

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. Ленина, 14, 61166, Харьков, Украина  
Тел.: + 38 (057) 702 10 57  
Факс: + 38 (057) 702 10 13  
E-mail: are@kture.kharkov.ua  
<http://www.anpre.org.ua>

## СОДЕРЖАНИЕ

---

### **ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ**

- Сугак В.Г., Букин А.В., Джадуей Али. Корреляционная функция зондирующего сигнала со ступенчатым изменением несущей частоты в условиях подповерхностного зондирования .....197

### **ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

- Бескорвайный В.В., Подоляка К.Е. Метод реинжиниринга топологических структур систем крупномасштабного мониторинга .....204

### **ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ**

- Максимов П. П., Лукин К. А. Отрицательная дифференциальная проводимость лавинно-генераторных диодов на основе обратно смещенных резких р–п-переходов .....210
- Максимов П. П. Интермодуляционные компоненты активного элемента СВЧ смесителя на основе обратно смещенного резкого р–п-перехода .....217
- Одаренко Е.Н. Фотонно-кристаллический диафрагмированный волновод – электродинамическая система для усилителя терагерцового диапазона .....222
- Чурюмов Г.И., Иванцов В.П. Источник питания низковольтных магнетронов X и K<sub>U</sub> диапазонов с цифровым управлением .....229
- Лысяя Я.П., Беспалова Е.Я. Моделирование и оптимизация процесса лиофилизации биологического материала .....235

### **МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ**

- Гордиенко Ю. Е., Левченко А. В., Щербак Е. Л. Влияние зазора между зондом и объектом на высоколокальный сканирующий СВЧ нагрев материалов .....240

### **ПРИБОРОСТРОЕНИЕ**

- Матвиенко А.С., Мачехин Ю.П., Поврозин А.И. Взаимодействие гравитационного поля и лазерного излучения, как основа абсолютного гравиметра .....246

## **КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**

---

### **ЛОКАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ**

- Карпов А.И., Лукин К.А., Сивозализов Н.А. Широкополосная антенна для мобильной связи .....253
- Lukin K., Vyplavin P., Palamarchuk V., Lukin S., Shelekhov A., Zaets N., Vasyuta K. SAR tomography for short range applications using MIMO ground based noise waveform SAR.....257

### **ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ**

- Афанасьева О.В., Лалазарова Н.А. Влияние параметров импульсной лазерной закалки на структуру и свойства углеродистых сталей .....262

- Памяти Стериополо Евгения Анатольевича .....267

---

---

# ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

---

---

УДК 537.226

## КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ЗОНДИРУЮЩЕГО СИГНАЛА СО СТУПЕНЧАТЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЫ В УСЛОВИЯХ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

*В.Г. СУГАК, А.В. БУКИН, ДЖАДУЕЙ АЛИ*

---

В работе излагаются результаты анализа возможности применения временной функции корреляции (ВКФ) зондирующего сигнала со ступенчатым изменением его несущей частоты применительно к задачам подповерхностной радиолокации. Показано, что классический подход, при котором в качестве опорного сигнала используется часть задержанного излученного, приводит к существенным искажениям ВКФ, делающим невозможным применение классического метода обработки сигналов. Предложено использовать в качестве опорного сигнала часть излученного с дополнительными предискажениями, определяемыми электрическими характеристиками среды, что позволяет существенно сузить ВКФ и увеличить разрешающую способность по глубине.

*Ключевые слова:* радиолокатор подповерхностного зондирования, временная функция корреляции зондирующего сигнала, диэлектрическая проницаемость, удельная проводимость, диэлектрические характеристики грунта.

### ВВЕДЕНИЕ

Ранее в работах [1–3] было показано, что в условиях подповерхностного радиолокационного зондирования с использованием зондирующего сигнала со ступенчатым изменением несущей частоты при учете частотных зависимостей погонного затухания и особенно фазовой скорости распространения радиоволн (частотной дисперсии) в грунте, которые обусловлены частотными зависимостями его электрических характеристик, возникают существенные искажения сигналов. Эти искажения не позволяют расширять полосу зондирования для достижения приемлемой разрешающей способности по глубине. Искажения проявляются в том, что по мере сканирования по частоте увеличивается затухание сигнала, отраженного от неоднородности на какой либо глубине и, что существенно важнее – в появлении паразитной частотной модуляции за счет зависимости фазовой скорости распространения радиоволн от частоты, которая настолько значительна, что приводит зачастую к появлению ложных границ на радиолокационных изображениях подповерхностной структуры грунта.

Аналогичные искажения формы спектров сигналов наблюдаются при акустическом зондировании с целью обнаружения предметов, погруженных в морские осадки на глубину от единиц до десятков метров от поверхности дна [4, 5]. В этих работах делается даже вывод о нецелесообразности применения зондирующего сигнала с линейной частотной модуляцией для этих целей.

Тем не менее для обработки сигналов в подповерхностной радиолокации применяется классический подход, основанный на использовании корреляционной функции зондирующего сигнала. Фактически он сводится к перемножению

принятого с определенной глубины отраженного сигнала на опорный сигнал, который представляет собой задержанную копию излучаемого сигнала. Такой подход означает, что при обработке не учитываются упомянутые искажения сигналов, а отраженный сигнал считается практически задержанной копией зондирующего с учетом фиксированного затухания в среде. При этом не учитываются зависимости затухания радиоволн в грунте и фазовой скорости их распространения от частоты.

В реальности это приводит к тому, что при увеличении ширины спектра зондирующего сигнала радиолокационные изображения сечения грунта будут искажаться и могут появляться ложные границы, которые можно идентифицировать как реально существующие. Например, на рис. 1 и рис. 2 приведены два радиолокационные изображения сечения грунта по одной и той трассе движения георадара со ступенчатым изменением его несущей частоты [2], но с разными ширинами спектра зондирующего сигнала. Рис. 1 соответствует ширине спектра 128 МГц при начальной частоте, равной 150 МГц, а рис. 2 – ширине спектра 90 МГц. Из рисунков видно, что в окрестности 1 м видна граница между двумя слоями грунта, которая присутствует на обоих изображениях. А ниже – в окрестности глубин 2–2,5 м и глубже наблюдаются уже искажения, проявляющиеся в смещении видимых границ в сторону больших глубин при ширине спектра зондирующего сигнала 90 МГц. При этом на первом изображении видна ложная граница на глубине около 2,5 м, которой нет на рис. 2.

То есть можно сделать вывод о том, что наличие частотной дисперсии фазовой скорости распространения радиоволн в грунтах приводит к

существенным искажениям радиолокационных изображений и к появлению ложных сигналов, что свидетельствует о том, что в корреляционной функции зондирующего сигнала появляются дополнительные моды.

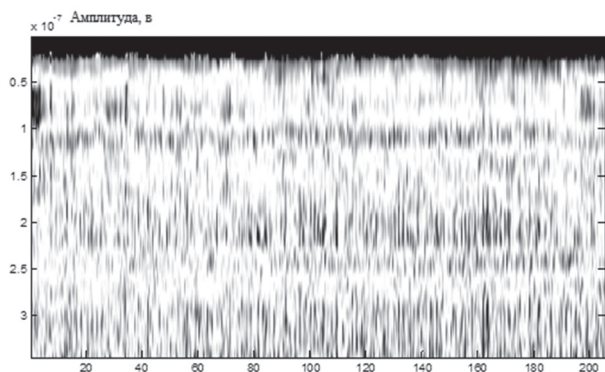


Рис. 1. Радиолокационное изображение сечения грунта по профилю движения георадара при ширине спектра зондирующего сигнала 128 МГц

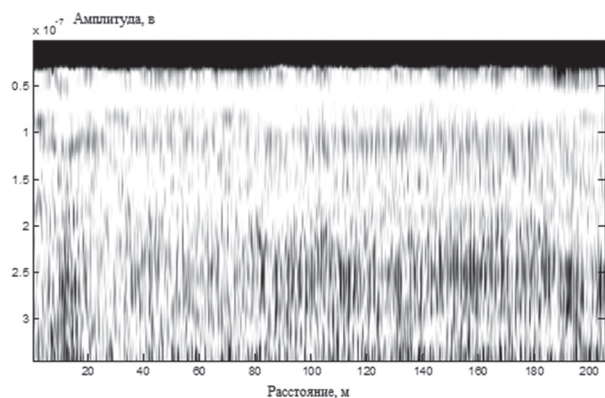


Рис. 2. Радиолокационное изображение сечения грунта по профилю движения георадара при ширине спектра зондирующего сигнала 90 МГц

Поэтому представляет интерес попытаться оценить пределы применимости классического метода обработки сигналов, основанного на применении в качестве опорного сигнала задержанной копии излученного и разработать метод обработки сигналов, отраженных подповерхностными неоднородностями, в котором будут учтены искажения их параметров по мере распространения в подповерхностном пространстве.

В работе сделан акцент на численном моделировании процессов распространения радиоволн в слоях грунта, в котором основной составной частью являются модель зависимости электрических характеристик различных типов грунтов от таких характеристик как объемная влажность, соленость, текстура, литологический состав грунта и пр. При таком подходе можно оценить степень применимости классического подхода к обработке сигналов, основанного на использовании двумерной корреляционной функции зондирующего сигнала и промоделировать возможности учета упомянутых искажений.

Для этого важно иметь адекватную реальным грунтам модель для указанного моделирования.

В литературе описано множество моделей электрических характеристик пород грунта для разных частотных диапазонов.

Не останавливаясь на перечислении всех моделей, которые детально описаны в работах [9–11], воспользуемся в дальнейшем результатами работы [6], а именно предложенной в ней скорректированной моделью зависимости электрических характеристик от частоты для различных пород грунта при разных значениях объемной влажности и других параметров.

### 1. ДВУХМЕРНАЯ КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ЗОНДИРУЮЩЕГО СИГНАЛА

В работе будет рассматриваться зондирующий сигнал со ступенчатым изменением его несущей частоты в заданном диапазоне. Известно [12], что разрешающая способность такого сигнала определяется его шириной спектра, т. е. девиацией частоты.

Возможности такого зондирующего сигнала применительно к оцениванию электрических характеристик грунта и отдельных подповерхностных объектов достаточно подробно изложены в работах [1–3]. Стоит отметить, что сравнительно медленное изменение несущей частоты позволяет разрабатывать алгоритмы оценок как зависимости погонного затухания, так и фазовой скорости распространения радиоволн в грунте от частоты, хотя точность таких оценок пока сравнительно низкая [3].

Дисперсионные зависимости достаточно просто получаются из радиолокационных данных с выхода приемника георадара со ступенчатым изменением частоты зондирующего сигнала. Особенно хорошо они выделяются при измерении фазовой структуры отраженных сигналов. Подробно эти вопросы изложены в работе [13], поэтому здесь они не рассматриваются.

Тем не менее представляет интерес определиться с возможностями классического подхода к обработке радиолокационных сигналов, основанного на использовании их двумерной корреляционной функции.

Согласно работе [13] двумерная корреляционная функция радиолокационных сигналов  $R_m(\tau, \Omega)$  определяется выражением:

$$R_m(\tau, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U_m(t) U_m(t + \tau) \exp(-j\Omega t) dt, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время задержки отраженного сигнала.

Обычно переходят к нормированной ДКФ:

$$\rho(\tau, \Omega) = \frac{R_m(\tau, \Omega)}{R_m(0, 0)} = \frac{R_m(\tau, \Omega)}{2E}, \quad (2)$$

где  $E$  – энергия сигнала.

Модуль нормированной ДКФ называется функцией неопределенности зондирующего сигнала (ФНЗС), обозначается  $\chi(\tau, \Omega)$  и широко используется для анализа свойств зондирующего сигнала.

Сечение нормированной ДКФ зондирующего сигнала (НКФЗС) при  $\Omega = 0$ , т.е.  $\chi(\tau)$ , совпадает по форме с временной корреляционной функцией зондирующего сигнала и определяется амплитудно-частотным спектром сигнала.

Рассмотрим как влияют частотная дисперсия затухания и фазовой скорости распространения в грунтах на форму временной корреляционной функции зондирующего сигнала. Для этого необходимо вначале кратко остановиться на модели электрических характеристик грунтов, которая будет использоваться для численного моделирования.

## 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ МОДЕЛИ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРУНТА ОТ ЧАСТОТЫ

При выполнении большого количества геофизических изысканий с применением разработанных экспериментальных моделей георадаров, в которых использовался зондирующий сигнал со ступенчатым изменением несущей частоты в диапазонах 90–300 МГц и 500–900 МГц были получены результаты, свидетельствующие о большей частотной дисперсии фазовой скорости распространения радиоволн в различных грунтах и существенно меньшей частотной зависимости погонного затухания радиоволн по сравнению с расчетными зависимостями [8]. Кроме этого наблюдается несколько меньшее затухание в грунте, чем это предсказывается в теоретических моделях.

В модели, по которой производились расчеты в данной работе, грунт в диапазоне частот от нескольких десятков до нескольких сотен МГц, согласно [7, 8], рассматривается с точки зрения его диэлектрических характеристик как статистическая смесь твердых частиц, воздуха, пленочной влаги и порового электролита. Для выражения эффективной комплексной диэлектрической проницаемости этой смеси через проницаемости и объемные концентрации компонент  $p_i$ , где  $p_i$  – отношение объема компоненты к полному объему образца, использовалась формула Беренцвейга (3):

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \frac{\sum_{i=0}^k p_i \frac{\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}}{\varepsilon_i + 2\bar{\varepsilon}}}{\sum_{i=0}^k p_i \frac{1}{\varepsilon_i + 2\bar{\varepsilon}}}, \quad (3)$$

где  $\bar{\varepsilon} = \sum_{i=0}^k p_i \varepsilon_i$  – оценка комплексной диэлектрической проницаемости смеси,  $k$  – количество фаз в смеси ( $k=2$  для трехфазной смеси),  $n$  – пористость грунта,  $p_0 = n - p_1$  – объемное содержание воздуха,  $p_1$  – объемная влажность,  $p_2$  – объемное содержание твердой фазы,  $\varepsilon_0$  – комплексная диэлектрическая проницаемость воздуха,  $\varepsilon_2$  – комплексная диэлектрическая проницаемость твердой фазы (кварц, полевой шпат),

$\varepsilon_1$  – комплексная диэлектрическая проницаемость электролита и пленочной влаги, представляющая собой сумму двух слагаемых:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_d + j\varepsilon_{con}'' \quad (4)$$

В выражении (4)  $\varepsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость воды с учетом солёности, определяемая по формуле Дебая [8] с учетом экспериментальной модели зависимости параметров, входящих в выражение, от степени солёности и температуры, предложенной в [10], а  $\varepsilon_{con}''$  – потери, обусловленные ионной проводимостью.

Для аппроксимации реально встречающихся пород грунта использовалась треугольная диаграмма текстурных классов грунта [14], по которой определялся процентный состав композитных пород для требуемого типа грунта.

В рассматриваемом диапазоне необходимо учитывать ионную проводимость. В [13] приводятся экспериментальные зависимости ионной проводимости песка и глины от длины волны, которые были скорректированы для более точного описания их зависимостей от длины волны и объемной влажности [8].

$$\begin{aligned} \varepsilon'' &= 306.6 p^{1.6} / \lambda^{0.5}, \text{ (глина)} \\ \varepsilon'' &= 8.634 p^{1.1} \lambda, \text{ (песок)} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $p$  – влажность,  $\lambda$  – длина волны.

Указанная модель была скорректирована с целью получения более адекватных экспериментальным данным дисперсионных зависимостей. Для этого был изменен наклон частотных зависимостей диэлектрической проницаемости и удельной проводимости так, чтобы результаты были более близкими к наблюдаемым экспериментальным данным. В результате функциональные зависимости диэлектрической проницаемости и удельной проводимости грунта от частоты, получаемую в результате расчета, умножались на

множители  $K(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{\text{degr}1}$ ,  $K(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{\text{degr}2}$  соответственно, где  $\omega_0$  – начальная частота зондирующего сигнала,  $\text{degr}1$  и  $\text{degr}2$  – показатели степени, величины которых в зависимости от типа грунта варьируются в пределах 0,7–0,9 и 0,3–0,5 соответственно. При этом значения удельной проводимости уменьшались в 1,5–2 раза. В итоге можно было получить для заданного типа грунта расчетные результаты по общему затуханию, частотной зависимости погонного затухания и частотной дисперсии диэлектрической проницаемости, сравнимые с данными, получаемыми при зондировании в реальных средах.

На рис. 3 и 4 для примера приведены зависимости проводимости и относительной диэлектрической проницаемости смеси песка и глины (суглинок) от частоты при разной объемной влажности, рассчитанные по приведенной модели, на рис. 2 – по скорректированной модели. Параметры смеси: грунт – смесь песка (60%) и глины (40%), пористость грунта 0,25, объемная

влажность – 21% – кривые №1, 14% – кривые № 2 и 7% – кривые № 3; соленость – 0,1%.

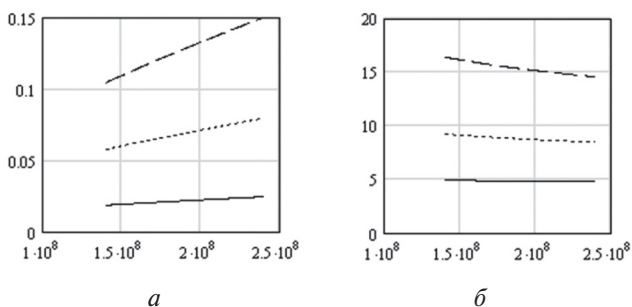


Рис. 3. Зависимости удельной проводимости (а) и диэлектрической проницаемости (б) от частоты при различной объемной влажности в исходной модели: 1 – p1=21%; 2 – p1=14%; 3 – p1=7%

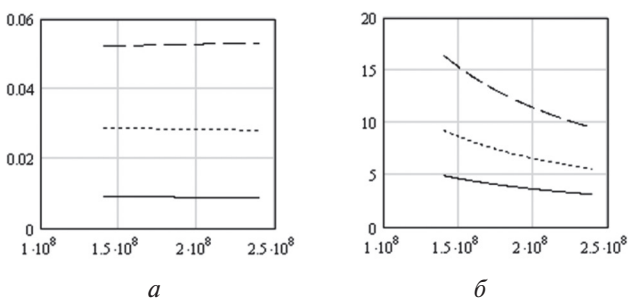


Рис. 4. Зависимости проводимости (а) и диэлектрической проницаемости (б) от частоты при различной объемной влажности в скорректированной модели: 1 – p1=21%; 2 – p1=14%; 3 – p1=7%

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

С учетом вышеописанной модели зависимости диэлектрической проницаемости и удельной проводимости грунтов от частоты, объемной влажности и пр., можно выразить частотные зависимости погонного затухания  $\alpha(\omega)$  и фазовой скорости  $v(\omega)$  распространения радиоволн в выбранном типе грунта:

$$v_{ph}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu\epsilon_a(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + \frac{\sigma^2(\omega)}{\omega^2 \epsilon_a^2(\omega)} + 1} \right]}} \quad (6)$$

$$\alpha(\omega) = \omega^2 \sqrt{\frac{\mu\epsilon_a(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + \frac{\sigma^2(\omega)}{\omega^2 \epsilon_a^2(\omega)} - 1} \right]} \quad (7)$$

Задавая параметры грунтов (процентное содержание песка и глины, объемную влажность, соленость, температуру, диапазон частот и пр.) можно промоделировать процесс распространения радиоволн в заданном слое грунта до какой либо отражающей границы и назад к антенне георадара. Затем над сигналом совершаются те же преобразования, что происходят в приемнике георадара (перемножение с опорным сигналом и низкочастотная фильтрация). С учетом дискретного изменения несущей частоты в заданном диапазоне можно записать выражение для сигнала,

отраженного от неоднородности на заданной глубине  $h$ , на выходе фазового детектора георадара в следующем виде:

$$\text{Re}(U_{ph}(t)) = \sum_{i=0}^{N-1} U_0 K_r \exp(-\alpha(\omega_i) 2h) \times \cos\left(\omega_0 \frac{2h}{v_{ph}(\omega_i)} + \frac{\Delta\omega}{N} \frac{2h}{v_{ph}(\omega_i)} i + \varphi_r\right), \quad (8)$$

где  $\Delta\omega$  – девиация несущей частоты зондирующего сигнала,  $N$  – количество дискретных значений несущей частоты,  $\varphi_r$ ,  $K_r$  – приращение фазы и коэффициент отражения зондирующего сигнала при отражении.

На рис. 5 представлен рассчитанный сигнал на выходе фазового детектора приемника георадара, соответствующий отражению от полностью отражающей границы, расположенной на глубине 6м при том же диапазоне частот сканирования зондирующего сигнала. Параметры грунта выбраны так, чтобы соответствовать эксперименту (песок 70%, глина 20%, объемная влажность 11%).

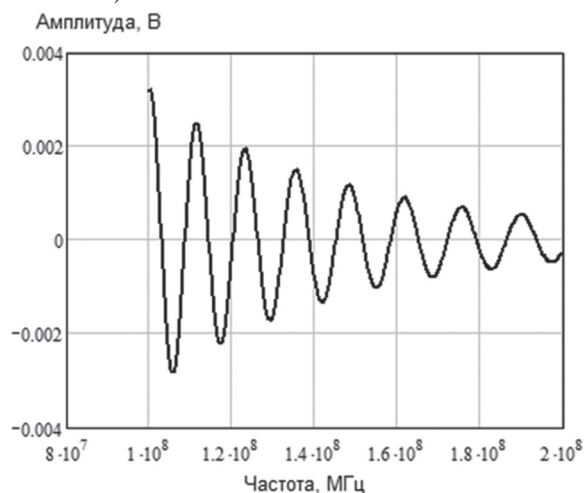


Рис. 5. Рассчитанный сигнал на выходе фазового детектора приемника георадара, соответствующий отражению от полностью отражающей границы, расположенной на глубине 6 м

Таким образом, в результате прохождения зондирующего сигнала в реальной среде его форма претерпевает значительные искажения. Это означает, что оптимальный прием таких сигналов не может осуществляться стандартным методом, путем его умножения на опорный сигнал, получаемый простой задержкой части излучаемого сигнала. В качестве примера на рис. 6 приведена НКФЗС при использовании в качестве опорного сигнала части задержанного излученного сигнала. Видно, что ВКФ практически полностью развалилась.

Опорный сигнал также должен быть искажен таким образом, чтобы ширина временной корреляционной функции в результате была бы минимальной. Это можно достичь только в том случае, когда, как минимум, его фазовые искажения должны быть в точности такими же как у принимаемого сигнала.

На данный момент можно предложить итерационную процедуру, в которой опорный сигнал будет подвергаться аналогичным искажениям, что и отраженный сигнал, т. е. в него будет вводиться множитель, определяемый зависимостью фазовой скорости радиоволн от частоты, а затухание формы сигнала по мере изменения его несущей частоты, будет компенсироваться. Что касается компенсации затухания амплитуды сигнала по мере изменения несущей частоты, то это сравнительно несложная процедура, которую можно осуществить разными способами, в том числе и в реальном времени с использованием системы автоматического регулирования амплитуды сигнала.

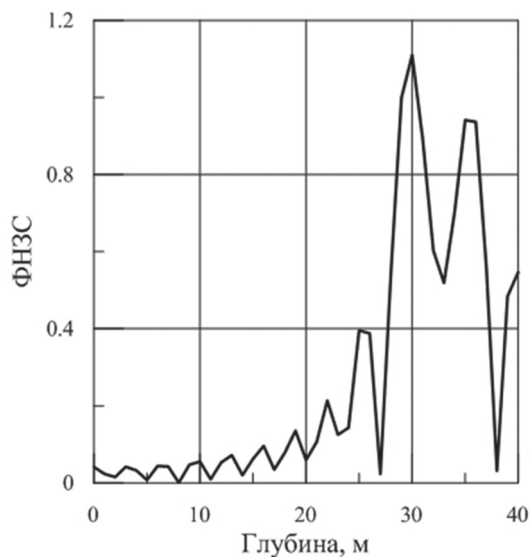


Рис. 6. НКФЗС зондирующего сигнала при влажности грунта 11,5% и использовании классического опорного сигнала

Значительно сложнее учесть зависимость фазовой скорости радиоволн от частоты. На данный момент это можно сделать только итерационной процедурой, меняя параметры модели электрических характеристик грунта.

Рассмотрим насколько меняется форма временной корреляционной функции при несовпадении параметров модели с параметрами отраженного сигнала. Для этого воспользуемся результатами численного моделирования с использованием вышеописанной модели и формулой (8), описывающей отраженный сигнал на выходе фазового детектора георадара. Опорный сигнал будет описываться аналогичной формулой, при изменении параметров модели. Тип грунта выберем один и тот же, а основным параметром — его объемную влажность будем варьировать так, чтобы он или отличался от отраженного сигнала, или равнялся ему. В последнем случае ширина временной корреляционной функции, определяемой выражением (2), должна быть минимальной.

В качестве грунта был выбран суглинок с процентным содержанием песка 70 %. Объемная влажность варьировалась в пределах 2,6–17,7 %.

Пределы изменения глубины зондирования были 0–40 м. Отраженный сигнал приходил всегда с глубины 15 м.

На рис. 7 приведена форма НКФЗС при совпадении объемной влажности в модели отраженного и опорного сигналов.

Как видно из рисунка форма НКФЗС симметрична и, как это будет ясно из дальнейшего анализа, ее ширина минимальна, что эквивалентно максимальной разрешающей способности примененного зондирующего сигнала.

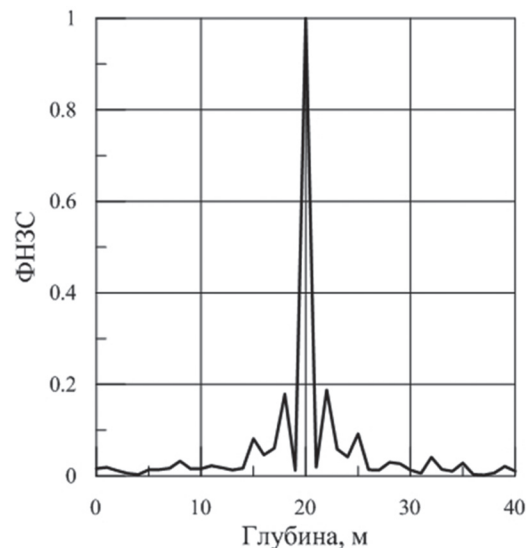


Рис. 7. НКФЗС зондирующего сигнала при влажности грунта 11,5% и использовании опорного сигнала при объемной влажности 11,5%

На следующем рис.8 приведена форма НКФЗС при несовпадении объемной влажности в модели отраженного и опорного сигналов.

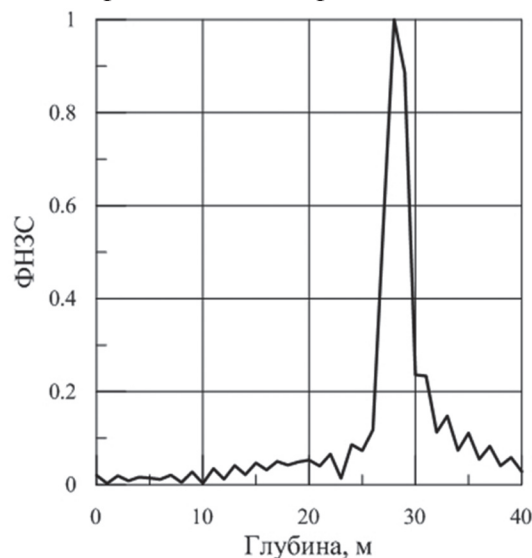


Рис. 8. НКФЗС зондирующего сигнала при влажности грунта 11,5% и использовании опорного сигнала при объемной влажности 7,5%

Как видно из рисунка ширина временной корреляционной функции (НКФЗС) уже значительно шире. Кроме того наблюдается существенное смещение ее максимума в сторону больших глубин.

На рис. 9 приведена форма НКФЗС при еще большем несовпадении объемной влажности в модели отраженного и опорного сигналов.

Видно, что форма НКФЗС стала двухмодовой при еще большем смещении обоих максимумов в стороны еще больших глубин.

Наличие двух максимумов свидетельствует о том, что при отражении от какой-либо границы между разделами сред, могут наблюдаться ложные сигналы, идентифицируемые как отражения от еще одной физической границы.

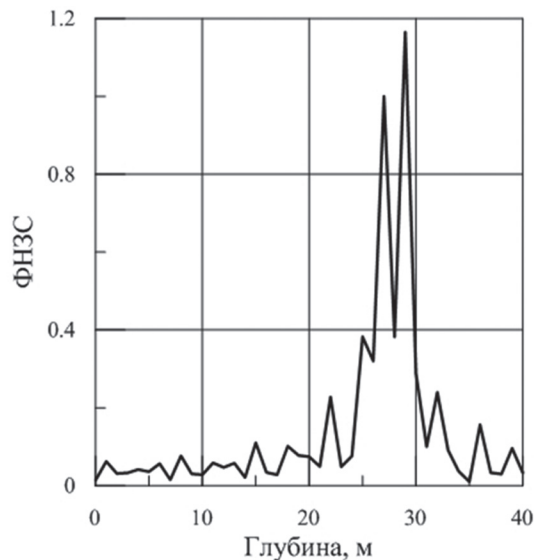


Рис. 9. НКФЗС зондирующего сигнала при влажности грунта 11,5% и использовании опорного сигнала при объемной влажности 2,6%

В случае, когда в опорном сигнале значения электрических характеристик грунта выбираются близкими к истинным, форма временной корреляционной функции является одномодовой, а ее ширина уменьшается по мере приближения к истинным значениям. При большей расстройке наблюдается двухмодовый вид этой функции, а при еще большей расстройке форма ФНЗС разваливается, что свидетельствует о практической невозможности извлекать какую-либо информацию о подповерхностной структуре грунта из принимаемых георадарных сигналов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом проведенный анализ показывает, что при зондировании на глубины, превышающие среднюю длину волны зондирующего сигнала классический подход к обработке сигналов методом временной корреляционной функции при использовании в качестве опорного сигнала части задержанного излучаемого сигнала является неприемлемым, т. к. наблюдаются существенные искажения этой функции.

Альтернативным подходом может служить метод использования в качестве опорного сигнала части задержанного излученного сигнала, параметры которого искажаются определенным образом так, чтобы получать минимальную ширину НКФЗС.

Степень искажения заранее не известна. Для ее определения можно использовать итерационные процедуры поиска в многомерном пространстве параметров, определяющих электрические характеристики грунта в месте зондирования, используя в качестве критерия сходимости минимальную ширину НКФЗС.

Идеология и методика таких итерационных процедур составляет предмет отдельной статьи.

### Литература

- [1] Овчинкин О.А., Сугак В.Г. Влияние электрических свойств грунта на характеристики сигнала при подповерхностном зондировании // Радиофизика и электроника. Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. — Харьков. — 2001. — 6, — № 2–3. — С. 235–241. (Англоязычная версия: The Influence of Soil Electric Properties upon the Ground-penetrating Radar (GPR) Signal Characteristics // Telecommunications and Radio Engineering. — 2002. — Vol. 57, No 10 & 11. — P. 101–109.
- [2] Сугак В.Г. Особенности обработки сигналов при подповерхностном радиолокационном зондировании в диспергирующей среде // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. — Харьков, 2006. — Т. 11, № 3. — С. 385–392.
- [3] Сугак В.Г. Восстановление электрических характеристик грунта и глубины залегания объектов по результатам подповерхностного зондирования // Радиофизика и электроника: Сб. трудов ИРЭ НАН Украины. Харьков. — 2002. — Т. 7, №3. — С. 491–497.
- [4] Wang J. R. and Schmugge T. J. „An Empirical model for the complex dielectric permittivity of soils as a function of water content” // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. GE-18, 1980. — P. 288–295.
- [5] Черниковская Г.Л., Мусатова М.М. Влияние среды распространения на помехо-устойчивость согласованной фильтрации сверхширокополосных гидроакустических сигналов / Материалы международной научной конференции «Оптимальные методы решения научных и практических задач». Часть 3. «Оптимизация исследований в области естественных наук». — Таганрог: ТРТУ, 2005. — С. 85–95.
- [6] Мусатова М.М., Черниковская Г.Л. Анализ влияния среды на свойства гидроакустических сверхширокополосных сигналов // Известия ТРТУ. Таганрог.: Из-во ТРТУ, №1, 2004. — С.15–16.
- [7] Wang J.R. The dielectric properties of soil-water mixtures at microwave frequencies // Radio Sci., vol. 15, 1980. — P. 077–085.
- [8] Сугак В.Г., Бондаренко И.С., Сугак А.В. О противоречии данных подповерхностного зондирования теоретическим моделям диэлектрических характеристик пород грунта // Радиофизика и электроника. — 2012, т. 3(17), № 1. — С. 19–29.
- [9] Лецинский Ю.И., Ульяновцев Н.В. Расчет электрических параметров песчано-глинистых грунтов на метровых-сантиметровых волнах // Изв. Вузов. Радиофизика. —1986. — 23, №5. — С. 529–532.
- [10] M. T. Hallikainen, Ulaby F. T., Dobson M. C., El-Rayes M. A., Wu L. Microwave dielectric behavior of wet soil, Part 2: Dielectric mixing Models // IEEE Trans. Geosci. Remote sensing, vol. GE-23, No 1, January 1985.



- [11] Wang J.R. The dielectric properties of soil-water mixtures at microwave frequencies // Radio Sci., vol. 15, 1980. – P. 077–085.
- [12] Schwarz G. A theory of the low-frequency dielectric dispersion of colloidal particles in electrolyte solution // J. Phys. Chem., vol. 66, 1962. – P. 2636–2642.
- [13] Wobschall D. A theory of a complex dielectric permittivity of soil containing water, the themidisperse model // IEEE Trans. Geosc. Electron., vol. 15, no. 1, P. 29–58, 1977.
- [14] Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы. Пер. с англ. Под ред. В.С. Кельзона. – М.: Изд-во «Советское радио», 1971. – 558 с.
- [15] Sugak V.G., Sugak A.V. Phase Spectrum of Signals in Ground Penetrating Radar Applications // IEEE Trans. On Geoscience & Remote Sensing. Vol. 48, April 2010. – P. 1760.
- [16] Daniels David J. Ground Penetrating Radar – 2<sup>nd</sup> Edition, The Institute of Electrical Engineers, London, 2004. – 723 p.



Поступила в редколлегию 3.09.2015

**Сугак Владимир Григорьевич**, доктор физико-математических наук, зав. отделом “Статистическая радиофизика” Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: теория, техника и применение радиолокационных систем подповерхностного зондирования.



**Букин Александр Владимирович**, младший научный сотрудник отдела “Статистическая радиофизика” Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: техника СВЧ, теория и техника радиолокационных систем.



**Джадуйе Али**, аспирант Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», кафедра “Проектирование радиоэлектронных систем летательных аппаратов”. Научные интересы: обработка сигналов в применении медицинского оборудования.

УДК 537.226

**Кореляційна функція зондувального сигналу з ступеневою зміною його несучої частоти в умовах підповерхневого зондування** / В.Г. Сугак, А.В. Букин, Джадуйе Али // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 3. – С. 197–203.

У роботі викладаються результати аналізу можливості застосування часової функції кореляції (ВКФ) зондувального сигналу із ступеневою зміною його несучої частоти стосовно завдань підповерхневої радіолокації. Показано, що класичний підхід, при якому як опорний сигнал використовується частина затриманого випроміненого, призводить до істотних викривлень ВКФ, унеможливує застосування класичного методу обробки сигналів. Запропоновано використовувати як опорний сигнал частину випроміненого з додатковими передвикривленнями, обумовленими електричними характеристиками середовища, що дозволяє істотно звузити ВКФ і збільшити роздільну здатність по глибині.

*Ключові слова:* радіолокатор підповерхневого зондування, часова функція кореляції зондувального сигналу, діелектрична проникність, питома провідність, діелектричні характеристики ґрунту.

Лл.: 09. Бібліогр.: 16 найм.

UDC 537.226

**Probing signal correlation function with a step change in carrier frequency under subsurface probing conditions** / V.G. Sugak, A.V. Bukin, Djaduei Ali // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 3. – P.197–203.

The paper presents the results of analyzing the possibility of applying time correlation function (TCF) of a probing signal with a step change of its carrier frequency with reference to subsurface radiolocation. It is shown that the classical approach, in which part of a delayed radiated signal is used as a reference signal, leads to essential TCF distortions, making application of the classical signal processing method impossible. It has been proposed to use part of the delayed radiated signal with additional predistortions as a reference signal, that allows to narrow TCF and increase the depth resolution.

*Keywords:* subsurface radar, probing signal time correlation function, dielectric permittivity, specific conductivity, dielectric properties of soil.

Fig.: 09. Ref.: 16 items.

## МЕТОД РЕИНЖИНИРИНГА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР СИСТЕМ КРУПНОМАСШТАБНОГО МОНИТОРИНГА

*В.В. БЕСКОРОВАЙНЫЙ, К.Е. ПОДОЛЯКА*

---

В работе сформулирована постановка задачи реинжиниринга топологических структур систем крупномасштабного мониторинга по стоимостному показателю с учетом дополнительных затрат на демонтаж и модернизацию оборудования, а также возможности его дальнейшего использования. Разработана математическая модель задачи с учетом накладываемых ограничений на показатели оперативности, надежности и живучести системы. На основе анализа особенностей целевой функции и ограничений задачи предложен эффективный метод направленного перебора вариантов, позволяющий получать оптимальные решения.

*Ключевые слова:* система крупномасштабного мониторинга, структура, топология, реинжиниринг, оптимизация.

### ВВЕДЕНИЕ

Современные системы крупномасштабного мониторинга (СКММ) радиоэлектронной обстановки, космических объектов, экологии, других объектов функционируют в непрерывно изменяющихся условиях. Это связано с появлением новых объектов наблюдения, повышением требований к оперативности и точности наблюдений, совершенствованием средств и технологий мониторинга. Как следствие, на определенном этапе существующие системы становятся неэффективными или перестают удовлетворять изменившимся требованиям.

Попытки их модернизации путем решения традиционных задач структурно-топологической оптимизации в большинстве случаев не гарантируют получения эффективных вариантов. В качестве альтернативы на практике для адаптации антропогенных объектов все чаще используется подход на основе реинжиниринга, который предполагает фундаментальный анализ существующих вариантов их построения (средств, структуры, топологии, параметров, технологии) и радикальное перепроектирование. Это требует решения комплекса задач технологической, структурной, параметрической, топологической оптимизации, многофакторной оценки и выбора проектных решений [1, 2]. При этом могут быть кардинально пересмотрены принципы построения системы, что потребует глубоких изменений в технологии ее функционирования, в ее структуре, параметрах элементов и связей, топологии (территориальной или пространственной реализации).

Характерной особенностью СКММ является то, что их функциональные и затратные показатели во многом определяются не только используемой технологией, структурой, параметрами элементов и связей, а в значительной степени их топологией. Это приводит к необ-

ходимости в процессе реинжиниринга СКММ совместного решения комплекса задач технологической, структурной, топологической и параметрической оптимизации. С учетом того, что в практике мониторинга используется относительно небольшое множество технологий, типов элементов, узлов и связей, основную трудность составляют задачи оптимизации структуры и топологии СКММ.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Традиционно в качестве критериев для выбора инфраструктуры систем мониторинга используются показатели оперативности, надежности, живучести, полноты контроля и затрат [3, 4]. Предлагаемые модели и методы ориентированы на оптимизацию размещения пунктов наблюдения с регулярным и нерегулярным радиусом покрытия, но не учитывают структурно-топологических особенностей существующей системы.

Большинство современных СКММ имеют трехуровневые радиально-узловые структуры, предполагающие наличие единого центра, уровня промежуточных узлов и множества элементов (пунктов мониторинга), связанных с узлами системы и покрывающих заданное множество объектов мониторинга. В таких системах основу задачи их структурно-топологической оптимизации составляет задача определения количества и размещения узлов, а единственной или одной из основных целей является минимизация затрат для достижения требуемых показателей качества (оперативности, определяемой временем получения информации, надежности, живучести).

К настоящему времени накоплен широкий арсенал математических моделей и методов решения задач оптимизации систем мониторинга различного целевого назначения на этапе их проектирования [5–10]. Однако предлагаемые мо-

дели и методы неприменимы для решения задач реинжиниринга СКММ, в которых необходимо учитывать возможность использования части существующей инфраструктуры.

В работе [11] приведены результаты исследования для оценки существующей структуры системы мониторинга и ее возможного реинжиниринга. Для решения задачи по показателю затрат на сеть мониторинга предложено использовать алгоритм имитации отжига (*Simulated annealing*) и методы многомерной классификации данных. Предложенная целевая функция направлена на максимизацию финансовой выгоды от перераспределения множества из  $n$  объектов наблюдения между элементами системы мониторинга и представлена в обобщенном виде выражением:

$$NB_n = \sum_n B - \sum_n C \rightarrow \max, \quad (1)$$

где  $NB_n$  – прибыль от перераспределения объектов мониторинга между элементами системы;  $\sum_n B$  – суммарный эффект (доход) от перераспределения объектов мониторинга;  $\sum_n C$  – суммарные затраты в денежном выражении на перераспределение объектов между элементами системы.

Целевая функция (1) ориентирована на оценку изменений топологической структуры системы, но не позволяет учитывать возможность использования или модернизации средств (центра, элементов, узлов, каналов связи) существующей системы.

Для учета возможности использования части существующей системы мониторинга может быть использована математическая модель задачи реинжиниринга топологических структур территориально распределенных систем [12]. В ней в качестве критерия предлагается использовать минимум дополнительных затрат на реинжиниринг. Целевая функция задачи, отражающая в явном виде зависимость дополнительных затрат от структуры и топологии системы мониторинга, имеет вид:

$$\Delta C = \sum_{i=1}^{n'_E} [c'_i \cdot (1 - y_i^o) \cdot y'_i + \Delta c_i \cdot y_i^o \cdot y'_i] + \sum_{i=1}^{n'_E} \sum_{j=1}^{n'_E} [c'_{ij} \cdot (1 - r_{ij}^o) \cdot r'_{ij} + \Delta c_{ij} \cdot r_{ij}^o \cdot r'_{ij}] \rightarrow \min_{r'_{ij}} \quad (2)$$

где  $c'_i$ ,  $i = \overline{1, n'_E}$  – затраты на создание элементов, узлов и центра в новом варианте системы (после реинжиниринга);  $c'_{ij}$ ,  $i, j = \overline{1, n'_E}$  – затраты на создание связей между элементами (узлами, центром)  $i$  и  $j$  в новом варианте системы;  $\Delta c_i$ ,  $i = \overline{1, n'_E}$  – затраты на модернизацию элемента (узла, центра)  $i$  в новой структуре;  $\Delta c_{ij}$ ,  $i, j = \overline{1, n'_E}$  – затраты на модернизацию связей между элементами (узлами, центром)  $i$  и  $j$  в новой структуре;  $R^o = [r_{ij}^o]$  – матрица связей между элементами, узлами и центром ( $r_{ij}^o = 1$ ,  $r'_{ij} = 1$ , если, соответственно, между элементами

$i$  и  $j$  существует непосредственная связь,  $r_{ij}^o = 0$ ,  $r'_{ij} = 0$  – в противном случае);  $Y = [y_i^o]$  – вектор, отражающий места расположения узлов ( $y_i^o$ ,  $i = \overline{1, n'_E}$  – булева переменная:  $y_i^o = 1$ , если на базе  $i$ -го элемента существует узел;  $y_i^o = 0$  – в противном случае).

Предложенный в работе [12] метод гарантирует получение оптимума по количеству и размещению узлов в территориально распределенной системе  $n_U$ . Его временная сложность составляет  $3 \cdot O[A(n)]$ , где  $A(n)$  – временная сложность метода решения задачи структурно-топологического синтеза территориально распределенной системы. Однако в предложенной математической модели задачи не учитываются возможные дополнительные затраты на демонтаж узлов и оборудования для организации связей, а также возможность повторного использования оборудования узлов и связей в новом варианте построения системы.

Проведенный анализ показал, что большинство современных публикаций по проблеме реинжиниринга систем мониторинга посвящено решению различных задач размещения элементов системы (пунктов) мониторинга без учета схемы передачи данных на другие уровни информационного взаимодействия. Кроме того при оценке затрат на реинжиниринг не учитываются дополнительные затраты на демонтаж и возможность повторного использования (или реализации) задействованных в существующей системе ресурсов.

С учетом этого, целью статьи является разработка математической модели и метода решения задачи реинжиниринга топологических структур систем крупномасштабного мониторинга по критерию минимума дополнительных затрат с учетом затрат на демонтаж и возможности повторного использования задействованных в существующей системе ресурсов.

## 2. ФОРМАЛИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ

Базовая задача реинжиниринга топологической структуры трехуровневой СКММ, построенной на однотипных элементах, узлах и каналах, рассматривается в следующей постановке [12]. Задано:

– множество элементов системы  $I = \{i\}$ ,  $i = \overline{1, n}$ , покрывающих с заданной кратностью все множество объектов мониторинга;

– существующий вариант топологической структуры системы  $a \in S$  (где  $S$  – множество допустимых вариантов топологических структур), задаваемый местами расположения элементов  $I = \{i\}$ ,  $i = \overline{1, n}$ , узлов  $y' = [y'_i]$ ,  $i = \overline{1, n}$  ( $y'$  – булева переменная,  $y'_i = 1$ , если на базе  $i$ -го элемента существует узел;  $y'_i = 0$  – в противном случае), центра (центр системы расположен на базе элемента  $i = 1$ ), а также связями между элементами, узлами и центром  $x' = [x'_{ij}]$ ,  $i, j = \overline{1, n}$  ( $x'_{ij}$  – булева переменная,  $x'_{ij} = 1$ , если между элементами  $i$  и  $j$

существует непосредственная связь;  $x'_{ij} = 0$  – в противном случае);

– затраты на создание или модернизацию узлов  $[c_i]$ ,  $i = \overline{1, n}$  и связей  $[c_{ij}]$ ,  $i, j = \overline{1, n}$ .

Необходимо определить наилучший по показателю минимума дополнительных затрат вариант топологической структуры СКММ  $s^0 \in S$ , задаваемый количеством узлов  $u$ , местами их размещения (центральный узел размещается на базе первого элемента) и схемой связей между элементами, узлами и центром с учетом заданных ограничений на функциональные показатели (оперативности, надежности и живучести).

Затраты на создание существующего варианта СКММ  $C(a)$ ,  $a \in S$  можно представить состоящими из затрат на создание центра  $C_C(a)$ , узлов  $C_U(a)$ , элементов  $C_E(a)$ , связей между узлами и центром  $C_{UC}(a)$ , элементами и узлами  $C_{EU}(a)$  [12]:

$$C(a) = C_C(a) + C_U(a) + C_{UC}(a) + C_E(a) + C_{EU}(a). \quad (3)$$

По аналогии затраты на оптимальный вариант новой СКММ  $b \in S$  (без использования существующей топологической структуры  $a \in S$ ) можно представить в виде:

$$C(b) = C_C(b) + C_U(b) + C_{UC}(b) + C_E(b) + C_{EU}(b). \quad (4)$$

Желательной целью является минимизация дополнительных затрат  $\Delta C(a, b)$ . При этом разность затрат (3) и (4):

$$\Delta C(a, b) = C(a) - C(b) \quad (5)$$

не учитывает возможности использования части топологической структуры существующей системы  $a \in S$ .

Критерий минимума дополнительных затрат  $k_1(a, s) \rightarrow \min_{s \in S}$  (с учетом возможности использования топологической структуры существующей системы  $a \in S$ ) представим в виде:

$$k_1(a, s) = \Delta C(a, s) = \sum_{i=1}^n [(c_i + e_i)(1 - x'_{ii})x_{ii} + (d_i - g_i)x'_{ii}x_{ii}] + \quad (6)$$

$+ \sum_{i=1}^n \sum_{j=i}^n [(c_{ij} + e_{ij})(1 - x'_{ij})x_{ij} + (d_{ij} - g_{ij})x'_{ij}x_{ij}] \rightarrow \min_{s \in S}$ ,  
 где  $c_i$  – стоимость элементов, узлов или центра в новой структуре,  $i = \overline{1, n}$ ;  $e_i$  – затраты на демонтаж узлов существующей структуры  $i = \overline{1, n}$ ;  $x'_{ij}$  и  $x_{ij}$  – соответственно элементы матриц смежности (связей) между элементами, узлами и центром в существующей  $x' = [x'_{ij}]$  и структуре после реинжиниринга  $x = [x_{ij}]$  ( $x'_{ij} = 1$  или  $x_{ij} = 1$ , если между элементами  $i$  и  $j$  существует непосредственная связь;  $x'_{ij} = 0$  или  $x_{ij} = 0$  – в противном случае);  $d_i$  – стоимость модернизации элемента, узла или центра в новой структуре  $i = \overline{1, n}$ ;  $g_i$  – стоимость ресурсов, которые могут быть повторно использованы (реализованы) после демонтажа оборудования узлов  $i = \overline{1, n}$ ;  $c_{ij}$ ,  $e_{ij}$ ,  $d_{ij}$  и  $g_{ij}$ ,  $i, j = \overline{1, n}$  – соответственно стоимость связи, затраты на демонтаж, стоимость модернизации и стоимость ресурсов, которые могут быть по-

вторно использованы для связи между элементами  $i$  и  $j$ ;  $S$  – множество допустимых вариантов топологических структур СКММ.

Для оценки показателей оперативности, надежности и живучести воспользуемся соотношениями из работы [13].

В качестве оценки оперативности варианта построения СКММ  $s$  используем значение максимального времени получения центром информации о наблюдаемом объекте:

$$k_2(s) = \max_{1 \leq i \leq n} \left[ \tau_i^C + \frac{\alpha_i}{\gamma_{ij}} + \tau_i^E + \frac{\beta_i}{\gamma_{ij}} + \left( \frac{\alpha_i}{\gamma_i} + \frac{\alpha_i}{h_i^1} + \frac{\beta_i}{h_i^2} + \frac{\beta_i}{\gamma_i} \right) \sum_{i=1}^n \sum_{j=i}^n x_{ij}x_{ji} \right], \quad (7)$$

где  $n$  – количество элементов системы;  $\tau_i^C$  – время выдачи запроса  $i$ -му элементу;  $\alpha_i = const$ ,  $\beta_i = const$  – объемы запросов и ответов;  $\gamma_i$  и  $\gamma_{ij}$  – пропускные способности каналов связи центр-узел и узел-элемент;  $h_1$  и  $h_2$  – скорости обработки запроса и ответа на запрос в узлах системы.

С учетом принятых в работе [13] допущений для оценки надежности варианта построения СКММ  $s$  воспользуемся соотношением:

$$k_3(s) = k^C \times (k^U)^u \times (k^E)^n \times (k^{CU})^u \times (k^{UE})^n, \quad (8)$$

где  $k^C, k^U, k^E, k^{CU}, k^{UE}$  – соответственно, коэффициенты готовности топологической структуры СКММ в целом, технических средств верхнего уровня (центра), среднего уровня (узлов), нижнего уровня (элементов), каналов связи верхнего уровня (центр – узлы), каналов связи нижнего уровня (узлы – элементы);  $u$  – количество узлов;  $n$  – количество элементов системы.

В качестве показателя живучести используем значение доли элементов в функционирующей СКММ, связанных с центром при единичных повреждениях (для равновероятного единичного повреждения центра, узлов, элементов или одной из связей) [13]:

$$k_4(s) = \min_{1 \leq j \leq n} \left\{ \frac{n - \sum_{j=1}^n \sum_{i=j}^n x_{ji}x_{ij}}{n}, \frac{n-1}{n} \right\}, \quad (9)$$

где  $x_{ij}$  – булева переменная ( $x_{ij} = 1$ , если между элементами  $i$  и  $j$  существует непосредственная связь;  $x_{ij} = 0$  – в противном случае),  $i = \overline{1, n}$ ;  $n$  – количество элементов системы.

Формально рассматриваемая задача реинжиниринга топологических структур СКММ может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} k_1(a, s) \rightarrow \min_{s \in S}; \\ k_2(s) \leq k_2^*; \\ k_3(s) \geq k_3^*; \\ k_4(s) \geq k_4^*, \end{cases} \quad (10)$$

где  $k_1^*$ ,  $k_2^*$ ,  $k_3^*$  и  $k_4^*$  – граничные значения показателей затрат на реинжиниринг  $k_1(s)$ , оперативности  $k_2(s)$  (7), надежности  $k_3(s)$  (8) и живучести  $k_4(s)$  (9).

### 3. АНАЛИЗ МНОЖЕСТВА ДОПУСТИМЫХ РЕШЕНИЙ

В принятых выше обозначениях множество допустимых решений задачи определяется условиями [13]:

$$S = \{s\} = \left\{ \begin{array}{l} x = [x_{ij}], x_{ij} \in \{0,1\}, i, j = \overline{1, n}, x_{i1} = 1; \\ \sum_{j=i}^n x_{ij} \geq 1, \forall j = \overline{1, n}; \\ \sum_{i=1}^n \sum_{j=i}^n x_{ij} = n + \sum_{i=1}^n x_{ii}; \\ x_{ii} = 1 \rightarrow x_{i1} = 1 \forall i = \overline{1, n}; \\ x_{ii} = 1 \wedge x_{ij} = 1 \rightarrow ij = \arg \min_{1 \leq i' \leq n} c_{ij'} \forall i, j = \overline{1, n}, \end{array} \right. \quad (11)$$

где  $c_{ij}, i', j = \overline{1, n}$  – стоимости связи между элементами  $i'$  и  $j$ .

Количество вариантов топологических структур СКММ при заданном количестве узлов  $u$  (размещения  $u$  узлов на базе  $n$  элементов) равно количеству сочетаний:

$$N_u(n) = C_n^u = \frac{n!}{u!(n-u)!}. \quad (12)$$

Оптимальное количество узлов  $u^0$  на этапе реинжиниринга СКММ неизвестно. В процессе решения задачи количество узлов  $u$  может изменяться в диапазоне  $0 \leq u \leq n$ . Общее количество возможных вариантов топологических структур при реинжиниринге СКММ для  $1 \leq u \leq n$  составит:

$$N(n) = \sum_{m=1}^n C_n^m = \sum_{m=1}^n \frac{n!}{m!(n-m)!}. \quad (13)$$

Поиск наилучшего варианта реинжиниринга СКММ, содержащих даже десятки элементов, методом полного перебора  $N(n)$  вариантов (13) невозможен из-за огромных вычислительных затрат.

Для реализации эффективной стратегии направленного перебора вариантов [14–16] необходим предварительный анализ зависимостей затрат на реинжиниринг  $k_1(s^0, u^0)$  (6), оперативности  $k_2(s^0, u^0)$  (7), надежности  $k_3(s^0, u^0)$  (8) и живучести  $k_4(s^0, u^0)$  (9) оптимального варианта СКММ  $s^0 \in S$  от количества узлов  $u^0$  в ней.

На практике возможны различные варианты реинжиниринга топологической структуры СКММ между двумя крайними.

Первый вариант предполагает полную замену оборудования без использования элементов, узлов и связей существующей топологической структуры. В этом случае новый вариант построения СКММ  $s \in S$  в корне отличается от существующего  $a \in S$ , т.е.:

$$x_{ij} \neq x'_{ij}, \forall i, j = \overline{1, n}$$

и требует максимальных дополнительных затрат  $\Delta C_{\max}(a, s)$ .

Стоимость ресурсов элементов, узлов и центра, которые могут быть повторно использованы, и затраты на их модернизацию в соотношении

(6) равны нулю, т.е.  $d_i = 0, g_i = 0, \forall i = \overline{1, n}$ . Таким образом, зависимость суммарных затрат на оборудование центра, узлов и элементов

$$C(u) = C_C(u) + C_U(u) + C_E(u)$$

от количества узлов  $u$  в новой реализации системы  $s \in S$  будет монотонно возрастающей. Скорость ее роста зависит от соотношения значений  $c_i$  и  $e_i, i = \overline{1, n}$ .

С увеличением количества узлов в системе  $u$  затраты на связи узел-центр  $C_{UC}(u)$  будут увеличиваться, затраты на связи элемент-узел  $C_{EU}(u)$  уменьшаться, а их суммарное значение представляет собой унимодальную функцию от количества узлов в системе  $u$ .

С учетом этого, можно утверждать, что зависимость затрат на систему  $C_{\max}(u)$  от количества узлов в ней будет одноэкстремальной.

Второй крайний вариант предполагает использование существующей топологической структуры:

$$x_{ij} = x'_{ij}, \forall i, j = \overline{1, n}.$$

При этом дополнительные затраты отсутствуют  $\Delta C_{\min}(a, s) = 0$ , а зависимость затрат от количества узлов  $u$  в системе, построенной на старой элементной базе и технологиях, также будет унимодальной.

Между крайними существует множество вариантов, в которых могут использоваться или модернизироваться некоторые из существующих элементов, узлов, центров, а также связей между ними. При этом, модернизация требует меньших дополнительных затрат, чем создание новых элементов, узлов, центра и связей между ними, т.е.  $d_i < c_i, d_{ij} < c_{ij}$ .

Время получения информации о наблюдаемых объектах  $k_2(u)$  (7), как показатель оперативности СКММ, представляет собой монотонно возрастающую функцию от количества промежуточных узлов в системе  $u$ .

Значение коэффициента готовности, характеризующего показатель надежности СКММ  $k_3(u)$  (8), монотонно убывает с увеличением количества узлов в системе  $u$ .

Огибающая локальных экстремумов показателя живучести СКММ  $k_4(u)$  (9) представляет собой унимодальную функцию от количества узлов в ней  $u$ .

### 4. ПОИСК РЕШЕНИЯ МЕТОДОМ НАПРАВЛЕННОГО ПЕРЕБОРА

По результатам анализа зависимостей затрат на реинжиниринг  $k_1(u)$  (6), оперативности  $k_2(u)$  (7), надежности  $k_3(u)$  (8) и живучести  $k_4(u)$  (9) от количества узлов  $u$  в системе множество альтернатив, на котором целесообразно производить поиск наиболее экономного варианта (10), может быть существенно сокращено по сравнению с множеством допустимых решений (11).

Максимальные значения показателя оперативности  $k_2(u)$ , надежности  $k_3(u)$  и живучести

$k_4(u)$  имеют при минимальном количестве узлов в системе  $u$ .

Огибающая локальных экстремумов затрат (при фиксированном количестве узлов) на создание таких систем представляют собой одноэкстремальную функцию от количества узлов  $u$  [12, 14–15], минимум которой достигается при  $u < \frac{n}{2}$ .

Количество альтернативных вариантов, анализируемых в процессе поиска локального экстремума функции цели (6), резко возрастает при увеличении количества узлов в системе  $u$  (12).

Стоимость наилучшего варианта системы  $s^o$  после реинжиниринга  $C^o = C(s^o)$  не превышает стоимости наилучшего варианта системы  $C_b^o = C(b)$ , полученного без использования существующей топологической структуры  $a \in S$  (4).

Исходя из характера зависимостей (7) – (9), можно утверждать, что причиной невыполнения ограничений по оперативности  $k_2(a) \leq k_2^*$ , надежности  $k_3(a) \geq k_3^*$  и живучести  $k_4(a) \leq k_4^*$  может быть избыточное количество узлов в системе  $u$ .

С учетом этого для решения задачи реинжиниринга топологических структур СКММ (10) предлагается метод направленного перебора локальных экстремумов функции цели. Его суть состоит в следующем.

Начиная с  $u=0$  (система не содержит промежуточных узлов), решать задачи оптимального размещения узлов с учетом существующей топологической структуры по критерию затрат  $k_1(a, s) \rightarrow \min_{s \in S}$  (6) для количества узлов  $u := u + 1$  пока выполняются все ограничения по оперативности  $k_2(a) \leq k_2^*$ , надежности  $k_3(a) \geq k_3^*$  и живучести  $k_4(a) \leq k_4^*$  [14–16]. Определить значение максимального количества узлов  $u_{\max}$ , для которого выполняются все накладываемые ограничения.

На полученном множестве решений задачи размещения  $u$  узлов ( $1 \leq u \leq u_{\max}$ ) выбрать то, которому соответствует минимальное значение критерия дополнительных затрат  $\Delta C(a, s)$  (6).

Точность предложенного метода определяется точностью метода решения задачи размещения узлов. При использовании точного метода решения задачи размещения узлов предложенный метод позволяет получать точное решение задачи реинжиниринга топологических структур СКММ.

Метод имеет тот же порядок временной сложности, что и метод направленного перебора локальных экстремумов функции цели для структурно-топологической оптимизации территориально распределенных объектов.

Для случаев, когда известно, что огибающая локальных экстремумов дополнительных затрат  $\Delta C(a, s)$  (6) является одноэкстремальной относительно количества узлов  $u$  в системе, предлагается модификация метода решения задачи. Ее суть состоит в том, что начиная с  $u=0$ , решать

задачи оптимального размещения узлов с учетом существующей топологической структуры по критерию затрат  $k_1(a, s) \rightarrow \min_{s \in S}$  (6) для количества узлов  $u := u + 1$  пока выполняются все ограничения по оперативности  $k_2(a) \leq k_2^*$ , надежности  $k_3(a) \geq k_3^*$ , живучести  $k_4(a) \leq k_4^*$  и значение функции дополнительных затрат  $\Delta C(a, s)$  (6) убывает. Последнее из решений задачи размещения  $u$  узлов будет решением задачи (10).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках решения проблемы оптимизации территориально распределенных объектов сформулирована постановка задачи реинжиниринга топологических структур систем крупномасштабного мониторинга по показателю минимума затрат.

Предложена математическая модель задачи, учитывающая затраты на модернизацию и демонтаж имеющегося оборудования, а также ограничения на показатели оперативности, надежности и живучести как функции от параметров топологической структуры системы.

На основе анализа особенностей целевой функции и ограничений задачи предложен эффективный метод направленного перебора вариантов, позволяющий получать оптимальные решения для систем с большим количеством структурных элементов.

Предложенные математическая модель и метод могут быть адаптированы для решения задач оптимизации информационных, логистических систем и систем обслуживания.

Практическое применение полученных результатов позволяет сократить сроки и повысить точность решения задач реинжиниринга систем большой размерности.

## Литература

- [1] Цвиркун А.Д., Акинфиев В.К. Структура многоуровневых и крупномасштабных систем. Синтез и планирование развития. – М.: Наука, 1993. – 160 с.
- [2] Бескорвайный В.В. Системологический анализ проблемы структурного синтеза территориально распределенных систем // Автоматизированные системы управления и приборы автоматки. – 2002. – Вып. 120. – С. 29–37.
- [3] Кочкарь Д.А., Мединцев С.Ю., Орехов А.А. Оптимальное размещение вышек наблюдения наземных систем видеомониторинга лесных пожаров // Радиоелектронні і комп'ютерні системи. – 2010. – № 7. – С. 311–314.
- [4] Комяк В.М., Панкратов А.В., Приходько А.Ю., Светличная С.Д. Оптимизация размещения пунктов наблюдения наземных систем видеомониторинга лесных пожаров // Проблемы пожарной безопасности. – 2014. – №36. – С. 117–126.
- [5] Спутниковые системы мониторинга. Анализ, синтез и управление / В. В. Малышев, М. Н. Красильщиков, В. Т. Бобронников и др. ; под общ. ред. В. В. Малышева. – М.: Изд-во МАИ, 2000. – 568 с.
- [6] Ahmed M. Remote monitoring with hierarchical network architectures for large-scale wind power farms

// Journal of Electrical Engineering & Technology. – 2015. – № 10(3). – P. 1319–1327.

- [7] Zhang Y. An integrated environment monitoring system for underground coal mines – wireless Sensor Network subsystem with multi-parameter monitoring // Sensors. – 2014. – № 14(7). – P. 13149–13170.
- [8] Нефёдов Л.И., Шевченко М.В., Кудырко О.Н. Модель структурно-топологического синтеза системы мониторинга качества добычи газа // ScienceRise. – 2014. – № 2. – P. 61–67.
- [9] Mogheir Y. Entropy and Multi-Objective Based Approach for Groundwater Quality Monitoring Network Assessment and Redesign // Water Resources Management. – 2008. – № 28(3). – P. 1603–1620.
- [10] Water quality monitoring network design / N. B. Harmanciogamalu, N. B. Fistikoglu, O. Ozkul and other; ed. N. B. Harmanciogamalu. – Dordrecht : Springer Science & Business Media, 1999. – 290 p.
- [11] Odom K.R. Assessment and Redesign of the Synoptic water quality monitoring network in the Great Smoky Mountains National Park. Ph.D Dissertation, University of Tennessee. Knoxville, USA. – 2013. – 268 p.
- [12] Бескорвайный В.В. Метод структурно-топологической оптимизации для реинжиниринга территориально распределенных объектов // Системы обработки информации. – 2004. – Вып. 4. – С. 26–33.
- [13] Бескорвайный В.В., Подоляка К.Е. Разработка модели многокритериальной задачи реинжиниринга топологических структур систем крупномасштабного мониторинга // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2015. – № 4 (76). – С. 49–55.
- [14] Петров Э.Г., Болотов А.Б., Шабанов С.В. Алгоритм топологической оптимизации централизованных сетей передачи данных // Механизация и автоматизация управления. – 1980. – № 4. – С. 50–55.
- [15] Петров Э.Г., Болотов А.Б., Бескорвайный В.В. Алгоритм структурно-топологической оптимизации централизованных сетевых систем // Механизация и автоматизация управления. – 1986. – № 1. – С. 28–31.
- [16] Бескорвайный В.В. Модификация метода направленного перебора для синтеза топологии систем с радиально-узловыми структурами // Автоматизированные системы управления и приборы автоматики. – 2003. – Вып. 123. – С. 110–116.

Поступила в редколлегия 11.09.2015



**Бескорвайный Владимир Валентинович**, доктор технических наук, профессор, академик Академии наук прикладной радиоэлектроники, профессор кафедры системотехники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: теория принятия решений;

математическое моделирование; структурный синтез и оптимизация территориально распределенных объектов.



**Подоляка Ксения Евгеньевна**, аспирантка кафедры системотехники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: разработка и применение методов реинжиниринга систем крупномасштабного мониторинга.

УДК 004.9

**Метод реінжинірингу топологічних структур систем великомасштабного моніторингу** / В.В. Бескорвайний, К.Є. Подоляка // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 3. – С. 204–209.

У роботі сформульовано постановку задачі реінжинірингу топологічних структур систем великомасштабного моніторингу за вартісним показником з урахуванням додаткових витрат на демонтаж та модернізацію обладнання, а також можливості його подальшого використання. Розроблено математичну модель задачі з урахуванням обмежень на показники оперативності, надійності та живучості системи. На основі аналізу особливостей цільової функції і обмежень задачі запропоновано ефективний метод спрямованого перебору варіантів, що дозволяє оптимальне рішення.

*Ключові слова:* система великомасштабного моніторингу, структура, топологія, реінжиніринг, оптимізація.

Бібліогр.: 16 найм.

UDK 004.9

**Method of reengineering topological structures of large-scale monitoring systems** / V.V. Beskorovainyi, K.E. Podoliaka // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 3. – P. 204–209.

The paper presents the formulated problem of reengineering the topological structures of large-scale monitoring systems by cost parameters, taking into account the additional costs of dismantling and modernization of equipment and the possibility of its further use. A mathematical model of the problem with the limitations on the performance efficiency, reliability and survivability of the system has been developed. Based on the analysis of the characteristics of the objective function and constraints of the problem an effective method of directional options sorting, allowing to get optimal solutions, is suggested.

*Keywords:* large-scale monitoring system, structure, topology, reengineering, optimization.

Ref.: 16 items.

## ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ОБРАТНО СМЕЩЕННЫХ РЕЗКИХ $P-N$ -ПЕРЕХОДОВ

П. П. МАКСИМОВ, К. А. ЛУКИН

Приведены результаты теоретического анализа двухчастотных автоколебаний лавинно-генераторных диодов с постоянным напряжением обратного смещения. Показано, что двухчастотные автоколебания наблюдаются в лавинно-генераторном диоде при отрицательных дифференциальных проводимостях электронной и дырочной компонент плотности тока. Исследованы энергетические и спектральные характеристики лавинно-генераторных диодов.

*Ключевые слова:* лавинно-генераторный диод, ударная ионизация, отрицательная дифференциальная проводимость, повышение мощности.

### ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей полупроводниковой электроники является создание мощных полупроводниковых источников электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с высоким коэффициентом полезного действия (КПД) [1–5].

Полупроводниковые источники мощности нашли широкое применение в передающих устройствах с мощностями десятки-сотни Ватт, широкодиапазонных усилителях с низким уровнем шума, эффективных умножителях частоты с высокой кратностью умножения, малогабаритных когерентных приемо-передающих устройствах и др. Полупроводниковый источник мощности СВЧ является единой конструкцией, включающей активный элемент и электродинамическую систему, с которой соединен активный элемент [3].

Одним из полупроводниковых источников мощности является диодный генератор. В качестве активных элементов диодных генераторов широко применяются лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратного смещенных резких  $p-n$ -переходов [1–5]. В основе работы ЛПД лежит динамическая отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП), которая возникает при переменном напряжении  $U_0 + U_{\text{с}}.$  на  $p-n$ -переходе ( $U_0$  – постоянная составляющая источника питания,  $U_{\text{с}}$  – переменная составляющая колебательного контура внешней цепи). Однако переменная составляющая напряжения в ЛПД существенно меньше постоянной составляющей, что не позволяет получить высокий КПД. Кроме того, нелинейная теория ЛПД рассматривает физические процессы при малой плотности лавинного тока, существенно меньшей плотности предельного тока диода. Следовательно, свойства обратного смещенных резких  $p-n$ -переходов изучены не достаточно.

В работах [6–10] приведены результаты исследования физических процессов, протекаю-

щих в лавинно-генераторных диодах (ЛГД) на основе обратного смещенных резких  $p-n$ -переходов с высоким постоянным напряжением обратного смещения. Показано, что в ЛГД на вольтамперной характеристике существует отрицательная дифференциальная проводимость, что приводит к возникновению токовой неустойчивости, благодаря которой в диоде возбуждаются и поддерживаются автоколебания. Повышенный уровень выходной мощности ЛГД обусловлен высокой плотностью лавинного тока и большой амплитудой динамической компоненты напряжения.

Кроме того, было установлено, что в силу разной подвижности дырок и электронов частоты осцилляций электронной и дырочной компонент токов через переход могут сильно отличаться, и это отличие усиливается в несимметричных переходах, т. к. в ЛГД частоты осцилляций определяются временем пролета носителей заряда через обедненные области  $p-n$ -перехода [8,10].

Целью работы является теоретический анализ динамических процессов, протекающих в ЛГД на основе обратного смещенных резких  $Si$   $p-n$ -переходов в рамках диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) с целью исследования дифференциальной проводимости, расчет коэффициентов ударной ионизации и плотности лавинного тока, определение спектральных и энергетических характеристик, и исследование возможности повышения выходной мощности.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваемая одномерная модель резкого  $Si$   $p-n$ -перехода с однородным легированием примесными атомами приведена на рис. 1. За начало координат принята плоскость раздела  $p$ - и  $n$ -областей, задаваемая координатой  $x_2 = 0$ . Значения координаты  $x = x_1$  и  $x = x_3$  определяют границы легирования полупроводника акцепторной  $N_a$  и донорной  $N_d$  примесями. Динамические координаты  $w_p(t)$  и  $w_n(t)$  определяют динамичес-



кие границы обедненных  $p$ - и  $n$ -областей, зависящие от времени в режиме автоколебаний [10].  $U$  – постоянное напряжение обратного смещения на  $p$ – $n$ -переходе. Ударная ионизация атомов кристаллической решетки резкого Si  $p$ – $n$ -перехода инициируется током тепловой генерации.

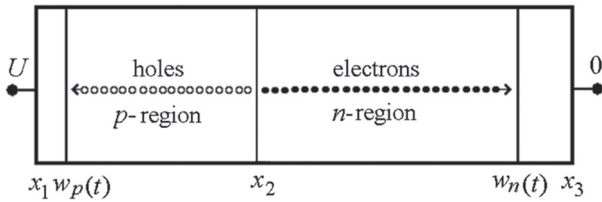


Рис. 1. Одномерная модель обратного смещенного резкого  $p$ – $n$ -перехода,  $U < 0$

В качестве математической модели ЛГД на основе резкого  $p$ – $n$ -перехода использована система уравнений ДДМ полупроводников в следующем виде [1, 8]:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [p(x,t) - n(x,t) + N(x)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} = -E(x,t);$$

$$q \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p; \quad (2)$$

$$q \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p; \quad (3)$$

$$J_n(x,t) = qn(x,t)v_n(x,t), \quad (4)$$

$$J_p(x,t) = qp(x,t)v_p(x,t),$$

$$J_{cm}(x,t) = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t};$$

$$J(t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + J_{cm}(x,t), \quad (5)$$

где  $E(x,t)$  – напряженность электрического поля;  $\varphi(x,t)$  – электрический потенциал;  $p(x,t)$  – концентрация дырок в валентной зоне;  $n(x,t)$  – концентрация электронов в зоне проводимости;  $N(x)$  – распределение концентрации примесей в  $p$ – $n$ -переходе;  $q$  – абсолютное значение заряда электрона;  $\epsilon\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $J_n(x,t)$ ,  $J_p(x,t)$  – электронная и дырочная составляющие плотности лавинного тока соответственно;  $J_{cm}(x,t)$  – плотность тока смещения;  $J(t)$  – плотность полного тока;  $v_n(x,t)$ ,  $v_p(x,t)$  – дрейфовая скорость электронов и дырок соответственно;  $\alpha_n(E)$ ,  $\alpha_p(E)$  – коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок [5].

Уравнения – дополняются граничными условиями на границах  $w_p$  и  $w_n$  обедненной области  $p$ – $n$ -перехода

$$E(w_p,t) = 0, E(w_n,t) = 0, \quad (6)$$

$$\varphi(w_p,t) = V(t), \varphi(w_n,t) = 0,$$

начальным условием для плотности полного тока

$$J(w_p,t=0) = J_s(w_p,t=0) + J_{ns} + J_{ps} \quad (7)$$

и условиями непрерывности электрического поля и потенциала на границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей

$$E(x,t)|_{x=x_2-0} = E(x,t)|_{x=x_2+0}, \quad (8)$$

$$\varphi(x,t)|_{x=x_2-0} = \varphi(x,t)|_{x=x_2+0},$$

где  $V(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x,t)dx$  – динамическое падение напряжения на  $p$ – $n$ -переходе;  $J_{ns}$ ,  $J_{ps}$  – электронная и дырочная составляющие плотности тока тепловой генерации соответственно.

Для численного интегрирования уравнения ДДМ преобразовывались в систему конечно-разностных уравнений. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает  $O(\tau + h)$ , где  $\tau$  – шаг на временной сетке и  $h$  – шаг на пространственной сетке, удовлетворяющие условию устойчивости Куранта  $\tau \leq h/v$  ( $v$  – скорость носителей заряда) [12]. В результате решения полуявной разностной схемы получаем дискретизированную реализацию  $x_n$ , состоящую из  $N$  последовательных отсчетов  $x(n\tau)$ , где  $n = 0, \dots, N-1$ . Частота дискретизации равна  $f_s = 1/\tau$ . Шаг частоты дискретизации (абсолютная погрешность определения частоты) равен  $df = f_s/N$ . Алгоритм решения разностных уравнений использует апробированные методы прогонок и встречных прогонок. Достоверность результатов решения подтверждена тестовыми задачами и сравнением с известными результатами [13].

## 2. ДВУХЧАСТОТНЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ

В резком Si  $p$ – $n$ -переходе с концентрациями примесей  $N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  обнаружен режим двухчастотных автоколебаний при напряжении смещения  $U = 52,6 \text{ В}$ . На самом деле, автоколебания возбуждаются в целом интервале напряжений: от 42,6 до 54,2 В. При этом, для значений  $U < 42,6 \text{ В}$  автоколебания срываются, т. к. электрическое поле снижается до значений, при которых генерируется число электронно-дырочных пар, недостаточное для возбуждения и поддержания автоколебаний, хотя  $p$ – $n$ -переход может усиливать внешние сигналы. При напряжениях  $U > 54,2 \text{ В}$  заряд подвижных носителей настолько существенно компенсирует заряд примесных атомов, что напряжение на  $p$ – $n$ -переходе становится меньше напряжения лавинного пробоя, делает автоколебания вовсе невозможными.

На рис. 2 показаны временные зависимости плотности лавинного тока ЛГД на границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей в точке  $x_2$  исследуемого  $p$ – $n$ -перехода. Видно, что при временах  $t \leq t_n$ ,  $t_p$  коэффициенты ударной ионизации  $\alpha_p(t)$ ,  $\alpha_n(t)$  и электронная  $J_n(t)$  и дырочная  $J_p(t)$  составляющие плотности лавинного тока практически не изменяются. Однако, в силу токовой неустойчивости [8,10] при  $t > t_n$ ,  $t_p$  заряд подвижных носителей достигает таких значений, при которых результирующее электрическое поле и лавинный ток оказываются взаимосвязанными через

изменяющиеся коэффициенты ударной ионизации [8, 10]: увеличение (уменьшение) лавинного тока приводит к уменьшению (увеличению) электрического поля. В силу этого явления в изучаемом переходе наблюдаются автоколебания тока. Причем, электронная и дырочная составляющие плотности лавинного тока через переход имеют разные периоды осцилляций. Кроме того, из рис. 2 видно, что как электронная, так и дырочная составляющие плотности лавинного тока достигают максимума с заметным запаздыванием по отношению к моменту достижения максимумов коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок на величину  $t_n^d$  и  $t_p^d$  соответственно. Видно, что они колеблются практически в противофазе. Такие колебания характерны и для ЛПД [1, 2], также из-за снижения электрического поля, однако в силу другой причины.

Осцилляторный режим, показанный на рис. 2, наблюдается вследствие того, что с течением времени амплитуда лавинного тока достигает насыщения, т. к. увеличение числа подвижных носителей приводит к заметной компенсации электрического поля. Приведенная реализация  $J(x_2, t)$  состоит из  $N = 120460$  последовательных отсчетов при шаге интегрирования  $\tau = 60 \cdot \text{фс}$ .

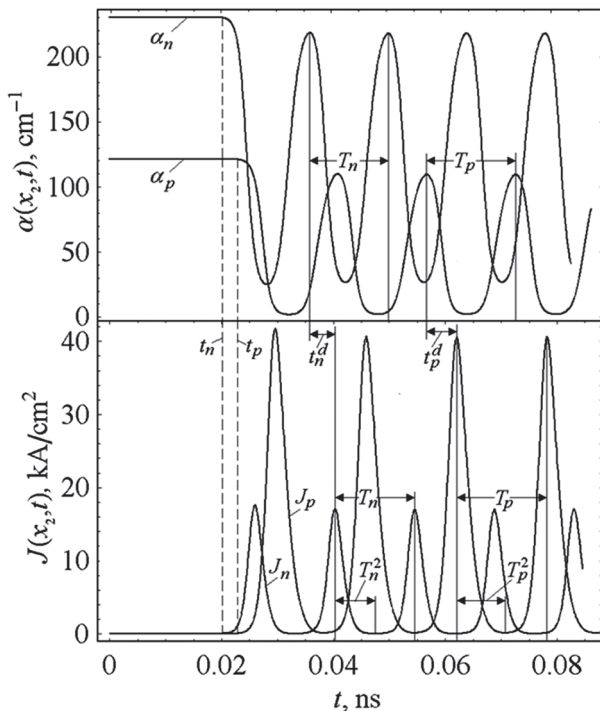


Рис. 2. Временные зависимости коэффициентов ударной ионизации  $\alpha_p(t)$ ,  $\alpha_n(t)$  и электронной  $J_n(t)$  и дырочной  $J_p(t)$  составляющих плотности лавинного тока Si  $p-n$ -перехода в точке  $x_2$

Период автоколебаний дырочной составляющей коэффициента ударной ионизации и плотности лавинного тока равны  $T_p = 15,2 \text{ нс}$ , а электронной —  $T_n = 13,4 \text{ нс}$ , что соответствует частотам  $f_p = 65,6 \text{ ГГц}$  и  $f_n = 74,5 \text{ ГГц}$ . При этом длительности переднего фронта импульса элек-

тронной  $T_n^1 = T_n - T_n^2$  и дырочной  $T_p^1 = T_p - T_p^2$  составляющих плотности лавинного тока меньше длительностей задних фронтов  $T_n^2$  и  $T_p^2$  генерируемых импульсов тока, соответственно.

### 3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ В РЕДУЦИРОВАННОМ ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ

Хорошо известно, что образом автоколебательных режимов в фазовом пространстве динамической системы является предельный цикл. Рассматриваемый  $p-n$ -переход является распределенной динамической системой и описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных, фазовое пространство которых бесконечномерное. Наличие периодических и квазипериодических (многочастотных) режимов в распределенных системах не является самоочевидным фактом и требует дополнительных интерпретаций. Обычно в этом случае для более наглядного и емкого описания автоколебаний используются так называемые координаты с запаздыванием и редуцированное фазовое пространство. В нашем случае  $p-n$ -переход не является сильно протяженным объектом, и, несмотря на существенность пролетных эффектов, он может характеризоваться значениями переменных в фиксированных точках пространства и/или некоторыми величинами, усредненными по пространственной координате. В нашем случае удобно выбрать значение плотности тока на выходе  $p-n$ -перехода (в области контакта) и падение напряжения на нем. Таким образом, мы будем представлять динамику ЛГД в редуцированном фазовом пространстве, а именно: в координатах переменных  $(U_n(t); J_n(t))$  и  $(U_p(t); J_p(t))$ .

На рис. 3, а и рис. 3, б представлена фазовая траектория в таком редуцированном фазовом пространстве ЛГД для  $n$ - и  $p$ -областей перехода, соответственно. Точка 1 на рис. 3, а и рис. 3, б показывает начальное состояние ЛГД, а эволюция состояния генератора описывается изображающей точкой, которая движется против часовой стрелки. Как видно, в режиме автоколебаний обе компоненты тока стремятся к своим предельным циклам, притягивающим к себе все близкие траектории. Размер предельного цикла определяет амплитуду колебаний, время движения изображающей точки по предельному циклу — период колебаний, а форма предельного цикла — форму колебаний [15, 16]. Видно, что в точках 2 и 3 предельного цикла изменяется последовательность наблюдаемых физических процессов, приводящих к реализации режима автоколебаний. На участке (2 — 3) происходит ударная ионизация и генерация электронно-дырочных пар в слое умножения  $p-n$ -перехода, поэтому лавинный ток увеличивается, а напряжение — уменьшается, вследствие компенсации напряженности элек-

трического поля зарядом подвижных носителей. На участке (3 – 2) подвижные носители покидают пролетное пространство  $p-n$ -перехода, поэтому напряжение увеличивается, а лавинный ток уменьшается.

Следовательно, рост лавинного тока вызывает уменьшение напряжения, а уменьшение лавинного тока приводит к росту напряжения. Поэтому с течением времени приращения напряжения и лавинного тока имеют противоположные знаки.

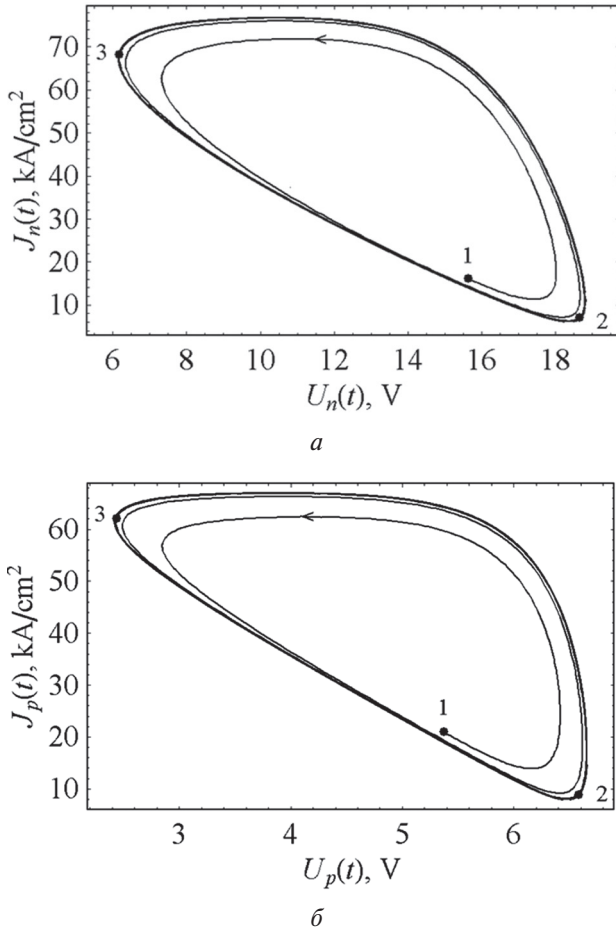


Рис. 3. Предельный цикл: *а* – в  $n$ -области и *б* – в  $p$ -области Si  $p-n$ -перехода ЛГД

#### 4. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ КОМПОНЕНТ ТОКА

Как известно [1–5], условием генерации колебаний в любых диодах является наличие отрицательной дифференциальной проводимости  $d\sigma = dJ/dU$ . Рассмотрим механизм образования отрицательной дифференциальной проводимости  $d\sigma$  Si  $p-n$ -перехода в режиме двухчастотных автоколебаний. При подаче напряжения лавинного пробоя на диод инициируется ударная ионизация неосновными носителями заряда, в слое умножения генерируются электронно-дырочные пары, растет заряд подвижных носителей (лавинный ток). Этот заряд компенсирует заряд примесных атомов, что

снижает электрическое поле, в результате число генерируемых электронно-дырочных пар уменьшается, снижается компенсация заряда примесных атомов, электрическое поле восстанавливает свое первоначальное значение и далее процесс повторяется.

Согласно рис. 3 дифференциалы напряжения  $dU$  и лавинного тока  $dJ$  периодически принимают противоположные знаки, поэтому дифференциальная проводимость  $d\sigma(t)$  может принимать отрицательные значения. На рис. 4 иллюстрируется зависимость от времени динамической дифференциальной проводимости  $d\sigma_p(t)$  и  $d\sigma_n(t)$  соответственно в  $p$ - и  $n$ -областях Si  $p-n$ -перехода. Видно, что с течением времени динамическая дифференциальная проводимость периодически принимает отрицательные значения.

Таким образом, ОДП в ЛГД реализуется при высоком напряжении обратного смещения на Si  $p-n$ -переходе и обусловлена токовой неустойчивостью.

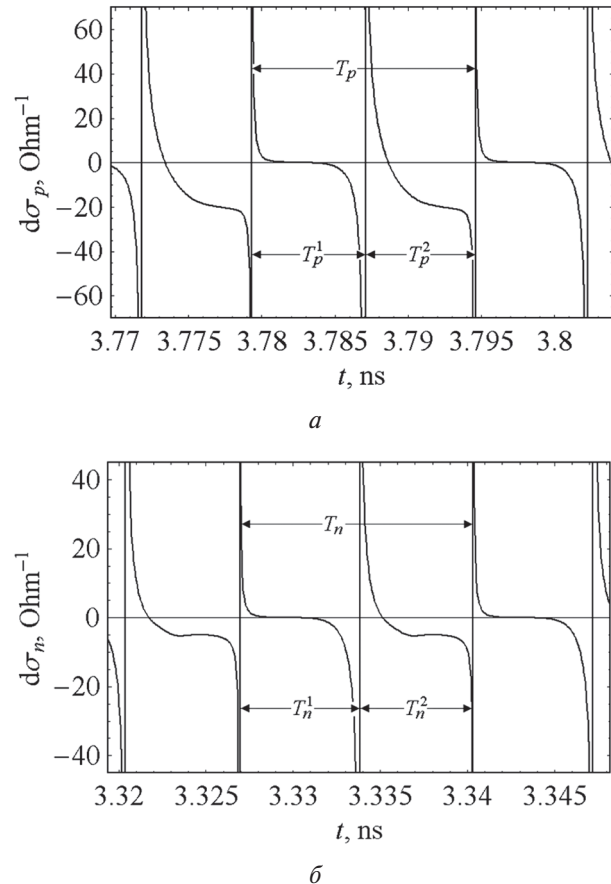


Рис. 4. Зависимость от времени динамической дифференциальной проводимости: *а* – в  $n$ -области и *б* – в  $p$ -области Si  $p-n$ -перехода

#### 5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рассмотрим спектральные характеристики двух монохроматических колебаний электронной и дырочной составляющих выходной мощности ЛГД на основе резких Si  $p-n$ -переходах. На рис. 5 ( $U/U_{av} = 1,6$ ;  $N_a = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 1,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) приведен спектр электронной состав-

ляющей плотности тока  $J_n(f)$  (сплошные линии) в  $n$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода. Частота дискретизации  $f_d = 47,4$  ТГц, шаг частоты дискретизации  $f_{sd} = 0,79$  ГГц, шаг на временной сетке  $\tau_n$  равен 21 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника  $f_1 = 193$  ГГц, частота высших гармоник равна  $nf_1$  ( $n = 2-4$ ). Амплитуда этих гармоник равна соответственно 84, 33, и 9,4 кА/см<sup>2</sup>. Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 34,6, 13,5 и 3,9 %.

На рис. 5 приведен спектр дырочной составляющей плотности тока  $J_p(f)$  (пунктирные линии) в  $p$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода. Частота дискретизации  $f_d = 44$  ТГц, шаг частоты дискретизации  $f_{sd} = 0,74$  ГГц, шаг на временной сетке  $\tau_p$  равен 22,7 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника  $f_1 = 179$  ГГц, частота высших гармоник равна  $nf_1$  ( $n = 2-4$ ). Видно, что спектр  $J_p(f)$  сдвинут относительно спектра  $J_n(f)$  в низкочастотную область, коэффициент сдвига определяется отношением  $\tau_n/\tau_p$  и равен 0,925. Амплитуда этих гармоник равна соответственно 79, 33 и 12 кА/см<sup>2</sup>. Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 32,7, 13,4 и 5 %.

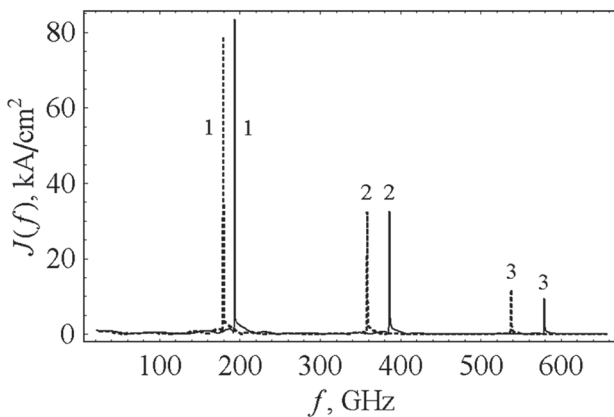


Рис. 5. Фурье-спектр электронной и дырочной составляющих плотности тока  $J(f)$

На рис. 6 ( $U/U_{av} = 1,6$ ;  $N_a = 3 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_d = 1,6 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) приведен спектр плотности электронной составляющей выходной мощности  $P_n(f)$  (сплошные линии). Частота дискретизации  $f_d = 47,4$  ТГц, шаг частоты дискретизации  $f_{sd} = 0,79$  ГГц, шаг на временной сетке в  $n$ -области  $\tau_n$  равен 21 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника  $f_1 = 193$  ГГц, частота высших гармоник равна  $nf_1$  ( $n = 2-4$ ). Плотность выходной мощности 4-х гармоник равна соответственно 763, 207, 89 и 34 кВт/см<sup>2</sup> (при площади  $p$ - $n$ -перехода  $S = 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> [17] 152,6; 41,4; 17,8 и 6,8 Вт). Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 42, 11, 5 и 1,9 %.

На рис. 6 приведен спектр плотности дырочной составляющей выходной мощности  $P_p(f)$  (пунктирные линии). Частота дискретизации  $f_d = 44$  ТГц, шаг частоты дискретизации  $f_{sd} = 0,74$  ГГц, шаг на временной сетке в  $p$ -области  $\tau_p$  равен 22,7 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника  $f_1 = 179$  ГГц, частота высших

гармоник равна  $nf_1$  ГГц ( $n = 2-4$ ). Видно, что спектр  $P_p(f)$  сдвинут относительно спектра  $P_n(f)$  в низкочастотную область, коэффициент сдвига определяется отношением  $\tau_n/\tau_p$  и равен 0,925. Плотность выходной мощности этих гармоник равна соответственно 291, 81, 35, и 13 кВт/см<sup>2</sup>. Электронный КПД гармоник равен соответственно 16, 4,4, 1,9 и 0,7 %.

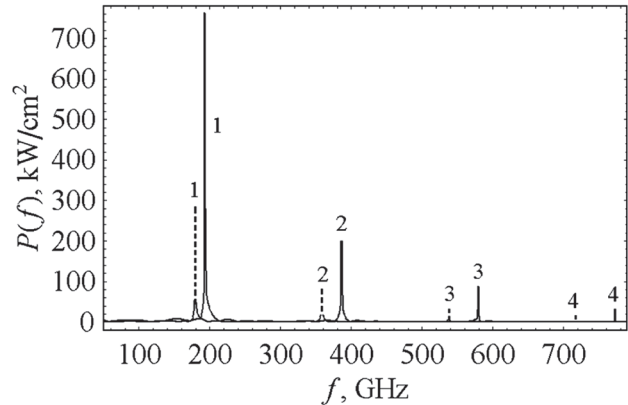


Рис. 6. Фурье-спектр электронной и дырочной составляющих плотности мощности  $P(f)$  Si  $p$ - $n$ -перехода

## 6. ПОВЫШЕНИЕ МОЩНОСТИ ЛГД

Как известно [1], выходную мощность ЛПД возможно повысить путем сложения мощности нескольких диодов, включенных в один резонансный контур. В биполярных Si  $p$ - $n$ -переходах в режиме когерентных автоколебаний возможно повышение выходной мощности путем когерентного суммирования дырочной и электронной составляющих плотности выходной мощности непосредственно в обедненной области  $p$ - $n$ -перехода. Условием когерентности токовых автоколебаний электронной и дырочной компонент и равенство их частот колебаний является равенство времен дрейфа электронов и дырок в обедненных областях перехода и постоянство разности фаз.

В ЛГД в режиме когерентных автоколебаний равенство частот обеспечивается тем, что электроны и дырки одновременно генерируются в слое умножения и синхронно покидают пролетное пространство  $p$ - $n$ -перехода. Потому важной задачей является определение параметров, при которых в ЛГД реализуется режим равно частотных автоколебаний. Как известно [10, 13], частота ЛГД определяется концентрацией примесных атомов, напряжением обратного смещения и временем жизни неосновных носителей. Рассмотрим зависимость частоты резких Si  $p$ - $n$ -переходов в режиме двухчастотных автоколебаний от этих параметров.

На рис. 7 представлена зависимость основной частоты ЛГД от концентрации доноров  $N_d$  ( $N_a = 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) для двух значений напряжения обратного смещения на резком Si  $p$ - $n$ -переходе: 7а –  $U/U_{av} = 1,65$ ; 7б –  $U/U_{av} = 1,85$ ;

$U_{av}$  – статическое напряжение лавинного пробоя. Зависимости  $f(N_d)$  приведены для двух значений времени жизни неосновных носителей  $\tau$ : *пунктирные линии* –  $\tau = 15$  нс; *сплошные линии* –  $\tau = 2,5$  мс. Видно, что при увеличении концентрации доноров и постоянной концентрации акцепторов частота электронной составляющей плотности выходной мощности  $f_n$  увеличивается, а дырочной  $f_p$  уменьшается. Это объясняется тем, что при увеличении концентрации доноров размер  $n$ -области и время дрейфа электронов уменьшаются.

Таким образом, режим когерентности ЛГД реализуется при параметрах  $C_n$ , которые определяются из выражения  $N_a/N_d = v_e/v_h$ , где  $v_e$  и  $v_h$  – скорость насыщения электронов и дырок в сильном электрическом поле. Определяя экспериментально параметры  $C_n$ , находим скорость насыщения дырок из выражения  $v_h = v_e N_d/N_a$ .

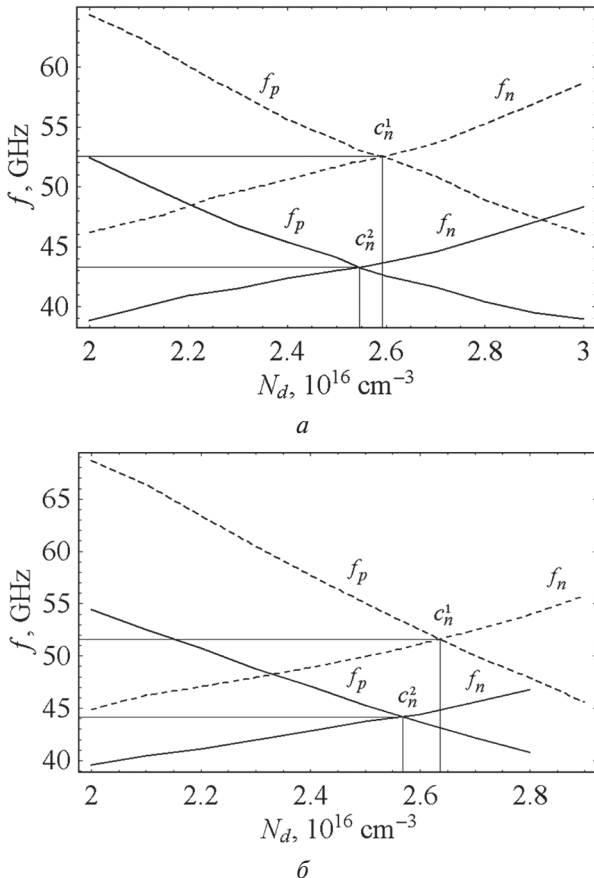


Рис. 7. Зависимость основной частоты ЛГД от концентрации доноров  $N_d$  ( $N_a = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ):  
 а –  $U/U_{av} = 1,65$ ;  $c_n^1(2,59;52,5)$ ;  $c_n^2(2,54;43,4)$ ;  
 б –  $U/U_{av} = 1,84$ ;  $c_n^1(2,63;51,3)$ ;  $c_n^2(2,57;44,1)$

На рис. 8 приведен спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  резкого Si  $p$ -перехода в режиме когерентных колебаний ( $U/U_{av} = 1,6$ ;  $N_a = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 3,95 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). В  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -перехода частота дискретизации  $f_{sd} = 1,5$  ГГц. Спектральная линия 1 – основная частота  $f_1 = 405$  ГГц, частоты высших гармоник равны  $nf_1$  ( $n = 2$  ч 4). Плотность выходной мощ-

ности этих гармоник равна соответственно 898, 274, 69 и 26 кВт/см<sup>2</sup> (179,6; 54,8; 13,8 и 5,2 Вт), а электронный КПД – 55, 17, 4 и 1,6 %. В результате когерентного суммирования выходная мощность гармоник увеличена на 226, 63, 15 и 6 кВт/см<sup>2</sup>, а их электронный КПД повысился соответственно на 14, 4, 1 и 0,4 %.

Приведенная мощность ЛГД достигается экспериментально в диоде Рида в аномальном режиме и в режиме с захваченной плазмой (с переменным напряжением обратного смещения) [3, 5]. Эти режимы реализуются в ЛГД при высоком напряжении обратного смещения на  $p$ - $n$ -переходе. Согласно работе [17], долговременная работа мощных диодов обеспечивается в импульсном режиме, параметры которого определяются исходя из граничной температуры  $p$ - $n$ -перехода.

Таким образом, ЛГД на основе резких Si  $p$ - $n$ -переходов в режиме когерентных автоколебаний являются мощными источниками электромагнитных колебаний.

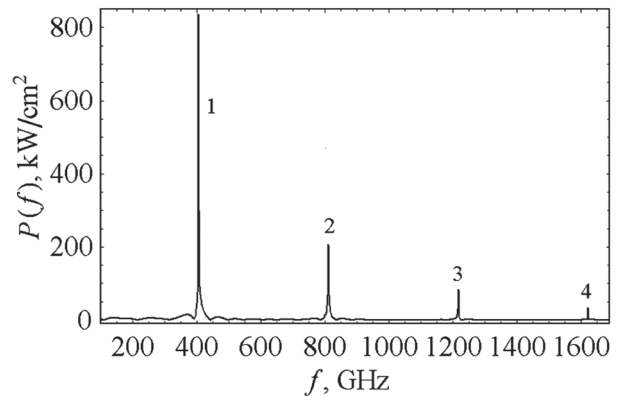


Рис. 8. Фурье-спектр плотности выходной мощности биполярного ЛГД в режиме когерентных автоколебаний

## ВЫВОДЫ

Таким образом, численно исследованы ЛГД на основе резких Si  $p$ - $n$ -переходов при большой плотности лавинного тока. Показано, что принцип работы ЛГД в режиме двухчастотных колебаний основан на *статической* отрицательной дифференциальной проводимости, т.к. на резкий  $p$ - $n$ -переход подано постоянное напряжение источника питания.

ЛГД является мощным источником электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Максимальная выходная мощность достигается в ЛГД в режиме когерентных автоколебаний. Показано, что ЛГД с параметрами  $U/U_{av} = 1,6$ ;  $N_a = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 3,95 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  на частоте 405 ГГц имеет выходную мощность 179 Вт (площадь  $p$ - $n$ -перехода  $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ ) и электронный КПД – 55 %.

Результаты работы представляют интерес для разработчиков мощных твердотельных генераторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Литература

- [1] *Тагер А. С.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. — М.: Сов. радио, 1968. — 480 с.
- [2] *Федоров Н. Д.* Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. — М.: Атомиздат, 1979. — 246 с.
- [3] *Касаткин Л.В.* Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л.В. Касаткин, В.Е. Чайка. — Севастополь, Вебер. — 2006. — 319 с.
- [4] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. — М.: Мир, 1984. — Т. 1, 2. — 456 с.
- [5] *Кэррол Дж.* Свч-генераторы на горячих электродах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. — М.: Мир, 1972. — 384 с.
- [6] *Lukin K. A.* Chaotic instability of currents in a reverse based multilayered structure / K. A Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. — 1997. — 71. No.17. — P. 2484–2486.
- [7] *Lukin K. A.* Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with  $pn-i-pn$ -Structure/ K. A Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1996. — 43. No. 3. — P. 473–478.
- [8] *Lukin K. A.* Self-oscillations in reverse biased  $p-n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, and P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. — 2003. — 83. No. 20. — P. 4643–4645.
- [9] *Lukin K. A.* Internal Amplification of Current Pulses inside a Reverse Biased  $pn-i-pn$ -structure / K.A. Lukin, H.A. Cerdeira, A.A. Colavita, P.P. Maksymov // International Journal of Modeling and Simulation — 2003. — 23, No. 2. — P. 77–84.
- [10] *Лукин К. А.* Режим автоколебаний в резких  $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2008. — 13. № 2. — С. 232–238.
- [11] *Рабинович М. И., Трубецков Д. И.* Введение в теорию колебаний и волн, 2 изд., М., 1992; *Хакен Г.* Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985.
- [12] *Самарский А. А.* Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
- [13] *Максимов П.П.* Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p-n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2008. — 13, № 3. — С. 523–528.
- [14] *Лукин К. А.* Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / Лукин К. А., Максимов П. П. // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2012. — 3 (17), № 4. — С. 70–75.
- [15] *Кузнецов С. П.* Динамический хаос (курс лекций). М.: Изд-во «Физмат литературы», 2001. — 296 с.
- [16] *Рабинович М. И.* Автоколебания // Физическая энциклопедия. Гл. ред. А. М. Прохоров. — М.: «Сов. энциклопедия». 1988. — 1. — С. 12–15.
- [17] Влияние перегрева  $p-n$ -перехода на деградацию мощных кремниевых лавинно-пролетных диодов / А. Е. Беляев, В. В. Басанец, Н. С. Болтовец, А. В. Зоренко и др. // ФТП. — 2011. — 45. № 2. — С. 256–262.

Поступила в редколлегию 9.09.2015



**Максимов Павел Павлович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: численные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных, нелинейная динамика полупроводниковых приборов на основе обратно смещенных электронно-дырочных переходов.



**Лукин Константин Александрович**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: динамический хаос в электронных системах, генерация и обработка случайных сигналов, шумовая радиолокация.

УДК 621.382.029

**Негативна диференціальна провідність лавинно-генераторних діодів на основі зворотно зміщених різких  $p-n$ -переходів** / П.П. Максимов, К.О. Лукин // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 210–216.

Досліджена динаміка двочастотних автоколивань лавинно-генераторних діодів. Показано, що двочастотні автоколивання обумовлені негативною диференціальною провідністю електронної і діркової компонент шільності струму.

*Ключові слова:* лавинно-генераторний діод, ударна іонізація, негативна диференціальна провідність, підвищення потужності.

Лл.: 08. Бібліогр.: 17 найм.

UDC 621.382.029

**Negative differential conductivity of avalanche-generator diodes on the basis of backward-biased abrupt  $p-n$ -junctions** / P.P. Maksymov, K.A. Lukin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 210–216.

The dynamics of two-frequency self-excited oscillations of avalanche-generator diodes is investigated. It is shown that two-frequency self-excited oscillations are conditioned by negative differential conductivity of current density electronic and hole components. Energy and spectrum characteristics of avalanche-generator diodes are investigated.

*Keywords:* avalanche-generator diode, shock ionising, negative differential conductivity, power increase.

Fig.: 08. Ref.: 17 items.

# ИНТЕРМОДУЛЯЦИОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА СВЧ СМЕСИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ОБРАТНО СМЕЩЕННОГО РЕЗКОГО $P-N$ -ПЕРЕХОДА

П. П. МАКСИМОВ

Представлены результаты численного модулирования нелинейного преобразования сигналов в активных элементах СВЧ смесителей на основе резких  $Si$   $p-n$ -переходов. Приведены энергетические и спектральные характеристики активных элементов СВЧ смесителей. Определены источники паразитных продуктов в выходном сигнале СВЧ смесителя и предложены способы их минимизации.

**Ключевые слова:** активный элемент СВЧ смесителя, ударная ионизация, интермодуляционные компоненты.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время успешно развивается перспективное направление прикладной радиофизики и электроники – современная шумовая радиолокация [1]. В связи с этим одной из ключевых задач шумовой радиолокации является улучшение характеристик конвертора за счет снижения паразитных продуктов преобразования в активных элементах СВЧ смесителей. Существующие СВЧ смесители изготавливают в основном на основе диодов с барьером Шоттки, которые имеют экспоненциальную вольтамперную характеристику (ВАХ) [2]. В таких смесителях спектр выходного сигнала кроме выходной частоты содержит множество интермодуляционных компонент различного порядка, уровень которых зависит от соотношения частот и амплитуд входного сигнала и сигнала гетеродина, а также формы ВАХ активного элемента СВЧ смесителя.

Характеристики СВЧ смесителей могут быть улучшены за счет применения в качестве активных элементов на основе резонансно-туннельных диодов, имеющих нелинейный участок на ВАХ [3]. В работе [4] показано, что статическая ВАХ *однопролетных* резких  $Ge$ ,  $Si$  и  $GaAs$   $p-n$ -переходов, кроме известного экспоненциального участка, имеют также нелинейный участок. Нелинейный участок на ВАХ возникает в результате нейтрализации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей, приводящей к снижению электрического поля и замедлению роста лавинного тока. На этом участке активный СВЧ смеситель имеет режим нелинейного преобразования сигнала.

Целью работы является исследование формы ВАХ активных элементов СВЧ смесителей на основе *двухпролетных* резких  $Si$   $p-n$ -переходов в широком диапазоне изменения напряжения обратного смещения, численное моделирование процессов преобразования сигнала гетеродина и полезного сигнала в режиме нелинейного преобразования, расчет энергетических и спектральных характеристик и определение способов минимизации интермодуляционных компонент.

В качестве математической модели активного элемента СВЧ смесителя на основе резкого  $p-n$ -перехода использована система уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ)

полупроводников [9, 10]. Для численного интегрирования уравнения ДДМ с граничными и начальными условиями преобразовывались в разностные уравнения. Алгоритм решения разностных уравнений использует модифицированный метод встречных прогонок [5, 11]. Достоверность полученных результатов обеспечена тестированием программ алгоритма и согласованием их с известными результатами.

## 1. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

На рис.1 приведена статическая ВАХ резкого  $Si$   $p-n$ -перехода с учетом влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле ( $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = N_a$ ;  $N_T = 15 \text{ нс}$ ;  $U_{av} = -16,5 \text{ В}$ ,  $J_{in} = 8 \text{ мА/см}^2$ ;  $J_{in} = J_0 J_{lim}$ ;  $J_{lim} = v_{ns} N_d = 160 \text{ кА/см}^2$  – предельный ток  $Si$   $p-n$ -перехода;  $v_{ns}$  – скорость насыщения электронов). На ВАХ условно можно выделить четыре характерных участка.

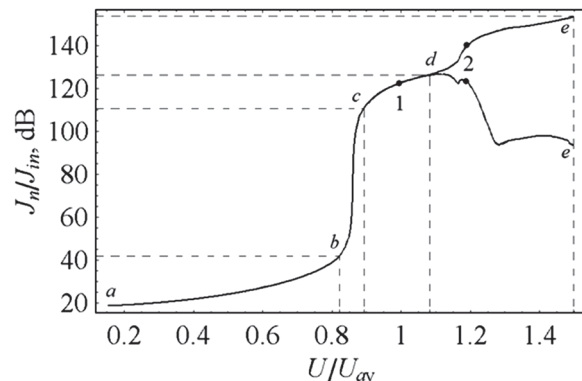


Рис. 1. Статическая ВАХ активного элемента СВЧ-смесителя на основе резкого  $Si$   $p-n$ -перехода

На участке ( $a-b$ ) при малой концентрации носителей заряда в  $p-n$ -переходе скорость генерации носителей заряда преобладает над скоростью их рекомбинации, поэтому наблюдается незначительный рост обратного тока.

На участке ( $b-c$ ) напряжение обратного смещения достигает напряжения лавинного пробоя, заряд подвижных носителей экспоненциально нарастает, т.к. заряд подвижных носителей остается существенно меньшим заряда примесных атомов и он практически не влияет на электрическое поле. Поэтому в узком интервале напряжений  $U/U_{av}$  лавинный ток  $J/J_{in}$  экспоненциально

растет с увеличением  $U/U_{av}$ . Участки (a-b) и (b-c) ВАХ описываются нелинейной теорией лавинно-пролетных диодов (ЛПД) [9].

На нелинейном участке (c-d) заряд подвижных носителей сравним по величине с зарядом примесных атомов. Это приводит к падению величины электрического поля вследствие нейтрализации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей, поэтому рост лавинного тока замедляется. На этом участке возможно эффективное смешивание сигнала гетеродина с полезным сигналом [4].

Участок (d-e) имеет отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП). На этом участке в резких Si p-n-переходах возбуждаются автоколебания, обусловленные взаимозависимостью электрического поля и лавинного тока [5]. Из рис. 1 видно, что диапазон изменения амплитуды автоколебаний увеличивается с повышением напряжения обратного смещения на диоде. Так как ВАХ на участке (d-e) имеет нелинейную зависимость тока от напряжения, то синхронно со смешиванием сигнала гетеродина и полезного сигнала наблюдается генерация автоколебаний. Следовательно, на этом участке активный элемент СВЧ смесителя работает в режиме нелинейного преобразования сигналов и в режиме генерации двухчастотных автоколебаний (в комбинированном режиме). При  $U/U_{av} = 1,51$  наблюдается эффект гашения ударной ионизации, при котором объемный заряд подвижных носителей полностью нейтрализует объемный заряд примесных атомов.

Таким образом, активный элемент СВЧ смесителя на основе резких Si p-n-переходов в зависимости от напряжения обратного смещения может работать в режиме нелинейного преобразования сигнала на нелинейном участке (c-d) и в комбинированном режиме на участке (d-e).

На рис. 2 представлена зависимость электронной составляющей плотности лавинного тока от времени  $J_n(w_n, t)$  на выходе из n-области Si p-n-перехода с концентрацией примесных атомов  $N_a = N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в режиме нелинейного преобразования (в точке 1, рис. 1) и в комбинированном режиме (в точке 2, рис. 1).

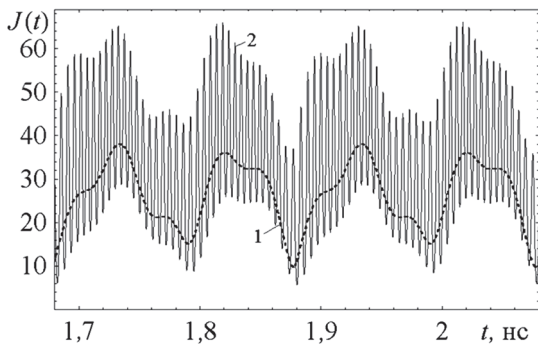


Рис. 2. Зависимость электронной составляющей плотности лавинного тока  $J_n(t)$ , кА/см<sup>2</sup> при двух значениях напряжения  $U/U_{av}$  (пунктирная кривая 1 —  $U/U_{av} = 1$ ; сплошная кривая 2 —  $U/U_{av} = 1,19$ )

Видно, что в комбинированном режиме лавинный ток имеет высокочастотные составляющие, их огибающая совпадает по форме с лавинным током Si p-n-перехода в режиме нелинейного преобразования при напряжении  $U/U_{av} = 1$ .

## 2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГАРМОНИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Рассмотрим смешивание сигнала гетеродина с частотой  $f_1$  и полезного сигнала с частотой  $f_2$ . На рис. 3 приведен спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  симметричного резкого Si p-n-перехода в режиме нелинейного преобразования с различной концентрацией примесных атомов. В n-области абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 225$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_n = 23,4$  фс. В p-области абсолютная погрешность определения частоты  $-f_{sd} = 107$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_p = 48,98$  фс.

Рассмотрим спектр электронной составляющей плотности выходной мощности  $P_n(f)$ . Из рис. 3, а видно, что спектр  $P_n(f)$  содержит частоты входных сигналов  $f_1 = 10$  ГГц и  $f_2 = 25$  ГГц, их гармоники  $2f_1, 2f_2$ , разностную частоту  $f_3 = f_2 - f_1 = 15$  ГГц, суммарную частоту  $f_4 = f_2 + f_1 = 35$  ГГц и частоту  $f_5 = f_2 - 2f_1 = 5$  ГГц. На разностной частоте  $P_n(f_3)$  равна 25,5 кВт/см<sup>2</sup>, на суммарной частоте  $P_n(f_4) = 22$  кВт/см<sup>2</sup>, на частоте  $f_5$  мощность равна 7,5 кВт/см<sup>2</sup>. Заметим, что некоторые гармоники и комбинационные сигналы совпадают по частотам:  $(f_2 - 2f_1)$  и  $(3f_1 - f_2)$  совпадают на частоте 5 ГГц,  $f_1$  и  $2f_5$  — на частоте 10 ГГц,  $(f_2 - f_1)$  и  $(4f_1 - f_2)$  — на частоте 15 ГГц,  $f_2$  и  $(5f_1 - f_2)$  — на частоте 25 ГГц. На этих частотах мощность интермодуляционных компонент 3–6 порядков увеличена вследствие суммирования их амплитуд. Это замечание относится ко всем спектрам  $P_n(f)$ , приведенным ниже, включая и спектры  $P_p(f)$ .

Из рис. 3, а следует, что спектр дырочной составляющей плотности выходной мощности  $P_p(f)$  (пунктирная линия) сдвинут относительно спектра  $P_n(f)$  в низкочастотную область, коэффициент сдвига равен  $\tau_n/\tau_p = 0,48$ . Плотность мощности на разностной частоте  $f_3 = f_2 - f_1 = 7,2$  ГГц равна 25 кВт/см<sup>2</sup>, а на суммарной частоте  $f_4 = f_2 + f_1 = 16,8$  ГГц равна 22,6 кВт/см<sup>2</sup>.

Следовательно, спектр  $P_p(f)$  является паразитным продуктом двухчастотного преобразования, т. к. он увеличивает количество интермодуляционных компонент в спектре выходного сигнала СВЧ смесителя. Рассмотрим возможность их снижения.

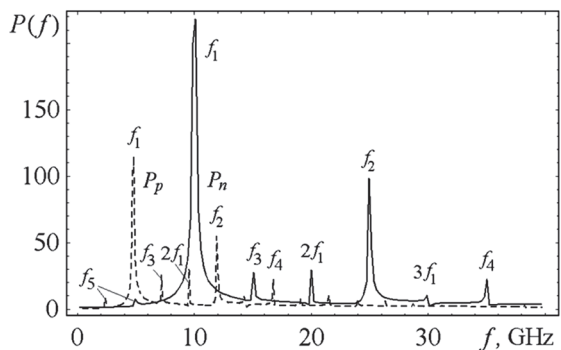
На рис. 3, б приведен спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  СВЧ смесителя на несимметричном Si p-n-переходе в режиме нелинейного преобразования.

В n-области абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 255$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_n = 25,5$  фс. Видно, что положение

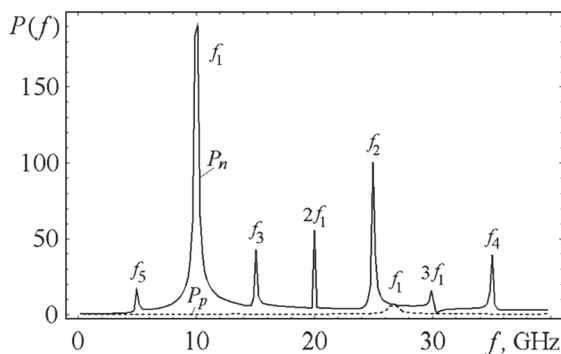


спектральных линий электронной составляющей плотности выходной мощности  $P_n(f)$  не изменились по сравнению с рис. 3, а, однако амплитуда гармоник и комбинационных частот увеличилась. На частоте  $f_5 = f_2 - 2f_1 = 5$  ГГц (3-й порядок интермодуляционной компоненты) амплитуда равна  $16,7$  кВт/см<sup>2</sup>, на разностной частоте  $f_3 = f_2 - f_1 = 15$  ГГц (2-й порядок интермодуляционной компоненты) амплитуда  $P_n(f_3) = 43$  кВт/см<sup>2</sup>, на суммарной частоте  $f_4 = f_2 + f_1$  (2-й порядок интермодуляционной компоненты) амплитуда  $P_n(f_4) = 39$  кВт/см<sup>2</sup>.

В  $p$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 505$  МГц, шаг на временной сетке в  $n$ -области  $\tau_p = 9,55$  фс. Видно, что спектр дырочной составляющей плотности выходной мощности  $P_p(f)$  смещен относительно спектра  $P_n(f)$  в высокочастотную область, коэффициент смещения равен  $\tau_n/\tau_p = 2,67$ . На частоте  $f_1 = 26,7$  ГГц мощность  $P_p(f)$  снизилась до  $5,6$  кВт/см<sup>2</sup>. Поэтому амплитуда гармоник  $P_p(f)$  существенно снизилась и спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  определяется в основном спектром электронной составляющей ( $f$ ).



а



б

Рис. 3. Фурье-спектр электронной  $P_n$  (сплошная кривая) и дырочной  $P_p$  (пунктирная кривая) составляющих плотности выходной мощности ( $U/U_{av} = 1$ ;  $N_d = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>; а –  $N_a = N_d$ ; б –  $N_a = 5N_d$ )

Таким образом, в СВЧ смесителях на основе резких Si  $p$ - $n$ -переходов спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  состоит из спектров электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  составляющих  $P(f)$ . В случае  $N_a = 2N_d$  ( $\tau_n/\tau_p = 1$ ) эти спектры совпадают, происходит когерентное сложение мощностей [7]. В случае  $N_a \gg N_d$

( $\tau_n/\tau_p \gg 1$ ) спектр  $P(f)$  определяется в основном спектром электронной составляющей плотности выходной мощности  $P_n(f)$ , т. к. по сравнению с ней мощность  $P_p(f)$  будет существенно меньше. Следовательно, в активных СВЧ смесителях на основе несимметричных резких  $p$ - $n$ -переходов количество интермодуляционных компонент в спектре выходного сигнала снижается по сравнению с СВЧ смесителями на основе симметричных резких  $p$ - $n$ -переходов.

Рассмотрим смешивание сигналов в активном СВЧ смесителе на основе резкого  $p$ - $n$ -перехода в комбинированном режиме при напряжении обратного смещения на переходе  $U/U_{av} = 1,19$  (участок  $d$ - $e$  кривой 3 ВАХ, рис. 2) и входным сигналом  $J_s(t)$ .

Рассмотрим спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  выходного сигнала, представленный на рис. 4, а. В  $n$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 222$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_n = 23,68$  фс. Видно, что спектр  $P_n(f)$  (сплошная линия) содержит частоты входного сигнала  $f_1 = 10$  ГГц,  $f_2 = 25$  ГГц, их гармоники  $2f_1, 2f_2$ , разностную частоту  $f_3 = f_2 - f_1 = 15$  ГГц и суммарную частоту  $f_4 = f_2 + f_1 = 35$  ГГц. Плотность мощности на разностной частоте равна  $13,2$  кВт/см<sup>2</sup>, а на суммарной частоте –  $15,5$  кВт/см<sup>2</sup>.

В  $p$ -области абсолютная погрешность определение частоты равна  $f_{sd} = 93$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_p = 56,8$  фс. В режиме автоколебаний спектр дырочной составляющей плотности  $P_p(f)$  (пунктирная линия) смещен в низкочастотную область относительно спектра  $P_n(f)$ , коэффициент смещения равен  $\tau_n/\tau_p = 0,417$ , поэтому разностная частота равна  $f_2 - f_1 = 6,26$  ГГц, а суммарная частота –  $f_2 + f_1 = 14,6$  ГГц. Плотность мощности на разностной частоте равна  $15$  кВт/см<sup>2</sup>, а на суммарной частоте –  $17,5$  кВт/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим спектр плотности выходной мощности  $P^c(f)$ , приведенный на рис. 4, б. В СВЧ диапазоне спектр обусловлен режимом нелинейного двухчастотного преобразования, а в миллиметровом (ММ) и субмиллиметровом (СубММ) диапазонах – многочастотными автоколебаниями.

В  $n$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода спектр электронной составляющей плотности выходной мощности  $P_n^c(f)$  (сплошная линия) состоит из семейства спектральных линий в диапазоне 126–225 ГГц. В ММ диапазоне  $P_n^c(f)$  максимальная на частоте 196 ГГц и равна  $358$  кВт/см<sup>2</sup>. В СубММ диапазоне  $P_n^c(f)$  максимальная на частоте 383 ГГц и достигает  $33$  кВт/см<sup>2</sup>.

В  $p$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода спектр дырочной составляющей плотности выходной мощности  $P_p^c(f)$  (пунктирная линия) состоит из семейства спектральных линий в диапазоне 50–97 ГГц. На частоте 82 ГГц максимальная плотность мощности равна  $490$  кВт/см<sup>2</sup>, а на вто-

рой гармонике 147 ГГц максимальное значение  $P_p^c(f)$  равно 32 кВт/см<sup>2</sup>.

Следовательно, в комбинационном режиме Si  $p-n$ -перехода количество паразитных продуктов нелинейного преобразования увеличивается. Поэтому для их снижения необходимо использовать несимметричные  $p-n$ -переходы в режиме нелинейного преобразования сигналов.

Заметим, что в активных СВЧ смесителях на основе резких Si  $p-n$ -переходов с концентрацией примесных атомов  $N_a = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $N_d = 2 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и входным бигармоническим сигналом с частотами 10 и 14 ГГц возбуждаются хаотические колебания.

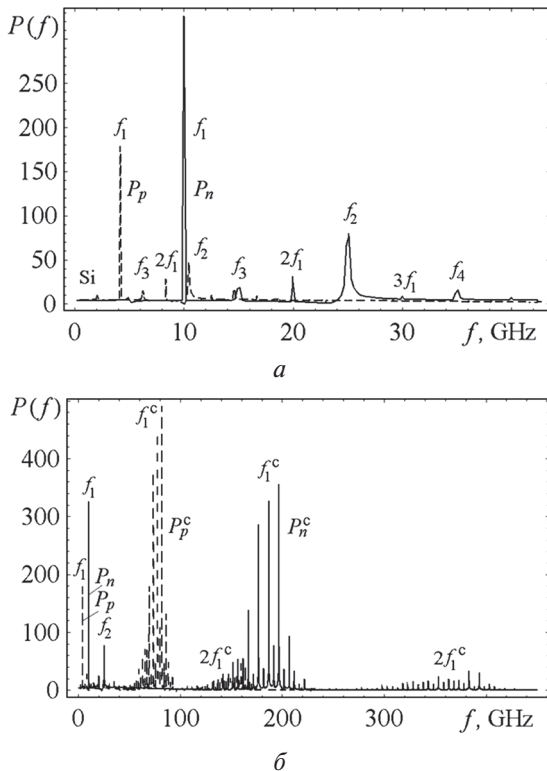


Рис. 4. Фурье-спектр плотности выходной мощности  $P(f)$ , кВт/см<sup>2</sup> активного СВЧ смесителя в комбинационном режиме ( $U/U_{av} = 1,19$ ;  $N_a = N_d = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>)

### 3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ХАОТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Рассмотрим преобразование двух сигналов с несущими частотами  $f_1$  и  $f_2$ , полученные фильтрацией хаотического сигнала с помощью нормального распределения Гаусса

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right],$$

где  $\sigma$  – коэффициент масштаба,  $\mu$  – коэффициент сдвига.

На рис. 5, *a* представлен спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  активного элемента СВЧ смесителя на симметричном Si  $p-n$ -переходе в режиме нелинейного преобразования сигналов. В  $n$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 306$  МГц, шаг на вре-

менной сетке  $\tau_n = 22,25$  фс. Из рис. 6, *a* видно, что спектр  $P_n(f)$  содержит частоты входных сигналов  $f_1 = 10$  ГГц и  $f_2 = 25$  ГГц, их гармоники  $2f_1, 2f_2, 3f_1$ , разностную частоту  $f_2 - f_1 = 15$  ГГц, суммарную частоту  $f_2 + f_1 = 35$  ГГц и частоту  $2f_1 + f_2 = 45$  ГГц. На разностной частоте мощность равна  $P_n(15 \text{ ГГц}) = 27$  кВт/см<sup>2</sup>, на суммарной частоте  $P_n(34,6 \text{ ГГц}) = 28,4$  кВт/см<sup>2</sup>, на частоте  $f_3$  мощность равна  $P_n(f_3) = 7,5$  кВт/см<sup>2</sup>.

В  $p$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна  $f_{sd} = 143$  МГц, шаг на временной сетке  $\tau_p = 48$  фс. Из рис. 6, *a* следует, что спектр дырочной составляющей плотности выходной мощности  $P_p(f)$  сдвинут относительно спектра  $P_n(f)$  в низкочастотную область, коэффициент сдвига равен  $\tau_n/\tau_p = 0,47$ . Классификация спектральных линий  $P_p(f)$  такая же, как и для  $P_n(f)$ . Спектр  $P_p(f)$  является паразитным продуктом двухчастотного преобразования – он увеличивает количество интермодуляционных компонент в спектре выходного сигнала СВЧ смесителя.

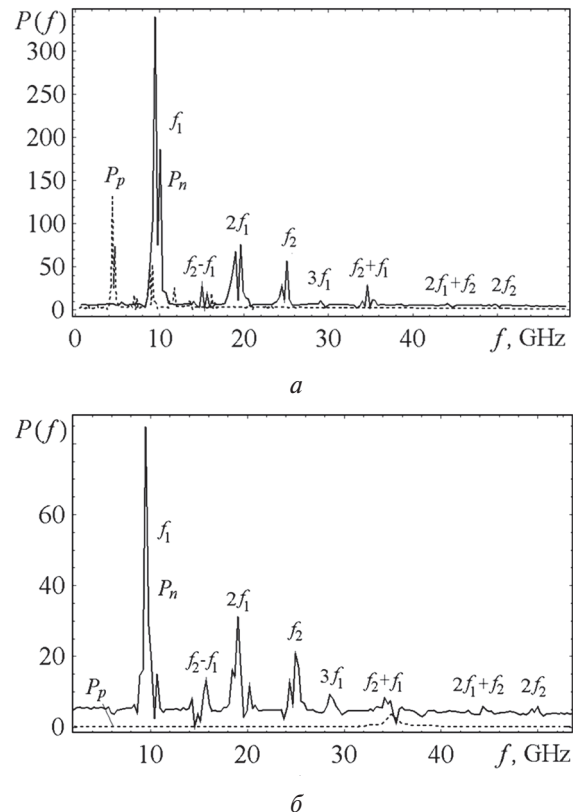


Рис. 5. Фурье-спектр электронной  $P_n$  (сплошная кривая) и дырочной  $P_p$  (пунктирная кривая) составляющих плотности выходной мощности  $P(f)$ , кВт/см<sup>2</sup> СВЧ смесителя ( $U/U_{av} = 1$ ;  $\sigma = 0,5$ ;  $N_d = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>; *a* –  $N_a = N_d$ ; *b* –  $N_a = 5N_d$ )

На рис. 5, *б* приведен спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  активного элемента СВЧ смесителя на несимметричном Si  $p-n$ -переходе. Видно, что по сравнению с рис. 6, *a* увеличился уровень шумов – до 5 кВт/см<sup>2</sup>, положение спектральных линий  $P_n(f)$  практически не изменилось, а их амплитуда существенно уменьша-

лась – на частоте  $f_1$  амплитуда равна  $84,7 \text{ кВт/см}^2$ , на разностной частоте  $f_2 - f_1$  амплитуда равна  $13,2 \text{ кВт/см}^2$ , на суммарной частоте  $f_2 + f_1$  амплитуда превышает  $8 \text{ кВт/см}^2$ . Уменьшение амплитуд спектральных линий связано с увеличением шумов. Отметим, что при напряжении обратного смещения  $U/U_{av} = 1,7$  автоколебания  $P_n(f)$  возбуждаются в ММ и СубММ диапазонах, однако их амплитуда существенно меньше амплитуд комбинационных частот – порядка  $1 \text{ кВт/см}^2$ , что ниже уровня шумов.

Из рис. 5, б видно, что спектр дырочной составляющей плотности выходной мощности  $P_p(f)$  смещен относительно спектра  $P_n(f)$  в высокочастотную область, коэффициент смещения равен  $3,65$ . На основной несущей частоте  $f_1 = 34,9 \text{ ГГц}$  мощность  $P_p(f)$  равна  $3,6 \text{ кВт/см}^2$ . При такой мощности амплитуда гармоник  $P_p(f)$  недостаточна для повышения уровня интермодуляционных компонент в спектре выходного сигнала.

### ВЫВОДЫ

Показано, что статическая ВАХ резких Si  $p-n$ -переходов имеет нелинейный участок и участок с ОДП. В зависимости от выбора рабочей точки на ВАХ активные элементы СВЧ смесителей на основе резких Si  $p-n$ -переходов имеют два режима работы: режим нелинейного преобразования сигнала на нелинейном участке ВАХ и комбинированный режим на нелинейном участке с ОДП.

Основными паразитными продуктами в спектре выходного сигнала, вносимые активным элементом, являются наличие интермодуляционных компонент третьего и высших порядков и спектральные составляющие многочастотных автоколебаний.

Минимизация паразитных продуктов достигается в режиме нелинейного преобразования сигналов путем снижения уровня интермодуляционных компонент третьего порядка в активных элементах с несимметричными резкими Si  $p-n$ -переходами.

Результаты исследований представляют интерес для разработчиков СВЧ смесителей с пониженным уровнем паразитных продуктов.

Автор выражает благодарность К. А. Лукину за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

### Литература

- [1] Лукин К. А. Шумовая радарная технология / К. А. Лукин // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – Т. 13. Спец. вып. – С. 344–358.
- [2] Розанов Б. А. Приемники миллиметровых волн / Б. А. Розанов, С. Б. Розанов. – М.: Радио и связь, 1989. – 168 с.
- [3] Субгармонический смеситель с улучшенными интермодуляционными характеристиками на базе резонансно-туннельного диода / Ю. А. Иванов и др. // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55, № 8. – С. 982–988.

- [4] Максимов П. П. Моделирование СВЧ смесителей на основе резких  $p-n$ -переходов / П. П. Максимов // Радиофизика и электроника – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – Т. 13, № 3. – С. 529–534.
- [5] Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p-n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – Т. 13, № 3. – С. 523–528.
- [6] Лукин К. А. Режим автоколебаний в резких  $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – Т. 13, № 2. – С. 232–238.
- [7] Лукин К. А. Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2012. – Т. 3 (17), № 4 – С. 70–75.
- [8] Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased  $p-n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett., – 2003. – Vol. 83, No. 20. – P. 4643–4645.
- [9] Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
- [10] Кэрролл Дж. Свч-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэрролл – М.: Мир, 1972. – 384 с.
- [11] Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов – М.: Наука, 1980. – 352 с.

Поступила в редколлегию 14.09.2015

Максимов Павел Павлович, фото и сведения об авторе см. на с. 216.

УДК 621.382.029

**Интермодуляційні компоненти активного елементу НВЧ змішувача на основі зворотно зміщеного різкого  $p-n$ -переходу / П.П. Максимов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 3. – С. 217–221.**

У статті досліджено НВЧ змішувачі на основі зворотно зміщених різких  $p-n$ -переходів з нелінійною ділянкою на статичній вольтамперній характеристиці. Визначено джерела паразитних продуктів НВЧ змішувачів і запропоновано способи їх мінімізації

*Ключові слова:* активний елемент НВЧ змішувача, ударна іонізація, інтермодуляційні компоненти.

Лл.: 06. Бібліогр.: 12 найм.

UDC 621.382.029

**Intermodulation components of active element of microwave mixer on the basis of backward-biased abrupt  $p-n$ -junction / P.P. Maksymov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 3. – P. 217–221.**

The results of numerical modulation of nonlinear signal transformations in active elements of microwave mixers on the basis of abrupt Si  $p-n$ -junctions are presented. Energy and spectrum characteristics of the active elements of microwave mixers are given. The sources of parasite products of a microwave mixer output signal are determined and methods of their minimization are offered.

*Keywords:* active element of a microwave mixer, shock ionising, intermodulation components.

Fig.: 06. Ref.: 12 items.

# ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ДИАФРАГМИРОВАННЫЙ ВОЛНОВОД – ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Е.Н. ОДАРЕНКО

Рассмотрены характеристики электронно-волнового взаимодействия ленточного электронного потока с полями собственных режимов фотонно-кристаллического диафрагмированного волновода. Анализ проводится на основе нелинейной многомерной теории электронных приборов О-типа с нерезонансными электродинамическими системами. Установлены физические причины повышения эффективности взаимодействия в электронно-волновой системе. Показана перспективность применения фотонно-кристаллических структур в электронных приборах терагерцового диапазона.

*Ключевые слова:* терагерцовый диапазон, фотонно-кристаллический волновод, сопротивление связи, многомерная теория, электронно-волновая система.

## ВВЕДЕНИЕ

Разработка активных устройств терагерцового диапазона является основой для освоения этой перспективной для многих практических приложений части спектра. В первую очередь это относится к системам связи и радиолокации, спектроскопии, фармакологии, медицине и другим отраслям науки и техники, где используются уникальные свойства терагерцового излучения [1–3]. В настоящее время преимущественное развитие получили мощные терагерцовые источники (лазеры на свободных электронах) и квантовые каскадные лазеры, которые обеспечивают весьма малые уровни мощности в этом диапазоне [4, 5]. Вместе с тем, актуальной является задача создания компактных источников терагерцового излучения среднего уровня мощности с возможностью перестройки частоты. Среди электровакуумных приборов наиболее перспективными в этом плане считаются ЛБВ, ЛОВ и приборы дифракционной электроники [6–11]. Однако повышение частоты в таких приборах сопровождается резким снижением их эффективности из-за принципиальных физических ограничений. Одним из них является поверхностный характер электромагнитного поля замедляющих систем, с которым взаимодействуют электронные потоки. Это приводит к снижению сопротивления связи с ростом рабочей частоты и, как следствие, к уменьшению КПД и выходной мощности приборов.

В данной работе рассматривается один из способов решения этой проблемы в электронных приборах терагерцового диапазона – применение замедляющих систем на основе фотонно-кристаллических (ФК) структур (искусственных диэлектриков) [12, 13]. За последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в развитии технологий изготовления фотонных кристаллов и внедрении их в различные устройства микроволнового и оптического диапазона, в том числе и в электронные приборы [14–22]. Полученные различными авторами результаты свидетель-

ствуют о перспективности такого подхода для совершенствования существующих приборов и разработки новых схем электронно-волнового взаимодействия.

## 1. ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

Электродинамические свойства волноводных и резонаторных ФК структур определяются, прежде всего, дисперсией идеализированной бесконечной периодической системы, на основе которой формируются эти устройства. Ключевой особенностью таких периодических систем является наличие запрещенных частотных зон (полос запирающих), в пределах которых невозможно существование волновых собственных режимов. Наиболее распространенным вариантом практической реализации фотонных кристаллов является периодическая система отверстий в массиве диэлектрика, расположенных в узлах квадратной или треугольной сетки [13]. Симметрия структуры практически не влияет на ее поляризационные свойства и преимущественно сказывается на ширине и положении запрещенных частотных зон.

На рис. 1 представлено пространственное распределение диэлектрической проницаемости двумерного фотонного кристалла и соответствующая первая зона Бриллюэна (рис. 1, а и 1, б соответственно). Черным цветом обозначено пространство, заполненное диэлектриком. Заштрихованная область представляет собой неприводимую зону, в пределах которой проводится расчет дисперсионных характеристик.

Одним из способов формирования ФК волноводов является удаление рядов элементов (цилиндров). В этом случае происходит нарушение трансляционной симметрии структуры в одном или нескольких направлениях, т. е. образуется «дефект».

В результате становится возможным существование волновых режимов в запрещенных зонах невозмущенного фотонного кристалла,

причем эти режимы оказываются пространственно локализованными в области дефекта [13]. Очевидно, что, в зависимости от количества удаленных рядов, возможна реализация как одномодовых, так и многомодовых волноведущих систем.

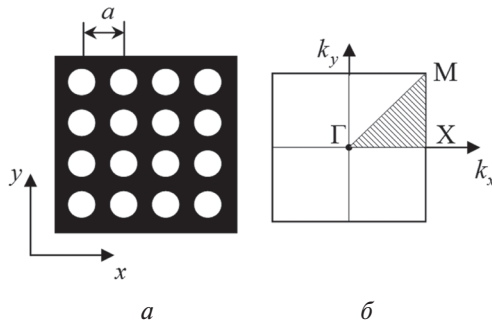


Рис. 1

В данной работе рассматривается модифицированный вариант линейного ФК волновода, схема которого представлена на рис. 2. Здесь в волноводном канале расположена периодическая последовательность диафрагм, т. е. данная структура является нерегулярной вдоль оси  $Ox$ . Следовательно, фактически рассматривается диафрагмированный волновод, причем период следования диафрагм в два раза больше периода фотонного кристалла  $a$ . Поле такой структуры может быть представлено в виде бесконечной суммы пространственных гармоник с различными волновыми числами аналогично тому, как это делается в замедляющих системах электровакуумных приборов СВЧ. Поэтому ФК диафрагмированный волновод может рассматриваться как электродинамическая система для линейных электронных приборов (ЛБВ, ЛОВ), рабочий диапазон которых определяется параметрами периодической системы. Современные технологии изготовления фотонных кристаллов позволяют с высокой точностью создавать структуры с периодом десятки и сотни микрометров. В связи с этим применение ФК структур в электронных приборах терагерцового диапазона имеет значительные практические перспективы.

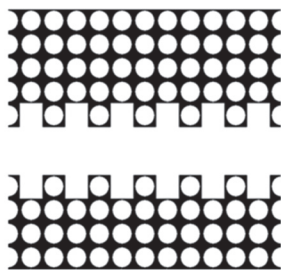


Рис. 2

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Теоретическое исследование закономерностей энергообмена между ленточным электронным потоком и высокочастотным полем

ФК волновода проводится на основе нелинейной самосогласованной теории, развитой ранее для нерезонансных электродинамических систем планарного типа с учетом многомерности процесса электронно-волнового взаимодействия. Исходная система уравнений содержит два векторных уравнения – уравнение движения заряженной частицы в высокочастотных и статических полях и уравнение возбуждения электромагнитного поля модулированным электронным потоком.

Векторное уравнение движения представляется в виде системы трех скалярных уравнений, которая в данном случае может быть сведена к двум уравнениям, записанным в переменных Лагранжа с учетом пространственного распределения индукции фокусирующего магнитного поля с координатными компонентами  $B_y$  и  $B_z$  [23]:

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi_0}{2} F(\xi) \Psi_y(Z) \cos(\alpha + \gamma) - E_{qv} - \frac{dX}{d\xi} \Phi_0 \Phi_c^2 B_z(\xi, Z) \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{d^2Z}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F(\xi)}{2} \left( \frac{dZ}{d\xi} \Psi_y(Z) \cos(\alpha + \gamma) - \frac{\Phi_0}{2} \Psi_z(Z) \sin(\alpha + \gamma) \right) + \Phi_q^2 (Z - Z_b) - \Phi_c^2 \frac{dX}{d\xi} \left( \frac{\Phi_0}{2} B_y(\xi, Z) + \frac{dZ}{d\xi} B_z(\xi, Z) \right) \right\}, \quad (2)$$

$$\alpha = \theta + \Phi_0 b \xi + \varphi_0,$$

$$\frac{dX}{d\xi} = \frac{2}{\Phi_0} \int_{Z_0}^Z B_y(\xi, Z') dZ' - \int_0^\xi B_z(\xi', Z) d\xi'.$$

Здесь  $X$ ,  $\xi$  и  $Z$  – безразмерные декартовы координаты, нормированные на соответствующий пространственный масштаб;  $F$  и  $\gamma$  – безразмерные амплитуда и фаза высокочастотного поля;  $\theta = \omega t - \Phi_0 \xi - \varphi_0$  – фаза гипотетической волны, распространяющейся со скоростью электронов  $v_0$ ;  $\omega$  – круговая частота;  $\varphi_0$  – фаза влета электрона в пространство взаимодействия;  $\Phi_0 = \frac{\omega L}{v_0}$  – угол пролета электроном пространства взаимодействия длины  $L$ ;  $b = 1 - \frac{v_0}{v_\phi}$  – относительный рассинхронизм начальной продольной скорости электронов и фазовой скорости  $v_\phi$  замедленной волны;  $\Phi_c = \frac{\omega c}{\omega} \Phi_0$  – циклотронный

угол пролета;  $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$  – циклотронная частота;

$\Phi_q = \frac{\omega_q}{\omega} \Phi_0$  – плазменный угол пролета;

$\omega_q = \sqrt{\frac{e\rho_0}{m\epsilon_0}}$  – плазменная частота;  $Z_b$  – безраз-

мерная поперечная координата середины пучка.  $\Psi_y(Z)$  и  $\Psi_z(Z)$  – функции, характеризующие поперечное амплитудное распределение координатных компонент высокочастотного поля в пролетном канале ФК диафрагмированного волновода.

Поле пространственного заряда определяется исходя из слоистой модели электронного потока. Продольная компонента поля с учетом только первой гармоники высокочастотного тока записывается в виде:

$$E_{qv}(\xi, Z) = \text{Im} \left[ \frac{q^2}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i(\theta + \varphi)) d\varphi \exp(-i(\theta + \varphi_0)) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $q$  – безразмерный параметр. Выражение (3) определяет динамическую часть поля пространственного заряда. В продольном направлении статическая часть обычно не учитывается ввиду относительно большой протяженности электронного потока.

Предполагается, что на вход пространства взаимодействия поступает немодулированный электронный поток.

Возбуждение высокочастотного поля в нерезонансной электродинамической системе модулированным потоком электронов описывается системой двух уравнений для амплитуды и фазы колебаний [23]:

$$\begin{aligned} \frac{dF(\xi)}{d\xi} &= \frac{G}{\pi\Delta} (A_1 \cos\gamma(\xi) - A_2 \sin\gamma(\xi)), \\ \frac{d\gamma(\xi)}{d\xi} &= -\frac{G}{\pi F(\xi)\Delta} (A_2 \cos\gamma(\xi) + A_1 \sin\gamma(\xi)), \end{aligned} \quad (4)$$

$$A_1 = \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \left( \Psi_y(Z) \cos\alpha + \Psi_z(Z) \frac{2}{\Phi_0} \frac{dZ}{d\xi} \sin\alpha \right) dZ_0 d\varphi_0,$$

$$A_2 = \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \left( \Psi_y(Z) \sin\alpha - \Psi_z(Z) \frac{2}{\Phi_0} \frac{dZ}{d\xi} \cos\alpha \right) dZ_0 d\varphi_0.$$

Здесь  $G = \frac{|I_0|L^2}{NU_0}$ ;  $N$  – норма колебаний;  $U_0$  – ускоряющее напряжение;  $\Delta$  – толщина

ленточного электронного потока. Для анализа усилителя данная система дифференциальных уравнений решается с заданными начальными значениями амплитуды (или мощности) и фазы колебаний на входе в пространство взаимодействия.

Электронный КПД системы определяется по относительному изменению кинетической энергии заряженных частиц за счет взаимодействия с многокомпонентным электрическим полем синхронной с пучком волны:

$$\eta(\xi) = \frac{1}{2\pi\Delta} \int_0^\xi F(\xi') \int_0^{2\pi} \left[ \Psi_y(Z) \cos(\alpha + \gamma) + \frac{2}{\Phi_0} \frac{dZ}{d\xi'} \Psi_z(Z) \sin(\alpha + \gamma) \right] dZ_0 d\varphi_0 d\xi'. \quad (5)$$

Функция  $\eta(\xi)$  определяет пространственное распределение эффективности электронно-волнового взаимодействия вдоль канала ФК волновода.

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ закономерностей нелинейного электронно-волнового взаимодействия в канале ФК волновода проводился на основе расчета электродинамических характеристик структуры и применения развитой многомерной теории согласованного взаимодействия ленточных электронных потоков с электромагнитным полем, которое имеет несколько координатных компонент.

Для нахождения локализованных в области дефекта мод ФК структуры необходимо рассчитать ее дисперсионные характеристики. Численные расчеты проводились в свободно распространяемом программном пакете MIT Photonic Bands (MPB), который позволяет рассчитывать дисперсионные характеристики периодических структур различной размерности [24]. На рис. 3, а представлена дисперсионная диаграмма бесконечной периодической структуры, на основе которой формируется волновод (рис. 1, а). На оси абсцисс обозначены характерные точки высокой симметрии в первой зоне

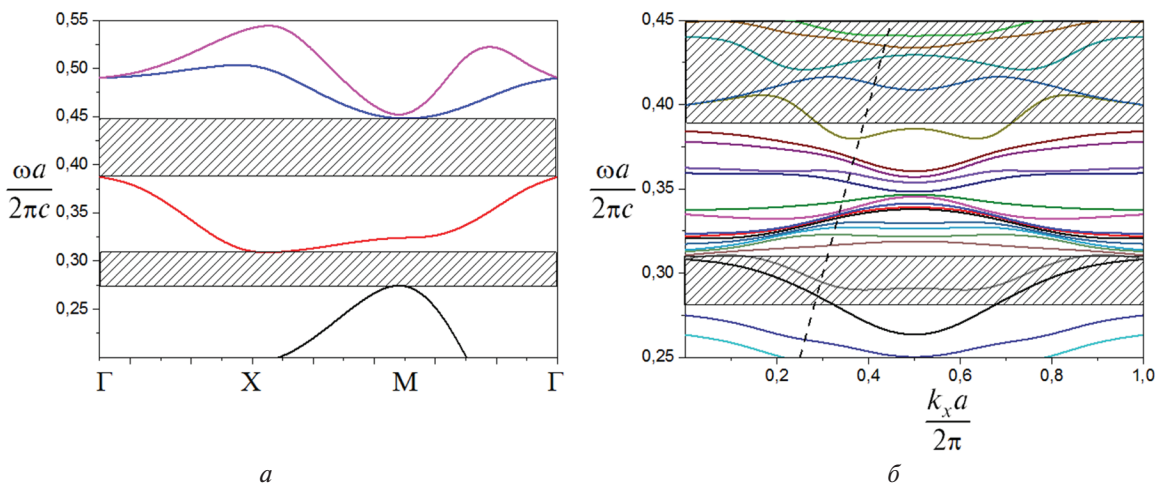


Рис. 3

Бриллюэна (рис. 1, б). Параметры структуры следующие:  $\frac{r}{a} = 0.42$ ;  $\epsilon = 12$ . Данная дисперсионная диаграмма построена для ТЕ-поляризации излучения, поскольку именно в этом случае существует компонента электрического поля, направленная вдоль движения электронного потока (вдоль оси  $Ox$ ).

Заштрихованные области на рис. 3 соответствуют частотным запрещенным зонам и характеризуются отсутствием волновых режимов в периодической структуре. Именно в этих зонах располагаются моды, локализованные в области различных дефектов периодичности фотонного кристалла. Очевидно, что фазовая скорость волн в низкочастотной запрещенной зоне будет меньше, чем в высокочастотной зоне.

На рис. 3, б представлена дисперсионная диаграмма для фотонно-кристаллической структуры с дефектом, внесение которого формирует диафрагмированный волновод (рис. 2) и приводит к появлению дисперсионных кривых в пределах запрещенных зон структуры без дефекта. Наклонная штриховая линия («линия света») соответствует фазовой скорости, равной скорости света.

На следующем этапе расчетов производился поиск мод, энергия которых преимущественно локализована внутри дефекта периодичности. В данном случае были выбраны моды с частотами  $\frac{\omega a}{2\pi c} = 0.284$  и  $0.4$ , одна из которых находится вблизи границы низкочастотной запрещенной зоны, а другая – в пределах высокочастотной запрещенной зоны. Следует отметить, что волновые процессы, соответствующие этим модам, характеризуются фазовой скоростью, меньшей скорости света.

Для определения энергетических соотношений между компонентами электрической напряженности  $E_x$  и  $E_y$  использовались функции пакета МРВ, позволяющие определить усредненную по периоду колебаний энергию электромагнитного поля собственных режимов периодической структуры в каждой точке дисперсионной кривой.

Результаты расчетов усредненной энергии электрического поля компонент  $E_x$  и  $E_y$  для первых 40 дисперсионных кривых представлены на рис. 4. По оси абсцисс отложен номер  $m$  дисперсионной кривой, по оси ординат – отношение энергий компонент  $E_x$  и  $E_y$ . Вертикальные штриховые линии показывают номера кривых, соответствующих двум локализованным модам ( $m=18$  и  $m=34$ ). Очевидно, что для обеих мод энергия продольной компоненты электрического поля ( $E_x$ ) превышает энергию поперечной компоненты ( $E_y$ ) более чем в полтора раза. Следовательно, при пропускании электронного потока через ФК волновод энергообмен будет

преимущественно с продольной компонентой высокочастотного электрического поля. Однако энергии продольной и поперечной компонент поля сравнимы по величине, что позволяет сделать вывод о необходимости рассмотрения многомерного электронно-волнового взаимодействия. Следует отметить, что для первых двух дисперсионных кривых практически 90% энергии электрического поля сосредоточено в поперечной компоненте  $E_y$ , что необходимо учитывать при исследовании режимов поверхностных волн в рассматриваемой структуре.

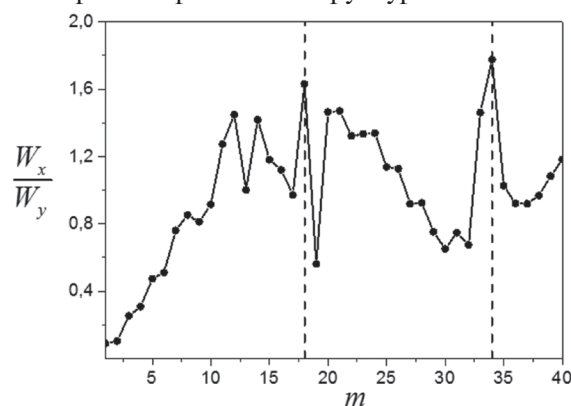


Рис. 4

На рис. 5 изображены зависимости амплитуды компонент  $E_x$  и  $E_y$  от безразмерной поперечной координаты, значения которой являются делениями расчетной сетки. Вертикальными пунктирными линиями обозначены границы пролетного канала. Сплошные кривые соответствуют моде с номером  $m=18$ , штриховые – более высокочастотной моде с номером  $m=34$ . Следует отметить, что поле моды с меньшей фазовой скоростью сильнее проникает в периодическую структуру. Максимум амплитуды продольного электрического поля в пролетном канале для обеих мод реализуется в центре волновода (симметричная мода). Этот результат позволяет сделать вывод о возможности реализации эффективного электронно-волнового взаимодействия при пропускании электронного потока не вблизи поверхности замедляющей системы, а в центре канала ФК волновода.

Зависимость  $E_y(y)$  является антисимметричной, причем максимальные значения амплитуд компонент поля  $E_x$  и  $E_y$  практически одинаковы по величине. Следовательно, для более высокочастотной моды при размещении относительно тонкого электронного потока вблизи границы канала существует положение, для которого реализуется режим, в котором основной вклад в эффективность энергообмена пучка с полем вносит поперечное электронно-волновое взаимодействие (амплитуда продольной компоненты поля весьма мала). Для металлических замедляющих систем подобный режим известен в литературе как случай «чисто поперечного поля» [25].

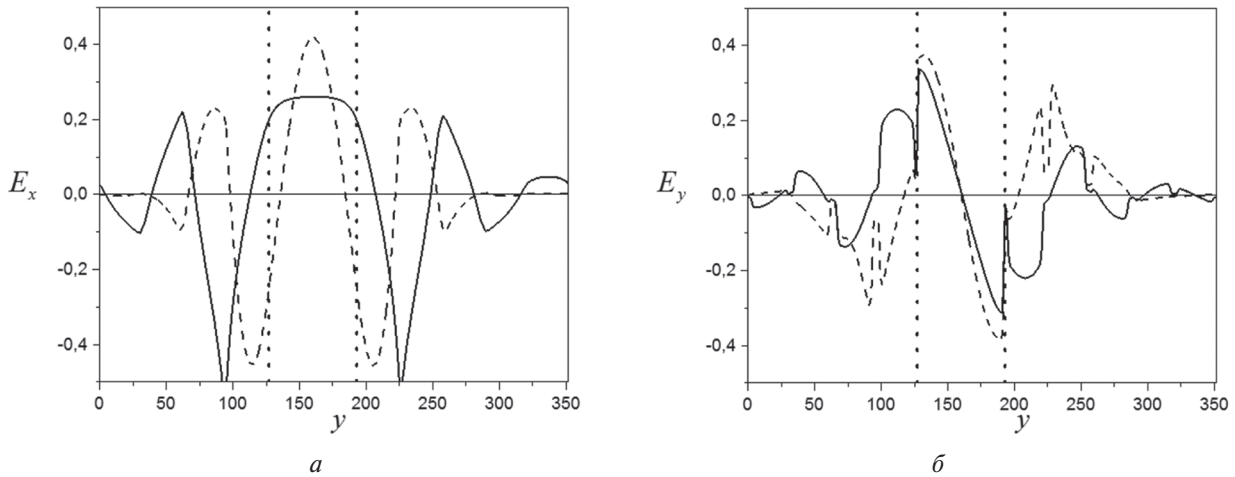


Рис. 5

Расчет эффективности электронно-волнового взаимодействия проводился на основе решения самосогласованной системы уравнений (1), (2) и (4). Параметры системы полагались следующими:  $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.4$ ;  $\frac{\omega_q}{\omega} = 0.05$ ;  $F_0 = 0.01$ .

В процессе моделирования поток заряженных частиц разбивался по толщине на пять парциальных пучков, имеющих одинаковый начальный рассинхронизм, соответствующий максимальному коэффициенту усиления входного сигнала. Электронный поток располагался по центру волноводного канала для обеспечения максимального сопротивления связи.

На рис. 6 представлены результаты расчета электронного КПД в пространстве взаимодействия для четырех значений толщины электронного потока  $\Delta$ , нормированной на ширину пролетного канала  $D$ . Изменение толщины пучка осуществлялось при фиксированном значении первеанса. Максимальное значение эффективности взаимодействия реализуется для минимальной толщины пучка, причем экстремум функции  $\eta(\xi)$  достигается при меньшем значении продольной координаты по сравнению с другими значениями нормированной толщины  $\frac{\Delta}{D}$ . Поскольку в данном случае параметры системы выбирались таким образом, чтобы исключить оседание электронов на поверхность электродинамической системы, то снижение электронного КПД при увеличении толщины пучка обусловлено только изменением условий энергообмена за счет неоднородного амплитудного распределения высокочастотного электрического поля рассматриваемой моды в поперечном сечении пролетного канала.

Характерным проявлением неоднородности высокочастотного поля по толщине электронного потока является высокочастотное расслоение. В данном случае действие этого негативного фактора усиливается при увеличении толщины пучка. Это вывод иллюстрируется на рис. 7, где изображены зависимости модуля первой гар-

моники высокочастотного тока от продольной координаты для нескольких парциальных пучков, на которые разбивается поток заряженных частиц. Цифры возле кривых соответствуют номеру пучка. Поскольку электронно-волновая система симметрична, то достаточно рассмотреть три парциальных пучка из пяти – центральный и два периферийные, расположенные по одну сторону от продольной оси системы. Нумерация начинается от граничного потока (поток 3 является центральным).

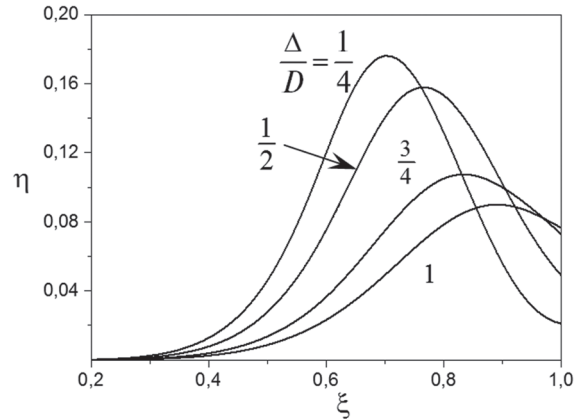


Рис. 6

Для значения  $\frac{\Delta}{D} = 0.5$  все парциальные пучки практически успевают перегруппироваться на длине пространства взаимодействия, в то время как для вдвое более толстого электронного потока токи двух граничных пучков даже не достигают насыщения (кривая 1 на рис. 7, б). Следовательно, плотность сгустков на периферии потока оказывается меньше, чем в центре.

Это обусловлено тем, что значение  $\frac{\Delta}{D} = 1$  соответствует заполнению электронным потоком всего поперечного сечения волноводного канала. В этом случае граничные парциальные пучки находятся в области изменения полярности продольной компоненты электрического поля. Кроме того, здесь достигает своего макси-



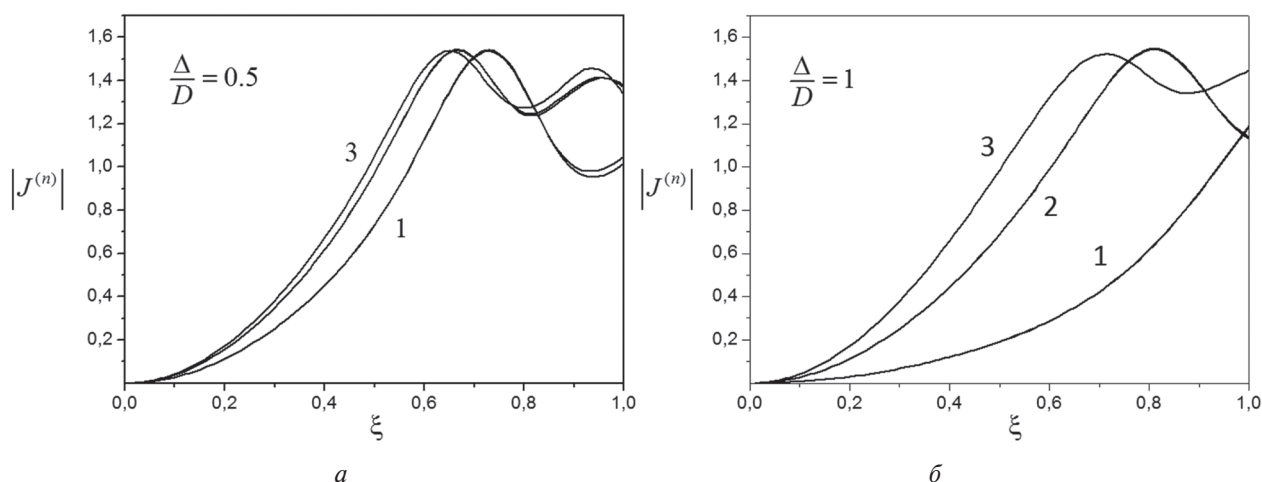


Рис. 7

му амплитуда поперечной компоненты поля, которое является противофазным по разные стороны от продольной оси системы. Уменьшение толщины электронного потока приводит к расположению его в области максимума интенсивности продольной компоненты электрического поля с относительно однородным поперечным распределением, что обуславливает, помимо увеличения сопротивления связи, уменьшения высокочастотного расслоения и соответственное повышение эффективности электронно-волнового взаимодействия.

### ВЫВОДЫ

Применение ФК диафрагмированного волновода в электронно-волновой системе О-типа с ленточным электронным потоком позволяет повысить эффективность взаимодействия за счет увеличения сопротивления связи и уменьшения высокочастотного расслоения пучка. Полученные результаты обусловлены поперечным амплитудным распределением электрического поля мод электродинамической системы, которое характеризуется наличием максимума в центре пролетного канала. Кроме того, значительно упрощается задача пропускания электронного потока через ФК волновод, поскольку для обеспечения максимальной эффективности электронно-волнового взаимодействия пучок должен располагаться в центре пролетного канала, а не вблизи импедансных поверхностей, как это требуется в металлических замедляющих системах.

Применение рассмотренных структур в электронных приборах наиболее эффективно в терагерцовом диапазоне, поскольку на таких частотах сопротивление связи в электронно-волновых системах существенно уменьшается и возрастают требования к параметрам электронных потоков. Существующие технологии изготовления ФК структур с различными параметрами и конфигурацией позволяют реализовать электродинамические системы для электронных приборов О-типа во всем терагерцовом диапазоне, что

обуславливает интенсификацию как теоретических, так и экспериментальных исследований в этой отрасли вакуумной электроники.

### Литература

- [1] *Tonouchi M.* Cutting-edge terahertz technology // *Nature Photonics*. 2007. Vol. 1. – Pp. 97–105.
- [2] *Humphreys K., Loughran J.P., Gradziel M. et al.* Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering // *IEMBS '04. 26th Annual Int. Conf. of the IEEE*. 1-5 Sept. 2004, San Francisco, USA . Vol. 1. – Pp. 1302–1305.
- [3] *Ho-Jin Song, Nagatsuma T.* Present and Future of Terahertz Communications // *IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn.* 2011. Vol. 1, Issue 1. – Pp. 256–263.
- [4] *Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N. et al.* Novosibirsk Free Electron Laser – Facility Description and Recent Experiments // *IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn.* 2015. Vol. 5, Issue 5. – Pp. 798–809.
- [5] *Jung S., Jiang A., Jiang Y. et al.* Broadly tunable monolithic room-temperature terahertz quantum cascade laser sources // *Nature Communications*. 2014. Vol. 5. Article number: 4267.
- [6] *Booske J., Dobbs R., Joye C. et al.* Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources // *IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn.* 2011. Vol. 1, No. 1. – Pp. 54–75.
- [7] *Bhattacharjee S., Booske J., Kory C. et al.* Folded waveguide traveling-wave tube sources for terahertz radiation // *IEEE Trans. on Plasma Science*. 2004. Vol.32, No. 3. – Pp. 1002–1014.
- [8] *Komandin G.A., Chuchupal S.V., Lebedev S.P. et al.* BWO Generators for Terahertz Dielectric Measurements // *IEEE Trans. on Terahertz Science and Techn.*, 2013. Vol. 3, No. 4. – Pp. 440–444.
- [9] *Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю.* Оротрон с двухрядной периодической структурой терагерцового диапазона частот с широким электронным потоком // *Письма в ЖТФ*. 2012. том 38, вып. 11. – С. 1–4.
- [10] *Мирошниченко В.С.* Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам // *Радиофизика и электроника*. 2008. Т. 13. – С. 290–300.
- [11] *Lulu Y., Jun Y., Guangsheng D.* High frequency characteristic of THz diffraction and radiation generator

with double-row grating // High Power Laser and Particle Beams. 2014. Vol. 26, No. 2. 023101.

- [12] Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. — Киев: Наукова думка, 1986. — 280 с.
- [13] Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. — Princeton Univ. Press, 1995. — 137 p.
- [14] Cowan B. Three-dimensional dielectric photonic crystal structures for laser-driven acceleration // Physical Review Special Topics — Accelerators and Beams. 2008. Vol. 11. 011301.
- [15] Sirigiri J., Kreischer K., Machuzak J. et al. Photonic-Band-Gap Resonator Gyrotron // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86, No. 24. — Pp. 5628–5631.
- [16] Liu H., Yao J., Xu D., Wang P. Propagation characteristics of two-dimensional photonic crystals in the terahertz range // Applied Physics B. 2007. Vol. 87. — P. 57–63.
- [17] Loncar M., Doll T., Vuckovic J., Scherer A. Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal Optical Waveguides // J. of Lightwave Techn. 2000. Vol. 18, No. 10. — P. 1402–1411.
- [18] Brosi J., Koos C., Andreani L. High-speed low-voltage electro-optic modulator with a polymer-infiltrated silicon photonic crystal waveguide // Optics Express. 2008. Vol. 16, No. 6. — P. 4177–4191.
- [19] Mingaleev S., Schillinger M., Hermann D., Busch K. Tunable photonic crystal circuits: concepts and designs based on single-pore infiltration // Optics Letters. 2004. Vol. 29, No. 24. — P. 2858–2860.
- [20] Liang Z., Li J. Scaling two-dimensional photonic crystals for transformation optics // Optics Express. 2011. Vol. 19, No. 18. — P. 16821–16829.
- [21] Letizia R., Mineo M., Paoloni C. Photonic Crystal-Structures for THz Vacuum Electron Devices // IEEE Trans. on Electron Dev. 2014, Vol. 62, No. 1. — P. 178–183.
- [22] Kaminer I. et al. Self-accelerating beams in photonic crystals // Opt. Express. 2013. Vol. 21, No. 7. — P. 8886–8896.
- [23] Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Умножение частоты в гибридной электронно-волновой системе с длительным взаимодействием (двумерная модель) // Вісник СумДУ. Серія Фізика, математика, механіка. 2007, № 1. — С. 61–74.
- [24] Johnson S., Joannopoulos J. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // Optics Express. 2001. Vol. 8, No. 3. — Pp.173-190.
- [25] Huttler R. Beam and wave electronics in microwave tubes. Cambridge. Boston Technical Publishers, 1965. — 378 p.

Поступила в редколлегию 18.09.2015



**Одаренко Евгений Николаевич**, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, профессор кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: исследование физических процессов в электронных приборах терагерцового и субтерагерцового диапазонов; электродинамика фотонно-кристаллических структур; применение метаматериалов в устройствах оптического и микроволнового диапазонов.

УДК 621.385.6: 537.876.4

**Фотонно-кристалічний діафрагмований хвилевід — електродинамічна система для підсилювача терагерцевого діапазону** / Є. М. Одаренко // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 222–228.

Розглянуто характеристики електронно-хвильової взаємодії стрічкового електронного потоку з полями власних режимів фотонно-кристалічного діафрагмованого хвилеводу. Аналіз проводиться на основі нелінійної багатовимірної теорії електронних приладів О-типу з нерезонансними електродинамічними системами. Встановлені фізичні чинники підвищення ефективності взаємодії в електронно-хвильовій системі. Показано перспективність застосування фотонно-кристалічних структур в електронних приладах терагерцевого діапазону.

*Ключові слова:* терагерцевий діапазон, фотонно-кристалічний хвилевід, опір зв'язку, багатовимірна теорія, електронно-хвильова система.

Л. 7. Бібліогр.: 25 найм.

UDC 621.385.6: 537.876.4

**Photonic crystal iris waveguide — the electrodynamic system for terahertz amplifier** / E. N. Odarenko // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 222–228.

Characteristics of the beam-wave interaction of the sheet electron beam with the eigenmodes fields of a photonic crystal iris waveguide are considered. Analysis is carried out on the base of the nonlinear multidimensional theory of the O-type electron devices with non-resonant electrodynamic systems. Physical reasons of the efficiency enhancement in the beam-wave system are discussed. It is shown that the application of the photonic crystal structures in terahertz electron devices is perspective.

*Keywords:* terahertz band, photonic crystal waveguide, coupling impedance, multidimensional theory, beam-wave system.

Fig.: 7. Ref.: 25 items.

## ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ НИЗКОВОЛЬТНЫХ МАГНЕТРОНОВ X И $K_u$ ДИАПАЗОНОВ С ЦИФРОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Г.И. ЧУРЮМОВ, В.П. ИВАНЦОВ

Рассматриваются вопросы проектирования источников вторичного электропитания низковольтных магнетронов с использованием современной твердотельной элементной базы. Предлагаются схемотехнические решения для построения вторичного источника электропитания постоянного напряжения до 650 В и анодным током до 0.5 ампера, а также импульсного модулятора для формирования импульсов анодного напряжения длительностью от сотен наносекунд до десятков микросекунд. Приведены примеры применения данного источника питания для работы с низковольтными двух- и трехсантиметровыми магнетронами в непрерывном и импульсном режимах работы.

*Ключевые слова:* источник вторичного электропитания, импульсный модулятор, низковольтный магнетрон, импульс анодного напряжения, длительность импульса, скважность.

### ВВЕДЕНИЕ

Известно [см., напр., 1], что качество генерируемых и/или усиливаемых СВЧ сигналов, а также эффективность работы СВЧ ламп (генераторов и усилителей) в целом, в значительной степени, зависит от характеристик источника вторичного электропитания (ИВЭП). Так, например, в работе [2] показана связь между состоянием выходного спектра СВЧ лампы (спектральными характеристиками) и широкополосными пульсациями питающих напряжений, характерных для ИВЭП с транзисторными преобразователями. Для улучшения качества выходного сигнала необходимо повышать требования к ИВЭП, которые различны для каждого конкретного типа ламп (например, для магнетрона, клистрона, ЛБВО, ЛОВО и т.п.) и определяются условиями их применения в различной наземной и бортовой радиопередающей и радиолокационной аппаратуре, а также при решении разнообразных научно-исследовательских (проведение физического эксперимента), медицинских и промышленных задач [3–5].

Среди широкого класса ВИЭП особый интерес вызывают мощные высоковольтные источники питания с импульсной формой выходного напряжения (или так называемые импульсные модуляторы). При создании подобных ВИЭП применяются традиционные и хорошо апробированные схемотехнические решения, например, схема с частичным разрядом накопительной емкости, построенные на основе вакуумных приборов (диодов и триодов) [6]. В то же время внедрение твердотельной элементной базы (ТЭБ), в частности, высоковольтной ее составляющей (полупроводниковых диодов и транзисторов), дает основание отказаться от применения ЭВП и перейти к широкому внедрению ТЭБ в практику проектирования высоковольтных ВИЭП различного типа и назначения.

В данной статье рассматриваются различные вопросы проектирования классического ВИЭП с цифровым (микропроцессорным) управлением для низковольтных импульсных и непрерывных

магнетронов X и  $K_u$  диапазонов с напряжением питания не более 1000 В. С этой целью предлагается использовать хорошо себя зарекомендовавшие схемотехнические решения путем объединения их по схеме последовательного включения с учетом минимизации потерь и увеличения надежности. Применение микропроцессорного управления позволяет оптимизировать работу источника питания включая и его защиту от различных перегрузок [7].

Существующая практика проектирования ВИЭП базируется на двух традиционных их типах: классические линейные (или трансформаторные) и импульсные источники питания. Выбор конкретного типа ВИЭП зависит от перечня решаемых задач, которые включают в себя требования к эффективности преобразования энергии первичного источника (например, преобразование переменного напряжения промышленной частоты в постоянное или постоянного напряжения (например, от солнечных батарей в случае бортового варианта реализации источника питания) в постоянные напряжения, которые подаются на электроды лампы), компактности конструкции, ее размеров и веса при одинаковой эффективности и т.п.

Особенностью ИВЭП для магнетронных передатчиков, используемых в различных радиотехнических системах, является их индивидуальность, т.е. ИВЭП разрабатывается для конкретного магнетрона с заданными электрическими параметрами. Применение универсальных блоков питания в этом случае вызывает затруднения в силу значительно расширенных их возможностей и, в силу этого, слишком высокой стоимости.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве низковольтных магнетронов используются пакетированные конструкции двух- и трехсантиметровых магнетронов, основные электрические и эксплуатационные параметры которых приведены в таблице.

Предполагается, что ИВЭП для низковольтных магнетронов позволяет обеспечить их работу

Параметры низковольтных магнетронов

№ п/п	Параметры	двухсантиметровый магнетрон	трехсантиметровый магнетрон
1	Анодное напряжение $U_a$ , В	505 ... 545	575 ... 630
2	Анодный ток $I_a$ , мА	65,0 ... 75,0	75,0 ... 95,0
3	Магнитное поле $B_0$ , Тл	0,2	0,2
4	Напряжение накала $U_n$ , В	5,7 ... 6,9	5,7 ... 6,9
5	Ток накала при $U_n = 6,3$ В	0,51 ... 0,57	0,51 ... 0,57
6	Тип катода	оксидный	оксидный
7	Температура анодного блока, °С	не более 80,0	не более 80,0
8	Режим охлаждения	воздушное	воздушное

как в непрерывном, так и в импульсном режимах, формируя стабилизированное анодное напряжение от 300 до 600 В с шагом перестройки не менее 1 В при максимальном анодном токе не более 0.5 А. Длительность импульсов анодного напряжения может регулироваться программно или изменяется в ручном режиме в диапазоне от 5.0 до 50.0 мкс с шагом 1.0 мкс<sup>1</sup>. При этом скважность принимает значения 80, 160, 320 и 640.

В качестве катодов в данных магнетронах используются оксидные катоды с напряжением накала до 7 В и током в цепи накала катода до 1,0 А.

Для удобства эксплуатации ИВЭП при проведении экспериментальных исследований, повышения эффективности и точности управления режимами работы магнетронов, а также расширения функциональности источника питания предполагается его использование в автоматизированном режиме. Это предполагает согласование ИВЭП с компьютером, а также разработку необходимого программного обеспечения [7].

## 2. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

На рис. 1 представлена структурная схема ИВЭП. При реализации данной схемы использу-

<sup>1</sup> Необходимо отметить, что выбор параметров импульса анодного напряжения (длительности импульса, его переднего и заднего фронтов, «полочки») и определение схемотехнического решения зависят в первую очередь от типа катода и его эмиссионных характеристик, а также от элементной базы, которая выбирается для практической реализации.

ется набор стандартных схемных решений, проверенных на практике [8].

Это позволяет свести к минимуму затраты времени и средств на дополнительное их проектирование, отладку и настройку.

На представленной структурной схеме ИВЭП основными элементами являются устройство управления, стабилизатор анодного напряжения, стабилизатор тока накала и модулятор. Для индикации текущих параметров устройства предусмотрены цифровые вольтметры и амперметры, построенные на стандартных АЦП (например, микросхемах ICL7135, ICL7107 и АТmegaS).

Устройство сопряжения с компьютером обеспечивает обмен данными через LPT порт. Для защиты компьютера от высокого напряжения используется оптоэлектронная развязка (оптрон 4N32). Использование параллельного порта позволяет значительно упростить аппаратную часть устройства сопряжения, поскольку в данном случае можно обойтись без контроллера последовательного порта.

Устройство управления обеспечивает универсальность блока питания. Оно позволяет коммутировать режимы управления параметрами выходного напряжения и тока. Возможна реализация ручного режима управления и режима управления через компьютер с помощью устройства сопряжения. Осуществляется полностью



Рис. 1. Структурная схема ИВЭП

цифровой способ управления, поэтому в ручном режиме фактически происходит эмуляция управляющего кода. Основу схемы составляют микросхемы TTL логики и микроконтроллер АТМega 8. Он запрограммирован на использование встроенного тактового генератора с частотой 8 МГц, что позволяет обойтись без внешнего кварцевого резонатора.

На рис. 2 представлена электрическая схема стабилизатора анодного напряжения. Как видно, схема стабилизатора анодного напряжения построена на основе высоковольтных регулируемых стабилизаторов TL783. Эти микросхемы имеют встроенную защиту от короткого замыкания и перегрева. Один такой стабилизатор позволяет получить напряжение от 1.25 до 115 В. Подключая необходимое количество стабилизаторов, можно получить любое напряжение в заданном диапазоне.

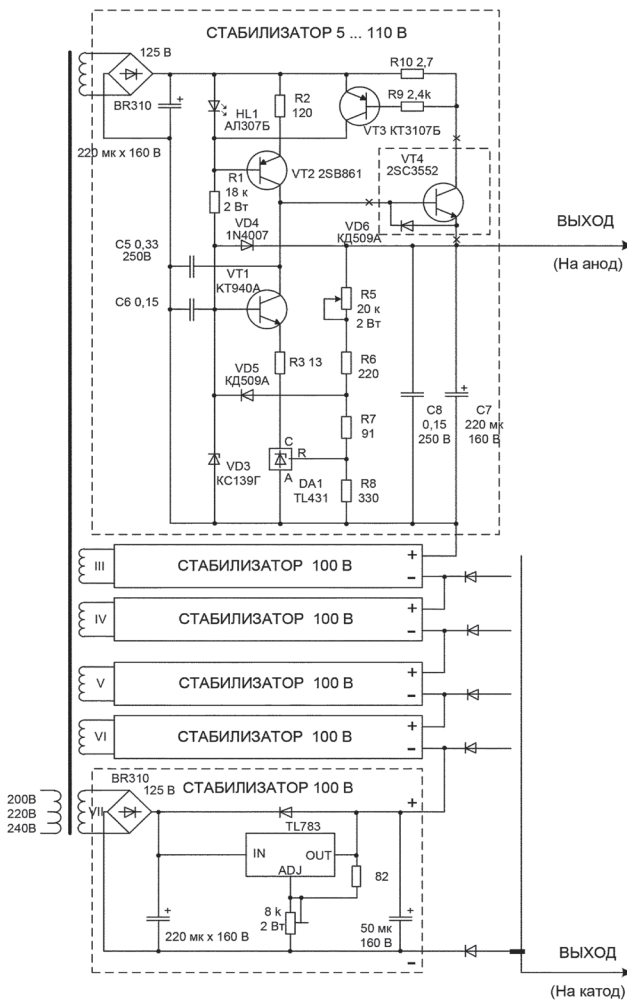


Рис. 2. Схема стабилизатора анодного напряжения

На выходе стабилизатора анодного напряжения формируется стационарное напряжение отрицательной полярности, которое подается на катоды магнетронов, реализуя непрерывный режим их работы. Для запуска магнетронов в импульсном режиме необходимо дополнить схему ИВЭП импульсным модулятором, в котором выходное напряжение представляет собой последовательность высоковольтных импульсов раз-

личной длительности и скважности (или частоты следования).

Традиционная схема импульсного модулятора на основе вакуумной лампы  $V1$  с частичным разрядом накопительной ёмкости  $C$  приведена на рис. 3. На данном рисунке магнетрон обозначен как  $V2$ , а модуляторная лампа –  $V1$ .

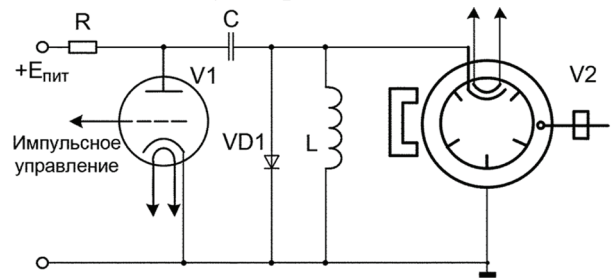


Рис. 3. Традиционная схема импульсного модулятора

Недостатками этой схемы являются:

- большие потери на зарядном резисторе  $R$  и, как следствие, снижение КПД модулятора в целом;
- отсутствие возможности использовать полупроводниковые кремниевые диоды в цепи формирования спада импульса из-за наличия чрезвычайно больших потерь, связанных с процессом обратного восстановления. Применение же вакуумных диодов резко снижает ресурс работы модулятора, увеличивает массу и габариты;
- наличие индуктивности  $L$  приводит к возникновению резонансных выбросов на вершине импульса, неблагоприятно влияющих на работу генераторного прибора.
- практическое отсутствие малогабаритных высоковольтных вакуумных приборов, обеспечивающих высокую надёжность и наработку на отказ.

Указанные недостатки можно избежать, воспользовавшись двухтактной схемой, реализованной на ТЭБ. Эквивалентная схема такого модулятора приведена на рис. 4.

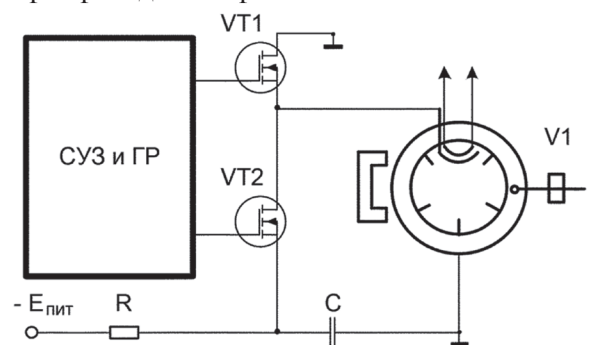


Рис. 4. Схема твердотельного двухтактного импульсного модулятора с частичным разрядом накопительной ёмкости

Схема управления затворами (СУЗ) и гальваническая развязка (ГР) вырабатывают импульсы различной полярности, которые через временной интервал, равный для длительности высоковольтного импульса напряжения, приложенного к магнетрону  $V1$ , меняются на противоположные

и, таким образом, закрывают и открывают попеременно ключи *VT1* и *VT2*.

Для формирования последовательности задающих импульсов, управляющих работой модулятора, используется устройство, принципиальная схема которого представлена на рис. 5. В результате на модулятор подается последовательность прямоугольных импульсов, а на его выходе образуются импульсы анодного напряжения отрицательной полярности, которые подаются на катод магнетрона.

Для формирования последовательности тактовых импульсов используется задающий генератор *DD1* с кварцевой стабилизацией частоты (резонатор *ZQ1*). Генерируемые импульсы поступают на счетчик *DD2* (используется импульсный тактовый вход на уменьшение). В схеме применяется четырехразрядный реверсивный двоичный счетчик на микросхеме *K555IE7* (или

ее аналогах). На входы параллельной загрузки *D0-D3* из устройства управления подается код, который задает длительность импульсов. На выходе счетчика формируются импульсы, которые после подачи на триггер *DD3* позволяют получить на его выходе меандр с длительностью импульса, соответствующей заданной длительности импульсов напряжения питания магнетрона. Счетчики *DD4* и *DD5* осуществляют управляемую извне регулировку скважности импульсов. Управляющий сигнал подается из устройства управления на входы *E2, E3* и *E4* поразрядного разрешения счетчика *DD5*.

В магнетронах данной конструкции используются оксидные катоды с косвенным накалом. Для запуска термоэлектронной эмиссии на подогреватель катода с ИВЭП подается напряжение накала с током до 1 А, которое формируется схемой стабилизатора тока катода (рис. 6). Для ре-

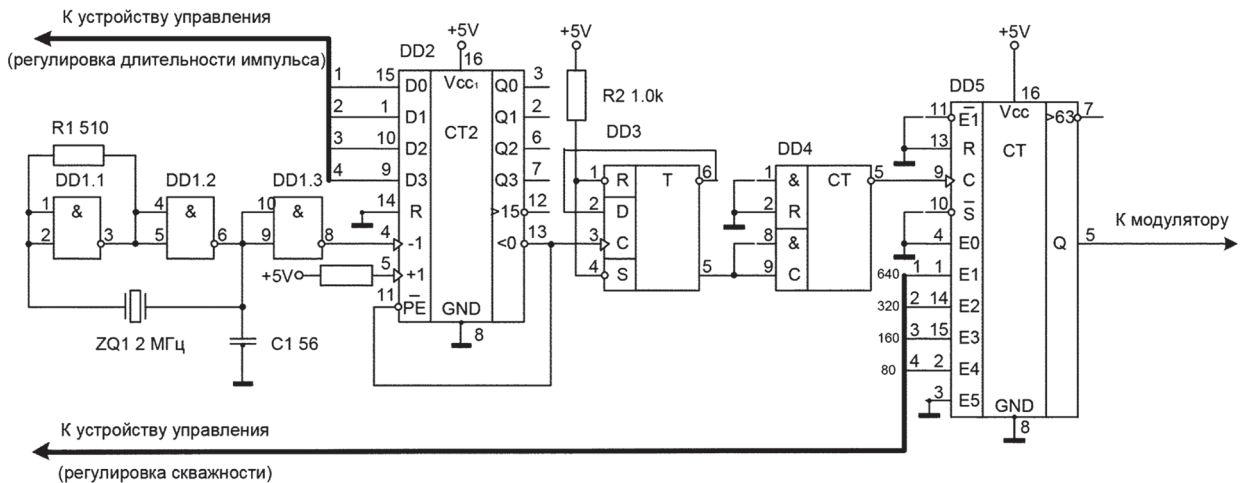


Рис. 5. Электрическая схема устройства формирования импульсов

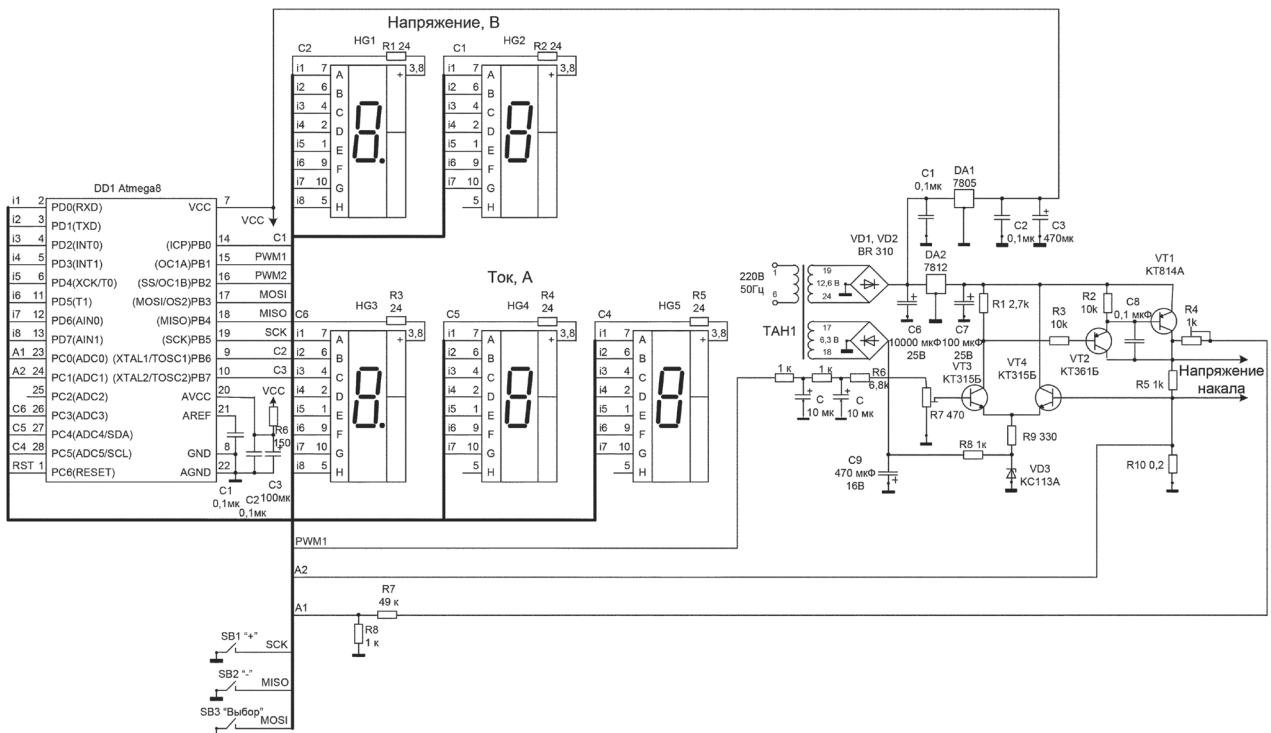


Рис. 6. Схема цепи накала катода магнетрона

лизации данной схемы питания был использован опыт авторов работы [9]. Особенностью разработанной схемы является возможность управления временем установления напряжения накала, т.е. временем разогрева катода. Эту функцию обеспечивает устройство управления, регулируя этот параметр как вручную, так и программно с помощью компьютера в зависимости от характеристик используемого катода. Такая возможность конструкции ИВЭП значительно повышает функциональность устройства и позволяет использовать его для исследования и измерения различных характеристик катодов и приборов в целом.

### 3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Тестирование ИВЭП проводилось с использованием двух- и трехсантиметровых низковольтных магнетронов. Основные результаты испытаний импульсного режима работы магнетронов приведены на рис. 7 и 8.

Испытания источника питания в импульсном режиме показали, что амплитуда пульсаций напряжения питания не превышает (0,2–0,3) % от номинального значения напряжения питания.

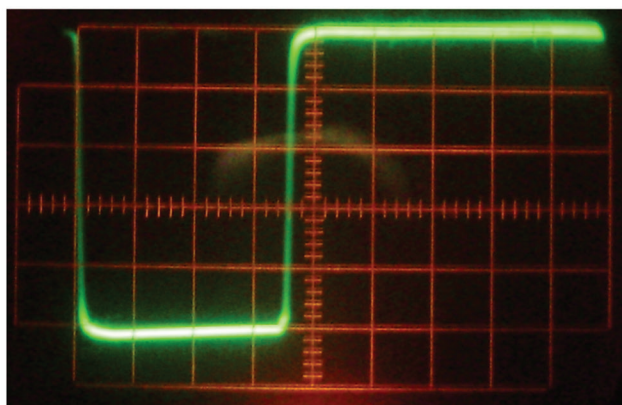
Для улучшения характеристик ИВЭП и расширения его функциональных возможностей

была использована дополнительная стабилизация напряжения и тока на выходе с учетом действия различных дестабилизирующих факторов (например, изменение (пульсаций) напряжения на входе, тока нагрузки, разнообразных помех и т.п.), наличие защиты источника питания и обслуживающего персонала от возможных неисправностей (например, короткого замыкания), реализация цифрового управления и контролем работой источника питания и т.д.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан простой по конструкции и относительно недорогой стационарный ИВЭП (модулятор) для применения в схемах питания низковольтных магнетронов с анодным напряжением до 1000 В и анодным током до 0,5 А. Особенность предлагаемого схемотехнического решения заключается в принципиальной возможности наращивания амплитуды постоянного напряжения источника питания (до 10000 В и более) при соответствующем подборе элементной базы.

Дальнейшее улучшение характеристик и параметров ИВЭП будет связано с повышением эффективности энергопреобразования, улучшением управляемости работой источника пита-

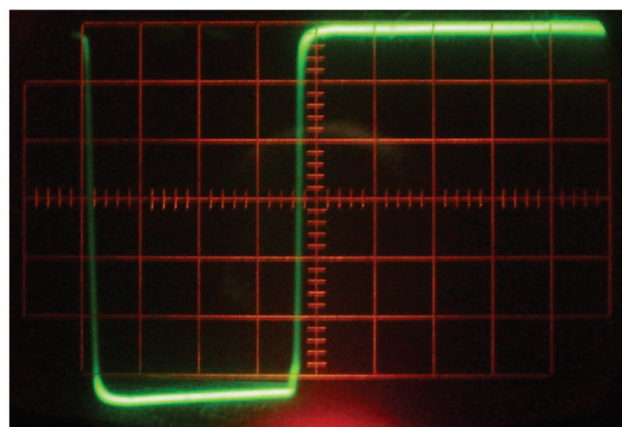


а



б

Рис. 7. Формы импульса анодного напряжения (100 В/дел.) – (а) и анодного тока (50 мА/дел.), а также форма ВЧ сигнала после детектирования – (б) для двухсантиметрового магнетрона. Время – (10 мкс/дел.)



а



б

Рис. 8. Формы импульса анодного напряжения (100 В/дел.) – (а) и анодного тока (50 мА/дел.), а также форма ВЧ сигнала после детектирования – (б) для трехсантиметрового магнетрона. Время – (10 мкс/дел.)

ния, снижением массогабаритных параметров. Для достижения и решения данных задач следует особое внимание уделять новым методам преобразования энергии, применению новых силовых компонентов, в том числе быстродействующим коммутирующим устройствам (например, мощные биполярные транзисторы с изолированным затвором (IGBT), полевые МОП-транзисторы и т.п.), перспективным ферритовым материалам для сердечников трансформаторов и дросселей, а также конденсаторам с низкими потерями и сверхбыстродействующим выпрямителям с низким падением прямого напряжения и т.п.

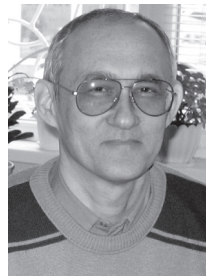
**Литература**

- [1] *Верецагин Е.М.* Модуляция в генераторах СВЧ. – М.: Сов. радио, 1972. – 303 с.
- [2] *Обрезан О.И.* Оценка влияния параметров пульсаций источников питания на спектральные характеристики выходных СВЧ-приборов. Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1987, вып. 2 (396). – С. 30–39.
- [3] *Полищук А.* Схемотехника современных мощных источников электропитания. Силовая Электроника, № 2, 2005. – С. 80–84.
- [4] *Ланцов В., Владимиров Е.* Мощные высоковольтные источники питания. Часть 3 // Силовая электроника, № 2, 2011. – С. 49–56.
- [5] *Ланцов В., Владимиров Е.* Мощные высоковольтные источники питания. Часть 1 // Силовая электроника, № 5, 2010. – С. 83–98.
- [6] *Полищук А.* Вопросы разработки твердотельных импульсных модуляторов для электровакуумных приборов СВЧ. Современная электроника, № 3, 2005. – С. 52–55.
- [7] *Владимиров Е., Ланцов В., Лебедева О.* Высоковольтный импульсный источник питания большой мощности с управлением от микропроцессора (часть 2). Современная электроника, № 1, 2008. – С. 42–46.
- [8] *Боровиков Е.* Стабилизатор тока накала цветного кинескопа 61ЛК5Ц // В помощь радиолюбителю. – 1989. – Вып. 104. – С. 25–34.
- [9] *Абраш Р.* Устройство индикации и управления для блока питания // Радиолюбитель. – 2007. – № 4. – С. 32–35 и № 6. – С. 25–34.

Поступила в редколлегию 25.09.2015



**Чурюмов Геннадий Иванович**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физических основ электротехники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: математическое моделирование вакуумных приборов СВЧ; теория и техника СВЧ, применение СВЧ технологий.



**Иванцов Валентин Перович**, инженер кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: разработка и исследование электронных приборов; современные источники света.

УДК 621.385.6

**Джерело живлення низьковольтних магнетронів X и K<sub>U</sub> діапазонів із цифровим управлінням / Г.І. Чурюмов, В.П. Иванцов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 3. – С. 229–234.**

Розглядаються питання проектування джерел вторинного електроживлення низьковольтних магнетронів з використанням сучасної твердотільної елементної бази. Пропонуються схемотехнічні рішення для побудови вторинного джерела електроживлення постійної напруги до 650 В і анодним струмом до 0,5 ампера, а також імпульсного модулятора для формування імпульсів анодного напруги тривалістю від сотень наносекунд до десятків мікросекунд. Наведено приклади застосування даного джерела живлення для роботи з низьковольтними дво- і трисантиметровими магнетронами в безперервному і імпульсному режимах роботи.

*Ключові слова:* джерело вторинного електроживлення, імпульсний модулятор, низьковольтний магнетрон, імпульс анодної напруги, тривалість імпульсу, шпаруватість.

Табл.: 1. Іл.: 8. Бібліогр.: 8 найм.

UDC 621.385.6: 537.876.4

**Power supply of low-volt magnetrons of X and K<sub>U</sub> ranges with digital control / G.I. Churyumov, V.P. Ivantsov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 3. – P. 229–234.**

Questions of designing secondary power supplies of low-volt magnetrons, using present-day solid-state element base, are considered. The paper suggests schematic solutions to build a secondary power supply of dc voltage of up to 650 volts and anode current up to 0.5 A as well as a pulse modulator to form anode voltage pulses of a duration ranging from hundreds of nanoseconds to tens of microseconds. Examples of using the said power supply for operation with low-volt 2 and 3-centimetre range magnetrons in continuous-wave and pulse operation models are given.

*Keywords:* secondary power supply, pulse modulator, low-volt magnetron, anode voltage pulse, pulse duration, on-off time.

Tab.: 1. Fig.: 8. Ref.: 25 items.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ЛИОФИЛИЗАЦИИ БИОЛОГИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

Я.П. ЛЫСАЯ, Е.Я. БЕСПАЛОВА

Рассмотрены принципы лиофилизации биологического материала, проблемы оптимизации и определения основных параметров, которые влияют на него. Проведены исследования по усовершенствованию существующих методов контроля процесса лиофилизации. Детально рассмотрены процессы тепло- и массопереноса. Представлены результаты расчета и моделирования процесса. Результаты будут использованы для последующей оптимизации процесса лиофилизации биологического материала.

*Ключевые слова:* моделирование, лиофилизация, биологический материал, оптимизация.

### ВВЕДЕНИЕ

Современные концепции в области теории лиофилизации свидетельствуют о том, что тепловые и массообменные процессы часто сопровождаются сменой структурно-механических свойств материала, который высушивают, появлением полиморфных форм и кристаллогидратов лекарственных веществ, реакциями окисления, гидролиза, что приводит к изменению растворимости, всасывания, снижения или потери терапевтической активности лекарственных веществ. Правильно организованный процесс сушки позволяет сберечь или улучшить свойства материалов.

Самой важной особенностью процесса сублимации в этих условиях является продвижение плоской границы фазового перехода «лед-пар» от поверхности до дна емкости, т. е. в сторону греющей поверхности.

Проведенные исследования ставили в качестве цели определение особенностей процесса лиофилизации биологического материала и способов его усовершенствования.

Таким образом, перед нами стояла задача разработки математической модели лиофильной сушки препаратов крови при использовании в качестве контрольных датчика парогазовой среды и датчика температуры, которые не контактируют непосредственно с растворами, которые поддаются лиофилизации.

### 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Исследование по определению точки фазового перехода проводилось с целью установки необходимой температуры проведения процесса, поскольку существуют ограничения по температуре сушильного агента, которая не может превышать температуру плавления замороженного вещества [1].

Температура плавления (точки фазового перехода) препаратов определялась с помощью измерений зависимости электрического сопротивления замороженного раствора от температуры. Датчик для измерения этой зависимости испол-

нен из двух медных проводников, фиксированных на расстоянии 4 мм друг от друга и в 5 мм от проводников термодпары. Близкое расположение проводников и термодпары необходимо для минимизации влияния неравномерностей при охлаждении и нагревании материала, повышения точности измерений.

Данные с датчиков сопротивления и термодпары через соответствующие порты выводятся на компьютер для записи в файл и программной обработки [6].

Процедура определения точки фазового перехода препаратов проходила следующим образом. В флакон объемом 20 мл наливают 5 мл раствора, в него на небольшую глубину погружают датчик. Далее совершали замораживание и размораживание образца при скорости охлаждения/нагревания полки 2 град/мин. Сопротивление раствора фиксировалось через каждые 0,5 градусов.

Полностью замороженный образец, который представляет собой ледяной блок, не проводит электрический ток [5], и измерить его сопротивление в таком эксперименте невозможно. С повышением температуры и по мере оттаивания образца электрическое сопротивление в нем изменяется от бесконечно большого до конкретного. За данными, снятыми с омметра, строилась зависимость электрического сопротивления от температуры.

Точки, в которых наблюдается переход от линейной до нелинейной зависимости, будут отвечать температуре плавления исследуемых растворов [2–4].

На полученных графиках зависимости электрического сопротивления от температуры были построены касательные по двух участках – участке резкого падения электрического сопротивления и участке плавного незначительного падения электрического сопротивления. Температура, которая отвечает точке пересечения этих касательных, принималась за температуру точки плавления исследуемого препарата крови.

В табл. 1 представлены результаты исследования температуры плавления.

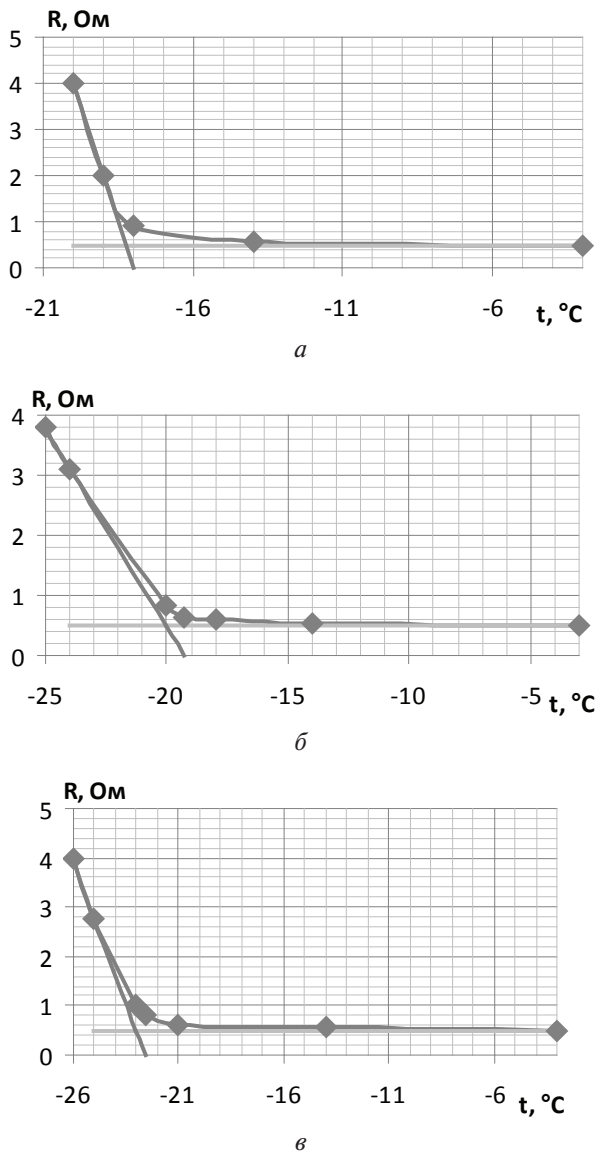


Рис. 1. Графики для определения температуры плавления растворов: а – сыворотки крови, б – плазмы крови, в – лекарственного препарата на основе цельной крови

Таблица 1

Значение температур точек плавления, полученные в ходе проведенных экспериментов

Название вещества	Значение температуры точки плавления, °C
Сыворотка крови	-18,2
Плазма крови	-20,0
Лекарственный препарат на основе цельной крови	-23,0

Выполненные исследования позволили на начальном этапе подобрать температуру проведения процесса.

Для каждого из исследуемых веществ процесс сублимации проводился при температурах, близких к значению их температуры плавления.

Если представить схему процесса лиофилизации, то можно определить там две фазы – замороженное вещество и высушенное [7–9].

Между слоями этих веществ находится граница распределения двух фаз, которая смещается в ходе сушки вниз.

Тепло до материала подводится двумя способами: с помощью теплового излучения от верхней полки и кондуктивного теплоподвода для нижней.

## 2. РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА

Математическая модель включает систему нестационарных распределенных уравнений. При разработке математической модели были приняты следующие предположения [10–11]:

- все потоки тепла и массы в системе имеют одно измерение и направлены вдоль нормали к поверхностям;

- сушка выморозкой протекает под влиянием теплового излучения от полки сверху и кондуктивного теплоподвода от полки снизу;

- во время сушки замороженный материал условно можно разделить на две части: верхняя часть – слой высушенного вещества (R), нижняя часть – слой замороженного вещества (C);

- граница между слоями в процессе сушения двигается сверху вниз;

- влагосодержание замороженного материала принимается равным начальному, влагосодержание высушенного материала – равновесному;

- высушенные и замороженные участки рассматриваются как гомогенные с точки зрения постоянства теплопроводности, температурной диффузии, плотности и удельной теплоемкости, описанных с помощью эквивалентных значений.

Расчет температурного профиля двух участков образца (высушенного и замороженного) идет одновременно и связан через подвижную границу распределения двух фаз.

В качестве проверки правильности расчета выступает температура на границе распределения и поток тепла и влаги через границу:

$$\lambda_{ed} \frac{\partial T_s}{\partial x} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_H^4 - T_L^4) \text{ при } x = L \tag{1}$$

$$T_L = \sqrt[4]{\frac{\lambda_{ed}}{\varepsilon \cdot \sigma} \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} + T_H^4} \text{ при } T \equiv T_0, T_L,$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $T_0$  – температура полки (которую измеряет датчик);  $T_s$  – равновесная температура сублимации;  $T_H$  – температура излучающей поверхности;  $T_L$  – температура поверхности материала, который нагревается излучением;  $\varepsilon$  – коэффициент поглощения излучения;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $L$  – толщина слоя материала в емкости;  $x$  – координата, которая используется в модели.

Дальше в модели будут использоваться следующие индексы: *ef* – замороженный слой; *ed* – высушенный слой; *eq* – равновесный слой; *i* – исходящий (замороженный) слой.

Модель состоит из нестационарных балансовых энергетических уравнений для областей (C) и (R) и соответствующих граничных и начальных условий.

Рассмотрим замороженный слой.

Уравнение теплопроводности для замороженного материала в диапазоне  $0 \leq x < X(t)$ ,  $t > 0$ :

$$\lambda_{ef} \frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} = \frac{\partial T_C}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $T_C$  – температура в слое замороженного материала;  $\lambda$  – коэффициент температуропроводности;  $t$  – время.

Граничные условия в нижней части материала:  $T_C = T_0$ , где  $x = 0$ ,  $t > 0$ .

Уравнение изменения температуры тонкого слоя на границе с сухим слоем за счет испарения:

$$\lambda_{ef} \frac{\partial T_C}{\partial t} = (W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot \frac{\partial X_C}{\partial t}; \quad (3)$$

$$x = X_C(t); t > 0,$$

где  $W$  – среднее влагосодержание по исходящему материалу;  $\rho_{bu}$  – насыпная плотность высушенного материала;  $\Delta H_s$  – равновесное тепло сублимации;  $X_C$  – положение границы между замороженным и высушенным слоями материала при наличии нагрева за счет теплопроводности.

Начальные условия:  $T_C = T_s$ ,  $0 < x < L$ ,  $t = 0$ .

Подвижная граница:  $X_C(0) = X_C(0) = L$ .

Рассмотрим высушенный слой в диапазоне  $X_C(t) \leq x < L$ ,  $t > 0$ .

Уравнение теплопроводности для высушенного материала:

$$\lambda_{ed} \frac{\partial^2 T_R}{\partial x^2} = \frac{\partial T_R}{\partial t}, \quad (4)$$

где  $T_R$  – температура в слое высушенного материала.

Граничные условия:  $T_R = T_L$ ,  $x = L$ ,  $t > 0$ .

Уравнение изменения температуры тонкого слоя сухого материала на границе с замороженным слоем:

$$\lambda_{ed} \frac{\partial T_R}{\partial t} = -(W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot \frac{\partial X_R}{\partial t}; \quad (5)$$

$$x = X_C; t > 0,$$

где  $X_R$  – положение границы между замороженным и высушенным слоями материала при наличии нагрева излучением.

Начальные условия:  $T_R = T_s$ ,  $0 < x < L$ ,  $t = 0$ .

На границе распределения фаз должна быть равность температур  $T_R = T_C$ , а также равность потоков тепла и влаги.

Для нахождения температурного профиля была использована схема Кранка-Николсона.

Вывод рекуррентных соотношений для определения температуры в высушенном и замороженном слоях образца аналогичен, потому приведем только решение для замороженного слоя, которое будет включать в себя вывод рекуррентных соотношений для температуры слоя и приграничных коэффициентов.

Схема Кранка-Николсона является абсолютно стойкой, потому шаг по времени может быть выбран достаточно большой. Но это может привести к потере участка высушенного материала за период  $\Delta t$ . Чтобы избежать неточностей в расчетах, необходимо учесть скорость удаления влаги, для определения возможного шага по времени.

Изменение координаты границы замороженного шара за счет подведения тепла от нижней полки:

$$\frac{dX_C}{dt} = \lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0) \quad (6)$$

или

$$\frac{dX_C}{dt} = \frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0)}{(W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot X_C}. \quad (7)$$

Граница опускается вниз ( $T_s < T_0$ ), толщина слоя уменьшается.

Изменение координаты высушенного слоя за счет подведения тепла излучением от верхней полки:

$$-\frac{dX_R}{dt} = \lambda_{ed} \cdot (T_L - T_s) \quad (8)$$

или

$$\frac{dX_R}{dt} = \frac{\lambda_{ed} \cdot (T_s - T_L)}{(W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot (L - X_R)}. \quad (9)$$

Толщина высушенного слоя увеличивается ( $T_L > T_s$ ).

Общее изменение координат двух слоев – замороженного и высушенного:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{1}{(W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s} \times \left( \frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0)}{X_C} + \frac{\lambda_{ed} \cdot (T_s - T_L)}{L - X_R} \right). \quad (10)$$

При условии  $X_R + X_C = L$  можно записать общее уравнение изменения координат:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{1}{(W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s} \times \left( \frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0)}{X_C} + \frac{\lambda_{ed} \cdot (T_s - T_L)}{X_C} \right). \quad (11)$$

Запишем уравнение для изменения влаги в материале: с уравнения (для  $X_C$ ), и используя следующее уравнение:

$$\frac{(W_i - W_{eq}) dX_C}{L dt} = \frac{dW_C}{dt}. \quad (12)$$

Получаем выражение для изменения влагосодержания в замороженном слое, обусловленного кондуктивным подведением тепла от нижней полки:

$$\frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0)}{L \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot X_C} = \frac{dW_C}{dt}. \quad (13)$$

Из уравнения (13) (для  $X_p$ ), используя следующее выражение:

$$\frac{(W_i - W_{eq}) dX_R}{L dt} = \frac{dW_R}{dt}, \quad (14)$$

получаем выражение для изменения влагосодержания в замороженном слое, обусловленного тепловым излучением от верхней полки:

$$\frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_L)}{L \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s \cdot (L - X_R)} = \frac{dW_R}{dt} \quad (15)$$

Суммарное уравнение для изменения влагосодержания в образце запишем следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{L \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s} \times \left( \frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_0)}{X_C} + \frac{\lambda_{ef} \cdot (T_s - T_L)}{X_C} \right) \quad (16)$$

Для одномерного дифференциального уравнения параболического типа с начальными и граничными условиями

$$\lambda_{ef} \frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} = \frac{\partial T_C}{\partial t},$$

$$T_C(t=0, x) = T.$$

Переменная верхняя граница

$$\lambda_{ef} \frac{\partial t_C(t, x = X_C)}{\partial x} = ((W_i - W_{eq}) \cdot \rho_{bu} \cdot \Delta H_s) \frac{\partial X_C}{\partial t} \quad (17)$$

Рассматриваем разностную схему.

Представим вторую производную функции  $T_C(t, x)$  по координате  $x$  в виде суммы двух слагаемых:

$$\frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 T_C}{\partial x^2} \quad (18)$$

Аппроксимируем первое слагаемое на первом шаге по времени, третий на  $(n+1)$ -м шаге по времени:

$$\frac{T_{Cj}^{n+1} - T_{Cj}^n}{\Delta t} = \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{T_{Cj+1}^n - 2T_{Cj}^n + T_{Cj-1}^n}{h^2} + \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{T_{Cj+1}^n - 2T_{Cj}^n + T_{Cj-1}^n}{h^2} \quad (19)$$

Аппроксимацию этой производной следует рассматривать на шаге  $(n+1/2)$  по времени.

В то же время разница, которая аппроксимирует производную по времени, по отношению к точке  $(n+1/2)$  является центральной конечной разницей, которая имеет второй порядок аппроксимации.

Потому разностная схема Кранка-Николсона аппроксимирует уравнение со вторым порядком и по времени, и по координате.

Рассмотренная схема является абсолютно стойкой, что легко доказать, используя спектральный метод.

Представим решение в виде гармоники:

$$T_{Cj}^n = R^n \cdot e^{icj} \frac{R^{n-1} \cdot e^{icj} - R^n \cdot e^{icj}}{\Delta t} = \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{R^n \cdot e^{i\alpha(j+1)} - 2 \cdot R^n \cdot e^{icj} + R^n \cdot e^{i\alpha(j-1)}}{h^2} + \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{R^n \cdot e^{i\alpha(j+1)} - 2 \cdot R^n \cdot e^{icj} + R^n \cdot e^{i\alpha(j-1)}}{h^2} \quad (20)$$

Упростив уравнение на  $R^n \cdot e^{icj}$ , получим

$$\frac{R-1}{\Delta t} = \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{e^{i\alpha} - 2 + e^{-i\alpha}}{h^2} + \frac{\lambda_{ef}}{2} \cdot \frac{R \cdot (e^{i\alpha} - 2 + e^{-i\alpha})}{h^2} \quad (21)$$

После преобразований получим:

$$R = \frac{1 - \frac{2 \cdot \lambda_{ef} \cdot \Delta t}{h^2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{1 + \frac{2 \cdot \lambda_{ef} \cdot \Delta t}{h^2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \quad (22)$$

Видно, что в полученном выражении числитель по абсолютному значению меньше знаменателя (при  $a_{ef} > 0$ ). Потому необходимое условие стойкости разностных схем в данном случае выполняется при любых значениях  $\Delta t$  и  $h$ , т. е. разностная схема Кранка-Николсона является абсолютно стойкой.

Схема Кранка-Николсона вмещает три неизвестные величины – значения функции  $T_C(t, x)$  на  $(n+1)$  шаге по времени. Поэтому для решения данной разностной схемы необходимо использовать метод прогонки. Методики определения прогонных коэффициентов и решения на первой границе, а также общий вид алгоритма решений будут похожи с соответствующими методиками и решениями для неявной разностной схемы.

Для решения уравнений был разработан алгоритм, который позволяет рассчитать температурные профили и изменения содержания влаги в материале.

Порядок действий алгоритма:

- задание начальных и граничных условий;
- оценка величины шага в каждом из слоев – замороженном (С) и высушенном (R);
- одновременный расчет температурных профилей замороженного (С) и высушенного (R) слоев;
- сравнение конечных значений температуры на границе распределения фаз и при необходимости уточнение шага по времени и координате;
- сравнение полученного значения с критической температурой;
- расчет изменения влагосодержания и нового образца положения границы распределения фаз;
- сравнение фактического значения влажности с необходимым значением остаточного содержания влаги;
- вывод о завершении процесса лиофилизации.

## ВЫВОДЫ

Разработана математическая модель вакуумной сублимационной сушки, которая учитывает влияние температурных режимов на скорость протекания процесса сушки. На основании проведенных расчетов определены температурные условия проведения процесса вакуумной сублимации препаратов крови. Используя модельные данные, удалось сократить время проведения процессов вакуумной сублимации на 20 %.

## Литература

- [1] *Jennings T.A.* Lyophilization: introduction and basic principles// Englewood. CO : Interpharm Press. – 1999. – 624 p.
- [2] *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1969. – 599 с.
- [3] *Ozkavukcu S.* Cryopreservation: Basic knowledge and biophysical effects// Journal of Ankara medical school. – 2002. – Vol. 24. – No. 4. – P. 187-196.
- [4] *Егоров В.И.* Применение ЭВМ для решения задач теплопроводности. – СПб.: ИТМО, 2006. – 77 с.
- [5] *Лыся Я.П.* Дослідження температури як параметра процесу ліофілізації / Я.П. Лыся, О.Я. Беспалова // Вісник Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського. – Кременчук: КрНУ, 2013. – Випуск 5 (82). – С. 184–189.
- [6] *Barresi A.A., Velardi S., Fissore D., Pisano R.* Monitoring and controlling processes with complex dynamics using soft sensors// Control and Optimization of Continuous Processes, ISA/O3NEDIA, Ottawa. – 2008. – Chapter 7.
- [7] *Гинзбург А.С.* Основы теории и техники сушки пищевых продуктов. – М.: Пищевая промышленность, 1973. – 528 с.
- [8] *Камовников Б.П.* Вакуум-сублимационная сушка пищевых продуктов (Основы теории, расчет и оптимизация) / Б.П. Камовников, Л.С. Малков, В.А. Воскобойников. – М.: Агропромиздат, 1985. – 288 с.
- [9] *Teagarden L., Baker S. David.* Practical aspects of lyophilization using non-aqueous co-solvent systems// Journal of Pharmaceutical Sciences. – 2002. – Vol. 15. – P. 115–133.
- [10] *Barbaree, J.M. and A. Sanchez.* Cross-contamination during lyophilisation // Cryobiology. – 1982. – Vol. 19. – P. 443–447.
- [11] *Velardi S.A., Barresi A.A.* Development of simplified models for the freeze-drying process and investigation of the optimal operating conditions// Chemical Engineering Research & Design. – 2008. – Vol. 86. – P. 9–22.
- [12] *Willemer H.* Measurement of temperature, ice evaporation rates and residual moisture contents in freeze-drying // Dev. Biol. Stand. – 1991. – Vol. 74. – P. 123–136.

Поступила в редколлегию 05.10.2015

**Лысяя Яна Петровна**, аспирант кафедры биомедицинской инженерии Национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт». Научные интересы: математическое моделирование процесса лиофилизации биологического материала;



ла; теория и практика лиофильной сушки биологического материала; применение лиофилизации для потребностей медицины.

**Беспалова Елена Ярославовна**, кандидат биологических наук, доцент кафедры биомедицинской инженерии Национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт», заведующий отделением клинической иммунологии Национального Института сердечно-сосудистой хирургии им. Н.М. Амосова. Научные интересы: теория и практика лиофилизации; контроль и регуляция иммунных механизмов у кардиохирургических больных с разной сердечно-сосудистой патологией.



УДК 57.087.1: 57.084.1: 616-71

**Моделювання та оптимізація процесу ліофілізації біологічного матеріалу** / Я.П. Лыся, О.Я. Беспалова // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 3. – С. 235–239.

Розглянуто принципи ліофілізації біологічного матеріалу, проблеми оптимізації та визначення основних параметрів, що впливають на нього. Проведені дослідження з вдосконалення існуючих методів контролю процесу ліофілізації. Детально розглянуто процеси тепло- і масопереносу. Наведено результати розрахунку та моделювання процесу. Результати будуть використані для подальшої оптимізації процесу ліофілізації біологічного матеріалу.

*Ключова слова:* моделювання, ліофілізація, біологічний матеріал, оптимізація.

Табл.: 01. Іл.: 01. Бібліогр.: 12 найм.

UDC 57.087.1: 57.084.1: 616-71

**Modelling and optimization of biological material freeze-drying process** / Ya.P. Lysa, O.Ya. Bespalova // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 3. – P. 235–239.

Principles of freeze-drying of biological material, optimization problems and determination of the main parameters affecting it are considered. The research on improving existing methods of lyophilisation process control has been implemented. The processes of heat and mass transfer have been considered in detail. The results of calculation and simulation process are given in the paper. The results will be used for further optimization of freeze-drying process of biological material.

*Keywords:* modelling, freeze-drying, biological material, optimization.

Tab.: 01. Fig.: 01. Ref.: 12 items.

## ВЛИЯНИЕ ЗАЗОРА МЕЖДУ ЗОНДОМ И ОБЪЕКТОМ НА ВЫСОКОЛОКАЛЬНЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ СВЧ НАГРЕВ МАТЕРИАЛОВ

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, А. В. ЛЕВЧЕНКО, Е. Л. ЩЕРБАК

В работе исследуются особенности влияния воздушного зазора при локальном СВЧ разогреве полупроводниковых и диэлектрических материалов. Исследования осуществляются теоретически по результатам численного совместного решения уравнений Максвелла и теплопроводности для системы, содержащей локальный СВЧ зонд, взаимодействующий с объектом через воздушный зазор. Излучение зонда имеет ближнеполевой характер, специфичный для сканирующей микроволновой микроскопии. Показано, что кинетика и локальность установления температуры в объекте существенно зависят от величины зазора в диапазоне его значений, сравнимых с сечением острия зонда. При сферической форме острия зазор более существенно ослабляет нагрев, практически не влияя на его делокализацию.

*Ключевые слова:* СВЧ, нагрев, полупроводник, диэлектрик, технология, теория, микроэлектроника, поле, температура, локальность, зонд, модификация, зазор.

### ВВЕДЕНИЕ

Высоколокальный сканирующий СВЧ нагрев является новейшей областью современных микротехнологий [1]. В этой области объединяются достижения по микронной локализации СВЧ излучения для сканирующей зондовой диагностики и СВЧ модификации объектов. При этом фактически создается СВЧ аналог СТМ и АСМ с их модифицирующим действием [2]. Преимуществом СВЧ аналога является тепловой характер микровоздействия на объект и возможность его работы с диэлектрическими, полупроводниковыми и проводящими тонкопленочными материалами.

Пока что, практическое применение находит в основном сканирующей микроволновой микроскопии (СММ). Работы по СВЧ микронагреву только разворачиваются. Поэтому моделирование этого процесса несомненно актуально. До сих пор преимущественно устанавливались общие физические закономерности [3]. В частности, определены количественные соотношения в кинетике нарастания и спада температуры; зависимость ее величины от геометрии и формы СВЧ нагревающего зонда, электрических и теплофизических параметров материала объекта, мощности питающего СВЧ генератора; условия самолокализации СВЧ разогрева.

Учитывая специфичную для СВЧ зондов возможность работы в бесконтактном режиме представляется важным оценить влияние зазора между зондом и объектом на локальный разогрев. В принципе, введение зазора обещает упростить технику сканирующего нагрева и уменьшить отвод выделяемого тепла. Поэтому детальные исследования влияния зазора на основные процессы локального СВЧ нагрева объектов определяют основную задачу данной работы.

### 1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как и в ранее опубликованных работах, в основе модели физико-технической системы лежит конический коаксиальный нерезонансный зонд с апертурой на узком открытом торце и СВЧ возбуждением со стороны закороченного широкого торца (рис. 1, а). В отличие от работ [4] СВЧ электромагнитное поле рассматриваемого зонда имеет эванесцентный характер. По этой причине, его проникновение в объект пространственно соизмеримо с геометрией конца острия (рис. 1, б, в), которое является продолжением центрального проводника коаксиала, и при количественных оценках бегущей волной в объекте можно пренебрегать. Главное, здесь планируется учитывать наличие зазора размером « $h_z$ », который отсутствовал во всех предыдущих исследованиях.

Для расчета тепловых процессов необходимо определение тепловых источников в объекте исходя из решения электродинамической части задачи. Удельная мощность СВЧ тепловыделения выражается следующим образом

$$q = \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot (\operatorname{tg} \delta) \cdot [Er^2 + Ez^2].$$

Для нахождения распределения СВЧ поля  $Ez$  и  $Er$  в работе решается система уравнений Максвелла с использованием прямого численного метода, основанного на методе конечных разностей [5]. С учетом осесимметричности модели эти уравнения имеют следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial Er_i}{\partial t} &= -(\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i)^{-1} \cdot \left( \frac{\partial H \phi_i}{\partial z} + \sigma_i \cdot Er_i \right), \\ \frac{\partial Ez_i}{\partial t} &= (\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_i)^{-1} \cdot \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot H \phi_i) - \sigma_i \cdot Ez_i \right), \\ \frac{\partial H \phi_i}{\partial t} &= (\mu_0 \cdot \mu_i)^{-1} \cdot \left( \frac{\partial Ez_i}{\partial r} - \frac{\partial Er_i}{\partial z} \right), \end{aligned}$$

где  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума;  $E_{r_i}, E_{z_i}, H_{\phi_i}$  – напряженность СВЧ поля в свободном пространстве и в различных частях электродинамической структуры;  $\epsilon_i$  и  $\mu_i$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала заполнения;  $\sigma_i = \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_i \cdot \text{tg} \delta_i$  – электропроводность заполнения.

Имея результаты расчета удельной мощности СВЧ-источников далее решается тепловая задача с использованием нестационарного уравнения теплопроводности.

$$C_{pp} \frac{\partial T(r, z)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ kr \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right] + q(r, z, t),$$

где  $C_p$  – удельная теплоемкость материала объекта;  $k$  – коэффициент теплопроводности;  $\rho$  – удельная плотность материала.

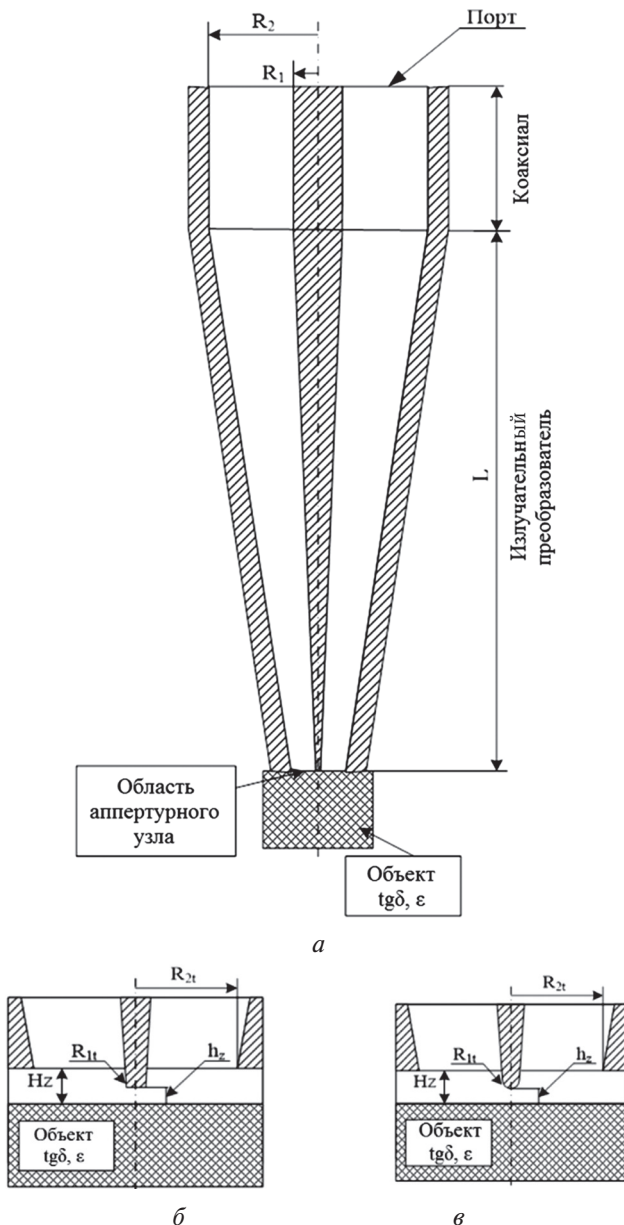


Рис. 1. Схематичные изображения апертурного узла (а) с различными типами острия: б – сферическим; в – коническим

Численное решение всех возникающих задач базируется на самосогласованном решении приведенной системы уравнений с учетом граничных условий. Более подробное изложение методики решения можно найти в нашей ранее опубликованной работе [5]. Подтверждением адекватности получаемых результатов является сравнение их с данными, получаемыми с помощью пакета COMSOL Multiphysics в нескольких реперных точках.

Все численные исследования проводились при следующих параметрах системы: рабочая частота 8 ГГц; мощность СВЧ источника 50 Вт; геометрия СВЧ зонда:  $R_1 = 1.9$  мм,  $R_2 = 8$  мм,  $R_{1t} = 10$  мкм,  $R_{2t} = 600$  мкм,  $L = 81$  мм.

Электрофизические параметры объекта в силу общей постановки задачи выбирались без привязки к конкретному материалу. Важным было определить физическую тенденцию зависимостей. Все исследования выполнены для полупроводникового объекта полубесконечной толщины со следующими параметрами  $\epsilon = 11.7$ ,  $\text{tg} \delta = 1.56$ ,  $k = 30$  Вт/(м·К),  $C_p = 700$  Дж/(кг·К).

Режим СВЧ питания практически может варьироваться с помощью отдельного устройства. Однако, для достижения заданных целей в работе его изменение ограничивается различием длительности СВЧ воздействия  $T_{\text{возд}}$ .

Распределение СВЧ поля в такой системе исследовалось нами ранее в работах по СММ [6]. Из них известно и подтверждено экспериментально в более ранних работах [7], что форма острия существенно влияет на функционирование таких локализаторов СВЧ поля. На рис. 2 приведены

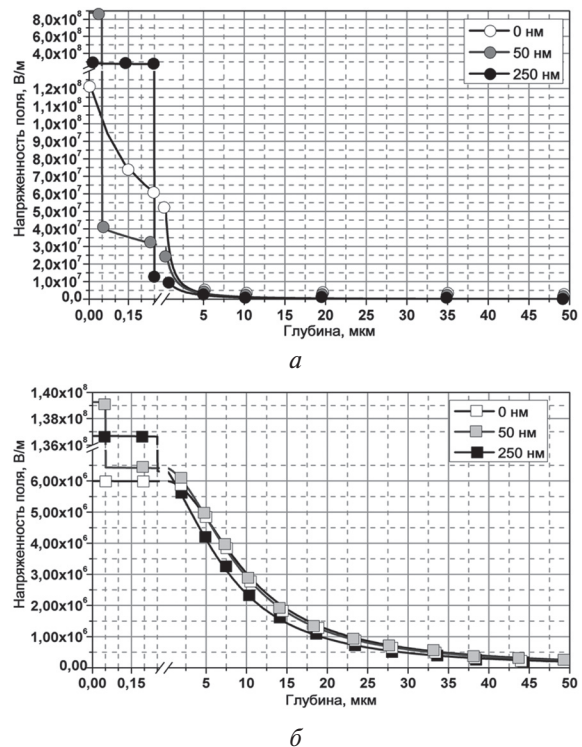


Рис. 2. Распределение СВЧ электромагнитного поля по глубине при различных зазорах для сферического (а) и конического (б) острий

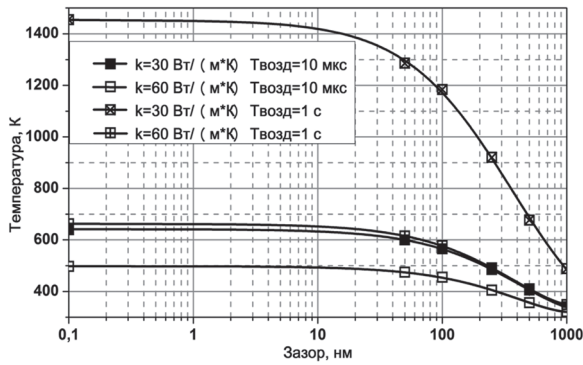
результаты оценки влияния зазора на распределение поля в объекте по глубине, характеризующее конкретно рассматриваемую здесь систему. Из них следует, что воздушный зазор между острием и объектом существенно ослабляет СВЧ поле в объекте, которое проявляется уже при нанометровых зазорах. Особенно это ощутимо при сферической форме острия. Представленные на рис. 2 результаты в полной мере количественно характеризуют физическую картину, определяющую распределение тепловых источников в зависимости от величины зазора.

Отдельно заметим, что увеличение радиуса острия  $R_1$  смещает вправо зависимости для его конической формы и практически не влияет на зависимость при сферической форме вплоть до 50 мкм. Влияние зазора на распределение поля по радиусу при этом практически отсутствует.

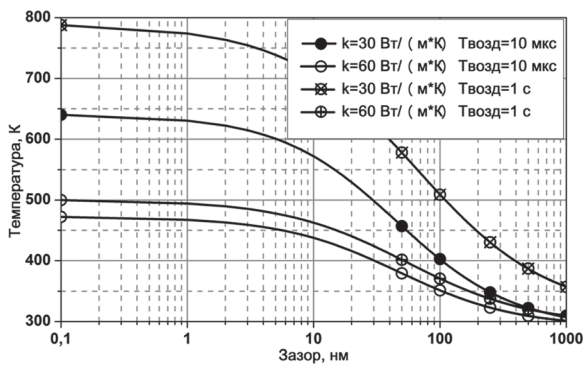
## 2. ЗАВИСИМОСТЬ ЛОКАЛЬНОГО СВЧ НАГРЕВА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ЗАЗОРА

На рис. 3 представлены результаты полученных в работе оценок зависимости температуры в приповерхностной области полупроводника по центру острия ( $z = 0, r = 0$ ) от величины зазора для различных значений времени воздействия.

Из них следует, что наибольшее изменение достижимой температуры по абсолютной величине имеет место при зазорах, существенно меньше радиуса острия.



а



б

Рис. 3. Зависимость достижимой температуры от величины зазора для конического (а) и сферического (б) острий при различной теплопроводности и времени воздействия

Характер зависимостей практически не изменяется при увеличении радиуса острия и времени воздействия. Следует обратить внимание на то, что для конической формы острия достижимая температура возрастает с увеличением времени воздействия при малой теплопроводности материала. Однако, это не имеет общего характера, т.к. связано со спецификой установления температуры под центром острия.

В работе особое внимание было обращено на исследование влияния зазора при его нанометровых значениях. Учитывая трудности прямых численных исследований, связанные с влиянием на точность оценок разномасштабности сетки, исследования в нанометровой области были выполнены с применением интерполяционного подхода. При этом интерполяция в область нанометровых зазоров осуществляется на основе аналитической аппроксимации зависимостей, полученных в микронных и субмикронных областях прямым численным методом. Для указанных параметров СВЧ зонда и объекта полученные зависимости имеют следующий вид:

$$T(h_z) = A_2 + \frac{(A_1 - A_2)}{1 + (\frac{h_z}{m})^p},$$

где  $A_1, A_2, m, p$  – коэффициенты, зависящие от  $\epsilon$  и  $\text{tg}\delta$  объекта и радиуса острия и практически не зависящие от теплофизических параметров объекта.

Соответствие аппроксимирующей зависимости и точных значений иллюстрируется точками на графиках рис. 3.

В целом, эти данные позволяют допускать возможность нетрудоёмкого оптимального проектирования бесконтактных СВЧ зондов для локального разогрева полупроводников и диэлектриков.

## 3. ВЛИЯНИЕ ЗАЗОРА НА КИНЕТИКУ РАЗОГРЕВА

Исследование кинетики разогрева должно охватывать, в первую очередь, процесс нарастания температуры в различных условиях. Учитывая инерционность влияния различных факторов, необходимо особенно тщательно рассматривать начальный участок и область медленного изменения температуры, которое имеет место при длительном СВЧ воздействии. Непосредственно выделение тепла поглощаемым СВЧ полем является практически безынерционным процессом. Поэтому на начальном участке будет сказываться влияние теплопроводности и теплоемкости объекта. При длительном воздействии СВЧ поля установление температуры, очевидно, будет определяться преимущественно теплопроводностью.

На рис. 4 представлены основные данные по кинетике нарастания при различных значениях воздушного зазора  $h_z$  и для разных форм острия зонда.

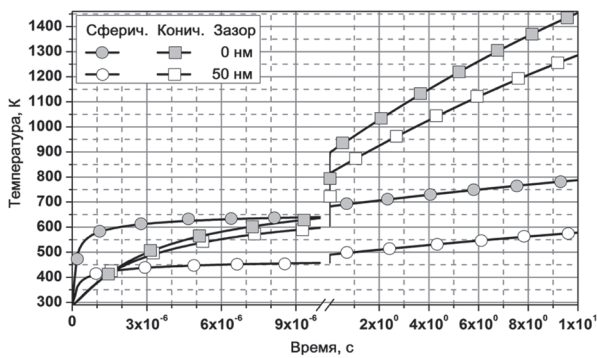


В первую очередь следует отметить, что при острии сферической формы начальный участок более крутой, однако, достижимая температура ниже, чем при острии конической формы. При длительном воздействии такие соотношения качественно сохраняются.

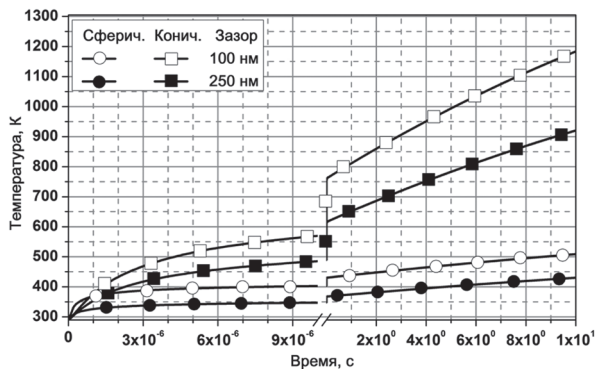
Влияние зазора, при сечении острия менее 10 мкм, особо остро проявляется в области  $h_z$  от 0 до 1 мкм. Физически это объясняется спецификой изменения СВЧ поля в объекте при увеличении зазора (рис. 4, б). Ценность этих сведений в первую очередь определяется количественными соотношениями для достижимых температур и относительной величиной зазора. Однако, при практической реализации необходимо сопоставить потери локальности, имеющие место при разных формах острия (представлено ниже).

#### 4. ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЧ РАЗОГРЕВА ПРИ НАЛИЧИИ ЗАЗОРА МЕЖДУ ЗОНДОМ И ОБЪЕКТОМ

В работе [3] нами показано, что на локальность СВЧ разогрева сильно влияет форма острия зонда. Это в первую очередь связано с зависимостью пространственного распределения СВЧ поля в объекте от поперечного сечения острия и его формы. При сферической форме, влияние радиуса острия начинает проявляться при  $R_{1r} < 1,0$  мкм и  $R_{1r} > 50$  мкм. В диапазоне значений  $50 \text{ мкм} > R_{1r} > 1 \text{ мкм}$  локализация СВЧ поля характеризуется размером порядка 1 мкм и практически не зависит от  $R_{1r}$ .



а



б

Рис. 4. Кинетика роста температуры при сферическом и коническом острии для значений зазора (а)  $h_z=0, 50$  нм и (б)  $h_z=100, 250$  нм

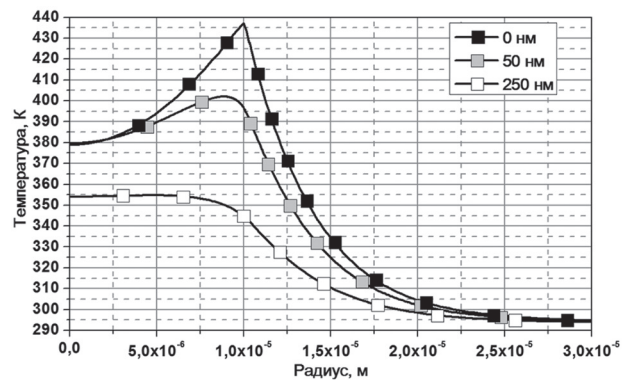
При геометрии острия в форме усеченного конуса распределение поля имеет трубчатый характер и зависит от  $R_{1r}$  во всем диапазоне значений. Это накладывает отпечаток и на локальность разогрева.

На рис. 5 сказанное проиллюстрировано для двух значений времени воздействия СВЧ поля и  $h_z=0$ . На этих же рисунках представлено распределение температуры при наличии зазора. Из приведенных результатов следует, что зазор слабо делокализует разогрев, хотя сильно влияет на достижимую температуру в различных точках локализации.

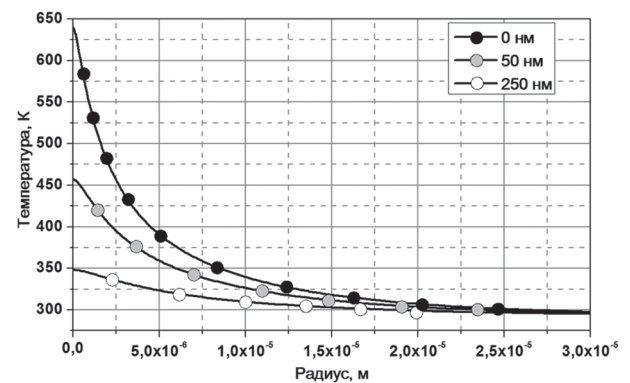
Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при увеличении времени воздействия трубчатость распределения температуры при конической форме острия исчезает вследствие теплопроводности материала.

Результаты оценки влияния зазора на распределение разогрева по глубине объекта представлены на рис. 6. Очевидно, что профиль температуры не искажается существенно. Однако, абсолютное значение достижимой температуры подвержено сильной зависимости от зазора.

Следовательно, изменением величины зазора можно в широких пределах варьировать разогрев по глубине. Поперечная делокализация не происходит, если оценивать ее как изменение разогрева относительно оси острия.



а



б

Рис. 5. Распределение температуры по поверхности при различных значениях зазора и времени воздействия для конического ( $t_{\text{возд}} = 1$  мкс) (а) и сферического ( $t_{\text{возд}} = 10$  мкс) (б) острий

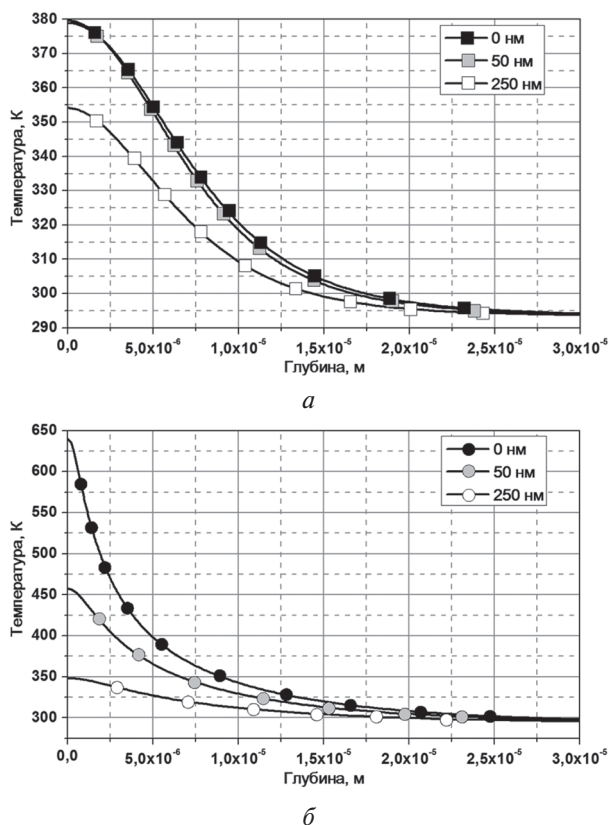


Рис. 6. Распределение температуры по глубине в объекте при различных значениях зазора и времени воздействия для конического зазора ( $t_{\text{возд}}=1$  мкс) (а) и сферического ( $t_{\text{возд}}=10$  мкс) (б) острей

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В результате проведенных исследований осуществлена оценка влияния зазора между зондом и объектом на локальный СВЧ разогрев материалов микро- и нанoeлектроники.

Проведенные исследования позволяют установить, что введение зазора имеет слабое влияние на локальность разогрева как при использовании сферического острей, так и с коническим острей. Однако достижимая температура подвержена сильной зависимости от величины зазора, благодаря чему можно в широких пределах варьировать разогрев по глубине.

Отдельно следует отметить влияние формы острей на кинетику разогрева. Из проведенных исследований видно, что при использовании сферического острей на начальном участке разогрева скорость нарастания температуры значительно выше, чем при использовании конического острей. Однако, при дальнейшем нагреве достижимая температура выше при использовании конического острей.

В работе приведена интерполяция зависимости достижимой температуры от величины зазора на область малых зазоров (порядка  $10^{-9}$  м), что позволяет допускать возможность нетрудоёмкого оптимального проектирования бесконтактных СВЧ зондов для локального разогрева полупроводников и диэлектриков.

**Литература**

- [1] *Thompson Keith*. Millisecond microwave annealing: Driving microelectronics nano / Thompson Keith, Booske J.H., Ives R.L. // Journal of vacuum Science and Technology. Microelectronics and Nanometer Structures. 2005. — Vol. 23, № 3. — P. 970–978.
- [2] *Неволин В. К.* Зондовые нанотехнологии в электронике / В. К. Неволин // Техносфера; Смоленск, 2014. — С. 176.
- [3] *Гордиенко Ю.Е.*, Кинетика локального СВЧ разогрева полупроводников и диэлектриков / Ю.Е. Гордиенко, С.Ю. Ларкин, Н.И. Слипченко, Е.Л. Щербак // Радиотехника : науч.-техн. сб. — Х., 2014. — С. 98–104.
- [4] *Jerby, E.* The microwave drill / E. Jerby, V. Dichtyar, O. Aktushev, U. Groszlick // Science. — 2002. — Vol. 298. — P. 587–589.
- [5] *Gordienko Yu.Ye.* The model of numerical investigation of highly localized thermal effect of the microwave electromagnetic field upon semiconductive substances / Yu.Ye. Gordienko, Ye.P. Taran. // Telecommunications and Radio Engineering. — 2013. Vol. 72. — № 20. — P.1899–1913.
- [6] *Гордиенко Ю.Е.*, Основы высоколокальной СВЧ сенсорики / Ю. Е. Гордиенко, И. Н. Бондаренко, Я. И. Лепих, А. М. Проказа // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. — 2014. — Т. 11, № 4. — С. 18–26.
- [7] *Anlage S. M.* Principles of near-field microwave microscopy / S. M. Anlage, V. V. Talanov, A. R. Schwartz // Scanning probe microscopy. Electrical and electro-mechanical phenomena at the nanoscale. — 2007. — Vol. I. — P. 215–253.

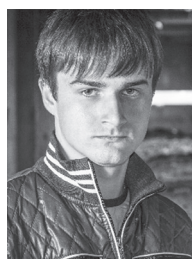
Поступила в редколлегию 23.09.2015



**Гордиенко Юрий Емельянович**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: СВЧ диагностика материалов, сред и объектов; сканирующая микроволновая микроскопия проводников, полупроводников и диэлектриков, СВЧ модификация полупроводниковых материалов.



**Левченко Андрей Владимирович**, инженер 1-й категории кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: СВЧ модификация полупроводниковых материалов, микро- и нанoeлектроника.



**Щербак Евгений Леонидович**, аспирант кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: СВЧ модификация полупроводниковых материалов, микро- и нанoeлектроника.

УДК 537.533.35

**Вплив зазору між зондом і об'єктом на високолокальний скануючий НВЧ нагрів матеріалів** / Гордиенко Ю. О., Левченко А. В., Щербак Е. Л. // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 15. — № 3. — С. 240–245.

В роботі досліджуються особливості впливу повітряного зазору при локальному НВЧ розігріві напівпровідникових і діелектричних матеріалів. Дослідження здійснюються теоретично за результатами чисельного спільного розв'язання рівнянь Максвелла і теплопровідності для системи, що містить локальний НВЧ зонд, який взаємодіє з об'єктом через повітряний зазор. Випромінювання зонда має ближньопольовий характер, специфічний для скануючої мікрохвильової мікроскопії. Показано, що кінетика і локальність встановлення температури в об'єкті істотно залежать від величини зазору в діапазоні його значень, порівнянних з перетином вістря зонда. При сферичній формі вістря зазор більш суттєво послаблює нагрів, практично не впливаючи на його делокалізацію.

*Ключові слова:* НВЧ, нагрів, напівпровідник, діелектрик, технологія, теорія, мікроелектроніка, поле, температура, локальність, зонд, модифікація, зазор.

Іл.: 06. Бібліогр.: 07 найм.

UDC 537.533.35

**Influence of a gap between a probe and an object on highlocalized scanning microwave heating of materials** / Gordienko Yu.Ye., Levchenko A.V., Csherbak Ye.L. // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 240–245.

This paper investigates the features of the air gap influence at the local microwave heating of semiconductor and dielectric materials. Studies are carried out theoretically by the results of numerical joint solutions of thermal conductivity and Maxwell's equations for a system containing a local microwave probe that interacts with an object through an air gap. The radiation of the probe has a near-field nature that is specific for scanning microwave microscopy. It is shown that the kinetics and temperature establishment localization in the object substantially depend on the size of the gap between its values that are comparable with the cross section of the probe tip. Using the spherical shape of the tip the gap weakens the heating significantly, almost without affecting its delocalization.

*Keywords:* microwave, heating, semiconductor, dielectric, technology, theory, microelectronics, field, temperature, locality, probe, modification, gap.

Fig.: 06. Ref.: 07 items.

УДК 530.1

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, КАК ОСНОВА АБСОЛЮТНОГО ГРАВИМЕТРА

*А.С. МАТВИЕНКО, Ю.П. МАЧЕХИН, А.И. ПОВРОЗИН*

---

Основываясь на фундаментальном физическом явлении – гравитационном красном смещении частоты электромагнитного излучения в поле массивных объектов в настоящей работе предлагается методика практической реализации измерения частотных сдвигов высокостабильных лазерных источников, обусловленных влиянием гравитационного поля Земли [1]. Зная величины частотных сдвигов и высоту расположения лазера над уровнем земли, методика позволяет вычислить ускорение свободного падения с точностью соизмеримой с точностью абсолютного лазерного гравиметра [2].

*Ключевые слова:* частотные сдвиги, гравитационное красное смещение частоты, ускорение свободного падения, принцип эквивалентности Эйнштейна, стабилизированные по частоте лазеры.

### ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальные основы общей теории относительности позволяют понять целый ряд космологических явлений, описываемых теоретическими моделями. Однако, экспериментальная проверка многих этих явлений требует очень высокоточных средств измерений. Еще в середине пятидесятих прошлого века В.Л. Гинзбург [3], основываясь на результатах анализа созданных к тому времени молекулярных частотных генераторов, провел оценку возможности экспериментальной проверки частотного сдвига спектральных компонент под влиянием гравитационного поля. В то время трудность регистрации гравитационного смещения была связана с относительной малостью величины рассматриваемого эффекта и наличием доплеровского смещения линий. В оптике минимальное заметное относительное смещение частоты оценивалась величиной  $10^{-7}$ . В радиофизическом диапазоне ( $\lambda \sim 3$  см) эта величина составляла  $10^{-13}$ .

Более подробный анализ был проведен в работе Н.Г. Басова и коллег [4] с учетом возможностей квантовых молекулярных и атомарных стандартов частоты. Первый эксперимент, подтверждающий влияние гравитационного поля на частоту электромагнитного излучения был проведен Паундом и Ребки [5] и до сих пор считается единственным экспериментальным подтверждением влияния гравитации вблизи поверхности земли на частоту электромагнитного поля. Опыт позволил измерить релятивистское смещение частоты  $\gamma$ -лучей в поле тяготения Земли с точностью до 4 %.

В настоящее время развитие высокостабильных лазеров на основе охлажденных ионов и атомов, а также стабилизированных по частоте фемтосекундных лазеров позволяют выполнять измерения гравитационного сдвига оптических частот.

Если разность частот двух лазеров в течение длительного времени контролировалась и была измерена с неопределенностью  $10^{-16}$ – $10^{-17}$ , то эта величина позволяет зафиксировать эффект гравитационного смещения оптической частоты. При помещении одного из лазеров на искусственный спутник Земли, то на разность частот будет влиять как эффекта Доплера 1-го так и 2-го порядка.

Для измерения гравитационного смещения частоты необходимо, прежде всего, исключить влияние эффекта Доплера 1-го порядка. Для этого необходимо уменьшить расстояние между лазерами до десятка метров, но при этом стабильность частоты излучения должна быть на несколько порядков больше, чем в случае расположения лазера на околоземной орбите, но при этом влияние эффекта Доплера 1-го порядка будет пренебрежимо малым. Это условие позволяет только по измерению разности оптических частот определять основную характеристику неоднородного гравитационного поля. Следует отметить, что подобное рассмотрение возможно в линейном приближении теории Эйнштейна, т. к. только в этом приближении сохраняет смысл понятие ньютоновского потенциала.

В силу принципа эквивалентности, обоснованного в 1911 г. А.Эйнштейном [1], увеличение энергии электромагнитного излучения при прохождении разности гравитационных потенциалов, приводит к увеличению энергии фотона на величину  $hf/c^2 \Delta\phi$ . С другой стороны, время пролета излучения от источника до наблюдателя, т. е.  $h/c$ , где  $h$  – расстояние между пространственными точками. В эквивалентной координатной системе, если  $gh/c$  мало ( $g$  – ускорение силы тяжести), эффект Доплера первого порядка приводит к увеличению частоты на величину равную  $gh/c^2$  и наблюдатель фиксирует частоту равную

$$f_2 = f_1(1 + gh/c^2). \quad (1)$$

Коэффициент  $g/c^2$  составляет величину  $10^{-16}$ , поэтому изменение частоты можно зарегистрировать при нестабильности частот используемых лазеров  $10^{-17}$  и менее. Поскольку необходимые высокостабильные лазеры были разработаны в последние 10–15 лет, то, естественно, в шестидесятых годах, возможности работать в оптическом диапазоне не существовало. В связи с поиском возможных способов экспериментальной проверки гравитационного смещения оптических частот Паунд и Ребка использовали эффект Мессбауэра.

Эксперимент, проведенный Паундом и Ребка, основанный на эффекте Мессбауэра и описанный в [5], был положен в основу ядерных распадов, а именно  $\gamma$ -переход 14,4 кЭв  $\text{Fe}^{57}$  с временем жизни 0,1 мкс и  $\gamma$ -переход  $\text{Zn}^{67}$  с энергией 93 кЭв и временем жизни 9,4 мкс. В проведенных экспериментах наблюдалось смещение частоты излучения распада от резонанса, когда источник и приемник, поглотитель, находились на различных высотах, которое приводило к смещению до половины пикового сечения рассеяния. Для  $\text{Fe}^{57}$  это высота составила 3 км, а для  $\text{Zn}^{67}$  – около 5 м. Среди более поздних экспериментов в других частях спектрального диапазона электромагнитных волн, можно отметить, радиофизический метод, основанный на использовании радиоизлучения в метровом диапазоне [6]. Измерение разности частот между двумя лазерами позволяет определить ускорение свободного падения.

В этой связи, целью настоящей работы было обоснование технических условий, необходимых для проведения экспериментов по определению сдвига оптической частоты излучения стабилизированного лазерного источника под влиянием гравитационного поля.

## 1. УСЛОВИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ

Эффект изменения частоты излучения связывается со временем распространения излучения в неоднородном гравитационном поле массивного тела. Влияние гравитации Земли на частоту электромагнитного излучения, проявляющееся в гравитационном фиолетовом смещении [7], можно зафиксировать и оценить, измеряя сдвиг оптической частоты одного лазера по отношению к другому лазеру, которые находятся на заданном расстоянии между собой. Опорный лазер располагается на поверхности Земли. Если у обоих лазеров частоты излучения стабилизируются по частотным реперам, между которыми устанавливается заданное частотное расстояние  $\Delta f$ , которое может иметь величину от герц до сотен мегагерц. Чтобы определить влияние гравитационного поля на частоту оптического излучения, можно использовать либо дифференциальный, либо интегральный метод измерений. В настоящей работе используется дифференци-

альный метод, который позволяет напрямую, основываясь на гравитационных потенциалах, определять ускорение свободного падения.

Уравнение измерений, основанное на дифференциальном методе, получено в условиях разложения гравитационного потенциала  $u$  вблизи точки наблюдения  $u_0$ . Точки с гравитационными потенциалами  $u_0$  и  $u_1$  разнесены по высоте над Землей на достаточно малое расстояние  $\Delta H$ , на котором переменная  $u$  изменяется по линейному закону. Тогда, ограничиваясь, для упрощения анализа, линейными по  $\Delta H$  членами разложения, получаем выражение для потенциала вблизи точки наблюдения:

$$u_1 = u_0 + \frac{\partial u}{\partial H} \Delta H + \dots \quad (2)$$

Поскольку вертикальный градиент потенциала является не чем иным, как ускорением силы тяжести  $g = \frac{\partial u}{\partial H}$ , то с учетом (2) получим связь между частотным сдвигом и величиной  $g$ , которая описывается уравнением

$$\frac{f_0 - f_1}{f_0} = g \frac{\Delta H}{c^2}. \quad (3)$$

Предел отношения приращения оптической частоты к величине приращения высоты представляет собой величину пропорциональную ускорению свободного падения. Поэтому, измеряя разностную оптическую частоту  $\Delta f = f_0 - f_1$  при регистрации расстояния  $\Delta H$ , можно определить значение  $g$ :

$$g = \frac{\Delta f}{f} \frac{c^2}{\Delta H}. \quad (4)$$

Для точного измерения расстояния  $\Delta H$  можно использовать лазерный измерительный интерферометр с погрешностью измерения расстояния 1,5 мкм/м (измерительный интерферометр типа LSP-30-Compact [8]). Используемые в эксперименте лазеры должны иметь долгосрочную стабильность частоты излучения, которая должна позволить измерять изменение частоты излучения, обусловленное влиянием гравитационного поля.

При измерении разности оптических частот, следует учесть, что регистрируется только абсолютное значение разности оптических частот, а знак измеряемой разницы частот в условиях выбранных условий эксперимента остается постоянным и неизменным. Для исследуемого в настоящей работе вопроса знание знака разницы оптических частот не играет принципиальной роли, тогда, когда при уточнении положений ОТО и фундаментальных положений космологии знак разности частот очень важен. Чтобы осуществить необходимый эксперимент долгосрочная ( $> 10$  с) относительная стабильность частоты излучения лазера должна характеризоваться величиной менее  $10^{-16}$ . Следует обратить внимание на тот факт, что до последнего времени

использовались только естественные оптические источники излучения, в то время как искусственные источники, к которым относятся различные типы лазеров, обладают преимуществами по своим частотно-временным и пространственным характеристикам излучения, в первую очередь высокой стабильностью частоты излучения. Эти преимущества позволяют существенно повысить точность частотных измерений. В зависимости от условий реализации схемы измерений можно выделить два предельных случая. В первом случае используется небольшая база между лазерами, в пределах от 1 до 10 метров, во втором случае реализация измерительной схемы осуществляется при большой (от 100 м до 400 км) базе между лазерами.

С учетом (4) уравнение погрешности для случая, когда измеряются отдельно  $f_2$  и  $f_1$ , имеет вид [6]

$$\frac{\sigma_g^2}{g^2} = 2 \cdot \left[ \frac{c^2}{g \cdot \Delta H} \right]^2 \cdot \frac{\sigma_f^2}{f^2} + \frac{\sigma_{\Delta H}^2}{(\Delta H)^2}. \quad (5)$$

Кроме того, при этом измеряются не отдельные частоты, а непосредственно разница этих частот, потому получаем уравнение погрешности для дифференциального метода в виде

$$\frac{\sigma_g^2}{g^2} = \frac{\sigma_{\Delta H}^2}{(\Delta H)^2} + \frac{\sigma_{\Delta f}^2}{(\Delta f)^2}. \quad (6)$$

Требуемая точность измерения ускорения свободного падения  $\sigma_g = 5$  мкГ, т.е. та величина, которая соответствует современным абсолютным гравиметрам (типа ГАБЛ и FG-5).

$$\frac{\sigma_g}{g} = \frac{5 \cdot 10^{-6} \Gamma}{10^3 \Gamma} = 5 \cdot 10^{-9}. \quad (7)$$

Расстояние между лазерами  $\Delta H$  выбрано небольшим – 10 м, что позволяет выполнять измерение ускорения свободного падения процессом быстро и оперативно. Это расстояние перед основными измерениями уточняется с помощью измерительного лазерного интерферометра, типа LSP-30-Contrast. Погрешность такого интерферометра при линейных измерениях составляет 1,5 мкм/м. Поэтому в рассматриваемом случае  $\sigma_{\Delta H} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м/м} \cdot 10 \text{ м} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .

$$\frac{\sigma_{\Delta H}}{\Delta H} = \frac{1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}}{10 \text{ м}} = 1,5 \cdot 10^{-6}. \quad (8)$$

Для больших расстояний необходимо использовать фазовые дальнометры, погрешность измерения у которых зависит от методов прецизионных фазовых измерений.

Разность частот между двумя используемыми лазерами  $\Delta f = |f_1 - f_2|$  измеряется с помощью оптической гетеродинной системы. Опорная частота  $f_1$  лазера, который располагается на опорной плоскости, определяется типом выбранного лазера, его системой стабилизации частоты и используемым естественным частотным репером. Частота  $f_2$  второго лазера, так же стабили-

зируется по естественному частотному реперу и отстоит от частоты  $f_1$  на небольшую фиксированную величину  $f_2 = f_1 + \Delta f$ . С другой стороны, изменение частоты излучения при распространении по вертикали описывается выражением

$$f_2 = (f_1 + \Delta f)(1 + \alpha h). \quad (9)$$

Здесь  $\alpha = g/c^2$  – погонный коэффициент увеличения частоты на каждом метре прохождения излучения, он оценивается величиной  $10^{-16}$ .

Разность частот  $|f_1 - f_2(h)|$  кроме значений частотных реперов, по которым стабилизируется частота излучения лазеров, может варьироваться от нескольких кГц до десятков МГц.

$$\Delta f = f_1 - f_2(h) = \Delta f + (f_1 + \Delta f) \alpha h. \quad (10)$$

Частотный сдвиг  $\Delta f$ , обусловленный гравитационным влиянием, при условии, что  $\Delta f$  исключается методом гетеродинирования в радиотехническом диапазоне частот, оценивается как

$$\Delta f = f_1 \alpha h = 10^{-16} \cdot 10 \cdot 5,0 \cdot 10^{14} \text{ Гц} = 5 \cdot 10^{-1} \text{ Гц}. \quad (11)$$

Чтобы зарегистрировать эту величину частотного сдвига, стабильность оптической частоты должна позволить измерить этот частотный сдвиг.

Из (6) и (8) следует, что величина неопределенности измерения разности частот определяется из условия

$$\frac{\sigma_{\Delta f}}{\Delta f} = 10^{-6},$$

$\sigma_{\Delta f} = \Delta f \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-6} = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Гц}$ , что является требованием, которое реализуемо в современных условиях.

## 2. ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящее время, при стабилизации частоты некоторых лазеров используются частотные реперы на основе охлажденных атомов или ионов [9]. Например, используя охлажденные ионы стронция 88 в качестве частотного репера на длине волны 674 нм, достигнута стабильность излучения, которая характеризуется относительной стандартной неопределенностью  $4 \cdot 10^{-15}$ . На атомах стронция 87 (698 нм) получена относительная неопределенность не более  $1 \cdot 10^{-15}$ , на ионах иттербия 171 (467 нм) получена относительная стандартная неопределенность  $1,3 \cdot 10^{-15}$ . Такая высокая стабильность частоты излучения стала возможной благодаря использованию конденсата Бозе-Эйнштейна, в который переводит лазерное охлаждение пары атомов и ионов. Этим термином называют вещество, охлажденное практически до температуры абсолютного нуля (разница не должна превышать миллионных долей градуса). Если атомы вещества находятся в указанном квантовом состоянии, то весь массив вещества превращается в единую квантовую систему, которую иногда называют оптической па-токой [10].

Оптическая патока позволяет использовать атомарные линии поглощения без доплеровского уширения, поэтому можно добиться стабилизации частоты с предельно малой относительной стандартной неопределенностью (табл. 1).

Достигнутые к настоящему времени успехи в стабилизации частоты лазерных источников излучения, позволяют выбрать тип частотного репера, который обеспечит необходимую стабильность частоты излучения. Перечень современных высокостабильных по частоте лазеров приведен в табл. 1, по всей вероятности этот список будет постоянно расширяться, поскольку совершенствуются как методы охлаждения атомов и ионов, и в перспективе будут разработаны методы охлаждения молекул. Поэтому, основываясь на возможности создания компактных стандартов частоты на основе охлажденных атомов и ионов, можно начинать проработку экспериментальной установки для измерения гравитационного сдвига частоты лазерного излучения.

На первом этапе экспериментального изучения влияния гравитационного поля на частоту лазерного излучения, можно использовать расстояния между лазерами, соответствующее расстоянию до спутника на околоземной орбите. Следуя выражению (11), при расстоянии  $h = 400\,000$  метров частотный сдвиг можно оценить величиной в 20 кГц. В этом случае не требуются лазеры с высокой стабилизацией частоты. Поскольку величина сдвига оптической частоты пропорциональна величине расстояния между лазерами, то при большом расстоянии не требуется для измерений высокой стабильности частоты излучения.

В настоящее время космические исследования Земли по геофизическим параметрам являются одним из наиболее динамично развивающихся направлений дистанционного зондирования Земли. Учитывая исключительную важность оперативной информации о характеристиках гравитационного поля для ре-

шения многих научно-технических и прикладных задач в таких отраслях, как геодезия, геофизика, охрана окружающей среды и др. Если для таких масштабных экспериментов можно использовать такие лазеры как Nd:YAG/I<sub>2</sub>, то относительная неопределенность измерения частоты которого может быть 10<sup>-13</sup>.

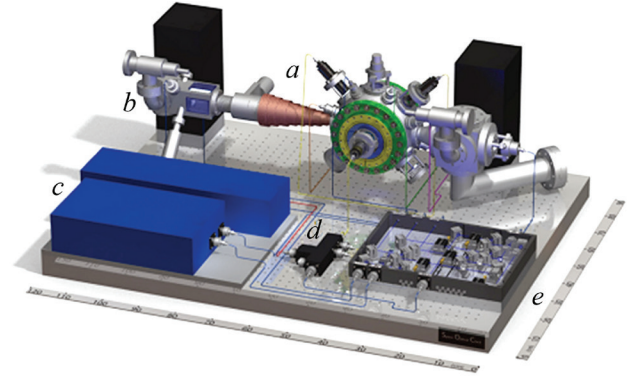


Рис. 1. 3D модель транспортабельного источника охлажденных атомов стронция [9]:

- a* – вакуумная система,
- b* – высокоэффективная печь,
- c* – лазер с длиной волны излучения 461 нм,
- d* – кластер дихроического волоконного порта,
- e* – компактный макет для управления оптомеханическими узлами

При выполнении измерений вблизи поверхности земли при небольших расстояниях, таких как 10 метров, необходимо использовать лазеры, приведенные в табл. 1. В этом случае, измеряемая разность частот используемых лазеров невелика, поэтому требуется высокая стабильность частот у самих используемых лазеров. Главная проблема использования одного этих лазеров заключается в том, что в том виде, в котором сейчас эти лазеры работают, их необходимо сконструировать для работы в полевых и рабочих условиях.

Решить задачу по созданию высокостабильного лазера для реальных условий применения, при условии компактности конструкции представляет очень сложную задачу. Одной из по-

Таблица 1

Диапазон	Поглощающее вещество	Переход	Точное значение	Относительная стандартная неопределенность
674 нм	Стронций, <sup>88</sup> Sr <sup>+</sup>	5s <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> -4d <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	$f=444\,779\,044\,095\,485,3\text{ Hz}$ $\lambda=674\,025\,590,863\,136\text{ fm}$	$4,0 \times 10^{-15}$
698 нм	Стронций, <sup>88</sup> Sr	5s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -5s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	$f=429\,228\,066\,418\,012\text{ Hz}$ $\lambda=698\,445\,608,419\,374\text{ fm}$	$1 \times 10^{-14}$
698 нм	Стронций, <sup>87</sup> Sr	5s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -5s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	$f=429\,228\,004\,229\,873,4\text{ Hz}$ $\lambda=698\,445\,709,612\,754\text{ fm}$	$1 \times 10^{-15}$
657 нм	Кальций <sup>40</sup> Ca	<sup>1</sup> S <sub>0</sub> - <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	$f=455\,986\,240\,494\,140\text{ Hz}$ $\lambda=657\,459\,439,291\,683\text{ fm}$	$1,8 \times 10^{-14}$
729 нм	Кальций <sup>40</sup> Ca <sup>+</sup>	4s <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> -3d <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	$f=411\,042\,129\,776\,395\text{ Hz}$ $\lambda=729\,347\,276,793\,95\text{ fm}$	$1,5 \times 10^{-14}$
467 нм	Иттербий <sup>171</sup> Yb <sup>+</sup>	6s <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> -4f <sup>13</sup> 6s <sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>	$f=642\,121\,496\,772\,645,6\text{ Hz}$ $\lambda=466\,878\,090,060\,496\text{ fm}$	$1,3 \times 10^{-15}$
436 нм	Иттербий <sup>171</sup> Yb <sup>+</sup>	6s <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> -5d <sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>	$f=688\,358\,979\,309\,307,1\text{ Hz}$ $\lambda=435\,517\,610,739\,688\text{ fm}$	$3 \times 10^{-15}$
578 нм	Иттербий <sup>171</sup> Yb	6s <sup>2</sup> <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -6s6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	$f=518\,295\,836\,590\,865,0\text{ Hz}$ $\lambda=578\,419\,575,916\,161\text{ fm}$	$2,7 \times 10^{-15}$

пытках разработать такой лазер на основе частотного репера — охлажденных ионов стронция, была разработка, проведенная сотрудниками Физико-технического института (Германия, Брауншвейг). В результате был создан относительно компактный стандарт частоты для космического применения.

Готовая экспериментальная установка три года работала в лабораторных условиях. Ее общий вид представлен на двух фотографиях. Общая масса транспортабельной системы около 240 кг [9].

На рис. 2 приведен общий вид действующего макета стандарта частоты, который показывает необходимый объем и уровень проведения исследований и разработок для создания измерительного лазера, входящего в состав комплекса измерения изменений частоты лазера, обусловленных гравитационным полем.

Другим, реперным, лазером, который должен входить в состав измерительного комплекса может быть фемтосекундный лазер со сверхшироким спектром излучения. Главная особенность используемого лазера заключается не только в ширине спектра излучения, но и в его частотной стабильности. На рис. 3 приведен общий вид фемтосекундного лазера с активной средой Cr:LiSAF, которая накачивалась двумя AlGaInP лазерными диодами с общей мощностью накачки около 90 мВт [12]. Необходимость в использовании этого типа лазера обусловлена не только требуемой стабильностью частотной сетки спектра излучения, но и возможностью создания компактной конструкции. Основание имело размеры 22×28 см, на котором были размещены все основные оптические и электронные элементы, включающие систему накачки, источник питания и система управления электронными узлами. Наиболее перспективной конструкцией фемтосекундного лазера в настоящее время можно считать волоконный кольцевой лазер, работающий в диапазоне 1,5 мкм [14]. Лазер волоконной конструкции не требует юстировки, что, безусловно, является практическим преимуще-

ством этого лазера при его использовании в полевых условиях.

Приведенный фемтолазер интересен тем, что он компактный и может быть основой транспортабельного варианта, однако, такой основной параметр, как кратковременная и долговременная стабильность частоты повторения и частотного сдвига в нулевой частотной точке в статье не приведена.

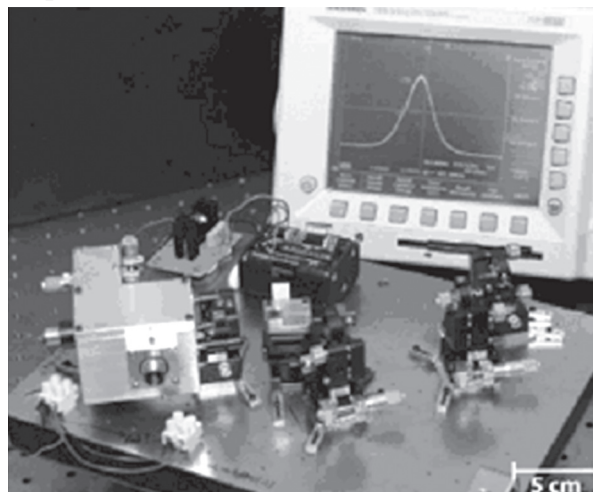


Рис. 3. Компактный фемтосекундный лазер [11]

Исследование частотного спектра фемтолазеров проводилось неоднократно. Можно привести результаты исследований, проведенные около 15-ти лет назад, которые показали, что разность частот между двумя лазерами характеризовалась дисперсией при 100 с времени усреднения величиной  $10^{-17}$  [11]. С другой стороны, по данным фирмы Menlo Systems разработаны и изготавливаются фемтолазеры, у которых за время усреднения 100 с параметр Алана не превышает  $10^{-18}$  [13].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, постановка задачи измерения влияния гравитационного поля на частоту излучения лазера заключается в следующем. Два лазера со стабильными частотными характеристиками размещаются в двух пространствен-

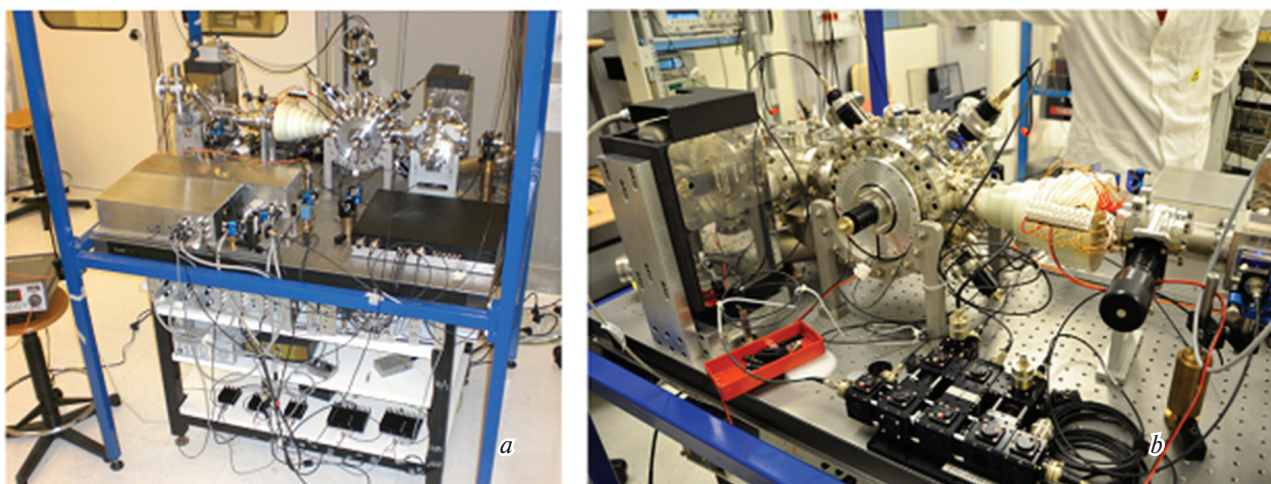


Рис. 2. Общий вид стандарта частоты на стронции 88



ных точках на произвольном расстоянии между ними, при этом один лазер на поверхности земли, а другой на некотором возвышении над ним. Излучение от верхнего лазера с помощью зеркальной системы направляется на фотодиод совместно с излучением от референтного лазера (рис. 4).

Оптическая схема, представленная на рис. 4, включает все основные элементы, необходимые для прецизионных измерений оптических частот. Изначально необходимо измерять разность частот второго лазера и фемтосекундного в случае, когда оба лазера находятся на земле.

Для этого воспользуемся схемой, которая включает основные элементы, необходимые для прецизионных измерений оптических частот. В состав данной схемы входят: фемтосекундный лазер 1, система поворотных зеркал 2, второй лазер 3, микрообъектив 4, фотодиод 5, спектроанализатор 6, частотомер типа ЧЗ-63 7.

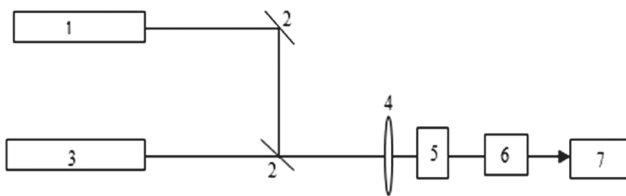


Рис. 4. Оптическая структурная схема оптического гравиметра

При распространении излучения в гравитационном поле изменяется частота излучения.

В рассматриваемой конфигурации измерительной схемы, в качестве реперного источника используется фемтосекундный лазер со сверхшироким спектром излучения. Стабилизация частотной сетки, стабильность которой обеспечивается не хуже  $10^{-18}$ . Ширина линии излучения у такого лазера обычно бывает в несколько килогерц и меньше.

Другой лазер также с узкой шириной линией и очень высокой стабильностью излучения ( $\sim 10^{-17}$ ), по-видимому, должен быть один из лазеров из табл. 1, но с улучшенными частотными характеристиками.

После фотодиода, полученный радиосигнал с частотой, соответствующей разности оптических частот, регистрируется спектроанализатором и измеряется частотомером типа ЧЗ-63. Измерение разностной частоты обеспечивает установление абсолютного значения разности оптических частот, которая используется при вычислении абсолютного значения ускорения свободного падения. Вторая измеренная величина — расстояние между лазерами, которое устанавливается с помощью лазерного интерферометра, также используется при вычислениях.

Учитывая экспериментальное доказательство сдвига частоты электромагнитного поля в слабо неоднородном гравитационном поле, в настоящей работе обсуждалась возможность измерения воздействия гравитационного поля Земли

на частоту лазерного излучения. Точность, с которой можно вычислить эту величину, определяется в первую очередь стабильностью частоты используемых лазерных источников и точностью измерения расстояния между лазерами. В работе приведены условия выполнения измерений как на небольших расстояниях, так и на расстояниях, сравнимых с расстояниями до спутниковых орбит. Такие результаты измерения могут быть применены в области геодезии, оптической передаче времени и измерениях расстояний. Кроме того, сравнение оптических стандартов частоты по типу «космос-земля» и «земля-земля» будут использованы для исследования общей теории относительности Эйнштейна.

#### Литература

- [1] *A. Einstein*, Ann. Phys., 35, 898, 1911.
- [2] *T.M. Niebauer, G.S. Sasagawa, J.E. Faler, R. Hill, F. Klopping*. A new generation of absolute gravimeters, Metrologia, 1995, vol. 32. — P. 159–180.
- [3] *В.Л. Гинзбург*. Экспериментальная проверка общей теории относительности, УФН, 1956, т. LIX, вып. 1. — С. 11–49.
- [4] *Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, А.Н. Ораевский и др.* О возможности исследования релятивистских эффектов с помощью молекулярных и атомных стандартов частоты, УФН, т. LXXXV, вып.1. — С. 3–59.
- [5] *P.V. Паунд*, О весе фотонов, УФН, 1960 г., т. 72, вып. 4. — С. 673–683.
- [6] *С.А. Матвиенко*. Концептуальный проект геофизического микроспутника, Наука та інновації, 2014, Т. 10, № 6. — С. 5–15.
- [7] *Pound R.V.* Gravitational Red-Shift in Nuclear Resonance / R. V. Pound, G. A. Rebka Jr. // Physical Review Letters. — 1959. — № 3 (9). — P. 439–441.
- [8] *Rzepka J., Pienkowski J., Pawolka H., Sambor S.* Two-frequency interferometer with phase shift measurement // Optica Applicata. — 1997. — Vol. XXVII, No 4. — P. 251–254.
- [9] *M. Schioppo, G.M. Tino, N. Poli, M.G. Tarallo, D.V. Sutyryn et al.*, Development of a transportable laser cooled strontium source for future applications in space, Proceedings of the 24th European Frequency and Time Forum, 8p., 13-16 April, 2010, ESA/ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- [10] *P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Rils, S. Chu*, Optical molasses and multilevel atoms: theory, J. Opt.Soc. Am. B/Vol. 6, No.11, 1989. — P. 2058–2071.
- [11] *S.A. Diddams, L. Hollberg, L.S. Ma, L. Robertsson*. Femtosecond-laser-based optical clockwork with instability  $\leq 6,3 \times 10^{-16}$  in 1 s, Optics Letters, vol. 27, #1, 2002. — P. 58–60.
- [12] *Kuleshov N.V., Lagatsky A.A., Podlipensky F.V., et al.* OSA Trends in Optics and Photonics, vol. 10, Advanced Solid State Lasers, 1997. — P. 415–419.
- [13] [www.menlosystems.com](http://www.menlosystems.com)
- [14] *Walton, B.R., Margolis, H.S.; Tsaturian, V.; Gill, P.* Transportable optical frequency comb based on a mode-locked fibre laser Optoelectronics, IET (Volume:2, Issue: 5), 2008. — P. 182–187.

Поступила в редколлегию 15.09.2015



**Матвиенко Сергей Анатольевич**, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Директор по развитию бизнеса ПАО «НПК «Курс», г. Киев. Научные интересы: космические исследования, методы измерения параметров гравитационного поля, орбитальный сервис.



**Мачехин Юрий Павлович**, доктор технических наук, лауреат Государственной премии Украины в области науки и техники, заслуженный метролог Украины, академик Академии наук прикладной радиоэлектроники, заведующий кафедрой физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: лазерная измерительная техника и оптоэлектронные приборы.



**Поврозин Анатолий Иванович**, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, старший научный сотрудник Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт». Научные интересы: мощные лазерные системы, лазерные технологии и измерения.

УДК 530.1

**Взаємодія гравітаційного поля і лазерного випромінювання, як основа абсолютного гравіметра** / А.С. Матвієнко, Ю.П. Мачехін, А.І. Поврозін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 246–252.

Грунтуючись на фундаментальному фізичному явищі — гравітаційному червоному зсуві частоти електромагнітного випромінювання в поле масивних об'єктів у цій роботі пропонується методика практичної реалізації вимірювання частотних зрушень високостабільних лазерних джерел, обумовлених впливом гравітаційного поля Землі [1]. Знаючи величини частотних зрушень і висоту розташування лазера над рівнем землі, методика дозволяє обчислити прискорення вільного падіння з точністю, сумірною з точністю абсолютного лазерного гравіметра [2].

*Ключові слова:* частотні зрушення, гравітаційне червоне зміщення частоти, прискорення вільного падіння, принцип еквівалентності Ейнштейна, стабілізовані за частотою лазери.

Табл.: 01. Лл.: 04. Бібліогр.: 14 найм.

UDC 530.1

**The interaction of the gravitational field and laser radiation as the basis of an absolute gravimeter** / A. S. Matvienko, Yu. P. Machekhin, A. I. Povrozin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 246–252.

Based on the fundamental physical phenomenon — the gravitational red shift of the frequency of electromagnetic radiation in the field of massive objects the present paper proposes a method of measuring the practical implementation of the frequency shifts of highly stable laser sources due to the influence of the Earth's gravitational field [1]. Knowing the magnitude of the frequency shifts and the height of the laser on the ground level, the methodology allows us to calculate the acceleration of gravity with an accuracy comparable to the precision of an absolute laser gravity meter [2].

*Keywords:* frequency shifts, frequency gravitational redshift, acceleration of gravity, Einstein's equivalence principle, frequency-stabilized lasers.

Tab.: 01. Fig.: 04. Ref.: 14 items.

## ЛОКАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ

---

---

УДК 621.396.67

### ШИРОКОПОЛОСНАЯ АНТЕННА ДЛЯ МОБИЛЬНОЙ СВЯЗИ

А.И. КАРПОВ, К.А. ЛУКИН, Н.А. СИВОЗАЛИЗОВ

---

На основе оптимизации электрических характеристик разработана широкополосная антенна для систем мобильной связи и пригодная для установки на автомобилях и других транспортных средствах. Проведены как компьютерное моделирование антенны, так и экспериментальные измерения ее электрических характеристик. Результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

*Ключевые слова:* широкополосная антенна, электрические характеристики, радиосистемы, телекоммуникации, мобильная связь.

#### ВВЕДЕНИЕ

Развитие систем подвижной связи, в частности переход к системам третьего и четвертого поколения, характеризуется резким повышением скорости передачи информации по каналам связи. Создание беспроводных систем 3G и 4G основывается на использовании широкополосных (ШП) и сверхширокополосных систем (СШП) радиосистем, характеристики которых, в основном, определяются возможностями антенн.

Так, используемые для измерения СШП сигналов рупорные антенны, а также специально разработанный для этой цели вариант рачочного излучателя — антенна большого тока Хармута [1], обладают ограниченной полосой частот. Вибратор с распределенной резистивной нагрузкой и с широкой полосой частот, имеет значительные потери мощности. Другие известные СШП антенны (логопериодические и логоспиральные) с принципиально неограниченной полосой частот непригодны для этой цели из-за сильной фазовой дисперсии, приводящей к существенному искажению формы этих сигналов. Этот недостаток присущ и спиральным антеннам, но как утверждается в работе [2] искажения излучаемого СШП сигнала можно уменьшить. Широкое распространение получили фрактальные антенны, широкополосность которых обусловлена наличием в антенне разномасштабных элементов [3–5].

Тем не менее, продолжается интенсивный поиск и разработка ШП и СШП антенных систем различного назначения, поскольку их отсутствие является сдерживающим фактором развития телекоммуникационных систем мобильной связи. Антенны для беспроводной связи должны одновременно обладать хорошими массогабаритными параметрами, просто интегрироваться в существующие и более сложные системы, иметь приемлемые электрические характеристики (широкая полоса, высокая эффективность, радиационные

свойства), быть надежными, простыми в изготовлении и недорогими. Однако для используемых в подвижной связи электрически малых антенн [6] существуют фундаментальные ограничения, касающиеся их размеров, полосы пропускания и эффективности [7]. Известные из литературы способы их преодоления весьма разнообразны: от решения задачи оптимизации определенного параметра (например, полосы пропускания) [8] до поиска компромисса «полоса пропускания — размеры — эффективность» [9].

Рассматриваемый в данной статье подход к конструированию малогабаритных антенн основан на оптимизации ее параметров с целью получения широкой полосы и высокой эффективности.

#### 1. ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫ: ДОСТИЖЕНИЕ КОМПРОМИССА «ШИРИНА ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ — РАЗМЕРЫ — ЭФФЕКТИВНОСТЬ»

Достижение данного компромисса, т.е. возможность создания малогабаритной высокоэффективной антенны с широкой полосой пропускания была рассмотрена в работе [10].

Вначале исследование такой возможности проводилось в предположении отсутствия тепловых потерь в антенне. На этом этапе было установлено, что оптимальная мощность, отдаваемая антенной в нагрузку, составляет

$$P_{opt} \cong E^2 \lambda^2 / 3200(x, t),$$

где  $E$  — напряженность электромагнитного поля,  $\lambda$  — длина волн.

Поскольку мощность в настроенном и согласованном диполе зависит только от напряженности электромагнитного поля и длины волны можно предположить возможность создания малогабаритной антенны, работающей в широком диапазоне частот с большим коэффициентом полезного действия.

С учетом тепловых потерь, эффективность антенны может быть определена как

$$\eta = 1 - Q_H / Q_{XX},$$

где  $Q_{XX}$  – собственная (холодная) добротность диполя, равная  $Q_{XX} = \rho_A / \rho_{pot}$ ;  $Q_H$  – его добротность с учетом всех потерь как тепловых, так и на излучение, определяемая как  $Q_H = \rho_A / (R_{izl} + R_{pot})$ . Здесь:  $\rho_A$  – волновое сопротивление антенны;  $R_{izl}$  – сопротивление излучения;  $R_{pot}$  – сопротивление тепловых потерь диполя.

Волновое (характеристическое) сопротивление антенны является функцией ее индуктивности  $L_A$  и емкости  $C_A$ :

$$\rho_A = L_A / C_A.$$

Полосу рабочих частот антенны определяет ее нагруженная добротность

$$C_A = 2\Delta f = f_B - f_H = f_0 / Q_H.$$

Здесь  $f_0 = 1/2\pi(L_A C_A)^{1/2}$ , а  $f_0$ ,  $f_B$  и  $f_H$  – средняя, верхняя и нижняя рабочие частоты антенны соответственно.

На основании приведенных соотношений можно сделать вывод, что для увеличения коэффициента полезного действия антенны и расширения ее полосы пропускания необходимо обеспечить высокие значения собственной добротности антенны при минимальных значениях ее нагруженной добротности, т.е. добротности с учетом сопротивления излучения. Однако, в отличие от полногабаритных антенн, в малоразмерных антеннах добиться больших значений сопротивления излучения не удастся, поскольку это сопротивление в значительной степени определяется отношением ее размеров к рабочей длине волны, а оно мало для такой антенны. Поэтому, для достижения поставленной задачи, следует уменьшать волновое сопротивление предложенной антенны и ее омические потери. Для этого, необходимо, по возможности, увеличивать ее собственную емкость и уменьшать индуктивность. Это, как и сокращение омических потерь в антенне, возможно при увеличении ее

ширины и сохранении малых значений ее длины. При этом следует сохранять постоянным отношение индуктивности антенны к ее емкости, поскольку от этого соотношения зависит диапазон рабочих частот антенны.

Согласно этого выбора, была рассчитана и изготовлена антенна для подвижных объектов, предназначенная для размещения на стекле объекта. Ее внешний вид и габаритные размеры показаны на рис. 1. Разработанная антенна обеспечивает работу во всех диапазонах, выделенных для мобильной связи.

Антенна состоит из нагруженного на укорачивающую емкость вибратора и противовеса. Для уменьшения длины вибратора в него введены три одновитковые удлинительные катушки и спиральная катушка, нагруженная на емкостную нагрузку. Емкостной нагрузкой для спиральной катушки служит металлическая пластина.

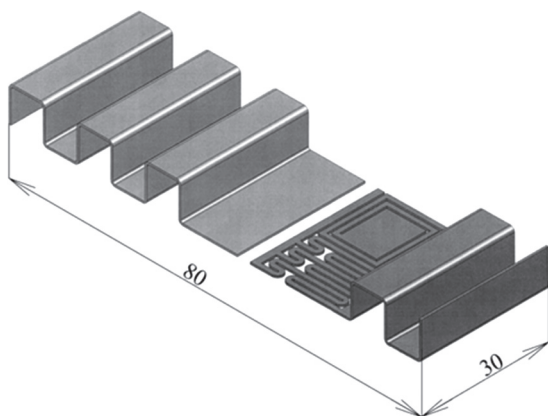
Для уменьшения общей длины антенны противовес и пластина емкостной нагрузки вибратора сделаны гофрированными.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБРАЗЦА АНТЕННЫ

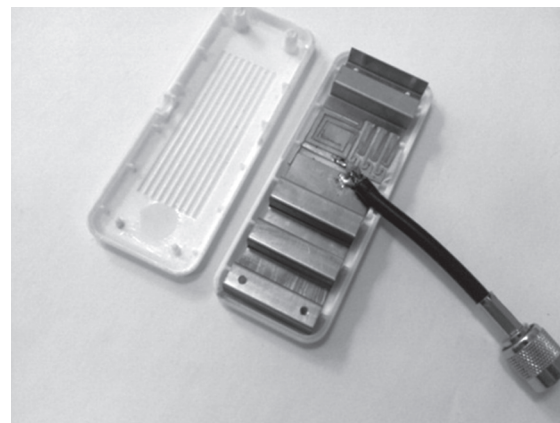
Для данной антенны были проведены теоретические расчеты ее основных электрических характеристик, которые впоследствии сравнивались с результатами испытаний промышленного образца антенны для мобильных телефонов.

На рис. 2 показаны: сплошная кривая – рассчитанная теоретически зависимость КСВн антенны от частоты, пунктирная линия – аналогичная зависимость, полученная экспериментально.

На рис. 2, б показан измеренный КСВн разработанной антенны в диапазоне рабочих частот от 700 до 3000 МГц. Как видно из рисунка, антенна имеет два характерных участка рабочего диапазона частот. Диапазон низких частот: 800–1000 МГц для AMPS и GSM стандартов и диапазон высоких частот: 1700–3000 МГц для стандартов PCS, DCS, CDMA.



а



б

Рис. 1. Широкополосная антенна для мобильной связи: а – схематическое изображение антенны и ее габаритные размеры; б – фотография антенны

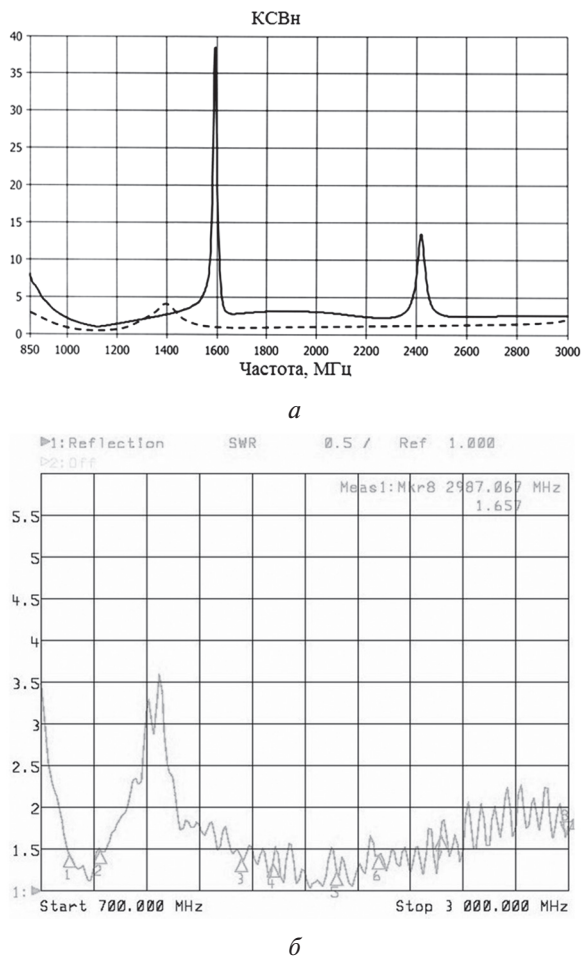


Рис. 2. Диапазонные характеристики исследуемого образца широкополосной антенны: *а* – рассчитанный (сплошная линия) и измеренный (пунктирная линия) КСВн; *б* – измеренный КСВн в диапазоне частот от 700 до 3000 МГц

Полученная при помощи компьютерного моделирования зависимость коэффициента усиления антенны от частоты, показана на рис. 3 сплошной линией. Здесь же пунктиром показана экспериментально полученная зависимость усиления антенны от частоты. Из рисунка видно, что антенна имеет некоторое возрастание коэффициента усиления в верхнем диапазоне частот. Это происходит в результате возрастания относительной (электрической), длины антенны на высокочастотных участках ее рабочего диапазона частот.



Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления антенны от частоты

На рис. 4 показаны теоретически рассчитанный (сплошная линия) и экспериментально установленный (пунктирная линия) вид диаграммы направленности антенны в плоскости *H* на средней частоте рабочего диапазона.

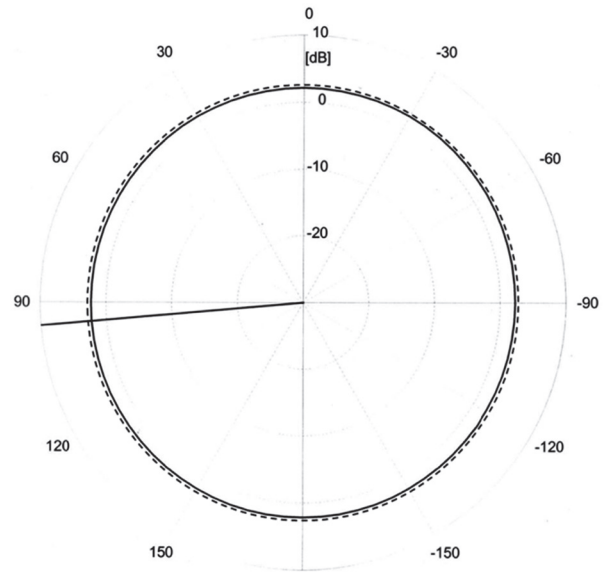


Рис. 4. Теоретически рассчитанный (сплошная линия) и экспериментально установленный (пунктирная линия) вид диаграммы направленности антенны в *H*-плоскости на средней частоте рабочего диапазона

Экспериментально снятые характеристики диаграмм направленности антенны в плоскостях *E* и *H* для низкочастотных и высокочастотных участков рабочего диапазона частот показаны на рис. 5, *а* и рис. 5, *б*, соответственно.

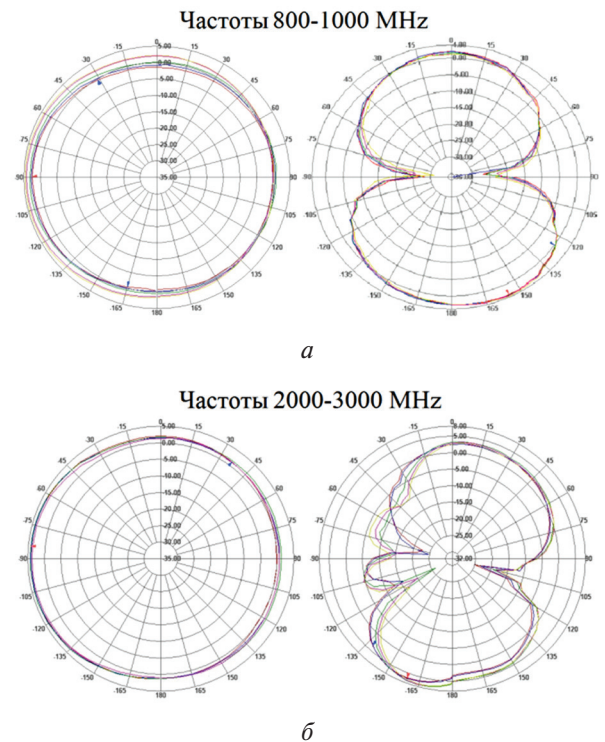


Рис. 5. Диаграммы направленности антенны в нижнем (*а*) и в верхнем (*б*) диапазонах частот

Как видно из приведенных графиков предложенная методика расчета и проектирования

малогабаритных, высокоэффективных, широкополосных антенн дает высокие результаты по электрическим параметрам и неплохое соответствие расчетных и экспериментальных данных. Так, при длине менее 80 мм, что составляет 0.2 длины волны на нижней частоте работы антенны, антенна имеет коэффициент перекрытия по частоте 4:1, при КСВн не хуже 1.5:1. Усиление изменяется от 4.3 dBi на нижней, до 5.0dBi на верхней частотах рабочего диапазона частот антенны.

### ВЫВОДЫ

В данной работе приведены описание и принципы конструирования широкополосной и высокоэффективной малогабаритной антенны для диапазона мобильной связи (от 800 до 3000 МГц). Приведены также результаты эмпирической оптимизации, компьютерного моделирования и испытаний экспериментального образца. Важно отметить, что размер антенны  $80 \times 30 \times 5$  мм<sup>3</sup> меньше четверти длины волны в нижней части рабочего диапазона. При этом антенна обеспечила КСВн меньше чем 1,5:1 при коэффициенте усиления 4–5 dBi.

Испытания антенны показали ее пригодность для установки на автомобилях и других средствах передвижения.

### Литература

- [1] *Почанин Г.П.* Випромінювання надшироко-смугових імпульсних електромагнітних полів антенами великого струму Хармута // Автореферат канд. дис. Харків, 2003. — 14 с.
- [2] *Яцкевич В.А.* Спиральные антенны для излучения сверхширокополосных сигналов // Антенны-1997-Вып. 1 (38). — С. 61–63.
- [3] *Werner, D. H. and S. Ganguly*, An overview of fractal antenna engineering research, *IEEEAP Magazine*. — Vol. 45, 38–57, Feb. 2003.
- [4] *Azari, A. and J. Rowhani*, Ultra wideband fractal antenna design, *IATED ARP*, Maryland, USA, 2008.
- [5] *Cohen, N.*, Fractal antenna application in wireless tele-communications, *Proceedings of Electronics Industries Forum of New England*, 43–49, 1997.
- [6] *Lee W.C.Y.* Mobile communication engineering // New York, Mc-Graw-Hill, 1998.
- [7] *Wheeler H.A.* Fundamental limitations of small antennas // *Proceedings of IRE*. — 1947. — Vol. 35. — P. 1479–1484.
- [8] *Lau K.L., Li P., Luk K.M.* A monopolar patch antenna with very wide impedance bandwidth // *IEEE Trans. Antennas Propag.* — 2005. — Vol. 53. — No. 2. — P. 655–661.
- [9] *Jofre L., Cetiner B.A., Flaviis F. De*, Miniature multi-element antenna for wireless communications // *IEEE Trans. Antennas Propag.* — 2002. — Vol. 50, No. 5. — P. 658–669.

- [10] *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 // *Proc. Int. Conf. "Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals"*. — Kharkiv, 2014. — P. 139–142.

Поступила в редколлегию 15.09.2015



**Карпов Александр Иванович**, кандидат технических наук, старший научный сотрудник Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Специализируется в области радиосвязи и антенной тематики.

**Лукин Константин Александрович**, фото и сведения об авторе см. на с. 216.



**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 по радиоканалам, теория СШП сигналов и процессов.

УДК 621.396.67

**Широкосмугова антена для мобільного зв'язку /** О.І. Карпов, К.О. Лукин, М.А. Сивозализов // *Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал*. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 253–256.

На основі оптимізації електричних характеристик розроблено широкосмугову антену для систем мобільного зв'язку, яка є придатною для встановлення на автомобілях та інших транспортних засобах. Проведені як комп'ютерне моделювання антени, так і експериментальне вимірювання її електричних характеристик. Результати чисельних розрахунків добре узгоджені з експериментальними даними.

*Ключові слова:* широкосмугова антена, електричні характеристики, радіосистеми, телекомунікації, мобільний зв'язок.

Л.: 5. Бібліогр.: 10 найм.

UDC 621.396.67

**Broadband antenna for mobile communication /** A.I. Karpov, K.A. Lukin, M.A. Syvozalizov // *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 253–256.

A broadband antenna for mobile communication was designed with the help of empirical parameter optimization and computer simulation of its electrical characteristics. The antenna developed operates in the mobile frequency bands and is suitable for mounting on cars and other vehicles. The results of numerical computation are in a good agreement with experimental data.

*Keywords:* broadband antenna, electrical characteristics, radiosystems, telecommunications, mobile communication.

Fig.: 5. Ref.: 10 items.

## SAR TOMOGRAPHY FOR SHORT RANGE APPLICATIONS USING MIMO GROUND BASED NOISE WAVEFORM SAR

KONSTANTIN LUKIN, PAVLO VYPLAVIN, VOLODYMYR PALAMARCHUK, SERGIY LUKIN, ANDRII SHELEKHOV, NIKOLAI ZAETS, KONSTANTIN S. VASYUTA

SAR tomography based upon MIMO concept with channels time-division is described. Preliminary results of its experimental validation using Ka-band ground based noise waveform SAR are presented. Two different linear synthetic apertures have been used for both transmitting and receiving antennas oriented in vertical and horizontal directions, respectively. Range resolution in SAR tomography is determined by power spectrum width of the transmitted signal, while its cross-range resolution is defined by both 2D aperture dimensions and working wavelength.

*Keyword:* noise radar, noise waveform SAR, SAR tomography, antenna with pattern synthesizing.

### INTRODUCTION

Tomographic 3D imaging of partially transparent scenes may be implemented, for instance, via generation of a series of 2D images as cross-range slices at different range bins which is possible to implement when applying both a high resolution radar and 2D aperture synthesis for each range bin. Earlier we have demonstrated implementation 3D tomographic imaging of a laboratory room interior using Noise Radar Technology [1, 2] and 2D real aperture synthesis [3].

The paper is devoted to investigation and implementation of millimeter wave band SAR tomography technique based upon Multiple-Input-Multiple-Output (MIMO) principle with time-division of signals in transmit/receive (Tx/Rx) channels. We briefly describe MIMO operational mode for 2D aperture synthesis which has been implemented with the help of Ka-band (36.5 GHz) ground based noise SAR and Antenna with Beam Synthesizing [3, 4]. In the following section the algorithm for 3D image generation using data acquired in MIMO SAR mode is given schematically. The last section of the paper is devoted to description of the results of outdoor experiments on 2D and 3D imaging of realistic scenes.

#### 1. MIMO GROUND BASED NOISE SAR

The principle of tomographic 3D imaging consists in illumination of an object of interest with a wideband signal enabling high enough range resolution and in formation of 2D aperture for providing cross-range (angular) resolution required. Dielectric materials in the scene, such as plastics and organic materials will cause partial reflection of the waves and partial transmission so they will be seen as partially transparent. Having the reference signal sampled we can vary its delay and thereby perform range focusing. This enables generation of 2D images (tomographic slices) for every range bin inside transparent object in the scene. In this way, application of noise waveform with wide enough power spectrum bandwidth enables layer-by-layer visualization of a semitransparent scene and, therefore, generation of its tomographic 3D image. Noise SAR [1, 2, 5] transmits random signals and assures coherent reception of the scattered waves that provides information on their amplitude

and phase. Noise waveform with a variable power spectrum width enables controlling the radar resolution along the range, which is the 3rd coordinate of the tomographic image. The range resolution is defined by the power spectrum bandwidth as follows:  $c/2B$ , where  $c$  is light propagation velocity.

Usually, for 2D aperture synthesis mechanical motion of Tx and/or Rx antennas over a planar synthetic aperture is performed with transmission and reception of signals, at the equidistant grid nodes. Positioning system for such 2D movement may be complex and expensive. We suggested generation of virtual 2D synthetic aperture via moving of both Tx and Rx antennas along orthogonal directions. 2D scan is done in the following way: Tx antenna takes its first position, and Rx antenna performs SAR scan along horizontal path. After that, Tx antenna is displaced to another position along vertical path, and a new SAR scan is performed by the Rx antenna. Every scan of the Rx antenna enables generation of a 2D image in the plane of Rx synthetic aperture. For different Tx antenna positions, those images will contain information on phase shift of the signal due to movement of the Tx antenna phase center. The information may be used for cross-range (angular) compression.

In this way, application of MIMO 2D aperture synthesis and noise waveform that give both angular and the range resolutions, enables tomographic 3D imaging described in the sections below.

#### 2. ALGORITHM FOR TOMOGRAPHIC SAR IMAGING

Tomographic SAR under consideration has separated Tx and Rx antennas with beam synthesizing. Phase center (radiator/receiver) of the antenna can be moved along its aperture. Radar returns are sampled during data acquisition, when varying radiator / receiver positions for scene imaging. We suppose that Tx radiator phase center was placed at  $N$  positions along its aperture. At each of these positions, radiator of the Tx antenna did not move when transmitting continuous waveform (CW) noise signal. Part of the transmitted signal was coupled, sampled and used as a reference signal, while Rx antenna phase center was sequentially placed at  $M$  positions along Rx antenna

aperture, where the radar returns have been received during the integration time. Both the reference and the received radar return are down converted, sampled and saved in on-board memory. We assume that every record of both the reference and the radar returns contains  $L$  samples. This gives two 3D arrays of samples:  $S_{m,n,l}$  for the reference signal  $X_{Ref}(t, r_T, r_T)$  and  $C_{m,n,l}$  for the radar returns  $X_{RR}(t, r_R, r_T)$ , where  $r_T$  and  $r_R$  are coordinates of SAR Transmit and Receive antenna, respectively;  $m = 1 \dots M$ ,  $n = 1 \dots N$ ,  $l = 1 \dots L$ .

The first step in the signal processing is a standard one for the SAR imaging: so called range compression, which gives range profiles. The profiles are related to every realized combination of the Tx and Rx radiator/receiver positions. This can be done via estimation of cross correlations between the received signals and the reference signals. In case of noise radar the intermediate frequency (IF) copy of the transmitted signal  $X_{Ref}(t, r_R, r_T)$  is to be used as the reference function:

$$R(\tau, r_T, r_R) = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{T+\tau} X_{Ref}(t, r_T, r_T) X_{RR}(t, r_T, r_R) dt,$$

where  $\tau$  is mutual delay between the reference signal and the radar returns, acquired when signal propagating from transmitter towards a scene point and back to the receiver:

$$\tau = \tau(r, r_R, r_T) = \{|r - r_T| + |r - r_R|\} / c,$$

which is the function of the coordinates  $r$  of the point of interest and the Tx/Rx antennas positions:  $r_T, r_R$ . The cross-correlation is estimated in frequency domain. The range resolution may be improved using adaptive algorithms, designed for such signal processing [6, 7].

The second step in the signal processing is the angular compression. It can be done either separately for azimuth and elevation planes, or alternatively, as a single procedure. The idea of the angular compression can be explained as follows. We choose a point of interest in the scene. If a target is present at this point, it will leave responses in the range profiles acquired at all the antenna positions. Both compensation of the phase shifts acquired by signals when propagating towards the point and back to every position of Rx receive antenna and further summation of the radar returns will result in a peak, if the target really existed in the point of interest. In this way, the resulting value, assigned to the 3D pixel is:

$$I(r) = \frac{1}{L_T L_R} \iint_{L_T L_R} R[r_T, r_R, \tau(r, r_T, r_R)] e^{j\omega\tau(r, r_R, r_T)} dr_T dr_R,$$

where  $\omega$  is circular carrier frequency of RF signal.

This equation may be rewritten in discrete form:

$$I(r) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N R_{m,n,\tau} e^{j\omega\tau(r, m, n)}. \quad (1)$$

Eq.(1) enables formation of tomographic SAR image and its cross section along any plane provided proper transformation of the coordinates. Known properties of sounding signal enable application of

detection rule to the generated images [8, 9]. Note that the approach (1) properly modified enables generation of the images with multistatic passive system, as well [10, 11].

Thus 2D aperture synthesis in combination with range resolution capability of wideband noise signals gives a possibility of performing tomographic SAR images in both active and radiometric modes. Usage of random waveform gives such benefits as absence of range ambiguity and improving immunity against external electromagnetic interferences, providing high EMC performance [1–5].

### 3. TOMOGRAPHIC SAR IMAGING

Tomographic SAR imaging experiments have been carried out using Ka-band (36 GHz – 36.5 GHz) Ground Based Noise Waveform (GB NW) SAR [4]. Noise CW with 480 MHz band width and 1 mW transmit power was used as a sounding signal. Special type of millimeter wave antennas, the antenna with pattern synthesizing [3], was used for both 2D and tomographic SAR imaging (Fig. 1).

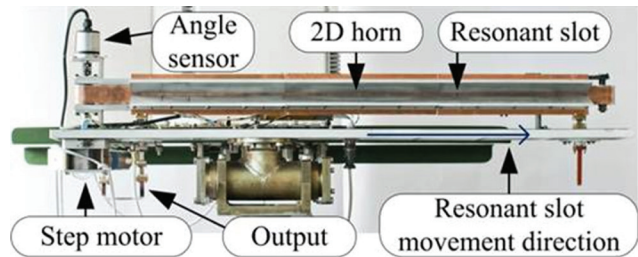


Fig. 1: Ka-band Antenna with Pattern Synthesizing

In those antennas, a vertically oriented half-lambda transmit/receive slot antenna moves along a real aperture when transmitting/receiving signals. One antenna of that type has been oriented vertically for the random signal transmission while another antenna with pattern synthesizing was fixed horizontally for the radar returns reception (Fig. 2).



Fig. 2: Ground Based Noise Waveform SAR for MIMO mode with time division of Tx and Rx channels

Each antenna has synthetic aperture length of 0.7 m, which defined angular resolution in elevation and azimuth. Further application of 1D or 2D aperture synthesis along with range compression technique enables generation of 2D SAR images and 3D images, respectively. In this way, the designed experimental setup allowed obtaining coherent images in vertical transmit and horizontal receive (VH) cross-polarization MIMO mode.



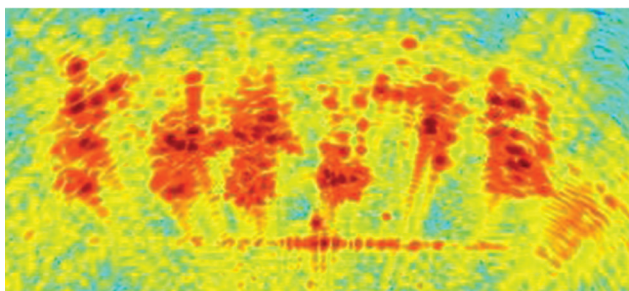
Radar returns and reference signals were down converted to IF band and sampled with a fast analog-to-digital converter (ADC) from GaGe Company. The ADC has two 1 GHz instant pass-band channels with 1Gs/s sampling rate and 8 bit depth resolution. The sampled radar returns and reference signals are processed in a PC using the above algorithm (1). Dynamic range of the generated images reaches 42 dB which is determined by 7 bit effective depth resolution of the ADC.

The first measurements were carried out inside the LNDES laboratory room with concrete walls, ceiling and floor. A polyethylene sphere covered with aluminum foil was placed in the middle of the room. The sphere was used as the reference target. At the same time, inside the room there were several laboratory tables with electronic devices and equipment, PCs, metal chairs and multiple metal objects. The measurements allowed validating the suggested tomographic SAR method. In particular, they have shown that both range and angular resolutions obtained are in a good agreement with their theoretical expectations.

Series of outdoor imaging experiments was carried out using the same Ka-band GB NW SAR equipment [5]. Noise CW with 480 MHz band width and 300 mW transmitted power was used as a sounding signal. The area for tomographic SAR imaging contains some vehicles and radars, shown in Fig. 3, *a*. Fig. 3, *b* shows SAR image of the scene where we may observe good identification of all targets.



*a*



*b*

Fig. 3. Photo of the scene (*a*) and its SAR image (*b*)

Fig. 4 shows 2D slice of the tomographic image along the planes inclined by 10 deg., 20 deg. and 30 deg. It is seen that unlike the first SAR picture, which contains images of all vehicle and also concrete step in the front of the scene, the second picture shows only image of the vehicles without concrete step, while the third image shows only radar antenna reflector. These

results clearly illustrate capability of the MIMO Noise SAR to generate tomographic SAR images.

Multiple reflections from all the neighboring created a harsh condition for precise phase preserving measurements. However application of Noise signals with wide enough power spectral density and coherent reception of the noise radar returns enabled performing both radar coherent imaging and millimeter wave tomography in harsh conditions.

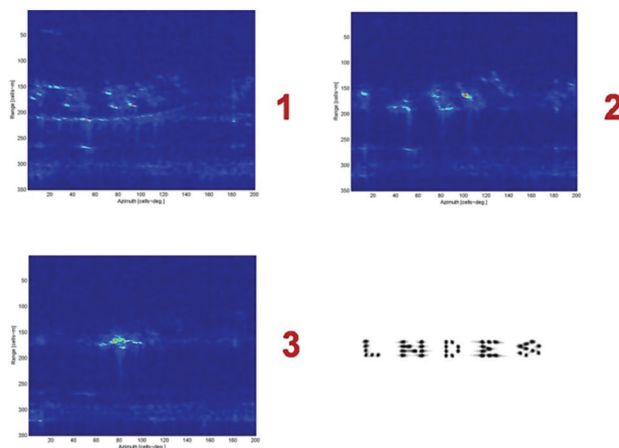


Fig. 4. Azimuthal slices in 3D image of the scene of fig. 2 for three different elevations: 1 – about 10 deg.; 2 – about 20 deg. and 3 – about 30 deg.

Another tomographic SAR imaging experiment was carried out with the help of different GB NW SAR configuration shown in Fig. 5. This SAR has only one transmit antenna and has ability to rotate in elevation plane around horizontal axes of the receive antenna. It has been deployed in the window of a room at the 5th floor of a building (20 m height) to image the yard shown in the Fig. 6, *a*. In this way, transmit antenna was changing its position along an arch and illuminating the scene.



Fig. 5. Ground Based Noise Waveform SAR with horn transmit antenna

Fig. 6, *b* shows one of SAR images of that scene. The image was for  $-10$  deg. elevation angle. Bright area in the middle of the SAR image relates to reflections from pine trees, which also made well pronounced shadow behind them. After that shadowed area, the SAR was able to receive signals reflected by

the building in the left side of the scene and far group of trees.

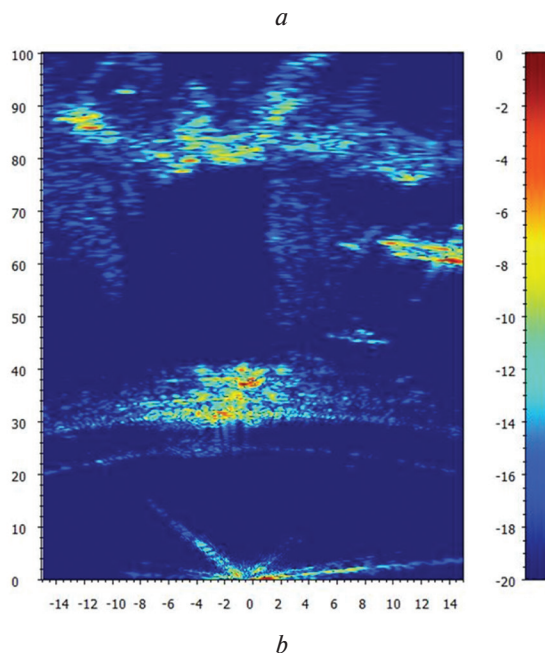


Fig. 6. Photograph of the yard (a) and its SAR image (b)

Finally, the bright spot in the right side of the SAR image is due to reflections from the main building. Collected data for different elevation angle give a possibility to generate SAR images in elevation plane. The latter enables generation of 3D SAR images as well. Range and angular resolutions obtained are in a good agreement with their theoretical values.

## CONCLUSIONS

Tomographic SAR imaging based upon MIMO concept, Aperture Synthesis and Noise Radar Technology has been considered experimentally and validated experimentally. We have carried out experiments on generation of 3D images, using Ka-band continuous waveform noise radar [5] and two antennas with pattern synthesizing [4]. In these experiments, we have shown both generation of 3D images and capability of focusing the scene targets responses in 3D space, using the proposed approach. The method enabled implementation of Noise SAR Tomography which is promising in many applications, in particular, for homeland security; covert detection of terrorists inside and outside buildings; and others.

## Acknowledgement

Paper has been supported in part by FP-7 Project SCOUT, Grant №607019 and SfP NATO Project №NUKR.SFPP 984809

## References

- [1] K.A. Lukin. Noise Radar Technology // Telecommunications and Radio Engineering, Vol. 55, No. 12. – P. 8–16, 2001.
- [2] K.A. Lukin. Noise Radar Technology: the Principles and Short Overview // Applied Radio Electronics, Vol. 4, No. 1. – P. 4–13, 2005.
- [3] K.A. Lukin et al. 2D and 3D imaging using S-band noise waveform SAR // Proc. of the 3rd International Asia-Pacific Conference on Synthetic Aperture Radar (APSAR-2011). – P. 1–4, 2011.
- [4] K.A. Lukin. Sliding Antennas for Noise Waveform SAR // Applied Radio Electronics, Vol. 4, No.1. – P. 103–106, April 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. – P. 233–243, August 2008.
- [6] K. Lukin, P. Vyplavin, V. Palamarchuk, O. Zemlyaniy, V. Kudriashov, S. Lukin. Capabilities of noise radar in remote sensing applications // Proc. of the IEEE Tyrrenian Workshop on Advances in Radar and Remote Sensing (TyWRRS 2012). – P. 10–17.
- [7] V. Kudriashov. A modified maximum likelihood method for estimation of mutual delay and power of noise signals by bistatic radiometer // C. R. Acad. Bulg. Sci., Vol. 68, No. 5. – P. 631–640, January 2015.
- [8] D. Tarchi, K. Lukin, J. Fortuny-Guasch, A. Mogyla, P. Vyplavin, A. Sieber. SAR imaging with noise radar // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, Vol. 46, Iss. 3. – P. 1214–1225, July 2010. DOI: 10.1109 / TAES.2010.5545184
- [9] V.V. Kudriashov. Non-stationary Random Wiener Signal Detection Criterion Variants for Case of Monostatic Reception // Proc. of the 7th Balkan Conference in Informatics, Article No. 30. – P. 1–4, 2015. DOI: 10.1145 / 2801081.2801089.
- [10] K.A. Lukin, V.V. Kudriashov, P.L. Vyplavin, V.P. Palamarchuk, S.K. Lukin. Coherent radiometric imaging using antennas with beam synthesizing // International Journal of Microwave and Wireless Technologies, Vol. 7, Spec. Iss. 3-4. – P. 453–458, June 2015. DOI: http://dx.doi.org/10.1017 / S1759078715000550
- [11] V. Kudriashov. Non-Stationary Random Wiener Signal Detection with Multistatic Acoustic System // Proc. of the Fourth International Conference on Telecommunications and Remote Sensing, ICTRS 2015. – P. 49–53, 2015.

Manuscript received September, 30, 2015



**Konstantin Lukin**, Dr. Sci., Professor, Head of Laboratory for Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine, Kharkov, Ukraine, IEEE Fellow, Head of Research Group “Noise radar technology” at the NATO Science & Technology Organization. Research interests: generation of chaotic oscillations, digital signal processing noise radar technology ground based noise SAR for remote sensing and SAR Tomography.



**Pavlo L. Vyplavin** received his B.Sc. and M.Sc. degrees in radiophysics from V. N. Karazin Kharkiv State University in 2003 and 2004, respectively. From 2005 to 2015, he worked as a research fellow at LNDES of O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine. In 2011, he defended his Ph.D dissertation in physics and mathematics under supervision of Prof. K. Lukin. His research interests include noise radars, SAR imaging, antenna arrays, pulsed Doppler radars, and signal processing.



**Palamarchuk Vladimir Petrovich** graduated from Kharkov State University (Faculty of Radiophysics, Microwave Physics Department) Ukraine. He is chief engineer of the LNDES at the O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine. His research fields include microwave technology and noise radar. He is coauthor of more than 20 papers in scientific journals and a number of conference presentations.



**Sergiy K. Lukin** was born in 1987. He graduated from Kharkiv National Aerospace University 2008 and joined Laboratory for Nonlinear Dynamics of Electronic Systems in O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine. He currently holds the position of junior researcher. Field of interest: FPGA, signal processing, software-defined radar, software development.



**Shelekhov Andrii** graduated from Karazin National University, Kharkov, Faculty of Radiophysics. He has joined National Scientific Center «Institute of Metrology» in 2000. He was engaged in research on frequency stabilization of 'He-Ne/J2'— laser and other lasers. Since 2014 he is with Laboratory for Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, LNDES, at O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics, National Academy of Science of Ukraine. His current research interest is in noise radar technology for short-range applications; millimeter wave antenna design and SAR image generation and processing. He has 12 scientific publications.



**Zaets Nikolai Kuzmich** graduated from the Physics Faculty of Kharkov State University in 1973. Since 1975 he is with O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine. Currently he is a Leading research engineer of the Department for nonlinear dynamics of electronic systems, O.Ya. Usikov Institute for

Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine. Field of research and interests: the automation of research in experimental physics; optoelectronic devices and systems; sensors of physical quantities; measurement of displacements in the nanometer range.

**Konstantin S. Vasyuta**, Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of the Faculty of automated systems and ground support aviation At the Kharkiv Air Force University. Research interests: steganography in telecommunication systems; dynamic chaos in radio engineering systems, signal processing.



УДК 621.396.67(967)

**РСА томографія на основі наземного МІМО шумового РСА 8-мм діапазону** / К. Лукін, П. Виплавін, В. Паламарчук, С. Лукін, А. Шелехов, М. Заец, К. Васюта // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 257–261.

Описана РСА томографія, заснована на концепції МІМО радарів з часовим поділом каналів. Дві лінійних взаємно ортогональних антени з синтезуванням діаграми спрямованості були використані як передавальна і приймальна антени, орієнтовані у вертикальному та горизонтальному напрямках, відповідно. Роздільна здатність за дальністю в РСА томографії визначається шириною спектра потужності переданого сигналу, а його роздільна здатність в поперечному напрямку визначається розмірами апертур антен і робочою довжиною хвилі. Представлені попередні результати її експериментальної перевірки з використанням наземного шумового РСА 8-мм діапазону.

*Ключові слова:* шумовий радар, наземний шумовий РСА, РСА томографія, антена з синтезуванням діаграми спрямованості.

Іл.: 6. Бібліогр.: 11 найм.

УДК 621.396.67(967)

**РСА томографія на основі наземного МІМО шумового РСА 8-мм діапазону** / К. Лукін, П. Виплавін, В. Паламарчук, С. Лукін, А. Шелехов, Н. Заец, К. Васюта // Прикладна радіоелектроніка: научн.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 257–261.

Описана РСА томографія, основана на концепції МІМО радарів з часовим поділом каналів. Дві лінійних взаємно ортогональних антенні з синтезуванням діаграми направленості були використані в якості передаючої і прийомної антенні, орієнтованих в вертикальному і горизонтальному напрямках, відповідно. Розрешаюча здатність по дальності в РСА томографії визначається шириною спектра потужності передаваного сигналу, а його розрешаюча здатність в поперечному напрямку визначається розмірами апертур антенні і робочою довжиною хвилі. Представлені попередні результати її експериментальної перевірки з використанням наземного шумового РСА 8-мм діапазону.

*Ключевые слова:* шумовой радар, наземный шумовой РСА, РСА томография, антенна с синтезированием диаграммы направленности.

Ил.: 6. Библиогр.: 11 назв.

УДК 620.378.325

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКИ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

*О.В. АФАНАСЬЕВА, Н.А. ЛАЛАЗАРОВА*

---

Импульсное лазерное излучение интенсивно упрочняет сталь при закалке. Работа посвящена определению влияния длительности импульса и количества импульсов на структуру и свойства упрочнённого слоя сталей 20 и 40.

*Ключевые слова:* импульсное лазерное излучение, лазерная закалка стали, микротвёрдость, количество импульсов.

### ВВЕДЕНИЕ

Технике нового поколения необходим большой запас надёжности и долговечности, в том числе и за счет увеличения износостойкости деталей машин и механизмов. До 90 % машин выходят из строя вследствие преждевременного износа их деталей. Так как поверхностный слой деталей, который играет важную функциональную роль в механическом поведении твёрдых тел, подвергается наиболее интенсивным внешним воздействиям, то его структура и свойства оказывают решающее влияние на работоспособность изделия в целом. Среди основных достижений в области прогрессивных технологий упрочнения материалов можно выделить одно из наиболее перспективных направлений повышения эксплуатационных характеристик поверхности деталей — лазерную обработку, которая посредством целенаправленного изменения структуры материалов лазерным лучом позволяет получать нетрадиционные комбинации физических, химических и механических свойств в поверхностных рабочих слоях.

Лазерный нагрев относится к одному из видов скоростного нагрева и происходит в условиях, отличающихся от равновесных. Это приводит к тому, что температуры фазовых превращений смещаются от равновесных значений — при нагреве в сторону высоких температур, при охлаждении — в сторону низких. Степень перегрева и степень переохлаждения также зависят от скорости нагрева или охлаждения.

При воздействии лазерного излучения в зависимости от времени воздействия и энергии излучения, а также от режимов работы лазера скорости нагрева достигают величин  $10^4 \dots 10^8 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$ , а скорости охлаждения —  $10^3 \dots 10^4 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такие режимы нагрева и охлаждения приводят к образованию пересыщенных твердых растворов с мелкодисперсными структурами вплоть до аморфных. В результате формируется слой с повышенной твердостью, с хорошим сопротивлением износу и схватыванию при трении.

Высокая скорость нагрева и охлаждения приводит к закалке отдельных участков, что обеспечивает модификацию поверхностного слоя и его высокую твердость. Кроме того, благодаря высокой скорости охлаждения идет процесс диспергирования, который также способствует упрочнению поверхности. Такая обработка дает положительный результат при изготовлении трущихся деталей электронной техники (например, при работе считывающих головок и др.).

Другой особенностью лазерного нагрева является его локальный и импульсный характер (он сохраняется и для непрерывного излучения).

Еще одной особенностью лазерной обработки, обусловленной ее локальностью, является сопровождающая данный процесс автозакалка объемов изделия, нагретых до температур выше критических. Сразу же после прекращения лазерного импульса или перемещения луча лазера непрерывного действия на новый участок поверхности обрабатываемого изделия начинается охлаждение нагретого объема. Тепло частично рассеивается в окружающем пространстве за счет лучеиспускания, но главным образом — отводится вглубь изделия. Вследствие высокой теплопроводности металлов и сплавов, обрабатываемых лазерным излучением, и с учетом того, что нагретый объем составляет незначительную часть всего изделия, скорость отвода тепла (скорость охлаждения) оказывается выше критической скорости охлаждения не только для средней и высокоуглеродистых сталей, но и для сталей с низким содержанием углерода. Таким образом, при лазерном упрочнении не требуется принудительное охлаждение нагретых объемов, т.е. происходит автозакалка. Это является одним из существенных преимуществ лазерного упрочнения сталей.

Лазерный нагрев может осуществляться как с оплавлением поверхности обрабатываемого изделия, так и без. Оплавление в сочетании с последующей автозакалкой представляет собой особый вид термической обработки — закалку

из жидкого состояния. Сущность ее заключается в быстром затвердевании тонких поверхностных слоев с образованием в них метастабильных структур. Поскольку формирование таких структур часто приводит к повышению эксплуатационных характеристик изделий, закалка из жидкого состояния прочно вошла в арсенал методов поверхностного упрочнения. При такой закалке на поверхности обрабатываемого изделия могут появляться мелкие неровности, как следствие газовыделения и усадки металла при его затвердевании. Правильный и тщательный подбор режима лазерного нагрева позволяет ограничить высоту этих неровностей. Последующая механическая обработка обеспечивает получить необходимое качество поверхности.

Высокая скорость охлаждения при автозакалке после лазерного нагрева, приводя к измельчению дендритной структуры, увеличивает суммарную долю приграничных объемов ветвей дендритов, которые, как правило, обогащены легирующими элементами и примесями. В результате вырастает содержание этих элементов в дендритах и, соответственно, уменьшается их количество, связанное в интерметаллические соединения. Следовательно, уменьшается количество кристаллов этих соединений. В предельном случае стабильные интерметаллиды могут вообще отсутствовать. Вместо них возможно образование метастабильных промежуточных фаз, появление которых в равновесных или близких к ним условиях термодинамически невозможно.

Лазерное термическое упрочнение характеризуется малым временем воздействия и обеспечивает отсутствие деформации деталей. Технологические возможности лазерной закалки позволяют использовать этот процесс в качестве заключительной операции без последующей механической обработки [1, 2]. Многочисленные эксперименты свидетельствуют о том, что при этом в сталях упрочнение происходит намного интенсивнее, чем при других известных методах поверхностной обработки.

Физическая сущность процесса термообработки заключается в изменении структуры и свойств материалов под воздействием нагрева и последующего охлаждения.

При нагревании материала с помощью лазера могут развиваться три основных процесса: лазерный нагрев поверхностного слоя материала до температуры, не превышающей температуру плавления, выдержка при этой температуре и последующее охлаждение; нагрев материала до температур, превышающих температуру плавления, кристаллизация расплава и охлаждение закристаллизовавшегося материала; нагревание материала до температур, превышающих температуру его испарения, пластическая деформация за счет ударной волны, нагрева поверхностного слоя плазмой, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с материалом. Эти

три режима лежат в основе лазерного упрочнения.

В наших предыдущих работах [3, 4] была сделана попытка обосновать возможность использования лазеров низкой мощности, работающих в импульсном режиме, для поверхностной лазерной закалки деталей или отдельных их участков. Разработанные режимы позволяли проводить закалку только с оплавлением поверхности. Практика работы с лазерным излучением показала, что лазерная термическая обработка металлов без оплавления поверхности практически невозможна без специальных технологических мер, повышающих поглощающую способность металла. Для получения стабильных результатов лазерной термической обработки на обрабатываемую поверхность перед облучением наносят соответствующие покрытия. Чаще всего для этой цели используют фосфаты марганца или цинка, различные краски, суспензии. Толщина этих обмазок должна быть такой, чтобы излучением прогревалась не только обложка, но и упрочняемый материал. Основным недостатком применения таких обмазок — невозможность контроля их толщины. В случае использования YAG:Nd<sup>+3</sup>-лазера применение обмазок невозможно — его излучение ( $\lambda = 1,06$  мкм) плохо поглощается неметаллами. Наиболее эффективным способом проведения лазерной закалки без оплавления является, на наш взгляд, использование многоимпульсной обработки (МИО), применяющейся в основном для повышения точности и качества размерной обработки. Сущность МИО заключается в том, что нагрев поверхности происходит под действием серии импульсов излучения лазера определенной энергии и длительности, последовательно доводящих температуру поверхности до необходимой. Важная особенность МИО состоит в обработке материала серией коротких импульсов, период следования которых значительно больше времени остывания материала. В этом случае характерный размер зоны термического влияния определяется длительностью отдельного короткого импульса. В сочетании с высокой плотностью энергии, которой легко добиться в каждом отдельном импульсе, это в первую очередь способствует резкому снижению доли расплава в поверхностном слое.

## 1. МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве материала исследования были выбраны углеродистые конструкционные стали с различным содержанием углерода: сталь 20 (0,2 % С) и сталь 40 (0,4 % С). Образцы подвергались предварительной термической обработке — закалке с охлаждением в воде и отпуску при температуре 600° С (улучшение, режим 1) и отжигу (режим 2). С целью увеличения поглощательной способности поверхности образцы после отпуски не полировались.

Лазерное упрочнение проводилось с использованием YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера со средней мощностью излучения 5 Вт. Основными параметрами лазера, определяющими характер обработки, являются: энергия излучения, плотность энергии, длительность импульса, пространственная и временная структура излучения, пространственное распределение плотности мощности излучения в пятне фокусировки, условия фокусировки, физические свойства материала (отражательная способность, теплофизические свойства, температура плавления и т. д.). Основным варьируемым параметром была выбрана длительность импульса. Частота следования импульсов составляла 20 Гц, диаметр пятна фокусировки – 0,8 мм. Энергия в импульсе измерялась calorиметрическим методом.

После лазерной обработки образцы подвергались травлению и металлографическому исследованию. В качестве параметра контроля свойств упрочненного слоя была выбрана микротвердость. Измерение микротвердости проводилось с помощью микротвердомера ПМТ-3 при нагрузке 100 г.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Цель данного исследования – изучить влияние плотности энергии излучения и количества импульсов на упрочнение конструкционных сталей с различным содержанием углерода.

Результаты исследований микротвердости приведены на рис. 1. Анализ полученных результатов показывает, что предварительная термическая обработка (исходная структура) оказывает значительное влияние на структуру поверхностных слоев после лазерной закалки и их свойства. Улучшение (режим 1) формирует структуру сорбит отпуска (феррито-цементитная смесь со сфероидизированными карбидами). Структура сталей 20 и 45 после отжига – феррит и перлит (пластинчатые карбиды).

Последующая лазерная закалка в импульсном режиме приводит к образованию закалочной структуры – мартенсита. При этом для каждой стали существует определенное значение плотности энергии, позволяющее получить максимальную твердость (рис. 1, а). Эти данные неплохо согласуются с результатами работ [1, 2]. При повышении содержания углерода оптимальная плотность энергии увеличивается.

Микротвердость упрочненных лазерной закалкой слоев стали 40, предварительно обработанной по режиму 2, значительно выше, чем на образцах, подвергнутых улучшению (режим 1).

Металлографические исследования показали, что при обработке импульсами с плотностью энергии менее 150 Дж/см<sup>2</sup> структурные изменения не происходят. Не изменяется и микротвердость феррита и перлита, 1600 и

2200 МПа соответственно, что соответствует уровню отожженной стали 20. С повышением плотности энергии до 150 Дж/см<sup>2</sup> структура стали изменяется. При этом можно выделить три зоны, которые соответствуют исходной структуре: феррито-перлитной, феррито-мартенситной и мартенситной.

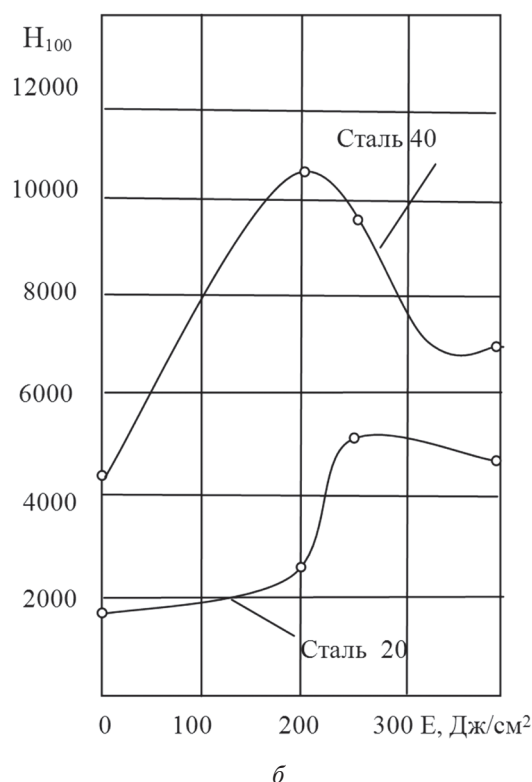
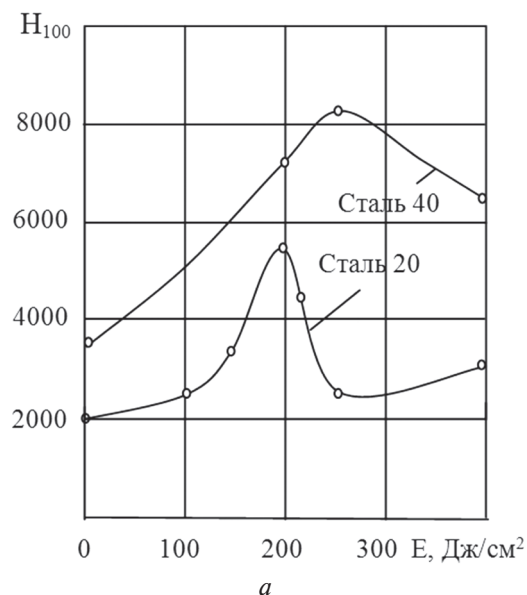


Рис. 1. Зависимость микротвердости сталей 20 и 40 от плотности энергии: а – режим 1 (предварительная термическая обработка – закалка и высокий отпуск); б – режим 2 (предварительная термическая обработка – отжиг)

В феррито-мартенситной области строение стали крайне неоднородно, хотя и феррит и перлит испытали превращение. Структура состоит из мартенситных кристаллов и  $\alpha$ -фазы, прошедшей  $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$  перекристаллизацию (рис. 2).

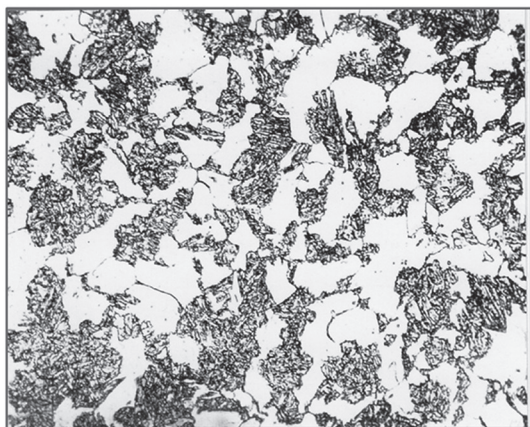


Рис. 2. Микроструктура стали 20 после лазерной обработки,  $\times 350$

В соответствии с изменением структуры стали изменилась и твёрдость структурных составляющих. Причём, чем выше энергия импульса, тем больше значения микротвёрдости. При плотности энергии импульса  $150 \text{ Дж/см}^2$  микротвёрдость достигает максимальных значений –  $630$  для мартенсита и  $200 \text{ кгс/мм}^2$  для феррита (рис. 3). Такие результаты получаются в том случае, когда в аустените полностью растворяются карбидные частицы.

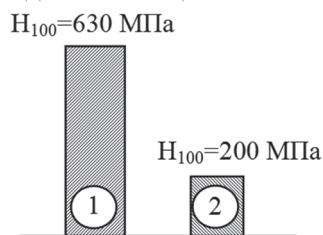


Рис. 3. Микротвёрдость мартенсита (1) и феррита (2) при плотности энергии  $150 \text{ кгс/мм}^2$

После обработки с большой плотностью энергии образуется однородная структура – мелкоигольчатый мартенсит (рис. 4).

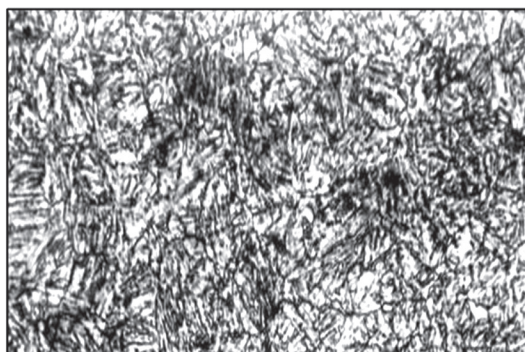


Рис. 4. Микроструктура стали 20 после лазерной обработки (количество импульсов – 3),  $\times 350$

К заметным структурным изменениям приводит и уменьшение/увеличение количества импульсов излучения. После воздействия двух импульсов при плотности энергии  $150 \text{ Дж/см}^2$  вокруг мартенситных кристаллов появляется тёмная кайма, а в  $\alpha$ -фазе происходит дробление зёрен.

Наблюдаемые структурные изменения объясняются кратковременностью действия лазерных импульсов. За это время сталь нагревается до температур аустенитного превращения ( $>A_{c3}$ ). При этом из перлитных колоний, содержащих  $0,8\%$  С, возникают участки аустенита с высокой концентрацией углерода, но меньше эвтектоидной. Об этом свидетельствует наличие нерастворённых цементитных пластин. Из феррита образуется малоуглеродистый аустенит. Поэтому в результате нагрева стали образуется крайне неоднородный по количеству углерода твёрдый раствор – аустенит.

После прекращения действия лазерного луча происходит резкое охлаждение в результате теплоотвода, что приводит к превращению высокоуглеродистого аустенита в мартенсит, а малоуглеродистого – в низкоуглеродистый мартенсит или феррит. Об этом свидетельствует как морфология структурных составляющих, так и значения микротвёрдости.

С увеличением плотности энергии импульса температура нагрева возрастает, диффузионные процессы активизируются и за время действия лазерного луча цементит перлита полностью растворяется в образующемся аустените. Этим и объясняется повышение твёрдости мартенсита.

При увеличении количества импульсов до 5 концентрация углерода в аустените выравнивается вследствие его диффузии из высокоуглеродистой фазы в малоуглеродистую.

## ВЫВОДЫ

1. При воздействии лазерного излучения в стали очень быстро происходит перекристаллизация по схеме  $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$ .
2. В образующемся при нагреве аустените распределение углерода крайне неоднородно.
3. Выравнивания концентрации углерода в аустените и образования однородной структуры можно достичь увеличением энергии импульсов до  $150 \text{ Дж/см}^2$  и их количества (до 10).

## Литература

- [1] Упрочнение и легирование деталей машин лучом лазера / В.С. Коваленко, Л.Ф. Головкин, В.С. Черненко. – К.: Техника, 1990. – 192 с.
- [2] Основы лазерного термоупрочнения сплавов / А.Г. Григорьянц, А.Н. Сафонов; под ред. А.Г. Григорьянца. – М.: Высшая школа, 1988. – 159 с.
- [3] Афанасьева О.В., Лалазарова Н.А. Поверхностное упрочнение сталей лазерами малой мощности. – Харьков, Прикладная радиоэлектроника. – 2013. – Т. 12, № 3. – С. 442–446.
- [4] Лазерная закалка сталей в различном исходном состоянии / О.В. Афанасьева, Н.А. Лалазарова, Е.Г. Попова, Н.П. Пенкина // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов: сб. науч. тр. Нац. аэрокосм. ун-та им. Н.Е. Жуковского «ХАИ». – Вып. 3 (75). – Х., 2013. – С. 72–76.

Поступила в редколлегию 25.09.2015



**Афанасьева Ольга Валентиновна**, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: лазерные промышленные технологии и материаловедение.



**Лалазарова Наталья Алексеевна**, кандидат технических наук, доцент кафедры технологии металлов и материаловедения Харьковского национального автомобильно-дорожного университета. Научные интересы: материаловедение и обработка материалов.

УДК 620.378.325

**Вплив параметрів імпульсного лазерного гартування на структуру та властивості вуглецевих сталей / О.В. Афанасьєва, Н.О. Лалазарова // Прикладна радіоелек-**

**троніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 262–266.**

Імпульсне лазерне випромінювання інтенсивно зміцнює сталь при гартуванні. Робота присвячена вивченню впливу тривалості імпульсу і кількості імпульсів на структуру та властивості зміцненого шару сталей 20 та 40.

*Ключові слова:* імпульсне лазерне випромінювання, лазерне гартування сталі, мікротвердість, кількість імпульсів.

Л. 4. Бібліогр.: 4 найм.

UDC 620.378.325

**Influence of pulse laser hardening parameters on the structure and properties of carbon steels / O.V. Afanasieva, N.O. Lalazarova // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 262–266.**

Pulse laser radiation has an intense strengthening action on steel. The paper is dedicated to studying influence of pulse duration and quantity of impulses on the structure and properties of the hardened case of steel grades 20 and 40.

*Keywords:* pulse laser radiation, laser steel, hardening, microhardness, quantity of impulses.

Fig. 4. Ref.: 4 items.





**СТЕРИОПОЛО**  
**Евгений Анатольевич**  
**(25.12.1942 – 16.08.2015)**

Ушел из жизни академик АН ПРЭ, член её Президиума, выдающийся специалист в области радиолокации, организатор науки, кандидат технических наук, заместитель директора по научной работе НИИ «Квант», один из активных организаторов создания и развития Академии наук прикладной радиоэлектроники. Вся сознательная жизнь Е.А. Стерiopоло связана с научно-техническими разработками в оборонной сфере.

Основное направление работы – разработка корабельных радиоэлектронных комплексов по освещению воздушной и надводной обстановки, управлению стрельбой корабельной артиллерии, защите корабля от высокоточного оружия с лазерным наведением, оснащению вертолетов морской авиации. По ряду разработанных систем успешно выполнялась экспортная программа. В настоящее время они приняты на вооружение кораблей ВМС различных стран мира.

Им опубликовано более 130 научных трудов, в том числе 23 авторских свидетельств СССР и патентов Украины.

Светлая память! Большая любовь к Евгению Анатольевичу навсегда останется в сердцах коллег, друзей и всех, кто его знал.

*Президиум АН ПРЭ,  
члены Редакционной коллегии и Редакционного совета  
журнала «Прикладная радиоэлектроника»*

# ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Ответственный секретарь

*Е. Б. Исаева*

Корректор

*Б. П. Косиковская*

Перевод на английский язык

*К. Т. Умяров*

Компьютерный дизайн и верстка

*Е. Б. Исаева*

Рекомендовано засіданням Бюро Президії Академії наук прикладної радіоелектроніки  
(протокол № 3 від 5.11.2015 р.).

Рекомендовано Науково-методичною радою Харківського національного університету радіоелектроніки  
(протокол № 52 від 12.11.2015 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 12.11.2015. Формат 60 × 84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>.  
Папір офсет. Друк офсет. Умов.-друк. арк. 8,6. Облік.-вид. арк. 8,2.  
Тираж 300 прим. Ціна договірна.

Віддруковано в ТОВ «ДРУКАРНЯ МАДРИД»  
61024, м. Харків, вул. Ольмінського, 11. Тел.: (057) 756-53-25  
www.madrid.in.ua, e-mail: info@madrid.in.ua