., Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Магнетронно-инжекционная пушка с экстракцией отраженных электронов. *Письма в ЖТФ*, 2012, том 38, вып. 14. – С. 80 – 85.
- [198] Nusinovich G.S. Introduction to the Physics of Gyrotrons, MD, Johns Hopkins Univ. Press, 2004. – 352 p.
- [199] Диденко А.Н., Арзин А.П., Жерлицын А.Г. и др. Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький: ИПФ АН СССР. 1984 № 4. – С. 104.
- [200] Granatstein V.L., Alexeff I. *High-Power Microwave Sources*. Artech House. Boston. London, 1987.
- [201] Benford J. *Microwave J.* 1987, No 12. – P. 97.
- [202] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Плазменная электроника. – Киев: Наук. думка, 1989. –

- С. 112.
- [203] Рухадзе А.А., Столбцов С.Д., Тараканов В.П. Радиотехника и электроника. 1992, № 3. – С. 385 – 396.
- [204] Селемир В.Д., Алехин Б.В., Ватрунин В.Е. и др. Физика плазмы. 1994, т. 20, № 7 – 8. – С. 689.
- [205] Alyokhin V.V., Dubinov A.E., Selemir V.D. et al. *IEEE Trans. on Plasma Science*. 1994. PS-22, No 5. – P. 945.
- [206] Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Сверхмощные СВЧ приборы с виртуальным катодом и фазированные антенные решетки на их основе. *Зарубежная радиоэлектроника*, 1995, № 4. – С. 54 – 60.
- [207] Коровин С.Д., Пегель И.В., Полевин С.Д. и др. Виртаторы. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 149 – 152.
- [208] Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Электронные приборы с виртуальным катодом. *Радиотехника и электроника*, 2002, том 47, № 6. – С. 645 – 672.
- [209] Винтизенко И.И., Жерлицын А.Г., Рябчиков А.И., и др. Разработка релятивистских СВЧ-генераторов в НИИ ядерной физики при ТПУ. *Известия Томского политехнического университета. Технические науки*. 2003, т. 306, № 1. – С. 101 – 105.
- [210] Жерлицын А.Г., Кузнецов С.И., Мельников Г.В. и др. *Авт. свид. СССР*, № 1522317. БИ № 42, 1988.
- [211] Жерлицын А.Г. Генерация СВЧ излучения в триоде с виртуальным катодом коаксиального типа. *Письма в ЖТФ*, том 16, вып. 22. – С. 78 – 81.
- [212] *Vromborsky A., Agee F., Bollen M.*, et all. *SPIE Microwave and Particle Sources and Propagation*. 1988, v. 873. – P. 51.
- [213] *Huttlin G.A.*, et al. *IEEE Trans. Of Plasma Science*. 1990. PS-18, No 3. – P. 618.
- [214] Шнак В.Г., Яландин М.И. Компактные микроволновые релятивистские генераторы. *Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров*. – Нижний Новгород. 2002. – С. 153 – 158.
- [215] *Rukin S.N.* High-Power Nanosecond Pulse Generators based on Semiconductor Opening Switches. *Instr. Exper. Tekh.*. 1999, 42(4). – P. 439 – 467.
- [216] *Swain D.W.* *J. Appl. Phys.*, 1972, v. 43, No 1.
- [217] *Miller P.A., Gerardo J.B., Pouckey J.W.* *J. Appl. Phys.*, 1972, v. 43, No 7.
- [218] *Olson C.L.* *Phys. Rev. A*. 1975, v. A-11, No 1.
- [219] *Yonas Y.* *Sci. Amer.*, 1978, v. 239, No 1.
- [220] *Смит Я.* – В кн.: *Накопление и коммутация энергии больших плотностей*. Пер. с англ. – М.: Мир, 1979.
- [221] *Miller R. B.* *Nobel Charged Particle Beams*. – Plenum Press, N.-Y., 1982. (Пер. с англ. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1984).
- [222] *Mayes J.R., Hatfield C.W., Mayes M.G.* et all. A Compact High Power Wideband System. *Applied Physical Electronics L.C Austin, Texas USA*, 2010. – P. 612 – 616.
- [223] *System Description of High Power Microwave Systems*. DIEHL BGT Defence. 2010.
- [224] *Стариков С.М., Терентьев П.В.* Генераторы импульсов высокого напряжения. – М.: Энергия. 1968.
- [225] *Фрюнгель Ф.* Импульсная техника. Генерирование и применение разрядов конденсаторов. Пер. с нем. – М.: Изд-во Энергия. 1965. – 487 с.
- [226] *Булан В.* Высоковольтный наносекундный генератор Маркса с импульсами квазипрямоугольной формы. *ПТЭ*. 1999, № 6. – С. 125 – 139.
- [227] *Keller I.P., Walschon E.G.* Simple Marx High Voltage Pulse Generator for Wide Gap Spark Chambers. *Rev. Sci. Instr.* 1966, v. 37, No 9, p. 1258.
- [228] *Baryshevsky V.G., Borisevich A.E., Gurinovich A.A.* et all. A Compact High Power Microwave (HPM) Source. *The IET European Pulsed Power Conference*. September 2009.
- [229] *Giri D.V.* High-Power Electromagnetic Radiators, Non-Lethal Weapons and Application. *Harvard University Press*. 2004.
- [230] *Tatoian j., Giri D., Franceschetti G.* et all. High Power Microwave System for Stopping Vehicles. *Euroem 2004, Magdeburg, Germany*. 2004.
- [231] *Tehori A., Statlender J., Tokarsky A.* Electromagnetic Vehicles Immobilization System (ELVIS). *European 2008. Lausanne. Switzerland*. 2008.
- [232] *Martin B., Delmote P.* The GIMLI: a Compact High-Power UWB Radiation Source. *European 2008. Lausanne. Switzerland*. 2008.
- [233] *Hwang S.M., Hong J.I., and Huh C.S.* Characterization of the Susceptibility of Integrated Circuits with Induction Caused by High Power Microwaves. *Progress in Electromagnetics Research. PIER 81*. 2008. – PP. 61 – 72.
- [234] *Camp M., Garbe H., Nitsch D.* UWB and EMP Susceptibility of Modern Electronics. *IEEE EMC. Montreal*. August 2001. – P. 1015 – 1020.
- [235] *Nitsch D., Camp M.* UWB and EMP Susceptibility of Modern Microprocessorboards. *EMC European, Brugge*. September 2000.
- [236] *Benford J., Swegle J.A. and Schamiloglu E.* High Power Microwaves. Second Edition. *CRC Press*. 2016. – 456 p.
- [237] *Schamiloglu, E.* High power microwave sources and applications, *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, 6-11 June 2004 Volume: 2, pp. 1001 – 1004 Vol.2
- [238] *Bratman V.I., Denisov G.G., Ofitserov M.M.* et all. Millimeter Wave HF Relativistic Electron Oscillators. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1987, vol. 15, no 1. – P. 2 – 15.
- [239] *S.H. Gold and G.S.Nusinovich*, “Review of high-power microwave source research,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, no. 11, pp. 3945-3974, November 1997.
- [240] *K.R. Chu*, “The electron cyclotron maser,” *Rev. Mod.Phys.* (to appear April 2004).
- [241] *A.V. Gaponov-Grekhov and V.L. Granatstein, Eds.*, *Applications of High-Power Microwaves*, Norwood, MA: Artech House, 1994.
- [242] <http://vrtp.ru/index.php?act=categories&CODE=article&article=783>
- [243] *Ni G., Gao B., Lu J.* Research on High Power Microwave Weapons. *Proceedings of APMC*. 2005.
- [244] *Weise, Th.H.G.G. Jung, M. Langhans, D. Gowin, M.*, Overview of directed energy weapon developments, *Electromagnetic Launch Technology 2004. 2004 12th Symposium on*, 25-28 May 2005. – P.483 – 489.
- [245] *Jordan, U. Anderson, D. Backstrom* etc, O., Microwave Breakdown in Slots, *Plasma Science, IEEE Transactions on*, Dec. 2004, Volume: 32, Issue: 6. – P. 2250 – 2262.
- [246] *Meichu Guo*, *The High Technology Wars Sword & Shield*, Military Scientific Publishing House, Beijing, February 2003, Chap. 1.
- [247] *Korovin, S. D.* Rostov etc, Pulsed power-driven high-power microwave sources, *Proceedings of the IEEE*, July 2004 Volume: 92, Issue: 7. – P.1082 – 1095
- [248] *Hou De-tin, Hu Tao* etc, Numerical calculation of high power microwave propagation trace in atmosphere. *Pro-*

- ceedings 6th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory. 2003. – P.520 – 523.
- [249] *Lu Xun Hou De-tin Zhou Dong-fang* etc, Research on high power microwave pulse in the air breakdown, Proceedings 6th International SYmposium on Antennas, Propagation and EM Theory. 2003. – P. 537 – 540.
- [250] *Barker R.J. and Schamiloglu E.* High Power Microwave Sources and Technologies. – New York: IEEE Press / J. Wiley & Sons. 2001.
- [251] *Smith P.D. and Cloude S.R.* Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 5. – New York: Kluwer Academic / Plenum Publisher, 2002.
- [252] *Giri D.V. and Tesche F.M.* Classification of International Electromagnetic Interference. IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, No 3. August 2004. – P. 322 – 328.
- [253] *Syrachev I.V.* et al. The Results of RF High Power Tests of X-Band Open Cavity RF Pulse. Compression System. Proc. Int. Conference Linac-94, Tsukuba, Japan, 1994. – P. 475 – 477.
- [254] *Wilson P.B.* et al. SLED II: A New Method of RF Pulse Compression. SLAC-PUB-5330.
- [255] *Балакин В.Е., Сырачев И.В.* Применение открытых резонаторов в системах умножения СВЧ-мощности. Препринт ФИЯФ 95-1.
- [256] *Юшков Ю.Г., Бадулин Н.Н., Бацула А.П.* и др. Наносекундный радиолокатор с временной компрессией СВЧ-импульсов передатчика. Электромагнитные волны & электронные системы. 1997, т. 2, № 6. – С. 71 – 76.
- [257] *Манько А.Н., Слинко В.Н., Чумерин П.Ю.* и др. Установка с резонансной импульсной компрессией для получения мощных сверхвысокочастотных импульсов двухсантиметрового диапазона. ПТЭ, 2004, № 3. – С. 106 – 109.
- [258] *Новиков С., Чумерин П., Шпунтов Ю.* и др. Способ наносекундной радиолокации с резонансной компрессией импульса передатчика. Патент РФ на изобретение № 2356065 от 08.05.2007.
- [259] *Чумерин П.Ю., Юшков Ю.Г., Ваулин В.А.* и др. Источник мощного СВЧ-излучения наносекундной длительности трехсантиметрового диапазона длин волн. ПТЭ, 2009, № 4, с. 183.
- [260] *Скрипкин Н.И.* Магнетроны 2- и 3-х мм диапазонов – новые разработки и перспективы их использования. Электроника: наука, технологии, бизнес. 2013, № 3. – С. 90 – 91.
- [261] *Скрипкин Н., Чумерин П., Юшков Ю.* Перспективы создания генераторных СВЧ-модулей на основе безнакальных магнетронов и резонансных СВЧ-компрессоров. Электроника: наука, технологии, бизнес. 2015, № 3. – С. 75 – 78.
- [262] *Панов В.В., Саркисян А.П.* Некоторые аспекты проблемы создания СВЧ-средств функционального поражения. Зарубежная радиоэлектроника. 1993, № 10-12. – С. 3 – 10.
- [263] *Блудов С.Б., Гадецкий Н.П., Кравцов К.А.* и др. Генерирование мощных СВЧ-импульсов ультракороткой длительности и их воздействие на изделия электронной техники. Физика плазмы, 1994, том 20, № 7,8. – С. 712 – 717.
- [264] *Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Фортвов В.Е., Юшков Ю.Г.* Способ функционального поражения полупроводниковых радиоэлектронных средств и устройство его реализации. Патент РФ № 2148266, заявл. 12.10.1998.
- [265] *Бродский С., Манько А., Сырбу И.* и др. Перспективные направления развития средств функционального поражения РЭС на основе реализации технологии резонансной компрессии СВЧ-импульсов. Инновации в авиационных комплексах и системах военного назначения. Вопросы радиоэлектронной борьбы и информационного противоборства (часть 8). Сборник научных статей по материалам Всероссийской научно-практической конференции, Воронеж, 2009. Военный авиационный инженерный университет, 2009, с. 21-25.
- [266] *Диденко А.Н., Зеленцов В.И., Штейн Ю.Г., Юшков Ю.Г.* Радиотехника и электроника, 1972, 17, 7, с. 1545.
- [267] *Minami K., Hosoyama K.* J. Appl. Phys., 1979, 18 p. 85.
- [268] *Birx D.L., Dick G.J., Little W.A.* et al. Appl. Phys. Letters, 1978, 33, 5, p. 466.
- [269] *Десятков Н.Д., Диденко А.Н., Замятина Л.Я.* и др. Формирование мощных импульсов при накоплении СВЧ-энергии в резонаторе. Радиотехника и электроника, 1980, 25, 6. – С. 1227 – 1230.
- [270] *Baum C.E.* Compression of Sinusoidal Pulses for High Power Microwaves. Circuit and Electromagnetic System Design Note 48, March 2004.
- [271] *Baum C.E.* Coupling Ports in Waveguide Cavities for Multiplying Fields in Pulse-Compression Schemes. Circuit and Electromagnetic System Design Note 52, March 2006.
- [272] *Andreev A.D., Farr E.G., Schamiloglu E.* A Simplified Theory of Microwave Pulse Compression. Circuit and Electromagnetic System Design Note 57, August 2008.
- [273] *Новиков С.А., Разин С.В.* Устройства временной компрессии СВЧ-импульсов. Материалы 8-й Международной Крымской Микроволновой конференции КрыМиКо-98. – Севастополь, Крым, Украина. 1998, сс. 329-331. (Novikov S.A., Razin S.V. Microwave Pulse Compressors. Proceedings of 8<sup>th</sup> International Crimean Microwave Conference. – Sevastopol, Crimea, Ukraine. 1998, P. 329 – 331).
- [274] *Артемченко С.Н., Новиков С.А., Юшков Ю.Г.* Коаксиальные резонаторы в компрессорах СВЧ-импульсов. Известия Томского политехнического университета. Сер. Энергетика. 2009, т. 314, № 4. – С. 127 – 131.
- [275] *Артемченко С.Н., Каминский В.Л., Юшков Ю.Г.* Формирование наносекундных радиоимпульсов в ламповом СВЧ автогенераторе. Журнал технической физики, 1992, том 62, вып. 8. – С. 138 – 146.
- [276] *Чурюмов Г.И., Экезли А.И.* Исследование режима перестройки частоты в импульсном магнетроне с двумя выводами энергии. Электронная техника, сер. 1, СВЧ-техника. 2014, № 2 (521). – С. 39 – 45.
- [277] *Лобаев М.А.* Исследование разрядных явлений в плазменных коммутаторах СВЧ излучения большой мощности. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.08. – Нижний Новгород, 2010. – 136 с.
- [278] *Ростов В.В.* Эффективные импульсно-периодические источники черенковского излучения на основе сильноточных электронных пучков. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Томск, 2001. – 233 с.
- [279] *Ripin V.H., Manheimer W.* Microwave Pulse Compression in Dispersive Plasmas. US Patent No 4758795, July 19, 1988.

- [280] *Farkas Z.D., Hogg H.A., Loew G.A.* et al. SLED: A Method of doubling SLAC's Energy. Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. On High Energy Accelerators. 1976. – P. 576.
- [281] *Вихарев А.Л., Горбачев А. Иванов О.А.* и др. Активный компрессор СВЧ импульсов на осесимметричной моде круглого волновода. Письма в ЖТФ, 1998, т. 24, № 20. – С. 6.
- [282] *Вихарев А.Л., Горбачев А. Иванов О.А.* и др. Активный береговский компрессор трехсантиметрового диапазона длин волн. Известия вузов. Радиофизика, 2008, т. 51, № 7. – С. 6.
- [283] *Yushkov Y.G., Avgustinovich V.F., Artemenko S.N.* et al. Powerful Microwave Compressors of RF Pulses. Proceedings of the 3th International Workshop “Strong Microwaves in Plasmas.”, - Russia, 1997, v. 2. – P. 911.
- [284] *Чурюмов Г.И.* Пути и методы повышения эффективности взаимодействия электронного потока с замедленными электромагнитными волнами в системах со скрещенными полями. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Харьков, 1997. – 248 с.
- [285] Продукция НПП «ИСТОК» - СВЧ-электроника. – Россия. -2007.
- [286] <http://cpii.com/mpp/>
- [287] <http://pluton.msk.ru/en/>
- [288] [http://faza-don.ru/EL\\_device.htm](http://faza-don.ru/EL_device.htm) и <http://www.oaotantal.ru/tovar.php?id=3196>
- [289] National Technical University “Kharkiv Polytechnic Institute”. Research & Design Institute “Molniya”. 1954 – 2004. NTU “KhPI”, Kharkiv, 2004. – 35 p.
- [290] *Воскобойник М.Ф., Киселев А.Б., Морозов О.А., Соколов И.В.* Возможности применения СВЧ-энергии для поиска противопехотных мин. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2000. – Вып. 2(476). – С. 57-59.
- [291] *Морозов О.А., Соколов И.В.* Современное состояние и тенденции развития магнетронов для СВЧ-нагрева в промышленности и медицине. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2000. – Вып. 2(476). – С. 3-9.
- [292] *Диденко А.Н.* О возможности использования мощных СВЧ колебаний для технологических целей. Докл. РАН. 1993. Т. 331, № 5. – С. 571 – 572.
- [293] *Старец Я.А.* Перспективы развития генераторов магнетронного типа и их применение. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 36 – 38.
- [294] *Рувинский Г.В., Аристархова О.Н., Котюргин Е.А.* и др. Мощные ЛБВ сантиметрового диапазона длин волн. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 49 – 53.
- [295] *Гельвич Э.А., Жарый Е.В., Закурдаев А.Д.* и др. Многолучевые клистроны. Тенденции развития. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 54 – 61.
- [296] *Козорезов Г.Г.* Магнетроны с ферритовой развязкой для электронных ускорителей. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 67 – 70.
- [297] *Аликаев В.В., Денисов Г.Г., Запенвалов В.Е.* и др.
- [298] Гиротроны для УТС. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 71 – 76.
- [299] *Засыпкин В.Е.* Мощные гирорезонансные усилители. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 77 – 86.
- [300] *Братман В.Л., Денисов Г.Г., Калынов Ю.К.* и др. Новые разновидности мазеров на циклотронном резонансе. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров. – Нижний Новгород. 2002. – С. 109 – 117.
- [301] *Кравченко В.И.* Электромагнитное оружие. – Харьков: Изд-во НТУ «ХПИ», 2008. – 185 с.
- [302] *Шлифер Э.Д.* Расчет многорезонаторных магнетронов. – Москва: 1966. – 142 с.
- [303] *Palevsky A., Bekefi G., and Drobot A.T.* Numerical Simulation of Oscillating Magnetrons. J. Appl. Physics, 1981, v. 52, No 8. – P. 4938 – 4941.
- [304] *Bekefi G., and Sheler R.E.* Appl. Phys. Letters, 1984, v. 44, No 3.
- [305] *Hirshfield J.I., and Wachtel J.M.* Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, No 19.
- [306] *Диденко А.Н. и др.* Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 3. – С. 514 – 518.
- [307] *Granatstein V.L.* et al. Plasma Phys., 1975, v. 17, No 1. – P. 23 – 28.
- [308] *Кременцов В.И.* и др. ЖЭТФ, 1978 т. 75, вып. 6(12). – С. 2151 – 2153.
- [309] *Efthimion P.C., and Schiesinger S.P.* Phys. Rev., 1977, v.16, No 2. – P. 633– 639.
- [310] *Granatstein V.L., Herndon V., Parker R.K.,* et al. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, No 9.
- [311] *Deacon D.A., Elias L.K., Madey J.M.,* et al. Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, No 16.
- [312] Phys. Quantum Electronics, v. 8. – Wesley Publ. Comp. Inc., 1981, p. 49.
- [313] *Billardon M., Deacon D.A., Elleaume P.* Et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, No 18.
- [314] *Дубинов А.Е., Селемир В.Д.* Сверхмощные СВЧ приборы с виртуальным катодом и фазированные антенные решетки на их основе. Зарубежная радиоэлектроника, 1995, № 4. – С. 54 – 60.
- [315] *Brodie I., Spindt C.A.* Vacuum Microelectronics. Advances in Electronics and Electron Physics. - Academic Press: 1992, v. 83, p. 2.
- [316] *Kardo-Sysoev A.F., Zazulin S.V., Efanov V.V.,* et al. High Repetition Frequency Power Nonosecond Pulse Generation. 11<sup>th</sup> IEEE International Pulsed Power Conference, 1997, Digest of Technical Papers, 1997. – P. 420 – 424.
- [317] *Grekhov I.G., Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F.,* et al. Formation of High Nanosecond Voltage Drop across Semiconductor Diode. Sov. Tech. Phys. Lett., vol. 9, 1983.
- [318] *Prokhorenko V., Ivashchuk V., Korsun S.* Drift Step Recovery Devices Utilization for Electromagnetic Pulse Radiation. The 10<sup>th</sup> International Conference on Ground Penetrating Radar, 21-24 June, 2004, - Delft, The Netherlands, pp. 1-4.
- [319] Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, 1990, vol. 25, No 3. – P. 168 – 176.
- [320] *Farkas Z.D.* Binary Peak Power Multiplier and its Linear Accelerator Design. SLAC-PUB-3694, 1985. Farkas Z.D. Binary Peak Power Multiplier and its Linear Accelerator Design. SLAC-PUB-3694, 1985.
- [321] *Wilson P.B., Farkas Z.D., Ruth R.D.,* et al. SLED-II: A new Method of RF Pulse Compression. Proc. Of Linear Accl. Conf., Albuquerque, NM, SLAC-PUB-5330, 1990.
- [322] *Mizuno H., Otake Y.* A new RF Power Distribution System for X-Band Linac Equivalent to RF Pulse Compression Scheme of Factor 2N. Proc. 17<sup>th</sup> Int. Linac Conf. Tsukuda, Japan, KEK-preprint-94-112, 1994.
- [323] *Ruth R.D.* The Next Linear Collider. SLAC-PUB-5406.



- [324] Braun H., Delahays J.P., De Roeck A., et al. CLIC here for the Future. CERN Courier, 2008, 48, No 7.
- [325] Новиков С.А., Разин С.В., Чумерин П.Ю. и др. Формирование мощных сверхширокополосных радиосигналов при последовательной временной компрессии СВЧ-энергии. ДАН, 1991, т. 321, № 3. – С. 518.
- [326] Августининович В.А., Новиков С.А., Разин С.В. и др. Формирование мощных радиоимпульсов наносекундной длительности трехсантиметрового диапазона. Известия вузов. Радиофизика, 1985, т. 28, № 10. — С. 1347.
- [327] Alvarez R.A. Some Properties of Microwave Resonant Cavities Relevant to Pulse-Compression Power Amplification. Rev. Sci. Instrum. 1986, v. 57, No 10, p. 2481.
- [328] Birx D.L., Scalapino D.J. Microwave Energy Compression Using High-Intensity Electron Beam Switch. J. Appl. Phys., 1980, v. 51, No 7, p. 3629.
- [329] Артеев М.С., Юшков Ю.Г. Формирователь наносекундных СВЧ-импульсов с лазерным поджигом коммутирующего разряда. ПТЭ, 1977, № 1, с. 99.
- [330] Соколов И.В. Магнетроны для СВЧ-нагрева и источники СВЧ-энергии. Электронная промышленность, 1996, № 3. – С. 4 – 8.
- [331] Морозов О.А., Воскобойник М.Ф., Каргин А.Н. и др. Второе рождение магнетронного направления. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника, 2008, вып. 3(496). – С. 3 – 9.
- [332] Динамика радиоэлектроники-2/Под общ. Ред. Ю.И. Борисова. – М.: Техносфераб 2008. – 376 с.
- [333] Чурюмов Г.И., Экезли А.И. Исследование режима перестройки частоты в импульсном магнетроне с двумя выводами энергии. Электронная техника, сер. 1, СВЧ-техника. – 2014. – № 2 (521). – С. 39 – 45.
- [334] Churyumov G. The Theoretical and Experimental Investigation of Anode Block Electrodynamics Characteristics of the Magnetron with Two RF Output . Proc. of the First International Conference on “RadioElectronics and Info-Communications” (UkrMiCo'2016), Kyiv, September 11-16. – 2016.
- [335] Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном резонансе. Изв. Вузов. Радиофизика, 1974, т. 17, № 6. – С. 902.
- [336] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхронные мазеры. Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1. – Горький: ИПФ АН СССР, 1979. – С. 157.
- [337] Савилов А.В. Новые разновидности релятивистских электронных мазеров. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.04. – Нижний Новгород, 2004. – 248 с.

Поступила в редколлегию 12.12.2016



**Чурюмов Геннадий Иванович**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники, профессор Харбинского политехнического университета (г. Харбин, КНР),

IEEE Senior Member, European Microwave Association Member. Научные интересы: СВЧ техника и электроника, при-

менение микроволновых технологий, 2-D и 3-D математическое моделирование электронно-волновых процессов, электромагнитная совместимость.

УДК 537.533.2; 621.385.69

**НВЧ-електроніка великих потужностей: сучасний стан, перспективи розвитку і особливості застосування / Г.І. Чурюмов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 270 – 300.**

У цьому огляді викладаються основні ідеї, методи і досягнення НВЧ-електроніки великих потужностей стосовно вирішення широкого кола фундаментальних проблем, пов'язаних з генерацією електромагнітної енергії і ефективністю її перетворення в інші види енергії в інтересах різних галузей науки і техніки, промисловості, сільськогосподарства, медицини і біології, а також сучасних військово-технічних застосувань. Показано, що цим досягненням сприяють прогрес вакуумної НВЧ-електроніки і, особливо, релятивістської НВЧ-електроніки, а також успіхи високовольтної імпульсної техніки.

Подано результати аналізу технологічної бази потужної релятивістської НВЧ-електроніки, яка є основою сучасної НВЧ-енергетики – нової перспективної галузі застосування електромагнітної енергії. Описано види та механізми електромагнітних випромінювань, що становлять основу роботи релятивістських НВЧ-генераторів: від класичних їх аналогів (ЛЗХ, ЛБХ, магнетрона, клістрона тощо) до мазерів на циклотронному резонансі (гіротрона) і їх секціонованих конструкцій (гіроЛБХ, гіроклістрона тощо), а також приладів з віртуальним катодом (віркатора, різні конструкції НВЧ-триода і т.п.) і лазерів на вільних електронах.

Обговорюються шляхи альтернативного розвитку радіоелектронних систем для генерації потужних імпульсів НВЧ-випромінювання, що відрізняються простотою технічного рішення і конструкції, а також зручністю експлуатації. Як такі джерела розглядаються генератори імпульсної напруги (генератор Маркса) і генераторні НВЧ-модулі, що містять нерелятивістський НВЧ-генератор (магнетрон) і резонансний НВЧ-компресор.

Наведено порівняльні енергетичні, частотні та часові характеристики і параметри електромагнітного випромінювання, отриманого за допомогою різних підходів. Описано перспективні сфери застосування технологічних установок для НВЧ-нагріву і обробки різних матеріалів і середовищ з метою надання їм нових властивостей.

Розглянуто пріоритетні напрямки розвитку оборонних технологій на основі використання принципово нових технічних рішень, в тому числі на нових фізичних принципах. Показано, що в умовах радіоелектронного й інформаційного протидії актуальним є проектування радіотехнічних засобів і пристроїв для функціонального ураження напівпровідникової елементної бази та радіотехнічних систем на її основі, а також радіолокаційного розпізнавання цілей з малою ефективною площею розсіювання і збільшення дальності їх виявлення на тлі пасивних завад. За певних умов, наведені результати можна розглядати, як спробу узагальнити накопичений досвід і показати шляху подальшого розвитку потужної НВЧ-електроніки в різних додатках НВЧ-технологій, особливо, в сфері оборони в ході створення перспективних зразків військової техніки з урахуванням збереження і забезпечення її працездатності.

*Ключові слова:* НВЧ-енергетика, НВЧ-електроніка, електромагнітне випромінювання, генератор імпульсної напруги, релятивістський НВЧ-прилад, резонансний НВЧ-компресор, електромагнітна зброя.

Табл.: 03. Іл.: 19. Бібліогр.: 337 найм.

UDC 537.533.2; 621.385.69

**High-power microwave electronics: current status, prospects of development and application features** /

G.I. Churyumov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 270 – 300.

In this review the central ideas, methods and achievements of high-power microwave electronics for solving a wide variety of fundamental problems associated with generation of electromagnetic energy and efficiency of its transformation to other kinds of energy in the interests of different branches of science and engineering, industry, agriculture, medicine and biology as well as up-to-date military and technical applications are described. It is shown that the said achievements have been facilitated by a progress which was achieved by vacuum microwave electronics and relativistic microwave electronics, in particular, as well as a progress toward a high-voltage impulse technology.

The results of technological base analysis of relativistic high-power microwave electronics which is a building block of up-to-date microwave power engineering as a new perspective field of electromagnetic energy application are presented. The kinds and mechanisms of electromagnetic radiation which is a basis of work of different relativistic microwave generators from their classical analogs (magnetron, klystron and so on) to cyclotron-resonance masers (gyrotrons) and their sectioned designs (gyroTWT, gyroklystron, and so on) as well as virtual

cathode tubes (vircator, different designs of microwave triodes etc.) and free electron lasers are described.

Some ways of alternative development of radio electronic devices differing by a simplicity of engineering solution and design as well as serviceability are discussed. High-voltage generators (Marx's generators) and microwave modules including a non-relativistic microwave generator (magnetron) and resonant microwave compressor are considered as illustrations of such sources.

The energy, frequency and time characteristics and parameters of electromagnetic radiation are presented. The promising fields for application of technological plants for microwave heating and treatment of different materials and media with the aim of improving their properties are described.

The priority directions for developing the defense technologies that are based on the use of innovative engineering solutions including those on novel physical principles are considered. It is shown that in conditions of strong electronic and information opposition, the development of radio-technical facilities and devices for disrupting or even destroying electronic hardware components becomes a very important and topical problem. In specific situations the obtained results can be considered as an attempt to generalize an experience and to show the ways of further development of high-power microwave electronics in a variety of applications of microwave technologies, especially, in the sphere of national defense for creating advanced prototypes of weaponry in view of steps to be made for the maintenance of its operability in conditions of external electromagnetic attack.

*Keywords:* microwave power engineering, high-power microwave electronics, electromagnetic radiation, high-voltage impulse generator, relativistic microwave device, resonant microwave compressor, electromagnetic weapon

Tab.: 03. Fig.: 19. Ref.: 337 items.

## АДАПТИВНЫЕ СИСТЕМЫ ЗАЩИТЫ РЛС ОТ ШУМОВЫХ ПОМЕХ. 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В РЛС С ДВУХМЕРНОЙ ПЛОСКОЙ ФАР

В.П. РЯБУХА

Третья статья цикла статей по адаптивным системам защиты РЛС от маскирующих шумовых помех. Описывается математическая модель системы пространственной обработки сигналов на фоне аддитивной смеси собственного шума излучателей и внешних помех от точечных источников независимых шумовых излучений в РЛС с прямоугольной плоской ФАР, использующая математический аппарат кронекеровских произведений.

*Ключевые слова:* математическая модель, прямоугольная плоская ФАР, шумовые помехи, пространственная обработка, корреляционная матрица, кронекеровское произведение.

### ВВЕДЕНИЕ

Данная статья – третья в цикле статей по теории и технике адаптивной обработки сигналов на фоне шумовых помех (ШП).

В первой статье [1] проанализированы корреляционные автокомпенсаторы помех на основе градиентных алгоритмов адаптации. Их быстродействие сильно зависит от степени сложности помеховой обстановки – числа, расположения и интенсивности источников внешних шумовых помех (разброса собственных чисел пространственной корреляционной матрицы (КМ) ШП), что приводит к большому времени установления переходных процессов, т.е. к необходимости использования большого объема обучающих выборок.

Во второй статье [2] рассмотрены более сложные и быстродействующие квазиньютоновские алгоритмы адаптации на основе оценок максимального правдоподобия пространственных КМ гауссовых шумовых помех общего вида, быстродействие которых не зависит от степени сложности помеховой обстановки. Здесь же рассмотрены их регуляризованные разновидности и обоснована целесообразность их практической реализации на основе адаптивных решетчатых фильтров.

Данная статья посвящена описанию разработанной математической модели системы пространственной обработки сигналов на фоне собственного шума излучателей и внешних помех от точечных источников независимых шумовых излучений в РЛС с прямоугольной (в частности, квадратной) плоской ФАР.

Отличительная особенность модели – существенное использование специфики ФАР, связанной с прямоугольной (квадратной) формой апертуры и эквидистантным расположением идентичных излучателей вдоль главных осей. Эта специфика позволяет представить входные воздействия и их преобразования в

каналах приема, используя хорошо известный математический аппарат кронекеровских произведений [3, 4]. Такое представление резко упрощает решение всех требующихся задач, поскольку позволяет заменить операции с векторами и матрицами большой размерности операциями с их кронекеровскими множителями, размерность которых обычно существенно меньше.

Статья организована следующим образом.

В п. 1 описывается обобщенная структура системы пространственной обработки сигналов, а в п. 2 вводятся аналитические соотношения для параметров, которые положены в основу математической модели.

### 1. ОБОБЩЕННАЯ СТРУКТУРА СИСТЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В РЛС С ПЛОСКОЙ ФАР

А. Обобщенная структура системы пространственной обработки сигналов показана на рис. 1.

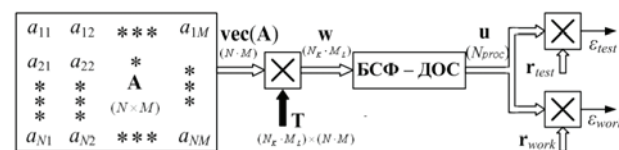


Рис. 1. Упрощенная модель системы пространственной обработки сигналов

Источником сигналов в модели служит прямоугольная  $N \times M$  элементная (при  $N = M$  – квадратная) плоская ФАР из идентичных слабонаправленных элементов, эквидистантно расположенных вдоль соответствующих осей декартовой системы координат. Она описывается исходной матрицей сигналов

$$A = (a_{pq})_{p=1, q=1}^{N, M} = [a_1 a_2 \dots a_M], \quad \dim A = N \times M \quad (1a)$$

индексы элементов, которой указывают положение (нумерацию) соответствующих излучателей в строках и столбцах ФАР, а сами элементы – комплексные

амплитуды **сигналов** в соответствующих излучателях, порожденные аддитивной смесью их собственных шумов, мешающих излучений внешних источников и, возможно, отраженным сигналом ожидаемой цели,

$$\mathbf{a}_i = (a_{pi})_{p=1}^N, \dim \mathbf{a}_i = N, i \in 1, M \quad (16)$$

–  $i$ -й столбец размерности  $\dim \mathbf{a}_i = N$  **матрицы**  $\mathbf{A}$  (1a) сигналов излучателей.

**Б.** Элементы **матрицы** сигналов образуют исходный **вектор** сигналов

$$\mathbf{vec}(\mathbf{A}) = (\alpha_\ell)_{\ell=1}^{N \cdot M} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{a}_M \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\dim \mathbf{vec}(\mathbf{A}) = N \cdot M,$$

полученный показанной "стыковкой" столбцов  $\mathbf{a}_i$  ( $i \in 1, M$ ) матрицы  $\mathbf{A}$  (1a).

**В.** Излучатели ФАР "взвешиваются" и объединяются в  $K \times L$  **модули** из смежных  $K$  элементов **столбцов** и  $L$  элементов **строк** ФАР. Число модулей

$$N \times M / (K \times L) = N_K \cdot M_L, \quad (3)$$

$$N_K = N / K, \quad M_L = M / L.$$

Эти операции преобразуют вектор сигналов **излучателей** (2) в вектор сигналов **модулей**

$$\mathbf{w} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}), \quad \dim \mathbf{w} = N_K \cdot M_L, \quad (4)$$

$$\dim \mathbf{T} = (N_K \cdot M_L) \times (N \cdot M).$$

Структура и свойства матрицы  $\mathbf{T}$  преобразования (4) и, тем самым, вектора  $\mathbf{w}$ , зависят от способа его формирования. В модели сравниваются два способа, схематически показанные на рис. 2.

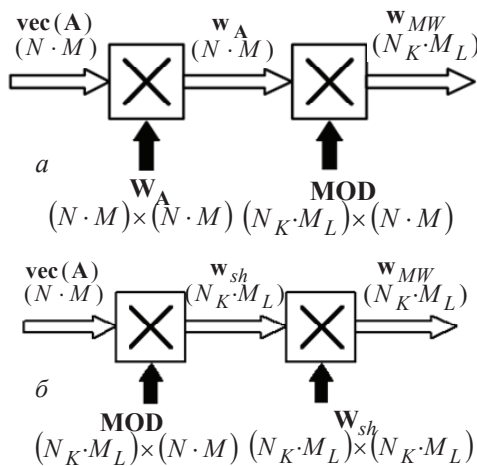


Рис. 2. Способы объединения излучателей в модули

В **первом** из них (рис. 2, а) модули формируются **после** взвешивание сигналов излучателей. В этом случае

$$\mathbf{T} = \mathbf{MOD} \cdot \mathbf{W}_A, \quad \dim \mathbf{W}_A = (N \cdot M) \times (N \cdot M), \quad (5)$$

где  $\mathbf{W}_A$  – диагональная матрица взвешивания исходного вектора (2), преобразующая его во **взвешенный** вектор

$$\mathbf{w}_A = \mathbf{W}_A \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}), \quad \dim \mathbf{w}_A = N \cdot M. \quad (6)$$

Матрицей формирования модулей **MOD** он преобразуется далее в **вектор модулей взвешенных** сигналов

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}_{MW} = \mathbf{MOD} \cdot \mathbf{w}_A, \quad \dim \mathbf{w}_{MW} = N_K \cdot M_L, \quad (7)$$

$$\dim \mathbf{MOD} = (N_K \cdot M_L) \times (N \cdot M).$$

При **втором** способе (рис. 2, б) взвешиваются сигналы **предварительно сформированных** модулей. В этом случае

$$\mathbf{T} = \mathbf{W}_{sh} \cdot \mathbf{MOD},$$

$$\dim \mathbf{W}_{sh} = (N_K \cdot M_L) \times (N_K \cdot M_L), \quad (8)$$

где та же матрица **MOD** вначале преобразует вектор (2) в вектор **модулей**

$$\mathbf{w}_{sh} = \mathbf{MOD} \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}), \quad \dim \mathbf{w}_{sh} = N_K \cdot M_L, \quad (9)$$

который затем преобразуется диагональной "укороченной" (*short*) матрицей взвешивания  $\mathbf{W}_{sh}$  во **взвешенный вектор модулей** сигналов

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}_{WM} = \mathbf{W}_{sh} \cdot \mathbf{w}_{sh}, \quad \dim \mathbf{w}_{WM} = N_K \cdot M_L, \quad (10)$$

$$\dim \mathbf{W}_{sh} = (N_K \cdot M_L) \times (N_K \cdot M_L).$$

Структуры и свойства приведенных матриц конкретизируются ниже.

**Г.** В модели рис. 1 полагается, что полосы пропускания трактов взвешивания и формирования модулей существенно превышают ширину спектра полезного сигнала. Они согласовываются в блоке согласованной фильтрации и диаграммообразования (**БСФ-ДОС**), подключенном к выходам  $N_K \cdot M_L$  модулей (рис. 1). Модель предусматривает возможность анализа двух структур этого блока, показанных на рис. 3.

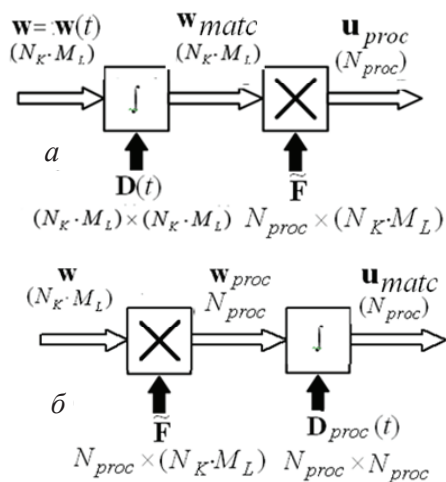


Рис. 3. Структуры блока БСФ-ДОС

В **первой** из них (рис. 3, а) согласующие (*matched*) фильтры с импульсными характеристиками (**ИХ**)  $v_m(t)$  ( $m \in 1, N_K \cdot M_L$ ), показанные символом « $\int$ », включены на выходах каждого из модулей. В них выходной вектор сигналов модулей  $\mathbf{w} = \mathbf{w}(t)$ ,  $\dim \mathbf{w}(t) = N_K \cdot M_L$  преобразуется в вектор

$$\mathbf{w}_{matc}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w}(t - \tau) d\tau, \quad (11)$$

$$\dim \mathbf{w}_{matc}(t) = N_K \cdot M_L,$$

где  $\mathbf{D}(t) = \text{diag}(\mathbf{v}_m(t))_{m=1}^{N_K \cdot M_L}$  – диагональная матрица импульсных характеристик (**ИХ**) согласующих фильтров, а под интегралом от вектора понимается, как обычно, вектор интегралов от его элементов. В реальных условиях **неидентичных ИХ** диагональные элементы этой матрицы различны и одинаковы только при их равенстве  $v_m(t) = v_0(t)$ ,  $m \in 1, N_K \cdot M_L$ .

**Д.** Вектор выходных сигналов (11) согласующих фильтров в диаграммообразующей схеме (**ДОС**) рис. 3, *а* преобразуется в  $N_{main}$  **обрабатываемых** (*processing*) векторов

$$\mathbf{u}_{proc_i} = \tilde{\mathbf{F}}_i \cdot \mathbf{w}_{matc}(t_0) = \begin{bmatrix} u_{main_i} \\ \mathbf{u}_{comp} \end{bmatrix},$$

$$u_{main_i} = \mathbf{f}_i^* \cdot \mathbf{w}_{matc}(t_0), \quad i \in 1, N_{main},$$

$$\mathbf{u}_{comp} = \mathbf{F}_{comp} \cdot \mathbf{w}_{matc}(t_0), \quad (12)$$

$$\dim \mathbf{u}_{proc_i} = N_{proc} = 1 + N_{comp}, \quad \dim \mathbf{u}_{comp} = N_{comp},$$

состоящих из сигнала  $u_{main_i}$   $i$ -го ( $i \in 1, N_{main}$ ) основного (защищаемого) канала и  $N_{comp}$  – мерного вектора  $\mathbf{u}_{comp}$  сигналов вспомогательных (компенсационных) каналов приема. В модели основными являются сигналы **суммарного** и двух **разностных** в ортогональных плоскостях каналов ( $N_{main} = 3$ ), число **компенсационных** каналов в принципе может быть любым в диапазоне  $N_{comp} \in 1, N_K \cdot M_L$ . Матрицы импульсных характеристик **ДОС** имеют вид

$$\tilde{\mathbf{F}}_i = \begin{bmatrix} \mathbf{f}_i^* \\ \mathbf{F}_{comp} \end{bmatrix}, \quad \dim \mathbf{f}_i^* = N_K \cdot M_L, \quad \dim \mathbf{F}_{comp} = N_{comp} \times (N_K \cdot M_L), \quad (13)$$

$$i \in 1, N_{main},$$

где  $\mathbf{f}_i^*$  – **ИХ** (вектор-строка) формирователя  $i$ -го ( $i \in 1, N_{main}$ ) основного канала,  $\mathbf{F}_{comp}$  – матрица преобразования выходных сигналов согласующих фильтров в сигналы компенсационных каналов. Ее  $n$ -я строка определяет структуру  $n$ -го ( $n \in 1, N_{comp}$ ) компенсационного канала. В ней содержатся все нули и одна единица в  $m$ -й позиции, если канал состоит из одного  $m$ -го модуля, и  $\ell > 1$  единиц (положительных и отрицательных), если в этом канале объединяются  $\ell > 1$  модулей.

Во **втором** варианте блока **БСФ-ДОС** (рис. 3, *б*) порядок преобразований обратный. Здесь вначале вектор выходных сигналов модулей (4), (7),

(10) той же матрицей **ДОС** (13) преобразуется в "не-согласованный" **обрабатываемый** вектор

$$\mathbf{w}_{proc_i} = \tilde{\mathbf{F}}_i \cdot \mathbf{w} = \begin{bmatrix} w_{main_i} \\ \mathbf{w}_{comp} \end{bmatrix}, \quad w_{main_i} = \mathbf{f}_i^* \cdot \mathbf{w}, \quad \mathbf{w}_{comp} = \mathbf{F}_{comp} \cdot \mathbf{w}, \quad (14)$$

$$i \in 1, N_{main},$$

$\dim \mathbf{w}_{proc_i} = N_{proc} = 1 + N_{comp}$ ,  $\dim \mathbf{w}_{comp} = N_{comp}$ , который подобной (11) диагональной матрицей  $\mathbf{D}(t) = \text{diag}(\mathbf{v}_m(t))_{m=1}^{N_{proc}}$  соответствующего размера преобразуется в "согласованные" **обрабатываемые** векторы

$$\mathbf{u}_{matc_i}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{D}_{proc}(\tau) \mathbf{w}_{proc_i}(t - \tau) d\tau,$$

$$\dim \mathbf{u}_{matc_i}(t) = N_{proc} = 1 + N_{comp}, \quad i \in 1, N_{main}, \quad (15)$$

$$\dim \mathbf{D}_{proc}(\tau) = N_{proc} \times N_{proc}.$$

**Е.** Все описанные преобразования исходного вектора (2) линейны и реализуются фильтрами (матрицами) с постоянными во времени параметрами. Поэтому в системе рис. 1 выполняется принцип суперпозиции, в силу которого входными для последующей **весовой** обработки являются **итоговые** векторы сигналов

$$\mathbf{u}_i = \begin{bmatrix} u_1^{(i)} \\ \mathbf{u}_{comp} \end{bmatrix} = \begin{cases} \mathbf{u}_{proc_i}, & \text{рис. 3, а,} \\ \mathbf{u}_{matc_i}, & \text{рис. 3, б,} \end{cases} \quad (16)$$

$$\dim \mathbf{u}_i = N_{proc} = 1 + N_{comp},$$

$$\dim \mathbf{u}_{comp} = N_{comp}, \quad i \in 1, N_{main},$$

представляющие собой сумму векторов

$$\begin{bmatrix} u_1^{(i)} \\ \mathbf{u}_{comp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_1^{(i)} \\ \mathbf{n}_{comp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} y_1^{(i)} \\ \mathbf{y}_{comp} \end{bmatrix} + \gamma \cdot \begin{bmatrix} s_1^{(i)} \\ \mathbf{s}_{comp} \end{bmatrix},$$

$$i \in 1, N_{main}, \quad (17)$$

$$\dim \mathbf{n}_{comp} = \dim \mathbf{y}_{comp} = \dim \mathbf{s}_{comp} = N_{comp},$$

**собственного** шума излучателей  $\mathbf{n}_i = \begin{bmatrix} n_1^{(i)} \\ \mathbf{n}_{comp} \end{bmatrix}$ , мешающих излучений внешних источников

$\mathbf{y}_i = \begin{bmatrix} y_1^{(i)} \\ \mathbf{y}_{comp} \end{bmatrix}$  и (при  $\gamma = 1$ ) полезного сигнала

$\mathbf{s}_i = \begin{bmatrix} s_1^{(i)} \\ \mathbf{s}_{comp} \end{bmatrix}$ . Эти векторы полагаются взаимно неза-

висимыми комплексными нормальными векторами с нулевыми средними значениями. Их статистические свойства полностью определяются соответствующими корреляционными матрицами (**КМ**)

$$\Phi_{\mathbf{n}_i} = \overline{\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_i^*} = \begin{bmatrix} \Phi_{n11}^{(i)} & \Phi_{\mathbf{n}_i}^* \\ \Phi_{\mathbf{n}_i} & \Phi_{\mathbf{n}_{comp}} \end{bmatrix}, \quad (18a)$$

$$\Phi_{\mathbf{y}_i} = \overline{\mathbf{y}_i \cdot \mathbf{y}_i^*} = \begin{bmatrix} \Phi_{y11}^{(i)} & \Phi_{\mathbf{y}_i}^* \\ \Phi_{\mathbf{y}_i} & \Phi_{\mathbf{y}_{comp}} \end{bmatrix}, \quad (18б)$$

$$\Phi_{s_i} = \overline{s_i \cdot s_i^*} = \begin{bmatrix} \Phi_{s_{11}}^{(i)} & \Phi_{s_i}^* \\ \Phi_{s_i} & \Phi_{s_{comp}} \end{bmatrix}, \quad (18B)$$

$$\dim \Phi_{n_i} = \dim \Phi_{y_i} = \dim \Phi_{s_i} = N_{comp}, \quad i \in 1, N_{main},$$

$$\dim \Phi_{n_i} = \dim \Phi_{y_i} = \dim \Phi_{s_i} = N_{proc} \times N_{proc}.$$

Здесь и далее черта сверху и звездочка (\*) – символы **статистического** усреднения и **эрмитового** сопряжения (транспонирования и комплексного сопряжения) соответственно:

$$\Phi_{n_{11}}^{(i)} = \overline{|n_1^{(i)}|^2}, \quad \Phi_{y_{11}}^{(i)} = \overline{|y_1^{(i)}|^2}, \quad \Phi_{s_{11}}^{(i)} = \overline{|s_1^{(i)}|^2}, \quad (19)$$

$$i \in 1, N_{main}$$

– первые диагональные элементы **КМ**  $\Phi_{n_i}$ ,  $\Phi_{y_i}$  и  $\Phi_{s_i}$ , имеющие смысл дисперсии (**мощности**) собственного шума, внешней помехи и полезного сигнала соответственно в  $i$ -м основном канале приема,

$$\Phi_{n_i} = \overline{\mathbf{n}_{comp} \cdot n_1^{(i)*}}, \quad \Phi_{y_i} = \overline{\mathbf{y}_{comp} \cdot y_1^{(i)*}}, \quad (20)$$

$$\Phi_{s_i} = \overline{\mathbf{s}_{comp} \cdot s_1^{(i)*}}$$

– вектор-столбцы корреляционных моментов соответствующих процессов  $i$ -го основного и  $N_{comp}$  компенсационных каналов,

$$\Phi_{n_{comp}} = \overline{\mathbf{n}_{comp} \cdot \mathbf{n}_{comp}^*}, \quad \Phi_{y_{comp}} = \overline{\mathbf{y}_{comp} \cdot \mathbf{y}_{comp}^*},$$

$$\Phi_{s_{comp}} = \overline{\mathbf{s}_{comp} \cdot \mathbf{s}_{comp}^*}, \quad (21)$$

$$\dim \Phi_{n_{comp}} = \dim \Phi_{y_{comp}} = \dim \Phi_{s_{comp}} = N_{comp} \times N_{comp}$$

– **КМ** соответствующих процессов в компенсационных каналах, одинаковые при любых  $i \in 1, N_{main}$ .

**Ж.** При последующей обработке в фильтрах с **ИХ** (**векторами весов**)

$$\mathbf{r}_{test} = \begin{bmatrix} r_{1test} \\ \mathbf{r}_{testcomp} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_{work} = \begin{bmatrix} r_{1work} \\ \mathbf{r}_{workcomp} \end{bmatrix}, \quad (22)$$

$$\dim \mathbf{r}_{test} = \dim \mathbf{r}_{work} = N_{proc} = 1 + N_{comp},$$

$$\dim \mathbf{r}_{testcomp} = \dim \mathbf{r}_{workcomp} = N_{comp}$$

формируются весовые суммы (скалярные произведения)

$$\varepsilon_{test_i} = \mathbf{r}_{test}^* \cdot \mathbf{u}_i, \quad \varepsilon_{work_i} = \mathbf{r}_{work}^* \cdot \mathbf{u}_i, \quad i \in 1, N_{main} \quad (23)$$

элементов вектора сигналов (17), (18) с элементами вектора весов.

Фильтр с "рабочим" (*work*) вектором весов  $\mathbf{r}_{work}$  сравнивается с фильтром с "тестовым" вектором весов  $\mathbf{r}_{test}$ . Основным **показателем качества** обработки служит относительный уровень отношения сигнал/(помеха + шум) (**ОСПШ**)

$$k_{\mu_i} = \frac{\mu_i(\mathbf{r}_{work})}{\mu_i(\mathbf{r}_{test})}, \quad (24a)$$

где

$$\mu_i(\mathbf{r}) = \frac{\sigma_{s_i}^2(\mathbf{r})}{\sigma_{int_i}^2(\mathbf{r})} = \frac{|\mathbf{r}^* \cdot \mathbf{s}_i|^2}{|\mathbf{r}^* \cdot \mathbf{u}_{int_i}|^2} = \frac{\mathbf{r}^* \cdot \Phi_{s_i} \cdot \mathbf{r}}{\mathbf{r}^* \cdot \Phi_{int_i} \cdot \mathbf{r}}, \quad (24b)$$

$$\mathbf{u}_{int_i} = \mathbf{n}_i + \mathbf{y}_i,$$

$$\Phi_{int_i} = \Phi_{n_i} + \Phi_{y_i},$$

$$i \in 1, N_{main}.$$

Здесь  $\mu_i(\mathbf{r})$ ,  $\sigma_{s_i}^2(\mathbf{r})$  и  $\sigma_{int_i}^2(\mathbf{r})$  – **ОСПШ**, мощность сигнала  $\mathbf{s}_i$  и **совокупной** помехи  $\mathbf{u}_{int_i} = \mathbf{n}_i + \mathbf{y}_i$  на **выходе** фильтра с **ИХ**  $\mathbf{r}$ .

Выбор такого критерия обусловлен тем, что в рассматриваемой ситуации **гауссовых** входных воздействий энергетическое **ОСПШ** полностью определяет и статистические характеристики обнаружения сигнала [5].

Значение  $k_{\mu_i}$  (часто именуемое коэффициентом подпомеховой видимости (**КПВ**)) можно представить в виде произведения

$$k_{\mu_i} = k_{s_i} \cdot k_{int_i}, \quad i \in 1, N_{main} \quad (25)$$

коэффициента **прохождения** полезного сигнала

$$k_{s_i} = \frac{\sigma_{s_i}^2(\mathbf{r}_{work})}{\sigma_{s_i}^2(\mathbf{r}_{test})} = \frac{|\mathbf{r}_{work}^* \cdot \mathbf{s}_i|^2}{|\mathbf{r}_{test}^* \cdot \mathbf{s}_i|^2} = \frac{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{s_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}{\mathbf{r}_{test}^* \cdot \Phi_{s_i} \cdot \mathbf{r}_{test}} \quad (26)$$

на коэффициент **подавления** совокупной помехи

$$k_{int_i} = \frac{\sigma_{int_i}^2(\mathbf{r}_{test})}{\sigma_{int_i}^2(\mathbf{r}_{work})} = \frac{|\mathbf{r}_{test}^* \cdot \mathbf{u}_{int_i}|^2}{|\mathbf{r}_{work}^* \cdot \mathbf{u}_{int_i}|^2} =$$

$$= \frac{\mathbf{r}_{test}^* \cdot \Phi_{int_i} \cdot \mathbf{r}_{test}}{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{int_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}. \quad (27)$$

В ряде случаев анализируется также коэффициент **прохождения** шума

$$k_{n_i} = \frac{\sigma_{n_i}^2(\mathbf{r}_{work})}{\sigma_{n_i}^2(\mathbf{r}_{test})} = \frac{|\mathbf{r}_{work}^* \cdot \mathbf{u}_{n_i}|^2}{|\mathbf{r}_{test}^* \cdot \mathbf{u}_{n_i}|^2} =$$

$$= \frac{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{n_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}{\mathbf{r}_{test}^* \cdot \Phi_{n_i} \cdot \mathbf{r}_{test}}. \quad (28)$$

Обратим внимание, что замена весовых векторов  $\mathbf{r}_{test}$  и  $\mathbf{r}_{work}$  на коллинеарные им векторы  $c_{test} \cdot \mathbf{r}_{test}$  и  $c_{work} \cdot \mathbf{r}_{work}$  не меняет основной критерий (24), но меняет частные критерии (26) – (28). Поэтому сравнивать "тестовую" и "рабочую" системы по этим критериям можно только при указании дополнительной информации об использованных коэффициентах пропорциональности  $c_{test} \neq 0$  и  $c_{work} \neq 0$ , выбор которых можно подчинить тем или иным требованиям. Так, их можно выбирать из условия равенства

$$c_{test}^2 \cdot \mathbf{r}_{test}^* \cdot \mathbf{r}_{test} = c_{work}^2 \cdot \mathbf{r}_{work}^* \cdot \mathbf{r}_{work} \quad (29)$$

норм (квадратов длин) весовых векторов сравниваемых систем обработки. В случае выделенных основных (первых) каналов приема для коэффициента пропорциональности  $c_{work}$  более естественно условие

$$c_{work} = \frac{c_{test} \cdot r_{test}}{r_{work}}, \quad (30)$$

"выравнивающее" первые компоненты тестового и рабочего весовых векторов, с которыми в весовые суммы (23) входят сигналы основного канала.

3. В большинстве случаев используется тестовый вектор вида

$$\mathbf{r}_{test} = \mathbf{e}_1^{(N_{proc})} = \begin{bmatrix} 1 \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad c_{test} \cdot r_{test} = 1, \quad (31)$$

$$\dim \mathbf{r}_{test} = N_{proc} = 1 + N_{comp},$$

$$\dim \mathbf{0} = N_{comp},$$

где  $\mathbf{e}_\ell^{(T)}$  –  $\ell$ -й ( $\ell \in 1, T$ ) столбец единичной  $T \times T$  матрицы  $\mathbf{I}_T$  ( $T$  – мерный вектор с единственным ненулевым элементом, равным 1, в  $\ell$ -й позиции).

В этом случае

$$\mu_i(\mathbf{r}_{test}) = \frac{\varphi_{s11}^{(i)}}{\varphi_{int_{i11}}^{(i)}},$$

$$k_{\mu_i} = \mu_i(\mathbf{r}_{work}) \cdot \frac{\varphi_{int_{i11}}^{(i)}}{\varphi_{s11}^{(i)}} = k_{s_i} \cdot k_{int_i}, \quad (32)$$

$$\varphi_{int_{i11}}^{(i)} = \varphi_{n11}^{(i)} + \varphi_{y11}^{(i)},$$

$$i \in 1, N_{main},$$

а для коэффициентов **прохождения полезного сигнала** и **подавления совокупной помехи** при выполнении условия (30) справедливы равенства

$$k_{s_i} = \frac{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{s_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}{|\mathbf{r}_{work}|^2 \cdot \varphi_{s11}^{(i)}},$$

$$k_{int_i} = \frac{|\mathbf{r}_{work}|^2 \cdot \varphi_{int_{i11}}^{(i)}}{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{int_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}, \quad (33)$$

$$\Phi_{int_i} = \Phi_{n_i} + \Phi_{y_i},$$

$$i \in 1, N_{main}.$$

Коэффициент **прохождения собственного шума** в этом случае равен

$$k_{n_i} = \frac{\mathbf{r}_{work}^* \cdot \Phi_{n_i} \cdot \mathbf{r}_{work}}{|\mathbf{r}_{work}|^2 \cdot \varphi_{n11}^{(i)}}, \quad i \in 1, N_{main}. \quad (34)$$

В роли "рабочего" рассматриваются различные векторы  $\mathbf{r}_{work}$ . В типичных условиях априорной неизвестности КМ основное практическое значение имеют "адаптивные" весовые векторы  $\hat{\mathbf{r}}_{work}(K)$ .

## 2. ТРАНСФОРМАЦИЯ СИГНАЛОВ И ИХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ПРИЕМНЫХ ТРАКТАХ РЛС С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛОСКОЙ ФАР

Показатели качества весовой обработки **гауссовых** сигналов на фоне **гауссовых** помех при заданных

(выбранных) весовых векторах определяются корреляционными матрицами (18) входных воздействий. Эти КМ зависят от целого ряда факторов, обусловленных спецификой ФАР и анализируемой системы обработки (рис. 1). В процессе предусматриваемых в ней преобразований КМ исходного вектора  $\text{vec}(\mathbf{A})$  (2), зависящая от сигнально-помеховой обстановки (числа, расположения и интенсивности излучений внешних источников, направления поиска и уровня отраженного сигнала цели), числа, расположения и характеристик излучателей ФАР, последовательно трансформируется в блоках взвешивания и формирования модулей (рис. 2) и блоках согласованной фильтрации и диаграммообразования (рис. 3). Изменения их структур и (или) параметров изменяют итоговую КМ (18) и, тем самым, эффективность системы пространственной обработки в целом. Уровень порождаемых ими потерь определяет их допустимость, поэтому оценка этих потерь играет определяющую роль для обоснованного выбора структуры и параметров системы обработки.

В случае "большой" двумерной плоской ФАР (с большим числом излучателей) решить эту задачу стандартными методами достаточно сложно. Она существенно упрощается при учете специфики ФАР, связанной с эквидистантным расположением излучателей вдоль главных осей и строчно-столбцовым управлением амплитудно-фазовым распределением (АФР) в ней.

Ниже определяются характер и степень трансформации шумовой, помеховой и сигнальной составляющих исходной КМ входных воздействий в процессе преобразований в блоках взвешивания и формирования модулей (рис. 2) и блоках согласованной фильтрации и диаграммообразования (рис. 3) с различными структурой и параметрами.

### 2.1 Исходные сигналы и КМ шумов, излучений внешних источников и отражений от точечной цели

А. Начнем с **собственных шумов** (*noise*) излучателей ФАР, для которых элементы исходной **матрицы** сигналов (1а) могут полагаться случайными гауссовыми (нормальными) взаимно независимыми комплексными величинами с нулевыми средними и с одинаковыми (принятыми за **единицу**) дисперсиями:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_n(t) = (\xi_{pq}(t))_{p=1, q=1}^{N, M} = [\xi_1(t) \quad \xi_2(t) \quad \dots \quad \xi_M(t)],$$

$$\xi_{pq}(t) \sim CN(0, 1),$$

$$\xi_{pq}(t) \cdot \xi^*(s)_{\nu\mu} = \delta(p - \nu) \cdot \delta(q - \mu) \cdot \delta(t - s),$$

$$\delta(x) = \begin{cases} 1, & x = 0, \\ 0, & x \neq 0. \end{cases} \quad (35)$$

$$\text{vec}(\mathbf{A}) = (\alpha_\ell)_{\ell=1}^{N \cdot M} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_M \end{bmatrix},$$

$$\dim \text{vec}(\mathbf{A}) = N \cdot M.$$

Исходный вектор шумов излучателей (2) в этом случае равен

$$\mathbf{vec}(\mathbf{A}_n(t)) = \left( a_\ell^{(n)}(t) \right)_{\ell=1}^{N \cdot M} = \begin{bmatrix} \xi_1(t) \\ \xi_2(t) \\ \vdots \\ \xi_M(t) \end{bmatrix}, \quad (36)$$

$$\dim \mathbf{vec}(\mathbf{A}_n(t)) = N \cdot M,$$

а его (пространственно-временная) КМ

$$\Phi_n(t, s) = \overline{\mathbf{vec}(\mathbf{A}_n(t)) \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}_n(s))^*} = \Phi_n \cdot \delta(t-s)$$

$$\Phi_n = 1_{N \cdot M}, \quad \dim \Phi_n = (N \cdot M) \times (N \cdot M), \quad (37)$$

где  $\mathbf{I}_T$  – единичная  $T \times T$  матрица, описывающая пространственную составляющую  $\Phi_{\mathbf{A}_n}$  общей КМ шумов излучателей в произвольный момент времени.

Формула (37) отражает равенство дисперсий (мощности) и полную (пространственно-временную) некоррелированность собственных шумов различных излучателей ФАР.

**Б.** Определим теперь исходную матрицу (1а)

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_y(\ell, t) = \left( y_{pq}(\ell, t) \right)_{p=1, q=1}^{N \cdot M} =$$

$$= \left[ \mathbf{y}_1(\ell, t) \quad \mathbf{y}_2(\ell, t) \quad \dots \quad \mathbf{y}_M(\ell, t) \right], \quad \ell \in 1, N_{\text{int}}, \quad (38a)$$

шумовых излучений от  $\ell$ -го точечного источника, действующего с направления  $\theta_\ell(t) = (\beta_\ell(t), \varepsilon_\ell(t))$ , где  $\beta_\ell(t)$  и  $\varepsilon_\ell(t)$  ( $\ell \in 1, N_{\text{int}}$ ) – его азимут и угол места.

Элементами матрицы (38а) в этом случае выступают комбинации

$$y_{pq}(\ell, t) = \left| y_{pq}(\ell, t) \right| \cdot \exp \left\{ j \cdot \varphi_{y_{pq}}(\ell, t) \right\}, \quad (38б)$$

$$\varphi_{y_{pq}}(\ell, t) = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta_{pq}(\theta_\ell, t)$$

амплитуды  $\left| y_{pq}(\ell, t) \right|$  и фазы  $\varphi_{y_{pq}}(\ell, t)$  поля  $\ell$ -го источника в точке расположения "pq - излучателя" ФАР.

Для одинаковых излучателей для любых  $p \in 1, N$  и  $q \in 1, M$  амплитуда

$$\left| y_{pq}(\ell, t) \right| = \left( \sqrt{\cos \varepsilon_\ell(t) \cdot \cos \beta_\ell(t)} \right) \cdot \left( \sqrt{h_\ell(t)} \cdot \xi_\ell \right) \quad (39a)$$

$$\xi_\ell \sim N(0, 1),$$

где первый множитель в скобках равен значению нормированной диаграммы направленности (ДН) излучателя в направлении  $\theta_\ell(t) = (\beta_\ell(t), \varepsilon_\ell(t))$  на  $\ell$ -й источник [6], а второй – случайной комплексной амплитуде его излучения с относительной (по отношению к мощности шума излучателей) мощностью  $h_\ell$ . Равенство амплитуды (39) во всех излучателях (при

всех  $p \in 1, N$  и  $q \in 1, M$ ) обусловлено "узкополосностью" рассматриваемой ФАР.

Фаза  $\varphi_{y_{pq}}(\ell, t)$  излучения на несущей с длиной волны  $\lambda$  в произвольный момент времени  $t$  определяется разностью хода  $\Delta = r_T - r$  плоской волны от источника до фазового центра ФАР и от источника до "pq - излучателя".

Можно показать, что эта разность хода равна

$$\Delta_{pq}(\theta_\ell, t) = y_p \cdot \sin \varepsilon_\ell(t) + x_q \cdot \cos \varepsilon_\ell(t) \cdot \sin \beta_\ell(t), \quad (39б)$$

где  $y_p = \left( \frac{N+1}{2} - p \right) \cdot d$ ,  $x_q = \left( \frac{M+1}{2} - q \right) \cdot d$  – расстояния "pq - излучателя" от горизонтальной и вертикальной осей, проходящих через центр ФАР,  $d$  – расстояние между смежными излучателями по этим осям.

Подставляя последние равенства в (38б) и учитывая (39), получим

$$y_{pq}(\ell, t) =$$

$$= am(\ell, t) \cdot \exp \left\{ j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t)) \cdot p \right\} \cdot \exp \left\{ j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t), \beta_\ell(t)) \cdot q \right\},$$

$$am(\ell, t) = \left| y_{pq}(\ell, t) \right| \cdot e1(\ell, t) \cdot e2(\ell, t), \quad (40)$$

$$e1(\ell, t) = \exp \left\{ -j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t)) \cdot \frac{N+1}{2} \right\},$$

$$e2(\ell, t) = \exp \left\{ -j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t), \beta_\ell(t)) \cdot \frac{M+1}{2} \right\},$$

что в сочетании с (39) позволяет записать исходную матрицу (38а) в виде

$$\mathbf{A}_y(\ell, t) = \left[ \mathbf{y}_1(\ell, t) \quad \mathbf{y}_2(\ell, t) \quad \dots \quad \mathbf{y}_M(\ell, t) \right] =$$

$$= am(\ell, t) \cdot \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) \cdot \mathbf{g}_M^*(\theta_\ell(t)),$$

$$\mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) = \left( \mathbf{g}_p^{(N)}(t) \right)_{p=1}^N = \left( e^{j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t)) \cdot p} \right)_{p=1}^N, \quad (41)$$

$$\mathbf{g}_M(\theta_\ell(t)) = \left( \mathbf{g}_q^{(M)}(t) \right)_{q=1}^M = \left( e^{-j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell(t), \beta_\ell(t)) \cdot q} \right)_{q=1}^M,$$

$$\dim \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) = N, \quad \dim \mathbf{g}_M(\theta_\ell(t)) = M,$$

$$\gamma(\varepsilon_\ell(t)) = \alpha \cdot \sin \varepsilon_\ell(t),$$

$$\gamma(\varepsilon_\ell(t), \beta_\ell(t)) = \alpha \cdot \cos \varepsilon_\ell(t) \cdot \sin \beta_\ell(t), \quad \alpha = 2 \cdot \pi \cdot d / \lambda.$$

Здесь скалярный множитель

$$am(\ell, t) =$$

$$= \sqrt{\cos \varepsilon_\ell(t) \cdot \cos \beta_\ell(t) \cdot h_\ell(t)} \cdot e1(\ell, t) \cdot e2(\ell, t) \cdot \xi_\ell \quad (42)$$

имеет очевидный смысл случайной комплексной амплитуды излучения  $\ell$ -го источника, одинаковой для всех излучателей узкополосной ФАР, а векторы  $\mathbf{g}_N(\theta_\ell(t))$  и  $\mathbf{g}_M(\theta_\ell(t))$  определяют фазовое распределение поля этого источника по излучателям столбцов и строк ФАР соответственно. Такая факторизация фазового распределения обусловлена спецификой анализируемой ФАР, связанной с эквидистантностью расположения излучателей в ее столбцах и строках.



В условиях (41) исходный вектор (2) допускает представление

$$\mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(\ell, t)) = am(\ell, t) \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^{*(M)}(t) \cdot \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) \\ \mathbf{g}_2^{*(M)}(t) \cdot \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) \\ \vdots \\ \mathbf{g}_M^{*(M)}(t) \cdot \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)) \end{bmatrix}, \quad (43)$$

$$\dim \mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(\ell, t)) = N \cdot M,$$

и, следовательно, может быть экономно записан в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(\ell, t)) &= am(\ell, t) \cdot \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell(t)), \\ \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell(t)) &= \tilde{\mathbf{g}}_M(\theta_\ell(t)) \otimes \mathbf{g}_N(\theta_\ell(t)), \\ \dim \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell(t)) &= N \cdot M, \end{aligned} \quad (44)$$

где  $(\sim)$  и  $\otimes$  – символы комплексного сопряжения и кронекеровского перемножения (произведения) [3, 4] соответственно.

Пространственно-временная КМ этого вектора в силу (39), (40) равна

$$\begin{aligned} \Phi_{\mathbf{A}_y \ell}(t, s) &= \overline{\mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(\ell, t)) \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(\ell, s))^*} = \\ &= \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell(t)) \cdot \overline{am(\ell, t) \cdot am(\ell, s)^*} \cdot \mathbf{g}_{N \cdot M}^*(\theta_\ell(s)) = \\ &= \Phi_{\mathbf{A}_y \ell} \cdot \delta(t - s), \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\mathbf{A}_y \ell} &= \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell) \cdot \mathbf{g}_{N \cdot M}^*(\theta_\ell) \cdot \cos \varepsilon_\ell \cdot \cos \beta_\ell \cdot h_\ell, \\ \dim \Phi_{\mathbf{A}_y \ell} &= (N \cdot M) \times (N \cdot M), \end{aligned}$$

где через  $\Phi_{\mathbf{A}_y \ell}$  обозначена пространственная составляющая общей КМ излучений  $\ell$ -го точечного источника в произвольный момент времени. Подобная (37) временная некоррелированность ( $\delta$  – коррелированность) векторов (43) обусловлена шумовым характером излучения этого источника, а их жесткая пространственная корреляция в различных элементах ФАР – его "точечностью" по угловым координатам. Математическим следствием этого является равенство единице ранга пространственной составляющей  $\Phi_{\mathbf{A}_y \ell}$  общей КМ (45).

**В.** Вектор сигналов совокупности  $N_{\text{int}} > 1$  внешних шумовых источников образован аддитивной смесью их излучений и поэтому в силу (43) равен:

$$\begin{aligned} \mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(t)) &= \sum_{\ell=1}^{N_{\text{int}}} am(\ell, t) \cdot \mathbf{g}_{N \cdot M}(\theta_\ell(t)) = \\ &= \mathbf{G}_{N \cdot M}(t) \cdot \mathbf{am}(t), \\ \mathbf{G}_{N \cdot M}(t) &= \left[ \mathbf{g}_{NM}(\theta_1(t)) \mathbf{g}_{NM}(\theta_2(t)) \dots \mathbf{g}_{NM}(\theta_{N_{\text{int}}}(t)) \right] = \\ &= (\mathbf{g}_{NM}(\theta_\ell(t)))_{\ell=1}^{N_{\text{int}}}, \end{aligned} \quad (46a)$$

где  $N_{\text{int}} > 1$  – мерный вектор-столбец комплексных амплитуд

$$\begin{aligned} \mathbf{am}(t) &= [am(1, t) \ am(2, t) \dots am(N_{\text{int}}, t)] = \\ &= [am(t, \ell)]_{\ell=1}^{N_{\text{int}}}, \end{aligned} \quad (46b)$$

$$\dim \mathbf{G}_{N \cdot M}(t) = (N \cdot M) \times N_{\text{int}}, \quad \dim \mathbf{am}(t) = N_{\text{int}}.$$

Его пространственно-временная КМ

$$\begin{aligned} \Phi_{\mathbf{A}_y}(t, s) &= \overline{\mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(t)) \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}_y(s))^*} = \Phi_{\mathbf{A}_y} \cdot \delta(t - s), \\ \Phi_{\mathbf{A}_y} &= \mathbf{G}_{N \cdot M} \cdot \mathbf{h} \cdot \mathbf{G}_{N \cdot M}^*, \end{aligned} \quad (47a)$$

$$\dim \Phi_{\mathbf{A}_y} = (N \cdot M) \times (N \cdot M), \quad \dim \mathbf{G}_{N \cdot M} = (N \cdot M) \times N_{\text{int}}$$

также допускает представление в виде произведения пространственной  $\Phi_{\mathbf{A}_y}$  и временной  $\delta(t - s)$  составляющих. В первой из них

$$\begin{aligned} \mathbf{h} &= (h_{\ell m})_{\ell, m=1}^{N_{\text{int}}} = \overline{\mathbf{am} \cdot \mathbf{am}^*}, \quad \dim \mathbf{h} = N_{\text{int}} \times N_{\text{int}}, \\ h_{\ell m} &= \sqrt{\cos \varepsilon_\ell \cdot \cos \beta_\ell} \cdot \sqrt{h_\ell} \cdot \xi_\ell \cdot \xi_m^* \cdot \sqrt{h_m} \cdot \sqrt{\cos \varepsilon_m \cdot \cos \beta_m} \end{aligned} \quad (47b)$$

– пространственная взаимная КМ излучений **внешних** источников. В рассматриваемых далее ситуациях шумовые гауссовы излучения различных источников полагаются независимыми (некоррелированными), так что  $\xi_\ell \cdot \xi_m^* = \delta(\ell - m)$ . В этих условиях их взаимная КМ

$$\mathbf{h} = \text{diag}(\cos \varepsilon_\ell \cdot \cos \beta_\ell \cdot h_\ell)_{\ell=1}^{N_{\text{int}}}, \quad \dim \mathbf{h} = N_{\text{int}} \times N_{\text{int}}$$

представляет собой диагональную  $N_{\text{int}} \times N_{\text{int}}$  матрицу **ранга**  $N_{\text{int}}$ , определяющего и **ранг** пространственной КМ  $\Phi_{\mathbf{A}_y}$  (47a) в целом.

**Г.** Перейдем к отраженному сигналу **точечной** цели. Его пространственная структура совпадает с пространственной структурой излучения **точечного** источника, но временная определяется формой  $s(t)$  зондирующего сигнала. В рассматриваемой узкополосной ФАР, в которой можно считать эту форму одинаковой в каждом излучателе, для исходного вектора отраженного сигнала точечной цели с направления  $\theta_s = (\beta_s, \varepsilon_s)$  по аналогии с (43), (44) получим

$$\begin{aligned} \mathbf{vec}(\mathbf{A}_s(t)) &= s(t) \cdot \mathbf{g}_{NM}(\theta_s) \cdot am_s, \\ \mathbf{g}_{NM}(\theta_s) &= \tilde{\mathbf{g}}_M(\theta_s) \otimes \mathbf{g}_N(\theta_s), \\ \Phi_{\mathbf{A}_s}(t, s) &= \overline{\mathbf{vec}(\mathbf{A}_s(t)) \cdot \mathbf{vec}(\mathbf{A}_s(s))^*} = \\ &= \cos \varepsilon_s \cdot \cos \beta_s \cdot h_s \cdot \mathbf{g}_{NM}(\theta_s) \cdot \mathbf{g}_{NM}^*(\theta_s) \cdot \rho_s(t - s), \end{aligned} \quad (48)$$

где  $\rho_s(\tau) = \overline{s(t) \cdot s^*(t - \tau)}$  – корреляционная функция зондирующего сигнала.

При рассматриваемой далее цифровой обработке интервал между отсчетами входных процессов не меньше их временного интервала корреляции. Это позволяет считать, что  $\rho_s(\tau) = s(t) \cdot s^*(t - \tau) \approx \delta(\tau)$ . При таком допущении

$$\Phi_{A_s}(t, s) = \text{vec}(A_s(t)) \cdot \text{vec}(A_s(s))^* = \Phi_{A_s} \cdot \delta(t - s),$$

$$\Phi_{A_s} = \cos \varepsilon_s \cdot \cos \beta_s \cdot h_s \cdot \mathbf{g}_{NM}(\theta_s) \cdot \mathbf{g}_{NM}^*(\theta_s), \quad (49)$$

$$\dim \Phi_{A_s} = (N \cdot M) \times (N \cdot M),$$

где  $\Phi_{A_s}$  – пространственная составляющая ранга 1 КМ сигнала точечной цели.

В практически важном частном случае поиска цели в направлении **нормали** к плоскости ФАР, когда  $\beta_s = \varepsilon_s = 0$ ,  $\gamma(\varepsilon_s) = \gamma(\varepsilon_\ell, \beta_\ell) = 0$ ,  $am_s = \sqrt{h_s} \cdot \xi_s$ ,

$$\mathbf{G}_M(\theta_s) = \mathbf{E}_M, \quad \mathbf{G}_N(\theta_s) = \mathbf{E}_N, \quad (50)$$

$$\mathbf{g}_{NM}(\theta_s) = \mathbf{E}_M \otimes \mathbf{E}_N = \mathbf{E}_{NM},$$

для пространственных составляющих **исходного** вектора сигнала и КМ получим

$$\text{vec}(A_s) = \mathbf{E}_{NM} \cdot \sqrt{h_s} \cdot \xi_s, \quad \Phi_{A_s} = h_s \cdot \mathbf{E}_{NM} \cdot \mathbf{E}_{NM}^*,$$

$$\mathbf{E}_{NM} = \mathbf{E}_M \otimes \mathbf{E}_N, \quad (51)$$

где  $\mathbf{E}_T$  ( $\mathbf{E}_T^*$ ) –  $T$ -мерный столбец (строка) из единиц.

Д. Таким образом, в рассматриваемой модели **шумы** излучателей, **излучения** внешних источников и **отраженные** сигналы точечных целей имеют одинаковую временную структуру, а отличия между ними проявляются в различии **пространственных** составляющих соответствующих общих КМ (37), (44), (47), (49), (51). В то же время в рассматриваемой двухмерной ФАР с эквидистантным расположением идентичных излучателей вдоль главных осей все пространственные КМ допускают представление в виде **кронекеровских** произведений сомножителей существенно меньшего размера, чем КМ в целом. Это позволяет рассчитывать на решение задач в "большой" ФАР (с большим числом излучателей) с использованием известных свойств такого произведения. Учитывая их важность для количественной оценки сравнительных достоинств различных технических решений, приведем эти свойства и примеры, используемые в дальнейшем.

## 2.2 Определение, примеры и свойства кронекеровских произведений

**Кронекеровским** произведением  $n \times m$  матрицы  $\mathbf{A} = (a_{ij})_{i=1, j=1}^{n, m}$  на  $p \times q$  матрицу  $\mathbf{B}$  называется  $(n \cdot p) \times (m \cdot q)$  матрица [3, 4]

$$\mathbf{C} = \mathbf{A} \otimes \mathbf{B} = (a_{ij} \cdot \mathbf{B})_{i=1, j=1}^{n, m}, \quad (52)$$

$$\dim \mathbf{B} = p \times q, \quad \dim \mathbf{C} = (n \cdot p) \times (m \cdot q),$$

полученная умножением **каждого** элемента  $a_{ij}$  ( $i \in 1, n; j \in 1, m$ ) **левого** сомножителя (матрицы  $\mathbf{A}$ ) на **правый** сомножитель (матрицу  $\mathbf{B}$ ) **целиком**. В отличие от обычного матричного произведения, **кронекеровское** определено для сомножителей произвольных размеров.

Приведем примеры, которые нам потребуются в дальнейшем.

1.  $N \times M$  матрица  $\mathbf{C}$  вида

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \mathbf{B} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{B} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & * & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{B} \end{bmatrix} \quad (53a)$$

является кронекеровским произведением

$$\mathbf{C} = \mathbf{I}_n \otimes \mathbf{B} \quad (53б)$$

единичной  $n \times n$  матрицы  $\mathbf{I}_n$  на матрицу  $\mathbf{B}$ ,

$$n = N / p, \quad M = n \cdot q. \quad (53в)$$

2.  $N \times M$  матрица  $\mathbf{C}$  вида

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \mathbf{B} \\ \mathbf{B} \\ \vdots \\ \mathbf{B} \end{bmatrix}, \quad \dim \mathbf{B} = p \times q, \quad (54a)$$

является кронекеровским произведением

$$\mathbf{C} = \mathbf{E}_n \otimes \mathbf{B} \quad (54б)$$

$n$ -мерного вектор-столбца  $\mathbf{E}_n$  из  $n$  единиц на матрицу  $\mathbf{B}$ ,

$$n = N / p, \quad M = q. \quad (54в)$$

3.  $N \times M$  матрица  $\mathbf{C}$  вида

$$\mathbf{C} = [\mathbf{B} \ \mathbf{B} \ \dots \ \mathbf{B}], \quad \dim \mathbf{B} = p \times q, \quad (55a)$$

является кронекеровским произведением

$$\mathbf{C} = \mathbf{E}_n^* \otimes \mathbf{B} \quad (55б)$$

$n$ -мерной строки  $\mathbf{E}_n^*$  из  $n$  единиц на матрицу  $\mathbf{B}$ ,

$$n = M / q, \quad N = p. \quad (55в)$$

Для кронекеровского произведения справедливы равенства [3, 4]

$$\mathbf{A} \otimes \mathbf{B} \otimes \mathbf{C} = (\mathbf{A} \otimes \mathbf{B}) \otimes \mathbf{C} = \mathbf{A} \otimes (\mathbf{B} \otimes \mathbf{C}), \quad (56a)$$

$$(\mathbf{A} + \mathbf{B}) \otimes (\mathbf{C} + \mathbf{D}) = \mathbf{A} \otimes \mathbf{C} + \mathbf{A} \otimes \mathbf{D} + \mathbf{B} \otimes \mathbf{C} + \mathbf{B} \otimes \mathbf{D}, \quad (56б)$$

$$(\mathbf{A} \otimes \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{C} \otimes \mathbf{D}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) \otimes (\mathbf{B} \cdot \mathbf{D}), \quad (56в)$$

$$(\mathbf{A} \otimes \mathbf{B})^* = \mathbf{A}^* \otimes \mathbf{B}^*, \quad (56г)$$

$$(\mathbf{A} \otimes \mathbf{B})^{-1} = \mathbf{A}^{-1} \otimes \mathbf{B}^{-1}.$$

Для задачи пространственно-временной обработки особенно важны последние два свойства. Первое из них (56в), справедливое при выполнимости обычного векторно-матричного умножения (согласованных размеров обычным способом перемножаемых матриц), позволяет представить результат обычного перемножения матриц большой размерности в виде кронекеровского произведения сомножителей меньшей размерности. За счет этого малоразмерные, в том числе скалярные функции "больших" матриц, опреде-

ляющие, в частности, критерии эффективности обработки, удается рассчитать без явного определения их элементов, используя только их кронекеровские сомножители, зачастую существенно меньшей размерности, что неоднократно используется ниже.

Второе свойство (56г) указывает отличия правил транспонирования, эрмитового сопряжения и обращения обычного векторно-матричного произведения от правил аналогичных операций для кронекеровских произведений, где они выполняются над сомножителями без изменения порядка их следования.

Используя эти свойства, определим трансформацию исходных **КМ** в блоках анализируемой системы обработки (рис. 1).

### 2.3 Трансформация исходных сигналов и их **КМ** в блоках взвешивания и формирования модулей

В этих блоках сигналы  $K \times L$  смежных излучателей ФАР взвешиваются и объединяются в  $N_K \cdot M_L = (N \times M) / (K \times L)$  модулей. Эти операции не меняют исходную временную ("шумовую") структуру анализируемых процессов, но трансформируют их пространственную структуру, которая определяется ниже.

**А.** Математический смысл этих операций заключается в переходе от исходного вектора  $\text{vec}(\mathbf{A})$  (2) вида (36), (43), (45), (48), (51) с пространственной **КМ**  $\Phi_{\mathbf{A}} = \text{vec}(\mathbf{A} \cdot \text{vec}(\mathbf{A})^*)$  вида (37), (45), (47), (48), (51) к вектору

$$\mathbf{w} = \mathbf{T} \cdot \text{vec}(\mathbf{A}), \quad \dim \mathbf{w} = N_K \cdot M_L; \quad \dim \mathbf{T} = (N_K \cdot M_L) \times (N \cdot M) \quad (57)$$

с **КМ** (здесь и далее "по умолчанию" понимают **пространственную КМ**)

$$\Phi_{\mathbf{w}} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{w}^* = \mathbf{T} \cdot \text{vec}(\mathbf{A} \cdot \text{vec}(\mathbf{A}_n)^*) \cdot \mathbf{T}^* = \mathbf{T} \cdot \Phi_{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{T}^*, \quad (58)$$

$$\dim \Phi_{\mathbf{w}} = (N_K \cdot M_L) \times (N_K \cdot M_L).$$

Так, квадратной ( $N = M$ ) ФАР размерность в общем случае эрмитовой матрицы  $\Phi_{\mathbf{A}}$  равна  $\dim \Phi_{\mathbf{A}} = M^2 \times M^2$ , а размер матричной импульсной характеристики (**МИХ**)  $\mathbf{T}$  анализируемых блоков при  $K = L$  равен  $\dim \mathbf{T} = M_L^2 \times M_L^2$ . Например, при  $N = M = 100$ ,  $K = L = 4$  вычислять с требуемой точностью и в приемлемое время по явно сформированным сомножителям (58) может быть весьма сложно или даже невозможно.

Для рассматриваемой ФАР можно существенно упростить задачу, используя "кронекеровские" представления сомножителей в (58).

**Б.** Можно показать, что для **МИХ** блока формирования модулей в обеих структурах рис. 2 справедливо представление

$$\mathbf{MOD} = \mathbf{I}_{M_L} \otimes \mathbf{E}_L^* \otimes \mathbf{I}_{N_K} \otimes \mathbf{E}_K^*, \quad (59a)$$

$$\dim \mathbf{MOD} = (N_K \cdot M_L) \times (N \cdot M),$$

которое для **квадратной** ( $N = M$ ) ФАР при  $K = L$  преобразуется к виду

$$\mathbf{MOD} = \mathbf{MDR} \otimes \mathbf{MDR}, \quad (59b)$$

$$\mathbf{MDR} = \mathbf{I}_{M_L} \otimes \mathbf{E}_L^*, \quad \dim \mathbf{MDR} = M_L \times M.$$

При строчно-столбцовом управлении в **квадратной** ФАР, когда вес "pq - излучателя" ФАР равен  $W_{pq} = W_p \cdot W_q$  ( $p, q \in 1, M$ ), **МИХ**  $\mathbf{W}_{\mathbf{A}}$  блока взвешивания в схеме рис. 2, а **диагональна** и равна кронекеровскому произведению

$$\mathbf{W}_{\mathbf{A}} = \text{diag} \left( w_{\ell}^{(\mathbf{A})} \right)_{\ell=1}^{M^2} = \mathbf{WR} \otimes \mathbf{WR}, \quad (60a)$$

$$\dim \mathbf{W}_{\mathbf{A}} = M^2 \times M^2$$

двух одинаковых диагональных матриц взвешивания столбцов (строк)

$$\mathbf{WR} = \text{diag} \left( w_m \right)_{m=1}^M, \quad \dim \mathbf{WR} = M \times M. \quad (60b)$$

В схеме рис. 2, б "укороченная (*short*)" **диагональная МИХ** блока взвешивания сигналов  $M_L^2$  модулей, имеет аналогичную структуру

$$\mathbf{W}_{sh} = \text{diag} \left( w_{\ell}^{(sh)} \right)_{\ell=1}^{M_L^2} = \mathbf{WR}_{sh} \otimes \mathbf{WR}_{sh}, \quad (61a)$$

$$\dim \mathbf{W}_{sh} = M_L^2 \times M_L^2,$$

но "укороченные" кронекеровские сомножители

$$\mathbf{WR}_{sh} = \text{diag} \left( w_m^{(sh)} \right)_{m=1}^{M_L}, \quad (61b)$$

$$\dim \mathbf{W}_{sh} = M_L \times M_L, \quad M_L = M / L$$

с диагональными элементами, определяющими веса  $W_{pq}^{(mod)} = W_p^{(sh)} \cdot W_q^{(sh)}$  ( $p, q \in 1, M_L$ ) сигналов предварительно сформированных  $M_L^2 = M^2 / L^2$  модулей.

**В.** Тем самым результирующие **МИХ** (5), (8) блоков взвешивания и формирования модулей (рис. 2) в рассматриваемой далее квадратной ( $N = M$ ) ФАР с "квадратными" ( $K = L$ ) модулями допускают единое представление

$$\mathbf{T} = \mathbf{T1} \otimes \mathbf{T1}, \quad (62a)$$

$$\dim \mathbf{T} = M_L^2 \times M^2, \quad \dim \mathbf{T1} = M_L \times M$$

с кронекеровскими сомножителями

$$\mathbf{T1} = \begin{cases} \mathbf{MDR} \cdot \mathbf{WR}, & \text{структура "взвешивание - модули",} \\ & \text{рис. 2, а,} \\ \mathbf{WR}_{sh} \cdot \mathbf{MDR}, & \text{структура "модули - взвешивание",} \\ & \text{рис. 2, б.} \end{cases} \quad (62b)$$

На его основе, используя свойства (56в), (56г), **КМ** (58) процессов на выходе рассматриваемых блоков можно представить в виде произведения

$$\Phi_{\mathbf{w}} = \mathbf{G}_{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{G}_{\mathbf{w}}^*, \quad (63)$$

сомножителей, также допускающих кронекеровскую факторизацию вида

$$\begin{aligned}
 & \mathbf{G}_w = \Phi 1 \otimes \Phi 2, \\
 & \Phi 1 = \begin{cases} \Phi 1_n = \mathbf{T}1, \\ \Phi 1_y = \mathbf{W}\mathbf{R} \cdot \mathbf{h}^{1/4}, \\ \Phi 1_s = \sqrt[4]{h_s} \cdot \mathbf{T}1 \cdot \mathbf{E}_M, \end{cases} \quad (64a) \\
 & \Phi 2 = \begin{cases} \Phi 2_n = \Phi 1_n = \mathbf{T}1, & (a) \\ \Phi 2_y = \mathbf{W}\mathbf{C} \cdot \mathbf{h}^{1/4}, & (b) \\ \Phi 2_s = \Phi 1_s. & (c) \end{cases}
 \end{aligned}$$

Первая из них (a) получена с учетом (37) и соответствует **собственным шумам** излучателей. Вторая (b) относится к излучениям **внешних источников** и получена на основе равенств (44)–(47), (41). Здесь

$$\begin{aligned}
 & \mathbf{W}\mathbf{R} = \mathbf{T}1 \cdot \mathbf{G}\mathbf{R}, \quad \mathbf{W}\mathbf{C} = \mathbf{T}1 \cdot \mathbf{G}\mathbf{C}, \\
 & \mathbf{G}\mathbf{R} = (\mathbf{g}\mathbf{r}(\theta_\ell))_{\ell=1}^{N_{\text{int}}}, \quad \mathbf{G}\mathbf{C} = (\mathbf{g}\mathbf{c}(\theta_\ell))_{\ell=1}^{N_{\text{int}}}, \\
 & \mathbf{g}\mathbf{r}(\theta_\ell) = \left( e^{-j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell, \beta_\ell) \cdot q} \right)_{q=1}^M, \quad (64b) \\
 & \mathbf{g}\mathbf{c}(\theta_\ell) = \left( e^{j \cdot \gamma(\varepsilon_\ell) \cdot p} \right)_{p=1}^M.
 \end{aligned}$$

Последняя формула (c) в (64a) относится к **отраженному сигналу** цели с направления нормали к апертуре ФАР и является следствием (51).

Подчеркнем еще раз, что наличие символа кронекеровского произведения в (62), (64) совсем не означает необходимость вычислять его явно. Все необходимые функции этих произведений, в том числе скалярные критерии эффективности обработки, можно получить, вычисляя только их сомножители, что для современных компьютеров является тривиальной задачей.

Перед тем, как перейти к анализу трансформации КМ в последующих блоках (рис. 3), конкретизируем виды матрицы взвешивания, используемых в следующей статье.

### 2.4 О двух разновидностях диагональных матриц взвешивания

**А.** Известны различные матрицы "взвешивания" (распределения), регулирующие относительный уровень боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) антенны. К их числу относится, в частности, распределения Тейлора и Хемминга. Так, элементы распределения Тейлора рассчитываются по формуле [7]

$$\begin{aligned}
 & wT_n(P) = \\
 & = \frac{1 + 2 \sum_{m=1}^{P-1} F_m \cdot \cos\left(2 \cdot \pi \cdot m \cdot \frac{(n-1 - (M-1)/2)}{M}\right)}{1 + 2 \sum_{m=1}^{P-1} F_m}, \quad (65a) \\
 & n \in 1, M,
 \end{aligned}$$

в которой коэффициенты ряда

$$\begin{aligned}
 & F_m = \frac{(-1)^{m+1} \cdot \prod_{n=1}^{P-1} \left\{ 1 - \frac{m^2}{\sigma^2 \cdot (A^2 + (n-0.5)^2)} \right\}}{2 \cdot \prod_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^{P-1} (1 - (m/n)^2)}, \quad (65b) \\
 & \sigma^2 = \frac{P^2}{A^2 + (P-0.5)^2}
 \end{aligned}$$

определяются параметрами  $P$  и  $A$ , выбираемыми по требуемому уровню боковых лепестков (УБЛ). Связь между ними приведена в табл. 1.

Таблица 1  
УБЛ и обеспечивающие его параметры распределения Тейлора

УБЛ, дБ	20	25	30	35	40	45
$A$	0,9527	1,1367	1,3197	1,5034	1,6864	1,8701
$P$	3	4	5	6	7	8

Рассчитанные по (65b) для этих параметров значения коэффициентов  $F_m$  приведены в табл. 2.

Таблица 2  
Коэффициенты  $F_m$  (65b) ( $m \in 1, P-1$ ) распределения Тейлора

$m \setminus P$	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0
1	0.1561	0.2286	0.2904	0.3433	0.3887	0.4283
2	$2.174 \times 10^{-3}$	$-8.7361 \times 10^{-3}$	-0.0152	-0.0151	$-9.4813 \times 10^{-3}$	$2.3084 \times 10^{-4}$
3		$-2.2639 \times 10^{-3}$	$1.3557 \times 10^{-3}$	$4.0503 \times 10^{-3}$	$4.8389 \times 10^{-3}$	$4.2683 \times 10^{-3}$
4			$9.8883 \times 10^{-4}$	$-4.3857 \times 10^{-4}$	$-1.5474 \times 10^{-3}$	$-1.9326 \times 10^{-3}$
5				$-3.4401 \times 10^{-4}$	$2.7018 \times 10^{-4}$	$7.4125 \times 10^{-4}$
6					$8.7061 \times 10^{-5}$	$-1.9917 \times 10^{-4}$
7						$3.7598 \times 10^{-6}$

На рис. 4 показаны семейства распределений Тейлора (65a) различных "размеров"  $M$  при наборе параметров  $P$ , указанных в табл. 2.

Большемому значению  $P$  соответствует более "узкое" (более быстро спадающее от центра к краям) распределение, обеспечивающее меньший УБЛ ДН.

Примеры таких нормированных (в долях ширины главного луча) ДН линейных эквидистантных АР показаны на рис. 5 для  $M = 10$  (a, б) и  $M = 100$  (в, г). На рис. 5 a, в они соответствуют значениям параметров  $P = 2, 3, 4$ . Штриховыми кривыми на этих рисунках показаны ДН "не взвешенных" ( $w_n = 1; n \in 1, M$ ) АР с относительным уровнем первого бокового лепестка  $\approx -13$  дБ. Уровень боковых лепестков ДН "взвешенных по Тейлору (65a)" ФАР с ростом  $P$  меняется в соответствии с табл. 1, достигая  $\approx -45$  дБ при  $P = 8$  (рис. 5 б, г). Это, однако, сопровождается неизбежным

расширением главного лепестка, который при  $P = 8$  примерно вдвое шире, чем в "невзвешенной" ФАР.

**Б. Штриховыми** кривыми на рис. 5 б, г показаны ДН линейных эквидистантных ФАР со взвешиванием "по Хеммингу" с весами [7]

$$wH_n = 0,54 - 0,46 \cdot \cos\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{n-1}{M-1}\right), \quad (66)$$

$n \in 1, M,$

показанными **штриховыми** кривыми на рис. 4.

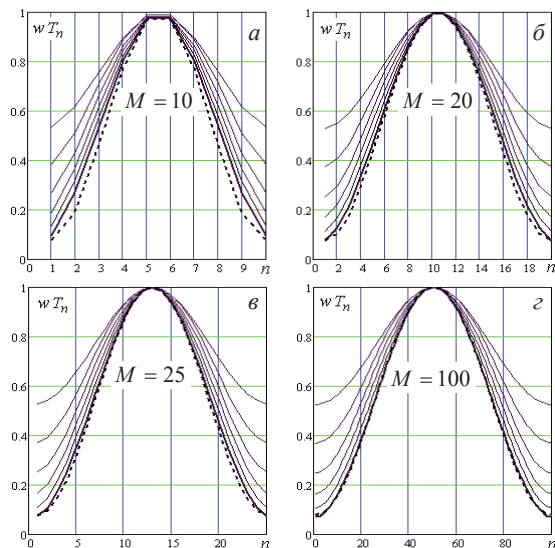


Рис. 4. Элементы распределений Тейлора (65а) различных "размеров"  $M$

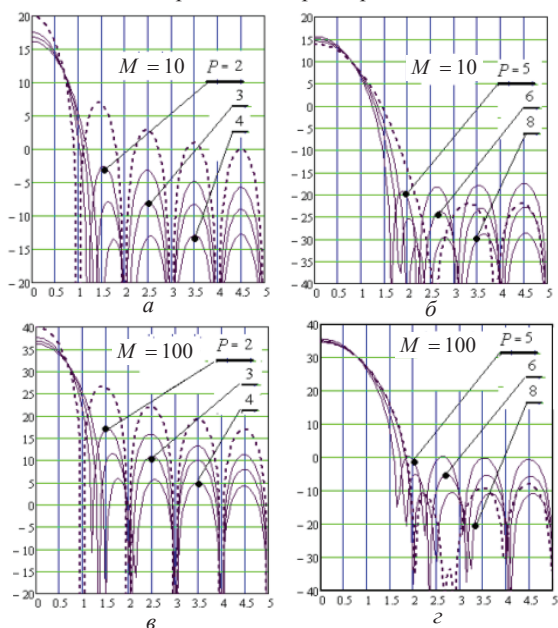


Рис. 5. ДН "взвешенных по Тейлору (65а)" линейных эквидистантных ФАР

Видно, что как распределение Хемминга (рис. 4), так и УБЛ соответствующей ДН (рис. 5) близки к распределению и УБЛ ДН АР, "взвешенной по Тейлору (65а)" с параметром  $P = 8$ . Различия между ними более заметны при относительно малых  $M \leq 10$ , но существенно уменьшаются с ростом  $M > 10$ .

**В.** Распределение, подобное (66), можно приблизить к распределению Тейлора (65а) и с другими значениями параметра  $P$ , записав его в виде

$$wH_n(P) = a(P) - (1 - a(P)) \cdot \cos\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{n-1}{M-1}\right), \quad (67)$$

$n \in 1, M,$

где  $a(P)$  – параметр, выбираемый из условия  $wH_1(P) = wT_1(P)$  равенства "пьедесталов" обоих распределений. Удовлетворяющие этому условию значения  $a(P)$  приведены в табл. 3.

Таблица 3

Взаимосвязь параметров распределений Тейлора и Хемминга

$A$	0,9527	1,1367	1,3197	1,5034	1,6864	1,8701
$P$	3	4	5	6	7	8
$a(P)$	0,7637	0,6859	0,6265	0,5847	0,5562	0,5370

**Г.** На рис. 6 показаны семейства таких распределений Хемминга (67) различных "размеров"  $M$  при наборе параметров  $a(P)$ , указанных в табл. 3.

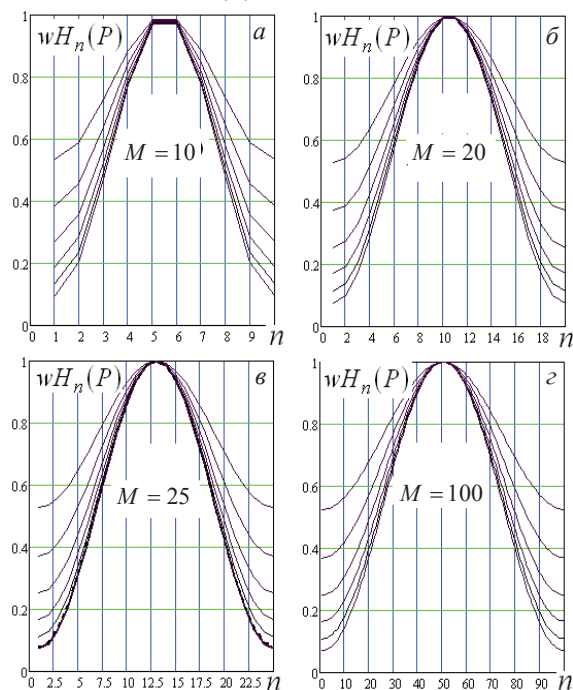


Рис. 6. Обобщенные распределения Хемминга (67) различных "размеров"  $M$

Наблюдаемая близость с соответствующими распределениями Тейлора (рис. 4) объясняет и близость формы и УБЛ соответствующих ДН для распределения Хемминга, показанных на рис. 7.

Как и для распределений Тейлора (рис. 5) (и любых других), снижение УБЛ за счет соответствующего выбора уровня "пьедестала"  $a(P)$  здесь также сопровождается расширением главного лепестка по сравнению с ДН "невзвешенных" ( $w_n = 1; n \in 1, M$ )

ФАР, показанными штриховыми кривыми, но степень расширения на низком уровне при относительно малых размерах  $M \leq 10$  несколько больше. Различия уменьшаются по мере роста  $M > 10$ .

### 2.5 Трансформация сигналов и их КМ в ДОС и блоках согласованной фильтрации

**А.** Начнем с представляющей основной практический интерес структуры блока **БСФ–ДОС**, показанной на рис. 3, б. Решаемая при этом задача заключается в отыскании КМ.

$$\begin{aligned} \Phi_{w_{proc}} &= \overline{w_{proc} \cdot w_{proc}^*} = \tilde{F} \cdot \Phi_w \cdot \tilde{F}^* = \\ &= \begin{bmatrix} \Phi_{11}^{(proc)} & \Phi_{proc}^* \\ \Phi_{proc} & \Phi_{comp} \end{bmatrix}, \quad \dim \Phi_{w_{proc}} = N_{proc} \times N_{proc}, \\ \Phi_{11}^{(proc)} &= |w_{1proc}|^2 = f^* \cdot \Phi_w \cdot f, \\ \Phi_{proc} &= F_{comp} \cdot w \cdot w_{1proc}^* = F_{comp} \cdot \Phi_w \cdot f, \\ \Phi_{comp} &= F_{comp} \cdot \Phi_w \cdot F_{comp}^* \end{aligned} \quad (68)$$

вектора

$$w_{proc} = \tilde{F} \cdot w, \quad \dim w_{proc} = N_{proc} = N_{comp} + 1, \quad (69)$$

на выходе ДОС с МИХ

$$\tilde{F} = \tilde{F}_i = \begin{bmatrix} f_i^* \\ F_{comp} \end{bmatrix}, \quad \dim f_i^* = M_L^2, \quad \dim F_{comp} = N_{comp} \times M_L^2, \quad (70)$$

$i \in 1, N_{main}$ ,

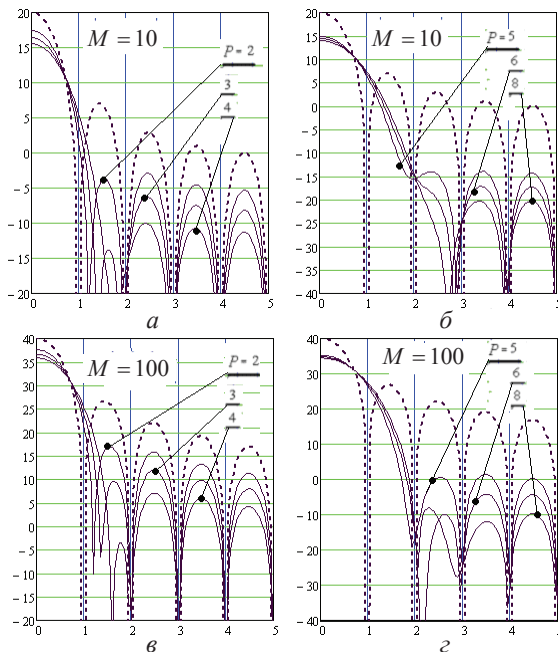


Рис. 7. ДН "взвешенных по Хеммингу (67)" линейных эквидистантных ФАР

**Б.** Для рассматриваемой ФАР естественны формователи основного канала приема с ИХ вида

$$f = c \cdot f_1 \otimes f_1, \quad \dim f_1 = M_L. \quad (71)$$

Так, согласованному приему сигнала с направления нормали соответствует выбор ИХ (71) с кронекевыми множителями

$$f_1 = T_1 \cdot E_M, \quad (72a)$$

которая пропорциональна опорному вектору ожидаемого отраженного сигнала с направления нормали к ФАР на выходе блоков рис. (2) (см. (62) и строку (с) формулы (64а)). Более прост несогласованный вектор (71) с множителем

$$f_1 = E_M, \quad (72б)$$

уступающий, однако, согласованному по достижимому значению ОСШ в основном канале приема. Структуре (71) удовлетворяют и "промежуточные" опорные векторы, полученные при различных параметрах P в распределениях Тейлора или Хемминга.

**В.** Используя свойства (56в), (56г), нетрудно показать, что в условиях (71), (63), (64) элементы и блоки искомой матрицы  $\Phi_{w_{proc}}$  (68) равны

$$\Phi_{11}^{(proc)} = c^2 \cdot (v_1^* \cdot v_1) \cdot (v_2^* \cdot v_2), \quad (73a)$$

$$v_1 = \Phi_1^* \cdot f_1, \quad v_2 = \Phi_2^* \cdot f_1,$$

$$\Phi_{proc} = c \cdot F_{comp} \cdot \Phi_1 \cdot v_1 \otimes \Phi_2 \cdot v_2, \quad (73б)$$

$$\Phi_{comp} = F_{comp} \cdot \Phi_1 \otimes \Phi_2 \cdot \Phi_1^* \otimes \Phi_2^* \cdot F_{comp}^*. \quad (73в)$$

Если, что вполне возможно, МИХ ДОС компенсационных каналов также допускает кронекевскую факторизацию вида

$$F_{comp} = F_{1comp} \otimes F_{2comp}, \quad (74)$$

то по сравнению с (73в) резко упрощается и вычисление КМ

$$\begin{aligned} \Phi_{comp} &= V_{1comp} \cdot V_{1comp}^* \otimes V_{2comp} \cdot V_{2comp}^* \\ V_{1comp} &= F_{1comp} \cdot \Phi_1, \quad V_{2comp} = F_{2comp} \cdot \Phi_2 \end{aligned} \quad (75)$$

сигналов компенсационных каналов.

**Г.** Нормирующая константа  $c \neq 0$  ИХ (71) в равной степени изменяет мощности шума, мешающих излучений и отраженного сигнала цели в основном канале приема и поэтому не влияет на значение ОСШ в нем. Поэтому она может произвольно выбираться из каких-либо практических соображений. Логичное требование к ней может заключаться в том, чтобы накопленная в процессе объединения модулей мощность собственного шума излучателей в основном канале (73а) совпала с принятой за единицу мощностью шумов излучателей ФАР.

Используя (64), нетрудно показать, что это требование выполнится при

$$c = 1 / (v_1^* \cdot v_1), \quad v_1 = T_1^* \cdot f_1, \quad (76)$$

где матрица  $T_1$  определена в (62).

Аналогичным образом может быть найдена нормирующая константа  $c_\eta \neq 0$  для диагональной матрицы  $h$  (47б), обеспечивающая заданное ОПШ  $\eta$  в основном канале. Она определяется из (73а) при ис-

пользовании в качестве  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  матриц  $\Phi_{1y}$  и  $\Phi_{2y}$  (64) соответственно.

Проанализируем в заключение трансформацию **КМ** (68) в системе неидентичных каналов приема.

**2.6 Трансформация КМ в системе неидентичных каналов приема**

**А.** До сих пор полагалось, что полосы пропускания трактов взвешивания, формирования модулей и ДОС существенно превышают ширину спектра полезного отраженного сигнала. Для устранения связанных с этим потерь в **ОСШ** они согласовываются в блоке согласованной фильтрации (**БСФ**), подключенном к выходу ДОС (рис. 3, б). **БСФ** представляет собой набор **линейных** фильтров с **постоянными**, но в общем случае **различными** импульсными характеристиками (**ИХ**). Различие **ИХ** декоррелирует входные сигналы **БСФ**, снижая тем самым эффективность обработки по базовым критериям. Потери зависят от степени декорреляции, расчетные соотношения для которой выводятся ниже.

**Б.** Используемая модель ввода неидентичности (различий) **ИХ** каналов приема показана на рис. 8.

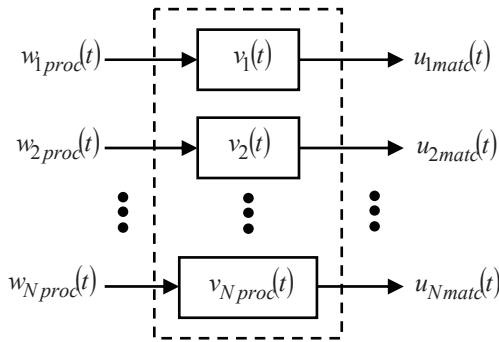


Рис. 8. Модель неидентичных каналов приема

Здесь полагается, что входной вектор комплексных амплитуд (69)

$$\mathbf{w}(t) = \mathbf{w}_{proc}(t) = \left( w_{n,proc}(t) \right)_{n=1}^{N_{proc}},$$

$$\dim \mathbf{w}_{proc}(t) = N_{proc}$$

преобразуется в вектор

$$\mathbf{u}(t) = \mathbf{u}_{matc}(t) = \left( u_{n,matc}(t) \right)_{n=1}^{N_{proc}}$$

выходных сигналов  $N_{proc}$  линейных фильтров с в общем случае различными **ИХ**  $v_m(t)$  ( $m \in 1, N_{proc}$ ). Для упрощения обозначений ниже полагается, что  $N_{proc} = N$ .

Решаемая задача сводится к отысканию связи между входными и выходными векторами сигналов и их **КМ** в модели рис. 8.

**В.** Векторы  $\mathbf{u}(t)$  и  $\mathbf{w}(t)$  связаны интегралом свертки

$$\mathbf{u}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{D}(\tau) \cdot \mathbf{w}(t - \tau) d\tau, \quad (77)$$

где  $\mathbf{D}(t) = \text{diag} \left( v_m(t) \right)_{m=1}^N$  – диагональная матрица **ИХ** каналов приема, а под интегралом от вектора понимается, как обычно, вектор интегралов от его элементов.

**КМ** вектора  $\mathbf{u}(t)$

$$\Phi_{\mathbf{u}} = \left( \varphi_{pq}(\mathbf{u}) \right)_{p,q=1}^N = \overline{\mathbf{u}(t) \mathbf{u}^*(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{D}(\tau) \Phi_{\mathbf{w}}(\tau, s) \mathbf{D}^*(s) d\tau ds, \quad (78)$$

где

$$\Phi_{\mathbf{w}}(\tau, s) = \overline{\mathbf{w}(t - \tau) \cdot \mathbf{w}^*(t - s)} \quad (79)$$

– пространственно-временная **КМ** вектора  $\mathbf{w} = \mathbf{w}(t)$ .

В соответствии с (37), (44), (49) в данном случае можно считать, что

$$\Phi_{\mathbf{w}}(\tau, s) = \Phi_{\mathbf{w}} \cdot \delta(\tau - s), \quad (80)$$

где  $\Phi_{\mathbf{w}}$  – пространственная **КМ** (68) соответствующих процессов. Поэтому

$$\Phi_{\mathbf{u}} = \left( \varphi_{pq}(\mathbf{u}) \right)_{p,q=1}^N = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{D}(t) \cdot \Phi_{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{D}^*(t) dt, \quad (81)$$

откуда следует, что

$$\varphi_{mn}(\mathbf{u}) = \int_{-\infty}^{\infty} v_m(s) \cdot \varphi_{mn}(\mathbf{w}_{\mathbf{n}}) \cdot v_n^*(s) ds = \varphi_{mn}(\mathbf{w}) \cdot a_{mn},$$

$$m, n \in 1, N,$$

$$\mathbf{A} = (a_{mn})_{m,n=1}^N = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{v}^*(t) dt, \quad (82)$$

$$a_{mn} = \int_{-\infty}^{\infty} v_m(t) \cdot v_n^*(t) dt.$$

Тем самым каждый элемент искомого **КМ** (80) равен произведению соответствующих элементов входной **КМ**  $\Phi_{\mathbf{w}}$  и **КМ**  $\mathbf{A} = (a_{pq})_{p,q=1}^{N_{proc}}$  вектора  $\mathbf{v}(t) = (v_m(t))_{m=1}^N$  **ИХ** каналов приема. Такое **поэлементное** перемножение матриц называется произведением **Шура – Адамара** [3] и ниже обозначается жирной точкой, с использованием которой равенства (80), (81) переписываются в виде

$$\Phi_{\mathbf{u}} = \left( \varphi_{pq}(\mathbf{u}) \right)_{p,q=1}^N = \Phi_{\mathbf{w}} \bullet \mathbf{A}, \quad (83)$$

$$\mathbf{u} = [\mathbf{u}_n \ \mathbf{u}_y \ \mathbf{u}_s], \quad \mathbf{w} = [\mathbf{w}_n \ \mathbf{w}_y \ \mathbf{w}_s].$$

Очевидно, что произведение **Шура – Адамара** перестановочно ( $\Phi \bullet \mathbf{A} = \mathbf{A} \bullet \Phi$ ) и определено для матриц произвольного, но одинакового размера.

В частном случае идентичных **ИХ**  $v_m(t) = v_0(t)$  ( $m \in 1, N$ ), когда

$$\mathbf{v}(t) = v_0(t) \cdot \mathbf{E}_N, \quad \mathbf{E}_N^* = [1, 1, \dots, 1],$$

$$\mathbf{A} = c \cdot \mathbf{E}_N \cdot \mathbf{E}_N^*, \quad c = \int_{-\infty}^{\infty} |v_0(t)|^2 dt \quad (84)$$

**КМ** (82) выходных векторов пропорциональны соответствующим входным **КМ**, что не меняет потенциальных возможностей обработки по базовым критериям по сравнению с использованием непосредственно входных векторов  $\mathbf{w} = \mathbf{w}_{proc}(t)$ . Но в реальных условиях, когда совпадения может не быть, потери обработки по базовым критериям определяются отличиями от (84) матрицей **A** (82), зависящей от вида и различия параметров **ИХ** каналов приема.

**Г.** Эти потери в следующей статье рассчитываются для двух видов **ИХ** – гауссовых

$$v_m(t) = c \cdot \exp\{-\pi \cdot F_m^2 \cdot (t - \tau_m)^2\} \cdot \exp\{j \cdot 2\pi \cdot (f_0 + \delta f_m) \cdot t\},$$

$$m \in 1, N; \quad c = \sqrt{F_s \sqrt{2}} \quad (85)$$

и прямоугольных ЛЧМ.

Параметрами гауссовой **ИХ** являются:

$F_m = 1/T_m = v_m \cdot F_s$  – ширина частотной характеристики (**ЧХ**) (полоса пропускания)  $m$ -го фильтра на уровне  $\exp\{-\pi/4\} \approx 0,456$  от максимума, обратная временной протяженности  $T_m$  его **ИХ** на том же уровне, в  $v_m$  раз отличающаяся от ширины спектра  $F_s$  полезного сигнала;

$\tau_m$  – временной сдвиг огибающей **ИХ**  $m$ -го канала приема;

$\delta f_m$  – сдвиг центральной частоты  $m$ -го фильтра от номинального значения  $f_0$ ;

$c$  – нормирующий коэффициент, при котором интеграл  $\int_{-\infty}^{\infty} |v_0(t)|^2 dt$  равен единице, где

$v_0(t) = c \cdot \exp\{-\pi \cdot F_s^2 \cdot t^2\} \cdot \exp\{j \cdot 2\pi \cdot f_0 \cdot t\}$  – "номинальная" **ИХ**.

Аналогичные параметры характеризуют и неидентичности ЛЧМ **ИХ**. Их влияние дополнительно проявляется в неидентичности наклонов прямой, характеризующей зависимость частоты от времени, для различных фильтров.

**Д.** Можно показать, что для гауссовых (колокольных) **ИХ** (85) подынтегральную функцию в (82) можно записать в виде

$$v_m(t) \cdot v_n(t)^* = c_0^2 \cdot \exp\{-\alpha_{mn} \cdot (t - \beta_{mn})^2\} \times \exp\{j \cdot \gamma_{mn} \cdot t\} \cdot \exp\{-\delta_{mn}\},$$

$$\alpha_{mn} = \pi \cdot F_s^2 \cdot (v_m^2 + v_n^2),$$

$$\gamma_{mn} = 2\pi \cdot (\delta f_m - \delta f_n),$$

$$\beta_{mn} = \frac{v_m^2 \cdot \tau_m + v_n^2 \cdot \tau_n}{v_m^2 + v_n^2},$$

$$\delta_{mn} = \pi \cdot F_s^2 \cdot \frac{v_n^2 \cdot v_m^2 \cdot (\tau_m - \tau_n)^2}{v_m^2 + v_n^2}.$$
(86)

Используя далее табличный интеграл [7, с. 451, №2.5.36.1]

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-\alpha \cdot ((\tau - \beta))^2\} \cdot \exp\{j \cdot \gamma \cdot \tau\} \cdot d\tau = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \cdot \exp\left\{-\frac{\gamma^2}{4 \cdot \alpha}\right\} \cdot \exp\{j \cdot \gamma \cdot \beta\}$$

для элементов матрицы неидентичностей (82), получим

$$a_{mn} = \sqrt{\frac{2}{v_m^2 + v_n^2}} \times \exp\left\{-\frac{\pi \cdot (v_n^2 \cdot v_m^2 \cdot (\chi_m - \chi_n)^2 + (\mu_m - \mu_n)^2)}{v_m^2 + v_n^2}\right\} \times \exp\left\{j \cdot 2\pi \cdot \frac{(v_m^2 \cdot \chi_m + v_n^2 \cdot \chi_n) \cdot (\mu_m - \mu_n)}{v_m^2 + v_n^2}\right\},$$

$$m, n \in 1, N,$$
(87)

где

$$v_p = F_p / F_0 = 1 + \varepsilon_p, \quad \mu_p = \delta f_p / F_0, \quad \chi_p = \tau_p / T_0, \quad p \in 1, N$$
(88)

– относительные значения соответствующих параметров гауссовых **ИХ** фильтров.

Аналогичные выражения получены и для прямоугольных ЛЧМ **ИХ**.

В общем случае значения параметров неидентичности случайны, поэтому случайны и полученные на их основе значения базовых критериев. Практически важны их средние по ансамблю параметров фильтров значения, зависящие от их законов распределения. При расчетах полагается, что эти параметры взаимно независимы и имеют нормальные (гауссовы) распределения:

$$\varepsilon_p \sim N(0, \sigma_\varepsilon^2), \quad \mu_p \sim N(0, \sigma_\mu^2),$$

$$\chi_p \sim N(0, \sigma_\chi^2), \quad p \in 1, N$$

с нулевыми средними значениями и дисперсиями  $\sigma_\varepsilon^2, \sigma_\mu^2, \sigma_\chi^2$  соответственно.

Количественные оценки влияния неидентичности **ИХ** на эффективность обработки отраженных сигналов на фоне шума и внешних мешающих отражений приводятся в следующей статье.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана математическая модель системы пространственной обработки отраженных сигналов на фоне собственного шума излучателей и внешних помех от точечных источников независимых шумовых излучений в РЛС с прямоугольной (в том числе – квадратной) многоэлементной плоской ФАР, а также оценены потенциальные возможности такой обработки.



2. Основное внимание уделено преодолению вычислительных сложностей, связанных с высокой размерностью решаемых задач из-за большого числа излучателей и модулей ФАР. Эта задача решена за счет учета специфики ФАР, связанной с прямоугольной (квадратной) формой апертуры и эквидистантным расположением идентичных излучателей вдоль главных осей. В этих условиях входные воздействия и их преобразования в каналах приема удается представить в виде кронекеровских произведений, что позволяет заменить операции с векторами и матрицами большой размерности операциями с их кронекеровскими множителями, размерность которых обычно существенно меньше.

3. Получены кронекеровские множители векторов комплексных амплитуд и корреляционных матриц (КМ) шума, мешающих излучений внешних источников и отраженных сигналов целей при всех предусмотренных преобразованиях в приемных трактах. Финальные КМ на входе исследуемых адаптивных устройств пространственной (межканальной) обработки позволяют получить и сравнить их энергетические характеристики в переходном и установившихся режимах и на этой основе обосновать рекомендации по их выбору для практической реализации.

#### Литература

- [1] *Рябуха В.П.* Адаптивные системы защиты РЛС от шумовых помех. 1. Корреляционные автокомпенсаторы на основе стохастических градиентных алгоритмов адаптации – Х.: Прикладная радиоэлектроника. — 2016. — Т. 15, № 1 — С. 11–25.
- [2] *Рябуха В.П.* Адаптивные системы защиты РЛС от шумовых помех. 2. Квазиньютоновские корреляционные автокомпенсаторы. Адаптивные решетчатые фильтры. — Х.: Прикладная радиоэлектроника. — 2016. — Т. 15, № 2 — С. 88–99.
- [3] *Воеводин В.В., Кузнецов Ю.А.* Матрицы и вычисления. — М.: Наука. — 1984. — 320 с.
- [4] *Беллман Р.* Введение в теорию матриц / Пер. с англ., под ред. Лидского В. Б. — М.: Наука. — 1976. — 367 с.
- [5] Радиолокационные системы. Основы построения и теория: Справочник/ Я.Д. Ширман, С.Т. Багдасарян, А.С. Маляренко, Д.И. Леховицкий, С.П. Лещенко, Ю.И. Лосев, А.И. Николаев, С.А. Горшков, С.В. Москвитин, В.М. Орленко / Под ред. Я.Д. Ширмана. — М.: Радиотехника. — 2007. — 512 с.
- [6] Справочник по радиолокации. Под ред. М. Скольника. Нью-Йорк, 1970. Пер. с англ. под общей редакцией КН. Трофимова. Том 2. Радиолокационные антенные устройства. / Под ред. П.И. Дудника. — М.: Сов. радио". — 1977. — 408 с.
- [7] Интегралы и ряды. Элементарные функции. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. — 1981. — 800 с.

Поступила в редколлегию 12.11.2016



**Рябуха Вячеслав Петрович**, кандидат технических наук, доцент, ведущий научный сотрудник научно-исследовательского центра Харьковского национального университета радиоэлектроники. Область научных интересов – радиолокационные системы, обнаружение и измерение параметров сигналов на фоне помех.

УДК 621.396.965:621.391.26

**Адаптивні системи захисту РЛС від шумових завад.**

**3. Математична модель системи просторової обробки сигналів у РЛС з двовимірною плоскою ФАР / В.П. Рябуха // Прикладна радіоелектроніка: наук. – техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 301–315.**

Третя стаття циклу статей з адаптивних систем захисту РЛС від маскувальних шумових завад. Описується математична модель системи просторової обробки сигналів на тлі адитивної суміші власного шуму випромінювачів і зовнішніх завад від точкових джерел незалежних шумових випромінювань у РЛС з прямокутною плоскою ФАР, що використовує математичний апарат кронекерівських добутків.

*Ключові слова:* математична модель, шумові завади, просторова обробка, кореляційна матриця, кронекерівський добуток.

Табл.: 03. Іл.: 08. Бібліогр.: 07 найм.

UDC 621.396.965:621.391.26

**Adaptive radar noise jamming protection systems.**

**3. Mathematical model of the system of spatial signal processing in a radar with a rectangular planar PAA / V.P. Riabukha // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 301–315.**

This is the third paper of a series on adaptive radar masking noise jamming protection systems. The paper describes a mathematical model for a system of spatial processing of signals embedded in an additive mixture consisting of radiators' internal noise and external jamming from point sources of independent noise radiations in a radar that includes a rectangular planar PAA. The model is based on the mathematical apparatus of Kronecker products.

*Keywords:* mathematic model, rectangular planar PAA, noise jamming, spatial processing, correlation matrix, Kronecker product.

Tab.03: Fig.: 08. Ref.: 07 items.

## LARGE CURRENT RADIATOR FOR LONG RANGE GPR APPLICATIONS

V.G. SUGAK, A.V. SUGAK, FANG GYFANG

Some aspects of designing a small-size large current radiator for subsurface sounding applications at the depths of up to some hundred meters are considered. The antenna has to operate in a wide frequency band and transmit power effectively under the ground surface. It is shown that the antenna designed as a small horizontal magnetic dipole with a specific shape, located close to the earth surface, enables to transmit power quite effectively when one of the wires, situated closer the surface, is flat and the second one, located above, is shielded by an envelope with certain electrical constants.

*Keywords:* ground penetrating radar, large current radiator, magnetic dipole, time correlation function, dielectrical properties of soil, frequency dispersion of soil dielectrical properties.

Development of modern Ground Penetrating Radar (GPR) for applications in Engineering Geology, in particular, for probing on the depths down to several hundreds meters, requires solving the following problems:

1. Development of an antenna system which should meet inconsistent requirements; for instance, the antenna system is to be rather compact and effective at the same time.

2. Increase of depth resolution of probing signals in subsurface area.

3. Elaboration of mathematical algorithms for solving of inverse problems (obtaining of useful information on physical properties of underground objects using radar returns), etc.

Among these the most challenge is concerned to creation a "large current radiator" Harmuth pioneered this basic design [3,4], and variations of the large current radiator concept have been developed by various investigators [5].

Interesting variation on this basic architecture is proposed in [6] as the "balanced-dipole" antenna which can be fed from either end, while the opposite end is terminated with an appropriate impedance.

The principal disadvantage of such large current radiators is that they tend to be lossy antennas. A current sheet will necessarily radiate from both sides. Additional disadvantage of the large current radiators follows from the fact that these antennas trap energy between their radiating elements and their ground planes. This suggests that it might be fruitful to consider radiating elements oriented in a plane perpendicular to the ground plane.

One early antenna with this architecture was E. Turner and W. Turner [7].

**3. Brief problem overview.** It is a well-known fact that one of the main problem in deep subsurface probing (depths > 100m) is to develop the transmitting and receiving antennas. The efficiency of subsurface radio transmitting and antenna sizes both are basic requirements. Besides that antenna design should meet the following requirements:

- Providing transmitting and receiving wide-band probing signal to gain a suitable depth resolution;
- Ensuring good antenna matching with a feeder and a ground surface.

As far as deep subsurface probing is concerned, the design of effective GPR antennas is a rather challenge for the low-frequency band - from hundreds KHz up to several MHz.

Once the classical approach to antennas design will be applied, their size will be comparable with the half of the wavelength, so we obtain antennas with hundred meters or more in length. First, it would be unacceptable for synthesizing an antenna aperture to obtain a good spatial resolution within a specific small area (hundreds of meters or less). Secondly, it would be extremely difficult to transport an antenna of such a large size during measurements.

So, it is desirable to develop an antenna the size of which is smaller than the wavelength and its efficiency needs to be similar to the classical one.

**2. Main ideas overview.** Let us have a look at some special features of the antenna having a size much less than the wavelength.

To simplify the explanation we placed the antenna inside a hypothetical sphere of a radius  $r$  equal to the antenna size. Transmitted power  $S$  is equal to its stream density integral (Pointing vector)  $P=EH$  over the surface of the sphere, which, in its turn is proportional to the squared radius. In case of constant radiated power, the smaller the size of the antenna, the more should be gotten the antenna's electric and magnetic fields at the sphere. Specifically, loop antenna near-zone field intensity is strongly depends on magnetic field. Thus, the smaller is the loop antenna size, the higher current must flow in it to provide about the same level of the radiated power.

At using dipole antennas for GPR applications the following factors should be taken in account. The shorter is the electric dipole length, the higher is the input capacitive impedance and the lower is the radiation impedance (1). These two factors in the aggregate make it impossible to produce the high current flowing at an antenna.

$$R_{\Sigma} = 89\pi^2 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad (1)$$

where  $l$  - dipole length,  $\lambda$  - wavelength.

In case of the magnetic dipole (loop) we shall have a little different situation. The less is the loop diameter, the lower is the inductive impedance and the higher is the current. If we could shield one of the loop wires, we would be able to radiate its electric component. The higher is the current in the unshielded wire, the higher transmitted power would be for the electric component of the electromagnetic field. But in any case we have to compensate a reactive resistance component of antenna to produce a high current. So the antenna becomes resonant.

Besides, the Q-factor should be taken into account: if the radiation impedance becomes lower, the Q-factor becomes higher. In other words, the less is the antenna's physical dimensions, the more narrow-banded it is.

Fallowing the above statements, we should mention that a similar antenna design was proposed by Harmuth [1]. Briefly: his idea includes the following. The radiated power of the short dipole is proportional to the squared current flowing through it and inversely proportional to the squared wavelength. Harmuth suggested using the current loop with one of shielded wires. Such a design precludes compensation of electromagnetic field in far zone due to the currents flowing in opposite directions in the loop wires.

Making such a shield is a cardinal problem of the low frequency GPR design. However, we could obtain a high amount of current in the loop, especially if it was made resonant by using additional capacitor. Such a decision would lead to raise the magnetic component in the near zone of electromagnetic field.

We have tried to make the loop antenna using a coaxial cable with its braiding as a shield and central core as one of the loop wires [2].

**4. Usage of Signal Phase Structure for Buried Objects Recognition.** Through testing we have found that the electric component intensity of the electromagnetic field, generated by this antenna at a 50m distance from it, is almost the same as the intensity generated by the ordinary loop. It means that we did not succeed in our tries.

Let us have a closer look at what happens when we shield wires of the loop antenna. This question is partially examined in [3-6]. Schematic representation of the shielded magnetic loop is shown in fig.1. Equivalent circuit of this loop is shown in fig.2. It is well-known that, according to Faraday laws, the magnetic field induces the current in the loop. To prevent the induced current from being shunted by the cable braiding a gap 1-6 is created. The low-frequency field induces the current directly in the cable core, but the high-frequency field makes current flow only in the cable braiding due to the skin effect. So, the high-frequency current produces a voltage over the gap. An antenna feeder is formed of a cable core and a braiding. It transports this voltage to the load [6]. The cable braiding acts as a shield and prevents a voltage from being induced directly in the cable core due to the unequal stray capacitances between loop wires and ground. Such a loop has a really deep blind spot in its directional characteristic because of shielding above mentioned.

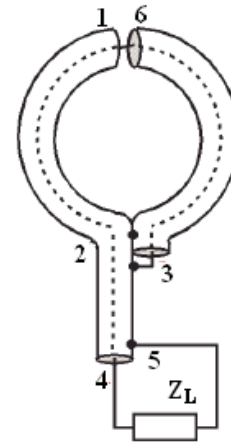


Fig. 1 Symmetrical type of Loop Antenna with central gap

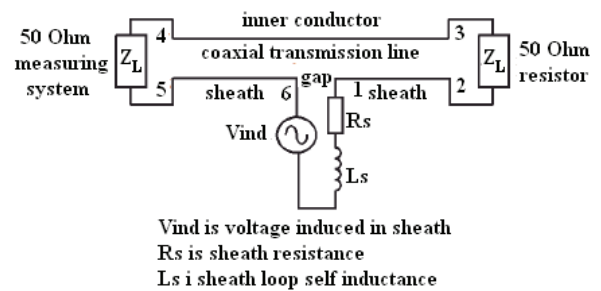


Fig. 2 Equivalent circuit diagram

Thus, shielding of wires does not change the principle of the loop operation. The current that flows through the cable core is the same the current flowing through the shield. These currents cause an alternating magnetic flux through the loop area and radiation of the magnetic component at the near zone. Shielding only makes it possible to reduce radiation or reception of the additional electric component, which appears as a result of unequal stray capacitances between the loop wires and the ground.

But an important issue of effective radiation of the magnetic loop placed close to the ground surface is still left open. As far as GPR applications are concerned, the loop with the horizontal magnetic-field vector is the most interesting for consideration, because of in this case the maximum radiated power is directed in normal (perpendicularly) to the ground surface. Only the elementary horizontal dipole, located close to the ground surface, was discussed for example in [7].

**5. Proposed method.** The challenges associated with this situation are that ground surface affects the near and the distant wires of the loop in different ways. In general the above mentioned influence was not taken into account and even such an analytical solution was not obtained.

Let us consider some ways of increasing the radiating power under a ground surface:

Since the ground surface has an effect on loop wires in different ways, if we placed an additional shield between these wires (Fig. 3a) we would achieve some increase in

radiated power. The electrical properties of this shield are the subject of our investigation.

Another way to increase radiated power under the ground surface is to modify the shape of the wires. For example, if we make the wire, located closer to the ground surface, flat (Fig. 3b), the transmitted power would be increased because of the increase in capacitance between the wire and the ground.

And finally, the distant wire could be placed into an envelope made from partially absorbing material (Fig. 3c) to obtain the same results. The electrical properties of this material should be determined by computer simulation or experimentally.

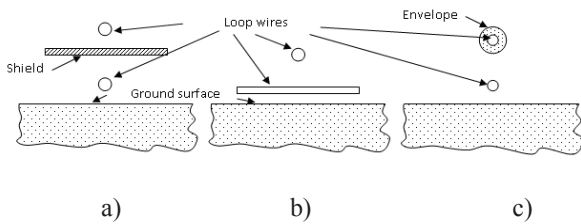


Fig. 3. Possible loop antenna designs.

To analyze the influence of electric characteristics of a screen (located between conductors of a magnetic loop) upon a radiating power redistribution the under surface of the Earth, as well as an envelope of one of the conductors, and also the form of conductors, we applied electrostatics computer simulation, which is based on a numerical method of calculation.

In particular, the Finite Element Method (FEM) in the frequency area had been employed. The frequency area is chosen because the image acquired after calculating is similar to the result of radar probing when the Stepped Frequency Continuous Wave (SFCW) GPR is used as described in detail in [8].

The main challenge of this method is the boundary condition written for a weakly reflecting boundary of medium, in which the electromagnetic field is determined. The condition-building approach is considered in detail in [9], where expressions for the high order approximate absorbing boundary conditions are given. Their reflection coefficient is less than 0.01 for a wide range of wave arrival angles.

Consider the two-dimension case with the polar coordinate system as applied to H waves, which contain a cross component of electromagnetic field  $H_\phi$  only. This is similar to the real situation when horizontal magnetic loop is observed close to the earth surface.

In Fig.4 the configuration of a two-dimensional region where the Maxwell equations are solved is shown. In this figure the region 1 is the air and region 2 is the soil. The electrical parameters of the soil are set quite close to the real conditions:  $\epsilon_a=10, \sigma=10^{-2} \text{ Cm/M}$ . Close to the boundary surface the magnetic loop 4 is placed (wires section with magnetic field component concentrated around them is shown). The shield with determined electrical

characteristics could be placed between wires. Also, the farthest wire from the earth surface can be encased into an envelope with determined electrical characteristics to increase the electrical component of electromagnetic field in far zone.

The loop size and its placement relative to the ground surface correspond to the sounding on the depths of few hundred meters.

In figure the magnetic component contour lines are shown, obtained when FEM is using to the specified decision region. The field of our interest was the behavior of underground surface radiated power as a function of depth into the medium.

Three configurations of the radiating system were investigated and compared:

- The usual loop, the configuration and placement relative to the ground surface of which are shown in fig.1;
- The loop with the additional relatively thin and short shield placed between the loop wires (a wide range of the shield electric characteristics was applied – from a good dielectric to a good conductor);
- The loop in which a closest to surface wire is designed flat;
- The loop with the upper wire shielded with envelope of relatively small diameter, which electrical characteristics were also varied over a wide range.

Simulation was carried out at frequency band from 1 up to 5 MHz, which corresponds to practical applications of ground probing at depths within few hundred meters.

Let's have a look at basic results of the simulation.

Firstly, the ground surface has influence on the nearest wire much more than the other one. It leads to the increase in radiated power with respect to the case when the loop is placed in the air only.

As it was expected, the best in terms of radiated power is the case, when the farthest from the ground surface wire is shielded with the envelope made from absorbing stuff.

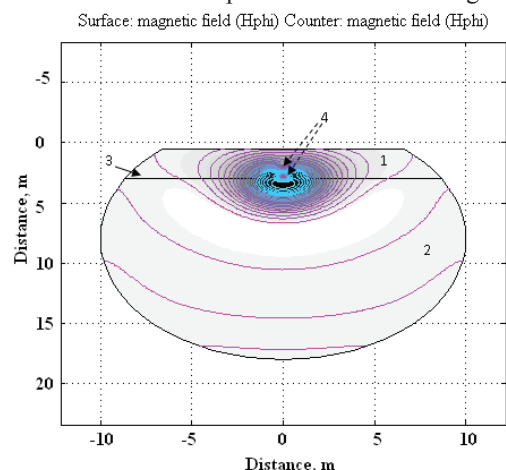


Fig. 4. Configuration of an area of Maxwell equation solution: 1 – air; 2 – soil; 3 – interface between air and ground; 4 – loop wires

But the most interesting is the fact that the maximum of the radiated power under the ground surface was obtained when electrical characteristics of the shield and the

envelope are around of  $\epsilon_a=10, \sigma=1 \cdot 10^{-2} \text{ Cм/м}$ , where  $\epsilon_a$  - is the relative dielectric constant,  $\sigma$  - is the specific conductivity. It can be explained in the following way: the more is a value of a field electric component absorbed by the envelope, the more is an uncompensated field of the electric component in far-zone caused by the radiation from the closest to the ground surface wire. The bigger is the conductivity of the envelope, the higher current is induced in it by the upper wire. This current produces more compensation the far-zone field, induced by the upper wire. It is shown in fig. 5 where relations between the radiated power and the envelope electric characteristics are shown.

**6. Simulation results.** In fig.6 the radiated power as a function of ground depth are shown for different configurations of antenna system. One can see that when the upper wire shielded with envelope, the electrical constants of which corresponds to mentioned above, we obtain 8 dB power's gain in the far-zone against ordinary loop. Also it can be seen that such a loop, but with the flat wire near the ground surface, can add 4 dB more gain against ordinary loop. While the flat shield, placed between wires, can add only 1 dB in power gain.

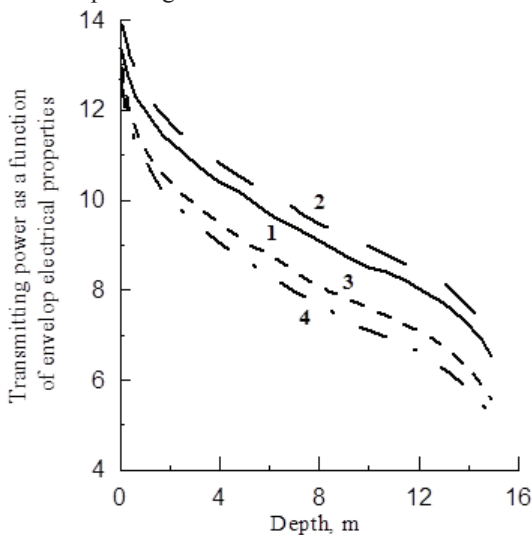


Fig. 5 Relations between the radiated power and the envelope electric characteristics

- 1 -  $\epsilon_a = 5, \sigma = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Cм/м}$ ;
- 2 -  $\epsilon_a = 10, \sigma = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Cм/м}$ ;
- 3 -  $\epsilon_a = 12, \sigma = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Cм/м}$
- 4 -  $\epsilon_a = 16, \sigma = 1 \cdot 10^{-1} \text{ Cм/м}$

When the envelop stuff becomes a good conductor the more big current is induced therein (or in a screen between loop wires) that leads to compensating the electrical component in far zone.

Also significant gain can be obtained in case when the wire which located nearest to the ground is flat and it has quite a big area because of increase of additional stray capa-

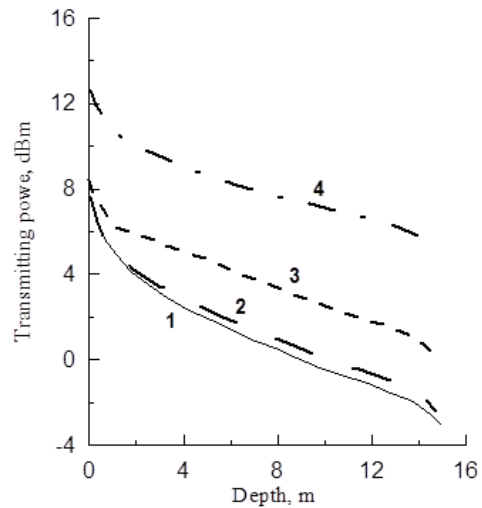


Fig. 6 Radiated power as a function of the ground depth for different antenna system configurations:

- 1 – ordinary loop;
- 2 – loop with a shield placed between wires;
- 3 – loop with a flat wire placed near the ground surface;
- 4 – loop with the farthest wire placed in an envelope.

citance between the wire and the ground surface.

**7. Prototype Description.** The designed Long-Rang GPR System prototype shown in fig. 7 is operating on the basis of Stepped Frequency Continuous Wave (SFCW) Sounding Signal in the frequency band of 0.4-5 MHz. The heterodyne radar architecture is applied to detect synchronously the radar returns by mixing the received signal down to an intermediate frequency (IF). The CW impulses with continues frequencies are transmitted separately. Each received frequency impulse is in turn down-converted to I and Q narrow baseband signals using a quadrature mixer. These signals could be sampled efficiently using high-precision, low-speed digitizers. The narrow bandwidth of the receiver has a higher immunity to radio frequency interference (RFI) as well. The Long-Rang GPR System is intended for subsurface sounding on depths of up to some hundred meters. According the above mentioned results it have been developed a new antenna constructed as a Small Horizontal Magnetic Loop of special form in which a flat conductor located close to the earth surface was applied. The antenna is automatically adjusted to the resonance at each frequency step and it enables radiate power under a ground surface to be quite effective with radiated power by 12 dB more comparing to the ordinary loop of the same size.

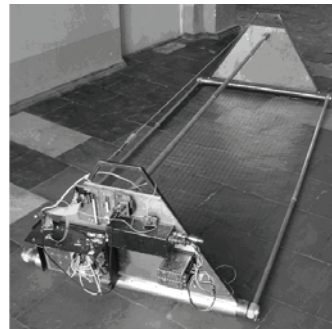


Fig. 7 GPR Prototype with developed antenna system

## CONCLUSIONS

As a result of computer simulation it is shown that it is possible to increase significantly the electromagnetic power radiated under the ground surface by the magnetic loop, the size of which is smaller than wavelength, by means of shielding upper wire of the loop with absorbing envelope. Electrical characteristics of the envelope should be chosen about of  $\varepsilon_a = 10$ ,  $\sigma = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Cм/м}$ , and its thickness may be about some tens centimeters. As well, the nearest wire to the ground surface should be made flat or consisting of some parallel wires, which leads to increase in radiated power under the ground surface. As a result it is possible to increase radiated power by 12 dB comparing to the ordinary loop of the same size.

It should admit that such antennas tend to be resonant and have rather narrow frequency band of effective radiation. So they will be very suitable for Stepped Frequency Continuous Wave (SFCW) GPR when such antenna can be tuned in resonance for example by electronically switching capacitors which can be controlled by special microprocessor.

### References

- [1] H. F. Harmuth. Nonsinusoidal waves for radar and radio communication. N-Y, 1981, 376p.
- [2] V. Sugak, G. Klochko, E. Koropets. Large Current Antennas in GPR Applications // Electromagnetic Phenomena, V.7, No1 (18), 2007.- P. 170-173.
- [3] R. H. Barfield. "Some experiments on the screening of radio receiving apparatus. Screened loops", Jour. IEE, Vol. 62, p. 249, 1924.
- [4] H. Whiteside, R. W. P. King, "The loop antenna as a probe", IEEE Trans. On Antennas and Propagation, Vol. AP12, May 1964, pp. 291-297.
- [5] R. W. P. King, "The loop antenna for transmission and reception", R. E. Collin, F.J. Zucker, Antenna Theory, Part 1, Chapter 11, McGraw-Hill, NY, 1969.
- [6] C. F. M. Carobbi, L.M.Millanta, L. Chiosi, "The high-frequency behavior of the shield in the magnetic-field probes" Proc. of IEEE Int. Symp. on EMC, Aug. 21-25th 2000, Washington, USA., pp. 35-40.
- [7] Wait J.R. Radiation Resistance of a Small Circular Loop in the Presence of a Conducting Ground.- "Journal of Applied Physics", 1953, v. 24, No 5, pp. 646-649.
- [8] Sugak V.G. Electromagnetic Field Structure near the Air-Ground Interface in the Presence of Inhomogeneous Objects // Telecommunication and Radio Engineering. - vol. 63, No 7, 2005, pp. 621-636
- [9] Jianming Jon, The Finite Element Method in Electromagnetic, John Wiley & Song, New York, 2002, 753 p.

Manuscript received October, 14, 2016



**Vladimir G. Sugak** was born in Russia, in 1952. He received the Ph.D. degree in Radiophysics from Institute of Radiophysics and Electronics of National Academy of Science of Ukraine (IRE of NASU) in 1992. He has been a Senior Researcher at the Department of Statistical radiophysics of the Institute of Radiophysics and Electronics of National Academy of Science of Ukraine. He received the Doctor of Science degree in Radiophysics from IRE of NASU in 2007.

He is currently Head of department at IRE of NASU. His research interest are in the area of applied mathematics, theory of radiowaves propagation in millimeter and santimeter wavelength bands, ground penetrating radar systems, signal processing and antenna technique. He has published more than 100 papers.



**Alekxander V. Sugak** was born in Ukraine in 1985. He graduated from National Aerospace University "HAI" in 2008. Currently he works at Institute of Radiophysics and Electronics of National Academy of Science of Ukraine (IRE of NASU) as a Junior Scientist. His research interests are in the area of signal processing algorithms.

**Fang Guangyou.** Professor, Director of Key Lab of Microwave & EM Radiation of Chinese academy of Science.

УДК 537.226

**Токовая антенна для георадаров глубинного зондирования** / В.Г.Сугак, А.В. Сугак, Fang Gyfang // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 316 – 320.

Рассмотрены принципы конструирования малогабаритной токовой антенны для применений в георадарах для задач глубинного зондирования. Антенна должна работать в относительно широком диапазоне частот и эффективно излучать электромагнитную энергию под поверхность грунта. Показано, что антенна, выполненная в виде магнитного диполя, размеры которого существенно меньше длины волны, позволяет эффективно излучать в случае, когда проводник, расположенный ближе к поверхности выполняется плоским, а второй, расположенный выше, – помещается в поглощающую оболочку с определенными значениями комплексной диэлектрической проницаемости.

*Ключевые слова:* радиолокатор подповерхностного зондирования, токовая антенна, магнитный диполь.

Ил.: 07. Библиогр.: 09 назв.

УДК 537.226

**Струмова антена для георадарів глибинного зондування** / В.Г.Сугак, А.В. Сугак, Fang Gyfang // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 316 – 320.

Розглянуто принцип конструювання малогабаритної струмової антени для застосування у георадаах глибинного зондування. Антена має працювати у відносно широкій смузі частот і ефективно випромінювати електромагнітну енергію під поверхню ґрунту. Показано, що антена, яка виконана у вигляді магнітного диполю, розміри якого значно менші, ніж довжина хвилі, дозволяє ефективно випромінювати у випадку, коли провідник, що розташований поблизу поверхні, виконується плоским, а інший, розташований вище, – поміщається в оболонку з певними значеннями комплексної діелектричної проникності.

*Ключові слова:* радіолокатор підповерхневого зондування, струмова антена, магнітний диполь.

Іл.: 07. Бібліогр.: 09 найм.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСА ЭЙРИ НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА

*О.В.КУРЬЖЕВА, А.Г.НЕПУХ*

---

Рассмотрена начально-краевая задача о преобразовании электромагнитного импульса Эйри плоской границей раздела двух диэлектрических сред. Точное решение задачи, описываемой интегральным уравнением Вольтерра, получено методом резольвенты. Проведен анализ потоков электромагнитной энергии, переносимой импульсами Эйри при прохождении через границу раздела сред.

*Ключевые слова:* электромагнитный импульс Эйри, интегральное уравнение Вольтерра, резольвента, теорема погашения.

### ВВЕДЕНИЕ

Интерес к параксиальному распространению оптических импульсов Эйри, обладающих такими необычными свойствами как недифрагирующее распространение, самоускорение и самолечение [1] не ослабевает вот уже почти десятилетие. Полученное ещё в 1979 году решение уравнения Шредингера в терминах самоускоряющейся функции Эйри [2] было успешно реализовано в оптике. Теоретически и экспериментально было показано, что световой пучок, описываемый функцией Эйри, может распространяться практически без дифракции, причем максимум плотности энергии светового пучка будет смещаться перпендикулярно направлению распространения, так что его траектория распространения будет параболической. В силу этого распределение в поперечном направлении интенсивности света в параксиальных пучках Эйри имеет максимумы в виде главного лепестка и вторичных лепестков. В работе [3] предложен метод подавления вторичных лепестков, основанный на использовании кольцевой амплитудной маски. В других работах [4 – 5] используются конический аксикон и ассиметричная аподизация Фурье-спектра для усиления интенсивности главного максимума и, в свою очередь, подавления боковых лепестков.

Активное исследование пучков Эйри продолжается и в настоящее время: в работах [6 – 9] представлены результаты по преобразованию при помощи зеркал пучков от точечного источника в поле с круговой каустикой, длина которой больше длины полуокружности, в [10] рассматриваются симметричные пучки Эйри. В [11] изучается влияние астигматизма на вид пучков такого типа, а в [12] рассматривается спиральная фокусировка пучков Эйри.

Исследуемые пучки Эйри описываются решением уравнения, полученного из уравнения Гельмгольца при переходе к параксиальному приближению. В последнее время предпринимаются попытки получить точное решение уравнения Гельмгольца [13 – 14], описывающее самоускоряющиеся пучки, т.е. пучки,

распространяющиеся по криволинейной траектории и отклоняющиеся на углы, большие по сравнению с параксиальным приближением. Точное решение двумерного уравнения Гельмгольца было получено для пучков Матье и Вебера [15], которые распространяются по эллиптической и параболической траекториям соответственно. В недавней работе [16] исследовались непараксиальные пучки Бесселя и было показано, что они распространяются по круговой траектории. Поэтому наряду с параксиальными пучками Эйри актуальным является и исследование непараксиальных импульсов Эйри.

В подавляющем большинстве работ пучки Эйри рассматриваются в однородной среде, хотя ясно, что практическое их использование предполагает наличие неоднородностей. В данной работе рассматривается ключевая задача о трансформации импульса Эйри на плоской границе раздела диэлектрических сред. Задача решается с помощью метода интегральных уравнений Вольтерра, обладающего физической наглядностью, полнотой описания, автоматическим учетом начальных и граничных условий, а также универсальностью по отношению к свободному члену уравнения (первичному импульсу) [17 – 18]. С помощью метода резольвенты получено точное решение данной задачи как для прошедшего, так и для отраженного границей импульсов. Полученные решения позволяют провести анализ потоков электромагнитной энергии, переносимых импульсами Эйри при прохождении через границу раздела сред.

Статья организована следующим образом. В п. 1 формулируется начально-граничная задача о преобразовании электромагнитного импульса Эйри плоской границей раздела двух диэлектриков. В п. 2 приводится метод решения поставленной задачи методом интегральных уравнений Вольтерра, а п. 3 посвящен анализу потоков энергии, переносимой прошедшим и отраженным импульсами.

### 1. НАЧАЛЬНО-ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА

Рассмотрим задачу о преобразовании электромагнитного импульса Эйри плоской границей раздела

двух диэлектриков, характеризуемых диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_1$  [19]. Пусть первичный электромагнитный импульс  $E_0(t, x)$ , где  $t$  время,  $x$  пространственная координата, распространяется перпендикулярно границе ( $x = 0$ ) со стороны диэлектрика с проницаемостью  $\varepsilon$  ( $x < 0$ ). В качестве первичного импульса будем рассматривать импульс, описываемый функцией Эйри

$$E_0(t, x) = \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{vT}\right), \quad (1)$$

где  $v = c/\sqrt{\varepsilon}$  – фазовая скорость первичного импульса,  $c$  – скорость света в вакууме,  $T$  – временной масштаб. В силу специфики функции Эйри импульс (1) ограничен передним фронтом [20]

$$\text{Ai}(z) = \frac{z^{-1/4}}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{2}{3}z^{3/2}} [1 + o(z^{-3/2})], \quad z \rightarrow +\infty \quad (2)$$

и его начальная позиция выбрана так, что он начинает взаимодействовать с границей в нулевой момент времени. Рис.1, а демонстрирует временной ход первичного импульса в двух разных точках, а распределение величины поля вдоль пути распространения в разные моменты времени показано на Рис.1, б.

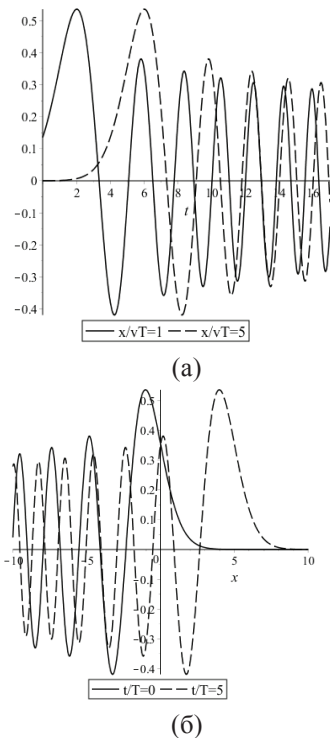


Рис. 1. Временной ход первичного импульса в двух разных точках (а) и распределение поля вдоль пути распространения в разные моменты времени (б)

Начально-краевую задачу об определении электрического поля при наличии плоской границы раздела двух диэлектрических сред будем рассматривать в

рамках описания ее посредством интегрального уравнения Вольтерра [17]:

$$E(t, x) = E_0(t, x) - \Omega \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dx' \theta\left(t-t'-\frac{|x-x'|}{v}\right) E(t', x'). \quad (3)$$

Здесь  $\Omega = \frac{v_1^2 - v^2}{2v_1v^2}$ ,  $v_1 = c/\sqrt{\varepsilon_1}$  – фазовая скорость в

среде с проницаемостью  $\varepsilon_1$ ,  $\theta(t)$  – единичная функция Хевисайда. Свободный член уравнения  $E_0(t, x)$  описывает электрическое поле первичного импульса (1). Если точка наблюдения  $(t, x)$  находится в области прошедшего через границу импульса (в области среды с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ ), то соотношение (2) представляет собой собственно уравнение для поля прошедшего импульса. Если точка наблюдения находится в области среды с проницаемостью  $\varepsilon$ , то это же соотношение представляет собой формулу для расчета поля отраженного импульса по найденному полю прошедшего импульса. В силу того, что первичный импульс ограничен передним фронтом и его взаимодействие с границей раздела сред начинается с нулевого момента времени, можно считать, что вообще граница раздела сред возникла в нулевой момент времени. Тогда постановка задачи сводится к хорошо исследованным задачам об электромагнитном поле в нестационарной среде, т.е. постановка задачи эквивалентна задаче о взаимодействии импульса с границей, которая возникает в нулевой момент времени [21 – 22]. Начальный импульс в виде функции Эйри (1) в силу своей формы соответствует данной постановке задачи.

## 2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Поле прошедшего через границу импульса дается решением интегрального уравнения (3), полученным методом резольвенты [17], которая состоит из двух частей

$$\hat{R} = \theta(x)(\hat{R}_1 + \hat{R}_2)\theta(x'). \quad (4)$$

Первая часть резольвенты имеет такой же вид, как и в случае неограниченного пространства

$$\hat{R}_1 = \Omega \theta(x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \theta\left(t-t'-\frac{|x-x'|}{v_1}\right) \theta(x'). \quad (5)$$

Вторая часть резольвенты

$$\hat{R}_2 = \Omega \theta(x) R \frac{\partial^2}{\partial t^2} \theta\left(t-t'-\frac{x+x'}{v_1}\right) \theta(x')$$

обусловлена наличием плоской границы. Множитель  $R = (v - v_1)/(v + v_1)$  совпадает с коэффициентом отражения плоской гармонической волны от плоской границы диэлектрической среды.



Применение резольвенты (4) к свободному члену уравнения (3) дает электрическое поле импульса, прошедшего через границу раздела сред

$$E_{Tr} = E_0(t, x) + \int_0^{+\infty} dt' \int_0^{+\infty} dx' \hat{R} E_0(t', x') =$$

$$= \theta(x) \Omega \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \int_0^{+\infty} dt' \int_0^{+\infty} dx' \theta \left( t - t' - \frac{|x - x'|}{v_1} \right) E_0(t', x') + \right.$$

$$\left. + \int_0^{+\infty} dt' \int_0^{+\infty} dx' R \theta \left( t - t' - \frac{x + x'}{v_1} \right) E_0(t', x') \right\}.$$

Область интегрирования в первом слагаемом в (6), определяемая неравенством  $t - t' - |x - x'| / v_1 > 0$ , показана на рис. 2 вертикальной штриховкой. Второй интеграл в этой формуле учитывает влияние границы раздела сред и область интегрирования в нем, определяемая неравенством  $t - t' - (x + x') / v_1 > 0$ , показана горизонтальной штриховкой. Первичный импульс отличен от нуля в области, заданной неравенством  $x' < vt'$ , и траектория его переднего фронта показана на рис. 2 пунктирной линией.

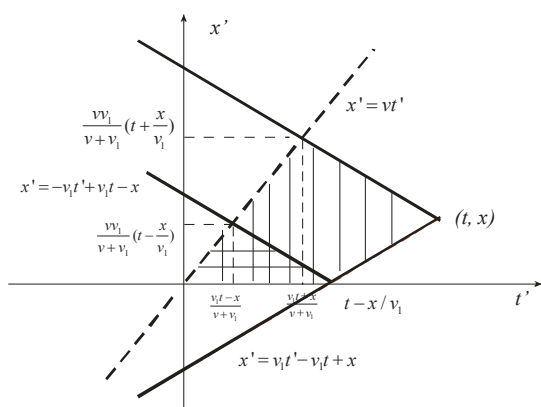


Рис. 2. Области интегрирования в формуле (7)

Результатом интегрирования в (6) будет выражение для поля прошедшего импульса, состоящее из виртуального импульса, погашающего падающий импульс (что является демонстрацией выполнения принципа погашения Эвальда-Озеена [23]) и слагаемого, представляющего собственно прошедший импульс,

$$E_{Tr}(t, x) = E_0(t, x) - \text{Ai} \left( -\frac{t}{T} + \frac{x}{vT} \right) +$$

$$+ \frac{2v_1}{v_1 + v} \theta(x) I_0 \text{Ai}(-t/T + x/v_1 T).$$

Как и следовало ожидать, импульс распространяется с новой скоростью, соответствующей среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ . В оптически более плотной среде,  $u = v_1 / v < 1$ , происходит запаздывание импульса Эйри, и ускорение в противоположном случае. Форма импульса при этом не меняет-

ся, рис.3, а, что объясняется в данном случае отсутствием дисперсии среды.

Подставляя выражение для прошедшего поля (7) в выражение (3), в котором точка наблюдения предполагается находящейся в области падающего импульса, и интегрируя, получим выражение для поля отраженного от границы импульса

$$E_R = \frac{v_1 - v}{v_1 + v} I_0 \text{Ai}(-t/T - x/vT).$$

Отраженный импульс также описывается функцией Эйри, распространяется в противоположном направлении по сравнению с падающим и имеет существенно меньшую амплитуду, показано на рис.3, б. В оптически более плотной среде,  $u < 1$ , отраженный импульс является синфазным с падающим, в оптически менее плотной среде,  $u > 1$ , фаза отраженного импульса меняется на противоположную по сравнению с падающим.

Коэффициенты прохождения  $2v_1 / (v_1 + v)$  в формуле (5) и коэффициент отражения  $(v_1 - v) / (v_1 + v)$  в (6) для импульса Эйри совпадают с соответствующими коэффициентами для плоской гармонической волны.

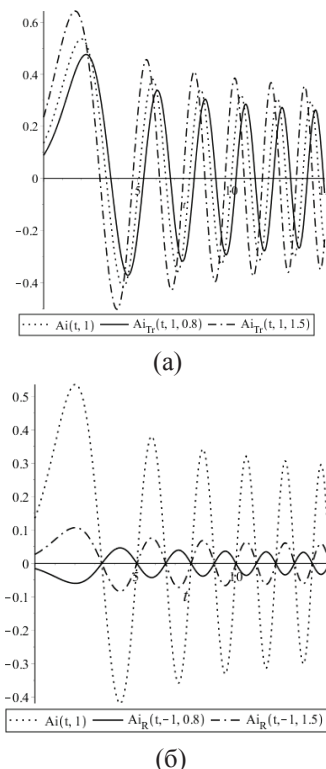


Рис. 3. Временной ход прошедшего импульса Эйри в точке  $x / vT = 1$  (а) и отраженного в точке  $x / vT = -1$  (б). Точками показан падающий импульс, сплошная линия соответствует случаю  $v_1 / v = 0.8$ , пунктирная с точками соответствует случаю  $v_1 / v = 1.5$

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС

Потоки энергии, переносимой импульсами,  $P(t, x) = E(t, x)B(t, x)$ , найдем, рассчитав магнитное поле согласно уравнению Максвелла

$$B(t, x) = -\int_0^t \frac{\partial E(t', x)}{\partial x} dt'.$$

В результате получим сильно осциллирующую функцию, обусловленную характером «хвоста» функции Эйри для больших отрицательных значений аргумента [20],

$$\text{Ai}(z) = \frac{z}{\sqrt{\pi}} \sin\left(\frac{2}{3}|z|^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right) [1 + o(|z|^{-7/4})], z \rightarrow -\infty. \quad (9)$$

Поскольку при больших значениях аргумента функция Эйри становится квазипериодической, то для анализа потока энергии целесообразно провести усреднение по некоторому временному интервалу  $T_0$ . Анализ асимптотической формулы (9) показывает, что интервал усреднения для функции Эйри при  $x \rightarrow -\infty$  может быть выбран из промежутка  $T_0 \in [1.5; 3]$ . Используя формулу

$$\bar{P}(t, x) = \frac{1}{2} \int_{t-T_0}^{t+T_0} P(t', x) dt' \quad (10)$$

получаем усредненные потоки энергии для прошедшего

$$\bar{P}_{Tr}(t, x) = \left(\frac{2u}{u+1}\right)^2 I_0^2 \left( [\text{Ai}(-t'/T + x/v_1T)]^2 \theta(T_1 - t) + \theta(t - T_1) \frac{1}{T_0} \int_t^{t+T_0} [\text{Ai}(-t'/T + x/v_1T)]^2 dt' \right) \quad (11)$$

и отраженного импульсов

$$\bar{P}_R(t, x) = \left(\frac{u-1}{u+1}\right)^2 I_0^2 \left( [\text{Ai}(-t'/T - x/vT)]^2 \theta(T_1 - t) + \theta(t - T_1) \frac{1}{T_0} \int_t^{t+T_0} [\text{Ai}(-t'/T - x/vT)]^2 dt' \right), \quad (12)$$

где  $\theta(T_1 - t)$ ,  $\theta(t - T_1)$  - функции Хевисайда, которые определяют границы усреднения для прошедшего и отраженного импульсов,  $T_1$  - правая граница главного лепестка. Поскольку он не осциллирует, то не усредняется, а усредняется только осциллирующая часть.

Зависимость потока энергии от пространственной координаты  $x$  определяется в аргументе подынтегральной функции Эйри непосредственно, а временная зависимость представляет собой усредненный по временному промежутку  $T_0$  результат. На рис.4, а показано влияние величины интервала усреднения на характер усредненного потока энергии невозмущенного импульса  $\bar{P}_0(t, x, T_0)$ . Вычисление получено пу-

тем численного интегрирования. Как и следует ожидать, увеличение  $T_0$  приводит к большему сгла-

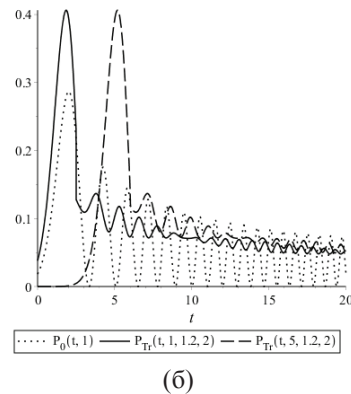
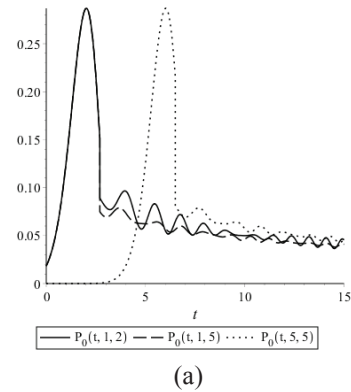


Рис.4. Перемещение максимума потока энергии невозмущенного (а) и прошедшего (б) импульсов

живанию осцилляций «хвоста» сигнала. Такой же эффект наблюдается и для прошедшего импульса, главный лепесток которого вместе с усредненным осциллирующим «хвостом» сносится от границы разделения сред. Рис.4, б, на котором показан временной ход потока энергии прошедшего импульса  $\bar{P}_{Tr}(t, x, u, T_0)$ , иллюстрирует этот снос. На этом рисунке интервал усреднения выбран  $T_0 = 2$ , а отношение показателей преломления равно  $u = 1.2$ . В результате усреднения осцилляций величина потока энергии асимптотически стремится со временем к одному и тому же значению.

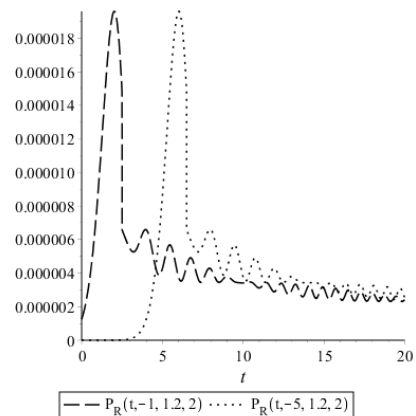


Рис.5. Временной ход потока энергии отраженного импульса в точках  $x/vT = -1$  и  $x/vT = -5$  в средах с отношением фазовых скоростей  $u = 1.2$

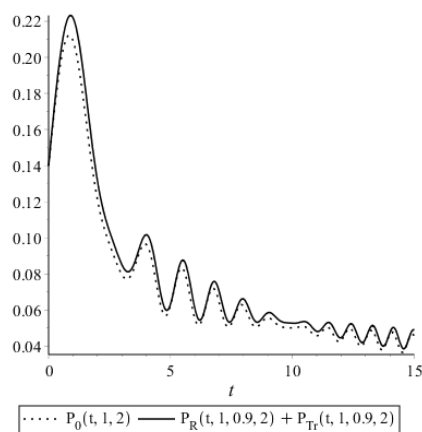


Рис.6. Баланс потоков энергии  $\bar{P}_{Tr}(t, x, u, T_0) + \bar{P}_R(t, x, u, T_0)$  и  $-\bar{P}_0(t, x, T_0)$  для параметров  $u = 0.9$  и  $T_0 = 2$

Перемещение усредненного потока энергии отраженного импульса  $\bar{P}_R(t, x, u, T_0)$  показано на рис.5 для параметров  $T_0 = 2$  и  $u = 1.2$ . Характер распространения отраженного импульса не меняется с течением времени, но максимум энергии достигается при значительно меньших значениях по сравнению с невозмущенным импульсом.

Баланс потоков энергии дифрагированных импульсов Эйри  $\bar{P}_{Tr}(t, x, u, T_0) + \bar{P}_R(t, x, u, T_0)$  и первичного импульса  $\bar{P}_0(t, x, T_0)$  показан на рис.6.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

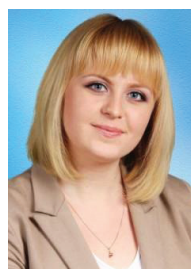
Рассмотрено взаимодействие импульса Эйри с плоской границей раздела диэлектриков. Показано выполнение теоремы погашения Эвальда-Озеена и отчетливое разделение процессов взаимодействия главного лепестка импульса и его «хвоста». Проведено исследование влияния интервала усреднения на характер осцилляций «хвоста», показано его асимптотическое сглаживание со временем при удалении на бесконечность.

**Литература**

[1] Siviloglou G. A., Broky J., Dogariu A. and Christodoulides D. N., Observation of accelerating Airy beam ballistics, OSA/CLEO/QELS, №1, P. 2085 – 2089, 2008.  
 [2] Berry M.V., Balasz N.L., Nonspreading wave packets, Am.J. Phys. 47(3),1978.  
 [3] Ohtake Y., Ando Y., Ohtake T, Sidelobe reduction of tightly focused radially higher-order Laguerre-Gaussian beams using annular masks, Optics Letters, V. 33, P. 617 – 619, 2008  
 [4] Kotlyar V., Kovalev A., Soifer V., Tuvey C. and Davis J., Sidelobe contrast reduction for optical vortex beams using a helical, Optics Letters, 2007, 32, P. 921 –923.  
 [5] Barwick, S. Reduced side-lobe Airy beams, Optics Letters, 2011. –V. 36. – P. 2827 – 2829.  
 [6] Georgios A. Siviloglou and Christodoulides D. N., Accelerating finite energy Airy beams/ 2007. – Vol. 32, Issue 8, P. 979 – 981.

[7] Хонина С.Н., Волотовский С.Г., Ограниченные 1D пучки Эйри, лазерный веер, Компьютерная оптика. – 2008. – 32(2), 168 – 174.  
 [8] Miguel A. Bandres, Accelerating parabolic beams, California Institute of Technology, Pasadena, OPTICS LETTERS. – 2008. – Vol. 33, No. 15.  
 [9] Alonso, M., Bandres M, Generation of nonparaxial accelerating fields through mirrors, Optics Express. 2014. – V. 22, Issue 6, P. 7124 – 7132.  
 [10] Vaveliuk P, Lencina A, Jose A. Rodrigo and Martnez-Matos Y, Intensity-symmetric Airy beams, Vol. 32, No. 3, March 2015  
 [11] Liang Y., Hu Y., Ye Z., Song D., Lou C., Zhang X., Xu J., Morandotti R., Chen Z., Dynamical deformed Airy beams with arbitrary angles between two wings, Journal of the Optical Society of America. – 2014. – V. 31, Issue 7, P.1468 – 1472.  
 [12] Li P., Liu T., Peng T., Xie G., Gan X., Zhao J., Spiral autofocusing Airy beams carrying power-exponent-phase vortices , Optics Express. – 2014. – V. 22, Issue 7, P. 7598 – 7606.  
 [13] Novitsky A. V. and Novitsky D. V., Nonparaxial Airy beams: role of evanescent waves, Opt. Lett. 34, 3430 , 2009  
 [14] Kaminer I., Bekenstein R., Nemirowsky J., Segev M., Nondiffracting accelerating wave packets of Maxwell’s Equations. – 2012. – V. 108, P. 16390.  
 [15] Zhang P., Hu Y., Li T., Cannan D., Yin X, Morandotti R., Chen Z., Nonparaxial Mathieu and Weber, Accelerating beams, Physical Review Letters. 2012 – V. 109, P. 1939.  
 [16] Parinaz A., Hector Moya-Cessa, Ido Kaminer, Segev, Christodoulides D.N., Dynamics of accelerating Bessel solutions of Maxwell’s equations, Journal of the Optical Society of America, 050.1960, Diffraction theory, 2016  
 [17] Нерух А.Г., Электромагнитные волны в диэлектрическом слое с зависящими от времени параметрами, ЖТФ, 1987. – т.57, в.11.  
 [18] Нерух А.Г., Хижняк Н.А., Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики, ХНПО «Тест-радио», 1991.  
 [19] Kuryzheva O.V., Nerukh A.G., Evolution of an Airy pulse energy flow induced by a dielectric plane boundary, CAOL-2016, 978-1-5090-2565-7/16, 2016  
 [20] Абрамовиц М., Стиган И., Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами, М.: Наука. – 1979. – 832 с.  
 [21] Nerukh A.G. and Nerukh D. A., Time-spatial drift of decelerating electromagnetic pulses, Optics Express. – 2013. – vol. 21, No. 14, 17366-17372.  
 [22] Nerukh A., Sakhnenko N., Benson T., Sewell P., Non-stationary electromagnetics, Pan Stanford Publishing, Singapore. 2013. – 597 p.  
 [23] Born M., Wolf E. Principles of optics, Cambridge University Press. – 1959. – 106 p.

Поступила в редколлегию 01.12.2016



**Курьжева Ольга Владимировна**, аспирантка, ассистент кафедры высшей математики ХНУРЭ. Область научных интересов – исследование явления дифракции сложных электромагнитных импульсов, в том числе и в параксиальном приближении, посредством интегральных уравнений.

**Нерух Александр Георгиевич**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой высшей математики ХНУРЭ. Область научных интересов – развитие построения алгоритмов решения начально-краевых задач нестационарной электродинамики на основе интегральных уравнений и их применение; математическое моделирование электромагнитных задач для нестационарных неоднородных сред; стационарные и нестационарные волны шепчущей галереи и плазмоны, их возбуждение и преобразование.

УДК 535.36

**Перетворення імпульсу Ейрі на плоскій межі діелектрика** / О.В.Курижева, О.Г.Нерух // Прикладна радіоелектроніка: наук. – техн. журнал. – 2016. Том 15, №4. – С. 321 – 326.

Розглянуто початково-крайову задачу про перетворення електромагнітного імпульсу плоскою межею поділу двох діелектричних середовищ. Точний розв'язок задачі, що описується інтегральним рівнянням Вольтерра, отримано методом резольвенти. Проведено аналіз потоків

електромагнітної енергії, яку переносить імпульс Ейрі під час проходження через межу поділу середовищ.

*Ключові слова:* електромагнітний імпульс Ейрі, інтегральне рівняння Вольтерра, резольвента, теорема погашення.

Лл.: 06. Бібліогр.:23 найм.

UDC 535.36

**Transformation of an electromagnetic Airy pulse by a plane boundary of a dielectric** / O.V. Kuryzheva, A.G. Nerukh // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. Vol. 15, № 4. – P. 321 – 326.

Transformation of an electromagnetic Airy pulse by a plane boundary of a dielectric is considered. It is shown that a problem formulation is equivalent to a case of a permittivity sharp change in a half space at zero moment of time. It enables to use the resolvent method for solution of the Volterra integral equation describing the phenomenon. Explicit expressions for transmitted and reflected pulses are obtained and energy flows are analyzed.

*Keywords:* electromagnetic Airy pulse, Volterra integral equation, resolvent, extinction theorem.

Fig.: 06. Ref.: 23 items.

## НАУКОВО-ТЕХНІЧНІ ОСНОВИ СИНТЕЗУ СИСТЕМИ МОНІТОРИНГУ НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЙ РІЗНОГО ХАРАКТЕРУ ЗА ОСНОВНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ТЕХНІЧНИХ ЗАСОБІВ РЕЄСТРАЦІЇ ФАКТОРІВ НЕБЕЗПЕК

*В.А. АНДРОНОВ, В.Д. КАЛУГІН, О.А. ЛЄВТЄРОВ, В.В. ТЮТЮНИК*

---

Представлено основи системного підходу для синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій (НС) залежно від виду та властивостей технічних засобів реєстрації факторів небезпек за допомогою інтегрального та комплексних параметрів, які визначають ефективну функціональність системи для забезпечення відповідного рівня безпеки життєдіяльності на території України.

*Ключові слова:* надзвичайна ситуація, система моніторингу надзвичайних ситуацій, технічні засоби реєстрації факторів небезпек, інтегральний та комплексні показники синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій

### ВСТУП

Вирішення проблеми моніторингу НС для України є актуальною задачею, оскільки передусім включає необхідність технічної реалізації заходів попередження та недопущення впливу небезпечних факторів на процес життєдіяльності населення та функціонування різного роду об'єктів держави [1 – 4]. Створені в Україні правові основи моніторингу НС визначають суб'єкти моніторингу, інструменти яких самостійно функціонують як системи гідрометеорологічного прогнозу, системи сейсмічного, екологічного та радіаційного моніторингу, системи навігації та безпеки на авіаційному, залізничному, автомобільному та магістральному транспорті та інш. Ці обставини свідчать, що в Україні не вирішена проблема комплексного контролю та регулювання рівня безпеки території держави з позиції системного аналізу в умовах прояву НС різного характеру. Виходячи з цих позицій, розробка науково-технічних основ синтезу єдиної системи моніторингу НС в Україні є актуальною науково-прикладною проблемою в галузі цивільного захисту.

### ОСНОВНИЙ МАТЕРІАЛ

Створення комплексної територіальної системи моніторингу НС в Україні ґрунтується на декількох факторах. По-перше, в основі системи моніторингу НС в Україні – класичний контур управління, рис. 1 [4, 5]. Отримана засобами контролю первинна інформація про фактори небезпеки на локальній території (місто, регіон, держава) або потенційно небезпечному об'єкті по кабелях або радіоканалу транслюється до пристроїв другого рівня, які призначені виконувати обробку отриманої інформації та представляти її у вигляді, необхідному для третього рівня. Обробка отриманої інформації може виконуватися як в одному місці, так і на декількох, залежно від конкретної сис-

теми моніторингу та розмірів контрольованої нею локальної території. Оброблена інформація у відповідному вигляді надходить на третій рівень, де виконується її аналіз та систематизація даних, на основі чого робиться висновок про стан безпеки локальної території. Особливо важливо для забезпечення швидкодії системи використання автоматизованих засобів обробки інформації, яке прискорить процеси на другому та третьому рівнях системи моніторингу, дозволить створити електронні, доступні в реальному масштабі часу, бази даних та знань. Використання математичних методів дозволить на основі отриманої інформації виконати моделювання небезпечної ситуації, прогнозування її розвитку та рівня, відображати прогнозовану динаміку катастрофічних подій графічно (у тому числі з використанням електронних карт). Друга інформаційна підсистема є системою підтримки ухвалення рішення. Особа, що приймає рішення, визначає один або декілька критеріїв, відповідно до яких здійснюється прогностичне моделювання розвитку НС та виробляються варіанти управлінських рішень, які обґрунтовані відповідними розрахунками. З набору варіантів управлінських рішень особа обирає один, або задає ще додаткові критерії, відповідно до яких виконується моделювання та розробка управлінських рішень, направлених на недопущення розвитку небезпеки до рівня катастрофи. Якщо ж катастрофи вже не уникнути, то розробка управлінських рішень направлена на мінімізацію наслідків від неї. Затверджене особою рішення, що приймає рішення, надходить до підсистеми виконання рішення (рис. 1), де виконується його формалізація та доведення до виконавців. Зміни стану локальної території та зміни стану небезпеки на ній викликатимуть зміни у величинах вимірюваних параметрів, що фіксуються пристроями кон-

тролю. Подальше моделювання покаже ефективність виконання управлінського рішення – контур управління замкнеться.

По-друге, правові основи для створення системи моніторингу НС в Україні закріплені в законах та інших підзаконних актах [6 – 10], які ґрунтуються на Міжнародній правовій базі. Так, питання організації та функціонування системи моніторингу та прогнозу-

вання НС визначені Кодексом цивільного захисту України, в якому вказано, що суб'єкти моніторингу, спостереження, лабораторного контролю та прогнозування НС на регіональному, місцевому та об'єктовому рівні визначаються Кабінетом Міністрів, відповідними місцевими державними адміністраціями, органами місцевого самоврядування, суб'єктами господарювання.

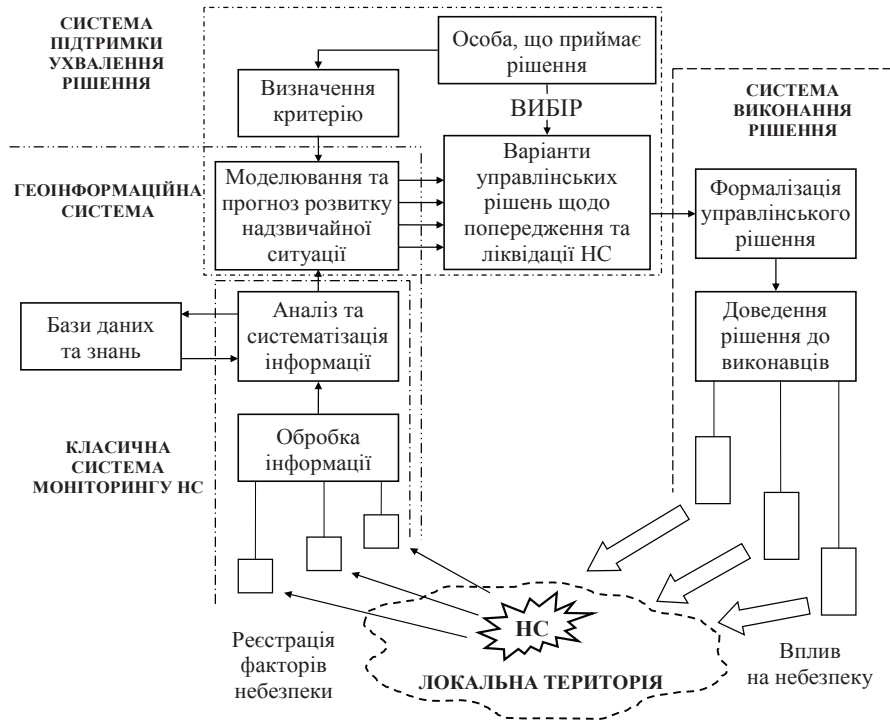


Рис 1. Схема структури моніторингу НС як засобу управління

По-третє, матеріально-технічна база для створення системи моніторингу НС включає функціонуючі в Україні системи гідрометеорологічного прогнозу, системи сейсмічного, екологічного, радіаційного моніторингу та системи навігації та безпеки на авіаційному, залізничному, автомобільному та магістральному транспорті й інші [11 – 15].

Тому, в рамках реалізації основних положень Кодексу цивільного захисту України відкритим залишається питання щодо раціонального об'єднання в єдину систему моніторингу НС окремо функціонуючих у державі підсистем. Для цього необхідно розробити науково-технічні основи синтезу єдиної системи, процедуру якого схематично наведено на рис. 2, де для забезпечення ефективності функціонування системи моніторингу НС та забезпечення необхідного рівня безпеки життєдіяльності в Україні обрано інтегральний показник, який включає сім напрямків аналізу, які описуються комплексними показниками, а саме [16]:

$$G_{\text{eff}}^{\text{СМНС}} = \varphi(G_I, G_{II}, G_{III}, G_{IV}, G_V, G_{VI}, G_{VII}), \quad (1)$$

де  $G_{\text{eff}}^{\text{СМНС}}$  – інтегральний показник ефективності функціонування комплексної територіальної багаторівневої (з взаємозв'язками між об'єктовим, місцевим, регіональним та державним рівнями) системи моніторингу НС [1, 4];  $G_I$  – показник синтезу системи моніторингу (ПССМ) за природою та параметрами прояву небезпек, на які спрямована система моніторингу;  $G_{II}$  – ПССМ від режимів функціонування;  $G_{III}$  – ПССМ від характеру використання інформації про безпеку;  $G_{IV}$  – ПССМ від архітектури обміну інформації про безпеку;  $G_V$  – ПССМ залежно від виду та властивостей технічних засобів для реєстрації факторів небезпек;  $G_{VI}$  – ПССМ залежно від виду та властивостей технічних засобів, що застосовані для зв'язку та передачі інформації [17];  $G_{VII}$  – ПССМ в залежності від використання методів моделювання та прогнозування розвитку НС.

Метою цього дослідження є розвиток уявлень про синтез системи моніторингу НС залежно від виду та властивостей технічних засобів для реєстрації факторів небезпек, які відповідають умовам життєдіяль-

ності на локальній території, де систему моніторингу планується застосовувати.

Комплексний показник синтезу системи моніторингу першого рівня залежно від виду та властивостей технічних засобів реєстрації факторів небезпек ( $G_V$ ) можна подати у вигляді такого функціоналу:

$$G_V = \varphi_V \left( g_{5.1}, g_{5.2}, g_{5.3}, g_{5.4}, g_{5.5}, g_{5.6}, g_{5.7}, g_{5.8}, g_{5.9}, g_{5.10} \right), \quad (2)$$

де  $g_{5.1}$  – ПССМ за середовищем базуванням технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.2}$  – ПССМ за способом реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.3}$  – ПССМ за терміном реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.4}$  – ПССМ за способом взаємодії чутливого елемента з середовищем, яке аналізується;  $g_{5.5}$  – ПССМ за способом управління процесом реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.6}$  – ПССМ за технічно реалізованими методами реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.7}$  – ПССМ за впливом на середовище, яке аналізується;  $g_{5.8}$  – ПССМ за метрологічними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.9}$  – ПССМ за динамічними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.10}$  – ПССМ за експлуатаційними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки.

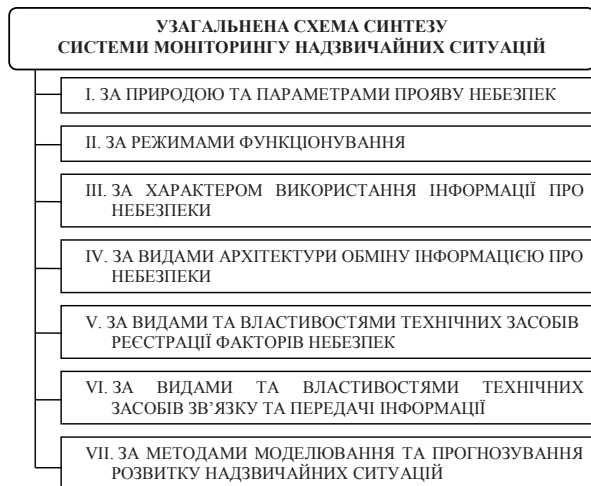


Рис 2. Узагальнена схема синтезу системи моніторингу НС

За характером базування технічних засобів реєстрації факторів небезпек ПССМ можна подати у такому вигляді:

$$g_{5.1} = \varphi_{5.1} (g_{5.1.1}, g_{5.1.2}, g_{5.1.3}, g_{5.1.4}), \quad (3)$$

де  $g_{5.1.1}$  – показник організаційно-технічних вимог до системи моніторингу (ПОТВдоСМ) за умов космічного базування технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.1.2}$  – ПОТВдоСМ за умов повітряного базування технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.1.3}$  – ПОТВдоСМ за умов водного базування технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.1.4}$  – ПОТВдоСМ за умов наземного базування технічних засобів реєстрації факторів небезпек.

За способом реєстрації факторів небезпек ПССМ має вигляд:

$$g_{5.2} = \varphi_{5.2} (g_{5.2.1}, g_{5.2.2}), \quad (4)$$

де  $g_{5.2.1}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі контролю (виявлення) прояву факторів небезпеки;  $g_{5.2.2}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі оцінювання параметрів небезпек.

ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі контролю (виявлення) прояву факторів небезпеки має вигляд:

$$g_{5.2.1} = \varphi_{5.2.1} (g_{5.2.1.1}, g_{5.2.1.2}, g_{5.2.1.3}), \quad (5)$$

де  $g_{5.2.1.1}$  – ПОТВдоСМ за умов використання технічних засобів реєстрації факторів небезпек максимальної дії;  $g_{5.2.1.2}$  – ПОТВдоСМ за умов використання технічних засобів реєстрації факторів небезпек диференційної дії;  $g_{5.2.1.3}$  – ПОТВдоСМ за умов використання технічних засобів реєстрації факторів небезпек максимально-диференційної дії.

ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі оцінювання параметрів небезпек має вигляд:

$$g_{5.2.2} = \varphi_{5.2.2} (g_{5.2.2.1}, g_{5.2.2.2}, g_{5.2.2.3}, g_{5.2.2.4}), \quad (6)$$

де  $g_{5.2.2.1}$  – ПОТВдоСМ за умов використання пошуківих технічних засобів для оцінювання параметрів небезпек;  $g_{5.2.2.2}$  – ПОТВдоСМ за умов використання багатоканальних технічних засобів для оцінювання параметрів небезпек;  $g_{5.2.2.3}$  – ПОТВдоСМ за умов використання багатошкільних технічних засобів для оцінювання параметрів небезпек;  $g_{5.2.2.4}$  – ПОТВдоСМ за умов використання багатоетапних технічних засобів для оцінювання параметрів небезпек.

ПССМ за терміном реєстрації факторів небезпек можливо представити як:

$$g_{5.3} = \varphi_{5.3} (g_{5.3.1}, g_{5.3.2}, g_{5.3.3}), \quad (7)$$

де  $g_{5.3.1}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі постійної реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.3.2}$  –

ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі періодичної реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.3.3}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі епізодичної реєстрації факторів небезпек.

ПССМ за способом взаємодії чутливого елемента з середовищем, яке аналізується, має вигляд:

$$g_{5.4} = \varphi_{5.4}(g_{5.4.1}, g_{5.4.2}, g_{5.4.3}), \quad (8)$$

де  $g_{5.4.1}$  – ПОТВдоСМ за умов використання контактних технічних засобів реєстрації факторів небезпек із зовні середовища, яке аналізується;  $g_{5.4.2}$  – ПОТВдоСМ за умов використання контактних технічних засобів реєстрації факторів небезпек усередині середовища, яке аналізується;  $g_{5.4.3}$  – ПОТВдоСМ за умов використання безконтактних (дистанційних) технічних засобів реєстрації факторів небезпек.

ПССМ за способом управління процесом реєстрації факторів небезпеки функціонально об'єднує такі показники:

$$g_{5.5} = \varphi_{5.5}(g_{5.5.1}, g_{5.5.2}, g_{5.5.3}), \quad (9)$$

де  $g_{5.5.1}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі автоматичної реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.5.2}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі автоматизованої реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.5.3}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі ручного управління процесом реєстрації факторів небезпеки.

ПССМ за технічно реалізованими методами реєстрації факторів небезпек має вигляд:

$$g_{5.6} = \varphi_{5.6}(g_{5.6.1}, g_{5.6.2}), \quad (10)$$

де  $g_{5.6.1}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації фізико-хімічних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.2}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації біологічних методів реєстрації факторів небезпек.

ПОТВдоСМ за умов реалізації фізико-хімічних методів реєстрації факторів небезпек має вигляд:

$$g_{5.6.1} = \varphi_{5.6.1} \left( g_{5.6.1.1}, g_{5.6.1.2}, g_{5.6.1.3}, g_{5.6.1.4}, g_{5.6.1.5}, g_{5.6.1.6}, g_{5.6.1.7}, \dots \right), \quad (11)$$

де  $g_{5.6.1.1}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації спектральних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.1.2}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації мас-спектральних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.1.3}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації радіоспектральних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.1.4}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації інфрачервоних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.1.5}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації люмінесцентних методів реєстрації

факторів небезпек;  $g_{5.6.1.6}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації фотометричних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.1.7}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації хроматографічних методів реєстрації факторів небезпек тощо.

ПОТВдоСМ за умов реалізації біологічних методів реєстрації факторів небезпек має вигляд:

$$g_{5.6.2} = \varphi_{5.6.2}(g_{5.6.2.1}, g_{5.6.2.2}, g_{5.6.2.3}), \quad (12)$$

де  $g_{5.6.2.1}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації біоіндикаційних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.2.2}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації біотестувальних методів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.6.2.3}$  – ПОТВдоСМ за умов реалізації методів оцінки компонент біологічної різноманітності для реєстрації факторів небезпек.

За впливом на середовище, яке аналізується, ПССМ можна подати як:

$$g_{5.7} = \varphi_{5.7}(g_{5.7.1}, g_{5.7.2}, g_{5.7.3}), \quad (13)$$

де  $g_{5.7.1}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні в активному або пасивному режимі впливу на середовище, яке аналізується;  $g_{5.7.2}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі відбору або без відбору проби із середовища, яке аналізується;  $g_{5.7.3}$  – ПОТВдоСМ при функціонуванні у режимі підготовки або без підготовки проби для аналізу.

За метрологічними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки ПССМ має вигляд:

$$g_{5.8} = \varphi_{5.8} \left( g_{5.8.1}, g_{5.8.2}, g_{5.8.3}, g_{5.8.4}, g_{5.8.5}, g_{5.8.6}, g_{5.8.7}, g_{5.8.8} \right), \quad (14)$$

де  $g_{5.8.1}$  – ПОТВдоСМ за чутливістю технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.2}$  – ПОТВдоСМ за межею чутливості технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.3}$  – ПОТВдоСМ за ціною ділення технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.4}$  – ПОТВдоСМ за діапазоном виміру технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.5}$  – ПОТВдоСМ за рівнянням вимірювального перетворення технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.6}$  – ПОТВдоСМ за похибкою виміру технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.7}$  – ПОТВдоСМ за варіаціями результатів виміру технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.8.8}$  – ПОТВдоСМ за швидкістю технічних засобів реєстрації факторів небезпек.

За динамічними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки ПССМ можна подати як:



$$g_{5.9} = \varphi_{5.9}(g_{5.9.1}, g_{5.9.2}, g_{5.9.3}), \quad (15)$$

де  $g_{5.9.1}$  – ПОТВдоСМ за диференційними рівняннями, які описують роботу технічних засобів реєстрації факторів небезпеки;  $g_{5.9.2}$  – ПОТВдоСМ за перехідними та імпульсними функціями технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.9.3}$  – ПОТВдоСМ за амплітудними та фазовими характеристиками технічних засобів реєстрації факторів небезпек.

За експлуатаційними характеристиками засобів реєстрації факторів небезпеки ПССМ має вигляд:

$$g_{5.10} = \varphi_{5.10}(g_{5.10.1}, g_{5.10.2}, g_{5.10.3}, g_{5.10.4}, g_{5.10.5}, \dots), \quad (16)$$

де  $g_{5.10.1}$  – ПОТВдоСМ за показниками надійності технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.10.2}$  – ПОТВдоСМ за рівнем електричної міцності технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.10.3}$  – ПОТВдоСМ за рівнем опору ізоляції технічних засобів реєстрації факторів небезпек;  $g_{5.10.4}$  – ПОТВдоСМ за стійкістю технічних засобів реєстрації факторів небезпек до кліматичних і механічних впливів;  $g_{5.10.5}$  – ПОТВдоСМ за терміном встановлення робочого режиму технічних засобів реєстрації факторів небезпек тощо.

Комбінування усіма, відповідно до виразів (2) – (16), багатофакторними організаційно-технічними показниками [18 – 22] дозволить комплексно підійти до розв’язання проблеми розбудови ефективної, залежно від виду та властивостей технічних засобів для реєстрації факторів небезпек, системи моніторингу НС для забезпечення необхідного рівня безпеки життєдіяльності на території України, критерієм оцінки ефективності розбудови та функціонування якої є:

$$G_{\text{eff.}}^{\text{СМНС}} \sim \begin{cases} \frac{P'_{\text{НС}}}{P_{\text{НС}}} \leq Z_{\text{НС}}^{\text{СМНС}}, \\ \frac{U_{\text{СМНС}}}{U_{\text{ВВП}}} \leq Z_{\text{Економ.}}^{\text{СМНС}}, \\ \frac{E_{\text{СМНС}}^{\text{T}}}{E_{\text{НС}}} \leq Z_{\text{Енерг.}}^{\text{СМНС}}, \\ \frac{N_{\text{СМНС}}}{N_{\text{Насел.}}} \leq Z_{\text{Соц.}}^{\text{СМНС}}, \end{cases} \quad (17)$$

де  $P_{\text{НС}}$  – ймовірність виникнення на локальній території НС за умов не функціонування системи безпеки;  $P'_{\text{НС}}$  – ймовірність виникнення на локальній території НС за умов функціонування системи безпеки;  $Z_{\text{НС}}^{\text{СМНС}}$  – встановлений рівень безпеки життєдіяльності на локальній території, який має забезпечувати система моніторингу НС [23];  $U_{\text{СМНС}}$  – розмір фінансування на розбудову та функціонування системи моні-

торингу НС;  $U_{\text{ВВП}}$  – розмір внутрішнього валового продукту у державі;  $Z_{\text{Економ.}}^{\text{СМНС}}$  – економічний критерій ефективності системи моніторингу НС [24, 25];  $E_{\text{СМНС}}^{\text{T}}$  – величина енергії техногенного походження, необхідної на розбудову та функціонування системи моніторингу НС ( $E_{\text{СМНС}}^{\text{T}} = E_{\text{П}} + E_{\text{Е}}$ , де  $E_{\text{П}}$  – енергія різних видів палив;  $E_{\text{Е}}$  – електрична енергія);  $E_{\text{НС}}$  – енергія НС, на протидію яких спрямована система безпеки;  $Z_{\text{Енерг.}}^{\text{СМНС}}$  – енергетичний критерій ефективності системи моніторингу НС [26 – 28];  $N_{\text{СМНС}}$  – штатна чисельність задіяного для функціонування системи моніторингу НС;  $N_{\text{Насел.}}$  – чисельність наявного населення в державі;  $Z_{\text{Соц.}}^{\text{СМНС}}$  – соціальний критерій ефективності системи моніторингу НС.

### ВИСНОВКИ

1. Сформульовані науково-технічні основи синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій. Показано, що основою для реалізації державної політики в галузі цивільного захисту є складова частина класичного контуру управління, яка забезпечує збір, обробку та аналіз інформації, моделювання розвитку обстановки на об’єкті управління та розвиток надзвичайних ситуацій на території України.

2. Для організаційно-технічної реалізації уявлень за п.1 вперше розроблено системний підхід для синтезу комплексної територіальної багаторівневої (з взаємозв’язками між об’єктовим, місцевим, регіональним та державним рівнями) системи моніторингу надзвичайних ситуацій залежно від низки комплексних параметрів чотирьох рівнів за видами та властивостями технічних засобів для реєстрації факторів небезпек.

3. Узагальнено підхід щодо оцінки ефективності розробленої системи моніторингу надзвичайних ситуацій за чотирма критеріями: рівнем безпеки життєдіяльності на локальній території, який має забезпечити розроблена система моніторингу; економічним, енергетичним та соціальними критеріями ефективності розробленої системи моніторингу.

### Література

- [1] *Калуґін В.Д.* Розробка науково-технічних основ для створення системи моніторингу, попередження та ліквідації надзвичайних ситуацій природного та техногенного характеру та забезпечення екологічної безпеки / В.Д. Калуґін, В.В. Тютюник, Л.Ф. Черногор, Р.І. Шевченко // Системи обробки інформації. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2013. – Вип. 9(116). – С. 204 – 216.
- [2] *Тютюник В.В.* Оцінка відносної інтенсивності між надзвичайними ситуаціями природного та техногенного характеру в регіонах України / В.В. Тютюник // Проблеми надзвичайних ситуацій. – Харків: Національний університет цивільного захисту України, 2015. – Вип. 21. – С. 112 – 120.
- [3] *Тютюник В.В.* Нейромережеве прогнозування залежності рівня техногенної небезпеки регіонів України від

- умов життєдіяльності / В.В. Тютюник // Наука і техніка Повітряних Сил Збройних Сил України. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2015. – № 1 (18). – С. 191 – 196.
- [4] Тютюник В.В. Створення комплексної системи моніторингу надзвичайних ситуацій в регіонах України / В.В. Тютюник // Автореф. ... доктора технічних наук за спец. 21.02.03 – Цивільний захист. – Київ: НАН України. ДП «Інститут геохімії навколишнього середовища НАН України». – 2015. – 42 с.
- [5] Азаренко Е.В. Проблема управления экологической безопасностью прибрежных вод и пути ее решения / Е.В. Азаренко, Ю.Ю. Гончаренко, М.М. Дивизинюк // Системи обробки інформації. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2012. – Вип. 2(100). – С. 271 – 275.
- [6] Кодекс цивільного захисту України від 2 жовтня 2012 року № 5403-VI // Голос України. – 2012. – листопад (№ 220 (5470)). – С. 4 – 20.
- [7] Постанова Кабінету Міністрів України від 30 березня 1998 року №391 «Про затвердження Положення про державну систему моніторингу довкілля» [Електрон. ресурс]. – Режим доступу: <http://zakon4.rada.gov.ua/laws/show/391-98-%D0%BF>.
- [8] Наказ МНС України від 06 листопада 2003 року №425 «Про затвердження Положення про моніторинг потенційно небезпечних об'єктів» [Електрон. ресурс] – Режим доступу: <http://zakon0.rada.gov.ua/laws/show/z1238-03>.
- [9] Малишева Н.Р. Гармонізація екологічного законодавства в Європі / Н.Р. Малишева – Київ, 1996. – 148 с.
- [10] Збірник нормативно-правових актів Європейського Союзу у сфері охорони навколишнього середовища. – Львів, 2004. – 192 с.
- [11] Український Гідрометцентр [Електронний ресурс] – Режим доступу: [http://meteo.gov.ua/ua/33345/hmc/hmc\\_main/](http://meteo.gov.ua/ua/33345/hmc/hmc_main/)
- [12] Комплексная система обеспечения безопасности движения поездов [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.eav.ru/publ1.php?publid=2009-12a09>
- [13] «Укрзалізниця» підвищує рівень безпеки руху поїздів [Електронний ресурс] – Режим доступу: <http://economics.unian.ua/transport/539737-ukrzeliznitsyapridvischue-riven-bezpeki-ruhu-pojizdiv.html>
- [14] Автоматизована система управління дорожнім рухом та контролю за станом покриття [Електронний ресурс] – Режим доступу: [http://www.asfalt.kiev.ua/stt\\_asursp.html](http://www.asfalt.kiev.ua/stt_asursp.html)
- [15] На автодороге Киев-аэропорт «Борисполь» установлены автоматизированные системы управления дорожным движением [Электронный ресурс] – Режим доступа: [http://www.rbc.ua/rus/news/economic/na\\_avtodoroge\\_kiev\\_aeroport\\_borispol\\_ustanovleny\\_avtomatizirovannye\\_sistemy\\_upravleniya\\_dorozhnym\\_dvizheniem\\_mintranssvyazi\\_030220090](http://www.rbc.ua/rus/news/economic/na_avtodoroge_kiev_aeroport_borispol_ustanovleny_avtomatizirovannye_sistemy_upravleniya_dorozhnym_dvizheniem_mintranssvyazi_030220090)
- [16] Тютюник В.В. Розвиток науково-технічних основ синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій на території України в рамках державної політики в галузі цивільного захисту / В.В. Тютюник, В.Д. Калугін // Державне управління у сфері цивільного захисту: наука, освіта, практика: матеріали Всеукраїнської науково-практичної конференції, 28–29 квітня 2016 р. / за заг. ред. В.П. Садкового. – Харків: Національний університет цивільного захисту України, 2016. – С. 286 – 288.
- [17] Тютюник В.В. Методологія синтезу системи моніторингу надзвичайних ситуацій за основними характеристиками засобів зв'язку та передачі інформації / В.В. Тютюник, В.Д. Калугін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – Харків: Академія наук прикладної радіоелектроніки; Харківський національний університет радіоелектроніки, 2016. – Том 15, № 2. – С. 110–115.
- [18] Тютюник В.В. Оценка уровня техногенной опасности территории по основным показателям жизнедеятельности методами факторного анализа и анализа главных компонент / В.В. Тютюник, Н.В. Бондарев, Р.И. Шевченко, Л.Ф. Черногор, В.Д. Калугін // Научные и образовательные проблемы гражданской защиты. – Химки: Академия гражданской защиты МЧС РФ, 2014. – № 3(22). – С. 47 – 57.
- [19] Тютюник В.В. Кластерный анализ территории Украины по основным показателям повседневного функционирования и проявления техногенной опасности / В.В. Тютюник, Н.В. Бондарев, Р.И. Шевченко, Л.Ф. Черногор, В.Д. Калугін // Геоінформатика. – Київ: Інститут геологічних наук НАН України, 2014. – 4(52). – С. 63 – 72.
- [20] Тютюник В.В. Деревя класифікації території України за основними показниками повсякденного функціонування та прояву техногенної небезпеки / В.В. Тютюник, М.В. Бондарев, Р.І. Шевченко, Л.Ф. Черногор, В.Д. Калугін // Системи обробки інформації. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2014. – Вип. 9(125). – С. 228 – 237.
- [21] Тютюник В.В. Нейромережеве моделювання умов життєдіяльності території України за основними показниками повсякденного функціонування та прояву техногенної небезпеки / В.В. Тютюник, М.В. Бондарев, В.А. Андронов, В.Д. Калугін // Системи обробки інформації. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2014. – № 8(124). – С. 194 – 209.
- [22] Тютюник В.В. Дискримінантний та канонічний аналізи результатів кластеризації території України за основними показниками повсякденного функціонування та прояву техногенної небезпеки / В.В. Тютюник // Системи озброєння і військова техніка. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2015, № 1(41). – С. 173 – 178.
- [23] Тютюник В.В. Системний підхід до оцінки динаміки прояву надзвичайних ситуацій на території України / В.В. Тютюник, В.Д. Калугін // Проблеми надзвичайних ситуацій: зб. наук. праць. – Харків: Національний університет цивільного захисту України, 2015. – Вип. 22. – С. 137 – 149.
- [24] Тютюник В.В. Формування критерію „ефективність – інтегральна ціна”, як основи принципу комплектування технічними засобами інтегральної системи безпеки / В.В. Тютюник, Р.І. Шевченко // Проблеми пожежної безпеки. – Харків: Університет цивільного захисту України, 2008. – Вип. 23. – С. 202 – 216
- [25] Тютюник В.В. Принцип комплектування технічними засобами складової «інформаційна безпека» інтегральної системи безпеки за критерієм «ефективність – інтегральна ціна» / В.В. Тютюник, Р.І. Шевченко // Системи озброєння і військова техніка. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2009. – № 2 (18). – С. 159 – 165.

- [26] *Тютюник В.В.* Системний підхід до оцінки небезпеки життєдіяльності при територіально-часовому розподілі енергії джерел надзвичайних ситуацій / В.В. Тютюник, Л.Ф. Черногор, В.Д. Калугін // Проблеми надзвичайних ситуацій: Зб. наук. праць. – Харків: Національний університет цивільного захисту України, 2011. – Вип. 14. – С. 171 – 194.
- [27] *Калугін В.Д.* Системний підхід до оцінки ризиків надзвичайних ситуацій в Україні / В.Д. Калугін, В.В. Тютюник, Л.Ф. Черногор, Р.І. Шевченко // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2012. – 1/6 (55). – С. 59 – 70.
- [28] *Тютюник В.В.* Використання енергетичного підходу для оцінки ефективності функціонування комплексної автоматизованої системи моніторингу, попередження та ліквідації надзвичайних ситуацій на локальній території / В.В. Тютюник, Л.Ф. Черногор, В.Д. Калугін // Системи обробки інформації. – Харків: Харківський університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба, 2016. – Вип. 1(138). – С. 183 – 194.

Надійшла до редколегії 10.10.2016



**Андронов Володимир Анатолійович**, доктор технічних наук, професор, проректор з наукової роботи Національного університету цивільного захисту України. Наукові інтереси: моніторинг та попередження надзвичайних ситуацій техногенно-екологічного характеру, методи впровадження екологічної освіти у вищих навчальних закладах технічного профілю, розробка способів зниження виробничої захворюваності на підприємствах України.



**Калугін Володимир Дмитрович**, доктор хімічних наук, професор, академік Міжнародної Академії Наук прикладної радіоелектроніки, професор кафедри спеціальної хімії і хімічної технології Національного університету цивільного захисту України. Наукові інтереси: фізико-хімічні проблеми моніторингу та ліквідації надзвичайних ситуацій природного та техногенного характеру.



**Левтеров Олександр Антонович**, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, докторант Національного університету цивільного захисту України. Наукові інтереси: еволюційні обчислення, методи і засоби моніторингу факторів надзвичайних ситуацій різного характеру.



**Тютюник Вадим Володимирович**, доктор технічних наук, старший науковий співробітник, начальник навчальної науково-дослідної лабораторії піротехнічних та спеціальних робіт Національного університету цивільного захисту України. Наукові інтереси: моніторинг надзвичайних ситуацій природного та техногенного характеру, прогнозування та оцінка небезпек, автоматизовані системи безпеки.

УДК 614.8+351.861+504.064

**Научно-технические основы синтеза системы мониторинга чрезвычайных ситуаций различного характера по основным характеристикам средств регистрации факторов опасностей** / В.А. Андронов, В.Д. Калугин, А.А. Левтеров, В.В. Тютюник // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, №4. – С. 327 – 333.

Представлены основы системного подхода для синтеза системы мониторинга чрезвычайных ситуаций, в зависимости от вида и свойств технических средств регистрации факторов опасностей, с помощью интегрального и комплексных параметров, определяющих эффективность функциональность системы для достижения соответствующего уровня безопасности жизнедеятельности на территории Украины.

*Ключевые слова:* чрезвычайная ситуация, система мониторинга чрезвычайных ситуаций, технические средства регистрации факторов опасностей, интегральный и комплексные показатели синтеза системы мониторинга чрезвычайных ситуаций

Ил.: 02. Библиогр.: 28 назв.

UDC 614.8+351.861+504.064

**Scientific and technical bases of monitoring system synthesis of different emergency situations by the main characteristics of means of danger factors registration** / V.A. Andronov, V.D. Kalugin, A.A. Levterov, V.V. Tyutiunik // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 327 – 333.

Bases of system approach for monitoring system synthesis of emergency situations by means of integral and complex parameters are provided. These parameters determine the effective functionality of the system for achievement of an appropriate health level and safety in the territory of Ukraine.

*Keywords:* emergency situation, emergency situations monitoring system, technical means of danger factors registration, emergency situations monitoring system synthesis integral and complex indicators

Fig.: 02. Ref.: 28 items.

## УЧЕТ ОТРАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ МЕСТА СКАЧКА СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЯЗИ В АВТОФАЗНОЙ ЛБВ

*В.Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, Г.И. ЧУРЮМОВ*

Рассмотрено влияние встречной волны в двухсекционной автофазной лампе бегущей волны (АЛБВ) при условии распространения двух волн в группирователе и в автофазной секции. Проведены расчеты при различных коэффициентах отражения на концах и стыке двух секций. Показано, что выходные характеристики АЛБВ с периодической замедляющей системой могут значительно изменяться под действием встречной волны.

*Ключевые слова:* лампа бегущей волны, автофазный режим, замедляющая система, сопротивление связи, захват сгустка, КПД.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес к автофазной лампе бегущей волны (АЛБВ) усилился в связи с привлечением новых технических решений для осуществления режима захвата сгустка и продвижения в область более высоких частот, а также с использованием релятивистских вариантов этого прибора [1, 2]. Разрабатываются многолучевые конструкции АЛБВ [3], и изучается применение данного принципа работы приборов для преобразования сигналов [4].

Осуществление скачка сопротивления связи в замедляющей системе, необходимого для захвата электронного сгустка [5, 6], неизбежно связано с появлением отражений электромагнитной волны от места скачка, кроме того, передача высокочастотной энергии прямой волны из группирователя в секцию взаимодействия будет сопровождаться обратной передачей встречной волны. Поскольку уровень встречной волны в автофазной секции может быть достаточно велик, то при проникновении ее в группирующую секцию может возникнуть нарушение группировки электронного потока.

Целью настоящей работы является изучение особенностей воздействия встречной волны на процесс группировки электронного потока при реализации автофазного режима работы ЛБВ

### 1. ТЕОРИЯ АЛБВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

Необходимость учета сложной структуры электромагнитного поля в замедляющей системе приводит к усложнению задачи расчета взаимодействия электромагнитной волны и электронного потока. При этом в зависимости от типа замедляющей системы могут быть выделены различные случаи:

- гладкая замедляющая система. В этом случае в системе распространяются прямая (падающая) и встречная (отраженная) волны, встречная волна является несинхронной, поэтому сила, действующая на электроны со стороны поля этой волны, является

квадратичной [7], но ввиду большой длины автофазного участка взаимодействия необходимо учитывать влияние встречной волны;

- периодическая замедляющая структура. В этом случае механизм взаимодействия существенно изменяется по сравнению с взаимодействием О-типа в гладких системах, для получения согласования с экспериментом необходимо учитывать пространственную гармонику встречной волны, находящуюся в синхронизме с пучком. При реализации режима с захватом сгустка данное обстоятельство может нарушить захват и устойчивость усиления прямой волны, что обосновывает изучение данного случая;

- периодическая замедляющая система при работе вблизи и за границей полосы пропускания, при этом возникает необходимость учета дискретного характера взаимодействия [8, 9]. Данный режим работы продолжают изучать [10, 11]. Работа АЛБВ на границе полосы пропускания представляется нецелесообразным, поскольку при этом возбуждаемое сгруппированным током пучка поле много больше возбуждаемого соседними резонаторами [9]. Тогда вследствие «разрушения» собственной волны системы исчезает условие для захвата сгустка – синхронный потенциальный рельеф электрического поля высокочастотной волны. Но целесообразно оценить возможную степень приближения к границе полосы пропускания.

Рассмотрение общих случаев возможно на основе теории возбуждения периодических структур [7, 9]. Такой «волновой» подход позволяет дать решение задачи взаимодействия, независимое от типа структуры. Данное обстоятельство особенно привлекательно в случае режима с захватом сгустка, т.к. позволяет вести рассмотрение особенностей режима без конкретизации типа замедляющей системы.

Учет всех пространственных гармоник прямой и встречной волн позволяет вести рассмотрение задачи взаимодействия потока с полями как непрерывных,

так и дискретных (до отдельного резонатора) электродинамических систем [9]. При этом обеспечивается непрерывный переход от случая дискретного взаимодействия к двухволновой модели возбуждения замедляющей структуры и гладким системам.

Запишем уравнение для поля в системе в виде

$$\bar{E}(x, y, z) = C_s^0(z)\bar{e}_s(x, y, z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z)\bar{e}_{-s}(x, y, z)e^{ih_{-s} z}, \quad (1)$$

здесь

$$C_{\pm s}^0 = E_{\pm s}^0 C_{\pm s}(z), \quad (2)$$

где  $E_{\pm s}^0$  – собственные амплитуды полей прямой ( $s$ ) и встречной ( $-s$ ) волн,  $C_{\pm}$  – амплитуды собственных волн – коэффициенты возбуждения.

Тогда уравнения возбуждения примут вид

$$\frac{dC_{\pm s}^0}{dz} = \mp \frac{R_s}{2} \int \bar{j}(x, y, z)\bar{e}_{\mp}(x, y, z)e^{ih_{\mp s} z} dS, \quad (3)$$

где

$$R_s^0 = -\frac{2E_s^0 E_{-s}}{N_s} = R_{-s}^0 = \frac{2E_{-s}^0 E_s}{N_s} \quad (4)$$

– сопротивление связи пучка с полем в точке периода структуры, где продольная компонента функции распределения равна единице:  $E_{\pm s, z}(z, y, z) = 1$ .

Для усредненного по сечению пучка поля получаем уравнение возбуждения

$$\frac{dC_{\pm s}^0}{dz} = \mp \frac{R_s^0}{2} J_1(z)\Psi_{\mp}(z)e^{ih_{\mp s} z}, \quad (5)$$

где

$$\Psi_{\pm s} = \bar{e}_{\pm s, z}(z) = \int \psi(x, y)e_{\pm s, z}(x, y, z)dS \quad (6)$$

– усредненные сечению пучка функции распределения собственных полей.

Отличия этих уравнений [9] от стандартных [7] связаны с записью уравнений возбуждения относительно величин  $C_{\pm s}^0$ , с точностью до постоянного множителя, совпадающими с коэффициентами возбуждения  $C_{\pm s}$ , и сопротивление связи (4) определяется в заданной точке, т.е. учитываются все пространственные гармоники. Обычно сопротивление связи определяется через амплитуды выбранных пространственных гармоник, т.е. является усредненным по периоду замедляющей системы  $L$ .

Соответствие между сопротивлениями связи в точке и для гармоник определяется выражением

$$R_{\pm s, n} = R_{\pm s}^0 \Psi_{\pm s, n} \Psi_{\mp s, n}, \quad (7)$$

где

$$\Psi_{\pm s, n} = \frac{1}{L} \int_0^L \Psi_{\pm s}(z)e^{\mp i \frac{2\pi}{L} z} dz \quad (8)$$

– коэффициенты ряда Фурье периодической функции.

Исходная система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{mv^2}{2} \right) = e \cdot \text{Re} E_z e^{-i(u+h_e z)} + E_g + E_{ct}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = h_e \left( \frac{v_e}{v} - 1 \right), \quad (10)$$

$$\frac{dC_{\pm}^0}{dz} = \mp \frac{R_s^0}{2} J_e I_1 \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\mp s} + h_e)z}, \quad (11)$$

$$I_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{iku(z, z_0)} du_0, \quad (12)$$

$$\bar{E}_z = C_s^0(z)\Psi_s(z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z)\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z}, \quad (13)$$

где  $v, u$  – скорость и фаза рассматриваемого электрона (крупной частицы),  $v_e$  – средняя скорость электронного пучка в отсутствии ВЧ-полей,  $J_e$  – постоянный ток пучка.

Рассмотрим отрезок периодической структуры длиной  $\Delta z_k = z_{k+1} - z_k$  и разобьем полное резонансное поле (13) (усредненное по сечению пучка) на три части

$$\bar{E}_z = C_s^0(z_k)\Psi_s(z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z_{k+1})\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z} + \Delta E_k(z). \quad (14)$$

Первое слагаемое соответствует полю прямой волны, набегающей на выделенный отрезок слева, второе слагаемое – полю встречной волны, набегающей справа, а  $\Delta E_k(z)$  – поле, возбуждаемое током данного отрезка пучка [9]. Из (11) и (14) получаем

$$\Delta E_k(z) = [C_s^0(z) - C_s^0(z_k)]\Psi_s(z)e^{ih_s z} + [C_{-s}^0(z) - C_{-s}^0(z_{k+1})]\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z}, \quad (15)$$

$$C_s^0(z) = C_s^0(z_k) - \frac{R_s^0}{2} J_e \int_{z_k}^z I_1(\bar{z})\Psi_{-s}(\bar{z})e^{i(h_{-s} + h_e)\bar{z}} d\bar{z}, \quad (16)$$

$$C_{-s}^0(z) = C_{-s}^0(z_{k+1}) - \frac{R_s^0}{2} J_e \int_z^{z_{k+1}} I_1(\bar{z})\Psi_s(\bar{z})e^{i(h_s - h_e)\bar{z}} d\bar{z}. \quad (17)$$

Учитывая, что при дискретном взаимодействии электронов с полем периодической замедляющей системы во многих случаях можно не учитывать изменение фазы поля в пространстве взаимодействия на одном периоде системы [9], получаются выражения для приращения поля  $\Delta E_k$ . Если поле синфазно в пределах  $z_k \leq z \leq z_{k+1}$ , то

$$\Psi_{\pm s}(z)e^{ih_{\pm s} z} = f(z)e^{i\varphi_{\pm k}}, \quad (18)$$

где  $f(z)$  – вещественная функция распределения, одинаковая (например, из соображений симметрии) для прямой и встречной волн,  $\varphi_{\pm k}$  – фазы прямой и встречной волн на выделенном отрезке, постоянные в его пределах.

Тогда

$$\Delta E_k(z) = A_s f(z) e^{i(\varphi_k + \varphi_{-k})},$$

$$A_s = -\frac{R_s^0}{2} J_e \int_{z_k}^{z_{k+1}} I_1(z) f(z) e^{ih_e z} dz, \quad (19)$$

т.е. поле  $\Delta E_k$ , возбуждаемое на отрезке системы  $\Delta z_k$  током пучка, представляется в виде произведения постоянного коэффициента  $A_s$  на функцию распределения собственных волн. Такой вид формулы соответствует возбуждению отдельного резонатора [7].

Запись системы уравнений в безразмерном виде производится стандартным образом. В работе [9] для удобства представления результатов введены следующие нормированные величины: коэффициент возбуждения

$$C_{\pm s} = \frac{C_{\pm s}^0}{E_e}, \quad (20)$$

где  $E_e = (m/e)\omega v_e \varepsilon^2$  – нормировочная амплитуда; изменение энергии электрона

$$\varepsilon = \frac{1}{2\varepsilon} \left( \frac{v^2}{v_e^2} - 1 \right). \quad (21)$$

Обозначим

$$g_{\pm s}(z) = \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\pm s} - h_e)z} \quad (22)$$

$$p_{\pm s}(z) = \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\pm s} + h_e)z} = \Psi_{\pm s}(z) e^{-i(h_{\pm s} - h_e)z}. \quad (23)$$

Тогда система уравнений для конечного числа крупных частиц запишется в виде

$$\frac{d\mathcal{E}_j}{d\zeta} = \text{Re} \left[ (G_s g_s + G_{-s} g_{-s}) (C_j - iS_j) + \mathcal{F}_q + \mathcal{F}_{st} \right], \quad (24)$$

$$\frac{dS_j}{d\zeta} = -C_j \mathcal{E}_j \frac{2}{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j + \sqrt{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j}}, \quad (25)$$

$$\frac{dC_j}{d\zeta} = S_j \mathcal{E}_j \frac{2}{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j + \sqrt{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j}}, \quad (26)$$

$$\frac{dG_{\pm s}}{d\zeta} = \mp \chi_{\pm s} I_1 p_{\mp s}, \quad (27)$$

$$I_k = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N (C_{jk} + iS_{jk}), \quad (28)$$

$$S_{jk} = S_{jk-1} C_j + C_{jk-1} S_j, \quad S_{j1} = S_j, \quad (29)$$

$$C_{jk} = C_{jk-1} C_j - S_{jk-1} S_j, \quad C_{j1} = C_j, \quad (30)$$

$$S_{jk} = \sin ku_j, \quad C_{jk} = \cos ku_j,$$

где  $\chi_{\pm s} = (\varepsilon_{\pm s} / \varepsilon)^3$  – параметр эффективности взаимодействия, а  $\varepsilon$  – произвольный малый параметр нормировки.

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{-s} = \left( \frac{e}{2m\omega^2} R_s^0 J_e \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (31)$$

Поле пространственного заряда

$$\mathcal{F}_q = q \text{Im} \sum \frac{\Gamma_k}{k} I_k (C_{jk} - iS_{jk}), \quad (32)$$

где  $q = \left( \frac{\omega p}{\varepsilon \omega} \right)^2$ ,  $\Gamma_k$  – коэффициент депрессии на частоте  $k\omega$ ,  $\mathcal{F}_{ct}$  – статическое электрическое поле,

$$S_j(0) = \sin u_j(0); \quad C_j(0) = \cos u_j(0). \quad (34)$$

Рассматриваемая задача является в принципе краевой, т. к. амплитуда прямой волны известна обычно в начале, а встречной – в конце пространства взаимодействия. Краевые условия записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} F_+(0) &= 1 - \Gamma_{\text{вх}}^2 F_{\text{вх}} + F_-(0) \Gamma_{\text{вх}} \\ F_-(\zeta_k) &= \Gamma_{\text{вых}} F_+(\zeta_k) \end{aligned} \right\}, \quad (35)$$

где  $\Gamma_{\text{вх}}, \Gamma_{\text{вых}}$  – комплексные коэффициенты отражения в начале и конце секции. Система уравнений (35) решается с помощью итерационного метода Пшеничного [12]. Значения величин  $F_{\pm}(\zeta_k)$ , необходимых для подсчета невязки решения, рассчитываются по уравнениям (24) – (30).

В программу, реализующую расчеты по данным уравнениям ([9, 13], программа SOVA) были внесены дополнения, связанные со спецификой режима с захватом сгустка. При задании скачка сопротивления связи проводился пересчет амплитуд высокочастотного поля в соответствии с  $F_n|_{\zeta+0} = F|_{\zeta} \cdot \sqrt{\chi_n(\zeta+0)}$ ,

выражение для полевого КПД приняло вид

$$\eta = \frac{\varepsilon}{2} \left( \frac{|F(\zeta)|^2}{\chi(\zeta)} - \frac{|F(0)|^2}{\chi(0)} \right) \cdot \left( 1 + 2\varepsilon \int_0^{\zeta} F_{cm} d\zeta \right)^{-1},$$

введен расчет фазы электрона относительно реального поля прямой волны

$$\psi = u - \arctan \frac{\text{Im} F_+}{\text{Re} F_+}. \quad (36)$$

Для обеспечения непрерывной зависимости фазы реального поля от длины прибора, определялось приращение фазы на шаге интегрирования, устранялись разрывы арктангенса, если они приходились на этот шаг интегрирования, и это значение приращения прибавлялось к фазе, вычисленной на предыдущем шаге. Зависимости  $\psi(\zeta)$  позволяют детально анализировать поведение захваченного сгустка.

## 2. ДВУХВОЛНОВОЕ РАССМОТРЕНИЕ РЕЖИМА С ЗАХВАТОМ СГУСТКА

Двухволновая теория является приближением к дискретному описанию взаимодействия, поэтому рассмотрим на ее основе взаимодействие в АЛБВ. В периодических замедляющих системах, привлекательных для АЛБВ как своими электродинамическими характеристиками, так и возможностью подвода к элементам системы статического потенциала, в общем случае возможен одновременный синхронизм с  $n$ -й и  $m$ -й пространственными гармониками прямой и встречной волн. Задавая соответствующие значения параметров рассинхронизма и коэффициента эффективности взаимодействия, можно описать взаимодей-

стве с любой парой выбранных пространственных гармоник прямой и встречной волн.

Рассмотрим взаимодействие в режиме с захватом сгустка с учетом встречной волны. Вначале предположим отсутствие отражений от концов замедляющей системы и равенство нулю амплитуды встречной волны на входе (режим «горячего согласования» [9]) и рассмотрим характеристики процесса взаимодействия по сравнению со случаем отсутствия встречной волны. Расчеты со значениями  $\varepsilon = 0.07$ ,  $\xi_+ = 1$ ,  $\xi_- = -6$ ,  $\chi_+ = \chi_- = 1$ , достаточно типичными для мощных ЛБВ сантиметрового диапазона длин волн, показывают незначительные отличия от случая отсутствия встречной волны при тех же значениях параметров рассинхронизма и эффективности для прямой волны (рис. 1). Расчеты в режиме «горячего согласования» для вариантов, отличающихся параметрами  $\xi_-$  и  $\chi_-$  показывают, что существенного влияния встречной волны на характеристики взаимодействия не происходит при  $\xi_- < -2$ ,  $\xi_- > 3$ . В этом случае генерация встречной волны в автофазном режиме зависит от параметров  $\xi_-$  и  $\chi_-$ . При сохранении форм распределения встречной волны (рис. 1) меняется период и амплитуда пульсаций  $F_-$ .

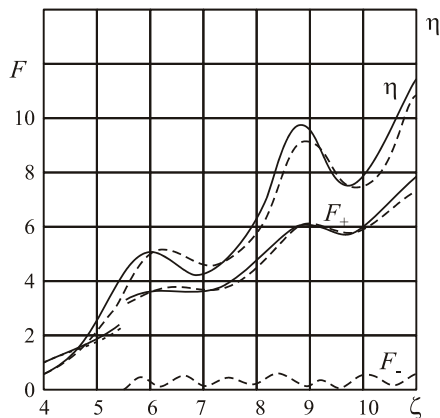


Рис. 1. Характеристики режима с захватом сгустка при учете распространения встречной волны.

— без учета встречной волны,  
 --- учет встречной волны, режим «горячего согласования»

Взаимодействие в двухволновой системе, при учете распространения встречной волны, необходимо изучать при решении краевой задачи с заданием коэффициентов отражений на концах отрезка замедляющей системы. Решение краевой задачи дает итоговое распределение высокочастотного поля двух волн вдоль пространства взаимодействия. Таким образом, можно установить границы допустимых значений параметра рассинхронизма для встречной волны (фактически степень приближения к границе полосы пропускания) и коэффициент отражения на концах автофазной секции.

На рис. 2 – 4 представлены варианты расчета автофазной ЛБВ при задании коэффициентов отражения от концов выходного участка (решении краевой задачи). Параметры расчета для рис. 2 – 4  $\varepsilon = 0.1$ ,  $\xi_+ = 1$ ,  $\xi_- = -6$ ,  $F = 0.2$ ,  $F_{cm0} = 1.0$ ,  $\chi_+ = \chi_- = 1.7$ . Поскольку рассматривается модельная задача, значения коэффициентов отражения задаются без учета их возможных значений в реальных замедляющих системах. При таких значениях  $\xi_-$ ,  $\Gamma_{вх}$  и  $\Gamma_{вых}$  зависимости рис. 2 достаточно близки зависимостям, представленным на рис. 1. Это свидетельствует о том, что быстро изменяющееся поле встречной волны не может существенно нарушить захват электронного сгустка – основную черту автофазного взаимодействия. На рис. 3 и 4 представлены зависимости полей прямой и встречной волн, КПД и первой гармоники сгруппированного тока от длины при различных значениях коэффициентов отражения от концов замедляющей системы. Эти варианты по значениям коэффициентов отражения являются продолжением варианта рис. 2.

Основной вывод, следующий из рассмотрения представленных графиков, это – возможность осуществления режима с захватом сгустка при значениях амплитуды встречной волны, сравнимой по величине с амплитудой прямой волны. Такой режим возникает при значениях модулей коэффициента  $|\Gamma_{вх}| = |\Gamma_{вых}| = 0.5$ . КПД усиления прямой волны при этом уменьшается на 9% за счет: отражения высокочастотной мощности, поступающей из группирователя, в месте скачка сопротивления связи; затраты части мощности электронного потока на усиление встречной волны; уменьшения коэффициента захвата электронного потока, о чем свидетельствует уменьшение величины  $\eta_e$  и фазовые траектории электронов для этого случая. Траектории движения электронов в координатах – безразмерная длина и фаза реального электромагнитного поля (рис. 5), вскрывают механизм вылета электронов из потенциальной ямы. Вследствие больших значений коэффициента отражения и амплитуды встречной волны в месте скачка сопротивления связи происходит скачок фазы поля падающей волны, в результате чего электронный сгусток сдвигается в сторону максимума поля высокочастотной волны. При этом увеличиваются колебания электронов в потенциальной яме и некоторые электроны (рис. 5, б) переходят через максимум потенциальной энергии и становятся несинхронными, в результате чего и происходит уменьшение КПД.

Рисунки 2 – 4 демонстрируют также влияние длины автофазного участка на характеристики взаимодействия. Большая длина участка взаимодействия в варианте рис. 3 приводит к изменению фазы встречной волны, в результате чего происходит увеличение КПД сразу за скачком сопротивления связи за счет синфазного сложения падающей и отраженной встречной волн, а на рис. 4 видно снижение КПД за

счет уменьшения мощности прямой (падающей) волны при отражении на входе и при противофазном сложении с отраженной встречной волной.

Энергетический баланс в рассматриваемой краевой задаче расчета взаимодействия с учетом распространения двух волн и отражений высокочастотной мощности от входа и выхода автофазного участка,

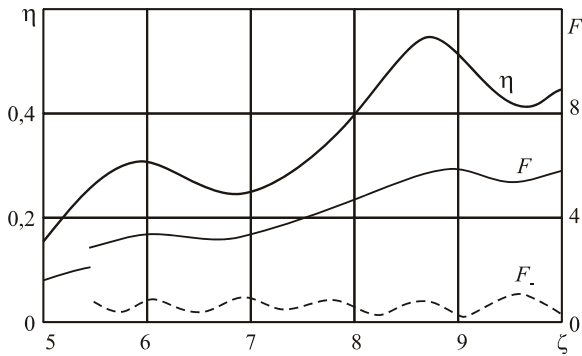


Рис. 2. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = 0,05 + j0$ ,  $\Gamma_{\text{вых}} = 0,05 + j0$

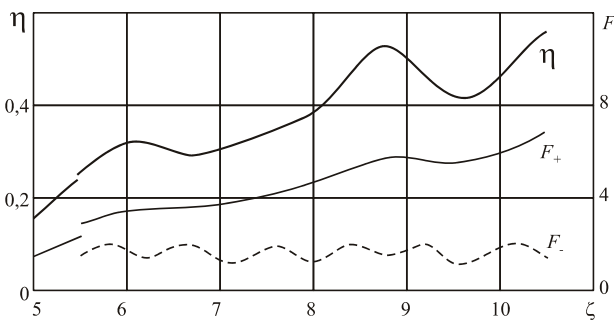


Рис. 3. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{вых}} = 0,25$

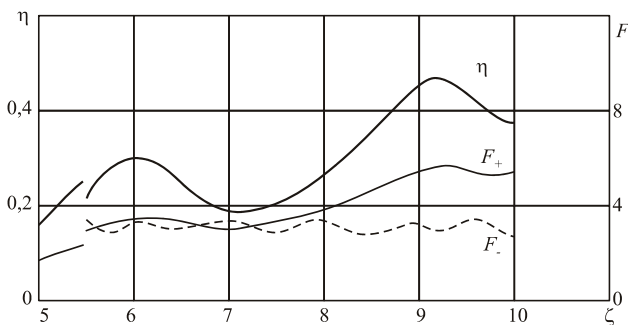
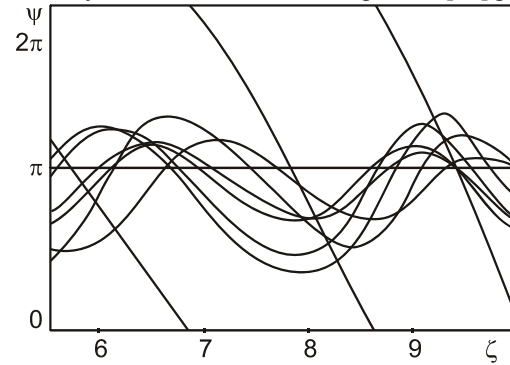


Рис. 4. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{вых}} = 0,5$

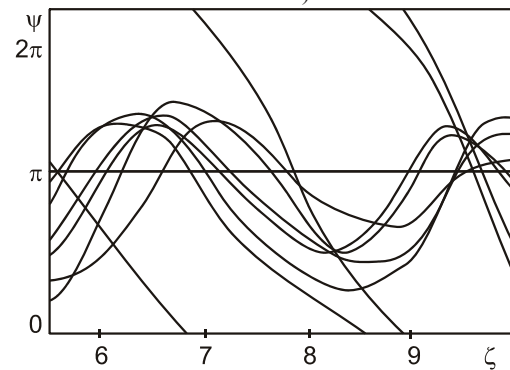
состоит из затрачиваемой мощности, равной  $I_0(U_0 + \Delta U)$  и выходной мощности, в которую входят мощность электронного пучка на выходе, мощность прямой волны на выходе, мощность встречной волны на входе, мощностью активных потерь (только в этих расчетах) и входного сигнала для упрощения можно пренебречь. Данный баланс в приведенных расчетах

выполняется с точностью до одного процента при точности удовлетворения краевых условий 0,01.

При приближении к границе полосы пропускания замедляющей системы происходит сближение фазовых скоростей падающей и встречной волн. Соответственно происходит сближение параметров рассинхронизма  $\xi_+$  и  $\xi_-$  и увеличивается влияние взаимодействия со встречной волной на характеристики автофазного участка. Как показано в работе [14] рельеф



а)



б)

Рис. 5. Влияние встречной волны на фазовые траектории электронов

целевой функции, описывающей решение задачи на частотах вблизи полосы пропускания имеет несколько экстремумов. В окрестности решения рельеф целевой функции имеет вид «вулкана», причем нуль функции находится в «жерле». При таком рельефе применяемый метод решения нелинейных уравнений дает сходимость к решению только при попадании в ближайшую окрестность поля. Таковыми в нашем случае являются варианты с  $|\xi_-| > 4,5$ ,  $|\Gamma_{\text{вх,вых}}| < 0,1$  при длине автофазной секции  $\zeta \leq 5$ . В противном случае решение может быть не найдено. Отсутствие решения не означает отсутствие усиления при заданном наборе параметров, описывающих режим с захватом сгустка. Для отыскания решения необходимо воспользоваться иным методом решения нелинейных задач с многоэкстремальными функциями, например, предложенными в [14].

Изучение зависимостей КПД, мощности прямой и встречной волн от параметров замедляющей системы, пучка и статического поля позволяет сделать вы-



вод, что возбуждение встречной волны приводит к снижению КПД при достаточной близости к границе полосы пропускания. Однако, как уже отмечалось, в этой области режим с захватом сгустка будет не эффективен из-за разрушения собственной бегущей волны системы и возрастания активных потерь в замедляющей системе. Это подтверждается расчетами по дискретной теории (рис. 6) для бессеточных зазоров, что соответствует работе на границе полосы пропускания (параметры варианта соответствуют работе [15]). Видно, что эффективное автофазное взаимодействие в данном случае отсутствует.

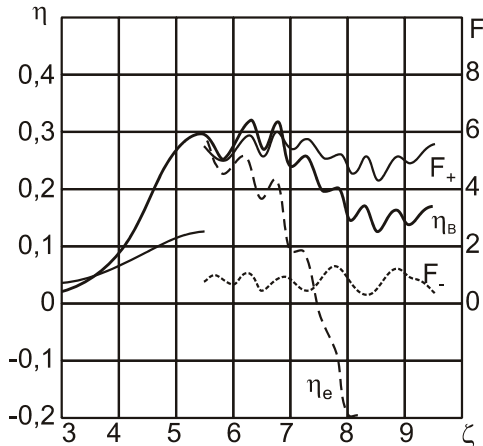


Рис. 6. Взаимодействие электронного потока и электромагнитных волн в приборе с дискретным изменением фазы. Первая секция:  $\xi = 1$ ;  $\zeta = 5,5$ ;  $\chi = 1$ . Вторая секция: безразмерная длина дрейфа  $\zeta_0 = 0,1$ ; длина зазора взаимодействия  $\zeta_d = 0,4$ ;  $\xi_+ = 1$ ;  $\xi_- = -6$ ;  $F = 0,2$ ;  $F_{ст.0} = 0,5$ ;  $\Gamma_{вх} = \Gamma_{вых} = 0,07$ ;  $\chi_+ = \chi_- = 5$ .

### 3. РАСЧЕТ ДВУХСЕКЦИОННОЙ АВТОФАЗНОЙ ЛБВ

Осуществление скачка сопротивления связи в замедляющей системе, необходимого для захвата сгустка, неизбежно связано с появлением отражений электромагнитной волны от места скачка, кроме того, передача электромагнитной энергии из группирователя в секцию взаимодействия, будет сопровождаться обратной передачей встречной волны. Поскольку уровень встречной волны в автофазной секции может быть достаточно велик, то при проникновении ее в группирующую секцию может возникнуть нарушение группировки электронного потока.

Рассмотрим распространение двух волн – прямой и встречной, в автофазной ЛБВ с учетом отражений от места скачка сопротивления связи. На рис. 7 показаны условия формирования полей прямой и встречной волн в этом случае. При этом краевая задача (35) [9, 15] должна решаться уже для двух секций АЛБВ. Алгоритм решения включает в себя расчет первой секции, перерасчет полей в месте скачка, расчет второй секции, проверку удовлетворения краевых усло-

вий и в зависимости от значений  $F_+(\zeta_k)$  и  $F_-(\zeta_k)$  производится либо окончание расчетов, либо вычисление новых значений  $F_+(0)$  и  $F_-(0)$  по методу Пшеничного [12].

Перерасчет полей  $F_+$  и  $F_-$  в месте перехода из секции в секцию производится по формулам

$$F_+(\zeta_n + 0) = F_+(\zeta_n - 0)G_+ (1 - \Gamma_n^2)^{1/2} + \Gamma_n F_-(\zeta_n + 0), \quad (37)$$

$$F_-(\zeta_n + 0) = G_- (1 - \Gamma_n^2)^{1/2} \times [F_-(\zeta_n - 0) - \Gamma_n F_+(\zeta_n - 0)], \quad (38)$$

где  $G_+ = \sqrt{\frac{\chi_+(\zeta_n + 0)}{\chi_+(\zeta_n - 0)}}$ ;  $G_- = \sqrt{\frac{\chi_-(\zeta_n + 0)}{\chi_-(\zeta_n - 0)}}$  – изменение амплитуды высокочастотной волны при скачке сопротивления связи;

$\Gamma_n$  – комплексный коэффициент отражения в месте скачка сопротивления связи;

$\zeta_n$  – координата скачка;

$F(\zeta_n - 0)$  и  $F(\zeta_n + 0)$  – комплексные амплитуды высокочастотных полей соответственно до и после перехода из секции в секцию.

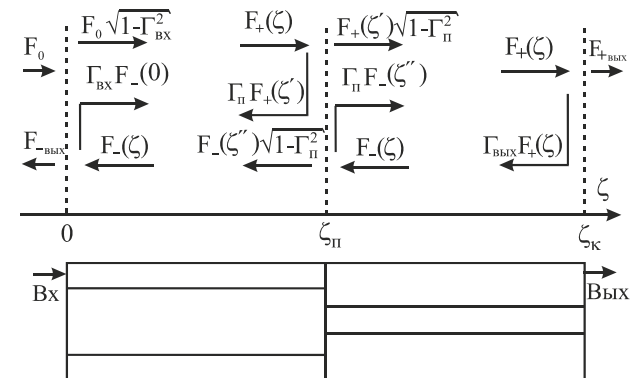


Рис. 7. Формирование полей падающей и отраженной волн в двухсекционной автофазной ЛБВ  $\zeta' = \zeta - 0$  – координата слева от точки скачка сопротивления связи,  $\zeta'' = \zeta + 0$  – справа

Указанный алгоритм был реализован в виде подпрограммы в программе расчета двухволнового взаимодействия в ЛБВ и был проведен ряд расчетов для двухсекционных ЛБВ, отличающихся различными значениями параметров секций и коэффициентов отражения ( $\Gamma_{вх}$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_{вых}$ ). Вследствие большой длины рассчитываемого пространства взаимодействия для данных вариантов увеличивается время расчета, кроме того, ограничения по значениям коэффициентов отражения и параметра рассинхронизма для встречной волны зачастую приводят к отсутствию сходимости решения. Наиболее типичный вариант расчета с учетом распространения двух волн в обеих секциях представлен на рис. 8. Параметры варианта

$\varepsilon = 0,1$ ;  $\xi_+ = 1$ ;  $\xi_- = -6$ ;  $\chi_+ = 1$ ;  $\chi_- = 1$ ; в автофазной секции  $\chi_+ = 1,7$ ;  $\chi_- = 1,7$ ;  $F = 0,2$ ;  $F_{ст.0} = 1$ . Малые значения коэффициентов отражения ( $\Gamma_{вх} = \Gamma_n = \Gamma_{вых} = 0,05 + j0$ ) и значение  $\xi_- = -6$  приводят к малым отличиям указанного варианта от случая отсутствия проникновения встречной волны из секции автофазного взаимодействия в группирующую секцию. Амплитуда встречной волны в начале группирующей секции более чем втрое превосходит амплитуду прямой волны, и ее существенного влияния не происходит из-за достаточного удаления фазовой скорости встречной волны от области эффективного взаимодействия. Однако и при таких значениях  $\xi_-$  при большей амплитуде встречной волны происходит нарушение группировки пучка, уменьшается мощность прямой волны на выходе группирователя.

Отсюда следует, что для обеспечения устойчивой работы автофазной ЛБВ необходимо: использовать более широкополосную группирующую секцию, т.к. при этом уменьшается эффективность взаимодействия встречной волны с электронным пучком; уменьшать коэффициент отражения на выходе ЛБВ; снижать значение  $\chi_-$  в автофазной секции и группирователе; секционировать группирователь введением локального поглотителя.

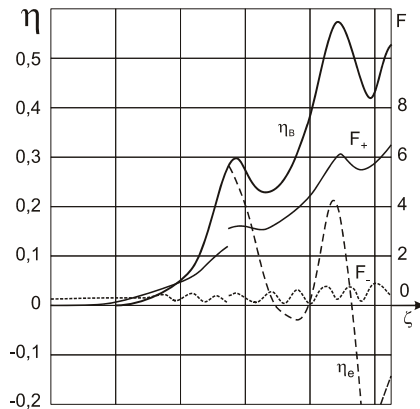


Рис. 8. Влияние отражений от места скачка сопротивления связи

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие в режиме с захватом сгустка в периодических замедляющих системах имеет ряд особенностей и его устойчивое существование возможно в полосе пропускания замедляющей системы на достаточном удалении от ее границ. При этом отражения на концах отрезков замедляющей системы существенно не нарушают режим с захватом сгустка.

При дискретном взаимодействии электронного потока с полями замедляющих систем (вблизи и за границей полосы пропускания, при узких зазорах взаимодействия) происходит нарушение захвата сгустка вследствие разрушения синхронного потенциального рельефа поля бегущей волны.

Возможность передачи энергии встречной волны из автофазной секции в группирователь приводит к

нарушению группировки и захвата электронного сгустка, в связи с чем необходимо уменьшать ее уровень и связь с пучком в группирователе.

### Литература

- [1] Кураев А.А. Перспективы применения сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах в целях продвижения их в терагерцовый диапазон/ А.А. Кураев, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.О. Рак, А.К. Сеницын, А.Е. Храмов // Журнал технической физики, 2015. – Т. 85, вып. 4, С. 105 – 109
- [2] Белявский Е.Д. Автофазный лазер на свободных электронах/ Е.Д. Белявский, О.В. Теличкина // Техника и приборы СВЧ, 2011, №2. – С. 7 – 10
- [3] Белявский Е. В. Влияние объемного заряда на захват электронных сгустков волной в многолучевой автофазной ЛБВ / Е. В. Белявский, Т. А. Саурова // Техника и приборы СВЧ. – 2011, № 2. – С. 11 – 14.
- [4] Белявский Е.Д. Преобразование некогерентных сигналов в автофазных приборах СВЧ О-типа / Е.Д. Белявский, В.В. Шинкарук //Электроника и связь, №3 Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии», 2010. – С. 49 – 51
- [5] Белявский Е.Д. О режиме работы приборов О-типа с захватом электронных сгустков полем электромагнитной волны/ Е.Д. Белявский //Радиотехника и электроника.– 1971, т.16, №1.– С. 208 – 210.
- [6] Крыжановский В.Г. Бондаренко Б.Н. Расчет выходных параметров автофазной ЛБВ./ В.Г. Крыжановский, Б.Н. Бондаренко // Электронная техника. Сер.1.Электроника СВЧ.–1990.–В.9.– С.3 – 6
- [7] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио: 2973. – 400 с.
- [8] Connolly D.J. A contribution to computer analysis of coupled-cavity traveling wave tubes/ D.J. Connolly, T.A. O'Malley // IEEE Transactions on Electron Devices. Vol.: 24, Issue: 1, Jan 1977. P. 27 – 31
- [9] Солнцев В.А. Теория взаимодействия в приборах типа О с периодической структурой./ В.А. Солнцев, А.В.Осин / В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (5 зимняя школа-семинар инженеров). Кн.4. Саратов, изво Саратовского ун-та, 1981.– С. 142 – 178.
- [10] Солнцев В.А. К теории электронных волн и дискретного электронно-волнового взаимодействия в полосах запирающих замедляющих систем/ В.А. Солнцев// Изв. вузов: Прикладная нелинейная динамика.– Т. 21, № 1, 2013.– С.86 – 98.
- [11] Kuznetsov A.P. Wave theory of a traveling-wave tube operated near the cutoff/ A.P. Kuznetsov, S.P. Kuznetsov, A.G. Rozhnev, E.V. Blokhina, L.V. Bulgakova // Radiophysics and Quantum Electronics.– Vol. 47, Nos. 5–6, 2004. – P. 356 – 373.
- [12] Пшеничный Б.Н. Численные методы в экстремальных задачах./ Б.Н. Пшеничный, Ю.М. Данилин.– М.: Наука, 1975, 320 с.
- [13] Осин А.В. Программа для расчета взаимодействия в приборах типа О с периодической структурой / А.В. Осин, В.А. Солнцев // Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1980, №9. – С.69.
- [14] Осин А.В. Эффективный метод решения нелинейной краевой задачи в приборах О-типа / А.В. Осин, В.В. Подшивалов / В кн.: XXXIX Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио. Тезисы докладов.

Ч.1 /НТО РЭС им. А.С. Попова.– М.: Радио и связь, 1984.– С. 118.

- [15] Солнцев В.А. Нелинейное взаимодействие электронов и ВЧ полей с дискретным изменением фазы в периодической структуре/ В.А. Солнцев, А.В. Осин // Радиотехника и электроника, 1984.– Т. 29, №3.– С. 547 – 556.

Поступила в редколлегию 02.10.2016



**Крыжановский Владимир Григорьевич**, доктор техн. наук, профессор, профессор кафедры радиофизики и кибербезопасности Донецкого национального университета МОН Украины. Научные интересы: электроника и электродинамика СВЧ.

**Чурюмов Геннадий Иванович**, фото и сведения об авторе см. на с. 299.

УДК 621.385.6

**Врахування відбиття електромагнітної хвилі від місця зміни опору зв'язку в автофазній ЛБХ/ В.Г. Крижановський, Г.І. Чурюмов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 334 – 341.**

На основі двохвильової теорії лампи хвилі, що біжить,

досліджено вплив відбиття електромагнітної хвилі від місця стрибка опору зв'язку в автофазній ЛБХ. Підтверджена можливість існування режиму з захопленням згустка в ході виконання умов на дисперсію сповільнюючої системи та коефіцієнти відбиття від кінців секцій приладу.

*Ключові слова:* автофазна лампа хвилі, що біжить, періодична сповільнююча система, захоплення згустка, ККД. Лл.: 08. Бібліогр.: 15 найм.

UDC 621.385.6

**Accounting of electromagnetic wave reflections from the step of interaction impedance in an autophase TWT / V.G. Kryzhanovskiy, G.I. Churyumov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 334 – 341.**

The paper considers the influence of an oncoming wave in a two-section autophase travelling-wave tube (TWT) under the condition of propagation of waves in a buncher and in an autophase section. Calculations under different reflection factors at the ends and joints of two sections are performed. It is shown that the output characteristics of a TWT with a periodical slow-wave structure can considerably change under the action of the oncoming wave.

*Keywords:* traveling wave tube, auto phase mode, periodical slow wave structure, interaction impedance, bunch catching, efficiency.

Fig.: 08. Ref.: 15 items.

УДК 517.862

## ШИРОКОПОЛОСНЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В МИКРОПОЛОСКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ДИОДОВ ГАННА И ИЗУЧЕНИЕ НОВЫХ ЭФФЕКТОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ТАКИХ СИСТЕМ

Л.В. ЮРЧЕНКО, В.Б. ЮРЧЕНКО

---

В работе описываются результаты численного моделирования во временной области широкополосных и хаотических автоколебаний, которые возникают в открытых микрополосковых линиях с дискретными активными элементами (диодами Ганна), между которыми существует запаздывание обратной связи. Проведено исследование процесса самовозбуждения высокочастотных импульсов и непрерывных волн, а также механизма переключения между этими двумя режимами возникновения разных типов колебаний в данных системах. Обнаружены и исследованы новые эффекты бистабильности и гистерезиса в нелинейной динамике этих систем.

*Ключевые слова:* высокочастотные импульсы, диод Ганна, линии задержки, система с запаздыванием.

### ВВЕДЕНИЕ

Для многих практических приложений нужны компактные источники ТГц колебаний [1]. Разработка таких источников требует использования различных твердотельных приборов, таких как: диоды Ганна, резонансные туннельные диоды, квантовые структуры и др. [1 – 4]. Однако значение выходной мощности этих приборов имеет предел и быстро уменьшается с увеличением частоты колебаний. Перспективным решением данной проблемы является пространственное суммирование мощности активных приборов при сборке их в единый массив в составе соответствующей резонаторной системы [5].

С увеличением частоты работы приборов длина волны излучения  $\lambda$  становится меньше характерных размеров  $d$  резонатора, активного массива или расстояния между устройствами в пределах массива. Это приводит к усложнению динамики системы, конструкции, моделированию, настройке и управлению генераторами. Кроме того, из-за значительной задержки обратной связи в системе могут появиться нетрадиционные эффекты эволюции поля во временной области [6 – 9].

В активных нелинейных системах по многим причинам возникает нетрадиционная динамика волнового поля, в том числе динамический хаос и другие эффекты, обусловленные, например, для диодов Ганна на основе нитрида галлия (*GaN*) внутренней динамикой электронов [10], где задержка обратной связи играет важную роль [6]. Поэтому при разработке и создании генераторов, которые должны работать в этих условиях, необходимо учитывать нелинейную динамику таких систем.

При моделировании твердотельных генераторов, как правило, используется два вида основных приближений, когда либо активные устройства модели-

руются строго (с помощью метода Монте-Карло или модели диффузии дрейфа электронов [3,10]), а пассивные компоненты (волноводы, антенны, и резонаторы) моделируются упрощенно, (например, с помощью *LC* -контура), либо пассивные компоненты (структуры с распределенными параметрами) моделируются строго (как правило, в частотной области), а активные устройства – упрощенно. В последнем случае популярным методом решения является линейный импедансный анализ [11 – 13]. Этот метод можно усовершенствовать, если использовать нелинейные импедансные модели и гибридные методы анализа [14].

Для процессов с произвольной и сложной зависимостью от времени, а также в случае значительных временных задержек обратной связи между активными устройствами, требуется прямое моделирование во временной области. В нашем исследовании, которое сфокусировано именно на таких случаях, используется альтернативный подход, который основан на моделировании активных систем непосредственно во временной области. Были рассмотрены системы, состоящие из отдельных дискретных нелинейных устройств (например, активных схем с диодами Ганна), которые соединены с помощью протяженных секций микрополосковой линии передачи. В этом случае дискретные компоненты описываются нелинейными обыкновенными дифференциальными уравнениями, тогда как участки распространения волн представлены линейными волновыми уравнения с достаточно простыми аналитическими решениями.

В результате, были получены модели активных нелинейных распределенных систем, в достаточной степени упрощенные для численного решения во временной области, но сохраняющие наиболее существенные особенности как пассивных (распространение волны), так и активных частей системы,

учитывающих нелинейные режимы работы активных устройств.

С помощью предложенного нами метода были промоделированы различные виды систем с параллельным и последовательным соединением активных СВЧ элементов с разными временами задержки взаимной связи между ними и изучены многочисленные эффекты сложной динамики излучения поля в них, в том числе нелинейное суммирование мощности [15], динамический хаос [16], генерация многочастотных колебаний [17], появление серии импульсов [18] и т.д.

Целью данной работы является исследование процесса самовозбуждения серий высокочастотных (ВЧ) импульсов или непрерывных колебаний (CW), которые появляются в микрополосковых системах с активными элементами (диодами Ганна) с длительной задержкой взаимной связи и удаленными резонаторами, механизма переключения между этими двумя типами колебаний, а также влияние таких новых эффектов в нелинейной динамике этих систем как бистабильность и гистерезис на процесс самовозбуждения широкополосных автоколебаний.

Бистабильность и гистерезис известны как характерные особенности, которые нередко возникают в оптических нелинейных системах [19–21]. С помощью численного моделирования нам удалось обнаружить такие же эффекты и изучить условия их появления в микроволновых активных системах на основе диодов Ганна.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим протяженную микрополосковую линию, состоящую из  $N$  микрополосковых секций, соединенных последовательно (рис.1). Каждая секция состоит из четырех основных частей, которые представляют собой активный блок  $G$ , изготовленный как дискретный компонент на основе диода Ганна, с вольт-амперной характеристикой, имеющей участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), удаленный резонатор  $A$ , представляющим собой дискретный индуктивно-емкостной  $LC$  - контур, протяженная секция линии передачи длиной  $D$ , соединяющая активный блок и удаленный резонатор (распределенная часть микроволновой цепи), и бесконечная (открытая) секция линии передачи, связанная с резонатором. Эта секция позволяет моделировать процесс излучения волны в свободное, а резонатор в этом случае работает как антенный узел.

Диод Ганна моделируется в предположении ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ) [2], когда область сильного поля в диоде колеблется вблизи контакта, а не проходит через структуру. Тогда частота колебаний может изменяться в широких пределах и достигать весьма высоких значений. Приближение этого вида означает мгновенный отклик диодов на изменение внешнего напряжения и соответствует пренебрежению детальным моделированием сильно-полевых областей в диодных структурах.

Собственная динамика подключенных активных приборов учитывается путем рассмотрения соответствующей эквивалентной активной цепи, состоящей из идеального диода с мгновенным откликом  $G$ , его эквивалентной емкости  $C$  и индуктивности  $L$ , источника напряжения, на который подается напряжение смещения  $e_B$ . В этой модели вольтамперные характеристики диода Ганна (рис.2) описываются уравнением [3]:

$$G(e) = G_0[(e + 0, 2e^4)/(1 + 0, 2e^4) + 0, 05e], \quad (1)$$

где  $G(e) = G_0 I_G(e) / I_0$  – диодный ток  $I_G(e)$ , выраженный в относительных единицах (коэффициент связи диода с электромагнитным полем),  $G_0 = Z_0 I_0 / V_0$ ,  $e = V / V_0$ ,  $V$  – напряжение диода,  $I_0$  и  $V_0$  – масштабные коэффициенты, связанные с пороговыми значениями  $I_G$  и  $V$ , соответственно, и  $Z_0$  – волновое сопротивление микрополосковой линии (мгновенные токи  $I$  в микрополосковой линии выражены в относительных единицах, как  $i = G_0 I / I_0$ ).

В качестве типичных параметров для диодов Ганна используем  $Z_0 = 50$  Ом и  $G_0 = 2$  ( $I_0 = 0, 2$  А,  $V_0 = 5$  В для  $GaAs$  диодов и  $I_0 = 1, 2$  А,  $V_0 = 30$  В для  $GaN$  диодов [3,4]).

Дифференциальные уравнения и граничные усло-

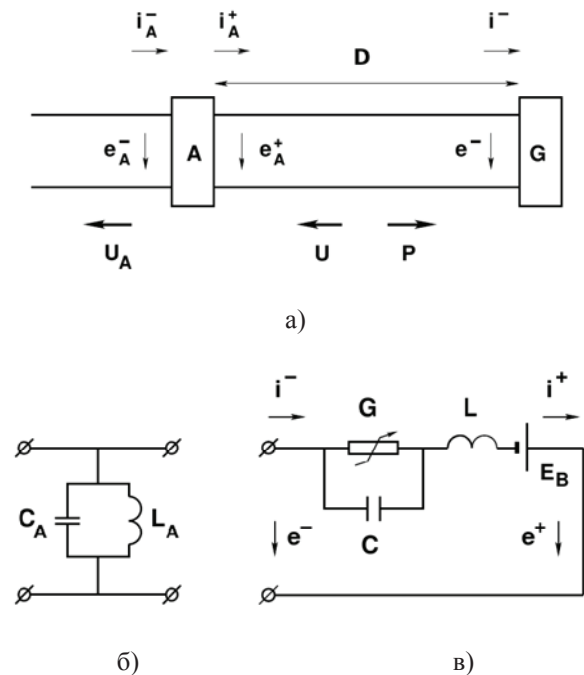


Рис.1. (а) – Протяженная микрополосковая линия, (б) – резонансный блок и (в) - секция с диодом Ганна, состоящие из диода Ганна  $G$ , емкости  $C$ , индуктивности  $L$  и источника напряжения  $E_B$ , (соответствующие стрелки показывают направление тока  $i$ , напряжения  $e$  в элементах цепи и волн  $U$ ,  $U_A$ ,  $P$ , распространяющихся в системе).

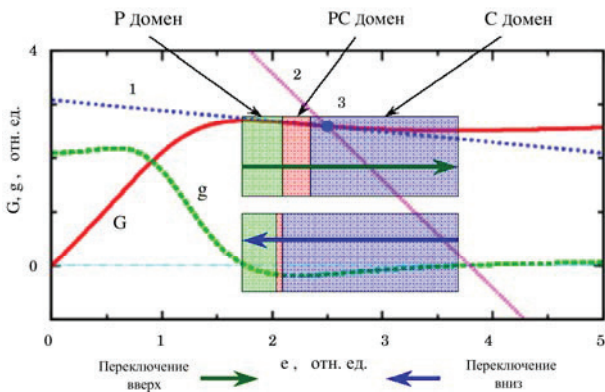


Рис.2. Вольтамперная характеристика диода Ганна  $G(e)$ , дифференциальная проводимость  $g(e) = dG(e)/de$ , возможные линии нагрузки (кривые 1 и 2), 3 – рабочая точка диода, P, PC и C – домены напряжения, в которых возникают различные типы колебаний.

вия, описывающие процесс самовозбуждения широкополосных автоколебаний, получаются путем использования волновых уравнений для протяженных секций микрополосковой линии передачи и уравнений Кирхгофа для диода и резонаторных блоков. Волновые уравнения описывают волны напряжения  $P$ ,  $U$  и  $U_A$ , распространяющиеся вправо и влево в микрополосковых секциях линии передачи, как показано на рис.1. Это те неизвестные функции, которые нужно найти.

Уравнения Кирхгофа обеспечивают граничные условия для волновых уравнений, наложенных на точки подключения как диода Ганна, так и резонансного блока. Они сформулированы в терминах значений напряжения и тока  $e^\pm$ ,  $e_A^\pm$ ,  $i^\pm$  и  $i_A^\pm$  в точках подключения (см. рис.1), которые выражаются с помощью волновых функций  $P$ ,  $U$  и  $U_A$ . Кроме того, эти условия дополняются также условием излучения на бесконечности в открытой секции микрополосковой линии (предполагается также, что нет потерь и дисперсии в линиях передачи).

Состояние отсутствия колебаний используется в качестве начального условия, когда напряжение диода  $e$  зафиксировано за пределами ОДП - области при заданном напряжении источника питания  $e_{B0}$ . Самовозбуждение начинается тогда, когда напряжение на диоде попадает в ОДП - область  $\{e_{min}, e_{max}\}$ , как схематически показано на рис. 2. Колебания развиваются в ответ на малую флуктуацию напряжения смещения  $e_B$  в этой области или же в результате переключения напряжения смещения из устойчивой области в нестабильную область ОДП за счет увеличения (уменьшения) исходного значения напряжения  $e_B(\tau)$  в течение времени нарастания  $T_R$  (или спада

$T_F$ ), которые могут быть либо маленькими, либо большими по сравнению с другими характерными временами в системе. Здесь используются временные и пространственные переменные в относительных единицах, определяемые как  $\tau = ct/a$  и  $x = \tilde{x}/a$ , где  $t$  и  $\tilde{x}$  – временные и пространственные переменные в натуральных единицах, соответственно,  $c$  – скорость волны в микрополосковой линии,  $d = D/a$  – длина микрополосковой секции в относительных единицах,  $a$  – пространственный масштаб, используемый для нормировки.

Основные уравнения можно свести к набору обыкновенных дифференциальных уравнений с запаздыванием:

$$U''(\tau) + U''(\tau - 2d) - U''_A(\tau - d) + \omega_L[U'(\tau) - U'(\tau - 2d) + U'_A(\tau - d) + e'_B(\tau)] + \omega_G^2[U(\tau) + U(\tau - 2d) - U_A(\tau - d) - G(e(\tau)) + G(e_0)] = 0, \quad (2)$$

$$U''_A(\tau) + 2\omega_{CA}[U'_A(\tau) - U'(\tau - d)] + \omega_A^2 U_A(\tau) = 0, \quad (3)$$

$$e(\tau) = e_B(\tau) - U(\tau) + U(\tau - 2d) - U_A(\tau - d) - \omega_L^{-1}[U'(\tau) + U'(\tau - 2d)] - U'_A(\tau - d), \quad (4)$$

где  $U(\tau)$  и  $U_A(\tau)$  – неизвестные волновые функции,  $e(\tau)$  – напряжение на диоде Ганна в момент времени  $\tau$ ,  $\omega_L = aZ_0/cL$ ,  $\omega_{CA} = a/cZ_0C_A$ ,  $e_0 = e_{B0}$ ,  $\omega_G^2 = (a/c)^2/LC$ ,  $\omega_A^2 = (a/c)^2/L_A C_A$ , а  $G(e(\tau))$  – ток диода Ганна, который определяется уравнением 1. Индекс «А» обозначает переменные, относящиеся к антенному узлу.

Для численного моделирования уравнений 1 – 4 использовался метод Дормана-Принса 8(5,3)-го порядка [22], дополненного введением интерполяции высокого порядка в пределах интервала запаздывания, из которого берутся пробные значения функций в процессе вычислений. Это усовершенствованный метод повышенной точности, который позволяет вычислить очень длинные последовательности временных колебаний. В них могут иметь место различные виды явлений самоорганизации, возникающие из-за сложной нелинейной динамики волнового поля в данном виде активных распределенных систем. Результаты численного моделирования представлены на рис.3 – 10.

## 2. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЧ ИМПУЛЬСОВ

Есть два вида колебательных процессов, наблюдаемые в системе. Один из них – генерация непрерывных волн, другой – появление серий высокочастотных импульсов, которые появляются в ответ на включение смещения. Реализация того или другого типа колебаний зависит как от параметров системы так и от способа переключения смещения, т. е., скорости переключения и используемой функ-

ции времени, как показано схематично на рис.2. Эффекты, описанные ниже, наблюдались при  $\omega_G = \omega_A = 1$ ,  $\omega_C = \omega_{CA} = 10$  и  $G_0 = 2$ . Чтобы проиллюстрировать этот процесс, построим графики профиля волны напряжения  $U_A(\tau)$ , излучаемой в бесконечную открытую секцию линии передачи и профиля напряжения на диоде Ганна  $e(\tau)$ .

Рассматривая случай самогенерации ВЧ импульсов, можно видеть, что импульсы возбуждаются, когда напряжение смещения  $e_B(\tau)$  при включении системы увеличивается от начального низкого значения и становится выше некоторой пороговой величины, и прекращаются, когда значение  $e_B(\tau)$  становится ниже пороговой.

Когда происходит возбуждение, напряжение смещения  $e_B$  совпадает с усредненным по времени значением напряжения на диоде, как показано на рис. 3 – 10, где  $e_B$  представлено кривой 1, (кривые 2 и 3 показывают границы ОДП - области  $\{e_{\min}, e_{\max}\}$ , а кривая 4 показывает напряжение, при котором достигается максимальное значение отрицательной дифференциальной проводимости).

Характерной особенностью эффекта является то, что длительность импульса  $t_p$  равна временному интервалу между импульсами  $\Delta t_p$  и значение каждого из них порядка времени прохождения сигнала от активного блока к резонатору и обратно к активному блоку. Таким образом, пространственная длина каждого импульса  $L_p = ct_p$ , излученного в бесконечную микрополосковую линию, примерно равна двойной длине микрополосковой секции, соединяющей диод Ганна с удаленным резонатором  $L_p = 2d$  (см. рис. 3 и 4).

Несущая частота каждого импульса  $\omega$  определяется собственными частотами активного блока  $\omega_G$  и удаленного резонатора  $\omega_A$ , а оптимальным условием для формирования четкой последовательности импульсов является совпадение собственных частот  $\omega_G$  и  $\omega_A$ . Длина  $d$  микрополосковой секции, которая обеспечивает запаздывание взаимной связи, должна быть достаточно большой, чтобы длительность импульса  $t_p$  была намного больше, чем период колебаний  $T = 2\pi/\omega$ .

Формирование серии импульсов и основных условий для этого можно объяснить следующим образом. Если активный блок спроектирован таким образом, что автоколебания могут существовать в системе, когда отсутствует резонатор в антенном узле  $A$ , то колебания возникают и продолжают в течение времени  $t_p$  до тех пор, пока сигнал, отраженный от фактически существующего резонатора, не вернется

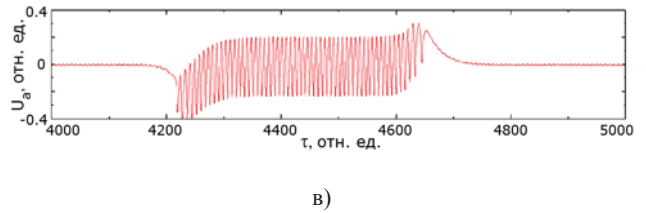
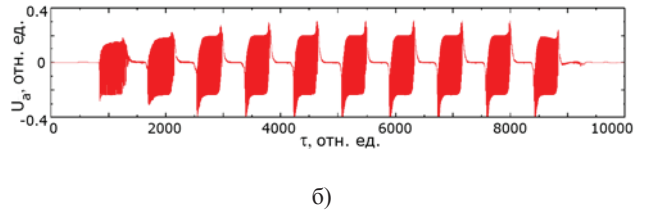
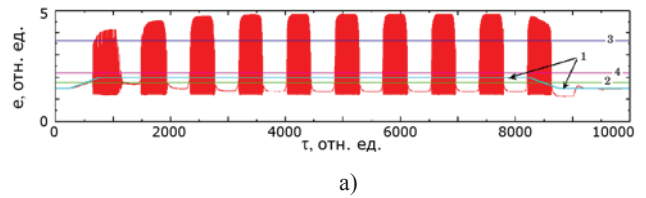


Рис.3. (а) – Серия ВЧ импульсов, излученная из системы с диодом Ганна, подключенного к антенному узлу удаленного резонатора с помощью микрополосковой линии длиной  $d = 200$ ; длина волны излучения импульса  $\lambda \approx 9$ , (б) – профиль волны излучения  $U_A(\tau)$ , (в) – детальная структура участка поля излучения.

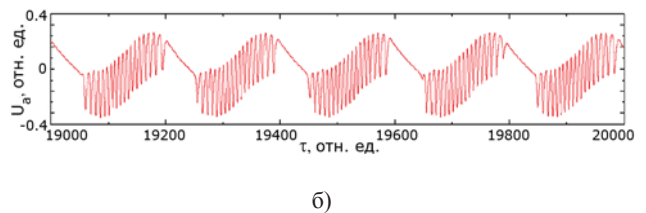
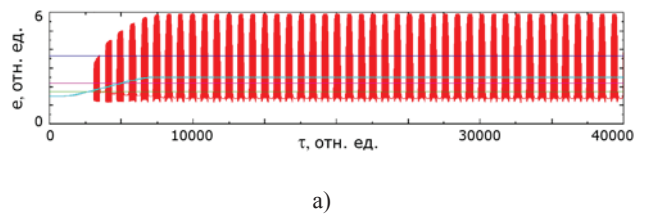


Рис.4. (а) – Серия ВЧ импульсов, возникающих в линии с  $d = 40$  при очень медленном переключении смещения "вверх" в РС - домен до значения  $e_B = 2,5$  (время нарастания  $T_R = 8000$ , период колебаний  $T \approx 8$ ), (б) – детальная структура участка поля излучения.

от антенного узла к активному блоку.

Если же конструкция всей системы и условия эксплуатации таковы, что стационарные колебания в ней не поддерживаются, то колебания прекращают свое существование в течении периода времени  $\Delta t_p$ , пока в активный блок поступает волна, отраженная от удаленного резонатора и, таким образом, активный блок "чувствует" присутствие резонатора на участке  $A$ . Затем обратная связь пропадает, активный блок вновь оказывается в условиях, когда отдаленный антенный узел эффективно отсутствует, автоколебания

возрождаются, и в системе формируется новый импульс.

Если вся система спроектирована таким образом, что колебания могут существовать при наличии удаленного резонатора, то, появившись однажды благодаря обратной связи, они будут продолжаться и установится стационарный процесс. В этом случае генерируется непрерывная волна, частота которой определяется как параметрами диода Ганна, так и удаленного резонатора.

### 3. УСЛОВИЯ ДЛЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РАЗНЫХ РЕЖИМОВ КОЛЕБАНИЙ

Анализ многочисленных моделирований показывает, что, как правило, серии импульсов появляются в тех случаях, когда напряжение смещения  $e_B$  немного выше нижней границы  $e_{\min}$  ОДП - области на вольт-амперной характеристике диода (см. рис.2). И, наоборот, появление стационарных СВ колебаний начинается, когда напряжение смещения устанавливается ближе к верхней границе  $e_{\max}$  ОДП - области.

Конкретные условия для возникновения того или иного режима колебаний зависят от длины  $d$  микрополосковой секции, соединяющей диод Ганна и удаленный резонатор. Чем больше длина  $d$ , тем легче возбуждается серия импульсов. Тем не менее, поскольку нарастание и спад колебаний происходит быстро, возникновение коротких импульсов возможно при сравнительно небольших  $d$ , например,  $d = 20$  при длине волны излучения  $\lambda = 8$  (см. рис. 5 – 9).

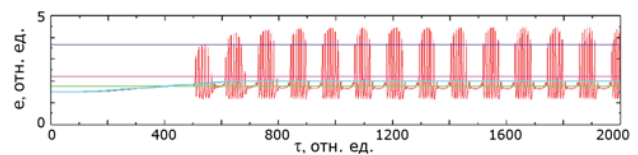
Более детальный анализ показывает, что режим колебаний зависит также от истории процесса, вида функции переключения, скорости включения и выключения напряжения смещения  $e_B(\tau)$ . Это иллюстрируется диаграммой на рис.2, который показывает области (домены) реализации различных мод колебаний, т.е. либо серии ВЧ импульсов или СВ колебаний.

В общем случае существует три вида областей (доменов) величины напряжения смещения на диоде, которые обозначим как  $P$ ,  $C$ , и  $PC$  домены, где возникают, соответственно, либо серии ВЧ импульсов (домен  $P$ ), либо непрерывные колебания (СВ-колебания, домен  $C$ ), либо может появиться тот или иной вид колебаний в зависимости от некоторых дополнительных условий (домен  $PC$ ). Границы между доменами зависят от того, устанавливается ли смещение на диоде путем увеличения значения напряжения  $e_B$ , начиная из более низкого (ниже  $e_{\min}$ ) или же путем уменьшения его значения из более высокого (выше  $e_{\max}$ ). Более того, точное положение этих границ зависит от времени нарастания  $T_R$  (или спада  $T_F$ ) внешнего напряжения, т.е. от того, быстро или медленно производится переключение. Назовем это режимами переключения "вверх" или "вниз", соответственно. Тем самым получается, что есть, по сути, два

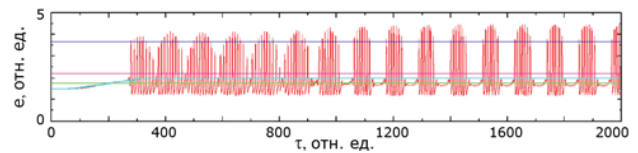
сорта каждого из доменов  $P$ ,  $C$ , и  $PC$ , которые назовем "вверх" и "вниз" переключенными доменами, соответственно (см. рис.2).

Различие между ними проявляется в том, что внутренние границы раздела между разными доменами зависят от способа переключения. В то же время, нижней границей домена  $P$  и верхней границей домена  $C$  всегда являются нижняя и верхняя границы всей ОДП - области  $\{e_{\min}, e_{\max}\}$ .

Промежуточный домен  $PC$  можно было бы рассматривать как перекрытие  $P$  и  $C$  - доменов, поскольку в этой области можно получить как ВЧ импульсы так и СВ колебания в зависимости от скорости переключения напряжения смещения. Кроме того, поскольку границы области зависят от способа переключения, существуют два различных  $PC$  - домена:  $PC$  - домен, переключенный "вверх" и  $PC$ -домен,

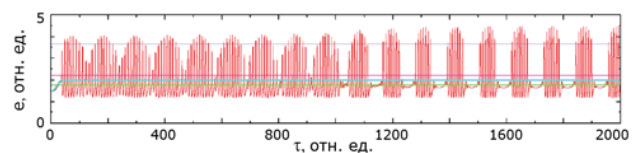


а)

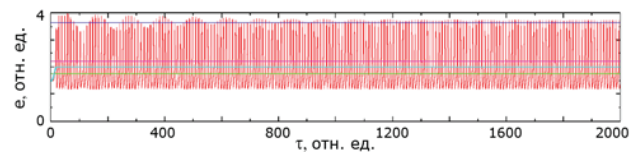


б)

Рис.5. (а) - Серии ВЧ импульсов, возникающие в линии с  $d = 20$  при медленном переключении смещения "вверх" в  $PC$  - домен до значения  $e_B = 2,0$ ; (а) – время нарастания  $T_R = 800$ , (б) - время нарастания  $T_R = 400$ .



а)



б)

Рис.6. Импульсы и СВ колебания, возникающие в линии с  $d = 20$ , в случае (а) – медленного (время нарастания  $T_R = 40$ ) и (б) – быстрого (время нарастания  $T_R = 20$ ) переключения смещения "вверх" в  $PC$  - домен до значения  $e_B = 2,0$ .

переключенный "вниз", их границы показаны приблизительно на рис.2.

Тогда при медленном переключении смещения "вверх" в  $PC$  - домен можно получить серию импуль-



сов, а при быстром переключении "вверх" в тот же домен – установившиеся СВ колебания. И, наоборот, при быстром переключении "вниз" в *PC*- домен получаем серию импульсов, а при медленном - установившиеся СВ колебания.

Заметным различием в этих двух случаях является то, что область *PC*- домена переключенного "вниз" является более узкой, чем *PC*- домена переключенного "вверх", смещена в сторону нижнего значения напряжения и импульсы, как правило, трудно получить с помощью переключения "вниз".

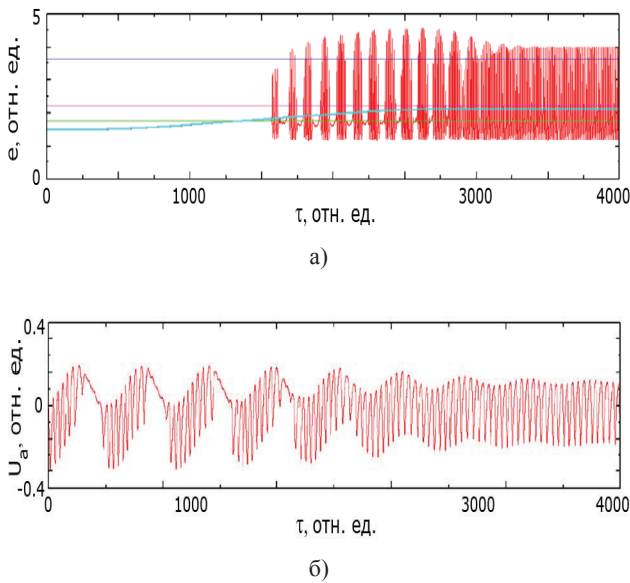


Рис.7. (а) – СВ колебания, возникающие в линии с  $d = 20$  при очень медленном (время нарастания  $T_R = 3000$ ) переключении смещения "вверх" в *C*- домен до значения  $e_B = 2,1$ ; (б) – детальная структура участка поля излучения.

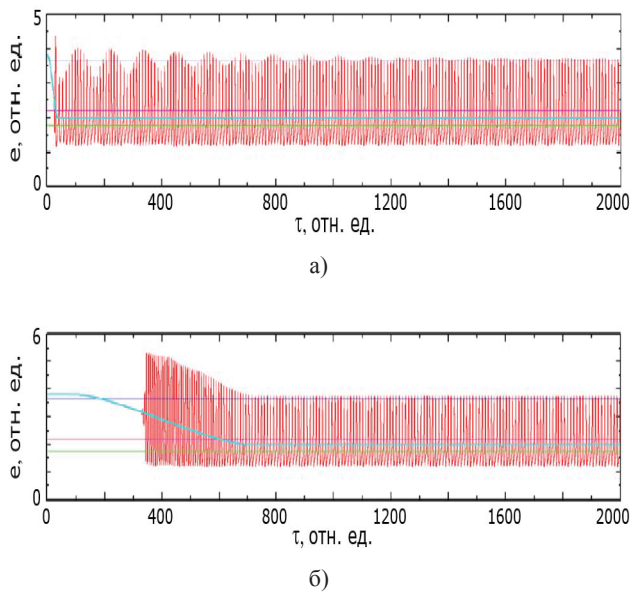


Рис.8. СВ колебания в линии с  $d = 20$  при переключении смещения "вниз" в *C*- домен до значения  $e_B = 2,0$ ; (а) – время спада  $T_F = 40$ , (б) – время спада  $T_F = 800$ .

#### 4. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ МЕЖДУ ВЧ ИМПУЛЬСАМИ И НЕПРЕРЫВНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Способ возбуждения, происходящий в системе, т. е., существование *PC*-домена, где появление импульсов или СВ колебаний зависит от процесса переключения смещения, демонстрируют эффекты бистабильности и гистерезиса в колебательном процессе. Этот, обнаруженный нами, новый эффект должен быть принят во внимание при разработке генераторов широкополосных колебаний и попытках

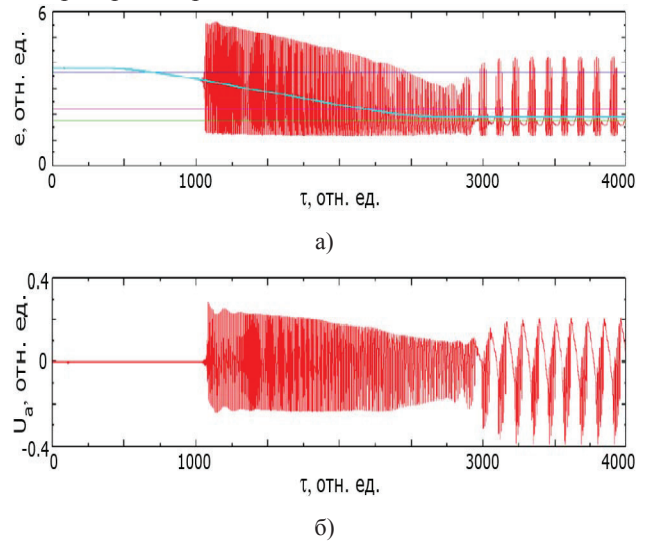


Рис. 9. (а) – Переход от СВ колебаний к импульсам в линии с  $d = 20$  при медленном переключении смещения "вниз" в *P*-домен от значения  $e_{max}$  до значения  $e_B = 1,9$ ; (б) – профиль волны излучения  $U_A(\tau)$ .

достичь лучшего контроля над процессом возбуждения того или иного вида колебаний в них. Напротив, появление импульсов в *P*- домене и СВ колебаний в *C* - домене (вне *PC*- домена) является стабильным процессом. Это означает, что, даже если сразу после переключения напряжения смещения возбуждаются не свойственные этим доменам колебания, то они всегда будут развиваться в тот тип колебаний, который присущ данному домену. Это можно наблюдать на рис.7 и 9, где первоначальные ВЧ импульсы на рис.7 постепенно преобразовываются в СВ колебания при переключении смещения "вверх" в *C* - домен до значения  $e_B = 2.1$ , или СВ колебания на рис.9 преобразовываются в ВЧ импульсы при медленном переключении смещения "вниз" в *P* - домен от значения  $e_{max}$  до значения  $e_B = 1,9$ .

Среди различных вариантов есть также возможность переключения генератора из одного в другой режим колебаний путем изменения значений напряжения смещения от соответствующих области возникновения импульсов к области СВ колебаний и наоборот. Эта возможность представлена на рис.10, где показан процесс переключения от СВ колебаний к импульсам, когда значение напряжения смещения

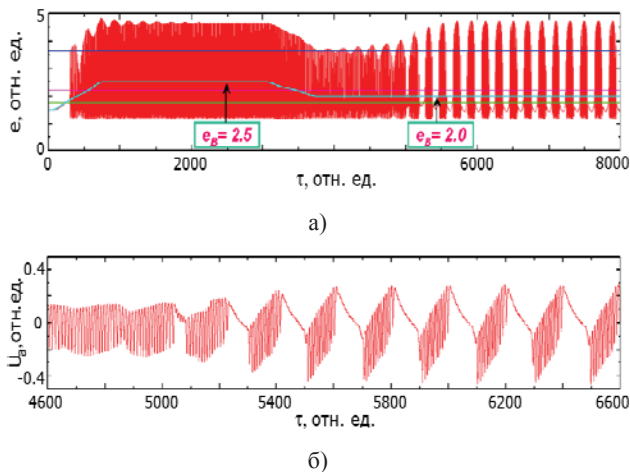


Рис.10. (а) – Переход от СВ колебаний к импульсам в линии с  $d = 40$ , при переключении смещения "вверх" в  $C$ -домен до значения  $e_B = 2,5$ , а затем переключении смещения "вниз" в  $P$ -домен до значения  $e_B = 2,0$ , соответственно; (б) – детальная структура участка поля излучения.

устанавливается первоначально равным  $e_B = 2,5$ , а затем снижается до  $e_B = 2,0$ , что соответствует  $C$  – "вверх" и  $P$  – "вниз" переключенным доменам, соответственно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были выполнены моделирования во временной области высокочастотных колебаний, которые возникают в открытой микрополосковой линии с диодом Ганна и удаленным резонатором. Протяженная секция микрополосковой линии, соединяющая диод Ганна и удаленный резонатор, обеспечивает значительную временную задержку обратной связи сигнала и устройства, что позволяет получить новые эффекты нелинейной динамики в этих распределенных системах.

Была изучена возможность генерации либо непрерывных колебаний, либо серий высокочастотных импульсов, испускаемых из системы в бесконечную открытую секцию микрополосковой линии передачи и исследованы условия для возникновения того или другого вида колебаний.

Было обнаружено, что серии ВЧ импульсов возникают в тех случаях, когда напряжение смещения на диоде Ганна немного выше нижней границы ОДП - области вольтамперной характеристики диода, в то время как СВ колебания появляется, когда напряжение смещения устанавливается глубоко в ОДП - области и ближе к ее верхней границе.

Были найдены новые эффекты бистабильности и гистерезиса при возбуждении колебаний, когда появление ВЧ импульсов или СВ колебаний зависит от способа переключения смещения. Это должно быть принято во внимание при разработке высокочастотных генераторов с эффектами запаздывания, которые могут привести к возникновению различных мод колебаний.

С практической точки зрения, результаты указывают на возможность получения серии коротких ВЧ импульсов с помощью генераторов, имеющих задержку обратной связи, связанную с процессом распространения волн. В области ТГц диапазона это могут быть, например, генераторы с пространственным разделением между планарным массивом активных устройств и специальным удаленным резонаторным слоем (пластиной резонансного фотонного кристалла, и т.д.). Результаты подчеркивают важность использования надлежащего алгоритма смещения для возбуждения такого рода генераторов.

Эффекты, описанные выше, тесно связаны с общей проблемой коллективного поведения генераторов и нелинейного подавления колебаний [23]. Они также связаны с бифуркациями, которые наблюдались при переключениях оптической поляризации волн прямоугольного профиля в полупроводниковых лазерах с запаздыванием [24]. Очевидно, что, несмотря на то, что основные уравнения в этих случаях существенно различаются, общая особенность задержки обратной связи приводит к аналогичным последствиям с точки зрения нелинейной динамики СВЧ колебаний и оптических переключений.

### Литература:

- [1] Lee Y. -S. Principles of Terahertz Science and Technology. - Berlin: Springer-Verlag, 2009. – 356 p.
- [2] Shur M. S. Introduction to Electronic Devices. New-York: Wiley, 1996. – 367 p.
- [3] Alekseev E., Pavlidis D. Large-Signal Microwave Performance of GaN-Based NDR Diode Oscillators // Solid State Electron. 2000. Vol. 44, No.6. – P. 941 – 947.
- [4] Yilmazoglu O., Mutamba K., Pavlidis D., Karaduman T. First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate // IEEE Trans. Electron Dev. 2008. Vol. 5. – P. 1563 – 1567.
- [5] DeLisio M. P., York R. A. Quasi-Optical and Spatial Power Combining // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2002. Vol. MTT-50. – P. 929 – 936.
- [6] Atay F. M. Complex Time-Delay Systems. Berlin: Springer-Verlag, 2010. – 322 p.
- [7] Udaltsov V. S., Larger L., Goedgebuer J. P., Lee E. G. M. W., Rhodes W. T. Band-Pass Chaotic Dynamics of Electronic Oscillator Operating with Delayed Nonlinear Feedback // IEEE Trans. Circuits Syst. I: Fundam. Theory Appl. 2002. Vol. 49, – P. 1006 – 1009.
- [8] Lin F. -Y. Liu J. -M. Chaotic Radar Using Nonlinear Laser Dynamics // IEEE J. Quantum Electron. 2004. Vol. 40. – P. 815 – 820.
- [9] Dao H. Rodgers J. C., Murphy T. E. Chaotic Dynamics of a Frequency-Modulated Microwave Oscillator with Time-Delayed Feedback // Chaos. 2013. Vol. 23. – P. 1311.
- [10] Lu J. T., Cao J. C. Terahertz Generation and Chaotic Dynamics in GaN NDR Diode // Semicond. Sci. Technol. - 2004. Vol. 19. – P. 451 – 456.
- [11] Kurokawa K. The Single-Cavity Multiple-Device Oscillator / Kurokawa K. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. - 1971. - Vol. MTT-19. – P. 793 – 801.
- [12] Vendelin G. D. Microwave Circuit Design Using Linear and Nonlinear Techniques / Vendelin G. D., Pavio A. M., Rohde U. L. - New-York: Wiley, 2005. – 387 p.

- [13] Gonzalez-Posadas V., Jimenez-Martin J. L., Parra-Cerrada A., Segovia-Vargas D., Garcia-Munoz L. E. Oscillator Accurate Linear Analysis and Design. Classic Linear Methods Review and Comments // Prog. Electromagn. Res. 2011. Vol. 118. – P. 89 – 116.
- [14] Erturk V. B., Rojas R. G., Roblin P. Hybrid Analysis / Design Method for Active Integrated Antennas // IEE Proc. Microwave Antennas Propagations. 1999. Vol. 146. – P. 131 – 137.
- [15] Юрченко Л. В., Юрченко В. Б. Моделирование во временной области процессов суммирования мощности при параллельном соединении полосковых линий с диодами Ганна // Радиофизика и электроника. 2013. Т. 4(18). – С. 28 – 36.
- [16] Юрченко Л. В., Юрченко В. Б. Хаотические режимы генерации в протяженной микрополосковой линии с цепочкой диодов Ганна // Радиоэлектроника и информатика. 2009. № 3. – С. 14 – 20.
- [17] Юрченко Л. В., Юрченко В. Б. Генерация многочастотных колебаний в микрополосковых линиях передачи с диодами Ганна // Радиоэлектроника и информатика. 2007. № 2. – С. 24 – 29.
- [18] Yurchenko L. V., Yurchenko V. B. Time-Domain Simulation of Short-Pulse Oscillations in a Gunn Diode System With Time-Delay Microstrip Coupling // Applied Radio Electronics. 2013. Vol. 12, No. 1. – P. 45 – 50.
- [19] Schoell E. Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors. Self-Organization Induced by Generation and Recombination Process. Berlin: Springer-Verlag, 1987. 362 p.
- [20] Gibbs H. M. Optical Bistability: Controlling Light with Light. Academic Press, 1985. – 326 p.
- [21] Rosanov N. N. Spatial Hysteresis and Optical Patterns. Berlin: Springer-Verlag, 2002. – 298 p.
- [22] Hairer E. and Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations II: Stiff and Differential-Algebraic Problems. Berlin: Springer-Verlag, 1991. – 354 p.
- [23] Zou W., Senthilkumar D. V., Duan J., Kurths J. Emergence of Amplitude And Oscillation Death in Identical Coupled Oscillators // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90. – P. 329.
- [24] Masoller C., Sukow D., Gavrielides A., Sciamanna M. Bifurcation to Square-Wave Switching in Orthogonally Delay-Coupled Semiconductor Lasers: Theory and Experiment // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 84, P. 023838.

Поступила в редколлегию 06.12.2016



**Юрченко Лидия Валерьевна**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем ИРЭ им. А.Я.Усикова НАН Украины, г. Харьков. Научные интересы: моделирование динамического хаоса в электронных системах, автогенерации широкополосных шумовых сигналов и ультракоротких импульсов.



**Юрченко Владимир Борисович**, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, НПО «Энгитек», Турция. Научные интересы: ранее – теория переноса горячих электронов в полупроводниковых приборах, фото- и термоэлектрические эффекты, явления неустойчивости и хаос; в последнее время – нелинейная динамика электронных систем, распространение волн и моделирование антенн.

УДК 517.862

**Широкопasmові автоколивання у мікросмужкових з'єднаннях діодів Ганна і вивчення нових ефектів нелінійної динаміки таких систем / Л.В. Юрченко, В.Б. Юрченко // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 342 – 349.**

У статті виконано самоузгоджене моделювання у часовому просторі активних систем з діодами Ганна, з'єднаних секціями мікросмужкової лінії передачі. Досліджено самозбудження діодів Ганна, і умови для виникнення того чи іншого типу коливань. Знайдено нові ефекти бістабільності і гістерезису при збудженні коливань, коли поява ВЧ-імпульсів або СВ коливань залежить від способу перемикавання напруги зсуву. Результати підкреслюють важливість використання належного алгоритму зсуву під час розробки високочастотних генераторів з ефектами запізнювання, які можуть призвести до виникнення різних мод коливань.

*Ключові слова:* високочастотні імпульси, діод Ганна, лінія затримки, система з запізнюванням  
Лл.:10. Бібліогр.: 24 найм.

UDC 517.862

**Wideband self-oscillations in micro-strip circuits with Gunn diodes and investigation of new nonlinear dynamics effects in such systems / L.V. Yurchenko, V.B. Yurchenko // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 342 – 349.**

In the paper self-consistent time-domain simulation of active systems with Gunn diodes connected by sections of micro-strip transmission lines (TL) was carried out. Self-generations in such systems and conditions for the selfexcitations of either one or another oscillatory mode have been investigated. New effects of bistability and hysteresis in the considered oscillators are found when selfexcitations of either HF pulses or CW oscillations depend on the order and way of bias voltage tuning. The obtained results underline the importance of using a proper biasing algorithm in the design of high-frequency oscillators with potential time-delay effects that may lead to excitations of different selfoscillatory modes.

*Keywords:* high-frequency pulses, Gunn diode, delay lines, time delay system

Fig.: 10. Ref.: 24 items.

## ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИН ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

К.А. ЛУКИН, Д.Н. ТАТЬЯНКО, О.В. ЗЕМЛЯНИЙ, А.Б. ПИХ

В работе представлены результаты измерений толщин тонких пленок с использованием широкополосного излучения светодиодов и метода спектральной интерферометрии. Показано, что точность измерений не уступает точности коммерчески доступных оптических низко-когерентных томографов, работа которых основана на том же методе. Применяемый светодиод имеет более широкий спектр и гораздо более низкую стоимость по сравнению с суперлюминесцентными диодами, которые обычно используются в приложениях спектральной интерферометрии. Представлен результат моделирования вторичного спектра сигнала, полученного методом спектральной интерферометрии и пути устранения компонент спектра, не связанных с отображением толщины пленки. В результате работы была подтверждена возможность измерения толщины тонких пленок предложенным методом.

*Ключевые слова:* спектральная интерферометрия, светодиод, тонкие пленки, волоконно-оптический интерферометр Фабри-Перо.

### ВВЕДЕНИЕ

Измерение толщин микро- и нанометрового диапазона оптически прозрачных пленок и слоистых структур является актуальной задачей во многих областях науки, биологии и медицины [1]. Одним из методов, позволяющих осуществлять такие измерения, является метод спектральной интерферометрии [2 – 13]. Этот метод лежит в основе низкокогерентной томографии, применяемой в медицине, в особенности офтальмологии для диагностики заболеваний сетчатки глаза. Ввиду того, что оптическая низкокогерентная томография использует широкополосное оптическое излучение с низкой спектральной плотностью, вероятность повреждения тканей глаза оптическим излучением такой аппаратуры практически сводится к нулю.

Разрешающая способность оптических низкокогерентных томографов, работа которых основана на данном методе, составляет единицы микрометров. Установки, собранные в лабораторных условиях для научных исследований, позволяют достичь разрешающей способности измерений менее микрометра.

Цель работ состоит в демонстрации возможности измерения толщин оптически прозрачных тонких пленок методом спектральной интерферометрии с использованием недорогих низкокогерентных источников оптического излучения.

Метод спектральной интерферометрии (или метод двойной спектральной обработки) состоит в формировании периодического чередования максимумов и минимумов на оси частот спектра, которые являются следствием линейной интерференции гармонических спектральных составляющих широкополосных стационарных случайных сигналов, суммируемых на

выходе интерферометра, при условии, что разность длин плеч интерферометра превышает длину когерентности источника излучения (ИИ) [2 – 13].

В случае одиночного отражателя спектральная плотность мощности  $F_{\Sigma}(f, \tau_0)$  сигнала на выходе интерферометра (входе спектрометра) может быть представлена в следующем виде [2 – 5]:

$$F_{\Sigma}(f, \tau_0) = 2F(f) \{1 + \cos(2\pi f \tau_0 + \theta)\}, \quad (1)$$

где  $f$  – частота гармонических спектральных составляющих широкополосного спектра оптического излучения;  $F(f)$  – спектральная плотность мощности широкополосного оптического излучения светодиода;  $\tau_0$  – время распространения излучения до отражателя и обратно;  $\theta$  – разность фаз между сигналами в плечах интерферометра, зависящая от оптических элементов установки.

Анализ спектра мощности  $F_{\Sigma}(f, \tau_0)$  суммарного сигнала опорного и измерительного плеч интерферометра позволяет получить информацию о разности длин плеч, т. е. о дальности  $L_0$  до зондируемого отражателя [2 – 5].

Период чередования максимумов и минимумов в спектре суммарного сигнала, образованных в результате спектральной интерференции, обратно пропорционален величине  $\tau_0$ , измерение которой позволяет однозначно оценивать расстояние до отражателя  $L_0$ . Для этого измеряется разность  $T_f$  частот  $f_1$  и  $f_2$ , соответствующих положению двух соседних экстремумов (максимумов либо минимумов) спектра мощности (1), и далее находится расстояние из соотношения [2 – 5]:

$$L_0 = \frac{c}{2T_f} = \frac{c}{2(f_1 - f_2)}, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

Если в одно из плеч интерферометра помещена оптически прозрачная пленка, то от ее поверхностей частично отражается излучение. В результате каждого такого отражения появляется сигнал, который участвует в формировании спектра с определенной периодической структурой. Сложение этих сигналов дает на выходе интерферометра излучение со сложным спектральным составом. Преобразование Фурье такого спектра позволяет определить толщину исследуемой пленки.

### 1. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК

При реализации экспериментальной установки для измерения толщины тонких пленок методом спектральной интерферометрии одной из важных задач был выбор широкополосного источника оптического излучения. Традиционно в устройствах для измерения расстояний данным методом применяются суперлюминесцентные диоды (СЛД), а также различные виды ламп (вольфрам-галогеновые и кварцевые лампы) [12, 13]. Это мощные широкополосные полупроводниковые источники оптического излучения, мощность которых соизмерима с мощностью лазеров, а ширина спектра приближается к ширине спектра светодиодов. СЛД удовлетворяют требованиям, предъявляемым к измерениям методом спектральной интерферометрии, но являются дорогостоящими источниками.

Развитие технологий изготовления современных сверхярких светодиодов приближают их характеристики к СЛД. Их мощность излучения достигает мощности излучения СЛД, а ширина спектра превышает ширину спектра СЛД. Это позволило в качестве источника широкополосного излучения в работе применить современный сверхяркий светодиод.

Измерение толщин пленок методом спектральной интерферометрии проводилось с помощью волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо, функциональная схема которого показана на рис. 1.

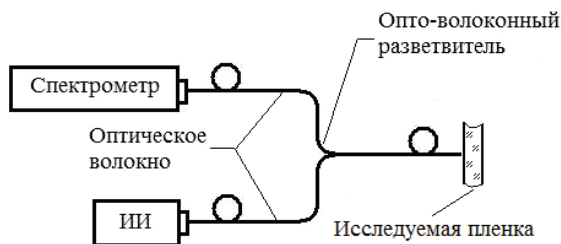


Рис. 1. Волоконно-оптический интерферометр Фабри-Перо для исследования толщин тонких пленок

В качестве источника излучения, ИИ, оптического диапазона (рис. 1) использовался недорогой светодиодный источник с оптоволоконным выводом HFBR-1414Z компании Avago Technologies, предназначенный для применения в оптических телекоммуникациях.

Исследуемая пленка прижималась к торцу волокна (рис. 1). Более детально направление распространения луча в области «торец волокна – исследуемая пленка» схематически показано на рис. 2. Торцевое волокно формирует опорное плечо интерферометра. Исследуемая пленка образует измерительное плечо. Эксперимент показал, что пленка прижималась к торцу волокна не плотно и между ними существовал зазор. Таким образом, часть излучения отражалась от торца волокна, другая часть излучения отражалась от передней, а третья часть - от задней поверхности пленки. Все три отраженных оптических сигнала складывались в оптическом волокне, и суммарный сигнал направлялся в спектрометр через оптоволоконный разветвитель. Таким образом, в рассматриваемой системе было сформировано два измерительных плеча, длины которых равнялись сумме длины опорного плеча и двух расстояний от торца волокна до каждой поверхности пленки.

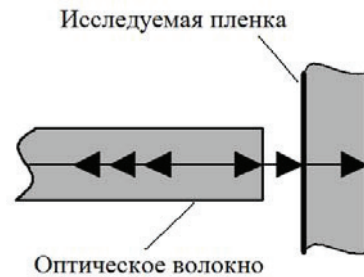


Рис. 2. Направление распространения луча в области «торец волокна – исследуемая пленка»

Для исследований использовались слюдяные пленки толщиной 9 мкм и 20 мкм. На спектрометре наблюдалось суммарное излучение от опорного плеча и плеча, сформированного пленкой. Полученный таким способом спектр показан на рис. 3, а для пленки толщиной 9 мкм и рис. 3, в – для пленки толщиной 20 мкм.

По результатам преобразования Фурье полученных спектров можно судить о толщине исследуемых пленок, что показано на рис. 3, б для пленки толщиной 9 мкм и рис. 3, г – для пленки толщиной 20 мкм.

Положения максимумов на результирующих графиках фурье-преобразования спектров соответствуют расстоянию от торца оптического волокна до поверхностей пленок, т. о. можно определить толщину пленки. Причем, в результате того, что пленка неплотно прилегает к торцу оптического волокна, образуется два измерительных плеча, формируемых двумя поверхностями пленки. В результате на графиках наблюдается два максимума, которые соответствуют расстоянию между торцом волокна и передней (ближней) поверхностью пленки, а также между торцом волокна и задней (дальней) поверхностью пленки. При этом передняя поверхность исследуемых пленок расположена на расстоянии ~7 мкм от торца волокна.

Значения максимума на результирующих графиках фурье-преобразований спектров (рис. 3, б и рис. 3, з), соответствующих задней поверхности, превышает значение максимума соответствующего отражению от передней поверхности. Это обусловлено тем, что передняя поверхность пропускает значительную часть оптического излучения. В то же время задняя поверхность контактирует с поверхностью, при-

жимающей пленку к торцу волокна, и всё излучение, прошедшее переднюю поверхность, отражается от границы «задняя поверхность – прижимающая поверхность». Таким образом, большая часть излучения отражается от границы с этой поверхностью. В результате этого на рис. 3, б и рис. 3, з максимум, связанный с задней поверхностью, более ярко выражен.

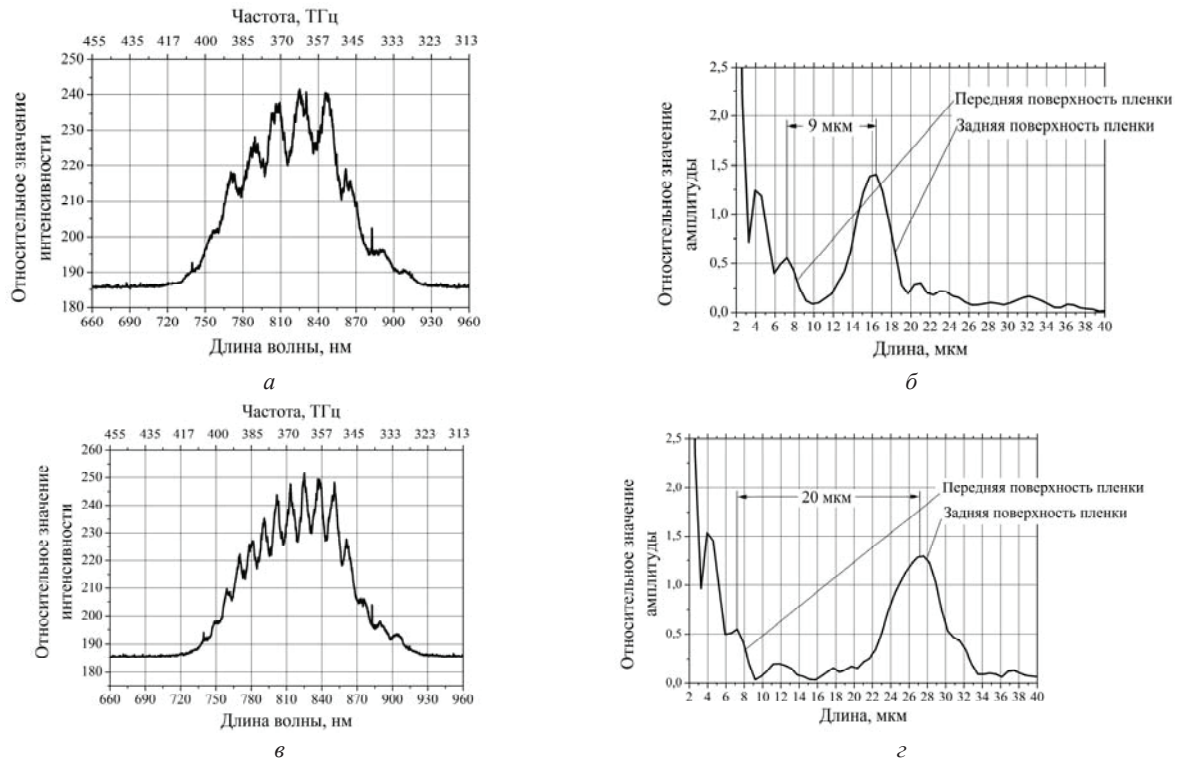


Рис. 3. Спектры на выходе интерферометра при исследовании слюдяных пленок толщиной 9 мкм (а) и 20 мкм (в) и результат нахождения толщины пленки путем преобразования Фурье спектров для пленки толщиной 9 мкм (б) и 20 мкм (з)

Относительное значение границы доверительно-го интервала измерений при доверительной вероятности 0,95 составила 0,85 %, а абсолютное значение составило 0,16 мкм. Такой результат соответствует характеристикам промышленно выпускаемых приборов. Для сравнения можно привести пример оптического низко-когерентного томографа OPTOVUE RTVue-100 компании Optovue, Inc. на интернет-сайте которого приведены параметры данного прибора: разрешающая способность равна 5 мкм, при глубине сканирования 2 мм – 2,3 мм.

## 2. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основной целью анализа результатов эксперимента по измерению толщин тонких пленок методом спектральной интерферометрии было устранение (фильтрация) компонент вторичного спектра, не связанных с отображением толщины пленки. Эти компоненты являются следствием неидеальной формы спектра в эксперименте и носят характер явно выраженных максимумов на вторичном спектре.

На рис. 4 представлен результат численного моделирования спектра суммарного сигнала на выходе

волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо при отражении излучения в измерительном плече от двух поверхностей, в предположении, что разность длин опорного и измерительного плеч интерферометра значительно превышает расстояние между двумя отражающими поверхностями.

Для извлечения информации о положении отражающих поверхностей необходимо применить аппарат преобразования Фурье к функции, представленной на рис. 4. В результате получается вторичный спектр (рис. 5), в котором визуально можно выделить следующие характерные особенности: 1. Максимум на частотах, близких к нулю, который является следствием наличия постоянной составляющей в функции исходного спектра (рис. 4), а также комбинационной составляющей, соответствующей разности задержек при распространении излучения до поверхностей; 2. Локальный максимум на низкой частоте, обусловленный изменением среднего значения функции (рис. 4) при усреднении по одному периоду следования максимумов и минимумов; 3. Максимум на частоте, которая определяется периодом следования максимумов и минимумов в исходном спектре.

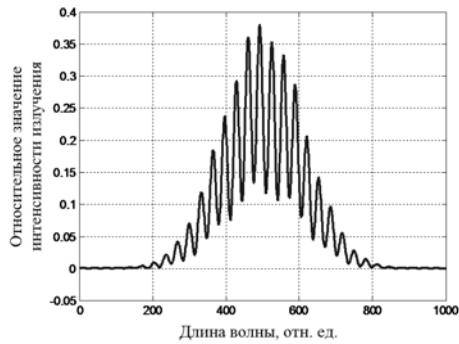


Рис. 4. Спектр суммарного сигнала на выходе интерферометра при отражении от двух поверхностей тонкой пленки, полученный в результате численного моделирования

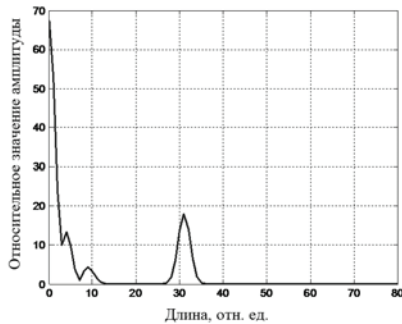


Рис. 5. Результат применения преобразования Фурье к спектру суммарного сигнала на выходе интерферометра

Задача дальнейшей обработки состоит в выделении информативной составляющей вторичного спектра для получения информации о толщине пленки.

На первом этапе решения этой задачи построен интерполяционный многочлен 2-й степени, который дал аппроксимирующую функцию для изменяющегося среднего значения при усреднении по одному периоду следования максимумов и минимумов. Путем деления исходного спектра на найденный многочлен среднее значение приводится к постоянной величине. К получившейся функции применяется преобразование Фурье.

В результате получается вторичный спектр, который имеет лишь два максимума, положение, которых на оси абсцисс соответствует расстояниям до отражающих поверхностей (рис. 6).

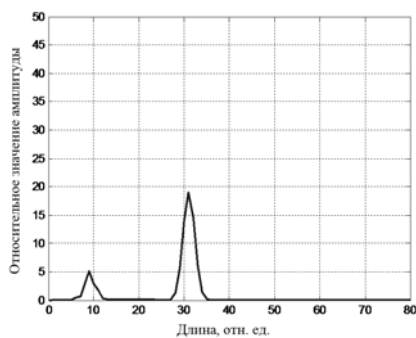


Рис. 6. Результат применения преобразования Фурье к спектру суммарного сигнала на выходе интерферометра и проведенной математической обработки

Таким образом, на вторичном спектре были идентифицированы компоненты, соответствующие поверхностям пленки. Измерение координат данных компонент на оси абсцисс относительно друг друга позволяет однозначно определить расстояние между отражающими поверхностями (толщину пленки).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические и экспериментальные исследования, представленные в работе, показали, что результаты измерений толщин тонких пленок методом спектральной интерферометрии с применением светодиодных источников оптического излучения не уступают результатам измерений, полученных с помощью промышленно-выпускаемых низко-когерентных оптических томографов, работа которых основана на том же методе. При этом для проведения экспериментов в качестве источника излучения в работе использовался современный сверхяркий светодиод, который обладает более широким спектром и гораздо меньшей стоимостью, чем суперлюминесцентные диоды, традиционно применяемые в приложениях спектральной интерферометрии.

С помощью математической обработки показана возможность устранения в экспериментально полученных результатах компонент вторичного спектра не связанных с отображением толщины пленки.

Таким образом, показана возможность применения метода спектральной интерферометрии с использованием светодиодных источников излучения для измерения толщин тонких пленок, что позволяет использовать данный метод в системах метрологического обеспечения нанотехнологий.

### Литература

- [1] *Bouma B. E.* Handbook of Optical Coherence Tomography / B. E. Bouma, G. J. Tearney. – N. Y.: Marcel Dekker Inc, 2001. – 768 p.
- [2] *Poirier J.L.* Quasi-monochromatic scattering and some possible radar applications // Radio Science. – 1968. - Sept. - V. 3. – No 9. - P. 881 – 886 (перевод: Пуарье Ж. Возможность использования шумового квази-монохроматического сигнала в радиолокации // Зарубежная радиоэлектроника. – 1969. – № 7. – С. 12 – 21).
- [3] *Лукин К. А.* О трансформации спектра стохастических колебаний автогенератора под действием отражений / К. А. Лукин, В. А. Ракитянский, Б. П. Ефимов // Журн. техн. физики. – 1988. – Т. 58, № 12. – С. 2398–2400.
- [4] *Лукин К.А.* Шумовая радарная технология / К.А. Лукин // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. – Харьков, 1999.– Т. 4, № 3. – С. 105 – 111.
- [5] *Кулик В. В.* Модификация метода двойной спектральной обработки шумовых сигналов / В. В. Кулик, К. А. Лукин, В. А. Ракитянский // Укр. метрологический журнал. – 1997. – Вып. 4. – С. 28 – 32.
- [6] *Могила А. А.* Статистическая погрешность измерения расстояния методом спектральной интерферометрии / А. А. Могила, К. А. Лукин, В. В. Кулик // Радиофизика и электроника. – 2000. – Том 5, № 1. – С. 163 – 170.
- [7] *Lukin K. A.* Millimeter Wave Noise Radar Applications, Theory and Experiment / K. A. Lukin // The Fourth International

Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves" (MSMW2001): int. symp., June 4-9, 2001: symp. proc. – Kharkov, Ukraine, 2001. – V 1. – P. 68 – 73.

- [8] *Lukin K. A.* Spectral Interferometry method and autodyne (self-mixing) effect for Noise Radar Application / K. A. Lukin, V. V. Kulyk, A. A. Mogyla // Int. Workshop on the Noise Radar Technology: int. workshop, Sept., 18-20, 2002: workshop proc. – Yalta, Crimea, Ukraine, 2002. – P. 179 – 186.
- [9] *Лукин К. А.* Шумовая радиолокация миллиметрового диапазона / К. А. Лукин // Радиопизика и электроника: спец. вып. – 2008. – Т. 13. – С. 344 – 358.
- [10] Лазерный измеритель расстояний на основе метода спектральной интерферометрии / К. А. Лукин, Ю. П. Мачехин, А. А. Могила, Д. Н. Татьяна, В. М. Бабич, А. С. Литвиненко // Прикладная радиоэлектроника. – 2010. – Т 9, № 2. – С. 240 – 245.
- [11] Применение метода спектральной интерферометрии для измерения микро- и нанорасстояний. / К. А. Лукин, Ю. П. Мачехин, М. Б. Данаилов, Д. Н. Татьяна // Радиопизика та електроніка. – 2011. – Т. 2 (16), № 1. – С. 39 – 45.
- [12] *Hlubina P.* Dispersive white-light spectral interferometry to measure distances and displacements / P. Hlubina // Optics Communications. – 2002. – 212, Iss. 1-3. – P. 65-70.
- [13] *Manojlović L. M.* A simple white-light fiber-optic interferometric sensing system for absolute position measurement / L. M. Manojlović // Optics and Lasers in Engineering. – 2010. – Т. 48, N 4. – P. 486-490.

Поступила в редколлегию 02.12.2016



**Лукин Константин Александрович**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. IEEE Fellow, Руководитель исследовательской группы "Шумовая радарная технология" научно-технологической организации НАТО. Научные интересы: динамический хаос, генерация и обработка случайных сигналов, шумовая радиолокация, спектральная интерферометрия, радарная томография, наземные шумовые РСА для дистанционного зондирования.



**Татьянко Дмитрий Николаевич**, канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: спектральная интерферометрия и ее применение в измерительных системах, высокоточные измерения энергетических и спектральных характеристик когерентного и шумового оптического излучения, опто-электронная техника.



**Земляный Олег Васильевич**, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: динамический хаос в радиопизических системах, генераторы хаотических сигналов, шумовая радиолокация, системы связи с широкополосными сигналами.



**Пих Алена Богдановна**, инженер отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: измерение нано- и микрорасстояний методами оптической спектральной интерферометрии, полупроводниковые источники оптического излучения, компоненты волоконно-оптических систем.

УДК 681.785.57

**Вимірювання товщини тонких плівок методом спектральної інтерферометрії** / К. О. Лукін, Д. М. Татьяна, О. В. Земляний, А. Б. Піх // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2016. Том 15, № 4. – С. 350 – 354.

В роботі наведено результати вимірювань товщини тонких плівок з використанням широкопasmового випромінювання світлодіодів (LED) і методу спектральної інтерферометрії. Показано, що точність вимірювань не поступається точності комерційно доступних оптичних низькокогерентних томографів, робота яких заснована на тому ж методі. Застосовуваний LED має більш широкий спектр і набагато меншу вартість порівняно з суперлюмінесцентними діодами, які зазвичай використовуються в застосуваннях спектральної інтерферометрії. Подано результат моделювання вторинного спектра сигналу, отриманого методом спектральної інтерферометрії і шляхи усунення компонент спектра, не пов'язаних з відображенням товщини плівки. В результаті роботи була підтверджена можливість вимірювання товщин тонких плівок запропонованим методом.

Ключові слова: спектральна інтерферометрія, світлодіод, тонкі плівки, волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі-Перо.

Лл.: 06. Бібліогр.: 13 найм.

UDC 681.785.57

**Measuring the thickness of thin films by spectral interferometry method** / K. A. Lukin, D. N. Tatyanko, O. V. Zemlyaniy, A. B. Pikh // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 350 – 354.

The results of thin films thickness measurements using wideband radiation of a light-emitting diode (LED) and spectral interferometry method are presented in the paper. It has been shown that the measurement precision is not worse than one for commercially available low-coherence optical tomography devices, which are based on the same method. The LED applied has a broader spectrum and a much lower cost compared to those of super-luminescent diodes that are usually used in optical spectral interferometry applications.

The result of simulation of the secondary spectrum of the signal obtained by spectral interferometry has been shown and a method to eliminate spectral components not related to the film thickness measurement has been developed.

A possibility of measuring micro- and nano-range thickness of optically transparent films has been validated with the suggested approach.

**Keywords:** spectral interferometry, light-emitting diode, thin films, fiber optic Fabry-Perot interferometer.

Fig.: 06. Ref.: 13 items.



### COMPARISON OF 'QUANTUM RADAR' AND NOISE RADAR CONCEPTS

*K.A. LUKIN*

---

Preliminary results of the comparative analysis of quantum radar (QR) based upon quantum entanglement phenomenon and noise radar (NR) based upon classical coherence and correlation processing of random signals are presented in the paper. It has been shown that the basic idea of entangled multi-photon QR for simultaneous implementing of high penetrating ability of the entangled photons and high spatial resolution performance does not work because of decay of the entangled state of the transmitted photons. QR operation abilities are described in terms of classical physics. In addition, a two-photon QR has been modelled by means of classically phase locked two-frequency signals (regular and chaotic). A fourth type QR has been suggested.

*Keyword:* quantum radar, photon, noise radar, phase synchronization, coherent signal.

#### INTRODUCTION

Recently idea of 'Quantum Radar' (QR) has been suggested [1], which drawn a significant attention of radar engineers. Exploiting of unique properties of the entangled states of multi-photon (or multi-frequency) electromagnetic field is the basic idea of QR. There is a big hope that these properties will enable to go beyond diffraction limit in range and angular resolutions when using multi-particle radar signals [1]. Another possible schemes for QR design consist in application of a two-particle state of radar signal, and using one of them as a sounding signal, while the second one as the reference. Information on a target is to be extracted via cross-correlation between the received signal and the reference. In this case, there is one more source of target information may be used, namely: entanglement of photons in polarization states, which give a method to make conclusion on a target via detection of photon polarization changes in the reference channel due to polarization changes in the sounding signal.

The second scheme of QR is formally similar to the scheme of Noise Radar (NR) [2 – 5] where stationary wideband random signal is used as the sounding one while its copy serves as the reference signal to estimate their cross-correlation aiming extraction of the information on the range and velocity of the target.

In the paper, a brief review of published papers/patents on quantum radar and quantum imaging will be given in comparison with published papers on Noise Radar. Common and distinguishing features of these radars are briefly discussed. In addition, a method for preparation of sounding signal which may be described as entangled photons using classical notion of signals phase locking. A possibility of application of radar signals with correlations between different spectral com-

ponents (signal entanglement) is considered in comparison with conventional Noise Radar scheme. A new type of QR has been suggested applicable for detection of non-stationary fluctuating/oscillating (tangible, roll, pitch, etc.) targets.

#### 1. 'QUANTUM RADAR'

First we give below the accepted to the date description of the suggested QR concept and some related definitions. QR is a theoretical remote-sensing method based on quantum entanglement. In theory, entangled photons could be used to reveal details of objects they have never interacted with. If one particle bumped into an aircraft its twin would react in the same way, even if it never left the laboratory. Work out a way to read that behavior, and an image could be built up, even with 'no information being directly transmitted from the target' [6 – 8].

From QR block diagram [1] it may be seen that authors suggested to launch one of the entangled photons towards a target, while another one (the idle) to use for detection of a target via estimate of cross-correlation between reflected signals with the idle one. According to [1] QR intends to create a radar system which provides a better resolution and higher detail than classical radar can provide. The technology is hoped to work by using photon entanglement to allow several entangled photons to function as if a shorter wavelength was used to allow detection of small details while having an overall longer group wavelength that allows long distance transmission. The authors claimed that current radar systems become less useful as range increases, because the frequencies needed to transmit over long distances are less sensitive. According to the patent [1] this problem can be removed by entangling light at different frequencies and then sending them out together as a bundle. It says: "Entangled

radar waves can combine one or more particles with a relatively high frequency for resolution, with one or more particles at a lower frequency for more effective propagation." In this way radar beam could then "propagate through different types of mediums and resolve different types of target".

However, this statement has weak points. For instance, entangled state of QR signals will completely decay when QR probing signal bumps a wall and a short wavelength photon will NOT be able to penetrate through the wall and, hence, will not be able to reach a target behind the wall. In addition, there are many other factors that may destroy the entangled state of the 'radar photons'. That is why a new concept of quantum illumination has been suggested [9] to enable usage of a decoherent entangled signals enhancing detection capability compared to non-entangled radar signals [9 – 11].

Later on a theory of Quantum Radar has been elaborated in the book [12], where all the radar related issues have been considered from the view-point of Quantum Physics, namely: QR standoff sensors, target radar cross-section for QR, QR jamming, Interferometric QR, etc. In particular, three different types of future QR have been considered in [12]: 1) QR based upon Entangled Photons generating, radiation and processing; 2) Single photon QR that exploits possible advantages of Quantum scattering of a separated photons by a target; 3) QR which transmits a signal formed by coherent photons (actually classical fields) and received with the help of QM detector. In addition, the entangled photons have been used to perform so called ghost imaging [6 – 8], where authors think that they are able to generate image of an object without scanning, but just illuminating it and detecting scattered signal as a bucket [7]. However, they perform scanning over CCD matrix in idle channel of the imager with further estimation of cross-correlation of the detected both bucket and the idle signals for every CCD matrix pixel. In other words, in these experiments the algorithms for the detected signals processing are the same as in case of Synthetic Aperture Radar (SAR) imaging, and, in particular, in case of coherent imaging with the Ground based Noise Waveform SAR [5].

In the next section we briefly describe NR concept and Noise SAR imaging technique and make their comparisons with QR and ghost imaging, respectively, where entanglement photons are in use.

## 2. NOISE RADAR

Noise Radar is a radar that uses the classical noise/random/chaotic continuous or pulsed waveform as a radar signal and *coherent* reception of radar returns via estimation of cross-correlation  $R(\tau)$  between the reference signal (properly delayed copy  $u(t-\tau)$  of the transmitted random signal) with the radar return  $v(t)$  [2 – 5]

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T v(t) u(t-\tau) dt \quad (1)$$

In this way, Noise Radar uses the illumination of a target by random signal and coherent detection (both am-

plitude and phase) of the scattered wave. Noise waveform with a variable power spectrum width enables controlling the radar range resolution, since it is defined by the signal power spectrum bandwidth  $B$ , as follows:  $\Delta r = c/2B$ , where  $c$  is the velocity of light.

Usage of random waveform gives such benefits as absence of range ambiguity and improving immunity against external electromagnetic interferences and jamming [2 – 5]. The latter property is common for any coherent radar, but noise radar has a unique anti-jamming property: robustness with respect to coherent single frequency interference.

Usually, radar returns and reference signals are down converted to intermediate frequency band and digitized with a fast ADC having two channels with 1-1.5 GHz instant pass-band width and 1-3 GS/s sampling rate with 8–12 bit depth resolution. The sampled radar returns and reference signals are processed in a PC using standard algorithms for their cross-correlation (1) estimation. Nowadays FPGA based signal processing is also in wide use [13]. Applying maximum likely-hood method we may estimate the target range, while estimation of the Doppler frequency in the cross-correlation function gives us information on a target velocity. In this way, we may see a similarity between NR and QR concepts: in the latter case a comparison of the reflected signal and the idle (or reference) signal is also required if one has to retrieve the information on the target, as it is described in more detail in [1, 7 – 8]. Similar comparison with so called ancilla state is to be done in case of quantum illumination technique [9 – 11].

For microwave imaging of an object, one should implement motion of a noise radar antenna in cross-range plain and apply a standard 2D SAR imaging technique via range and azimuth compressions to the radar returns and construct image of a distributed object [13 – 14]. As it may be seen in [13 – 14] the procedure of taking images with ground based noise waveform SAR is very similar to that suggested in the ghost imaging concept based upon entangled photon concept. In addition, 3D tomographic imaging may be implemented via range compression and 2D aperture synthesis via MIMO operational mode for each range bin [14].

The related measurements were carried out inside a laboratory room with concrete walls, ceiling and floor. A polyethylene sphere covered with aluminum foil was placed in the middle of the room and was used as the standard target. Inside the room there were several desks and laboratory tables with electronic devices and equipment on their tops, PCs, metal chairs and multiple metal objects. Similar experiments have been done for outdoor scenario. In the Noise waveform SAR the random/noise sounding signal was transmitted towards the scene, while its copy was stored in the onboard memory and used as a reference (ancilla state) for retrieving information on the range, intensity and phase of every pixel, in the way similar to that in which is similar to QR and Quantum Illumi-

nation operational mode. We may conclude that operational Noise Radar technique provides similar benefits as the thought QR and Quantum Illumination ones.

**3 CLASSICAL MODELLING OF ‘QUANTUM RADAR’ SIGNALS**

In quantum optics, entangled photons are normally generated via *spontaneous* parametric down conversion, provided proper equalizing the phases of the generated photons propagating through two different channels in the optical nonlinear crystal. Spontaneous radiation of an atom means radiation induced by *quantum fluctuations of vacuum* [15] which provides phase locking of the down converted photons of different frequencies, which are called as entangled photons.

In classical physics we may simulate quantum entanglement with the help of generating of two (or more) signals having the same or different frequencies, provided their phase locking, i.e. preserving their mutual phase shift (in other words, position along the time axes). Generally, entangled signals may have frequencies with either (1) resonant ratio:  $N\omega_1 = M\omega_2$  or (2) non-resonant, or ergodic, ratio:  $N\omega_1 \neq M\omega_2$ , where N and M are integer numbers. Some results of computer simulation of the correlation reception of entangled signals  $S_1 = \sin(\omega_1 t + \sigma_1 \psi_1)$  and  $S_2 = \sin(\omega_2 t + \sigma_2 \psi_2)$  with different rates  $\sigma_1$  and  $\sigma_2$  of their de-phasing (decoherence) for the case of M=6 and N=7 are presented in Fig.1-4.

However, instead of validation or disproval of the QR concept via computer simulation, we suggest and briefly describe another application of the entangled photons (or their classical analogue) in radar, which may be considered as a Fourth type of QR. We suggest to apply entangled photons as an entire radar signal for sounding of a nonstationary target making an oscillatory motion with the frequency close to the difference frequency of the entangled photons frequencies.

Fig.1 through Fig.4 show entangled signals and their performance for two different cases: (1) perfectly phase locked signals and (2) signals with rather strong dephasing. We have estimated and showed in Fig.1 and Fig.3 the following performance of the signals

$$S_1 + S_2; (S_1 + S_2)^2 \text{ and } S_1 \cdot S_2$$

Their autocorrelation and cross-correlations estimated with the help of Eq.(1) are shown in Fig. 2 and Fig. 4.

In spite of significant dephasing (entanglement destroying) of two entangled signals, one may observe residual autocorrelations for a single frequency signal  $R_{S_1 S_1}(\tau)$  and that for entangled signals  $R_{S_1+S_2}(\tau)$ , while it is not the case for their cross-correlation  $R_{S_1 S_2}(\tau)$ . The latter means, in particular, that there is no chance to extract information on a target when trying to exploit entanglement phenomenon in QR in case of strong decoherence of the entangled signals. At the same time, the target’s

information may be retrieved when using entangled waves after their summation, which corresponds to the case of quantum illumination [9 – 11]. This is the main difference from the consideration of entangled photons applications in [1], [6 – 7].

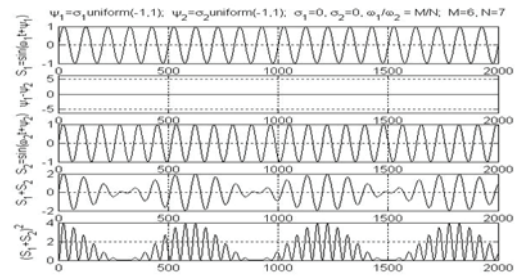


Fig. 1. Two signals and their ‘entangled’ composition

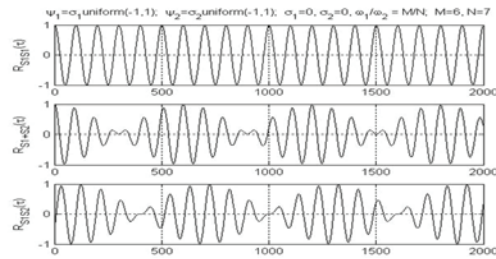


Fig. 2. Autocorrelation (top) and cross-correlation (bottom) of two signals along with autocorrelation of the ‘entangled’ waves (middle)

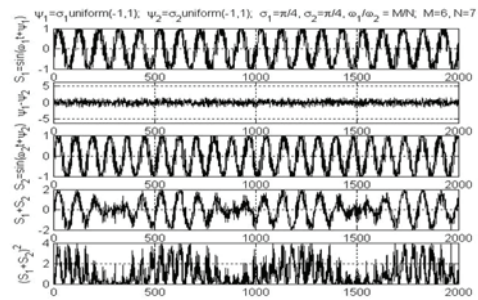


Fig. 3. Two waves, mutual randomized phases and their ‘entangled’ compositions in case of strong dephasing (decoherence)

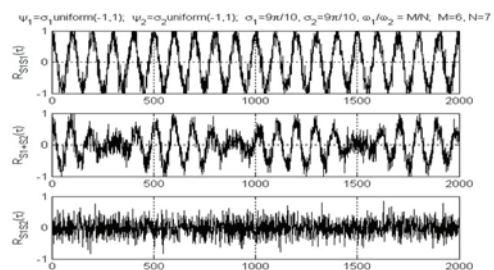


Fig. 4. Autocorrelation (top) and cross-correlation (bottom) of the entangled signals along with autocorrelation of the ‘entangled’ signals (middle) in case of strong dephasing

Thus, we may assume that idea of entangled photon in radar might be used in different way, namely as composition of two (or more) different photons with locked phases, which compose a nonstationary waveform with mutually phase locked spectral components. Such a waveform may provide a possibility to get more information on

the illuminated target, which might be additionally studied. In particular, we may expect kind of resonant reflection in case of difference frequencies period is close to characteristic time of target oscillatory motion, such as aircraft and ship pitching and other motions.

The waveforms of that type may be generated either Quantum mechanically, via entanglement, or classically, via phase locking (synchronizing) of classical waves. In this way, we have suggested "Quantum Radar" of fourth type.

### CONCLUSIONS

Noise Radar was a "crystal dream" of radar engineers during several decades. Nowadays it works. Today Quantum Radar looks nonrealistic for the claimed long range applications, but it could be a promising approach in extremely near field applications. At the same time, since entanglement of two (or more) photons may be considered as a phase locked waves the same functions of Quantum Radar may be implemented with the help of classically synchronized (phase locked) signals of different frequencies. In this case a fourth type of QR may be introduced which exploits nonstationary nature of the entangled signals and may provide efficient detection of oscillating targets and in nonlinear radar implementations.

### ACKNOWLEDGEMENTS

I am thankful to Oleg Zemlyany for simulation of the phase locked signals and estimation of their cross-correlations.

This work has been supported by FP-7 Project SCOUT (Grant 607).

### References

- [1] E. H. Allen and M. Karageorgis, "Radar Systems and Methods Using Entangled Quantum Particles," US Patent 7375802, 2008.
- [2] K. A. Lukin, "Noise radar technology," Telecommunications and Radio Engineering, vol.55, no. 12, pp.8-16, Dec. 2001.
- [3] K. A. Lukin, "Noise radar technology: the principles and short overview," Applied Radio Electronics, vol. 4, no. 1, pp. 4-13, Dec. 2005.
- [4] K. A. Lukin, "Sliding antennas for noise waveform SAR," Applied Radio Electronics, vol. 4, no.1, pp. 103-106, Apr. 2005.
- [5] K. A. Lukin, et al., "Ka-band bistatic ground-based noise waveform SAR for short-range applications," IET Proc. Radar Sonar & Navigation, vol.2, pp 233-243, Aug. 2008.
- [6] M. I. Kolobov, Ed., Quantum Imaging. Springer, New York, 2007.S.
- [7] Ragy and G. Adesso, "Nature of light correlations in ghost imaging" . Sci. Rep. 2, 651; DOI:10.1038/srep00651, 2012.
- [8] D. Faccio, "Temporal ghost imaging," Nature Photonics, vol. 10, pp 150–152, 2016.
- [9] S. Lloyd, "Enhanced Sensitivity of Photodetection via Quantum Illumination," Science, vol. 321, pp 1463-1465, 2008.
- [10] Si-Hui Tan, et al., "Quantum Illumination with Gaussian States," Phys. Rev. Lett., vol. 101, p 253601, 2008.
- [11] S. Barzanjeh, et al., "Microwave Quantum Illumination," Phys. Rev. Lett., vol. 114, 080503, Feb. 2015.
- [12] M. Lanzagorta, Quantum Radar, Morgan & Claypool, 2011.
- [13] K. Lukin, et al., "FPGA Based Software Defined Noise Radar," Applied Radio Electronics, vol. 12, no.1, pp.89-94, 2013.
- [14] K. Lukin, et al., "MIMO Noise Radar with Signals Time-Division in Receive Channels," in European Radar Conference, EuRAD-2015, Paris, France, 2015, pp 125 – 128.
- [15] R. Glauber, "One Hundred Years of Light Quanta," Harvard University, Nobel Lecture, Dec.8, 2005.

Manuscript received November, 21, 2016

K.A. Lukin for a photograph and biography, see this issue, p. 354

УДК 537.533.2

**Сравнение концепций квантового и шумового радаров** / К.А. Лукин // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 355 – 358.

Представлены предварительные результаты сравнительного анализа квантового радара (КР), основанного на явлении квантовой запутанности и шумового радара (ШР), использующего классическую когерентность и корреляционную обработку случайных сигналов. Показано, что основная идея КР, использующая запутанные многофотонные состояния для одновременной реализации высокой проникающей способности запутанных фотонов и высокого пространственного разрешения не работает из-за распада запутанного состояния передаваемых фотонов под действием окружающей среды. Показана возможность описания КР в терминах классической физики. Кроме того, проведено моделирование двухфотонного КР с помощью методов классически фазовой синхронизации двух сигналов (регулярных или хаотичных) и предложен КР четвертого типа.

*Ключевые слова:* квантовый радар, фотон, шумовой радар, фазовая синхронизация, когерентный сигнал.

Ил.: 04. Библиогр.: 15 назв.

УДК 537.533.2

**Порівняння концепцій квантового і шумового радарів** / К.О. Лукін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 355 – 358.

Наведено попередні результати порівняльного аналізу квантового радара (КР), заснованого на явищі квантової запутаності і шумового радара (ШР), що використовує класичну когерентність і кореляційну обробку випадкових сигналів. Показано, що основна ідея КР, яка використовує запутані багатофотонні стани для одночасної реалізації високої проникаючої здатності запутаних фотонів і високого просторового розділу, що не працює, через розпад запутаного стану переданих фотонів під дією навколишнього середовища. Показана можливість опису КР у термінах класичної фізики. Крім того, проведено моделювання двохфотонного КР за допомогою методів класичної фазової синхронізації двох сигналів (регулярних або хаотичних) і запропоновано КР четвертого типу.

*Ключові слова:* квантовий радар, фотон, шумовий радар, фазова синхронізація, когерентний сигнал.

Ил.: 04. Библиогр.: 15 найм.

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕССОР В ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИЙ ДИНАМИЧЕСКУЮ СПЕКТРАЛЬНУЮ ФИЛЬТРАЦИЮ

Л.Ф. КУПЧЕНКО, Н.В. СЛАБУНОВА, О.А. ГУРИН

---

Рассмотрены математические и физические аспекты динамической согласованной спектральной фильтрации оптического излучения с использованием акустооптического взаимодействия. Показано, что математической основой операции согласованной спектральной фильтрации, обеспечивающей повышение контрастности изображений, служит операция вычисления скалярного произведения вектора аппаратной функции (вектора фильтра) на вектор входного сигнала, а физической реализацией является дифракция полихроматического оптического излучения на многочастотной, управляемой по амплитуде ультразвуковой волне. Можно ожидать, что такой подход позволит установить связь между характеристиками акустического процессора, и требованиями, предъявляемыми в этом случае к условиям многочастотного акустооптического взаимодействия.

*Ключевые слова:* динамическая спектральная фильтрация, брэгговская дифракция полихроматического лазерного излучения на многочастотном ультразвуке.

### ВВЕДЕНИЕ

Статья посвящена аппаратной реализации акустооптического процессора в оптико-электронной системе, основанной на принципах динамической спектральной фильтрации. Метод динамической спектральной фильтрации представляет собой согласованную фильтрацию в оптическом диапазоне и состоит в том, что на основе априорной информации о спектральных характеристиках излучения объекта и помехи (фона) обеспечивается селекция полезного сигнала при наличии сигнала помехи в интересах повышения контраста изображения.

Это достигается за счет использования управляемых фильтров, обеспечивающих такой спектральный коэффициент пропускания, который является «максимальным» для потока излучения объекта и «минимальный» для оптического сигнала помехи. В качестве устройств, обеспечивающих управляемый коэффициент пропускания, используются акустооптические светофильтры с неколлинеарной геометрией взаимодействия света и звука, в которых дифракция света происходит на многочастотном ультразвуке, а управление коэффициентом пропускания обеспечивается путем изменения амплитуды звуковой волны [1].

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В интересах определения характеристик оптико-электронной системы с динамической спектральной фильтрацией оказалось целесообразным акустооптический светофильтр с управляемым коэффициентом пропускания рассматривать как оптический процессор, в котором повышение контрастности изображений реализуется как математическая операция вычисления «скалярного произведения вектора на вектор». При этом физической реализацией этой операции является дифракция полихроматического оптического

излучения на многочастотной, управляемой по амплитуде, ультразвуковой волне.

Целью статьи является установление связи между характеристиками акустооптического процессора, обеспечивающего операцию повышения контрастности изображения, и физическим параметрам многочастотного акустооптического взаимодействия.

### 2. ОСНОВНОЙ РАЗДЕЛ

Переходя к обсуждению основных положений статьи, рассмотрим акустооптический светофильтр как процессор, обеспечивающий повышение спектрального контраста, путем уменьшения коэффициента пропускания светофильтра для спектральных составляющих фона – В с минимальным уменьшением коэффициента пропускания для спектральных составляющих объекта – Т

$$K = \frac{T - B}{T + B} \quad (1)$$

Процесс спектральной фильтрации оптического излучения исследуется обычно с использованием векторного представления сигналов (рис 1).

Оптическое излучение, представляется в виде векторов в многомерном спектральном пространстве, величина которых определяет спектральную яркость оптического сигнала.

Математической основой спектральной селекции фоновой компоненты является операция вычисления скалярного произведения равного нулю, что реализуется при перпендикулярном расположении векторов фона и фильтра. Для этого случая вектор фильтра вычисляется на основании априорных сведений о спектральных характеристиках вектора объекта  $\vec{T}$  и вектора фона  $\vec{B}$  на основании следующего выражения

$$\vec{F} = \frac{\vec{T} - N \cdot \vec{B}}{\|\vec{T} - N \cdot \vec{B}\|}, \quad (2)$$

где  $N = \frac{\vec{T}^T \cdot \vec{B}}{\vec{B}^T \cdot \vec{B}}$  – проекция вектора объекта на вектор фона.

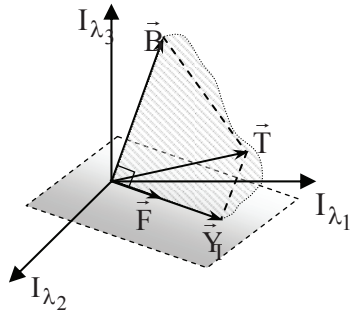


Рис. 1. Иллюстрация к спектральной фильтрации

На рис.1 в трехмерном пространстве изображено расположение векторов при спектральной фильтрации акустооптическим процессором, причем величина проекций каждого из векторов отображает величину интенсивности излучения для определенной длины волны. Показано, что вектор фильтра  $\vec{F} = f_1\vec{\lambda}_1 + f_2\vec{\lambda}_2 + f_3\vec{\lambda}_3$  и вектор фона  $\vec{B} = b_1\vec{\lambda}_1 + b_2\vec{\lambda}_2 + b_3\vec{\lambda}_3$  ортогональны, а вектор, иллюстрирующий спектральные свойства объекта  $\vec{T} = t_1\vec{\lambda}_1 + t_2\vec{\lambda}_2 + t_3\vec{\lambda}_3$ , занимает произвольное положение.

В алгебраической форме скалярное произведение представляет собой операцию попарного произведения проекций векторов, участвующих в процессе селекции с последующим их суммированием. При вычислении скалярного произведения вектор фона и вектор фильтра ортогональны и, следовательно, результат умножения равен нулю

$$(\vec{B} \cdot \vec{F}) = b_1f_1 + b_2f_2 + b_3f_3 = 0, \quad (3)$$

что свидетельствует об отсутствии в выходном сигнале акустооптического процессора спектральных составляющих фона, а скалярное произведение вектора объекта и фильтра отличны от нуля

$$(\vec{T} \cdot \vec{F}) = t_1f_1 + t_2f_2 + t_3f_3 \neq 0 \quad (4)$$

и характеризуют величину сигнала на выходе акустооптического процессора.

Таким образом, акустооптический процессор производит вычисление скалярного произведения вектора на вектор, представляющего собой попарное умножение проекций соответствующих спектральных компонент с последующим их сложением.

В оптических процессорах операция умножения реализуется с использованием оптических элементов

с управляемой прозрачностью. В акустооптике понятие «управляемая прозрачность» связано с дифракционной эффективностью акустооптического взаимодействия, которая представляет собой отношение квадратов амплитуды дифракционной составляющей  $E_1$  к амплитуде падающего излучения  $A$ .

В режиме брэгговской дифракции, когда свет падает на фронт ультразвуковой волны под углом Брэгга

$$\sin \theta_B = \frac{k_0}{2k} \quad (5)$$

и обеспечивается объемное взаимодействие света с ультразвуком, т. е. когда параметр Клейна-Кука

$$Q = \frac{k_0^2 l}{k} \gg 1, \quad (6)$$

где  $k$  и  $k_0$  – волновые числа света и звука,  $l$  – длина акустооптического взаимодействия, то дифракционная эффективность представляется в следующем виде [2]:

$$\eta = \left| \frac{E_1}{A} \right|^2 = \frac{1}{1 + \gamma_1^2} \sin^2 \left( \frac{\Delta n}{n} \frac{kl}{2} \sqrt{1 + \gamma_1^2} \right), \quad (7)$$

где  $\eta = \varepsilon/q$  – отношение параметра расстройки

$\varepsilon = 1 + \frac{2k \sin \theta}{k_0}$  к параметру Рытова  $q = \left( \frac{\Delta n}{n} \right) \cdot \left( \frac{k}{k_0} \right)^2$ ;

$\frac{\Delta n}{n}$  – относительное изменения показателя преломления среды вызванное ультразвуком.

Управление величиной дифракционной эффективности, а следовательно и реализация операции умножения достигается путём изменения амплитуды звуковой волны, связанной с величиной постепенного изменения коэффициента преломления соотношением [3]

$$\frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\frac{M_2 P_{ак}}{lb}},$$

где  $P_{ак}$  – акустическая мощность,  $l$  и  $b$  – размеры возбудителя ультразвука;  $M_2$  – коэффициент акустического качества среды.

В оптических процессорах математическая операция сложения осуществляется путем пространственного суммирования нескольких световых лучей.

В акустооптическом процессоре полихроматическое световое излучение взаимодействует с многократным ультразвуковым полем. Следовательно, дифрагировать на ультразвуковой сложной пространственной решетке будут те спектральные компоненты, для которых выполняется условие брэгговского синхронизма [4].

Эти утверждения вытекают из преобразованного выражения (5)

$$\lambda \cdot f_0 = 2v_0 \sin \theta_B = \text{const}, \quad (8)$$

где  $f_0$  и  $v_0$  – частота и скорость ультразвука;  $\lambda$  – длина световой волны в среде.

При акустооптическом взаимодействии угловое положение дифракционных компонент связано с проекциями волновых векторов света  $k_1 = k \cdot \cos\theta$ ,  $k_2 = k \cdot \sin\theta$  на оси координат с волновым числом звука  $k_0$  соотношением

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{k_2 + k_0}{k_1} \approx \frac{\lambda \cdot f_0}{v_0} \quad (9)$$

Из соотношения следует, что световые компоненты с различными длинами волн при выполнении условий брэгговского синхронизма  $\lambda \cdot f_0 = \operatorname{const}$  на границе звукового поля складываются в единый световой пучок, обеспечивая тем самым операцию сложения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье проведен последовательный анализ динамического спектрального фильтра как акустооптического процессора, а затем как спектрометра с переменным коэффициентом пропускания по спектру. Это позволяет установить связь между характеристиками акустооптического процессора, и параметрам много-частотного акустооптического взаимодействия. В качестве характеристик акустооптического процессора может выступать, например контраст изображения на выходе процессора.

### Литература

- [1] Купченко Л. Ф. Динамическая спектральная фильтрация оптического излучения в оптоэлектронных системах / Л. Ф. Купченко, А. С. Рыбьяк // Электромагнитные волны и электронные системы. – Международный научно-технический журнал. – М.: Радиотехника, 2011. – Т.16, Вып. 4. – С. 32 – 43.
- [2] Акустооптические эффекты при сильном взаимодействии. Теория и эксперимент (Метод непрерывных дробей при решении акустооптических задач) Под ред. Л.Ф. Купченко: Монография. – Х.:ООО «ЭДЕНА» 2009.–264 с.
- [3] В.И.Балакшиев, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Физические основы акустооптики.-М.: Радио и связь. 1985. – 285 с.
- [4] Купченко Л. Ф. Экспериментальні дослідження процесу динамічної спектральної фільтрації з використанням взаємодії лазерного випромінювання з багаточастотною акустичною хвилею / Л. Ф. Купченко, А. С. Рыбьяк, О.О.Гурін, В.Ю.Вдовенков // Прикладная радиоэлектроника. – 2016, № 15 – С. 100 – 104 .

Поступила в редакцию 25.10.2016



**Купченко Леонид Федорович**, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры, Харьковский национальный университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: акустооптика, акусто-электроника, изображающая спектроскопия, оптико-электронные системы.



**Слабунова Наталия Вадимовна**, преподаватель кафедры физики и радиоэлектроники, Харьковский национальный университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: акустооптика, акустоэлектроника, изображающая спектроскопия, оптико-электронные системы.



**Гурин Олег Александрович**, адъюнкт, Харьковский национальный университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: акустооптика, акустоэлектроника, изображающая спектроскопия, оптико-электронные системы.

УДК 681.78

**Акустооптичний процесор в оптоелектронній системі, що забезпечує динамічну спектральну фільтрацію**/Л.Ф.Купченко, Н.В. Слабунова, О.О. Гурін //Прикладна радіоелектроніка: наук. – техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 359 – 361.

Розглянуто математичні і фізичні аспекти динамічної узгодженої спектральної фільтрації оптичного випромінювання з використанням акустооптичної взаємодії. Показано, що математичною основою операції узгодженої спектральної фільтрації, що забезпечує підвищення контрастності зображень, виступає операція обчислення скалярного добутка вектора апаратної функції (вектора фільтра) на вектор вхідного сигналу, а фізичною реалізацією є дифракція поліхроматичного оптичного випромінювання на багаточастотній, керованій за амплітудою ультразвукової хвилі. Можна очікувати, що такий підхід дозволить встановити зв'язок між характеристиками акустичного процесора, і вимогами, що висуваються в цьому випадку до умов багаточастотної акустооптичної взаємодії.

*Ключові слова:* динамічна спектральна фільтрація, брегівська дифракція поліхроматичного лазерного випромінювання на багаточастотному ультразвуку.

Іл.: 01. Бібліогр.:04 найм.

UDC 681.78

**Acoustooptic processor providing dynamic spectral filtering in the optoelectronic system** / L.F Kupchenko, N.V. Slabunova, O.A Goorin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 359 – 361.

The mathematical and physical aspects of dynamic coherent spectral filtering of optical radiation with use of acoustooptic interaction are considered. It is shown that the mathematical basis of a coherent spectral filtering for contrast increase of images is the operation of calculating the scalar product of the vector of the instrumental function (filter vector) by the vector of an input signal. The physical implementation of the coherent spectral filtering is a diffraction of polychromatic optical radiation which is provided by multi-frequency amplitude controlled ultrasonic wave. It can be expected that such an approach will enable to establish a relationship between the characteristics of the acoustic processor, and requirements to the conditions of multifrequency acoustooptic interaction.

*Keywords:* dynamic spectral filtering, Bragg diffraction of polychromatic laser radiation on multifrequency ultrasound.

Fig.:01. Ref.: 04items.

## АНТЕННА ДЛЯ БЕСПРОВОДНОЙ СЕТИ ВНУТРИ ЗДАНИЙ

А.И. КАРПОВ, К.А. ЛУКИН, Н.А. СИВОЗАЛИЗОВ, И.Ф. ХРОМЮК

Разработана, изготовлена и испытана широкополосная антенна для внутриофисной связи. Предлагаемая многодиапазонная антенна для базовой станции локальной сети внутри помещений обеспечивает работу в полосе, соответствующей диапазонам GSM 900 и GSM 1800, WiMax(2,5-2,69ГГц) и WiMax (3,3-3,5 ГГц) при требуемой форме диаграммы направленности (ДН). Применение ряда конструктивных решений позволило достичь значительного улучшения таких параметров антенны как коэффициент усиления и размер антенны.

*Ключевые слова:* внутриофисная связь, многодиапазонная антенна, беспроводная сеть, шлейф-вибратор.

### ВВЕДЕНИЕ

С наступлением информационного века неуклонно растет количество информационных сетей. Во многих зданиях оборудуются локальные сети с многочисленными базовыми станциями, антенны которых устанавливаются на стенах и потолке. Внедрение локальных сетей расширяет функциональные возможности телекоммуникационных систем, что диктует новые требования к антеннам беспроводной связи. К ним относятся: расширение рабочей полосы или возможность работы в нескольких диапазонах частот, уменьшение габаритных размеров и удобство располагать внутри помещения.

Значительное распространение в последнее время получили антенны [1 – 5], изготовленные по планарной технологии. К их преимуществам следует отнести высокую технологичность в изготовлении при низкой стоимости. Однако, они имеют малую полосу пропускания, что является их недостатком. Существующие для планарных технологий технические решения: применение петлевых конфигураций [2], поверхностного травления [3], заземляющих систем [4] или материалов с высокой диэлектрической проницаемостью [5] – не дают решения проблемы в целом, а лишь позволяют незначительно улучшить отдельные электрические характеристики.

Пример более успешного решения проблемы разработки антенны базовой станции локальной сети беспроводной связи внутри помещений приведен в [6]. Данная разработка представляет собой несимметричную вибраторную (монополь) проволочно – «лоскутную» (monopolar wire-patch) антенну, имеющую широкую по входному сопротивлению полосу, перекрывающую несколько диапазонов мобильной связи (от 0.77 до 2.55 ГГц на уровне 14 дБ). Возможен иной подход к решению данной проблемы: покажем, что использование свойств электрического и магнитного диполя дает возможность разработать антенну с параметрами, не уступающими и превосходящими показатели антенны [6].

### 1. КОНСТРУКЦИЯ АНТЕННЫ

Внешний вид предлагаемой антенны представлен на рис.1. Антенна состоит из активного 1 и пассивного 2 шлейф-вибраторов, расстояние между которыми составляет  $(0,04 - 0,05) \lambda_{cp}$ , (где  $\lambda_{cp}$  – средняя длина волны рабочего диапазона), противовеса 3, и металлической пластины 5, которая образует укорачивающий конденсатор. Активный шлейф-вибратор в своей нижней части посредством узла питания связан с фидером, в то время как пассивный – с противовесом. Диаметр противовеса равен 190 мм, на высоте 60 мм от него расположена металлическая пластина с размерами 55x55 мм. Активный и пассивный шлейф-вибраторы изготовлены идентично и состоят из двух металлических пластин, между которыми расположены одновитковые удлиняющие катушки. Параллельное включение излучателей позволяет увеличить в 4 раза сопротивление излучения и соответствующее уменьшение габаритов антенны [8]

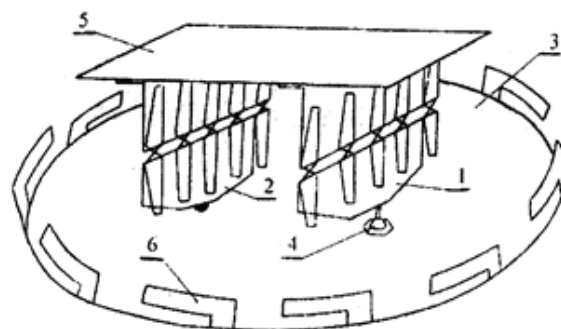


Рис.1. Внешний вид предлагаемой антенны

### 2. ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕННЫ

В процессе создания антенны решались следующие задачи: выбор типа и конструкции антенны, обеспечивающий требуемую полосу частот излучения и габаритные характеристики, вертикальную поляризацию и постоянство коэффициента усиления; последующее численное моделирование характеристик излучения антенны и характеристик согласования с



входным трактом; анализ и оптимизация характеристик в САПР, принятие решения о конструировании антенны; разработка конструкторской и технологической документации, необходимой для изготовления и тестирования антенны.

Кроме этого, при проектировании антенны нужно учитывать ряд конструктивных и технологических требований, определяющихся условиями физической реализации антенны в соответствии с существующими технологиями. Нельзя забывать также о том, что цена антенны должна быть как можно ниже, а материалы, из которых она изготовлена, должны быть доступны.

Как видно из представленной выше конструкции антенны ее работу, а, следовательно, и характеристики, определяет в значительной степени взаимодействие двух шлейф-вибраторов. Предварительно оценить параметры данной антенной системы позволяет выполненный в [7] теоретический анализ.

Простейшая математическая модель двух идентичных параллельно расположенных шлейф-вибратора изображена на рис. 2.

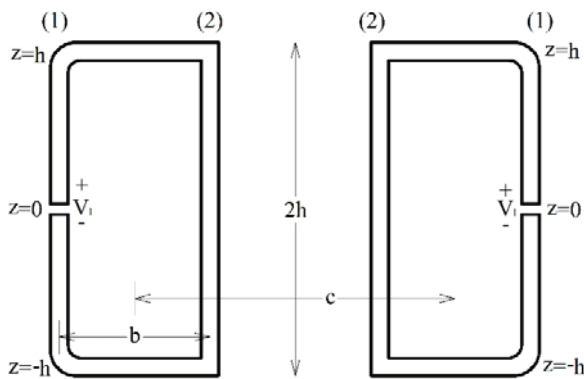


Рис. 2. Симметрично запитанные связанные шлейф-вибраторы

Каждая структура содержит два провода длиной  $2h$ , обозначенных как 1 и 2, радиуса  $a$ , расстояние между которыми равно  $b$ . Провода 1 запитаны в центральной части.

В предположении, что  $a \ll h$

$$\begin{aligned} \beta a &= \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1 \\ \beta b &\ll 1, \quad c \geq 5b \end{aligned} \quad (1)$$

токи в проводах 1 и 2 удовлетворяют интегральным уравнениям

$$\begin{aligned} \int_{-h}^h I_1(z') K_a(z, z') dz' + \int_{-h}^h I_2(z') K_b(z, z') dz' + \\ + \int_{-h}^h I_T(z') K_c(z, z') dz' = -i \frac{4\pi}{\zeta} \left\{ c_1 \cos \beta z + \frac{V_1}{2} \sin \beta |z| \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \int_{-h}^h I_1(z') K_b(z, z') dz' + \int_{-h}^h I_2(z') K_a(z, z') dz' + \\ + \int_{-h}^h I_T(z') K_c(z, z') dz' = -i \frac{4\pi}{\zeta} c_2 \cos \beta z \end{aligned} \quad (3)$$

где  $I_T = I_1(z) + I_2(z)$ .

$$K_a(z, z') = \exp(-i\beta\sqrt{(z-z')^2 + a^2}) / \sqrt{(z-z')^2 + a^2}, \quad (4)$$

$K_b(z, z')$  и  $K_c(z, z')$  получаем из (4) путем замены  $a$  на  $b$  и  $a$  на  $c$  соответственно;  $\zeta = 120\pi \text{ Ом}$ ,  $c_1$  и  $c_2$  – константы интегрирования.

Путем решения системы связанных интегральных уравнений (2) и (3), находим импеданс

$$Z = \frac{V_1}{2I_T(0)}. \quad (5)$$

Данный подход можно распространить и на другие содержащие проволочные шлейфы структуры.

Так, увеличение КПД антенны и расширение ее полосы пропускания способствует увеличению ее поперечного сечения при большей величине емкостной нагрузки в верхней части антенны. Однако для обеспечения резонансного условия электрическая длина антенны должна быть кратна половине длины волны в рабочем диапазоне. Отсюда следует необходимость применения удлиняющих катушек, включенных параллельно.

Увеличение сопротивления излучения и соответствующее уменьшение габаритов антенны можно достичь путем параллельного включения отдельных боковых излучателей, как показано на рис.1. В этом случае один из излучателей является активным (подключается к питающему фидеру), а второй – пассивным.

На завершающих этапах проектирования выполняется численное моделирование характеристик антенны и их оптимизация. Оптимизация может быть выполнена в среде конструирования, таких как HFSS, Microwave Office, Microwave Studio и т.д., реализующих численные электродинамические методы, например, методы конечных элементов и конечных разностей.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как отмечалось выше, коэффициент усиления (КУ) антенны в Н-плоскости во всех направлениях имеет одну и ту же величину, а результат измерений КУ на высоких и низких частотах представлен на рис. 3.

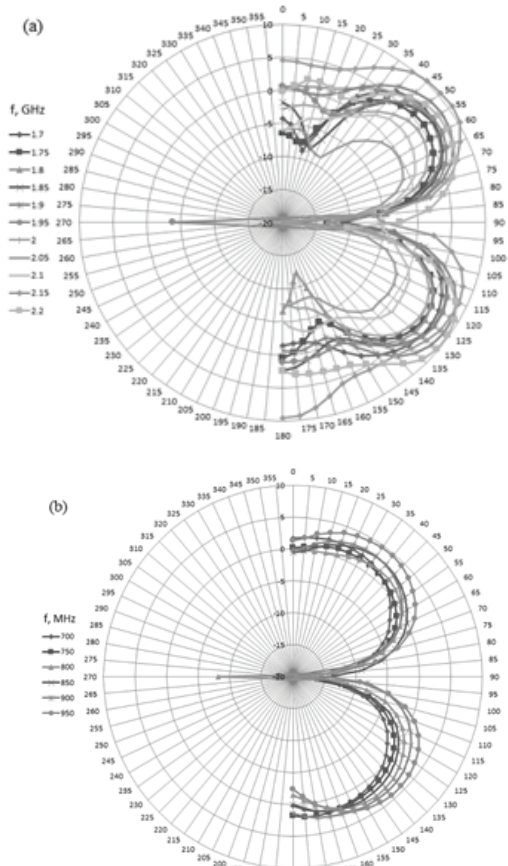


Рис. 3. Результаты измерений коэффициента усиления антенны в Е-плоскости на высоких(а) и низких (б) частотах

В результате оптимизации антенны КСВ  $\leq 2.5$  в полосе частот 0,5-3 ГГц, причем на частоте 1.2 – 2.4 ГГц КСВ  $\leq 2$ . График КСВн антенны измеренный с помощью измерителя КСВн фирмы Agilent HP8714ES показан на рис. 4.

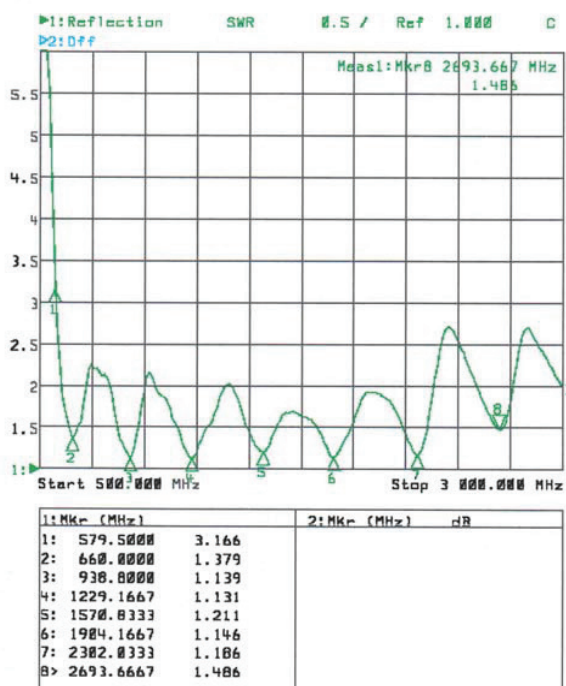


Рис. 4. КСВн антенны

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана многодиапазонная антенна для базовой станции локальной сети внутри помещений. Рассмотренный вариант антенны обеспечивает работу в полосе, соответствующей диапазонам GSM900 и 1800, WiMax (2.5 – 2.69 ГГц) и WiMax(3.3 – 3.5 ГГц), а так же требуемую форму ДН. Благодаря ряду конструктивных решений удалось достичь существенного улучшения параметров антенны: КУ и размеров антенны.

## Литература

- [1] Garg R., Barthia P., Bahl I., and Ittipibon A. Microstrip antenna. Design handbook. Norwood, MA: Artech house, 2001.
- [2] Targonski S. D., Waterhouse R. B., Pozar D. M. Design of wide-band aperture-stacked patch microstrip antennas //IEEE Transactions Antennas Propagation, – 1998. – Vol. 46, №. 9. – P. 1245 – 1251.
- [3] Kossiavas, G., Papiernik, A., Boisset, J. P., and Sauvan M. The C-patch: A small microstrip element.// Electron.Let.-1989. – Vol.25, No. 4 – P. 253 – 254.
- [4] Waterhouse R. Small microstrip patch antenna // Electron. Let. – 1995. – Vol. 31, №. 8. – P. 604 – 605.
- [5] Colburn J. S., Rahmat-Samii Y. Patch antennas on externally perforated high dielectric constant substrates // IEEE Transactions Antennas Propagation, – 1999. – Vol. 47. – №. 12. – P. 1785 – 1794.
- [6] Lau K. L., Li P., Luk K. M. A monopolar patch antenna with very wide impedance bandwidth //IEEE Transactions Antennas Propagation. – 2005. – Vol. 53. – №. 3. – P. 1004-1010.
- [7] Harrison C.W., King R. Theory of coupled folded antennas //IEEE Transactions Antennas Propagation.-1960.-Vol.8, N2 – P. 131 – 135.
- [8] Karpov A. I., Katrich V. A., Kozheshkurt V. A., Antonenko Y. A., Tuz V. R. Broadband small antenna design for use on a vehicles glass //Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 15-19 September, 2014, Kharkiv, Ukraine pp. 139-142.

Надійшла до редколегії 20.10.2016



**Карпов Александр Иванович**, кандидат технических наук, старший научный сотрудник Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Научные интересы: радиосвязь, антенная тематика.



**Лукин Константин Александрович**, фото и сведения об авторе см. на с. 354.



**Сивозализов Николай Антонович**, научный сотрудник Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Научные интересы: антенны и линии передачи СВЧ и КВЧ, антенны для мобильной связи, передача данных

**Хромюк Илларион Федорович**, студент Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Научные интересы: проектирование и изготовление антенн и антенных систем.

УДК 621.396.67

**Антенa для бездротової мережі усередині будівель** / О.І. Карпов, К.О. Лукін, М.А. Сивозалізов, І.Ф. Хромюк // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 362 – 365.

Розроблена, виготовлена та випробувана широкосмугова антенa для внутрішньоофісного зв'язку. Багатосмугова антенa, що пропонується для базової станції локальної мережі усередині приміщень, забезпечує роботу в смузі, що відповідає діапазонам GSM 900 та GSM 1800, WiMax (2,5-2,69 ГГц) та WiMax (3,3-3,5 ГГц) при заданій формі діаграми спрямованості. Застосування ряду конструкційних рішень дозволило досягнути значного покращення таких параметрів антени як коефіцієнт підсилення та розмір антени.

*Ключові слова:* внутрішньоофісний зв'язок, багатосмугова антенa, бездротова мережа, шлейф-вібратор.

Іл.: 04. Бібліогр.: 08 найм.

UDC 621.396.67

**Antenna for indoor wireless network** / A.I. Karpov, K.A. Lukin, M.A. Syvozalizov, I.F. Khromiuk // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2016. — Vol. 15, № 4. — P. 362 – 365.

A broadband antenna for indoor networks was designed, manufactured and investigated experimentally. This proposed multiband antenna for an indoor base station of a wireless LAN with the required antenna patterns has a bandwidth wide enough to cover several operating frequency bands of the mobile communication systems (e.g., GSM 900, GSM 1800, WiMax (2.5 – 2.69 GHz) and WiMax (3.3 – 3.5 GHz)). Using a number of design solutions has enabled to achieve good antenna gain and reduce the antenna size.

*Keywords:* indoor wireless communications, multiband antenna, wireless network, folded dipole.

Fig.: 04. Ref.: 08 items.

## ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

*В.В. КОТЕЛЬНИКОВ, Ю.П. МАЧЕХИН*

В статье обсуждаются механизмы и особенности взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями, в состав которых входят меланин или хитин. Приведена математическая модель основных теплофизических процессов, возникающих в биологической ткани под воздействием лазерного излучения.

*Ключевые слова:* лазерное излучение, хитиновая ткань, меланин, СВЧ, вредные насекомые, тепловое воздействие.

### ВВЕДЕНИЕ

Современные лазерные технологии находят применение и развиваются во всех сферах жизнедеятельности человека: от высокоточной хирургии до резки металла. Большое значение имеет то, что взаимодействие лазерного излучения возможно как с металлическими, диэлектрическими так и биологическими средами. Для обработки металлических материалов существует множество технологических решений с использованием как непрерывных, так и импульсных лазеров [1]. Что касается биологических сред, то наиболее развито применение лазеров для медицинских целей, остальные области требуют дальнейшего изучения [2]. К таковым можно отнести борьбу с вредными насекомыми, которые в определенных условиях не выдерживают лазерного излучения.

В первую очередь, необходимо установить поглощающие спектральные компоненты для лазерного излучения. Под поставленную спектральную задачу необходимо подобрать необходимые лазеры. Третья задача связана с определением условий воздействия лазерного излучения на биологические ткани и установлением теплофизических процессов в них.

Целью настоящей работы было обзор и выявление нехимических методов борьбы с вредными насекомыми; исследование взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями, содержащими меланин, как наиболее оптимального метода для защиты зерновых от вредных насекомых; поиск математической модели для описания теплофизических процессов в биологических тканях.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проблема заключается в выборе способа активного воздействия на посевы. Вредные насекомые, например, саранча, уничтожают сельскохозяйственные посевы и угодья, и являются переносчиками возбудителей заразных болезней как для человека, так и для многих видов растений. Ошибочным является утверждение, что применение химических средств борьбы с вредителями является наиболее эффективным. Большинство из насекомых вырабатывают иммунитет, а ряд инсектицидов к тому же вредно воз-

действует на самого человека. Поэтому актуальным является поиск альтернативных методов борьбы с вредителями [3].

Известны результаты исследований, которые объясняют условия уничтожением насекомых не химическими способами, а с помощью электромагнитного излучения. Применение метода СВЧ обработки зерновых имеет ряд преимуществ, например тепловое воздействие на головотрубку, усики и лапки вредителей является важной составляющей механизма дезинсекции и определяет высокую эффективность плазменной обработки зерновой массы. Однако, для исследования механизма уничтожения скрытой зараженности, деструкции внутренних тканей вредителей и других качественных изменений, происходящих в компонентах зерновой массы и пищевых продуктах, необходим анализ многофакторного воздействия, в частности лазерного ультрафиолетового излучения. Воздействию лазерного излучения подвергали как взрослых особей (насекомые отряда жесткокрылых, равнокрылых, муравьи), так и личинки (яйца филлоксеры, яйца насекомых отряда полужесткокрылых), как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

В биологических тканях поглощение в основном вызвано молекулами воды или макромолекулами. У белков хромофорами являются фрагменты аминокислот, которые поглощают свет преимущественно в ультрафиолетовой области спектра (от 200 до 300 нм). В этом же диапазоне длин волн поглощают нуклеиновые кислоты. Клетки биологических тканей содержат сотни хромофоров поглощающих свет в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра.

Использование лазерной энергии для обработки материалов основано на поглощении лазерного излучения веществом. В ультрафиолетовом диапазоне поглощение определяется содержанием белка. Такой тип воздействия успешнее всего проявил себя при эпиляции.

Что касается насекомых, их отличительной чертой является наличие хитинового экзоскелета, представляющего собой наружный покров тела и конечностей. В хитине, аналогично коже и волосам человека, содержится пигмент – меланин. Меланин в норме

содержится в эпидермисе и волосных фолликулах, в хитине, покрывающем тело насекомых. Спектр поглощения меланина лежит в ультрафиолетовом (максимум) до 400 нм и видимом 400 – 760 нм диапазонах спектра [1]. Поглощение меланином лазерного излучения постепенно уменьшается по мере увеличения длины волны света. Ослабление поглощения наступает в ближней инфракрасной области спектра от 900 нм. При подборе наиболее подходящего лазера с заданной длиной волны, можно достигнуть максимальной эффективности поглощения излучения, что сможет обеспечить тепловое воздействие на поверхность тела и конечности насекомого, что в конечном итоге приведет к гибели вредителя.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

Для эпиляции чаще всего применяют красный диапазон, излучение этих длин волн хорошо поглощается меланином. Лазеры, применяемые для эпиляции, можно подбирать по длине волны, по энергии излучения и продолжительности импульсов. В случае Nd:YAG лазера, повреждение фолликула может быть фотомеханическим. Красный свет александритового или рубинового лазера хорошо поглощается меланином, присутствующим в корнях волос и волосных луковицах. Энергия светового импульса поглощается волосными фолликулами и преобразуется в тепловую энергию, что приводит к их нагреву и разрушению. В результате рост волос прекращается. Длительность и энергия лазерного импульса подбираются так, чтобы фолликулы успевали разрушиться. В связи с большим содержанием меланина, можно провести аналогию между волосами и покровом тел насекомых.

В первом примере для того чтобы показать эффективность использования пульсирующего ультрафиолетового лазера в борьбе с вредными насекомыми, авторы изобретения отобрали различных насекомых, клещей и яйца насекомых для облучения двумя монохроматическими источниками [3]. Для эксперимента использовались два эксимерных лазера с длиной волны 248 нм и 308 нм. Некоторые образцы подвергали воздействию прямого лазерного луча (100 мДж/см<sup>2</sup>), в то время как другие образцы подвергали воздействию расширенного луча из дивергирующих линз или телескопического устройства (1 мДж/см<sup>2</sup>). В примере номер 2 насекомых отряда жесткокрылых (Coleoptera) подвергали воздействию от 1 до 2 импульсов коллимированного ультрафиолетового лазерного луча при 248 нм и примерной мощности 100 мДж/см<sup>2</sup>. Насекомые, подвергнутые воздействию 2 импульсов, погибают практически мгновенно в результате обширного теплового повреждения. Тепловое повреждение можно ясно видеть при увеличении, о чем свидетельствуют явный ожог (потемнение), обугливание антенн и исчезновение ярко выраженных участков пигментации в энтегумене. Пример 3. Группу насекомых отряда равнокрылых (Homoptera) раз-

мером от 1 – 2 мм до нескольких мм подвергают воздействию 1 – 3 импульсов ультрафиолетового света при 248 нм с приблизительной мощностью 108 мДж/см<sup>2</sup>. При увеличении регистрируют результаты, сходные с описанными выше для Coleoptera. Насекомые погибают практически мгновенно в большинстве образцов в результате вызванного нагреванием повреждения, о чем свидетельствуют ожоги. Пример 4. Муравьев размером около 4 – 6 мм обрабатывают 10 импульсами расширенного луча ультрафиолетового лазера при 248 нм с приблизительной мощностью 0,8 мДж/см<sup>2</sup>. После воздействия лазера муравьи быстро погибают. Пример 5. Яйца филлоксеры (Phylloxera) размером менее 1 мм и взрослых насекомых *Tetranychus urticae* (паутинный клещик) размером около 1 мм обрабатывают на листьях импульсами ультрафиолетового лазера при длине волны 308 нм и энергетической мощности от 25 до 2,3 мДж/см<sup>2</sup>. Через 24 ч после обработки наблюдается 90%-е уменьшение популяции взрослых насекомых. Обработанные яйца выглядят обожженными (потемневшими), что обусловлено нагреванием [3].

Известен также способ дезинсекции, при котором зерно обрабатывали СВЧ полем. Работа заключалась в теоретическом исследовании и определении степени воздействия теплового фактора, в частности температурных градиентов и напряжений, на эффективность плазменной обработки зерна. Основой для исследования роли теплового фактора при СВЧ - плазменном воздействии на зерно и вредителей является модель тепломассообмена (в течение времени  $\Delta t$ ) между горячей внешней средой - плазмой и капиллярно-пористым телом - зерном или вредителями. Исследование теплового фактора при плазменной обработке включало анализ температурных полей и вызванных большими температурными градиентами напряжений в зерне и вредителях зерна. Напряжения в зерне могут вызвать нежелательное трещинообразование и разрушение, а по отношению к вредителям могут играть положительную роль в механизме дезинсекции (потеря прочности и разрушение могут способствовать уничтожению вредителей).

В ходе исследования выявлено, что для полного уничтожения вредителей заданной мощности недостаточно, повышение мощности может привести к нежелательному разрушению зерна, однако, установлено, что усики, лапки и головотрубка у вредителей значительно перегреваются и их температура может достигать критической величины, что очевидно приведет к их обугливанию. Это подтверждается и в экспериментах на СВЧ - плазмотронах. Таким образом, тепловое воздействие на наружные органы вредителей является важной составляющей механизма дезинсекции и определяет высокую эффективность плазменной обработки зерновой массы [3].

Для оценки эффективности воздействия СВЧ поля, перегрев на поверхности хитинового покрова можно выразить:

$$\Delta T = \frac{qL}{\lambda} \left[ \sqrt{\frac{F}{\pi}} + \frac{1}{4} F \right], \quad (1)$$

где  $q$  – величина теплового потока,

$L$  – средняя величина покрова насекомых.

Оценка термонапряжения в хитиновом покрове и наружных органах вредителей сводится к решению конкретной задачи. Выявлена высокая степень варьирования температуры нагрева различных органов вредителей зерна [4].

### 3. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

При взаимодействии с поверхностью материала, а в нашем случае это хитиновый слой, излучение частично отражается, а частично проникает внутрь материала, поглощается в нем и, как правило, достаточно быстро переходит в тепло. В этом случае изменение плотности лазерного потока по глубине описывается Бугера:

$$E(x) = E_0 \cdot A \cdot e^{-\alpha x}. \quad (2)$$

$A$  количество энергии, поглощенной в слое хитина, толщиной  $\Delta x$

$$|\Delta E(x)| = E_0 \cdot A \cdot e^{-\alpha x}. \quad (3)$$

Для случаев, когда используется импульсный режим работы того или иного лазера, можно оценить энергетический вклад с помощью данного выражения:

$$E = p \cdot \tau = q \cdot S \cdot \tau. \quad (4)$$

Увеличение передачи энергии в хитиновый слой можно достигнуть за счет увеличения плотности мощности  $q$  или увеличением импульса, однако характер нагрева тела насекомого, а так же его внутренних органов будет различным. Соответственно, такой параметр, как плотность мощности, играет важную роль в теплопередаче и нагреве внешней поверхности тела насекомого.

Оптические и термические свойства биологической ткани играют решающую роль для достижения определенной теплопередачи. В зависимости от коэффициента поглощения, мощности и длительности облучения в ткани поглощается определенная энергия на объем.

Дифференциальное уравнение теплопроводности связывает пространственное распределение температуры с изменением ее во времени и записывается следующим образом:

$$p \cdot c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \Delta(k \nabla T(\vec{r}, t)) + S(\vec{r}), \quad (5)$$

где  $c$  – удельная теплоёмкость среды,  $k = a_i \cdot p \cdot c$  – теплопроводность,  $a_i$  – температуропроводность,

$S(\vec{r}) = \mu_a \cdot \varphi \left( \vec{r} \cdot \frac{E_0}{\tau_p} \right)$  – объемная плотность источников

тепла в среде,  $\mu_a$  – коэффициент поглощения,  $E_0$  – плотность энергии вещества [5].

Для частных случаев возможны дополнительные параметры, связанные с особенностями строения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка новых методик по уничтожению вредных насекомых нехимическими способами является актуальной и требует дальнейшего изучения. На данный момент к таким следует отнести лазерное воздействие. В ходе анализа уже известных исследований выявлено, что для эффективного воздействия на покров тела вредных насекомых возможно использование CO<sub>2</sub>, Nd:YAG, александритового или рубинового лазера, однако наиболее подходящим является УФ диапазон. Это связано с тем, что максимум поглощения меланина находится в ультрафиолетовой области. За счет спектральных характеристик изучаемой биологической ткани осуществляется максимально эффективная передача тепла на поверхность и внутренние органы насекомых, что является требуемым и необходимым условием для дезинсекции. Представленная математическая модель теплофизических процессов позволяет дать оценку эффективности применения лазерного излучения.

Также стоит отметить, что насекомые могут отличаться морфологией, отсюда следует, что в каждом частном случае требуется индивидуальное исследование особенностей строения, возможно, подбор иной длины волны, мощности и прочих параметров.

В заключение можно сказать, что применение лазерных технологий является новым методом борьбы с вредными насекомыми и требует дальнейшего изучения, проведения экспериментов и разработки аналитической базы.

#### Литература.

- [1] Шербаков И.А. Твердотельный лазер. Физическая энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1988. – Т. 5. – 891 с.
- [2] Шентий О.В. Основные принципы и биологические механизмы воздействия лазерного излучения на кожу // Лазеры и Эстетика. №01, 2012. – С. 2 – 3.
- [3] Лэгуэнс-Соулз Мануэль К., Попеленский Н.К. Способ контролирования насекомых и клещей пульсирующим ультрафиолетовым облучением. пат. USA: 5364645 – №000227: заявл.10.06.1996; опублик. 24.12.1998, Бюл. № 5 – 7 с.
- [4] Усатиков С.В., Шаззо Ю.А. Анализ теплового фактора при плазменной обработке зерна // Известия высших

учебных заведений. Пищевая технология № 5-6, 1999 – С. 60-63

[5] Храмов В.Ю. Моделирование взаимодействия излучения с веществом в задачах лазерной оптики // В.Ю. Храмов, В.В. Назаров, А.Е. Пушкарева. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 111 с.

[5] Серебряков В.А. Лазерные технологии в медицине – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 266 с.

Поступила в редколлегию 15.11.2016



**Котельников Владислав Валерьевич**, аспирант факультета электронной техники, кафедры физических основ электронной техники, ХНУРЭ. Научные интересы: прецизионная лазерная техника.



**Мачехин Юрий Павлович**, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой физических основ электронной техники, академик Академии наук прикладной радиоэлектроники. Научные интересы: лазерные прецизионные устройства, технология изготовления лазеров, технология применения лазеров.

УДК 681.7.069.24:366.643

**Особливості впливу лазерного випромінювання на біологічні тканини** / В.В. Котельников, Ю.П. Мачехін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2016. — Том 15, № 4. — С. 366 – 369.

У статті обговорюються механізми і особливості взаємодії лазерного випромінювання з біологічними тканинами, до складу яких входять меланін або хітин. Наведено математичну модель основних теплофізичних процесів, що виникають в біологічній тканині під впливом лазерного випромінювання.

*Ключові слова:* лазерне випромінювання, хітинова тканина, меланін, НВЧ, шкідливі комахи, тепловий вплив.

Бібліогр.: 05 найм.

UDC 681.7.069.24:366.643

**Features of laser radiation effects on biological tissue** / V.V. Kotelnikov, Yu.P. Machekhin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2016. — Vol. 15, № 4. — P. 366 – 369.

The paper presents considerations for the mechanisms and peculiarities of interaction of laser radiation with biological tissues containing melanin and chitin in their composition. A mathematical model of the basic thermophysical processes arising in a biological tissue under laser radiation is presented.

*Keywords:* laser radiation, chitin tissue, melanin, microwave, pests, heat exposure

Ref.: 05 items.

## RATIO-TYPE DIGITAL RADIOMETER

V. V. PAVLIKOV., A. V. ODOKIENKO., KIEM NGUYEN VAN, YE. A. PRODAN, V. V. MANIVCHUK

The paper continues studying the new type of a modulation radiometer, providing the unbiased estimation of power (or its associated features) of radiometric signals at the receiver with an instable predetection section. The receiver block diagram has been developed. The radiometer analog and digital parts are concretized. The basic operations of processing signals that underwent analogue processing (transfer to the intermediate frequency, amplification and envelope detection of the noise radio signal modulated by a square wave) can be realized on an EPLD.

*Keywords:* radiometry, uncertainty function, super broadband radiometry complex.

### INTRODUCTION

Microwave radiometers [1] are an integral part of modern information-measuring devices, systems and complexes, which are used while solving problems in various branches of science (Earth remote sensing, astronomy, meteorology, etc.) and national economy (study of vegetation at different stages of the growing season, soil moisture analysis and waters of the seas and rivers). They estimate the power or its associated parameters of object radio emission signal. The accuracy of initial estimation greatly influences on the second estimation qualitative indicators, respectively, on the quality of problem solutions. This accuracy depends on the experimental conditions and the type of used receiver. It is known [2, 3] that modern radiometric receivers (full power, modulation, etc.) require relatively frequent calibration because their gain is unstable (the gain changes by unknown way in time). This instability shifts radiometric signal parameters estimation at the receiver output. The existing instability eliminating methods require cumbersome technical solutions (the receiver tract input thermostabilization [4]) or complicate signal processing algorithms, except in some cases the ability of operative capture rapidly changing processes.

In the article, It is continuing to study the new type of modulation radiometer [5-8], providing unbiased estimation of radiometric signals power at the receiver with unstable predetection section. The receiver block diagram is developing. Its analog and digital part are concretized. Digital part implements in FPGA the basic operations of the signal processing, which is digitized after preliminary analog processing (transfer to the intermediate-frequency amplifier and envelope detector of the noise radio-signal modulated square wave). The veracity of the developed scheme is confirmed by simulation.

### PROBLEM STATEMENT

It is necessary to develop the structural scheme of digital radiometer, which excludes predetection section instability influence on measurement results by the mean

of signal energies ratio calculation. It is also necessary to approve the veracity of developed scheme by modeling.

**Initial data.** Let us assume the synthesized [6] as an original signal processing algorithm by maximum Likelihood method:

$$\Delta T_A^\circ = (T_{ng}^\circ + T_n^\circ) \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} m(t) u_d^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [1 - m(t)] u_d^2(t) dt} - 1 \right\}, \quad (1)$$

or

$$T_A^\circ = (T_{ng}^\circ + T_n^\circ) \frac{\int_{-\infty}^{\infty} m(t) u_d^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [1 - m(t)] u_d^2(t) dt} - T_n^\circ, \quad (2)$$

where  $\Delta T_A^\circ = T_A^\circ - T_{ng}^\circ$  is the fluctuation of antenna temperature,  $T_A^\circ$  is the antenna temperature,  $T_{ng}^\circ$  is the noise generator temperature,  $T_n^\circ$  is the internal noise temperature,  $m(t)$  is modulation function,  $u_d(t)$  is the observation, after decorrelation filter and is followed from the next observation equation:

$$u(t) = s_h(t) + n_h(t) + n_r(t) \quad (3)$$

where  $n_r(t)$  is the regularizing additive noise (Gaussian noise),

$s_h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} [s(\tau) m(\tau) + s_{ng}(\tau) (1 - m(\tau))] h(t - \tau) [1 + \xi(t - \tau)] d\tau$  is the signal at the predetection section output ( $s(t)$ ,  $s_{ng}(t)$  are the signals at the output of antenna and noise generator),

$$n_h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} n(\tau) h(t - \tau) [1 + \xi(t - \tau)] d\tau \quad (4)$$

is internal noise  $n(t)$  at the predetection section output,  $\xi(t)$  is the instability function.

The fulfillment of the following conditions was assumed While synthesizing of algorithm (2):

– predetection section of the receiver contains an antenna (A), switch (modulator) (M), noise generator



- (with known parameters and characteristics) (NG). This predetection section is characterized by impulse characteristic  $h(t)[1+\xi(t)]$ , which may be performed using a mixer, amplifier, various filter in a real device (factor  $1+\xi(t)$  represents the impulse characteristic stability by time and function  $\xi(t)$  is unknown but not random);
- radiometric noise signal from the object is observed on the intrinsic noise background of receiver and can not be separated from it by statistical grounds;
  - modulation function  $m(t)$  has square wave type with period  $T_m$  and its amplitude is set to 0 or 1;
  - the observation is  $t \in [0, T]$ .

**Structural scheme of digital radiometer development.** Let us transform the algorithm (1) to the form, convenient to its digital realization. To do this, it is necessary to exclude the observation decorrelation operations ( $u_d(t)$  substitute to  $u(t)$ ), replace it to the intermediate frequency ( $u(t)$  substitute to  $U(t)$ ) and digitalize this observation ( $U(t)$  substitute to  $U_q(k\Delta t)$ ) after the passing of envelope detector. (square detector and integrator with a little integration time). Taking in attention the signal noise nature and the possibility of the noise power to be small the quantization levels is chosen as 16 bits. Let us place the gain, which provides the signal voltage according to ADC requirements before the

analog-digital convertor. Modulation signal (square wave) is digitalizing with information signal. Then (1) can be written in the following form:

$$T_A^{\circ} = (T_{ng}^{\circ} + T_n^{\circ}) \frac{\sum_{k=0}^K M_q(k\Delta t) U_q^2(k\Delta t)}{\sum_{k=0}^K (1 - M_q(k\Delta t)) U_q^2(k\Delta t)} - T_n^{\circ}. \quad (5)$$

The algorithm (5) corresponds to the structural scheme, shown on the Fig. 1.

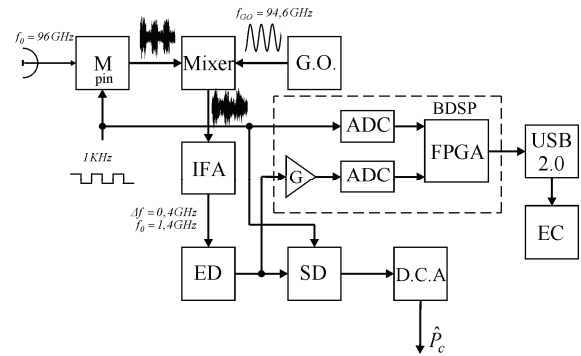


Fig. 1. Block diagram of the synthesized radiometer in digital analysis

The simulation of radio-type digital radiometer is shown in Fig. 2

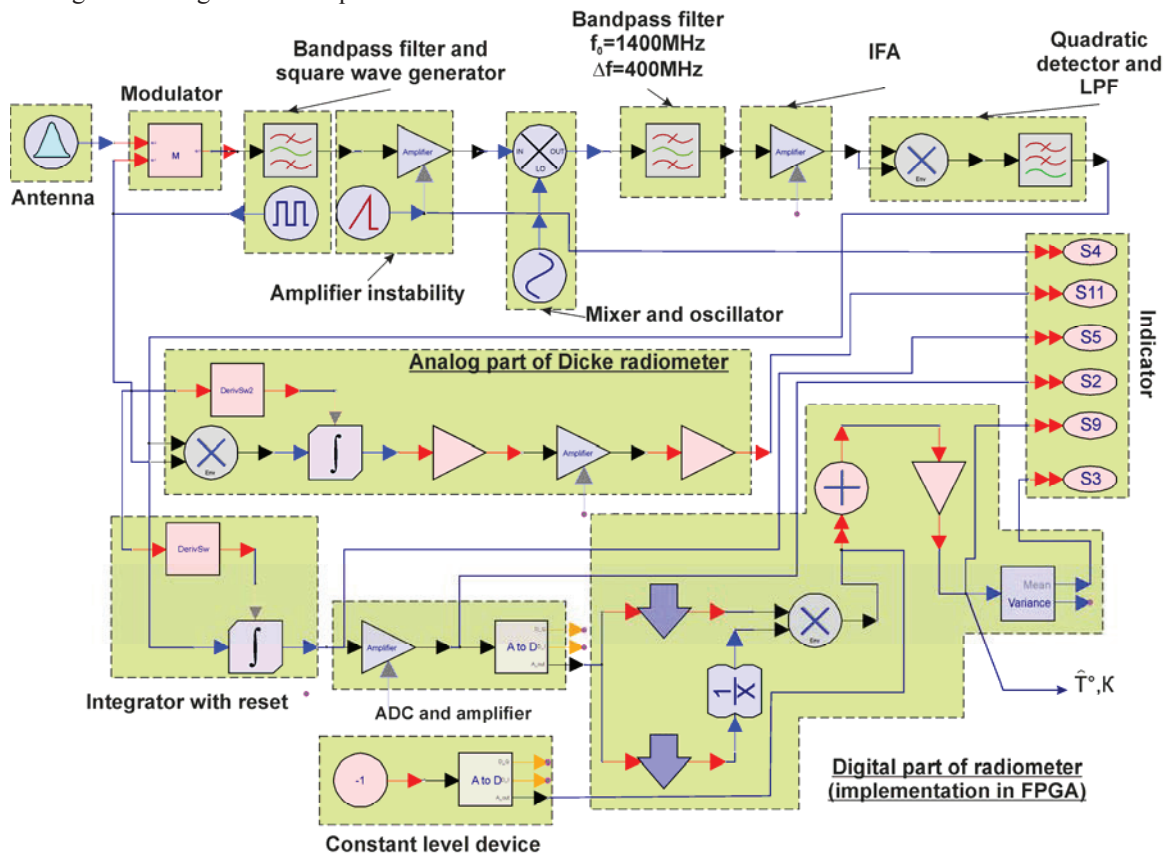


Fig. 2. Simulation of radio-type digital radiometer in Systemvue

Let us divide block diagram into main parts: the analog and digital part.

**The analog part of the scheme operates as follows:**

– Signal from antenna output is coming through modulator ( $M$ ) with pin-diodes (input signal range is limited to 90-100 GHz) to receiver input. Modulator periodically connects to the receiver antenna output or blocks it, depending on the control voltage at pin-diodes, which can be described as “square wave” function with frequency 1 KHz;

– Modulated signal will be coming to the mixer, to the second input of which will come the signal from the oscillator (Gunn diode oscillator –  $G.O.$ ) with frequency 94,6 GHz;

– An intermediate frequency signal (1,2-1,6 GHz) is coming to the intermediate-frequency amplifier ( $IFA$ ) with the amplifier’s gain 60 dB;

– After amplification, the signal will be coming to the envelope detector ( $ED$ ) (quadratic detector and integrator with small integration time relatively modulation period);

– The signal is amplified to the required level for the correct operation of analog-to-digital converter ( $ADC$ );

– Subsequent processing will be performed in the digital part.

**The digital part:**

– In  $ADC$  analog signal is digitized ( $ADC$  requirements: 16 bits quantization and sampling step in time order is not more than 0,3 ns);

– Digital signal will be coming to the field-programmable gate array ( $FPGA$ ), where the digital signal (square wave is regulated by modulator) also will be coming to;

– The algorithm (5) is implemented in  $FPGA$ ;

– The signal power estimation (from antenna output) or useful signal power fluctuation (relatively noises power of modulator) will be supplied to the terminal device from  $FPGA$  output (USB 2.0, electronic computer –  $EC$ ).

Graphs, which explain the scheme work principles are shown in the Fig. 3 and 4. The following data was used while the modelling:

– the predetection section gain coefficient changes by 20% for the observation time (The acting graph of predetection section gain coefficient is shown in the Fig. 3);

– equivalent receivers noise temperature  $T_n^\circ \approx 290^\circ K$ ;

– equivalent generators noise temperature  $T_{ng}^\circ \approx 0^\circ K$ ;

– several values of equivalent antenna noise temperature was investigated as  $T_A^\circ \approx [290^\circ, 580^\circ, 870^\circ] K$  (graphs of

antenna effective temperature estimation  $\hat{T}_A^\circ$  are shown in Fig. 4);

– the fixed realizations of random processes are used while simulating that provide possibility of results comparison.

From the analysis of Fig. 4 it follows that temperature fluctuation is measured correctly in average. In practise the fluctuation estimation of antenna noise temperature with respect to noise gene-

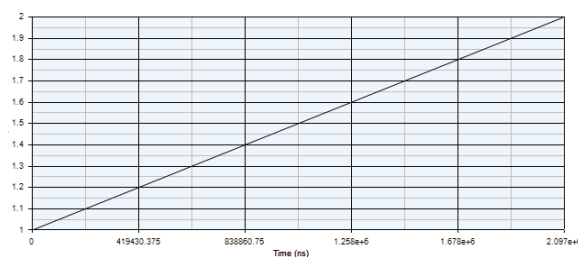
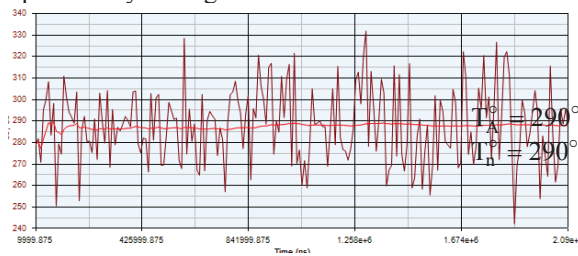
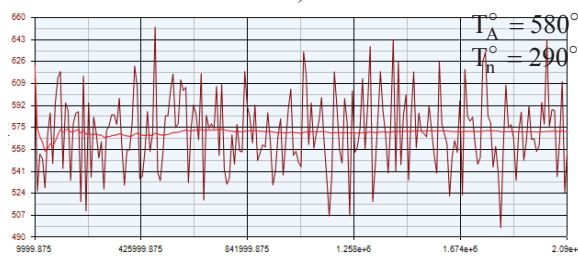


Fig. 3. The normalized amplification factor of receiver predetection section as a time observation function.

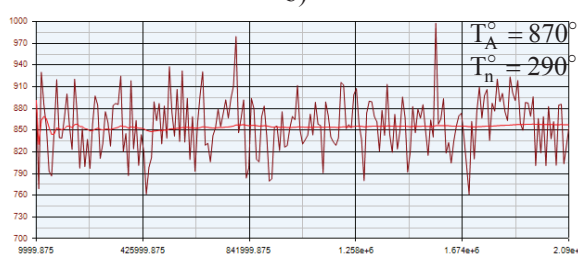
erator temperature needs to be measured more exactly. It is obviously that measurements errors decrease with increasing of independent samples number in the integration time interval. This is achieved by integration time increase or operating frequency bandwidth widening (It can be chosen firstly the operating frequency bandwidths or used the decorrelation filters, which adaptively widen the real bandwidths, that means proportionally to signal/noise ratio.



a)



b)



c)

Fig. 4. The change of antenna effective noise temperature  $T_A^\circ$  with fixed  $T_{ng}^\circ$  so as fixed  $T_n^\circ$

For comparison, the antenna effective noise temperature estimation graph on the output of the classical modulation radiometer [1, 2] is shown on Fig. 5.

From analysis of Fig. 5 it follows that value estimation at the output of classical modulation radiometer is shifted because of the receivers predetection section gain coefficient change.

Additional temperature estimation averaging (or its shifting) in current case possible only at the output of

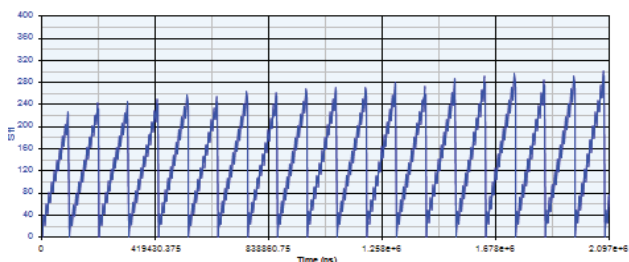


Fig. 5. The change of temperature fluctuation  $\hat{T}_A^\circ$  at the output of classical modulation radiometer

new proposed radiometer and has no sense at the output of classical modulational radiometer.

Limiting error estimation of one parameter can be found in following form:

$$\sigma_\lambda^2 = 4 \frac{(T_A^\circ(\lambda) + T_n^\circ)^2 N}{T \sum_{n=0}^{N-1} \Delta F_n}, \quad (6)$$

where  $\Delta F_n$  is the operating frequency bandwidth after decorrelation filter [3],  $N^{-1} \sum_{n=0}^{N-1} \Delta F_n$  is the average bandwidth corresponding to some average value of function in observation interval.  $N$  – periods quantity  $T_m$  for the observation time  $T$ .

The potential fluctuation sensitivity [5], found in the next form:

$$\Delta T_{min}^\circ = 2\sqrt{2} \frac{T_A^\circ(\lambda) + T_n^\circ}{\left(T_m \sum_{n=0}^{N-1} \Delta F_n\right)^{-0,5}}. \quad (7)$$

### CONCLUSIONS

The algorithm of radio-type digital radiometer is considered and its digital form is developed. The digital block diagram according to the digital algorithm has been constructed. The obtained results of radio-type digital radiometer and the evaluation results are verified by simulations. Analytical expression of antenna effective temperature evaluation limiting error and potential fluctuation sensitivity are obtained.

### GRATITUDE

The work was supported by the Ministry of Education and Science of Ukraine (according to the Contest of scientific papers, scientific and technical (experimental) development of young scientists who work (study) in higher education and research institutions belonging to the Ministry).

### References

[1] *Ulaby F. and D. Long* "Microwave radar and radiometric remote sensing", Ann Arbor: University of Michigan Press, 2014, pp. 262-293.

[2] *N. W. Moon and Y. H. Kim*, "Temperature Drift Compensation Using Multiple Linear Regression for a W-Band Total Power Radiometer," in IEEE Sensors Journal, vol. 15, no. 8, pp. 4612-4620, Aug. 2015. doi: 10.1109/JSEN.2015.2421516.

[3] *A. Prytz, M. L. Heron, D. M. Burrage and M. Goodberlet*, "Calibration of scanning low frequency microwave

radiometer," OCEANS '02 MTS/IEEE, 2002, pp. 2003-2007 vol.4. doi: 10.1109/OCEANS.2002.1191940

[4] *Z. B. Zhu, W. Z. Cui, Z. S. Yao and S. W. Dong*, "A highly sensitive THz radiometer with low temperature superconductor receiver," Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2012 37th International Conference on, Wollongong, NSW, 2012, pp. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2012.6380483

[5] *Pavlikov V.V.* Structural synthesis of new modulation radiometer / V. V. Pavlikov, A. D. Sobkolov // Applied Radio Electronics, 2016. Vol. 15, № 2, pp. 127–131 [in Ukrainian].

[6] *Pavlikov V. V.* The New Type of Chopper Radiometer / V. V. Pavlikov, A. D. Sobkolov // Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. (UWBUSIS 2016) : proc. 8th Intern. conf., 5-11 Sept., 2016, Odesa, Ukraine. – [Kharkov], 2016. – P. 205–208.

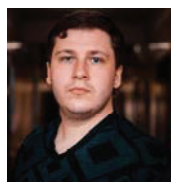
[7] *Pavlikov V. V.* Radiometer with signal energies ratio / V. V. Pavlikov, S. S. Zhyla, A. V. Odokienko, M. O. Antonov // IEEE Radar Methods and Systems Workshop. (RMSW 2016) : proc. Intern. conf., 27-28 Sept., 2016, Kyiv, Ukraine. – [Kyiv]. – P. 99–102.

[8] *Kravchenko V. F.* Statistical Synthesis of Optimal and Quasi-optimal Chopper Radiometers [Electronic resource] / V. F. Kravchenko, V. K. Volosyuk, V. V. Pavlikov // Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings. PIERS-2012, Aug. 19–23, 2012, Moscow, Russia. – [S. l.], 2012. – P. 50–54.

Manuscript received October, 20, 2016



**Pavlikov Vladimir Vladimirovich**, Head of Aircraft Radio Engineering System Design Department, Doctor of Technical Science, Senior Researcher, National Aerospace University named after N.E. Zhukovskiy "Kharkiv Aviation Institute", Ukraine.



**Odokienko Aleksey Vladimirovich**, PhD student of Aircraft Radio Engineering System Design Department, National Aerospace University named after N.E. Zhukovskiy "Kharkiv Aviation Institute", Ukraine.



**Kiem Nguyen Van**, PhD student of Aircraft Radio Engineering System Design Department, National Aerospace University named after N.E. Zhukovskiy "Kharkiv Aviation Institute", Ukraine.



**Prodan Yevgeniy Aleksandrovich**, Student of Aircraft Radio Engineering System Design Department, National Aerospace University named after N.E. Zhukovskiy "Kharkiv Aviation Institute", Ukraine.



**Manivchuk Vasily Vasilyevich**, PhD in economics, chief of special vehicles of Kharkov regional structural subdivisions, state enterprise Air Traffic Services of Ukraine "Ukr aeroruh".

УДК 621.396

**Цифровой радиометр с вычислением отношения мощностей сигналов** / В.В. Павликов, А.В. Одокиенко, Нгуен Ван Киём, Е.А. Продан, В.В. Манівчук // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 370 – 374.

Продолжены исследования нового типа модуляционного радиометра, осуществляющего несмещенное оценивание мощности (или связанных с ней параметров) радиометрических сигналов в приемнике с нестабильной додетекторной частью. Разработана структурная схема приемника. Конкретизированы аналоговая и цифровая части радиометра. Основные операции обработки сигналов, прошедших аналоговую обработку (перенос на промежуточную частоту, усиление и детектирование огибающей шумового радиосигнала, промодулированного меандром), могут быть реализованы на ПЛИС.

*Ключевые слова:* радиометрия, функция неопределенности, сверхширокополосный радиометрический комплекс.

Ил.: 05. Библиогр.: 08 назв.

УДК 621.396

**Цифровий радіометр з обчисленням відношення потужностей сигналів** / В.В. Павліков, А.В. Одокієнко, Нгуєн Ван Кієм, Е.О. Продан, В.В. Манівчук // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 370 – 374.

Продовжено дослідження нового типу модуляційного радіометра, який виконує незміщене оцінювання потужності (чи пов'язаних з нею параметрів) радіометричних сигналів у приймачі з нестабільною додетекторною частиною. Розроблено структурну схему приймача. Конкретизовано аналогову та цифрову частини радіометра. Основні операції обробки сигналів, які пройшли аналогову обробку (перенесення на проміжну частоту, підсилення і дефектування згинаючої шумового радіосигналу, який промодульовано меандром), можуть бути реалізовані на ПЛИС.

*Ключові слова:* радіометрія, цифрова обробка сигналів, вимірювання ефективної шумової температури.

Іл.: 05. Бібліогр.: 08 найм.



## **К 75-летию со дня рождения Валерия Павловича Липатова**

01 января 2017 года, исполняется 75 лет со дня рождения, главному инженеру, заместителю директора по науке Государственного предприятия Научно-исследовательский институт радиолокационных систем «Квант-Радиолокация» Валерия Павловича Липатова.

Валерий Павлович Липатов родился в г. Асино Новосибирской области, Россия. В 1959 году после окончания средней школы поступил в Киевский техникум радиоэлектроники на специальность – радиолокация. После окончания в 1962 г. служил в Советской Армии. В 1964 поступил в Киевский политехнический институт и в 1969 году с отличием закончил радиотехнический факультет Киевского политехнического института и начал трудовую деятельность в НИИ «Квант», г. Киев на должностях начальника сектора, начальника отдела, заместителя главного инженера по направлению активной радиолокации. С 1984 года В.П. Липатов является научным руководителем и главным конструктором ряда разработок института, которые были доведены до серийного производства.

С 1996 года Валерий Павлович Липатов работает в ГП НИИ РС «Квант-Радиолокация», г. Киев, на должности начальника научно-исследовательского отделения, а с 200 – на должности главного инженера, заместителем директора по научным вопросам.

В.П. Липатов – профессионал высшей категории в области радиолокации, его научное направление работы – создание сложных радиолокационных комплексов и систем с использованием процессоров со сложными радиолокационными сигналами, зеркальных

антенн и фазированных антенных решеток, в том числе и активных фазированных антенных решеток.

Среди особых достижений последних лет – создание и принятие на вооружение Вооруженных Сил Украины двухкоординатной когерентно-импульсной РЛС кругового обзора «Дельта», главным конструктором которых является В.П.Липатов.

В.П. Липатов является действительным членом (академиком) Академии наук прикладной радиоэлектроники, объединяющей в своём составе ученых Республики Беларусь, Российской Федерации, Украины и других стран.

Валерий Павлович Липатов большое внимание уделяет воспитанию инженерных и научных кадров, активно работает над изданием научных трудов ученых ГП НИИ РС «Квант-Радиолокация» в качестве автора и соавтора, сотрудничает с многочисленными научными предприятиями и учебными заведениями, включая ХНУРЭ, используя в создаваемых РЛС новейшие достижения ученых мира по современным проблемам радиолокации.

В.П. Липатов – автор и соавтор более 100 научных трудов, включая 50 авторских свидетельств СССР и патентов Украины.

Президиум Академии наук прикладной радиоэлектроники, Члены редакционного совета журнала «Прикладная радиоэлектроника» вместе со всей научной общественностью сердечно поздравляют Валерия Павловича с 75-летием и от всей души желают юбиляру крепкого здоровья, творческих успехов во славу науки и техники.

# ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Ответственный секретарь

*Я. В. Сашкова*

Корректор

*Б. П. Косиковская*

Перевод на английский язык

*К. Т. Умяров*

Компьютерный дизайн и верстка

*Я. В. Сашкова*

Рекомендовано засіданням Бюро Президії Академії наук прикладної радіоелектроніки  
(протокол № 4 від 27.12.2016 р.).

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 6037 від 09.04.2002 р.

Журнал включений до списку фахових видань ВАК України  
з технічних наук  
(постанова президії ВАК України № 1-05/2 від 10.03.2010),  
з фізико-математичних наук (фізика)  
(постанова президії ВАК України № 1-05/5 від 1.07.2010)

Підписано до друку 27.12.2016. Формат 60 × 84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>.  
Папір офсет. Друк офсет. Умов.-друк. арк. 9,8. Облік.-вид. арк. 9,2.  
Тираж 75 прим. Ціна договірна.

Віддруковано в ТОВ «ДРУКАРНЯ МАДРИД»  
61024, м. Харків, вул. Максимільянівська, 11. Тел.: (057) 756-53-25  
www.madrid.in.ua, e-mail: info@madrid.in.ua