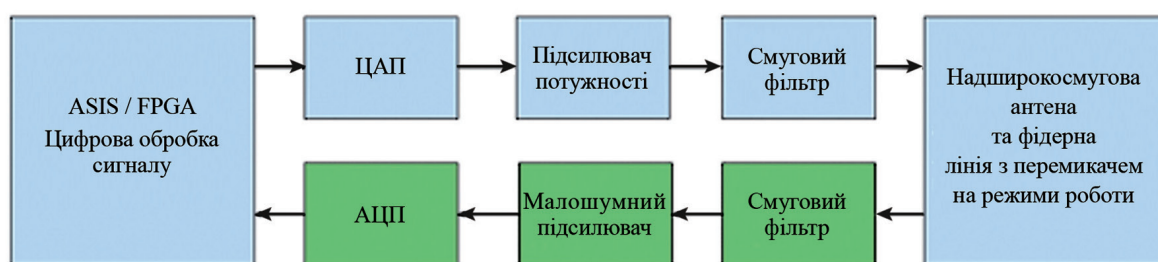
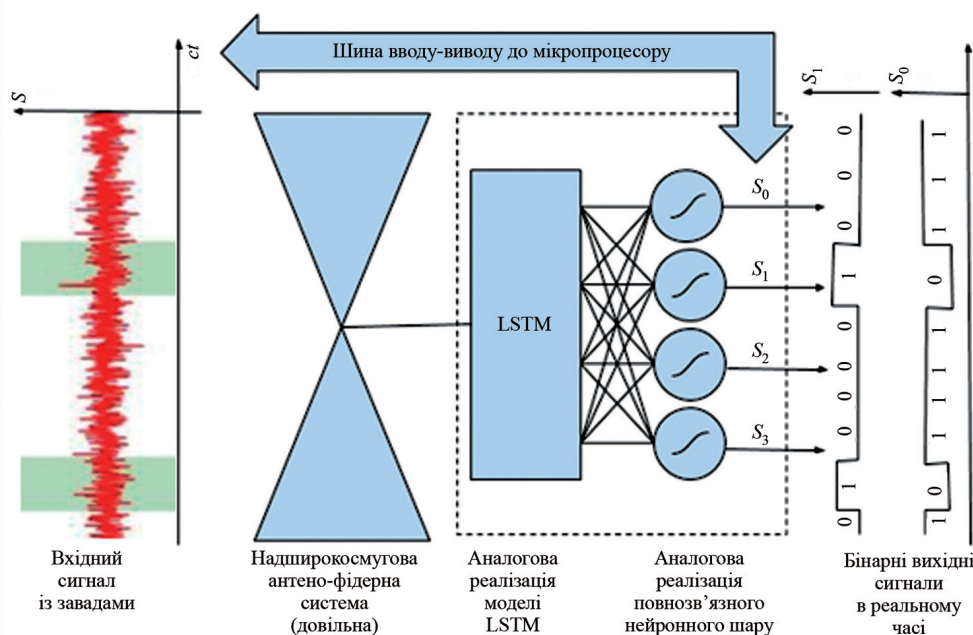


ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ



Класична схема імпульсного надширокопasmового радіо



Імпульсне радіо на основі нейронної мережі довгої короткотривалої пам'яті

До статті
«Виокремлення
корисної інформації
з надширокопasmової
хвилі у ближній зоні
випромінювання»

3—4 2020

ТРАВЕНЬ — СЕРПЕНЬ

НАУКОВО-ТЕХНІЧНИЙ ЖУРНАЛ «ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ»

ISSN 2225-5818 (Print)

Виходить один раз в 2 місяця

ГОЛОВНИЙ РЕДАКТОР

К. т. н. О. Ф. Бондаренко
(КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, Україна)

РЕДАКЦІЙНА РАДА

Акад. НАНУ, д. ф.-м. н. О. Є. Беляєв (м. Київ, Україна)
Д. т. н. М. М. Ваків (м. Львів, Україна)
Д. т. н. Г. О. Оборський (м. Одеса, Україна)
К. т. н. В. М. Чміль (м. Київ, Україна)
О. А. Тихонова (м. Одеса, Україна)

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

Д. т. н. С. Г. Антощук (м. Одеса, Україна)
Д. т. н. А. П. Бондарев (м. Львів, Україна)
Prof. I. Vajda (Budapest, Hungary)
Prof. D. Vinnikov (Tallinn, Estonia)
Prof. I. Galkin (Riga, Latvia)

К. т. н. Е. М. Глушеченко (м. Київ, Україна),
зам. головного редактора
К. т. н. Г. Г. Горох (м. Мінськ, Республіка Білорусь)
Prof. K. Dhoska (Tirana, Albania)

Д. ф.-м. н. В. В. Должиков (м. Харків, Україна)
Д. т. н. А. О. Дружинін (м. Львів, Україна)
Д. т. н. А. А. Єфіменко (м. Одеса, Україна),
заст. головного редактора

Д. ф.-м. н. Д. В. Корбутяк (м. Київ, Україна)
Д. т. н. С. І. Круковський (м. Львів, Україна)
Чл.-кор. НАНУ, д. ф.-м. н. В. С. Лисенко (м. Київ, Україна)
Prof. J. Martins (Caparica, Portugal)

Д. т. н. І. Ш. Невлюгов (м. Харків, Україна)
Dr. Sc. D. Nika (Chisinau, Moldova)

Д. т. н. Ю. Є. Ніколаєнко (м. Київ, Україна)
Prof. V. Pires (Setúbal, Portugal)

Д. ф.-м. н. С. В. Плаксін (м. Дніпро, Україна)
К. т. н. Проконець В. М. (м. Київ, Україна)
Prof. E. Romero-Cadaval (Badajoz, Spain)

К. ф.-м. н. О. В. Рибка (м. Харків, Україна)
К. т. н. П. С. Сафронов (м. Одеса, Україна),
відп. секретар редколегії

Д. т. н. В. М. Сигорець (м. Київ, Україна)

Д. т. н. В. С. Ситніков (м. Одеса, Україна)
К. т. н. С. А. Степенко (м. Чернігів, Україна)
Dr. Sc. Z. Stević (Belgrade, Serbia)
Д. х. н. В. М. Томашик (м. Київ, Україна)
К. т. н. В. Є. Трофімов (м. Одеса, Україна)

В редакції можна оформити передплату на журнал або придбати будь-який номер

Контактна інформація

Україна, 65044, м. Одеса, а/с 17;
tkea.journal@gmail.com, www.tkea.com.ua,
+ 38 099 444 63 52.

Редакція

О. А. Тихонова, А. А. Єфіменко, П. С. Сафронов,
О. О. Алексєєва, М. Г. Глава, Н. М. Колганова, Є. І. Корецька.

**ТЕХНОЛОГИЯ
И
КОНСТРУИРОВАНИЕ
В
ЭЛЕКТРОННОЙ
АППАРАТУРЕ**

НАУКОВО-ТЕХНІЧНИЙ ЖУРНАЛ

2020 № 3–4

Рік видання 44-й

Журнал включено
до Переліку наукових фахових
видань України у галузях
«Технічні науки»,
«Фізико-математичні науки»
(категорія «Б»)
за спеціальностями
105, 123, 132, 141, 151, 152,
163, 171, 172

Входить до міжнародної довідкової
системи з періодичних
та продовжуваних видань Ulrich's
Periodicals Directory (США),
міжнародної системи бібліографічних
посилань CrossRef, бази даних DOAJ,
Open Ukrainian Citation Index (OUCI),
Google Scholar, РИНЦ;
реферується в УРЖ «Джерело»

Номер випущений за підтримки
ОНПУ (м. Одеса),
НВП «Сатурн» (м. Київ),
НВП «Карат» (м. Львів)

Схвалено до друку
Вченою радою ОНПУ
(Протокол № 7 від 30.06 2020 р.)
Відп. за випуск: О. А. Тихонова

ЗАСНОВНИКИ

Інститут фізики напівпровідників
ім. В. Є. Лашкарьова НАН України;
Науково-виробниче підприємство
«Сатурн»;
Одеський національний
політехнічний університет;
Видавництво «Політехперіодика»

Свідоцтво про реєстрацію
№ КВ 21788-11688ПП
від 21.12.2015 р.

ЗМІСТ

Системи передачі та обробки сигналів

- Виокремлення корисної інформації з надширокопasmової хвилі
у ближній зоні випромінювання. *Ахмедов Р. Д.* (україн-
ською) 3
- Матричні способи обчислення кореляційних характеристик за
допомогою спектральних методів. *Лайкова Л. Г., Терещенко
Т. О., Ямненко Ю. С.* (англійською) 11

Технологічні процеси та обладнання

- Спектральна фоточутливість дифузійних Ge-p-i-n-фотодіодів.
Федоренко А. В. (українською) 17

Матеріали електроніки

- Ефект трансформації електричного поля в анізотропних
діелектричних середовищах. *Ащеулов А. А., Лавренюк Д. А.,
Дерев'янчук М. Я.* (російською) 24
- Електронні характеристики квантових точок CdS, що містять
дефекти. *Купчак І. М., Корбутяк Д. В., Серпак Н. Ф.* (україн-
ською) 28

Забезпечення теплових режимів

- Експериментальне дослідження компактної системи охолод-
ження з тепловими трубами для потужної світлодіодної ма-
триці. *Пекур Д. В., Сорокін В. М., Ніколаєнко Ю. Є.* (україн-
ською) 35
- Теплопередавальні характеристики двофазних мініатюрних тер-
мосифонів з нанорідинами. *Кравець В. Ю., Гуров Д. І.* (англій-
ською) 42
- Дослідження проникності металоволокнистих капілярних
структур теплових труб для охолодження електроніки. *Кравець
В. Ю., Мельник Р. С., Червонюк А. А., Шевель Є. В.* (росій-
ською) 47
- Рецензенти номера 52

СОДЕРЖАНИЕ

Системы передачи и обработки сигналов

Выделение полезной информации из сверхширокополосной электромагнитной волны в ближней зоне излучения *Ахмедов Р. Д.* (3)

Матричные способы вычисления корреляционных характеристик с помощью спектральных методов. *Лайкова Л. Г., Терещенко Т. А., Ямненко Ю. С.* (11)

Технологические процессы и оборудование

Спектральная фоточувствительность диффузных Ge-*p-i-n* фотодиодов. *Федоренко А. В.* (17)

Материалы электроники

Эффект трансформации электрического поля в анизотропных диэлектрических средах. *Ащеулов А. А., Лаврениук Д. А., Деревянчук Н. Я.* (24)

Электронные характеристики квантовых точек CdS, содержащих дефекты *Купчак И. М., Корбутяк Д. В., Серпак Н. Ф.* (28)

Обеспечение тепловых режимов

Экспериментальное исследование компактной системы охлаждения с тепловыми трубами для мощной светодиодной матрицы. *Пекур Д. В., Сорокин В. М., Николаенко Ю. Е.* (35)

Теплопередающие характеристики двухфазных миниатюрных термосифонов с наножидкостями. *Кравец В. Ю., Гуров Д. И.* (42)

Исследование проницаемости металловолоконистых капиллярных структур тепловых труб для охлаждения электроники. *Кравец В. Ю., Мельник Р. С., Червониук А. А., Шевель Є. В.* (47)

CONTENTS

Signals transfer and processing systems

Information extraction from ultrawideband electromagnetic wave in near radiation zone. *Akhmedov R. D.* (3)

Matrix calculation of correlation characteristics based on spectral methods. *Laikova L. G., Tereshchenko T. A., Yamnenko Y. S.* (11)

Production technology and equipment

Spectral photosensitivity of diffused Ge-*p-i-n* photodiodes. *Fedorenko A. V.* (17)

Materials of electronics

Electric field transformation effect in anisotropic dielectric medium. *Ashcheulov A. A., Lavreniuk D. A., Derevianchuk M. Ya.* (24)

Electronic characteristics of CdS quantum dots with defects. *Kupchak I. M., Korbutyak D. V., Serpak N. F.* (28)

Thermal management

Experimental study of a compact cooling system with heat pipes for powerful LED matrices. *Pekur D. V., Sorokin V. M., Nikolaenko Yu. E.* (35)

Heat transfer characteristics of miniature two-phase thermosyphons with nanofluids. *Kravets V. Yu., Hurov D. I.* (42)

Investigating permeability of metal felt capillary structures of heat pipes for cooling electronics. *Kravets V. Y., Melnyk R. S., Chervoniuk A. A., Shevel Ye. V.* (47)

Р. Д. АХМЕДОВ

Україна, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
E-mail: rolan.akhmedov@karazin.ua

ВИОКРЕМЛЕННЯ КОРИСНОЇ ІНФОРМАЦІЇ З НАДШИРОКОСМУГОВОЇ ХВИЛІ У БЛИЖНІЙ ЗОНІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розроблено методику виокремлення корисної інформації з надширокосмугової імпульсної хвилі, засновану на використанні фізичних нейронних мереж довготривалої короткострокової пам'яті. Проведено моделювання процесів випромінювання, приймання та обробки імпульсної хвилі з урахуванням ефектів ближньої зони випромінювання та паразитних завад. Як передавальну розглянуто лінзову антену імпульсного випромінювання.

Ключові слова: надширокосмугова імпульсна хвиля, лінзова антена імпульсного випромінювання, ближня зона, фізична нейронна мережа, довгострокова короткотривала пам'ять.

Новою сферою застосування послідовної надширокосмугової радіоелектроніки (DS-UWB) сьогодні стає інтернет речей. Основними чинниками для цього стали високий рівень інформаційної безпеки, порівняно низький рівень споживання електроенергії та її стійкість до вузькосмугових завад. Функціонування таких пристроїв на маленькій відстані для задач інтернету речей є, скоріше, перевагою, аніж недоліком, через зменшення радіозабруднення приміщення.

Принцип роботи сучасного надширокосмугового (НШС) імпульсного радіо послідовної передачі [1] можна узагальнити наступною функціональною схемою (рис. 1).

Процес перетворення прийнятої імпульсної електромагнітної хвилі в фідерній системі в сигнал у проводі узагальнюють як масштабно-часове перетворення, яке може бути технічно реалізовано у різний спосіб [2]. Існуючі принципи аналогової обробки прийнятого імпульсного радіосигналу успадковані від схемотехніки, вони застосовувались до гармонійних сигналів [3]: для обробки отриманого з антени електричного струму використовується послідовна фільтрація та підсилення з подальшим оцифру-

ванням за допомогою АЦП і цифрової обробки в модулях FPGA (рис. 1).

Кожен з послідовних етапів аналогової обробки, направлений на покращення окремої характеристики сигналу, неминуче впливає і на інші його характеристики, що призводить до накопичення похибки та втрати частини інформації про сигнал та про шум, а саме:

— лінійне покращення співвідношення сигнал-шум (фільтрація) на практиці має незначний нелінійний вплив на інші характеристики НШС-сигналу, наприклад на крутизну імпульсу;

— квазілінійне підсилення незначним чином впливає на форму імпульсу за рахунок нелінійності амплітудно-частотної характеристики, а також підсилює артефакти завад;

— аналогово-цифрове перетворення сигналу губить частину інформації про НШС-шум через дискретизацію, яка може не відповідати критеріям Найквіста.

Таким чином, в модуль FPGA на числову обробку потрапляє дещо видозмінений порівняно з початковим сигналом. Крім того, через необхідність проведен-

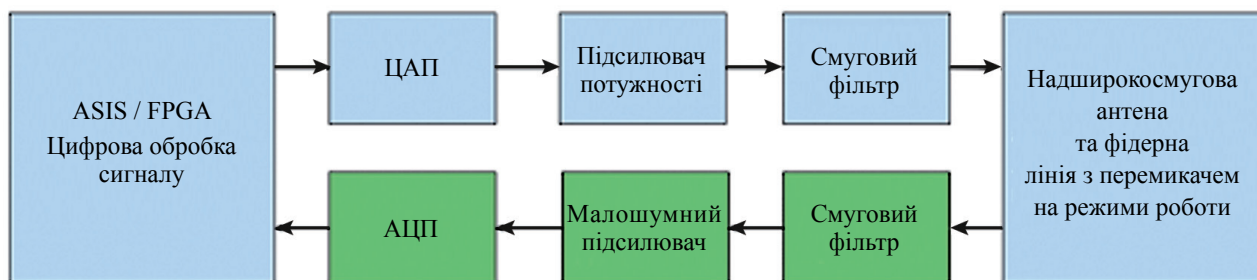


Рис. 1. Класична схема імпульсного надширокосмугового радіо

ня обробки в квазіреальному часі сам алгоритм зазвичай вибирається простим. Тобто, при використанні функціональної схеми на рис. 1 для послідовного виокремлення корисної інформації з сигналу знижується якість роботи радіообладнання через неможливість врахування природи поширення імпульсних електромагнітних хвиль:

— в ближній зоні антени форма отриманого сигналу значною мірою залежить від напрямку спостереження [4—6], а радіосистеми не враховують особливості розповсюдження хвиль, спираючись лише на форму отримуваних сигналів;

— не враховується нелінійна природа поширення імпульсних хвиль в просторі та в компонентах антенно-фідерної системи [7].

У даній роботі запропоновано альтернативний спосіб виокремлення корисної інформації з надширокопосмугової імпульсної електромагнітної хвилі, вільний від згаданих недоліків, а також проведено його теоретичне порівняння з класичним імпульсним радіо прямої послідовності (DS-UWB).

Вплив ефектів ближньої зони на форму надширокопосмугового електромагнітного імпульсу

Розглянемо вплив ефектів ближньої зони на хвилі, збуджені лінзовою антеною імпульсного випромінювання (LIRA). Така антена низької добротності (рис. 2) формує високонаправлене імпульсне поле за рахунок діелектричного наповнення і еліптичної лінзи у розкритті TEM-рупора. Скористаємося перехідною функцією цієї антени \vec{E}_0 та інтегралом Дюамеля [6] для побудови поля у ближній зоні для різних точок спостереження та різних збуджуючих струмів.

Розглянемо точки спостереження r_1 та r_2 в циліндричній системі координат: $r_1 = \{0; 0; 2R\}$ та $r_2 = \{R/2; \pi/2; 2R\}$, де R — радіус апертури антени. Змодельовавши в цих точках імпульсні поля, викликані збудженням різного типу (гаусіан та похідна від гаусіана), можна наглядно проілюструвати (рис. 3), що в окремих випадках ці поля можуть бути схожими між собою, а значить, в умовах завад це може призвести до збільшення похибки в роботі лінійного фільтру.

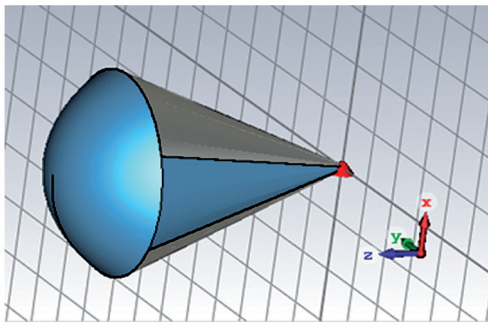


Рис. 2. Модель лінзової антени імпульсного випромінювання в програмі-симуляторі CST Studio

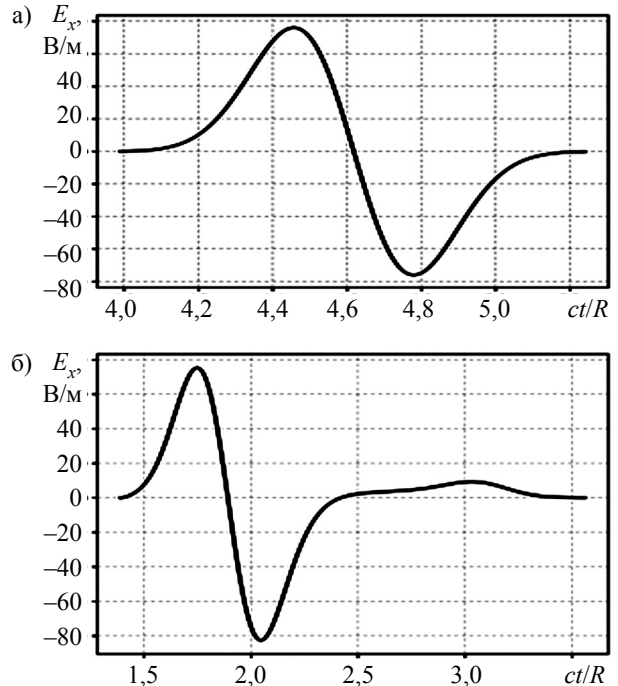


Рис. 3. Компонента E_x поля LIRA при збуджувальному імпульсі у вигляді гаусіана (а) та похідної від гаусіана (б) у точках спостереження r_1 (а) та r_2 (б)

(на осях абсцис відкладено безрозмірну величину, пропорційну добутку часу поширення хвилі t на швидкість світла c)

Імпульсний радіоприймач на базі фізичної нейронної мережі

Рівень оптимізації сучасних програмних інструментів машинного навчання, таких як CUDA та Tensorflow, а також рівень розвитку апаратних інструментів GPU/ASIC дозволяють аналізувати цифрові часові послідовності за період порядку десятків мілісекунд, що дозволяє використовувати такі інструменти при роботі з сигналом у квазіреальному часі, опрацьовуючи сигнал після АЦП. Недоліком такого методу може бути висока вартість кінцевих виробів, а також високий рівень споживання енергії. З іншого боку, зараз швидко розвиваються фізичні штучні нейронні мережі (ШНМ), виконані за технологією CMOS. На такі пристрої можна подати сигнал напряму з антенно-фідерної системи. Вони вже широко застосовуються радіотехніками в галузі когнітивного радіо [8], а також адаптивних вузькопосмугових антенних систем [9]. В цих задачах фізичні штучні нейронні мережі використовуються для оптимізації деяких параметрів прийому-передачі сигналу в режимі реального часу.

Останнім часом технічний розвиток в галузі апаратних штучних нейронних мереж дозволив втілювати їхні різноманітні топологічні особливості в електронних аналогових пристроях. Проаналізуємо можливість застосування цих технологій для задач класифікації отриманого сигналу (sequence-to-label) та

визначення його присутності в кожен момент часу (sequence-to-sequence).

Важливим для покращення технічних характеристик імпульсного радіо є зменшення проектних норм CMOS-техпроцесу. Наразі існують готові прилади LSTM, виконані за 180-нм нормами [10]. Перехід до 5-нм норм, що зараз активно освоюються, дозволить збільшити швидкість обробки сигналів у 10^9 разів порівняно з класичними схемами імпульсного радіо з аналогічною цифровою обробкою. Штучна нейронна мережа в даному випадку є електричним колом, внутрішня передавальна функція якого визначається лінійною комбінацією деякого набору матричних характеристик. Тобто задача обробки прийнятого радіосигналу зводиться до пошуку необхідних матричних параметрів за допомогою різноманітних методів оптимізації. Наприклад, для цього добре підходять градієнтні методи навчання з учителем, де конкретна імплементація процесу тренування та набір тренувальних даних залежить від типу розв'язуваної задачі.

Як приклад нейронної архітектури для кіл обробки радіосигналу розглянемо схему encoder-decoder [11]. В цій архітектурі нейронна мережа топологічно розбивається на дві частини. Перша, енкодер, трансформує вхідну часову послідовність в деякий набір параметрів, які однозначно характеризують вхідний сигнал, тобто енкодер проектує вхідний сигнал на деякий ознаковий простір. Друга частина мережі, декодер, перетворює набір ознак в ту якісну або кількісну характеристику, яку передбачено постановкою задачі, наприклад: для задачі телекомунікації — це інформаційне повідомлення, для радарної задачі — це положення та тип цілі.

Вихідний сигнал, продукований фізичною нейронною мережею, визначається активаційною функцією вихідного нейрону. Цифровий вихідний сигнал можна отримати ступеневою активаційною функцією (персептрон Розенблата), що дозволяє зручно використовувати описаний пристрій як мережевий інтерфейс комп'ютера чи джерело керуючого сигналу для робототехніки.

Формування тренувальних даних для нейронного радіо

Розглянемо задачу односторонньої передачі інформації через нейронне радіо. Роль передавальної антени буде виконувати антена типу LIRA, а приймальної, для спрощення, — ідеальний надширокопосмуговий вимірювач напруженості електричного поля, який не впливає на форму отриманого сигналу. Сигнал з приймальної антенно-фідерної системи подається на деяку фізичну нейронну мережу. Напруженість електричного поля \vec{E}_{tx} , породженого випромінювальною антеною, можна визначити в довільній точці спостереження при довільному збудженні з урахуваннями ефектів ближньої зони, користуючись інтегралом Дюамеля та перехідною

функцією передавальної антени \vec{E}_0 . Тоді отриманий з антенно-фідерної системи сигнал буде пропорційний компонентам напруженості електричного поля випромінювальної антени. Якщо здійснювати гіпотетичне вимірювання в площині, де спостерігається 0X-компонента напруженості поля, а приймальна лінія є ідеально узгодженою і не має втрат, то отриманий сигнал матиме вигляд

$$f_{rx}(\vec{r}, t) = \int_0^t \frac{df_{tx}}{d\tau} \vec{E}_0(\vec{r}, t - \tau) d\tau, \quad (1)$$

де $f_{tx}(t)$ — функція, що описує збуджувальний сигнал.

Знайдемо оптимальну нейронну архітектуру, а також її вагові коефіцієнти, які дозволять співвіднести прийнятий сигнал з деяким типом збудження на передавачі в умовах завад та врахувати деякі ефекти ближньої зони.

Тренувальний набір даних для цієї задачі складатиметься з пар часових послідовностей: струму збудження передавальної антени $f_{tx}(t)$ та струму, що буде отримано приймачем $f_{rx}(t)$ при різних його розташуваннях відносно системи координат передавача (див. рис. 2).

Для максимально коректного функціонування мережі в заданих умовах набір тренувальних даних має містити вичерпну інформацію про поведінку поля у всій області функціонування антенної системи, тобто містити вимірювання в ближній і дальній зонах. Згідно з визначенням дальньої зони відстань z від джерела, де необхідно проводити вимірювання, лежить у діапазоні $0 \leq z \leq 8R$. Направленість антен типу LIRA дозволяє обмежити радіус поперечного зрізу циліндричної області, де проводяться вимірювання: $0 \leq \rho \leq R$, а симетрія джерела — розглядати не весь зріз, а лише його першу чверть: $0 \leq \varphi \leq \pi/2$.

Для наближення моделі до реальних умов до кожної отриманої числової послідовності $f_{tx}(t)$ додамо деяку випадкову заваду. Найпростішою моделлю врахування завад в задачах комунікації є канал зв'язку з адитивним білим гаусовим (AWG) шумом, де енергія шуму визначається як квадрат середнього відхилення. Для оцінки зашумленості електромагнітного імпульсу вводять критерій SNR за децибельною шкалою:

$$\text{SNR} = 10 \lg W(\sigma^2), \quad (2)$$

де $W(\sigma^2)$ — енергія електромагнітної хвилі;

σ — другий статистичний момент моделі білого гаусового шуму.

Зазначимо, що у цьому виразі не враховано вплив постійної фонові напруженості поля, яка фігурує в моделі білого шуму для каналу зв'язку, через відсутність його впливу на часову залежність прийнятого сигналу.

Через направлені властивості антени, навіть при постійному рівні завад, отриманий набір даних скла-

датиметься зі зразків з різним значенням SNR: більшим на осі випромінювання та меншим на периферії, як це видно з **рис. 4**. Отже, постає питання щодо необхідної пропорційності кількостей N сильно- та слабозашумлених зразків для досягнення найкращої точності моделі на реальній задачі. Для якісного навчання необхідно, щоб розподіл тренувальних даних за значенням SNR відповідав імовірнісному розподілу прийнятих сигналів за значенням SNR в умовах реального використання. Припустимо, що користувачі пристроїв будуть намагатися вести приймання-передачу, максимізуючи SNR, тоді реальний імовірнісний розподіл прийнятих сигналів матиме вигляд гаусового через статистичні відхилення від ідеальних параметрів та в умовах завад.

Для якісного процесу навчання необхідно, щоб тренувальний набір даних не лише містив всю палітру значень SNR на кожній епісоді навчання, а ще й послідовно зменшував його середнє значення, досягаючи локального мінімуму цільової функції.

Для перевірки можливостей нейронного радіо відрізняти різні види сигналів розглянемо відразу декілька різних збуджувальних імпульсів:

$$f_0(t) = 0; \quad (3)$$

$$f_1(t) = \text{sinc}(t - \tau/2); \quad (4)$$

$$f_2(t) = \exp(-(t - \tau/2)^2); \quad (5)$$

$$f_3(t) = \frac{d}{dt} \exp(-(t - \tau/2)^2). \quad (6)$$

В такому випадку отриманий набір даних матиме чотири класи, де окремим класом є той, що містить лише шум AWG $f_0(t)$. Для дотримання збалансованості даних в процесі навчання до рандомайзера додамо випадковий рівномірно розподілений дискретний параметр, що відповідатиме типу збудження, тобто виразам (3) — (6). Для максимізації якості навчання розглянемо лише той набір даних, де вибірки за типом збудження кількісно збалансовані.

Процес навчання штучної нейронної мережі може проходити як на комп'ютері, так і на апаратному мо-

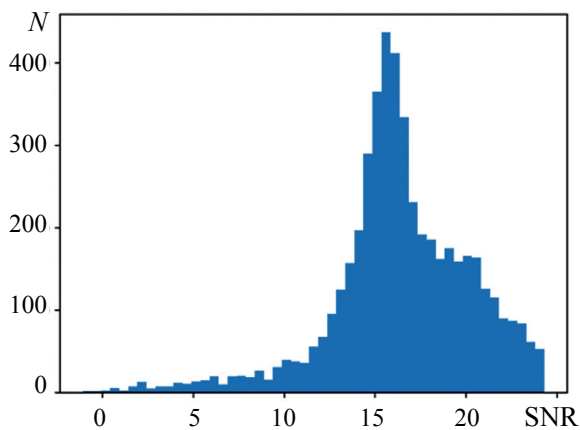


Рис. 4. Рівень зашумленості набору тренувальних даних

дулі за рахунок створення спеціальних програмних драйверів до апаратної частини. В межах поставленої у даному дослідженні задачі достатнім є навчання на комп'ютері на ресурсах CPU і GPU.

Набір тренувальних даних для навчання необхідно дискретизувати. Для вибору частоти дискретизації скористуємося критерієм Найквіста. В такому разі кожен зразок тренувального набору складатиметься з часової послідовності, що відповідає прийнятому сигналу, та метаданих, що описують тренувальний зразок, а саме: значення енергетичного SNR, тип збудження, точка спостереження, ефективна тривалість збудження та інше. Для цього зручно використати формати зберігання даних JSON та TFRecord.

Моделювання детекції сигналу для рекурентних моделей

Рекурентні моделі, на відміну від повнозв'язної, можуть працювати як за схемою many-to-one, так і за схемою many-to-many, коли вхідний сигнал в кожен момент часу описується затребуваною якісною або кількісною характеристикою.

У випадку many-to-one прогноз нейронної мережі стосується ковзного вікна в цілому, а отже, точність визначення меж сигналу у часі буде визначено розміром вікна спостереження, яке в декілька разів ширше за сигнал. Моделі, що працюють за схемою many-to-many, позбавлені цього недоліку і за рахунок наявності оцінки сигналу в кожен момент часу надають чітку межу присутності імпульсу у деякому сигналі.

Основним недоліком класичної рекурентної ШМ є нестабільність процесу навчання — так звані проблеми зникання та вибуху градієнту (exploding gradient та vanishing gradient). Саме для вирішення цих проблем були створені рекурентні мережі з більш складним зворотнім зв'язком GRU та LSTM [14].

На **рис. 5** зображено схему нейронного радіо з використанням рекурентних штучних нейронних мереж. Нейрони останнього шару (декодеру) мають сигмоїдальні активаційні функції, а їхні вихідні значення описують імовірність спостереження сигналу певного типу. Вхідний шар ШМ — рекурентний LSTM, тобто закладається з ланцюжку однакових нейронів. Описана штучна нейронна мережа має лише 116 змінних параметрів.

Спершу розглянемо якість роботи рекурентної аналогової штучної нейронної мережі, організованою за схемою many-to-one.

На **рис. 6**, а зображено зміну значень цільової функції в процесі навчання. Тут видно, що швидкість тренування не є рівномірною — спостерігаються “плато” зі сталими значеннями цільової функції за виключенням випадкових викидів. Подальший аналіз показав, що кожен з таких відрізків відповідає за навчання розпізнаванню кожного з типу сигналів, що вивчаються. Як можна помітити, кожен на-

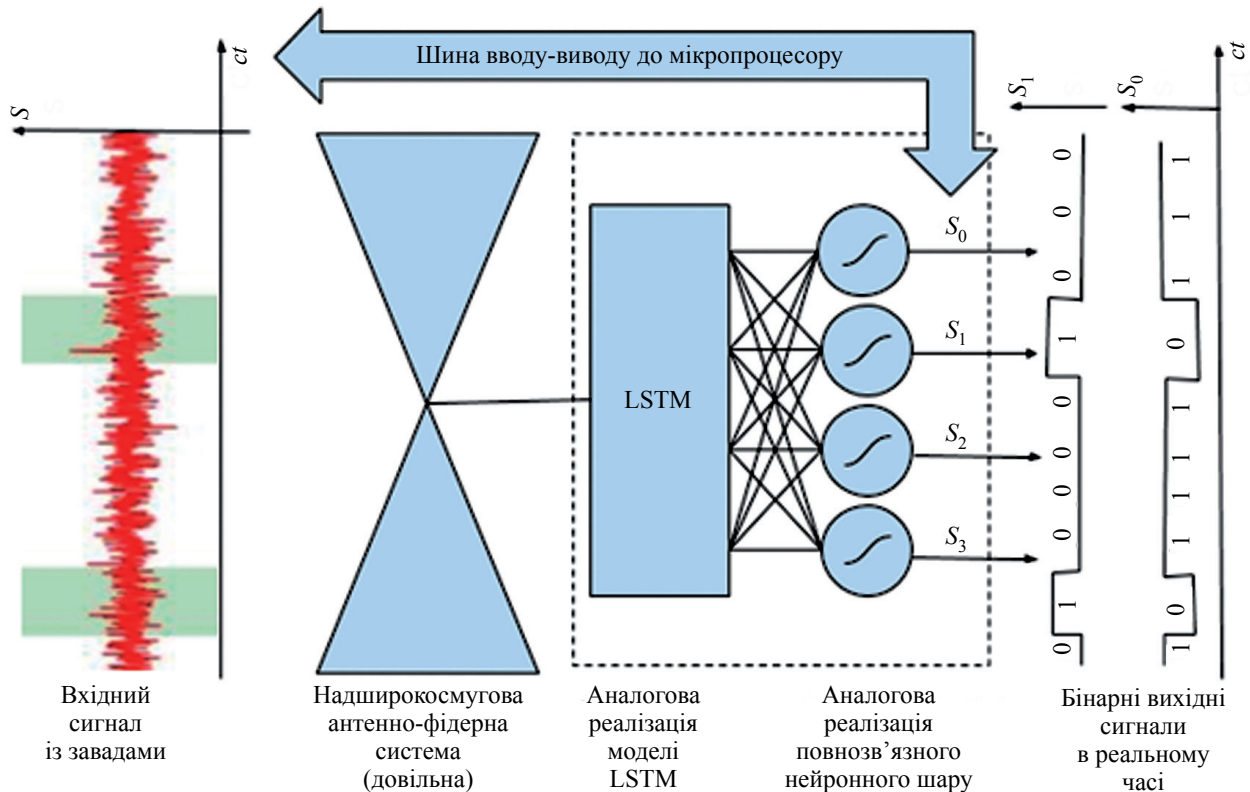


Рис. 5. Схема імпульсного радіо на основі нейронної мережі довгої короткотривалої пам'яті

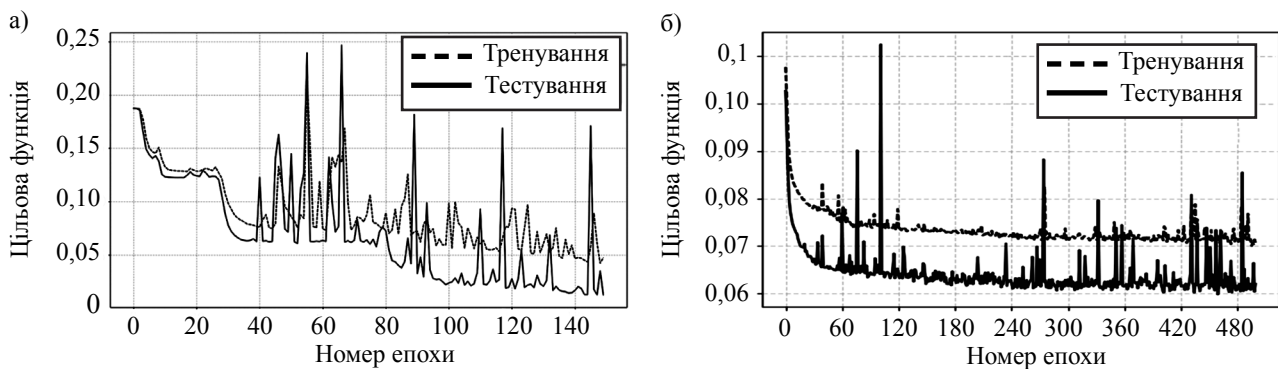


Рис. 6. Зміна значення цільової функції моделі LSTM в процесі тренування за моделями many-to-one (а) та many-to-many (б)

ступний тип сигналу вивчається довше попереднього. Порядок вивчення імпульсів теж виявився не випадковим: чим ширший спектр має імпульс, тим пізніше починається і довше триває його запам'ятовування.

Бачимо, що застосування нейронних мереж замість лінійної фільтрації дозволяє здійснювати класифікацію імпульсів у ближній зоні антени, де форма сигналу досить мінлива [15]. Використовуючи рекурентні нейронні мережі, натреновані за схемою many-to-one, можна досягти точності 99,7%.

Тепер розглянемо тренування за моделлю many-to-many. Топологія мережі така сама, тобто як на рис. 5, дані для тренування ануюються окремо в кожен момент часу, замість анування даних для вікна спостереження. На рис. 6, б зображено зміну значень ці-

льової функції в процесі тренування такої нейронної мережі для розв'язання задачі маркування послідовності. Мінімальне значення цільової функції дозволить максимізувати здатність моделі визначати імовірність присутності сигналу певного виду в певний момент спостереження. Як видно, при переході від many-to-one до many-to-many тренування помітно сповільнилось.

На рис. 7 представлено суміщені у часі вхідний та вихідні струми фізичної штучної нейронної мережі, яку використано для класифікації прийнятого надширокопasmового сигналу в кожен момент часу, тобто для вирішення задачі маркування часової послідовності. В представленому зразку вхідних даних спостерігається отриманий при положенні приймача \vec{r}_2

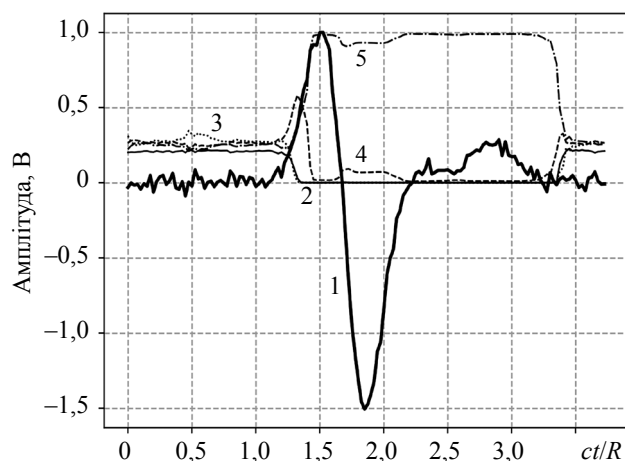


Рис. 7. Вхідний сигнал (1) та вихідні (2—5) сигнали різного типу (f_0 — f_3) фізичної ШНМ при положенні приймача \vec{r}_2 : 2 — f_0 ; 3 — f_1 ; 4 — f_2 ; 5 — f_3

імпульс, породжений збудженням антени типу LIRA, що має часову залежність у вигляді похідної від гаусіана, що описується виразом (6), — крива 5. Як було показано на рис. 3, отриманий імпульс спостерігається з таким відхиленням від осі 0Z, що за своїми спектральними характеристиками стає невідрізненим від імпульсу, породженого збудженням з часовою залежністю у вигляді функції Гауса (5) — крива 4.

Зазначимо, що вихідні сигнали нейронної мережі — це електричні струми, а сумарне значення їхніх амплітуд в кожен момент часу дорівнює одиниці. Фізичним змістом вихідних амплітуд є імовірність присутності сигналу певного типу (3) — (6) в окремий момент спостереження випадкового процесу $f_{rx}(t)$.

Для проміжку часу, що передує імпульсу, який на графіку спостерігається наочно, імовірності приналежності вихідного сигналу до кожного з чотирьох розглянутих типів залишаються приблизно рівними та складають близько 25%. Це означає, що у випадку наявності білого шуму величину сигналу на виході нейронної мережі виявити правильно фактично неможливо. Але наявність сигналу можна визначити, аналізуючи всі вихідні значення ШНМ: якщо імовірності наявності сигналів кожного з типів рівні (в тому числі і нульові), це означає, що спостерігається лише шум, і цю системну похибку можна врахувати відповідним чином. (Таку похибку можна пояснити тим, що нейронна мережа намагається виділити в шумі сигнал кожної з вивчених форм, а не знайшовши його, вона видає мінімальний рівноімовірний результат.)

Дані рис. 7 ілюструють, що навіть у ближній зоні, де форма імпульсу може змінюватись настільки, що стає більше схожою на інший сигнал, нейронне радіо гарантує стійкий режим роботи. Починаючи з моменту, коли сигнал спостерігається наочно (від 1,1 до 1,3), деякий час зростає імовірність приналежності сигналу до деяких типів, що можна пояснити схожістю градієнта часової послідовності на градієнт сигналів

різних типів. Далі значення імовірностей стабілізуються на весь час тривалості сигналу.

Зазначимо, що точність роботи мережі на валідаційному наборі даних впала до 98,9%, що є закономірним при підвищенні точності визначення тривалості сигналу.

Застосування нейронного радіо для надшироко-смужової імпульсної цифрової комунікації

Як було показано, застосування енкодера у вигляді рекурентної нейронної мережі робить нейронне радіо придатним для практичної реалізації завдяки суттєвому зменшенню кількості штучних нейронів, а також покращує якість роботи за рахунок топологічного врахування принципів причинності та суперпозиції.

З метою спрощення промислового виробництва пристроїв для первинного навчання нейронного радіо зазвичай замість експериментальних вимірювань застосовуються дані, отримані теоретичним моделюванням, що викликає падіння точності детектування. Одним з шляхів вирішення цієї проблеми є застосування методів переносу навчання, які широко використовуються в задачах аналізу часових послідовностей.

Сутність методів переносу навчання полягає в дотренуванні окремих елементів мережі при використанні експериментально отриманих даних для адаптації її параметрів до реальних умов. Таким чином, первинне тренування на даних, отриманих моделюванням, дозволяє суттєво зменшити об'єм необхідних емпіричних вимірювань.

Користуючись формулою Шенона для надшироко-смужових систем [1], можна оцінити перспективність кодування інформації великою кількістю імпульсів різної форми та тривалості:

$$C = \frac{1}{N_{smp}} \frac{\log_{N_{smp}}(1 + \text{SNR})}{1/B + \tau_{\text{RMS}}}, \quad (7)$$

де C — інформаційна ємність;

N_{smp} — кількість доступних імпульсів різної форми та тривалості (radix);

B — ширина спектру;

τ_{RMS} — скважність.

Аналізуючи залежність між інформаційною ємністю та кількістю імпульсів, можемо зробити висновок, що збільшення кількості доступних імпульсів N_{smp} з класичних двох до шести збільшить кількість інформації в три рази.

Перспективним напрямком дослідження в області нейронного радіо є застосування імпульсних штучних нейронних мереж замість штучної нейронної мережі прямого поширення. Тренування таких мереж здійснюється шляхом самоорганізації системи під зовнішнім впливом з позитивним підкріпленням. Виконати такі мережі у вигляді аналогової мікросхеми простіше,

ніж мережі прямого поширення. З огляду малого обсягу інструментального апарату для навчання таких моделей цей підхід в даній роботі не розглядається, але швидкий розвиток подібних технологій робить такі дослідження перспективними в майбутньому.

Висновки

Імпульсні надширокопосмугові радіотехнічні пристрої мають теоретичні переваги над вузькосмуговими в плані інформаційної ємності [1], але на практиці не вдавалось використовувати ці переваги повною мірою через певні складності обробки НШС-сигналів. Запропонований підхід виокремлення корисної інформації з імпульсної НШС електромагнітної хвилі дозволяє покращити характеристики таких комунікаційних систем завдяки врахуванню залежності форми імпульсу від напрямку спостереження.

Вихідний сигнал нейронного радіо надає інформацію не лише про присутність отриманих імпульсів певного типу, а ще й про імовірність, з якою вони спостерігаються. Цю інформацію можна застосовувати для керування адаптивними антенними системами та системами когнітивного радіо, які також можуть складатись з фізичних нейронних мереж.

Порівняння рівня споживання електроенергії аналогового нейропроцесора та аналогічного цифрового пристрою GPU/ASIC показало кращу енергоефективність для першого. Відтак, використання аналогового нейропроцесору замість лінійного фільтру, АЦП та FPGA дозволяє застосовувати математичні процеси високої складності при значно меншій витраті енергії.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Lecoindre A., Dragomirescu D., Plana R. IR-UWB channel capacity for analog and mostly digital implementation. *2008 International Semiconductor Conference*, 2008, vol. 2, p. 403–406, <https://doi.org/10.1109/SMICND.2008.4703439>.
2. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. *Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений*. Москва, Радио и связь, 1989, 192 с.

3. Molisch A. F. Ultra-wideband communications: An overview URSI. *Radio Science Bulletin*, 2009, vol. 329, p. 31–42, <https://doi.org/10.23919/URSIRSB.2009.7909730>.
4. Wu Tai Tsun. Electromagnetic missiles. *Journal of Applied Physics*, 1985, vol. 57, p. 2370–2373.
5. Седин Л.Г. Импульсное излучение антенны с круглой апертурой, возбужденной единичным скачком тока (переходная диаграмма). *Радиотехника и электроника*, 1992, № 10, с. 1783–1787.
6. Akhmedov R., Dumin O., Katrich V. Impulse radiation of antenna with circular aperture. *Telecommunications and Radio Engineering*, 2018, vol. 77, p. 1767–1784.
7. Butrym A. Yu, Zheng Yul, Dumin A. N., Tretyakov O. Transient wave beam diffraction by lossy dielectric half space. *Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)*, 2014, p. 26–28, <https://doi.org/10.1109/MMET.2014.6928717>.
8. Al-Husseini M., Kabalan K., El-Hajj A., Christodoulou Ch. Cognitive radio: UWB integration and related antenna design. Chapt. 20 in book: *New Trends in Technologies: Control, Management, Computational Intelligence and Network Systems* (ed. by. Er Meng Joo), 2010, <https://doi.org/10.5772/293>.
9. Tobes Z., Raida Z. Use of the analog neural networks in the adaptive antenna control systems. *Radioengineering*, 2002, vol. 11, p. 14–21.
10. Zhao Z., Srivastava A., Peng L., Chen Q. Long short-term memory network design for analog. *Computing ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems*, 2019, vol. 15, no. 1, article 13, 27 p., <https://doi.org/10.1145/3289393>.
11. Hamilton W., Ying R., Leskovec J. Representation learning on graphs: methods and applications. *IEEE Data Engineering Bulletin: Social and Information Networks, Machine Learning*, 2017.
12. Zhang J., Orlik P. V., Sahinoglu Z. et al. UWB systems for wireless sensor networks. *Proc. of the IEEE*, 2009, vol. 97, p. 313–331.
13. Kussul E., Baidyk T. Improved method of handwritten digit recognition tested on MNIST database. *Image and Vision Computing*, 2004, vol. 22, p. 971–981.
14. Hochreiter S., Schmidhuber J. Long Short-term memory. *Neural Computation*, 1997, Vol. 9, p. 1735–1780.
15. Akhmedov R., Dumin O. Ultrashort impulse radiation from plane disk with uniform current distribution. *2018 9th Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*, 2018, Ukraine, Odessa, p. 169–173, <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520223>.
16. Wolter M., Yao A. Complex gated recurrent neural networks. *Advances in Neural Information Processing Systems*, 2018, vol. 31, p. 10536–10546.

Дата надходження рукопису
до редакції 18.06 2020 р.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.03
УДК 537.87

Р. Д. АХМЕДОВ

Украина, Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
E-mail: rolan.akhmedov@karazin.ua

ВЫДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЗНОЙ ИНФОРМАЦИИ ИЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Представлена авторская методика выделения полезной информации из сверхширокополосной импульсной электромагнитной волны, которая основана на применении физических нейронных сетей длительной краткосрочной памяти. Проведено моделирование процессов излучения, приема и обработки импульсной волны. В качестве передающей антенны выбрана линзовая антенна импульсного излучения. Для моделирования процесса излучения электромагнитных волн с заданными временными зависимостями возбуждающего тока использована переходная функция антенны и принцип суперпозиции, формализованный интегралом Дюамеля. Моделирование проведено с учетом эффектов ближней зоны излучения и паразитных шумов. Проанализирована перспектива применения предложенной методики в задачах интернета вещей.

Ключевые слова: сверхширокополосная импульсная волна, линзовая антенна импульсного излучения, ближняя зона, апартная нейронная сеть, долгая краткосрочная память.

INFORMATION EXTRACTION FROM ULTRAWIDEBAND
ELECTROMAGNETIC WAVE IN NEAR RADIATION ZONE

The authors study the dependence of the shape of electromagnetic pulse received in near radiation zone of the antenna on the observation point. The paper discusses negative and positive effects of this phenomenon on the wireless impulse communication and presents a new method of information extraction from ultrawideband electromagnetic pulse, comparing it to the traditional way of signal processing.

The method is based on modern deep learning technics and recurrent neural networks, namely physical long short-term memory. Moreover, the paper presents a concept of direct sequence ultrawideband (DS-UWB) impulse radio receiver based on a physical neural network. It is proposed to change the traditional way of radio signal processing and use a single neural network instead of a matched filter, a magnitude amplifier and a FPGA processor. The architecture of the physical neural network was designed with an intention to study the behavior of ultrawideband short pulse (UWB-SP) radio signal in near and far radiation zones.

The applicability of the neural radio concept is proved by simulation of AWGN communication channel for multiuser environment and real time RX signal processing by the designed neural network. The paper contains the results of a numerical modeling of the radiation-reception process and illustrations of the neural network training process. The lens impulse radiation antenna is considered as radiator of transient electromagnetic field for simulation. The radiation process is modeled with the help of the antenna's transient response obtained using the evolution approach and the superposition principle in the form of Duhamel integral.

The prospects of using the proposed methodology in the problems of the Internet of Things are analyzed. The study shows that using the proposed method allows solving multipathing and multiuser problems even in near radiation zone.

Keywords: ultrawideband (UWB), electromagnetic pulse (EMP), lens impulse radiation antenna (LIRA), near zone, physical neural network, long short-term memory (LSTM).

REFERENCES

1. Lecointre A., Dragomirescu D., Plana R. IR-UWB channel capacity for analog and mostly digital implementation. *2008 International Semiconductor Conference*, 2008, vol. 2, pp. 403–406, <https://doi.org/10.1109/SMICND.2008.4703439>.
2. Astanin L.Yu., Kostylev A.A. *Osnovy sverkhshirokopolosnykh radiolokatsionnykh izmereniy* [The basics of ultrawideband radiolocation measurements], 1989, Moscow, Radio i svyaz', 192 p.
3. Molisch A. F. Ultra-wideband communications: An overview. *URSI. Radio Science Bulletin*, 2009, vol. 329, pp. 31–42, <https://doi.org/10.23919/URSIRSB.2009.7909730>.
4. Wu Tai Tsun. Electromagnetic missiles. *Journal of Applied Physics*, 1985, vol. 57, pp. 2370–2373.
5. Sodin L.G. [Impulse radiation of antenna with circular aperture that is excited by heaviside step function i.e. transient response]. *Radiotekhnika i Elektronika*, 1992, no. 10, pp. 1783–1787.
6. Akhmedov R., Dumin O., Katrich V. Impulse radiation of antenna with circular aperture. *Telecommunications and Radio Engineering*, 2018, vol. 77, pp. 1767–1784.
7. Butrym A.Yu., Zheng Yul., Dumin A.N., Tretyakov O. Transient wave beam diffraction by lossy dielectric half space. *International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)*, 2014, pp. 26–28, <https://doi.org/10.1109/MMET.2014.6928717>.
8. Al-Husseini M., Kabalan K., El-Hajj A., Christodoulou Ch. Cognitive radio: UWB integration and related antenna design. Chapt. 20 in book: *New Trends in Technologies: Control, Management, Computational Intelligence and Network Systems* (ed. by. Er Meng Joo), 2010, <https://doi.org/10.5772/293>
9. Tobes Z., Raida Z. Use of the Analog neural networks in the adaptive antenna control systems. *Radioengineering*, 2002, vol. 11, pp. 14–21.
10. Zhao Z., Srivastava A., Peng L., Chen Q. Long short-term memory network design for analog. *Computing ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems*, 2019, vol. 15, no. 1, article 13, 27 p., <https://doi.org/10.1145/3289393>
11. Hamilton W., Ying R., Leskovec J. Representation learning on graphs: methods and applications. *IEEE Data Engineering Bulletin: Social and Information Networks, Machine Learning*, 2017.
12. Zhang J., Orlik P. V., Sahinoglu Z. et al. UWB systems for wireless sensor networks. *Proceedings of the IEEE*, 2009, vol. 97, pp. 313–331.
13. Kussul E., Baidyk T. Improved method of handwritten digit recognition tested on MNIST database. *Image and Vision Computing*, 2004, vol. 22, pp. 971–981.
14. Hochreiter S., Schmidhuber J. Long Short-term memory. *Neural Computation*, 1997, vol. 9, pp. 1735–1780.
15. Akhmedov R., Dumin O. Ultrashort impulse radiation from plane disk with uniform current distribution. *2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*, 2018, Ukraine, Odessa, pp. 169–173, <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520223>
16. Wolter M., Yao A. Complex gated recurrent neural networks. *Advances in Neural Information Processing Systems*, 2018, vol. 31, pp. 10536–10546.

Опис статті для цитування:

Ахмедов Р. Д. Виокремлення корисної інформації з надширокопasmової хвилі у ближній зоні випромінювання. *Технологія і конструювання в електронній апаратурі*, 2020, № 3–4, с. 3–10. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.03>

Cite the article as:

Akhmedov R. D. Information extraction from ultrawideband electromagnetic wave in near radiation zone. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2020, no. 3–4, pp. 3–10. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.03>

L. LAIKOVA, T. TERESHCHENKO, Y. YAMNENKO

Ukraine, National technical university of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”

E-mail: laikova@ukr.net

MATRIX CALCULATION OF CORRELATION CHARACTERISTICS OF TIME CHARTS BASED ON SPECTRAL METHODS

The paper is devoted to the problem of calculation of autocorrelation function that is important for solving the tasks that require finding the repeating intervals of the signal or defining the main frequency of the signal against the background of non-stationary noise. The authors propose an algorithm to transform the connection between arithmetic and logical correlation functions in oriented basis into the matrix form. Comparative analysis is conducted for the computational complexity of different types of autocorrelation functions using different spectral methods — Fourier, Walsh, and oriented basis transform.

Keywords: spectral transform, autocorrelation function, Fourier transform, Walsh transform, spectral transform at oriented basis.

A lot of research tasks contain the stage of finding the repeating intervals of the signal or defining the main frequency of the signal against the background of non-stationary noise. To solve these tasks, the analysis based on the autocorrelation function (ACF) calculation is used [1—3].

Correlation analysis is included as necessary stage in many tasks of signal processing, recognition and prediction, as well as of studying transient and steady regimes in electronic schemes. Triple logic could be used in different applications, including third state control of electronic components, three-position electronic devices, switches, etc. That is why mathematical methods that are able to operate with triple logics could be helpful and promising in terms of computational speed and simplicity. These methods could even be implemented in specialized digital signal processors (DSP) and field-programmable gate arrays (FPGA) in order to increase their effectiveness and operation speed.

Moreover, the task of motor diagnostics in many cases could come down to revealing the periodical components against the background noise. In this case, it is necessary to study the ACF — the presence of the highest autocorrelation coefficient of τ^{th} order indicates that the time dependence of the analyzed function contains cyclic oscillation with the period τ .

Using the spectral transforms involves the following procedure: 1) calculate the image (spectrum) function from the dataset represented by N digits of the signal — based on direct fast transform (Walsh or oriented basis (OB) transform [4]); 2) calculate the ACF spectrum; 3) apply the reverse fast transform from the ACF spectrum. Thus, dyadic or m -ary ACF will be found. In order to get arithmetic ACF, it is necessary to convert obtained Walsh or OB spectrum into Fourier spectrum. In [5—7],

the connection was shown between the arithmetic and logical correlation functions in matrix form for Walsh and OB methods, respectively. However, there was no generalized case for diagonal matrix.

The aim of this study is to increase the processing speed of the control and analysis algorithms based on integer processors by reducing the computational complexity by finding an algorithm for transforming the connection between arithmetic and logical correlation functions in OB into the matrix form.

Calculation of ACF in matrix form

Logical autocorrelation function defined in OB takes the following form:

$$P_x(\tau) = \frac{1}{N^2} \sum_{p=1}^N \sum_{t=0}^{N-1} x_p(\tau) x_p\left(t \oplus_3 \tau\right), \quad (1)$$

where $x_p(\tau)$ is one of the set of realizations of the random process $x(t)$;

N is the number of discrete digits in $x(t)$;

\oplus_3 is the operation of addition by module 3 [8].

Thus, logical ACF could be defined as the average of N different m -ary ACF calculated in OB basis:

$$P_{\text{OB}}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N x_p(\tau) x_p\left(t \oplus_3 \tau\right). \quad (2)$$

If the following equation is correct

$$x_p(\tau) = x(\tau + p),$$

the logical ACF takes the following form:

$$P_x(\tau) = \frac{1}{N^2} \sum_{p=1}^N \sum_{t=0}^{N-1} x_p(t + p) x_p\left(\left(t \oplus_3 \tau\right) + p\right). \quad (3)$$

Analogously to the Gibbs formula for Walsh method [9], let us define the connection between the arithmetic correlation function and the logical one for the OB method:

$$P_x(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} R_x \left[\left(t \oplus \tau \right) \theta t \right]. \quad (4)$$

Let us transform the calculation into the matrix form:

$$\|P_x(\tau)\| = \|A\| \cdot \|R_x(\tau)\|. \quad (5)$$

We propose the algorithm to transform the system (3) defining the connection between arithmetic and logical correlation functions in OB basis into the matrix form (5). First, let us compose the matrix of the arguments of the function $\|R_x(\tau)\|$. If $N = 9$, the matrix $\|R_x(\tau)\|$ will be as follows:

$$\|R_x(\tau)\| = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 7 & 1 & 1 & 7 & 1 & 1 & 7 \\ 2 & 8 & 8 & 2 & 8 & 8 & 2 & 8 & 8 \\ 3 & 3 & 3 & 3 & 3 & 3 & 3 & 3 & 3 \\ 4 & 4 & 1 & 4 & 4 & 1 & 4 & 4 & 1 \\ 5 & 2 & 2 & 5 & 2 & 2 & 5 & 2 & 2 \\ 6 & 6 & 6 & 6 & 6 & 6 & 6 & 6 & 6 \\ 7 & 7 & 4 & 7 & 7 & 4 & 7 & 7 & 4 \\ 8 & 5 & 5 & 8 & 5 & 5 & 8 & 5 & 5 \end{vmatrix}.$$

Each (i, j) element of the matrix $\|A\|$ is defined as a sum of the elements equal to j in i^{th} row of the matrix $\|R_x(\tau)\|$ ($i, j = 0, \dots, N-1$). In our case, the matrix $\|A\|$ equals

$$\|A\| = \begin{vmatrix} 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 3 & 0 \\ 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 \\ 0 & 0 & 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3 & 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 9 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 3 \end{vmatrix}.$$

The matrix $\|A\|$ contains only one non-zero element in 0^{th} row, i.e., $(0, 0) = 9$, because the corresponding 0^{th} row of the matrix $\|R_x(\tau)\|$ contains 9 zeros. The first row of the matrix $\|A\|$ contains 2 non-zero elements: $(1, 1) = 6$ and $(1, 7) = 3$, since the corresponding 1^{st} row of the matrix $\|R_x(\tau)\|$ contains six “1” and three “7”.

Let us represent the matrix $\|A\|$ in the form of multiplication of diagonal matrix $\|D\|$ and transforming matrix $\|T\|$. From the view of the matrix $\|A\|$ it is evident that the

elements of the diagonal matrix $\|D\|$ should correspond to the following expression:

$$d_{kk} = 2^{S_{k1} + S_{k2} - \delta(k,m)} \cdot 3^{1 - S_{k1} - S_{k2} - \delta(k,0)}, \quad (6)$$

where S_{k1} is the number of “1” in 3-ary representation of the value k ;

S_{k2} is the number of “2” in 3-ary representation of the value k ;

$\delta(k, i)$ is the Kronecker delta function,

$$\delta(k, i) = \begin{cases} 1 & \text{for } k = i; \\ 0 & \text{for } k \neq i; \end{cases}$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, N-1.$$

Let us compose the diagonal matrix $\|D\|$ with the elements from the main diagonal that meet condition (3), i.e.

$$\|D\| = \|\text{diag}(d_{kk})\|.$$

Then one could write as follows:

$$\|A\| = \|D\| \cdot \|T\|,$$

where $\|T\|$ is the transforming matrix with the dimension $N \times N$ and “1” in the main diagonal. Then (4) in matrix form will be as follows:

$$\|P_x(\tau)\| = \|D\| \cdot \|T\| \cdot \|R_x(\tau)\|. \quad (7)$$

Let us find transforming matrices $\|T\|$ for the partial cases at the intervals $N = 3$ and 9 and define the common formulas for obtaining these matrices.

For $N = 3$, the equation (7) will be

$$\begin{aligned} \|P_x(\tau)\| &= \|D\| \cdot \|T\| \cdot \|R_x(\tau)\| = \\ &= \begin{vmatrix} 3 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 1 \\ 0 & 2 & 1 \end{vmatrix} \cdot \|R_x(\tau)\| = \\ &= \frac{1}{3} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0,667 & 0 \\ 0 & 0 & 0,333 \end{vmatrix} \times \\ &\times \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0,5 \\ 0 & 2 & 1 \end{vmatrix} \cdot \|R_x(\tau)\|. \end{aligned}$$

For $N = 9$ it will be

$$\|P_x(\tau)\| = \begin{vmatrix} 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 3 & 0 \\ 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 \\ 0 & 0 & 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3 & 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 9 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & 6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 & 0 & 0 & 3 \end{vmatrix} \cdot \|R_x(\tau)\|,$$

and the matrix $\|R_x(\tau)\|$ will be defined as

$$\|R_x(\tau)\| = \frac{1}{9} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2/3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2/3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Similarly, it could be done for $N = 27$ and further. Analysis of the transforming matrices $\|T\|$ shows that for all considered cases they have the same structure. It gives the possibility to get the following recurrent formula

$$\|T(\alpha)\| = \begin{pmatrix} \|T'(\alpha-1)\| & 0 & \|E(\alpha-1)\| \\ 0,5 \cdot \|E(\alpha-1)\| & \|T'(\alpha-1)\| & 0 \\ 0 & 2 \cdot \|E(\alpha-1)\| & \|T'(\alpha-1)\| \end{pmatrix}, \quad (8)$$

where $\|T'(\alpha-1)\|$ is the triangle matrix that is formed from the corresponding matrix $\|T(\alpha-1)\|$ when all elements of the main diagonal are replaced by "0";

$\|E(\alpha)\|$ is subsidiary matrix that is the component of $\|T(\alpha)\|$;

α is the step of recurrent formula.

Elements of the matrix $\|E(\alpha-1)\|$ could be found from the equation

$$\|E(\alpha)\| = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \|E(\alpha-1)\| \\ 0,5 \cdot \|E(\alpha-1)\| & 0,5 \cdot \|T'(\alpha-1)\| & 0 \\ 0 & 2 \cdot \|E(\alpha-1)\| & 2 \cdot \|T'(\alpha-1)\| \end{pmatrix}. \quad (9)$$

First values of recurrent matrices are defined by equations

$$T(0) = 1, E(0) = 0.$$

For example, if $\alpha = 2$, the matrices have the following form:

$$\|T(1)\| = \begin{pmatrix} \|T'(0)\| & 0 & \|E(0)\| \\ 0,5 \cdot \|E(0)\| & \|T'(0)\| & 0 \\ 0 & 2 \cdot \|E(0)\| & \|T'(0)\| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix};$$

$$\|E(1)\| = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \|E(0)\| \\ 0,5 \cdot \|E(0)\| & 0,5 \cdot \|T'(0)\| & 0 \\ 0 & 2 \cdot \|E(0)\| & 2 \cdot \|T'(0)\| \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,5 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix};$$

$$\|T(2)\| = \begin{pmatrix} \|T'(1)\| & 0 & \|E(1)\| \\ 0,5 \cdot \|E(1)\| & \|T'(1)\| & 0 \\ 0 & 2 \cdot \|E(1)\| & \|T'(1)\| \end{pmatrix}.$$

From the equation (4) arithmetic correlation function could be found as

$$\|R_x(\tau)\| = \|T\|^{-1} \|D\|^{-1} \|P_x(\tau)\|. \quad (10)$$

Comparative analysis

Let us compare the ACF computational complexity using Fourier and Vilenkin – Krestenson functions (VKF), as well as Walsh and direct and reverse OB transforms (using fast algorithms). Estimation of the number of non-trivial arithmetic operations during the calculation of the spectra of Fourier, Walsh, OB transforms for the two variants [8] and VKF-Paley based transform is described in [10–11].

The numbers of calculation operations is defined as follows:

$$Q_{\text{Fourier}} = k(4N \log_2 N + 4N); \quad (11)$$

$$Q_{\text{VKF}} = k \left[N(m-1) \left(1 + \frac{m-1}{m} \right) \log_m N \right]; \quad (12)$$

$$Q_{\text{Walsh}} = N \log_2 N + N; \quad (13)$$

$$Q_{\text{OBdirect}} = m^{n-1} n \left[\left(\frac{m+1}{2} - 1 \right)^2 + m(m-1) \right]; \quad (14)$$

$$Q_{\text{OBreverse}} = m^{n-1} n \left[\frac{(m-3)^2}{4} + m(m-2) \right], \quad (15)$$

where Q_{Fourier} , Q_{VKF} , Q_{Walsh} , Q_{OBdirect} , $Q_{\text{OBreverse}}$ are numbers of operations for Fourier, VKF-Paley, Walsh, direct and reverse OB accordingly; k is the computational complexity ratio while processing fractional numbers compared to integers.

By "non-trivial operation" we mean the elimination of the operations with zero matrix elements.

In this case we also eliminate from the total number of arithmetic operations the addition with zero, multiplication by “+1” or by “-1”.

At $m = 3$, we obtain

$$Q_{OB_{direct}} = \frac{7N}{3} \log_3 N; \quad (16)$$

$$Q_{OB_{reverse}} = 2N \log_3 N. \quad (17)$$

The calculation of ACF for the Walsh method requires two transform procedures, for the Fourier method by (3) — three procedures. Calculation of the m -ary ACF for different modifications of the OB method needs 3 procedures in total.

ACF computational complexity for spectral methods transforms at $m = 3$ is shown in the **Table**.

ACF computational complexity for fast spectral methods

Transform (spectral method)	Amount of calculation operations for arithmetic, dyadic or m -ary ACF
Fourier	$3k(27,96N \log_3 N + 4N)$
VKF-Paley	$27,96N \log_3 N + 4N$
Walsh	$2N \log_2 N + 2N$
OB (direct)	$6,66N \log_3 N$
OB (reverse)	$6,66N \log_3 N$

Coefficient k in the equation for Fourier transform reflects the computational complexity ratio while calculating fractional numbers compared to integers. It depends on the microprocessor/microcontroller realization. For example, for the modern ARM processors with FPU like STM32F407V, k can be taken as “1”, for integer processors like Atmel, k lies between 10 and 20, depending on program realization and assigned processing exactness. **Fig. 1** shows the dependence of the computational complexity on the interval N at $k = 10$.

Fig. 1 demonstrates that the computational complexity of dyadic and m -ary ACFs is far lower than that of the arithmetic one for Fourier transform. At $N > 100$, the computational complexity for the dyadic ACF is 65 to 68 times lower for Walsh and 32 to 34 times lower for OB.

However, the exact calculation of ACF needs the calculation of N dyadic or m -ary ones. Then for $N > 67$ (for Walsh) or $N > 33$ (for OB) this advantage disappears.

The computational complexity could be decreased significantly by decreasing the number of dyadic (for Walsh) or m -ary (for OB) ACFs that are included into the logical ACF equation [8]. Such calculation will be approximate. In order to estimate the minimum necessary dyadic or m -ary ACFs, the modeling of quazi-stationary processes were made. During this, the coefficient of similarity of exact and approximate ACF was estimated. It should be indicated that approximate functions could

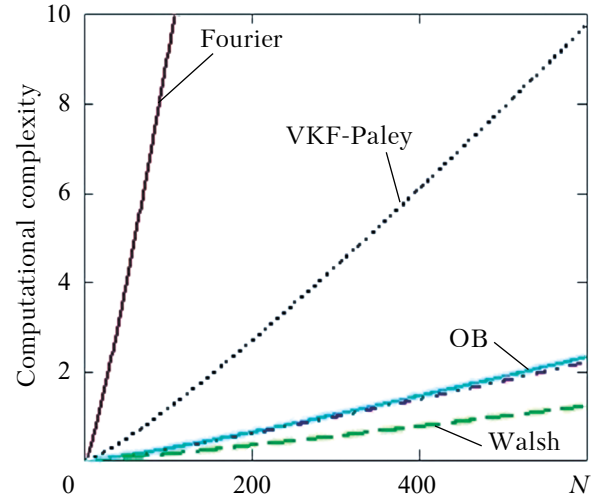


Fig. 1. ACF computational complexity for different computational types on the interval N
(arithmetic — for Fourier transform;
dyadic — for Walsh, m -ary for OB transform, VKF-Paley)

be successfully used in order to investigate the functions described above as well as for finding the repeating sectors or estimating the carrier signal frequency under the noises and oscillations of different frequencies. The lower is the computational complexity, the faster are the control and analysis algorithms based on integer processors. This factor is very important in real-time data processing systems, i.e., in the systems of power stations diagnostics where decreasing the time of revealing the pre-emergency state and decision-making are of particular essence [12]. It also has an undoubted advantage in signal transmitting systems and in the tasks where it is necessary to reveal the periodical sectors in time series [13—14].

Conclusions

Thus, the research allowed establishing the connection between arithmetic and logical correlation functions for the oriented basis method and to propose an algorithm for its transformation into the matrix form.

It is shown that computational complexity of the dyadic and m -ary autocorrelation functions is significantly lower than that of the arithmetic ones (for Fourier transform). At $N > 100$, the computational complexity of the dyadic autocorrelation function is 65—68 times lower (for the Walsh method) and 32—34 times lower (for the OB transform).

REFERENCES

1. Allen R.L., Mills D.W. *Signal Analysis: Time, Frequency, Scale, and Structure*. Wiley-IEEE Press, 2004, 966 p. <http://pselab.ru/Books/Allen.pdf>
2. Kapinchev K., Bradu A., Barnes F., Podoleanu A. GPU implementation of cross-correlation for image generation in real time. *9th International Conference on Signal Processing and Communication Systems (ICSPCS)*. 2015, pp. 1–6. <https://doi.org/10.1109/ICSPCS.2015.7391783>.

3. Penny W. D. *Signal Processing Course*, 2000. <https://www.fil.ion.ucl.ac.uk/~wpenny/course/course.pdf>
4. Tereshchenko T., Lazariev D. The definition of cyclic convolution based on radix-m argument spectral transform. *Electronics and Nanotechnology. Proceeding of the XXXII International Scientific Conference ELNANO 2012*. Ukraine, Kyiv, 2012, pp. 92–93.
5. Tereshchenko T. A., Laikova L. G., Parkhomenko A. S. Methods for determining an autocorrelation function using Walsh transform. *Tekhnichna elektrodynamika*, 2014, no 5, pp. 104–106. http://techned.org.ua/2014_5/st34.pdf, http://nbuv.gov.ua/UJRN/TED_2014_5_36. (Rus)
6. Chegolin L.M. [Matrix communication operators of arithmetic and logical correlation functions]. *Vychislitel'naya tekhnika v mashinostroyenii*, 1973, pp. 129–137. (Rus)
7. Tereshchenko T., Khyzhniak T., Laikova L., Parkhomenko A. Research of autocorrelation function using the transformation in oriented basis. *Tekhnichna elektrodynamika*, 2016, no 4, pp. 29–31. <https://doi.org/10.15407/techned2016.04.029>. (Rus)
8. Zhuykov V., Tereshchenko T., Petergerya U. *Preobrazovaniya diskretnykh signalov na konechnykh intervalakh v oriyehtirovannom bazise* [Transformations of discrete signals at finite intervals in an oriented basis]. Kyiv, Avers, 2004, p. 274. (Rus)
9. Gibbs J. E., Pichler F. R. Comments on Transformation of "Fourier" Power Spectra into "Walsh" Power Spectra. *IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility*, 1971, vol. EMC-13, no 3, pp. 51–55.
10. Syuzev V. V. [Synthesis methods of the fast Vilenkin – Chrestenson transforms]. *Nauka I obrazovaniye*, 2014, no 1, pp. 159–187. <http://technomag.edu.ru/doc/687462.html>. (Rus)
11. Demyanik D. Program realization of fast Fourier transforms in basis of Vilenkin – Krestenson functions. *International scientific journal «Electronics and Control Systems»*, 2010, vol. 1, no 23. <https://doi.org/10.18372/1990-5548.23.760>. <http://jml.nau.edu.ua/index.php/ESU/article/view/760>
12. Dmitriev E. A., Malakhov V. P. [Application of the Walsh transform in systems for processing diagnostic information about the state of rotary machines]. *Pratsi Odes'koho politekhnichnoho universytetu*, 2001, vol. 1, pp. 135–137. (Rus)
13. Puech T., Boussard M., D'Amato A. A fully automated periodicity detection in time series. *International Workshop*, Springer, 2019. https://project.inria.fr/aaltd19/files/2019/08/AALTD_19_Boussard.pdf
14. Yuan Q., Shang J., Cao X. et al. Detecting multiple periods and periodic patterns in event time sequences. In: *Proceedings of the 2017 ACM on Conference on Information and Knowledge Management*, USA, New York, 2017, pp. 617–626. <https://experts.illinois.edu/en/publications/detecting-multiple-periods-and-periodic-patterns-in-event-time-se>

Received 16.06 2020

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.11
УДК 681.325

Л. Г. ЛАЙКОВА, Т. О. ТЕРЕЩЕНКО,
Ю. С. ЯМНЕНКО

Україна, Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського»
E-mail: laikova@ukr.net

МАТРИЧНІ СПОСОБИ ОБЧИСЛЕННЯ КОРЕЛЯЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСОВИХ РЯДІВ ЗА ДОПОМОГОЮ СПЕКТРАЛЬНИХ МЕТОДІВ

Статтю присвячено проблемі обчислення функції автокореляції, яка є важливою при вирішенні завдань знаходження повторюваних інтервалів сигналу або визначення основної частоти сигналу на тлі нестационарного шуму. Метою даної роботи є збільшення швидкості алгоритмів управління та аналізу, які реалізуються цілочисельними процесорами, за рахунок зменшення трудомісткості процесу обчислення.

Запропоновано алгоритм перетворення системи рівнянь, що визначають зв'язок між арифметичною і логічною кореляційними функціями в базисі функцій на основі орієнтованого базису (ОБ), в матричну форму. Порівняно трудомісткість обчислення АКФ за допомогою перетворень Фур'є, Уолша та ОБ для двох варіантів у випадку застосування швидких алгоритмів.

Показано, що трудомісткість знаходження діагностичних АКФ та m -АКФ значно менша за арифметичні АКФ (перетворення Фур'є): при $N > 100$ вона у 65–68 разів менша для перетворення Уолша та у 32–34 для перетворення ОБ.

Показано, що трудомісткість обчислення АКФ можна суттєво зменшити, якщо зменшити число діагностичних (у випадку Уолша) або m -АКФ (у випадку ОБ), що входять у вираз логічної АКФ, але таке обчислення буде приблизним. Для визначення достатнього для заданої точності знаходження мінімального числа діагностичних АКФ (m -АКФ) проведено моделювання квазістационарних процесів, при цьому оцінювався коефіцієнт подібності точної і наближених АКФ. Для цілей дослідження функцій, як-то знаходження повторюваних ділянок сигналу або визначення несучої частоти сигналу, прихованої через накладення шуму і коливань на інших частотах, можна застосовувати і приблизно знайдені функції. Менша трудомісткість обумовлює більшу швидкість алгоритмів діагностики на базі цілочисельних мікропроцесорів. Цей фактор є важливим для таких систем обробки даних у реальному часі як, наприклад, системи діагностування енергетичних установок, де зменшення часу виявлення передавального стану та прийняття рішення має надзвичайно важливе значення.

Ключові слова: спектральні перетворення, функція автокореляції, перетворення Фур'є, перетворення Уолша, спектральні перетворення в орієнтованому базисі.

**МАТРИЧНЫЕ СПОСОБЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ**

Статья посвящена проблеме вычисления функции автокорреляции, которая важна при решении задач нахождения повторяющихся интервалов сигнала или определения основной частоты сигнала на фоне нестационарного шума. Целью данной работы является увеличение скорости алгоритмов управления и анализа, которые реализуются целочисленными процессорами, за счет уменьшения трудоемкости процесса вычисления.

Предложен алгоритм преобразования системы уравнений, определяющих связь между арифметической и логической корреляционными функциями в базисе функций ориентированного базиса (ОБ), в матричную форму. Проведено сравнение трудоемкости вычисления АКФ с помощью преобразований Фурье, Уолша и двух вариантов ОБ в случае применения быстрых алгоритмов. Показано, что трудоемкость нахождения диадных АКФ и m -АКФ значительно меньше, чем арифметических АКФ (преобразование Фурье): при $N > 100$ она в 65–68 раз меньше для преобразования Уолша и в 32–34 раза для преобразования ОБ.

Трудоемкость вычисления АКФ можно существенно уменьшить, если уменьшить число диадных АКФ (в случае Уолша) или m -АКФ (в случае ОБ), входящих в выражение логической АКФ, однако такое вычисление будет приближительным. Для определения достаточного для заданной точности вычисления минимального числа диадных АКФ (m -АКФ) проведено моделирование квазистационарных процессов, при этом оценивался коэффициент сходства точной и приближенных АКФ. С целью исследования таких функций, как нахождение повторяющихся участков сигнала или определения несущей частоты сигнала, скрытой за наложением шума и колебаний на других частотах, можно применять и приблизительно найденные функции. Меньшая трудоемкость обуславливает большее быстроедействие алгоритмов диагностики на базе целочисленных микропроцессоров. Этот фактор важен в системах обработки данных в режиме реального времени, таких как, например, системы диагностики энергетических установок, где уменьшение времени выявления предаварийного состояния и принятия решения имеет огромное значение.

Ключевые слова: спектральные преобразования, функция автокорреляции, преобразования Фурье, преобразования Уолша, спектральные преобразования в ориентированном базисе.

Опис статті для цитування:

Лайкова Л. Г., Терещенко Т. О., Ямненко Ю. С. Матричні способи обчислення кореляційних характеристик часових рядів за допомогою спектральних методів. Технологія і конструювання в електронній апаратурі, 2020, № 3–4, с. 11–16. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.11>

Cite the article as:

Laikova L., Tereshchenko T., Yamnenko Y. Matrix calculation of correlation characteristics of time charts based on spectral methods. Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature, 2020, no. 3–4, pp. 11–16. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.11>

А. В. ФЕДОРЕНКО

Україна, м. Київ, Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України
E-mail: aaartemaa@gmail.com

СПЕКТРАЛЬНА ФОТОЧУТЛИВІСТЬ ДИФУЗІЙНИХ Ge-*p-i-n*-ФОТОДІОДІВ

*Описано процес виготовлення дифузійним методом швидкодіючих Ge-*p-i-n*-фотодіодів для лазерного далекоміра з максимумом фоточутливості на довжині хвилі 1,54 мкм. В результаті розрахунку отримано теоретичну криву їхньої спектральної фоточутливості, яка достатньо близько збігається з даними вимірів. Показано можливість врахування більшості конструкційних та технологічних особливостей фотодіодів при проведенні теоретичного моделювання, що дозволяє значно вдосконалити процес їхнього виготовлення. Таким чином, обрана методика моделювання дозволяє більш точно прогнозувати та оптимізувати параметри фотодіодів для конкретної практичної задачі.*

Ключові слова: Ge, *p-i-n*-фотодіод, спектральна фоточутливість, імпульсний лазерний далекомір, теоретичне моделювання.

Лазерні далекоміри широко використовуються для вирішення задач вимірювання відстані в геодезії, будівництві, багатьох технічних галузях цивільного та військового призначення, а також ракетно-космічній техніці [1—6]. В оптичному каналі імпульсних лазерних далекомірів (ЛД) використовують швидкодіючі *p-i-n*- або лавинні фотодіоди (ЛФД), виготовлені на основі Si, Ge або InGaAs залежно від робочої довжини хвилі λ_0 далекоміра [7—10]. Враховуючи необхідність визначення значних відстаней до об'єктів (понад 5 км) у військових далекомірах використовують, як правило, потужні ЛД з $\lambda_0 = 1,064$ мкм або $\lambda_0 = 1,54$ мкм, що обумовлено можливістю створення активних середовищ лазерів [10] для роботи у вікнах прозорості атмосфери. При цьому, ЛД з $\lambda_0 = 1,54$ мкм мають перевагу з точки зору безпечності зору оператора у порівнянні з ЛД з $\lambda_0 = 1,064$ мкм, вони відповідають вимогам до озброєння за стандартами НАТО. У лазерних далекомірах передача оптичного сигналу відбувається крізь атмосферу на відміну від волоконно-оптичних ліній зв'язку, де також використовуються аналогічні швидкодіючі фотодіоди. А тому у військових далекомірах для зменшення впливу фонового випромінювання та інших спеціальних перешкод, наприклад «осліплення» фотоприймального пристрою стороннім потужним лазерним імпульсом, вводять додаткові елементи: оптичні фільтри, діафрагми, бленди та інше [11—13], але в літературі відсутні відомості про вплив вказаних елементів на робочі параметри Ge-*p-i-n*-фотодіодів або ЛФД. У [14—16] досліджувалась стійкість фотоприймального пристрою лазерного далекоміра з $\lambda_0 = 1,54$ мкм, побудованого на основі германієвого ЛФД, до «осліплюючого» імпульсного потужного лазерного випромінювання з $\lambda_0 = 1,064$ мкм і $\tau_0 = 4$ нс. Встановлено, що граничне

значення потужності „осліплюючого“ лазерного випромінювання для Ge-ЛФД становить $1 \cdot 10^8$ Вт/см², тоді як у ЛФД на основі сполук A^3B^5 (наприклад, InGaAs) це значення майже на два порядки менше, що однозначно свідчить про перевагу використання германієвих фотоприймачів у військових ЛД. Крім того, у [14] показано, що Ge-ЛФД з більш глибоким заляганням *p-n*-переходу від опромінюваної поверхні (≈ 6 мкм) проявляють в рази більшу стійкість, ніж з глибиною залягання 2 мкм, що пояснюється особливістю генерації лазерно-індукованих дефектів в активній області Ge-ЛФД. Логічно допустити, що в Ge-*p-i-n*-фотодіодах будуть спостерігатись аналогічні встановленим авторами [14—16] закономірності зміни темнового струму і шуму при їхньому „осліпленні“ імпульсним лазерним випромінюванням з $\lambda_0 = 1,064$ мкм. Зазначимо, що у [14—16] не повідомляється про спектральну залежність ампер-ватної чутливості Ge-ЛФД з меншим (2 мкм) і більш глибоким (6 мкм) *p-n*-переходом та її трансформацію під дією «осліплюючого» випромінювання.

Метою даної роботи є з'ясування можливості прогнозування ампер-ватної чутливості Ge-*p-i-n*-фотодіодів залежно від параметрів їхньої активної області на основі існуючих теоретичних моделей та порівняння результатів розрахунку з експериментом.

Виготовлення зразків Ge-*p-i-n*-фотодіодів

Відомо, що у кремнії пасивуючу функцію успішно виконує власний оксид SiO₂, а захисну, як правило, — діалектичні плівки Si₃N₄ [6, 9, 17]. В Ge власний оксид GeO₂ нестабільний, тому для пасивації активної області Ge-фотодіодів використовуються плівки SiO₂, GeS, Si₃N₄ та їхні комбінації [7, 18, 19]. Враховуючи факт ідеального узгодження параметрів

кристалічних решіток Ge і кубічного ZnSe, а також задовільний збіг їхніх коефіцієнтів термічного розширення [20, с. 72], у [21, 22] досліджувалась можливість використання полікристалічних плівок ZnSe кубічної модифікації як стабільних пасивуючих і захисних покриттів активної області Ge-*p-i-n*-фотодіодів. Трирічні випробування виявили відсутність надлишкових шунтуючих струмів, обумовлених поверхневою провідністю гетеромежі ZnSe/Ge.

Ge-*p-n*-переходи виготовлялись методом дифузії акцепторних домішок Zn та In в підкладки Ge *n*-типу провідності з питомим опором $\rho = 15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($T = 300 \text{ К}$). Поверхня підкладок кристалографічної орієнтації (100) оброблялась за стандартною процедурою [23, 24]:

- 1) двостороннє абразивне шліфування і полірування поверхонь із поступовим зменшенням зернистості абразиву;

- 2) стравлювання механічно порушеного шару ($\approx 70 \text{ мкм}$) методом хіміко-динамічного полірування підкладки з обох сторін з використанням поліруючого травильного розчину, виготовленого на основі СР-4А;

- 3) знежирення і очищення поверхні підкладок від залишків хімічних реактивів у киплячому ізопропиловому спирті та у дистильованій воді;

- 4) просушування в атмосфері аргону.

Така підготовка поверхні підкладок Ge, що вибірково контролювалася вимірюванням півширини кривих коливання рентгенівського дифракційного відбиття, забезпечувала відсутність на них порушеного шару. Відібрані підкладки Ge товщиною 600 мкм разом з дифузантом, в ролі якого використовувався сплав In-Zn складом 50:50 об. %, завантажувались в різні місця кварцової ампули: внизу розташовувався дифузant, а на відстані 5—6 см від нього — група з 3—5 підкладок Ge розміром $9 \times 9 \text{ мм}$. Ампула вакуумувалась до остаточного вакууму $5 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ і завантажувалась у теплове поле вертикально розташованої дифузійної печі, яку попередньо виводили на заданий температурний режим. У тепловій зоні джерела дифузії температура становила $650 \pm 0,5^\circ \text{C}$, в зоні підкладок — $700 \pm 0,5^\circ \text{C}$, дифузія проводилась впродовж 7 год. Після цього ампула вільно охолоджувалась на повітрі.

Глибина залягання *p-n*-переходу визначалось по одному із групи зразків методом термозонда при пошаровому стравлюванні *p*-області. Для вищезазначених технологічних режимів дифузії вона становила $3 \pm 0,2 \text{ мкм}$. Зміна полярності термо-ерс свідчила про зміну типу провідності, що реєструвалось оптичним способом за допомогою інтерференційного мікроскопа МП-4.

На відібраних структурах з *p-n*-переходом визначалась робоча сторона, яка захищалась хімічно стійким лаком (ХСЛ), а протилежна сторона разом з боковими гранями стравлювалась поліруючим розчином СР-4А на глибину 10 мкм. Після очищення робочої сторони від ХСЛ та залишків хімічного трав-

лення вона додатково підтравлювалась на глибину 0,1 мкм у киплячому розчині перекису водню для зняття оксидів, які формувались на поверхні підкладки Ge у процесі дифузії.

На робочу поверхню структури термовакуумним способом наносились контактні площадки діаметром 0,4 мм у вигляді тонких (1—2 мкм) плівок сплаву Sn+3%In, а на зворотну сторону — суцільну плівку такої ж товщини зі сплаву Sn+3%Sb. Для формування якісних омичних контактів структуру з контактними площадками піддавали термообробці в атмосфері чистого водню у вакуумній установці при температурі 400°C упродовж 10 хв. Поверхня площею $1,2 \times 1,2 \text{ мм}$ навколо контактних площадок на робочій стороні *p*-області захищалась ХСЛ. Термообробка контактів призвела до формування сильно легованих підконтактних областей *p*⁺- та *n*⁺-типу в *p*- та *n*-області переходу відповідно. Приповерхневий дифузійний *p*⁺-шар переходу товщиною 0,1 мкм мав ефективну концентрацію дірок $p^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, обумовлену розчиненням Zn в Ge при температурі дифузії 800°C [25, с. 96].

Мезаструктурні *p-n*-переходи виготовлялись стравлюванням незахищеної області глибиною 5 мкм у поліруючому розчині СР-4А. Мезаструктура пасивувалась і захищалась тонкою (1,5 мкм) плівкою полікристалічного ZnSe, яка наносилася термовакуумним способом на робочу сторону структури при температурі $350\text{—}370^\circ \text{C}$ (температура випаровування ZnSe становить 850°C). Пасивовану структуру з групою мезаструктурних *p-n*-переходів розрізали методом струнної алмазної різки на окремі чіпи з розміром бази $3 \times 3 \text{ мм}$, які монтувались на ніжку корпусу фотодіодів.

Для дослідження впливу на спектральну залежність ампер-ватної чутливості дифузійних Ge-фотодіодів було розроблено і виготовлено спеціальні корпуси, конструкція яких захищена патентом України на корисну модель [26], з просвітленим в спектральному діапазоні $\lambda = 1,4\text{—}1,6 \text{ мкм}$ кремнієвим фільтром.

На рис. 1 наведено конструкцію мезаструктурного чутливого елемента дифузійного Ge *p-n*-переходу, яка демонструє розміщення його конструктивних елементів.

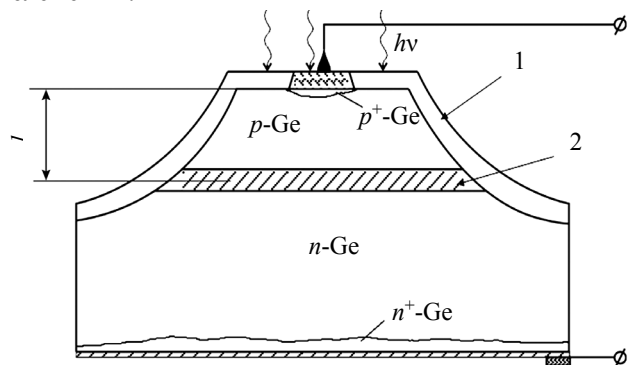


Рис. 1. Конструкція мезаструктурного Ge-фотодіода з глибиною залягання *p-n*-переходу l_{p-n} :
1 — ZnSe; 2 — анодний оксид

Модель для розрахунку ампер-ватної чутливості Ge-фотодіодів

В роботах [17, с. 59; 21] використовується формула, за якою можливо оцінити монохроматичну ампер-ватну чутливість фотодіода в абсолютних одиницях (у А/Вт):

$$S_i = (1 - R) T Q \alpha_{p-n} \frac{\lambda}{1,24}, \quad (1)$$

де R — коефіцієнт відбиття;

T — коефіцієнт пропускання оптичного фільтру;

Q — внутрішній квантовий вихід фотоефекту в активній області фотодіода;

α_{p-n} — коефіцієнт збирання нерівноважних носіїв заряду (ННЗ), генерованих випромінюванням в активній області фотодіода;

λ — довжина хвилі (в мкм), на якій визначається S_i .

Зазначимо, що збирання ННЗ в дифузійних Ge-фотодіодах здійснюється з трьох областей: квазінейтральних p -, n -областей та області просторового заряду (ОПЗ), тому

$$\alpha_{p-n} = \alpha_p + \alpha_{\text{ОПЗ}} + \alpha_n. \quad (2)$$

Для оцінки цих коефіцієнтів у [23] запропоновано наступні вирази:

$$\alpha_p = \frac{kL_n}{k^2 L_n^2 - 1} \left[\frac{SL_n + kL_n - X \exp(-kl)}{D_n} - kL_n \exp(-kl) \right]; \quad (3)$$

$$X = \frac{SL_n}{D_n} \operatorname{ch} \frac{l}{L_n} + \operatorname{sh} \frac{l}{L_n}; \quad (3')$$

$$\alpha_{\text{ОПЗ}} = \exp(-kl) [1 - \exp(-kW)]; \quad (4)$$

$$\alpha_n = \frac{kL_p}{kL_p + 1} \exp[-k(l + W)]; \quad (5)$$

де k — коефіцієнт міжзонного поглинання в Ge;

S — швидкість поверхневої рекомбінації в p -області;

L_n, L_p — значення дифузійної довжини нерівноважних електронів та дірок;

W_0 — коефіцієнт ширини ОПЗ;

D_n — коефіцієнт дифузії електронів.

Як видно з аналізу формул (1)—(5), теоретична модель розрахунку ампер-ватної чутливості фотодіода дає можливість досліджувати вплив кожної з областей p - n -переходу на її загальне значення та прогнозувати конструкцію активної області залежно від цільового призначення.

Результати та їхнє обговорення

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) вимірювались при постійному струмі в діапазоні значень струму $1 \cdot 10^{-9}$ — $1 \cdot 10^{-3}$ А. Дослідження вольт-фарадних

характеристик (ВФХ) здійснювалось за допомогою приладу Е7-14 на частоті $f = 10$ кГц при кімнатній температурі. (При $f = 1$ МГц сміність зразків не залежить від напруги зміщення в діапазоні прикладеної напруги $U = \pm 2$ В і визначається геометричними розмірами високоомної бази.) Спектральні залежності ампер-ватної чутливості вимірювались за кімнатної температури на установці, змонтованій на базі монохроматора SPM-2 з LiF призмою, в діапазоні довжини хвиль 0,5—2,0 мкм з синхронним детектуванням сигналу на частоті 670 Гц. Як джерело випромінювання використовувалась кварцево-галогенна лампа потужністю 250 Вт. Рівномірність потоку випромінювання на вхідній щілині монохроматора забезпечувалась об'єктивом з кварцовими лінзами. Потужність випромінювання, що потрапляло після вихідної щілини монохроматора на всю активну поверхню досліджуваних на частоті 10 кГц зразків, вимірювалось піроелектричним приймачем, виготовленим в Інституті фізики НАН України і атестованим на моделі абсолютно чорного тіла. Реєстрація сигналу з освітлених чипів Ge-фотодіодів відбувалась у фотогальванічному режимі струму короткого замикання на навантажувальному опорі $R_n = 1$ кОм, який на два порядки менший за темновий диференційний опір фотодіодів при $t = 300$ К. В [21] показано, що напруга зворотного зміщення $U = -10$ В не призводить до суттєвої зміни ампер-ватної чутливості у цих же зразках, тому фотодіодний режим їхнього включення в цій роботі не досліджувався. В інтервалі температури 227—316 К експериментальні результати при прямих напругах зміщення задовільно апроксимуються виразом

$$I = I_0 \left[\exp \frac{e(U - IR_s)}{\beta k t} - 1 \right], \quad (6)$$

де I_0 — струм насичення;

R_s — послідовний опір;

β — коефіцієнт неідеальності.

Наприклад, для кімнатної температури ($t = 293$ К) $I_0 = 2,6 \cdot 10^{-7}$ А, $R_s = 1,2 \cdot 10^3$ Ом, $\beta = 1,3$, а шунтуючий опір $R_{\text{ш}} = 1,3 \cdot 10^6$ Ом. При зворотному зміщенні величиною $U_{\text{зв}} = -20$ В темновий струм не перевищує $2 \cdot 10^{-6}$ А, що свідчить про достатньо високу якість експериментальних Ge- p - n -переходів з їхніми електричними властивостями.

Аналіз показав, що експериментальні дані вимірювання ВФХ на частоті 10 кГц лінеаризуються в координатах C^{-3} — U , де C — бар'єрна сміність переходу, а U — напруга зворотного зміщення, що однозначно свідчить про плавний (лінійний) розподіл легуючої домішки Zn на межі p - n -переходів.

За нахилом графіка залежності $C^{-3} = f(U)$ оцінено градієнт концентрації легуючої (дифузійної) домішки Zn на лінійній ділянці її профілю легування, який становив $a = 4,4 \cdot 10^{19}$ см⁻⁴, а довжина ОПЗ пе-

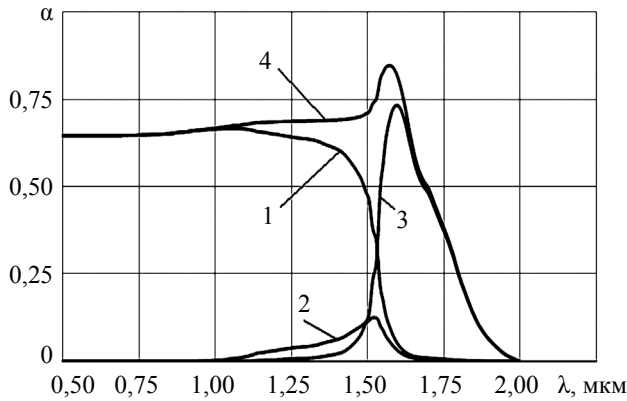


Рис. 2. Спектральний розподіл коефіцієнтів збирання ННЗ з активних областей дифузійного Ge-фотодіода з параметрами П2 (див. таблицю):

1 — квазінейтральної p -області; 2 — області просторового заряду; 3 — квазінейтральної n -області; 4 — сумарний

реходів при нульовій напрузі зміщення дорівнювала $W_0 = 3$ мкм при $t = 293$ К.

Значення фото-ерс насичення Ge- p - n -переходів фотодіодів при їх освітленні інтегральним концентрованим випромінюванням від кварцево-галогенної лампи досягало значень $U_n = 0.3 \pm 0.02$ В ($t = 293$ К). Також визначались значення контактної різниці потенціалів в дифузійних p - i - n -переходах.

Для проведення розрахунків коефіцієнт відбиття для діапазону 1.5 — 1.9 мкм було взято з [27], а коефіцієнт власного поглинання — з [28]. На рис. 2 представлено типовий спектральний розподіл коефіцієнтів збирання, отриманих за формулами (2) — (5) для параметрів П2, наведених у таблиці.

Результати розрахунку спектральної ампер-ватної чутливості дифузійного Ge- p - i - n -фотодіода без кремнієвого оптичного фільтра для трьох варіантів параметрів активної області, а також експериментальні дані зображено на рис. 3. Аналіз цих даних показує, що найбільше з експериментальними даними збігаються результати розрахунку ампер-ватної чутливості для варіанту П3 (крива 2), причому достатньо задовільний збіг спостерігається в спектральному діапазоні довжини хвиль 0.85 — 1.8 мкм. Більш суттєві розходження при $\lambda < 0.85$ мкм можуть бути пов'язані зі

Параметри активної області Ge- p - n -переходу для трьох варіантів розрахунків

Позначення варіанту	Параметри активної області					
	L_n , мкм	D_n , $\text{см}^2/\text{с}$	S , $\text{см}/\text{с}$	I , мкм	W , мкм	L_p , мкм
П1	7,2	52	$1 \cdot 10^3$	3	3	230
П2	3,0					
П3*	2,3					

*У цьому випадку для розрахунків коефіцієнт збирання з ОПЗ, отриманий за формулою (4), зменшувався вдвічі і дорівнював $0.5\alpha_{\text{ОПЗ}}$, що ближче до реальних умов.

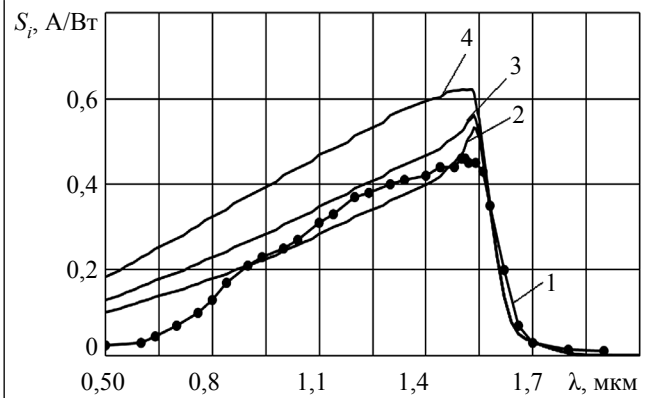


Рис. 3. Спектральний розподіл ампер-ватної чутливості дифузійного Ge-фотодіода, отриманий експериментально (1) та в результаті розрахунку для трьох варіантів параметрів активної області (див. таблицю):

2 — П3; 3 — П2; 4 — П1

спрощеною моделлю розрахунку. Згідно з теоретичною моделлю вважається, що значення L_n нерівноважних носіїв заряду в квазінейтральній p -області переходу є сталою величиною, значення якої приведено в таблиці. Але реальна p -область формується дифузійним профілем легуючих акцепторних домішок Zn та In, що обумовлює зміну разом із профілем легування і параметрів D_n та τ_n (час життя нерівноважних електронів), які призводять до зміни L_n , оскільки $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

Зазначимо, що для прогнозування ампер-ватної чутливості Ge- p - i - n -фотодіодів залежно від конструкції та параметрів чутливої області важливим є саме спектральний діапазон 1.0 — 1.7 мкм, а також положення максимуму фоточутливості та його значення в максимумі. Як видно з рис. 3, положення максимумів на всіх кривих збігається задовільно і припадає на $\lambda \approx 1.54$ мкм. При цьому власне максимальне значення ампер-ватної чутливості, отримане експериментально, відрізняється не більше ніж у 1,3 рази від отриманого теоретично при розрахунку за варіантом П3, тобто із зменшеним коефіцієнтом збирання з ОПЗ (розрахункові більші).

Таким чином, представлені на рис. 3 дані свідчать про доцільність проведення розрахунків із зменшеним коефіцієнтом збирання з ОПЗ, що дозволяє врахувати вплив додаткових факторів при виготовленні зразків.

Достатньо задовільний збіг експериментальних даних з розрахунковими на краю поглинання ($\lambda > 1.56$ мкм) свідчить як про коректність даних (коефіцієнтів поглинання в Ge), так і про адитивність параметрів L_p в квазінейтральній n -області дифузійного p - n -переходу.

Вплив просвітленого кремнієвого оптичного фільтра (див. криву пропускання на рис. 4) на спектральний розподіл ампер-ватної чутливості дифузійного Ge-фотодіода наведено на рис. 5. У цьому випадку з експериментальними даними найкраще збі-

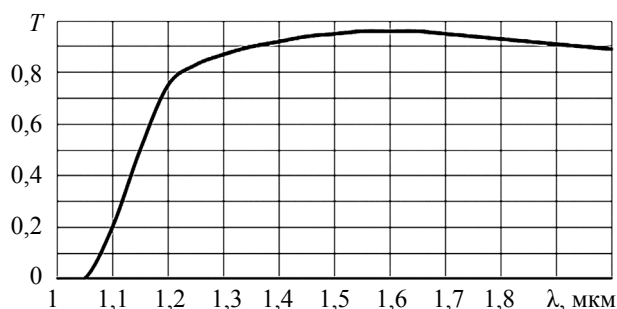


Рис. 4. Спектральний розподіл коефіцієнта пропускання кремнієвого оптичного фільтра, просвітленого в діапазоні $\lambda = 1,4\text{—}1,6$ мкм

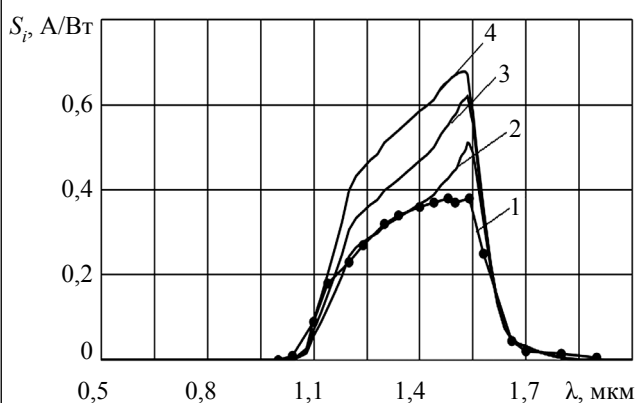


Рис. 5. Спектральний розподіл ампер-ватної чутливості дифузійного Ge-фотодіода з кремнієвим фільтром, отриманий експериментально (1) та в результаті розрахунку для трьох варіантів параметрів активної області, наведених у таблиці:

2 — ПЗ; 3 — П2; 4 — П1

гаються результати розрахунків, отриманих для параметрів активної області ПЗ, що дозволяє прогнозувати ампер-ватну чутливість Ge-*p-i-n*-фотодіода з кремнієвим оптичним фільтром. Зауважимо, що для $\lambda = 1,064$ мкм застосування у конструкції корпусу фотодіода кремнієвого оптичного фільтра зменшує ампер-ватну фоточутливість майже на порядок. Тобто навіть після дії „осліплюючого“ лазерного опромінення з $\lambda = 1,064$ мкм військові лазерні далекоміри з такими фотодіодами зможуть зберігти свою працездатність при потужності опромінення на порядок більшій, ніж встановлено в [14—16]. Задовільний збіг положення максимуму фоточутливості розрахункових та експериментальних даних ($\lambda = 1,54\text{—}1,55$ мкм) свідчить про коректність використання літературних даних щодо коефіцієнту міжзонного поглинання в Ge.

Висновки

Таким чином, в результаті проведених досліджень можна зробити висновок, що на базі існуючих теоретичних моделей можна коректно прогнозувати спектральну фоточутливість Ge-*p-i-n*-фотодіоду. В проведеному порівнянні експериментально виміряних значень ампер-ватної чутливості виготовлених зразків та теоретичного розрахунку різниця для макси-

муму чутливості не перевищує 0,2 А/Вт, а уточнення характеристик надає можливість теоретично моделювати параметри виготовленого фотодіоду.

Отримані результати свідчать про те, що при виготовленні фотодіодів для розрахунку спектральної фоточутливості доцільно використовувати наведену теоретичну модель: підбір параметрів, які вносять найбільший вклад в остаточну спектральну фоточутливість, дозволяє отримати оптимальне її значення для конкретного спектрального діапазону. Крім цього, порівняння спектральної фоточутливості створених зразків з теоретично розрахованою дозволить оцінити якість їхнього виготовлення, встановити відхилення в структурі фотодіоду в разі їх наявності та скорегувати технологічний процес виготовлення.

Також результати вказують на те, що при теоретичному моделюванні можливо враховувати окремі оптичні елементи, такі як кремнієвий фільтр, що дає змогу більш точно розраховувати їхній вплив на створюваний фотоприймач в складі цілого приладу. Це є корисним при розробці конструкції чутливої області Ge-фотодіодів різного цільового призначення.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Molebny V., McManamon P., Steinvall o. et al. Laser radar: historical prospective — from the East to the West. *Optical Engineering*, 2016, no. 56(3), pp. 031220, <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.3.031220>
2. Бокшанский В.Б., Бондаренко Д.А., Вязовых М.В. и др. *Лазерные приборы и методы измерения дальности*, Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012.
3. Фираго А.В., Петрович И.П., Буйко А.С., Шумак Д.В. *Увеличение дальности действия лазерных дальномеров с безопасным для глаз излучением*. Минск, Изд. центр БГУ, 2010.
4. Белов И.Ю. *Физические основы оптической дальнометрии*, Казань, КГУ, 2009.
5. Федоренко А.В., Качур Н.В., Маслов В.П., Арустамян А.Е. Тенденції розвитку приладів лазерної далекометрії. *Матер. V Всеукр. наук.-практ. конф. Наукові дослідження: перспективи інновацій у суспільстві і розвитку технологій*, Україна, Харків, 2017, с. 86—90.
6. Федоренко А.В., Мельник В.К. Шляхи підвищення чутливості фотоприймального каналу імпульсного лазерного далекоміра. *Матер. першої міжнар. наук.-практ. конф. «Елементи, прилади та системи електронної техніки (ЕПСЕТ-18)»*, Україна, Запоріжжя, ЗДІА, 2018, с. 68—69.
7. Большаков Т.Д., Самохвалов А.К., Уварова С.Д. и др. Способ изготовления и параметры Ge *p-i-n*-фотодиодов. *Прикладная физика*, 2012, № 4, с. 115—119.
8. Рюхин В.В., Добровольский Ю.Г. Особенности разработки термостабилизированных германиевых фотодиодов. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2004, № 6, с. 45—48.
9. Капассо Ф., Пирсолл Т., Поллак М. и др. *Техника оптической связи*. Фотоприемники, Москва, Мир, 1988.
10. Глушенко А.Р., Гордиенко В.И., Бурковский А.А. и др. *Лазерные системы танковых прицелов*, Черкасы, Маклаут, 2009.
11. Янушенков Ю.Г., Луканцев В.Н., Колосов М.П. *Методы борьбы с помехами в оптико-электронных приборах*, Москва, Радио и связь, 1981.
12. Рогальский А. *Инфракрасные детекторы*, Новосибирск, Наука, 2003.
13. Хинрикус Х.В. *Шумы в лазерных информационных системах*, Москва, Радио и связь, 1987.

14. Зверев Г.М., Землянов М.М., Короннов А.А. Действие мощного импульса лазерного излучения на германиевый лавинный фотодиод. *Прикладная физика*, 2015, № 2, с. 79–83.

15. Короннов А.А., Зверев Г.М., М.М. Землянов М.М. и др. Исследование характеристик германиевого лавинного фотодиода, подвергнутого мощному лазерному воздействию. *Прикладная физика*, 2015, № 4, с. 54–58.

16. Короннов А.А., Сафутин А.Е., Землянов М.М., Зверев Г.М. Повышение стойкости фотоприемных устройств на базе германиевого лавинного фотодиода к воздействию мощного лазерного излучения. *Прикладная физика*, 2015, № 6, с. 65–69.

17. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А. и др. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра*, Москва, Радио и связь, 1984.

18. Ржанов А.В. (ред.) *Свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник*, Москва, Наука, 1976.

19. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов. Т.1*. Москва, Мир, 1984.

20. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. *Полупроводниковые гетеропереходы*. Москва, Сов. радио, 1979.

21. Маслов В.П., Сукач А.В., Тетюркин В.В. та ін. Особливості виготовлення, електричні та фотоелектричні властивості дифу-

зійних Ge p-i-n-фотодіодів. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 2018, вип. 53, с. 188–198.

22. Тетюркин В.В. та ін. *Германієвий фотоперетворювач та спосіб його виготовлення*. Пат. № 120653 України, 2020, бюл. № 1.

23. Луфт Б.Д., Перевошиков В.А., Возмилова Л.Н. и др. *Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников*. Москва, Радио и связь, 1982.

24. Перевошиков В.А., Скупов В.Д. *Особенности абразивной и химической обработки поверхности полупроводников*. Нижний Новгород, ННГУ, 1992.

25. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкачев И.В. *Полупроводниковая электроника. Свойства материалов. Справочник*. Киев, Наук. думка, 1975.

26. Маслов В.П. та ін. *Дистанційний датчик температури*. Пат. на корисну модель № 125612 України, 2018, бюл. № 9.

27. Amotchkina T., Trubetskoy M., Hahner D., Pervak V. Characterization of e-beam evaporated Ge, YbF₃, ZnS, and LaF₃ thin films for laser-oriented coatings. *Appl. Opt.*, 2020, vol. 59, iss. 5, pp. A40–A47, <https://doi.org/10.1364/AO.59.000A40>

28. Palik E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. NY, Academic Press, 1985.

Дата надходження рукопису
до редакції 04.06 2020 р.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.17

UDC 621.315.592

A. V. FEDORENKO

Ukraine, Kyiv, V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine

E-mail: aaartemaa@gmail.com

SPECTRAL PHOTOSENSITIVITY OF DIFFUSED Ge p-i-n-PHOTODIODES

Laser rangefinders are widely used to measure distances for various civil and military purposes, as well as in rocket and space technology. The optical channel of such rangefinders uses high-speed p-i-n, or avalanche, photodiodes based on Si, Ge or InGaAs depending on the operating wavelength of the rangefinder in question.

The paper describes a manufacturing process for high-speed Ge-p-i-n photodiodes for laser rangefinders using the diffusion method. The passivation layer is made of ZnSe, which is a new solution for this type of photodiodes. The existing theoretical models are used to study the spectral ampere-watt sensitivity of the diodes at various values of the active region parameters, and the simulation results reliability is evaluated by the respective measurements. It is shown that the obtained theoretical dependence well agrees with the measurement data.

Moreover, the authors for the first time study the spectral photosensitivity of the Ge-p-i-n photodiode with a coated silicon filter covering the range $\lambda = 1.4\text{--}1.6\ \mu\text{m}$. The spectral sensitivity range for the diodes is determined to be $\lambda = 1.1\text{--}1.7\ \mu\text{m}$. The maximum photosensitivity of 0.42 A/W is achieved at a wavelength of $\lambda = 1.54\ \mu\text{m}$. The authors argue that Ge-p-i-n photodiodes with a silicon filter are resistant to the “blinding” laser radiation with $\lambda = 1.064\ \mu\text{m}$. The calculated data on the spectral photosensitivity of the photodiode with a filter also well agree with the experiment.

Thus, the chosen simulation technique allows taking into account most design and technological characteristics of the photodiodes during theoretical simulation, which makes it possible to accurately predict and optimize their parameters for a specific practical task and improve the manufacturing process of the photodiodes.

Keywords: Ge, p-i-n photodiode, spectral photosensitivity, pulsed laser rangefinder, theoretical modeling.

REFERENCES

1. Molebny V., McManamon P., Steinvall O. et al. Laser radar: historical prospective — from the East to the West. *Optical Engineering*, 2016, no. 56(3), pp. 031220, <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.3.031220>
2. Bokshanskiy V.B., Bondarenko D.A., Vyazovkykh M.V. et al. *Lazernyye pribory i metody izmereniya dal'nosti* [Laser devices and methods for measuring range]. Moscow, Publishing house of Bauman Moscow State Technical University, 2012. (Rus)
3. Firago A.V., Petrovich I.P., Buyko A.S., Shumak D.V. *Uvelicheniye dal'nosti deystviya lazernykh dal'nomerov s bezopasnym dlya glaz izlucheniym* [Long range laser rangefinders with eye-safe radiation]. Minsk, Publishing house of BSU, 2010. (Rus)
4. Belov I.Yu. *Fizicheskiye osnovy opticheskoy dal'nometrii* [Physical fundamentals of optical ranging]. Kazan, KSU, 2009. (Rus)

5. Fedorenko A.V., Kachur N.V., Maslov V.P., Arustamyan A.E. [Trends in the development of laser rangefinder devices] *Proceedings of the V All-Ukrainian scientific-practical. conf. “Research: prospects for innovation in society and technology development”*. Ukraine, Kharkiv, 2017, pp. 86–90. (Ukr)
6. Fedorenko A.V., Mel'nyk V.K. [Ways to increase the sensitivity of the photodetector channel of a pulsed laser rangefinder]. *Materials of the first international scientific-practical conference “Elements, devices and systems of electronic equipment” (EPSET-18)*. Ukraine, Zaporizhzhia, 2018 r., pp. 68–69. (Ukr)
7. Bol'shakov T.D., Samokhvalov A.K., Uvarova S.D. et al. [Method of manufacture and parameters of Ge p-i-n-photodiodes]. *Priladnaya Fizika (Applied Physics)*, 2012, no. 4, pp. 115–119. (Rus)

8. Ryuhtin V. V., Dobrovolsky Yu. G. Features of development thermostabilized germanium of photo diodes. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2004, no. 6, pp. 45–48. (Rus)
9. Kapasso F., Pirsoll T., Pollak M. i dr. *Tekhnika opticheskoy svyazi. Fotopriyemniki* [Optical communication technology. Photodetectors]. Moscow, Mir, 1988. (Rus)
10. Glushchenko A.R., Gordiyenko V.I., Burkovskiy A.A. et al. *Lazernyye sistemy tankovykh pritselov* [Laser systems of tank sights]. Cherkasy, MacLaut, 2009, 600 p. (Rus)
11. Yanushenkov Yu.G., Lukantsev V.N., Kolosov M.P. *Metody bor'by s pomekhami v optiko-elektronnykh priborakh* [Methods of dealing with interference in optoelectronic devices]. Moscow, Radio i Svyaz', 1981, 179 p. (Rus)
12. Rogal'skiy A. *Infrakrasnyye detektory* [Infrared detectors]. Novosibirsk, Nauka, 2003, 636 p. (Rus)
13. Khinrikus Kh.V. *Shumy v lazernykh informatsionnykh sistemakh* [Noises in laser information systems]. Moscow, Radio i Svyaz', 1987, 108 p. (Rus)
14. Zverev G.M., Zemlyanov M.M., Koronnov A.A. [The action of a powerful laser pulse on a germanium avalanche photodiode]. *Prikladnaya Fizika (Applied Physics)*, 2015, no. 2, pp. 79–83. (Rus)
15. Koronnov A.A., Zverev G.M., Zemlyanov M.M. et al. [Study of the characteristics of a germanium avalanche photodiode subjected to powerful laser radiation]. *Prikladnaya Fizika (Applied Physics)*, 2015, no. 4, pp. 54–58 (Rus)
16. Koronnov A.A., Safutin A.Ye., Zemlyanov M.M., Zverev G.M. [Improving the resistance of photodetectors based on a germanium avalanche photodiode to the effects of powerful laser radiation]. *Prikladnaya Fizika (Applied Physics)*, 2015, no. 6, pp. 65–69 (Rus)
17. Anisimova I.D., Vikulin I.M., Zaitov F.A. et al. *Poluprovodnikovyye fotopriyemniki: ul'trafioletovyy, vidimyy i blizhniy infrakrasnyy diapazon spektra* [Semiconductor photodetectors: ultraviolet, visible and near infrared]. Moscow, Radio i Svyaz', 1984, 216 p. (Rus)
18. Rzhannov A.V. (ed) *Svoystva struktur metall – dielektrik – poluprovodnik* [Properties of metal – dielectric – semiconductor structures]. Moscow, Nauka, 1976, 280 p. (Rus)
19. Sze S. M. *Physics of Semiconductor Devices. Vol. 1*. Wiley, New York, 1981, p. 444.
20. Sharma B.L., Purokhit R.K. *Poluprovodnikovyye geteroperekhody* [Semiconductor heterojunctions]. Moscow, Sov. Radio, 1979. (Rus)
21. Maslov V.P., Sukach A.V., Tet'orkin V.V. et al. [Features of manufacturing, electrical and photoelectric properties of diffusion Ge p–i–n-photodiodes]. *Optoelectronics and semiconductor technics*, 2018, iss. 53, pp. 188–198. (Ukr)
22. Tet'orkin V.V. et al. *Hermaniyevyy fotoperetvoryuvach ta sposib yoho vyhotovlennya* [Germanium photoconverter and method of its production]. Patent UA no. 120653, 2020. (Ukr)
23. Luft B.D., Perevoshchikov V.A., Vozmilova L.N. et al. *Fiziko-khimicheskiye metody obrabotki poverkhnosti poluprovodnikov* [Physicochemical methods for surface treatment of semiconductors]. Moscow, Radio i Svyaz', 1982. (Rus)
24. Perevoshchikov V.A., Skupov V.D. *Osobennosti abrazivnoy i khimicheskoy obrabotki poverkhnosti poluprovodnikov* [Features abrasive and chemical surface treatment of semiconductors]. Nizhny Novgorod, UNN, 1992. (Rus)
25. Baranskiy P.I., Klochkov V.P., Potyachev I.V. *Poluprovodnikovaya elektronika. Svoystva materialov. Spravochnik* [Semiconductor electronics. Material properties. Reference book]. Kyiv, Nauk. Dumka, 1975. (Rus)
26. Maslov V.P. et al. *Dystantsiynyy datchyk temperatury* [Remote temperature sensor]. Pat. UA no. 125612, 2018. (Ukr)
27. Amotchkina T., Trubetskov M., Hahner D., Pervak V. *Characterization of e-beam evaporated Ge, YbF₃, ZnS, and LaF₃ thin films for laser-oriented coatings*. Appl. Opt., 2020, vol. 59, iss. 5, pp. A40–A47, <https://doi.org/10.1364/AO.59.000A40>
28. Palik E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. NY, Academic Press, 1985, 468 p.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.17
УДК 621.315.592

А. В. ФЕДОРЕНКО

Украина, г. Киев, ИФП им. В. Е. Лашкарёва НАН Украины
E-mail: aaartemaa@gmail.com

СПЕКТРАЛЬНАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ДИФFUЗНЫХ Ge-p-i-n-ФОТОДИОДОВ

Описан процесс изготовления диффузионным методом быстродействующих Ge-p-i-n-фотодиодов для лазерного дальномера. В качестве пассивирующего слоя был выбран ZnSe. На основе существующих теоретических моделей исследована их спектральная ампер-ваттная чувствительность при различных значениях параметров активной области и проведено сравнение с результатами измерений. Показана удовлетворительная сходимость теоретической зависимости с экспериментальными данными.

Проведены исследования спектральной фоточувствительности фотодиода с кремниевым фильтром, просветленным в диапазоне $\lambda = 1,4 — 1,6$ мкм. Установлен спектральный диапазон их чувствительности: $\lambda = 1,1 — 1,7$ мкм. Максимум фоточувствительности приходится на длину волны $\lambda = 1,54$ мкм и составляет 0,42 А/Вт. Обосновано предположение об устойчивости такого фотодиода к “слепящему” лазерному излучению с $\lambda = 1,064$ мкм.

Таким образом, выбранная методика моделирования позволяет учитывать большинство конструктивных и технологических особенностей фотодиодов при проведении теоретического моделирования, что позволяет достаточно точно прогнозировать и оптимизировать их параметры для конкретной практической задачи и усовершенствовать процесс их изготовления.

Ключевые слова: Ge, p-i-n-фотодиод, спектральная фоточувствительность, импульсный лазерный дальномер, теоретическое моделирование.

Опис статті для цитування:

Федоренко А. В. Спектральна фоточутливість дифузійних Ge-p-i-n-фотодіодів. *Технологія і конструювання в електронній апаратурі*, 2020, № 3–4, с. 17–23. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.17>

Cite the article as:

Fedorenko A.V. Spectral photosensitivity of diffused Ge p–i–n-photodiodes. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2020, no. 3–4, pp. 17–23. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.17>

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ¹, Д. А. ЛАВРЕНЮК², Н. Я. ДЕРЕВЯНЧУК²

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества¹,
Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича²
E-mail: ashcheulovaa@rambler.ru

ЭФФЕКТ ТРАНСФОРМАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АНИЗОТРОПНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Рассмотрены особенности распределения электрического поля в анизотропной диэлектрической среде и установлены зависимости его продольной и поперечной составляющих от геометрических факторов. Впервые установлена возможность электростатической трансформации величины электрического поля и проанализированы основные методы ее оптимизации. Использование описанного эффекта позволит значительно расширить возможности практического применения рассмотренных электростатических явлений, приведет к появлению нового поколения приборов и устройств для СВЧ-техники, электроники и электроэнергетики.

Ключевые слова: анизотропия, диэлектрик, тензор, вектор, поляризация, электрическое поле, трансформатор, проницаемость.

Открытие явлений электромагнитной индукции (М. Фарадей, 1831 г.) и трансформации тока (Г. Румкорф, 1852 г.) обусловило появление новых научно-технических направлений, позволивших П. Яблочкову в 1876 году предложить и создать трансформатор. В настоящее время имеется большое количество различных конструктивных решений этого устройства, получивших широкое распространение в современной технике, чего нельзя сказать о явлении электростатической индукции, которое тоже известно достаточно давно [1, с. 135].

В данной работе исследованы особенности распределения электрического поля в анизотропных диэлектрических средах с целью выявления возможности преобразования его величины для создания нового принципа трансформации, что позволит значительно расширить практические возможности этого явления, особенно в областях электроники и энергетики.

Уравнение трансформации электрического поля

Рассмотрим анизотропную диэлектрическую среду, главные кристаллографические оси [1], [2], [3] которой совпадают с осями [1'], [2'], [3'] некоторой лабораторной системы координат. Тензор ее диэлектрической проницаемости представляется следующим образом [2, с. 89]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В случае создания из такой среды прямоугольной пластины размерами $a \times b \times c$, кристаллографические оси [1] и [2] которой размещены в плоскости боковой грани $a \times b$, а одна из этих осей находит-

ся под некоторым углом α к ребру a (рис. 1), тензор приобретает вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} \cos^2 \alpha + \epsilon_{22} \sin^2 \alpha & (\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \sin \alpha \cos \alpha & 0 \\ (\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \sin \alpha \cos \alpha & \epsilon_{11} \sin^2 \alpha + \epsilon_{22} \cos^2 \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (2)$$

и характеризуется наличием продольной ($\epsilon_{||}$) и поперечной (ϵ_{\perp}) составляющих:

$$\epsilon_{||} = \epsilon_{11} \cos^2 \alpha + \epsilon_{22} \sin^2 \alpha; \quad (3)$$

$$\epsilon_{\perp} = (\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \sin \alpha \cos \alpha. \quad (4)$$

(В расчетах не учитываются краевые и граничные эффекты.)

Приложение к верхней и нижней граням $a \times b$ пластины некоторой разности потенциалов ΔU ведет к поляризации ее объема и возникновению как продольной ($\vec{P}_{||}$), так и поперечной (\vec{P}_{\perp}) составляющих вектора электрической поляризации \vec{P} [3]:

$$\vec{P}_{||} = \frac{\Delta U}{b} (\epsilon_{11} \cos^2 \alpha + \epsilon_{22} \sin^2 \alpha); \quad (5)$$

$$\vec{P}_{\perp} = \frac{\Delta U}{b} (\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \sin \alpha \cos \alpha. \quad (6)$$

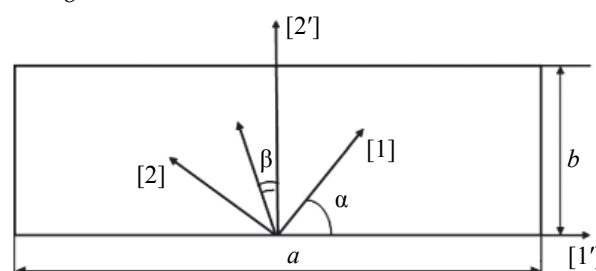


Рис. 1. Анизотропная диэлектрическая пластина (кристаллографическая ось [3] совпадает с лабораторной [3'], они расположены перпендикулярно плоскости рисунка)

Оптимизация значений величин (5) и (6) по углу α , для которого справедливо $\frac{\partial \vec{P}}{\partial \alpha} = 0$, $\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial \alpha^2} < 0$, показала, что их максимум наблюдается при $\alpha_{\text{опт}} = 45^\circ$.

В этом случае

$$\vec{P}_\perp = \frac{U}{2b}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}); \quad (7)$$

$$\vec{P}_\parallel = \frac{U}{2b}(\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \quad (8)$$

и разность потенциалов ΔU_\perp между противоположными торцевыми гранями $b \times c$ пластины представляется следующим выражением:

$$U_\perp = \frac{U}{2b}(\epsilon_{11} - \epsilon_{22})a. \quad (9)$$

Коэффициент трансформации n такого устройства определяется, с одной стороны, величиной отношения разности коэффициентов диэлектрической проницаемости ϵ_{11} и ϵ_{22} материала пластины к их сумме, с другой — коэффициентом его формы a/b [4]:

$$n = \frac{U_\perp}{U_\parallel} = \frac{(\epsilon_{11} - \epsilon_{22})a}{(\epsilon_{11} + \epsilon_{22})b}. \quad (10)$$

Следует отметить, что рассматриваемый эффект позволяет трансформировать как постоянное, так и переменное электрическое поле.

Исследования также показали, что двухмерность электрической индукции \vec{P} обуславливается расположением эквипотенциальной поверхности поперечной составляющей электрического поля в объеме пластины под некоторым углом β к оси [2'] (рис. 1):

$$\beta = \arctg \frac{\epsilon_{11} - \epsilon_{22}}{\epsilon_{11} + \epsilon_{22}}. \quad (11)$$

Коэффициент преобразования η материала пластины определяется отношением значений электрической энергии поперечного и продольного полей при значении тангенса угла диэлектрических потерь материала пластины, равном нулю и описывается выражением

$$\eta = \frac{U_\perp^2 C_\perp}{U_\parallel^2 C_\parallel} = \left[\frac{(\epsilon_{11} - \epsilon_{22})}{(\epsilon_{11} + \epsilon_{22})} \right]^3, \quad (12)$$

где C_\parallel , C_\perp — поперечная и продольная составляющие электрической емкости пластины.

Оценка численных значений η для различных значений $m = \epsilon_{11}/\epsilon_{22}$ показала, что при $m \geq 60$ наблюдается насыщение функции и $\eta \approx 0,94$.

Некоторые конструктивные особенности анизотропного диэлектрического трансформатора

В общем случае выбор конкретной конструкции анизотропного диэлектрического трансформатора определяется условиями его эксплуатации [5]. Один из возможных вариантов этого устройства приведен на рис. 2. Основой его является прямоугольная пла-

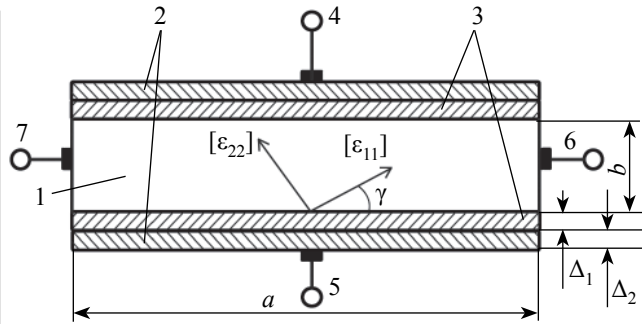


Рис. 2. Схематическая конструкция трансформатора на основе пластины (1) из анизотропного диэлектрика: 2 — диэлектрические слои; 3 — электропроводящие слои; 4, 5 и 6, 7 — соответственно, входные и выходные электрические выводы

стина 1 из анизотропного диэлектрического материала, кристаллографические оси которой расположены в плоскости боковой грани $a \times b$, при этом ось ϵ_{11} ориентирована под углом $\alpha_{\text{опт}} = 45^\circ$ к стороне a . Верхняя и нижняя грани $a \times c$ этой пластины содержат диэлектрические слои 2 толщиной Δ_1 с диэлектрической проницаемостью ϵ_c . Их наружные стороны содержат электропроводящие слои 3 толщиной Δ_2 с входными электрическими выводами 4, 5. Выходные электрические выводы 6, 7 располагаются на противоположных торцевых гранях $b \times c$.

Такая конструкция трансформатора обеспечивает равномерную электрическую поляризацию объема пластины 1 и предохраняет трансформированную разность потенциалов ΔU_\perp от шунтирования электропроводящими слоями 3.

Анализ распределения электрического поля пластины 1 при ориентации кристаллографической оси под углом $\alpha_{\text{опт}} = 45^\circ$ (рис. 1) показал, что наложение электропроводящих слоев 3 на верхнюю и нижнюю грани $a \times c$ ведет к некоторому искажению формы эквипотенциальных поверхностей в ее объеме, а следовательно, и к уменьшению коэффициента трансформации n . Если же ось расположить под углом $\gamma = \alpha_{\text{опт}} - \beta$ (рис. 2), то эквипотенциальные поверхности трансформированного электрического поля ΔU_\perp не искажаются и располагаются параллельно граням $b \times c$, а величина коэффициента трансформации такого устройства определяется выражением

$$n_1 = \frac{(\epsilon_{11} - \epsilon_{22}) \sin \gamma \cos \gamma}{\epsilon_{11} \cos^2 \gamma + \epsilon_{22} \sin^2 \gamma} \cdot \frac{a}{b}. \quad (13)$$

Такое конструктивное решение практически устраняет влияние электропроводящих слоев на объемное распределение эквипотенциальных электрических поверхностей рассматриваемого трансформатора.

Эквивалентная схема электрического замещения этого устройства относительно электрических выводов 4 и 5 представляет собой три последовательно соединенных конденсатора C_1 , C_2 , C_3 (конденсаторы

C_1, C_3 образованы электропроводящим слоем 3 и поверхностью $a \times c$ с двух сторон пластины, C_2 — верхней и нижней поверхностями $a \times c$). При этом

$$C_1 = C_3 = \varepsilon_c \frac{ac}{\Delta_1}; \quad (14)$$

$$C_2 = 0,5(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) \frac{bc}{a}. \quad (15)$$

Поскольку $\varepsilon_c \gg (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22})$, $b \gg \Delta_1$, то $C_1 = C_3 \gg C_2$, а значит, практически вся разность потенциалов ΔU , подключаемая к электрическим выводам 4, 5, приложена непосредственно к верхней и нижней граням $a \times c$.

Трансформированная разность потенциалов ΔU_{\perp} возникает между торцевыми гранями $b \times c$ пластины, образующими выходную емкость $C_4 = C_{\perp}$, которая равна

$$C_4 = 0,5(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}). \quad (16)$$

В качестве материала пластины можно использовать как монокристаллические анизотропные диэлектрические материалы [6, с. 40], анизотропия коэффициентов диэлектрической проницаемости которых $\varepsilon_{11} / \varepsilon_{22} = 1,5—3$, так и искусственно анизотропных слоистых материалов с $\varepsilon_{11} / \varepsilon_{22} = 10^1—10^2$ [7, с. 728; 8, с. 228], методика расчета которых будет такой же.

Заключение

Проведенные исследования особенностей распределения электрического поля в анизотропных диэлектрических средах указывают на возможность преобразования его величины для создания нового принципа трансформации. Структурные элементы на основе анизотропных диэлектрических трансформаторов смогут найти широкое применение как в источниках электропитания различных электронных приборов, так и для согласования приемо-передающих систем радиолокации с антенными решетками сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн. Возможность одновременной транс-

формации постоянного и переменного электрического поля открывает перспективу их использования в устройствах одновременного компарирования, что позволит определять действующие значения напряжения тока, а также мощности электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. Вихревой характер электрического поля в объеме пластины, обусловленный анизотропией коэффициента диэлектрической проницаемости, также создает предпосылки для появления новых принципов генерации электромагнитного излучения большой мощности в широком спектральном диапазоне. Частота генерации таких устройств будет определяться геометрическими размерами анизотропной пластины.

Таким образом, использование описанного эффекта трансформации позволит значительно расширить возможности практического применения рассмотренных электростатических явлений, что приведет к появлению нового поколения приборов и устройств для СВЧ-техники, электроники и электроэнергетики.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Тамм И. Е. *Основы теории электричества*. Москва, Ленинград, ОГИЗ, 1946, 660 с.
2. Най Дж. *Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц*. Москва, Мир 1967, 286 с.
3. Ащеулов А. А. та ін. *Процес трансформації електричності*. Пат. №134213 України, 2019, бюл. № 9.
4. Ащеулов А. А. та ін. *Діелектричний трансформатор*. Пат. №135554 України, 2019, бюл. №13.
5. Тихомиров П. М. *Расчет трансформаторов*. Москва, Энергоиздат, 1986, 528 с.
6. Поплавко Ю. М., Переверзьева Л. П., Раевский И. П. *Физика активных диэлектриков*. Ростов-на-Дону, Издательство ЮФУ, 2009, 480 с.
7. Бабин В. П., Гудкин Т. С., Дашевский З. М. и др. Искусственно анизотропные термoelementы и их предельные возможности. *ФТП*, 1974, т. 8, № 4, с. 728–738.
8. Геращенко О. А., Иорданишвили Е. К., Губкин Т. С. и др. Датчики теплового потока на основе искусственно-анизотропных термоэлектрических материалов. *ИФЖ*, 1978, т. 35, № 2, с. 228–233.

Дата поступления рукописи
в редакцию 03.05 2020 г.

DOI: 10.15222/ТКЕА2020.3-4.24

УДК 537.29

А. А. АЩЕУЛОВ¹, Д. А. ЛАВРЕНЮК², М. Я. ДЕРЕВ'ЯНЧУК²

Україна, м. Чернівці, ¹Інститут термоелектрики НАН і МОН України,

²Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича

E-mail: ashcheulovaa@rambler.ru

ЭФФЕКТ ТРАНСФОРМАЦИИ ЭЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В АНИЗОТРОПНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДОВИЩАХ

Розглянуто особливості розподілу електричного поля в анізотропному середовищі і встановлено залежності поздовжньої і поперечної його складових від геометричних факторів.

Досліджено пластину прямокутної форми розмірами $a \times b \times c$, вибрані кристалографічні вісі якої розміщені в площині бокової грані $a \times b$, а одна з них орієнтована під деяким кутом α до ребра a . Показано, що прикладання до верхньої і нижньої граней деякої різниці потенціалів призводить до електричної поляризації об'єму пластины і появи поздовжньої і поперечної складових внутрішнього електричного поля. Досліджено можливість трансформації величини електричного поля і методи її оптимізації. Коефіцієнт трансформації такого пристрою визначається величиною анізотропії діелектричної проникності матеріалу пластины та її коефіцієнтом форми $k = a/b$. Запропоновано еквівалентну електричну схему розглянутого варіанту конструкції трансформатора.

Структурні елементи на основі анізотропних діелектричних трансформаторів зможуть знайти широке застосування як в джерелах електроживлення різних електронних приладів, так і для узгодження приймально-передавальних систем радіолокації з антенними решітками сантиметрового, міліметрового і субміліметрового діапазону довжин хвиль. Можливість одночасної трансформації постійного і змінного електричного полів відкриває перспективу їхнього використання в пристроях одночасного компарування, що дозволить визначати діючі значення напруги струму, а також потужності електромагнітного випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль. Вихровий характер електричного поля в об'ємі пластини, обумовлений анізотропією коефіцієнта діелектричної проникності, також створює передумови для появи нових принципів генерації електромагнітного випромінювання великої потужності в широкому спектральному діапазоні. Частота генерації таких пристроїв буде визначатися геометричними розмірами анізотропної пластини.

Використання описаного ефекту трансформації дозволить значно розширити можливості практичного застосування розглянутих електростатичних явищ, що призведе до появи нового покоління приладів та пристроїв для НВЧ-техніки, електроніки та електроенергетики.

Ключові слова: анізотропія, діелектрик, тензор, вектор, поляризація, електричне поле, трансформатор, проникність.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.24
UDC 537.29

A. A. ASHCHEULOV¹, D. A. LAVRENIUK², M. Ya. DEREVIANCHUK²

Ukraine, Chernivtsi, ¹Institute of Thermoelectricity under NAS and MES of Ukraine,
²Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University
E-mail: ashcheulovaa@rambler.ru

ELECTRIC FIELD TRANSFORMATION EFFECT IN ANISOTROPIC DIELECTRIC MEDIUM

The authors consider the aspects of the electric field distribution in an anisotropic medium and establish how its longitudinal and transverse components depend on the geometric factors.

A rectangular plate of dimensions $a \times b \times c$ is studied, its selected crystallographic axes located in the plane of the side face ($a \times b$), while one of the axes is oriented at a certain angle α to the edge a . It is shown that applying a certain potential difference to the upper and lower faces electrically polarizes the volume of the plate and causes the appearance of the longitudinal and transverse components of the internal electric field. The authors investigate the possibility of transforming the magnitude of the electric field and methods for its optimization. The transformation coefficient of such a device is determined by the anisotropy of the dielectric permeability of the plate material and its shape coefficient $k = a/b$. The paper considers one of the design options for an anisotropic dielectric transformer and proposes its equivalent electrical circuit.

Structural elements based on anisotropic dielectric transformers may be widely used both in power supplies of various electronic devices and for coordination of radar transceiver systems with antenna arrays of centimeter, millimeter and submillimeter wavelength ranges. The possibility of simultaneous transformation of constant and alternating electric fields allows them to be used in devices of simultaneous comparison, enabling to determine the current values of voltage, as well as the power of electromagnetic radiation in a wide range of wavelengths. The vortex nature of the electric field in the plate's volume caused by the coefficient anisotropy of the dielectric permeability also creates the preconditions for the emergence of new principles for generating high-power electromagnetic radiation in a wide spectral range. The generation frequency of such devices is determined by the geometric dimensions of the anisotropic plate.

The use of the described transformation effect will significantly expand the possibilities of practical application of the considered electrostatic phenomena, which will lead to the emergence of a new generation of devices for microwave technology, electronics and electric power.

Key words: anisotropy, dielectric, tensor, vector, polarization, electric field, transformer, permeability.

REFERENCES

1. Tamm I. Ye. *Osnovy teorii elektrichestva* [Fundamentals of the theory of electricity]. Moscow, Leningrad, OGIZ, 1946, 660 p. (Rus)
2. Nye J. F. *Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices*. Clarendon Press, 1957, 322 p.
3. Ashcheulov A. A. et al. Electricity transformation process. Pat. 134213 UA, 2019. (Ukr)
4. Ashcheulov A. A. et al. *Dielectric transformer*. Pat. 135554 UA, 2019. (Ukr)
5. Tikhomirov P. M. *Raschet transformatorov* [Calculation of transformers]. Moscow, Energoizdat, 1986, 528 p. (Rus)
6. Poplavko Yu. M., Pereverz'yeva L. P., Rayevskiy I. P. *Fizika aktivnykh dielektrikov* [Physics of active dielectrics]. Rostov-on-Don, Publisher SFedU, 2009, 480 p. (Rus)
7. Babin V. P., Gudkin T. S., Dashevskiy Z. M. et al. Artificially anisotropic thermoelements and their ultimate capabilities. *FTP*, 1974, vol. 8, no. 4, pp. 728–738. (Rus)
8. Gerashchenko O. A., Iordanishvili Ye. K., Gubkin T. S. et al. Heat flow sensors based on artificially anisotropic thermoelectric materials. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1978, vol. 35, no. 2, pp. 228–233. (Rus)

Опис статті для цитування:

Ащеулов А. А., Лавренюк Д. А., Деревянчук Н. Я. Эффект трансформации электрического поля в анизотропных диэлектрических средах. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2020, № 3–4, с. 24–27. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.24>

Cite the article as:

Ashcheulov A. A., Lavreniuk D. A., DereviANCHUK M. Ya. Electric field transformation effect in anisotropic dielectric medium. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2020, no. 3–4, pp. 24–27. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.24>

К. ф.-м. н. І. М. КУПЧАК¹, д. ф.-м. н. Д. В. КОРБУТЯК¹, к. ф.-м. н. Н. Ф. СЕРПАК²

Україна, м. Київ, ¹Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України;

²Вінницький національний медичний університет ім. М. І. Пирогова

E-mail: kupchak@isp.kiev.ua

ЕЛЕКТРОННІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВИХ ТОЧОК CdS, ЩО МІСТЯТЬ ДЕФЕКТИ

Методом функціоналу густини з використанням базису плоских хвиль розраховано атомну структуру, густину електронних станів та спектри поглинання квантових точок CdS, що містять власні дефекти та домішки заміщення. Показано, що локальні стани у забороненій зоні таких нанокристалів формуються вакансіями кадмію і можуть бути центрами випромінювальної рекомбінації, тоді як інші утворюють енергетичні рівні або у глибині валентної зони, або поблизу її верхини.

Ключові слова: квантові точки, дефекти, вакансія, CdS, метод функціоналу густини.

Напівпровідникові квантові точки (КТ) сполук A_2B_6 зазвичай виготовляють методами колоїдної хімії, що забезпечує вузьку смугу фотолюмінесценції та високий квантовий вихід [1] завдяки унімодальному розподілу і вузькій дисперсії розмірів. Це дозволяє використовувати їх як світловипромінюючий матеріал у джерелах світла чи фотоперетворювачах, як біологічні маркери та в інших різноманітних важливих технологічних застосуваннях [2]. На відміну від об'ємних напівпровідників, властивості яких визначаються лише компонентним складом, особливістю КТ є можливість керувати спектрами фотолюмінесценції (ФЛ) шляхом контролю їхнього розміру при використанні квантово-розмірного ефекту. Цей ефект давно відомий, добре описаний в літературі і чітко спостерігається в експериментальних спектрах ФЛ. Зазвичай його пов'язують з екситонною природою люмінесценції, яка має місце при розмірах КТ більших ніж екситонний борівський радіус. Однак при малих розмірах збільшується співвідношення поверхня/об'єм, що призводить до зростання поверхневої люмінесценції і “приглушує” квантово-розмірний ефект: при зменшенні просторових розмірів напівпровідника зменшується локалізація носіїв у області КТ, при цьому зменшується вклад власного поглинання та зростає вклад в поглинання та фотолюмінесценцію локальних станів. Внаслідок великої кількості можливих типів дефектів як самої КТ, так і її оточення, встановити природу таких локальних станів дуже важко, хоча дослідження у цьому напрямку ведуться. Зокрема, дослідженню фотолюмінесцентних властивостей та встановленню механізмів випромінювальної рекомбінації нанокристалів CdS присвячена ціла серія робіт [3–9], де найбільш імовірними каналами люмінесценції визнано вакансії кадмію.

Іншим способом контролю випромінювання є зміна компонентного складу КТ шляхом легування. Наприклад, введенням до КТ CdS домішки цинку можна отримати ширину забороненої зони у діапазоні від 2,42 до 3,91 еВ залежно від концентрації. Крім того, при цьому збільшується густина електронних станів поблизу дна забороненої зони і вдосконалюється кристалічна структура [10, 11], що призводить до появи нових центрів випромінювальної рекомбінації і, як наслідок, до суттєвого зростання інтенсивності ФЛ. Легування КТ іонами міді призводить до пасивації поверхневих станів і, відповідно, до збільшення інтенсивності власної ФЛ [10]. Про збільшення інтенсивності ФЛ при легуванні міддю з концентрацією до 10% повідомляють також автори [12]. Разом з тим, у спектрах люмінесценції КТ халькогенідів кадмію також спостерігається люмінесценція за участі енергетичних рівнів, пов'язаних з дефектами [13].

Як зазначено вище, встановлення типу дефектів та механізмів випромінювальної рекомбінації нанокристалів, зокрема КТ CdS, є нетривіальною задачею, яка на сьогоднішній час до кінця не вирішена, хоча роботи ведуться у багатьох наукових групах [3–8]. Зокрема, невстановленою залишається природа центрів випромінювальної рекомбінації в КТ CdS. В одних роботах висувалось припущення, що люмінесценція відбувається через поверхневі дефекти невідомої природи, в інших — що через центри $V_{Cd}-V_S$ [4, 8], ще одні приписують люмінесценцію акцепторним центрам V_{Cd} [5–7].

Дана робота присвячена моделюванню власних дефектів — вакансії металу та міжвузлової сірки, а також домішки заміщення Zn_{Cd} та Cu_{Cd} .

Методика розрахунку

Розрахунки атомної структури КТ проводилися методом функціоналу густини (DFT) в наближенні узагальненого градієнта GGA, реалізованого у програмному пакеті Quantum-Espresso [14]. Кластер помістили у просту кубічну елементарну комірку зі сталою ґратки 2,5 нм таким чином, що відстань між сусідніми кластерами становила близько 1,2 нм, за якої кулонівська взаємодія між ними нехтовно мала. Використовувалися ультратонкі псевдопотенціали Пердю — Берка — Ернцера [15] з врахуванням $4d^{10}5s^2$ -валентних електронів для кадмію та $3s^23p^4$ для сірки. Інтегрування зони Бріллюена проводилося з використанням однієї Γ -точки k -простору та схеми Метфеселя — Пакстона [16] з параметром розмиття 0,065 еВ. Тестові розрахунки показали, що при розкладанні хвильової функції по плоских хвилях для отримання задовільної точності розрахунків цілком достатньо максимального значення величини кінетичної енергії 400 еВ. Початкові системи геометрично оптимізувалися за всіма внутрішніми змінними за допомогою алгоритму Бройдена — Флетчера — Гольдфарба — Шанно [17], доки сили Гельмана — Фейнмана не ставали менше 10^{-4} а. о. Після цього проводилися розрахунки повної енергії, густини електронних станів та розподілу густини заряду.

Результати розрахунків і обговорення

Вибір модельного кластера потребує пошуку компромісного рішення, оскільки, з одного боку, більша кількість атомів дозволяє враховувати відповідно більшу кількість електронних станів і таким чином отримати вищу їхню густину, а з іншого — зростання числа атомів потребує більших обчислювальних ресурсів і призводить до різкого підвищення часу розрахунків. Виходячи з цього, моделлю для досліджень було обрано стехіометричний кластер $\text{Cd}_{33}\text{S}_{33}$ “вирізаний” з об’ємного гексагонального CdS зі збереженням лише тих атомів, що мають не менше двох найближчих сусідів. Форма кластера близька до сферичної з центром посередині Cd–S-зв’язку, діаметр 1,3 нм. Такий кластер має мінімальну кількість обірваних зв’язків на поверхні, і, крім того, наночастинки такого розміру є “магічними” (надзвичайно стійкими) і найчастіше зустрічаються у колоїдних розчинах [18].

На відміну від напівпровідників A_2B_5 , у нанокристалах групи A_2B_6 залежність ширини забороненої зони від розміру менш чутлива до хімічного складу поверхні. Так, у стехіометричних нанокристалах можна отримати високий квантовий вихід навіть без пасивації поверхні завдяки так званому ефекту самовідновлення поверхні [19]: реструктуризації поверхні, при якій гібридні sp^3 -зв’язки поверхневого атома металу трансформуються у sp^2 -зв’язки з трьома найближчими атомами неметалу, що призводить до зсуву “поверхневих станів” у валентну зону, збільшуючи густину станів у її вершині.

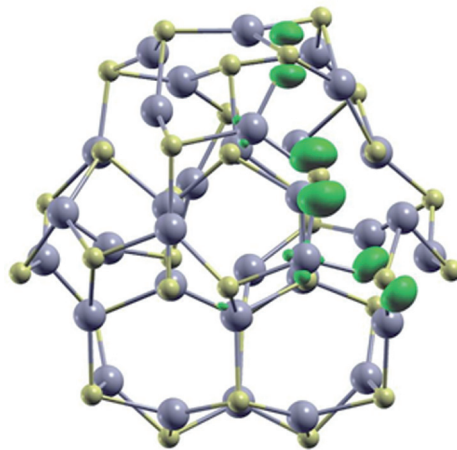


Рис. 1. Геометрична структура оптимізованого бездефектного кластера CdS

(жовтим кольором позначено атоми сірки, сірим — кадмію, зеленим — квадрат хвильової функції стану НОМО)

Як видно з **рис. 1**, геометрично оптимізований кластер зберігає певний кристалічний порядок у внутрішній частині, а внаслідок реструктуризації поверхні рівень НОМО (найвищої заповненої молекулярної орбіталі, відповідає вершині валентної зони об’ємного кристала) формується атомними функціями лише кількох поверхневих атомів сірки на відміну від об’ємного CdS, де свій вклад вносять всі атоми сірки. Довжина Cd–S-зв’язків змінюється від 0,258 нм для внутрішніх атомів кадмію до 0,246 нм для поверхневих, що, очевидно, відповідає конфігураціям sp^3 - та sp^2 -зв’язків відповідно. Ці величини добре узгоджуються з отриманим експериментально значенням 0,252 нм у об’ємному CdS.

Як видно з **рис. 2**, у цілому геометрична структура систем з утворенням дефектів змінюється мало. У випадку вакансії металу (V_{Cd}) найбільші зміни спостерігаються у положеннях атомів сірки, що утворювали зв’язки з видаленим атомом (обведено пунктирною лінією), та найближчого атому кадмію. При цьому рівень НОМО формується станами атомів сірки в околі вакансії та найближчого атома кадмію.

Міжвузлова сірка S_1 (обведено) після геометричної оптимізації утворює ланцюжок Cd– S_1 –S–Cd, при цьому структурна релаксація тут обмежується лише зміщенням атомів цього ланцюжка, тоді як положення інших атомів змінюються на порядок менше. Довжина зв’язку S_1 –S становить 0,215 нм, інший зв’язок ланцюжка S–Cd має довжину 0,251 нм, тоді як зв’язки між S_1 та найближчими атомами кадмію дещо довші — від 0,27 до 0,29 нм. Розподіл густини електронного заряду свідчить про те, що стани домішкового атома S_1 та інших прилеглих атомів сірки приймають участь у формуванні рівня НОМО CdS. Тобто очевидно, що рівень НОМО можна описувати дефектним рівнем як у випадку вакансії кадмію, так і у випадку міжвузлової сірки.

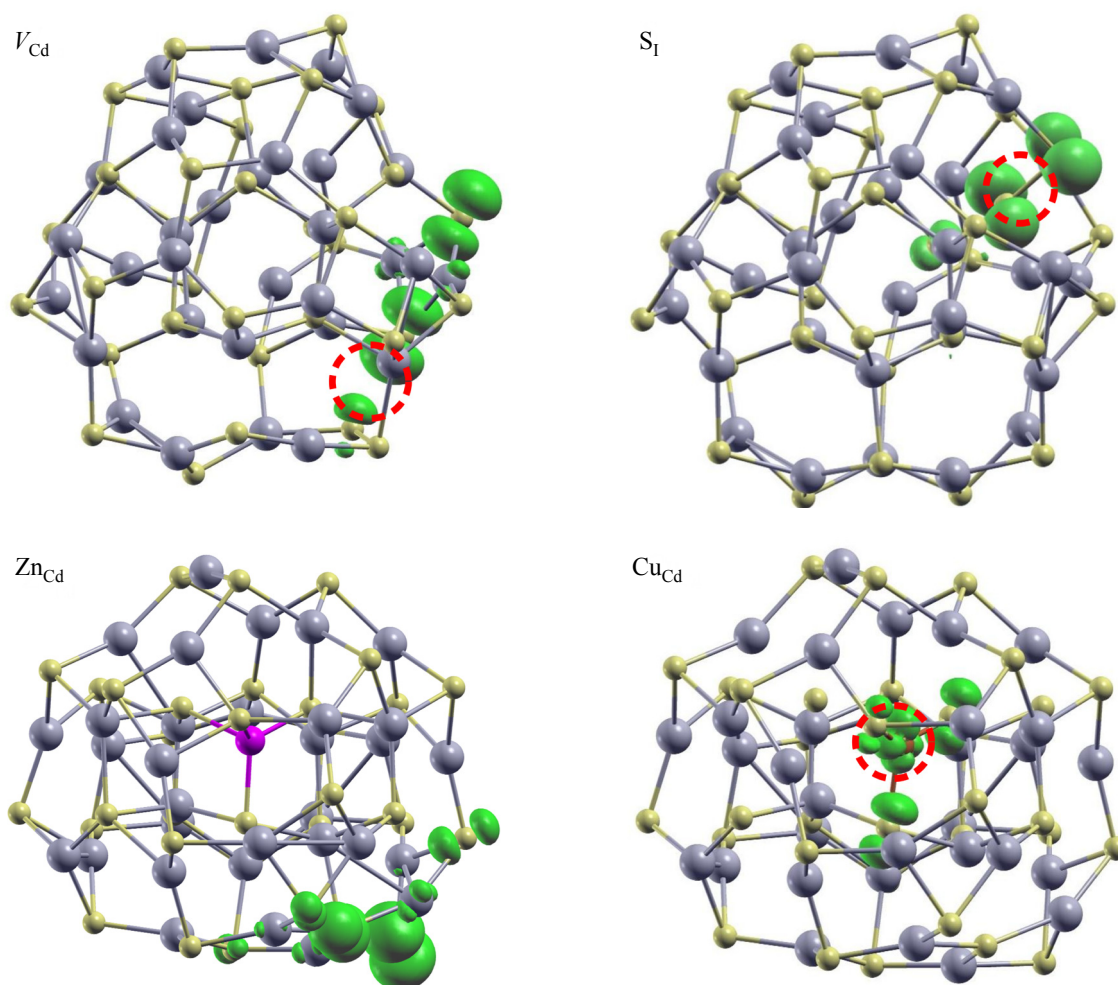


Рис. 2. Геометрична структура оптимізованих кластерів з різного роду дефектами: V_{Cd} — вакансією кадмію; S_I — міжвузловою сіркою; Zn_{Cd} , Cu_{Cd} — домішками заміщення цинку та міді (позначення ті ж самі, що й на рис. 1)

При введенні домішки заміщення Zn_{Cd} (позначено фіолетовим кольором) та Cu_{Cd} (позначено коричневим, обведено пунктиром) структурні зміни не такі помітні, як у випадку власних дефектів, і стосуються вони лише довжини зв'язків з найближчими атомами сірки. Домішка заміщення Zn_{Cd} після геометричної оптимізації зберігає всі чотири $Zn-S$ -зв'язки, довжина яких становить від 0,231 до 0,252 нм. Мідь при оптимізації втрачає один зв'язок, утворюючи з сіркою три $Cu-S$ -зв'язки довжиною 0,223 нм. Судячи з розподілу густини заряду на рис. 2, домішка цинку не приймає участі у формуванні рівня НОМО, тоді як вклад міді, очевидно, разом з атомами сірки тут суттєвий.

Для підтвердження припущень, зроблених на основі вигляду хвильової функції рівня НОМО, було розраховано густину електронних станів бездефектного CdS і з дефектами залежно від енергії, яку представлено на **рис. 3, а**. Тут всі залежності вирівняно за рівнем LUMO (найнижча вакантна молекулярна орбіталь)

для всіх систем, а початок відліку встановлений рівнем енергії НОМО бездефектного кластера CdS . Як видно з рисунка, лише вакансія кадмію V_{Cd} формує дефектний рівень, значно відокремлений від валентної зони — його енергія становить 0,16 еВ. Міжвузлова сірка та домішка заміщення Cu_{Cd} , хоч і вносять значний вклад у формування рівня НОМО, проте цей рівень практично і є вершиною валентної зони або, принаймні, знаходиться дуже близько до неї і не може вважатися локалізованим дефектним станом.

Судячи з рис. 3, а, домішка заміщення цинку Zn_{Cd} покращує енергетичну структуру квантових точок CdS , що добре помітно у порівнянні з чорною лінією в області вершини валентної зони. Аналогічне покращення енергетичної структури для системи з міжвузловою сіркою зумовлене, швидше за все, більшою кількістю атомів і, відповідно, більшою густиною енергетичних станів.

Зрештою, на рис. 3, б показано розраховані спектри поглинання ($Im(\epsilon_M)$) — уявна частина комплексної

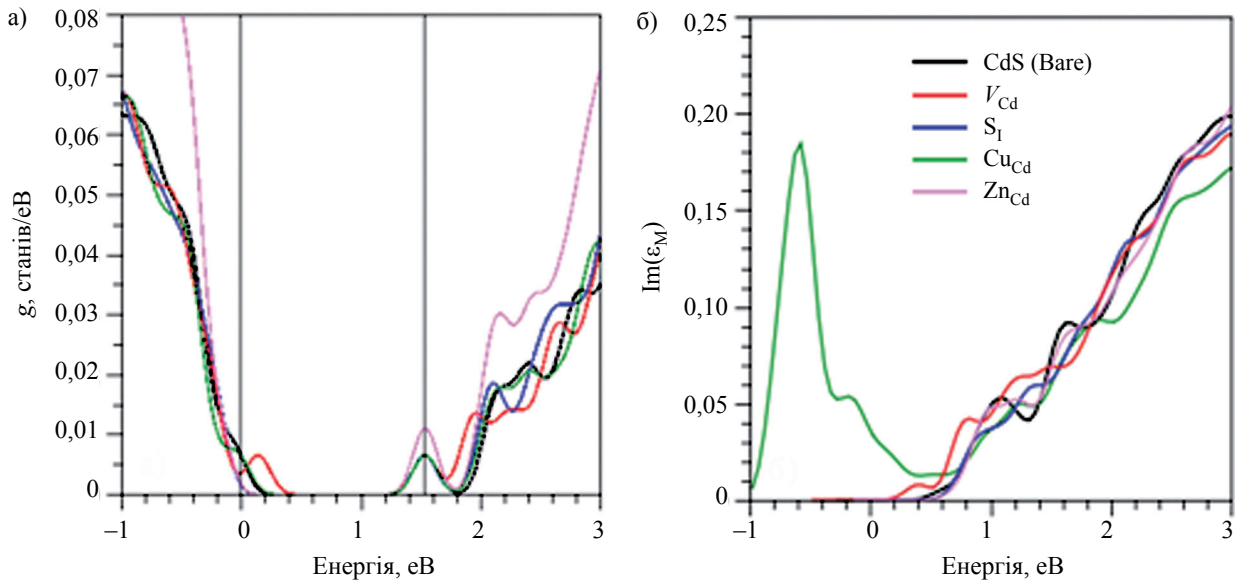


Рис. 3. Густина електронних станів g як функція енергії (а) та спектр оптичного поглинання (б) для бездефектного кластера CdS (Bare) і для таких, що містять різного роду дефекти: вакансію кадмію V_{Cd} , міжвузлову сірку S_I , домішки заміщення цинку Zn_{Cd} та міді Cu_{Cd}

макроскопічної діелектричної функції). Особливість цих результатів полягає у поведінці домішки заміщення міді, яка, як видно, утворює високий пік в області фундаментального поглинання КТ CdS. Поряд зі зменшенням кількості хімічних зв'язків з чотирьох до трьох при заміщенні кадмію це пов'язано із неоднорідністю кристалічної структури сульфідів міді Cu_xS : для різної стехіометрії ця сполука може мати як напівпровідникові властивості (Cu_2S), так і властивості металу (CuS). Загалом, ширина забороненої зони для напівпровідникового Cu_xS лежить у діапазоні від 0,6 до 2,35 eV [20], що суттєво ускладнює порівняння розрахованих енергій дефектних рівнів з відповідними енергіями у інших системах. Навіть більше: як показано у [21], взаємодія домішки міді з носіями заряду призводить до появи двох типів дефектів, що утворюють локальні стани у забороненій зоні.

Як зазначалося вище, розрахунки методом функціоналу густини потребують значних обчислювальних ресурсів, що обмежує розмір досліджуваних систем до порядку сотень атомів. Однак вибір кластера $Cd_{33}S_{33}$, що відповідає «магічному» числу атомів, є адекватним з тієї точки зору, що КТ такого розміру — приблизно 1,3 нм — дійсно зустрічаються у колоїдних розчинах, а отже, таке наближення цілком відображає реальну картину. З іншого боку, проведені нами розрахунки демонструють значну чутливість результатів до зміни кількості атомів у системі, що супроводжується зміною густини станів на краях валентної зони та зони провідності. Подібного роду розрахунки проводилися у [22], де досліджувалися всі можливі типи власних дефектів для кластера $Cd_{14}S_{14}$. За їхніми результатами, формування будь-якого власного дефекту в ціло-

му призводить до звуження забороненої зони КТ, а вакансія кадмію і міжвузлова сірка утворюють донорні рівні поблизу валентної зони, що якісно узгоджується з результатами наших розрахунків. При цьому слід зауважити, що кількісне порівняння розрахованих значень енергій дефектних рівнів з експериментальними даними чи розрахованих іншими методами на практиці часто виявляється неможливим внаслідок суттєвої розбіжності цих даних: проблематичним є не лише визначення енергії залягання дефектного рівня, а й природи цього рівня взагалі [23].

Висновки

Методом функціоналу густини з використанням базису плоских хвиль розраховано атомну структуру, енергетичний спектр та хвильові функції квантових точок CdS, легованих атомами міді та цинку, та таких, що містять власні дефекти — вакансію кадмію та міжвузлову сірку. Показано, що введення домішкової сірки чи домішки цинку покращує енергетичну (і, очевидно, кристалічну) структуру КТ. Встановлено, що домішка заміщення Zn_{Cd} утворює енергетичні рівні у глибині валентної зони, тоді як домішка Cu_{Cd} — поблизу дна забороненої зони. Міжвузлова сірка також утворює рівень поблизу дна забороненої зони, однак, як і у випадку домішки Cu_{Cd} , цей рівень недостатньо відщеплений від валентної зони і не може трактуватися як локалізований дефектний рівень. Зі всіх типів дефектів, що досліджувалися у роботі, лише вакансія кадмію утворює рівні, відщеплені від валентної зони на 0,16 eV, які, таким чином, можуть вважатися добре локалізованими дефектними рівнями і проявлятися у спектрах фотолюмінесценції.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Корбутяк Д.В., Коваленко О.В., Будзуляк С.І. та ін. Світловипромінюючі властивості квантових точок напівпровідникових сполук A_2B_6 . *Український фізичний журнал. Огляди*, 2012, т. 7, № 2, с. 48–95. <http://archive.ujp.bitp.kiev.ua/index.php?lang=uk&item=r&id=12>
2. Klimov V.I. *Nanocrystal Quantum Dots*, USA, Boca Raton, CRC Press, 2010, 485 p.
3. Rudko G.Y., Vorona I.P., Fediv V.I. et al. Luminescent and optically detected magnetic resonance studies of CdS/PVA nanocomposite. *Nanoscale Research Letters*, 2017, vol. 12, iss. 1, pp. 130–137. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1892-4>
4. Скобеєва В.М., Смынтына В.А., Свиридова О.И. и др. Оптические свойства нанокристаллов сульфида кадмия, полученных золь-гель методом в желатине. *Журнал прикладной спектроскопии*, 2008, т. 75, № 4, с. 556–562. <https://doi.org/10.1007/s10812-008-9074-x>
5. Mandal P., Talwar S.S., Major S.S., Srinivasa R.S. Orange-red luminescence from Cu doped CdS nanophosphor prepared using mixed Langmuir–Blodgett multilayers. *Journal of Chemical Physics*, 2008, vol. 128, iss. 11, pp. 114703–114710. <https://doi.org/10.1063/1.2888930>
6. Lee H., Yang H., Holloway P.H. Functionalized CdS nanospheres and nanorods. *Physica B: Condensed Matter*, 2009, vol. 404, iss. 22, p. 4364–4369. <https://doi.org/10.1016/J.PHYSB.2009.09.020>
7. Yuan S.Q., Ji P.F., Li Y., Song Y.L., Zhou F.Q. Unusual blueshifting of optical band gap of CdS nanocrystals through a chemical bath deposition method. *Advances in Optoelectronics*, 2015, vol. 2015, 5 p. <https://doi.org/10.1155/2015/317108>
8. Сминтына В., Семененко Б., Скобеєва В., Малушин М. Вплив поверхні нанокристалів CdS на їхні люмінесцентні властивості. *Електроніка та інформаційні технології*, 2012, № 2, с. 45–50. http://elit.lnu.edu.ua/pdf/2_4.pdf
9. Купчак І.М., Серпак Н.Ф., Капуш О.А., Корбутяк Д.В. Електронні характеристики поверхневих вакансій у нанокристалах CdS. *Фізика і хімія твердого тіла*, 2018, т. 19, № 1, с. 34–39. <https://doi.org/10.15330/pccs.19.1.34-39>
10. Korbutyak D.V., Kladko V.P., Safryuk N.V. et al. Synthesis, luminescent and structural properties of the $Cd_{1-x}Cu_xS$ and $Cd_{1-x}Zn_xS$ nanocrystals. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 2017, vol. 9, iss. 5, p. 05024. [https://doi.org/10.21272/jnep.9\(5\).05024](https://doi.org/10.21272/jnep.9(5).05024)
11. Muruganandam S., Anbalagan G., Murugadoss G. Synthesis and structural, optical and thermal properties of CdS:Zn²⁺ nanoparticles. *Applied Nanoscience*, 2014, vol. 4, iss. 8, pp. 1013–1019. <https://doi.org/10.1007/s13204-013-0284-z>
12. Unni C., Philip D., Smitha S.L. et al. Aqueous synthesis and characterization of CdS, CdS:Zn⁽²⁺⁾ and CdS:Cu⁽²⁺⁾ quantum dots. *Spectrochimica Acta, Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 2009, vol. 72, iss. 4, pp. 827–832. <https://doi.org/10.1016/j.saa.2008.11.027>
13. Orii T., Kaito S., Matsuishi K. et al. Photoluminescence of CdS nanoparticles suspended in vacuum and its temperature increase by laser irradiation. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2002, vol. 14, iss. 41, pp. 9743–9752. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/41/329>
14. Giannozzi P., Baroni S., Bonini N. et al. QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009, vol. 21, iss. 39, pp. 395502–395541. <http://stacks.iop.org/0953-8984/21/i=39/a=395502>
15. Perdew J.P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized Gradient Approximation made simple. *Physical Review Letters*, 1996, vol. 77, iss. 18, pp. 3865–3868. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3865>
16. Methfessel M., Paxton A.T. High-precision sampling for Brillouin-zone integration in metals. *Physical Review B*, 1989, vol. 40, iss. 6, pp. 3616–3621. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.3616>
17. Fletcher R. Newton-like methods. In book: *Practical Methods of Optimization*. USA, NJ, John Wiley & Sons, Ltd, 2010, 436 p. <https://doi.org/10.1002/9781118723203.ch3>
18. Kasuya A., Sivamohan R., Barnakov Y.A. et al. Ultra-stable nanoparticles of CdSe revealed from mass spectrometry. *Nature Materials*, 2004, vol. 3, pp. 99–102. <https://doi.org/10.1038/nmat1056>
19. Puzder A., Williamson A.J., Gygi F., Galli G. Self-healing of CdSe nanocrystals: first-principles calculations. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 92, iss. 21, 4 p. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.217401>
20. Pathan H.M., Desai J.D., Lokhande C.D. Modified chemical deposition and physico-chemical properties of copper sulphide (Cu₂S) thin films. *Applied Surface Science*, 2002, vol. 202, iss. 1–2, pp. 47–56. [https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(02\)00843-7](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(02)00843-7)
21. Hassan A., Zhang X., Liu X., et al. *ACS Nano*, 2017, vol. 11, iss. 10, pp. 10070–10076. <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b04414>
22. Zhang N., Liu X., Wei Z. et al. Cell imaging using two-photon excited CdS fluorescent quantum dots working within the biological window. *Nanomaterials*, 2019, vol. 9, iss. 3, p. 369. <https://doi.org/10.3390/nano9030369>
23. Xu X., Zhao Ya., Sie E.J. et al. Dynamics of bound exciton complexes in CdS nanobelts. *ACS Nano*, 2011, vol. 5, iss. 5, pp. 3660–3669. <https://doi.org/10.1021/nn2008832>

Дата надходження рукопису
до редакції 14.04 2020 р.

DOI: 10.15222/ТКЕА2020.3-4.28

УДК 544.774 : 546.48/22

И. М. КУПЧАК¹, Д. В. КОРБУТЯК¹, Н. Ф. СЕРПАК²

Украина, г. Киев, ¹Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарева НАН Украины;

²Винницкий национальный медицинский
университет им. М. И. Пирогова

E-mail: kupchak@isp.kiev.ua

ЕЛЕКТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS, СОДЕРЖАЩИХ ДЕФЕКТЫ

Методом функционала плотности в приближении обобщенного градиента с использованием базиса плоских волн рассчитаны атомная структура, плотность электронных состояний и спектры оптического поглощения квантовых точек CdS, содержащих собственные дефекты — вакансию кадмия V_{Cd} и межузельный атом серы S_i и примеси замещения — цинк и медь на месте атома кадмия — Zn_{Cd} и Cu_{Cd} соответственно.

Расчеты произведены для кластера $Cd_{33}S_{33}$, соответствующего так называемому магическому размеру квантовой точки. Такой размер имеет минимум оборванных связей на поверхности и позволяет обходиться без пассивации.

Детально проанализированы структурные релаксации при формировании указанных дефектов и распределение волновой функции состояния, соответствующего вершине валентной зоны. Показано, что вакансии кадмия формируют локальные состояния в запрещенной зоне нанокристаллов CdS, которые могут служить центрами излучательной рекомбинации. Другие дефекты образуют энергетические уровни в глубине валентной зоны или вблизи ее вершины, положение которых не соответствует максимумам полос на экспериментальных спектрах фотолюминесценции квантовых точек CdS, как легированных, так и легированных цинком.

Рассчитанные спектры оптического поглощения демонстрируют высокий пик в области фундаментального поглощения CdS для кластера, содержащего примесь замещения Cu_{Cd} , в отличие от других систем, где подобных пиков не наблюдается. Кроме того, показано, что замена атома кадмия на атом меди приводит к уменьшению количества химических связей до трех и, соответственно, к наибольшей среди исследованных систем релаксации. Такая особенность обусловлена неоднородностью кристаллической структуры сульфида меди Cu_xS , которая в зависимости от стехиометрии может быть как полупроводником, так и металлом.

Ключевые слова: квантовые точки, дефекты, вакансии, CdS, метод функционала плотности.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.28

UDC 544.774 : 546.48/22

I. M. KUPCHAK¹, D. V. KORBUTYAK¹, N. F. SERPAK²

Ukraine, Kyiv, ¹V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine;

²Vinnitsia National Pirogov Medical University

E-mail: kupchak@isp.kiev.ua

ELECTRONIC CHARACTERISTICS OF CdS QUANTUM DOTS WITH DEFECTS

Using the density functional theory and the generalized gradient approximation, we calculated the atomic structure, the density of electronic states, and the optical absorption spectra of CdS quantum dots containing intrinsic defects — a cadmium vacancy V_{Cd} and an interstitial sulfur atom S_i , and substitutional impurities — zinc and copper in place of the atom cadmium — Zn_{Cd} and Cu_{Cd} , respectively. The calculations were performed for the $Cd_{33}S_{33}$ cluster corresponding to the so-called “magic” size of the quantum dot. This size has a minimum of dangling bonds at the surface and allows the using of such a cluster without the passivation. The structural relaxation during the formation of such defects and the distribution of the wave function of the state corresponding to the top of the valence band are analyzed in details. It has been shown that the cadmium vacancy forms local states in the band gap of CdS nanocrystals, and can serve as centers of radiative recombination. Other defects form energy levels in the depths of the valence band or near its top, but whose energy positions do not correspond to the band maxima in the experimental photoluminescence spectra of CdS quantum dots, both undoped and doped with zinc. The calculated optical absorption spectra demonstrate a strong peak in the region of fundamental absorption of CdS for a cluster containing a substitutional impurity of Cu_{Cd} , in contrast to other systems where no such peaks are observed. In addition, the replacement of the cadmium atom with copper leads to a decrease in the number of chemical bonds to three and, accordingly, to the largest relaxation among the systems studied. This feature is caused by the crystal structure inhomogeneity of copper sulfide Cu_xS , which, depending on stoichiometry, can be either a semiconductor or a metal.

Keywords: quantum dots, defects, vacancy, CdS, density functional method.

REFERENCES

1. Korbutyak D.V., Kovalenko O.V., Budzulyak S.I. et al. Light-emitting properties of A_2B_6 semiconductor quantum dots. *Ukrainian Journal of Physics. Reviews*, 2012, vol. 7, iss. 1, pp. 48–95. <http://archive.ujp.bitp.kiev.ua/index.php?lang=uk&item=r&id=12> (Ukr)
2. Klimov V.I. *Nanocrystal Quantum Dots*, USA, Boca Raton, CRC Press, 2010, 485 p.
3. Rudko G.Y., Vorona I.P., Fediv V.I. et al. Luminescent and optically detected magnetic resonance studies of CdS/PVA nanocomposite. *Nanoscale Research Letters*, 2017, vol. 12, iss. 1, pp. 130–137. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1892-4>
4. Skobeleva V.M., Smyntyna V.A., Sviridova O.I. et al. Optical properties of cadmium sulfide nanocrystals obtained by the sol-gel method in gelatin. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2008, vol. 75, iss. 4, pp. 576–582. <https://doi.org/10.1007/s10812-008-9074-x>
5. Mandal P., Talwar S.S., Major S.S., Srinivasa R.S. Orange-red luminescence from Cu doped CdS nanophosphor prepared using mixed Langmuir–Blodgett multilayers. *Journal of Chemical Physics*, 2008, vol. 128, iss. 11, pp. 114703–114710. <https://doi.org/10.1063/1.2888930>
6. Lee H., Yang H., Holloway P.H. Functionalized CdS nanospheres and nanorods. *Physica B: Condensed Matter*, 2009, vol. 404, iss. 22, p. 4364–4369. <https://doi.org/10.1016/J.PHYSB.2009.09.020>
7. Yuan S.Q., Ji P.F., Li Y., Song Y.L., Zhou F.Q. Unusual blueshifting of optical band gap of CdS nanocrystals through a chemical bath deposition method. *Advances in Optoelectronics*, 2015, vol. 2015, 5 p. <https://doi.org/10.1155/2015/317108>
8. Smyntyna V., Semenenko B., Skobyeyeva V., Malushyn M. Effect of surface on the luminescence properties of CdS nanocrystals. *Electronics and information technologies*, 2012, iss. 2, pp. 45–50. http://elit.lnu.edu.ua/pdf/2_4.pdf (Ukr)
9. Kupchak I., Serpak N., Kapush O., Korbutyak D. Electronic Properties of Surface Vacancies in CdS Nanocrystals. *Physics and Chemistry of Solid State*, 2018, vol. 19, iss. 1, pp. 34–39. <https://doi.org/10.15330/pcss.19.1.34-39>

10. Korbutyak D.V., Kladko V.P., Safryuk N.V. et al. Synthesis, luminescent and structural properties of the $\text{Cd}_{1-x}\text{Cu}_x\text{S}$ and $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ nanocrystals, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 2017, vol. 9, iss. 5, p. 05024. [https://doi.org/10.21272/jnep.9\(5\).05024](https://doi.org/10.21272/jnep.9(5).05024)
11. Muruganandam S., Anbalagan G., Murugadoss G. Synthesis and structural, optical and thermal properties of $\text{CdS}:\text{Zn}^{2+}$ nanoparticles. *Applied Nanoscience*, 2014, vol. 4, iss. 8, pp. 1013–1019. <https://doi.org/10.1007/s13204-013-0284-z>
12. Unni C., Philip D., Smitha S.L. et al. Aqueous synthesis and characterization of CdS , $\text{CdS}:\text{Zn}^{2+}$ and $\text{CdS}:\text{Cu}^{2+}$ quantum dots. *Spectrochimica Acta, Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 2009, vol. 72, iss. 4, pp. 827–832. <https://doi.org/10.1016/j.saa.2008.11.027>
13. Orii T., Kaito S., Matsuishi K. et al. Photoluminescence of CdS nanoparticles suspended in vacuum and its temperature increase by laser irradiation. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2002, vol. 14, iss. 41, pp. 9743–9752. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/41/329>
14. Giannozzi P., Baroni S., Bonini N. et al. QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009, vol. 21, iss. 39, pp. 395502–395541. <http://stacks.iop.org/0953-8984/21/i=39/a=395502>
15. Perdew J.P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized Gradient Approximation made simple. *Physical Review Letters*, 1996, vol. 77, iss. 18, pp. 3865–3868. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3865>
16. Methfessel M., Paxton A.T. High-precision sampling for Brillouin-zone integration in metals. *Physical Review B*, 1989, vol. 40, iss. 6, pp. 3616–3621. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.3616>
17. Fletcher R. Newton-like methods. In book: *Practical Methods of Optimization*. USA, NJ, John Wiley & Sons, Ltd, 2010, 436 p. <https://doi.org/10.1002/9781118723203.ch3>
18. Kasuya A., Sivamohan R., Barnakov Y.A. et al. Ultra-stable nanoparticles of CdSe revealed from mass spectrometry. *Nature Materials*, 2004, vol. 3, pp. 99–102. <https://doi.org/10.1038/nmat1056>
19. Puzder A., Williamson A.J., Gygi F., Galli G. Self-healing of CdSe nanocrystals: first-principles calculations. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 92, iss. 21, 4 p. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.217401>
20. Pathan H.M., Desai J.D., Lokhande C.D. Modified chemical deposition and physico-chemical properties of copper sulphide (Cu_2S) thin films. *Applied Surface Science*, 2002, vol. 202, iss. 1–2, pp. 47–56. [https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(02\)00843-7](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(02)00843-7)
21. Hassan A., Zhang X., Liu X., et al. *ACS Nano*, 2017, vol. 11, iss. 10, pp. 10070–10076. <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b04414>
22. Zhang N., Liu X., Wei Z. et al. Cell imaging using two-photon excited CdS fluorescent quantum dots working within the biological window. *Nanomaterials*, 2019, vol. 9, iss. 3, p. 369. <https://doi.org/10.3390/nano9030369>
23. Xu X., Zhao Ya., Sie E.J. et al. Dynamics of bound exciton complexes in CdS nanobelts. *ACS Nano*, 2011, vol. 5, iss. 5, pp. 3660–3669. <https://doi.org/10.1021/nn2008832>

Опис статті для цитування:

Купчак І. М., Корбутяк Д. В., Серпак Н. Ф. Електронні характеристики квантових точок CdS , що містять дефекти. Технологія і конструювання в електронній апаратурі, 2020, № 3–4, с. 28–34. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.28>

Cite the article as:

Kupchak I. M., Korbutyak D. V., Serpak N. F. Electronic characteristics of CdS quantum dots with defects. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2020 no. 3–4, pp. 28–34. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.28>

Д. В. ПЕКУР¹, д. т. н. В. М. СОРОКІН¹, д. т. н. Ю. Є. НИКОЛАЄНКО²

Україна, м. Київ, ¹Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України;

²Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

E-mail: demid.pekur@gmail.com, vsorokin@isp.kiev.ua, yunikola@ukr.net

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КОМПАКТНОЇ СИСТЕМИ ОХОЛОДЖЕННЯ З ТЕПЛОВИМИ ТРУБАМИ ДЛЯ ПОТУЖНОЇ СВІТЛОДІОДНОЇ МАТРИЦІ

Розроблено конструкцію потужного світлодіодного світильника компактних розмірів для освітлення приміщень. Засобами тепловідведення є теплові труби довжиною 150 мм. Кільця теплообмінника охолоджуються природньою конвекцією оточуючого повітря. За допомогою комп'ютерного моделювання та дослідження експериментального зразка приладу визначено можливість запропонованої системи охолодження забезпечувати нормальний тепловий режим світлодіодного джерела світла. Результати комп'ютерного моделювання її температурного поля показали, що при потужності світильника 140,7 Вт температура корпусу світлодіодної матриці складає 60,5°C, а виміряна експериментально — 61,3°C. Визначена експериментально теплова потужність світлодіодної матриці становила 91,5 Вт, температура р-п-переходу — 79,6°C, загальний тепловий опір системи охолодження — 0,453°C/Вт.

Ключові слова: світлодіодний освітлювальний пристрій, теплова труба, система охолодження, комп'ютерне моделювання, експериментальне моделювання.

Для створення світлового середовища побутових та промислових приміщень сьогодні широко застосовуються світлодіодні джерела світла [1]. Суттєві їхні переваги, такі як висока світлова ефективність (понад 100 лм/Вт [2]), значний термін служби (до 100 000 год [3]), високий індекс кольоропередачі (понад 95 одиниць [4]), широкий діапазон корельованих кольорних температур (від 2000 до 8000 К) та ефективні шляхи створення потрібних типів світлорозподілу з використанням лінз, дозволяють при створенні освітлювальних пристроїв все частіше відмовлятися від використання інших типів джерел світла на користь світлодіодних.

Однак разом зі збільшенням потужності світлодіодів зростає і кількість розсіюваної теплоти, що призводить до підвищення температури напівпровідникових кристалів та, відповідно, до зниження надійності їхньої роботи та до зміни фотометричних характеристик [5—7]. Тому при розробці конструкцій світлодіодних освітлювальних пристроїв питанням забезпечення робочого теплового режиму приділяється особлива увага [8]. Задача підвищення ефективності охолодження стає вкрай актуальною при застосуванні в світильниках потужних багатокристалівних світлодіодних джерел світла, так званих COB (chip-on-board — чіп на платі) матриць [9]. Так, наприклад, світлодіодна матриця типу CITIZEN CLU058 містить 648 кристалів, розміщених на платі розмірами 38×38×1,4 мм, і має потужність до 526 Вт [9].

Концентрація теплової потужності на корпусі таких світлодіодних матриць промислового викори-

стання складає понад 10⁵ Вт/м². Тенденції до зменшення розмірів світловипромінюючих кристалів при збільшенні потужності [10, 11] вказують на подальше ще більш серйозне загострення проблеми ефективного тепловідведення від них.

Для охолодження потужних світлодіодних джерел світла застосовуються системи, побудовані на різних принципах роботи: на основі пасивних радіаторів [12], термоелектричних охолоджувачів [13], п'єзоелектричних вентиляторів [14], струменевих охолоджувачів [15], рідинних систем охолодження [16], а також експериментальні системи на основі електронного вітру [17—19]. Для підвищення ефективності систем охолодження використовуються також комбінації різних принципів їхньої побудови. Звичайно, кожен тип систем охолодження має свої недоліки та переваги, але термін служби системи охолодження для світлодіодних джерел має бути близьким до терміну життя світлодіодів (50—100 тис. год). Найбільший термін служби мають пасивні системи охолодження на основі радіаторів [12], виготовлених з однорідних матеріалів з високою теплопровідністю.

З початку 2000-х років для ефективного відведення теплоти від потужних електронних компонентів (мікропроцесорів, лазерних діодів, транзисторів IGBT та MOSFET тощо) широко застосовуються двофазні теплопередавальні пристрої — теплові труби та термосифони [19—23], які останнім часом все частіше починають використовуватись і для охолодження світлодіодних джерел світла.

Особливості побудови світильників потребують розробки спеціальних конструкцій систем охоло-

дження з тепловими трубами (ТТ), які б мали відповідний дизайн та привабливий вигляд. Зазвичай теплові труби використовують разом з іншими елементами тепловідведення, наприклад в [24–26] — сумісно з радіатором, що охолоджується вільною конвекцією оточуючого повітря, в [25] — в комплексі з плавлячою речовиною, в [27] — з радіатором, що обдувається вентилятором. Найбільш надійними та простими у виготовленні є системи охолодження на основі теплових труб та радіаторів з вільною конвекцією повітря. Вони не потребують енерговитрат на переміщення теплоносія та є найбільш придатними для застосування в світлодіодних світильниках для освітлення приміщень [26, 27].

Більшість конструкцій систем охолодження, побудованих на основі ТТ, передбачає значні розміри по висоті [28–32], що викликано конкретними умовами експлуатації. В ряді застосувань, таких як освітлення житлових приміщень з низькими стелями, кабін та салонів автомобільного, морського та міського транспорту, вагонів потягів тощо, бажано мати компактні світильники з мінімальними розмірами по висоті. Таке рішення запропоновано, наприклад, у [33, 34], але воно виглядає не зовсім естетично, а це є достатньо важливим у перелічених випадках.

Більш естетичний вигляд має нова типова конструкція світлодіодного світильника з системою охолодження на основі теплових труб, запропонована в [35–38]. Завданням даної роботи є комп'ютерне моделювання, виготовлення та експериментальне дослідження такої системи охолодження світлодіодного освітлювального приладу з тепловим навантаженням до 100 Вт.

Параметри комп'ютерної моделі системи охолодження світлодіодної матриці

Конструкція системи охолодження запропонованого в [35–38] світильника має ребра охолодження, виконані у вигляді концентричних кілець, які за допомогою радіально розташованих ТТ з'єднані з забезпеченням теплового контакту з основою джерела світла. Конструкція може бути масштабована відповідно до поставлених перед розробниками задач. Знаючи задану потужність світлодіодної матриці, максимальне значення температури її корпусу та температуру оточуючого повітря, можна в кожному конкретному випадку визначити необхідну кількість ТТ та кілець охолодження, геометричні параметри системи охолодження тощо, використовуючи наведену у [37] методику оптимізації. Виконані нами розрахунки показали, що для функціонування освітлювального приладу з тепловим навантаженням світлодіодів до 100 Вт достатньо чотирьох теплових труб, діаметр системи охолодження може становити 300 мм при кількості кілець 7 та оптимальній висоті кілець 30 мм.

Схему розробленого світлодіодного освітлювального приладу з тепловою потужністю світлодіодної

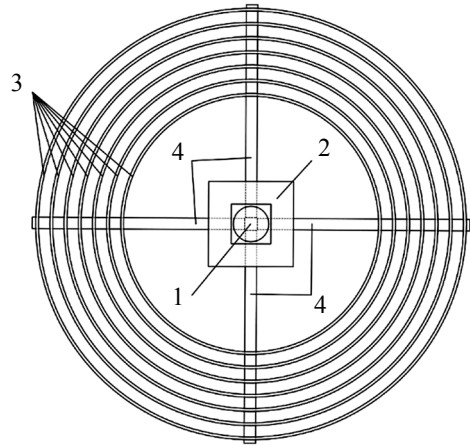


Рис. 1. Конструктивна схема системи охолодження світлодіодного освітлювального приладу на основі теплових труб

матриці до 100 Вт, яку було обрано в даній роботі для проведення комп'ютерного та експериментального дослідження, наведено на **рис. 1**. В освітлювальному приладі використано світлодіодну матрицю 1, яку закріплено з використанням між її корпусом та основою системи охолодження шару теплопровідної пасти товщиною 10^{-4} м з коефіцієнтом теплопровідності $8,7 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ (Arctic Silver 5 [39]). Система охолодження складається з основи 2, що має форму прямокутного паралелепіпеда, виготовленого з двох алюмінієвих пластин розмірами $60 \times 60 \times 5$ мм, семи теплообмінних кілець 3 вистотою 30 мм та товщиною 2 мм діаметром від 180 до 300 мм та чотирьох мідно-водяних теплових труб 4 довжиною 150 мм та діаметром 8 мм. В основі та в кільцях виконано отвори діаметром 8 мм, що забезпечують надійний тепловий контакт теплових труб з відповідними елементами.

Дослідження теплових характеристик моделі системи охолодження проводилися з використанням модуля аналізу FlowSimulation SolidWorks системи комп'ютерного проектування SolidWorks.

При створенні комп'ютерної моделі були враховані такі умови:

- теплові труби виконано з міді, теплоносієм — дистильована вода, ефективна теплопровідність ТТ відповідно до експериментально визначених значень становила $4542 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$;

- всі елементи конструкції (крім теплових труб) виготовлено з алюмінієвого сплаву АД31, коефіцієнт теплопровідності якого для температурного діапазону $300\text{—}600 \text{ К}$ становить $190 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ [40];

- навколишнє середовище — повітря;

- температура навколишнього середовища 20°C ;

- атмосферний тиск $101,325 \text{ кПа}$;

- швидкість переміщення оточуючого середовища далеко за межами світильника 0 м/с ;

- теплота рівномірно розподіляється по зовнішній поверхні моделі джерела світла (світлодіодної

матриці CXA3070-0000-000NTHAD50H) з розміром корпусу 27,35×27,35 мм та діаметром зони підведення теплоти (зони випромінювання світла) 23 мм.

Для контролю похибок дискретизації і збіжності використовувалися розрахункові сітки моделей з ступенем деталізації до 801 тис. елементів. Контрольними параметрами були обрані максимальна температура системи охолодження і швидкість вільної конвекції повітря. Для розглянутого варіанту виконання системи охолодження похибка моделювання становить 4%.

Результати комп'ютерного моделювання та експериментальних досліджень

Отримані результати комп'ютерного та експериментального теплофізичного моделювання дозволили визначити температуру в характерних контрольних точках системи охолодження та визначити її можливості щодо забезпечення робочої температури потужних світлодіодних джерел світла.

Результати комп'ютерного моделювання представлено на **рис. 2**.

Для оцінки достовірності результатів комп'ютерного моделювання було виготовлено експериментальний зразок світлодіодного освітлювального приладу (**рис. 3**) діаметром 310 мм, висотою 51 мм, масою 1,2 кг. Вимірювання температури проводилося в характерних контрольних точках (див. рис. 2): на корпусі світлодіодної матриці (1, 2), на основі системи охолодження (3), на першому, четвертому та шостому кільцях системи охолодження (відповідно, 4, 5 та 6).

Для збільшення інформативності та достовірності результатів вимірювання проводилися двома методами: за допомогою тепловізора та за допомогою термопар. Використовувалися тепловізор типу FLIR SC305 та мідь-константанові термопари (Т-типу) з багатоканальним вимірювачем температури YF-500.

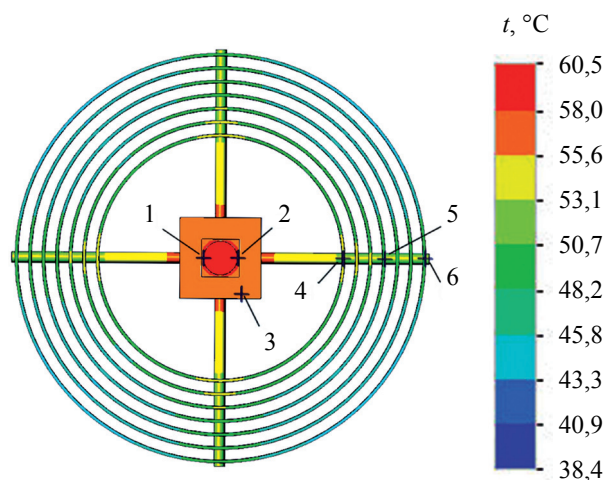


Рис. 2. Розподіл температури в системі охолодження світлодіодного джерела світла, отриманий методом комп'ютерного моделювання

(1...6 — контрольні точки визначення температури)

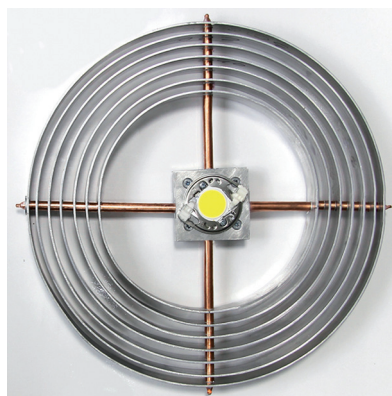


Рис. 3. Експериментальний зразок системи охолодження світлодіодної матриці

В таблиці представлено значення температури в контрольних точках, отримані експериментально та визначені методом комп'ютерного моделювання при тепловій потужності світлодіодного джерела світла 91,5 Вт, загальна потужність при цьому складала 140,7 Вт. Аналіз представлених даних показує добру узгоджуваність результатів експериментального вимірювання температури з результатами комп'ютерного моделювання, що говорить про адекватність комп'ютерної моделі. Розбіжності значень температур, отриманих за результатами комп'ютерного моделювання та визначених експериментальними методами, знаходяться в межах похибки експерименту.

Значення температури в контрольних точках, отриманих методом комп'ютерного моделювання та експериментально

№ точки	Температура, °C		
	моделювання	тепловізор	термопари
1	60,5(±1,9)	61,2(±1)	61,4(±1)
2	60,5(±1,9)	60,2(±1)	60,5(±1)
3	57,5(±1,7)	57,2(±1)	57,1(±1)
4	46,9(±1,2)	47,2(±1)	46,9(±1)
5	46,1(±1,1)	45,5(±1)	45,2(±1)
6	45,2(±1,1)	44,8(±1)	44,1(±1)

За вказаної теплової потужності середнє значення температури корпусу світлодіодної матриці, отримане експериментально, складає 61,3°C, а розрахункове значення температури $p-n$ -переходу при тепловому опорі «світлодіодний кристал — корпус» 0,2 К/Вт становить до 79,6°C.

Висновки

Таким чином, показано, що експериментальний зразок освітлювального приладу компактних розмірів здатний забезпечити такий рівень температури світловипромінюючих структур, що дозволяє передбачити їхню надійну роботу протягом 100 тис. год.

Розроблений експериментальний зразок освітлювального приладу показує практичну можливість створення компактних світлодіодних систем охолодження на основі теплових труб.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Светодиоды и их применение для освещения (Под общей редакцией ак. АЭН РФ Ю. Б. Айзенберга). Москва, Знак, 2012.
2. Котеленко С.В., Чижкин А.В. Светодиоды как современная альтернатива традиционным источникам света. *Известия ТулГУ. Технические науки*, 2019, №11, с. 92–97. <https://doi.org/10.24411/2071-6168-2019-11113>.
3. Борщев В.Н., Листратенко А.М., Тымчук И.Т. и др. Высокоэффективные объемные светодиодные модули для сверхмощных ламп бытового и промышленного применения. *Оптоэлектроника та напівпровідникова техніка*, 2017, № 52, с. 70–80. <https://doi.org/10.15407/jopt.2017.52.070>
4. Светодиоды с высоким CRI, широким спектром и узкой КСС от Citizen Electronics. *Современная светотехника*, 2015, № 4, с. 9–11. http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/09.pdf
5. Yurtseven M.B., Mete S., Onaygil S. The effects of temperature and driving current on the key parameters of commercially available, high-power, white LEDs. *Lighting Res. Technol.*, 2015, vol. 48, № 8, с. 943–965. <https://doi.org/10.1177/1477153515576785>
6. Chang Moon-Hwan, Das Diganta, Varde P.V., Pecht Michael. Light emitting diodes reliability review. *Microelectronics Reliability*, 2012, vol. 52, iss. 5, p. 762–782. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2011.07.063>
7. Chhajed S., Xi Y., Li Y.-L. et al. Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes. *Journal of Applied Physics*, 2005, Vol. 97, p. 054506-1–054506-8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1852073>
8. Pryde J. R. *Development of effective thermal management strategies for LED luminaires*, Doct. Thesis, Loughborough University, 2017. <https://hdl.handle.net/2134/26687>
9. Ураски А. Развитие светодиодных модулей Chip-on-Board на примере эволюции матриц от компании Citizen Electronics. *Современная светотехника*, 2018, № 2, p. 20–22. [http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/20\(3\).pdf](http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/20(3).pdf)
10. Shuji Nakamura, Michael R. Krames. History of gallium-nitride-based light-emitting diodes for illumination. *Proceedings of the IEEE*, 2013, vol. 101, iss. 10, p. 2211–2220. <http://dx.doi.org/10.1109/jproc.2013.2274929>
11. Wong M. S., Shuji Nakamura, DenBaars S. P. Review-progress in high performance III-nitride micro-light-emitting diodes. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2020, vol. 9, art. 015012. <http://dx.doi.org/10.1149/2.0302001JSS>
12. Ying S. P., Shen W. B. Thermal analysis of high-power multichip COB light-emitting diodes with different chip sizes. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2015, vol. 62, iss. 3, p. 896–901. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2015.2390255>
13. Wang Jing, Zhao Xin-Jie, Cai Yi-Xi et al. Experimental study on the thermal management of high-power LED headlight cooling device integrated with thermoelectric cooler package. *Energy Conversion and Management*, 2015, vol. 101, p. 532–540. <http://dx.doi.org/10.1016/j.enconman.2015.05.040>
14. Maaspuro Mika. Piezoelectric oscillating cantilever fan for thermal management of electronics and LEDs — A review. *Microelectronics Reliability*, 2016, vol. 63, p. 342–353. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2016.06.008>
15. Deng Xiong, Luo Zhenbing, Xia Zhixun et al. Active-passive combined and closed-loop control for the thermal management of high-power LED based on a dual synthetic jet actuator. *Energy Conversion and Management*, 2017, vol. 132, p. 207–212. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2016.11.034>
16. Schneider M., Leyrer B., Herbold C., Maikowske S. High power density LED modules with silver sintering die attach on aluminum nitride substrates. *IEEE 64th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, 2014, p. 203–208. <https://doi.org/10.1109/ECTC.2014.6897289>
17. Jingguo Qu, Lingjian Kong, Jianfei Zhang. Experimental investigation on flow and heat transfer characteristics of a needle-cylinder type ionic wind generator for LED cooling. *Energies*, 2018, vol. 11, art. 1149. <https://doi.org/10.3390/en11051149>
18. Dong Ho Shin, Dong Kee Sohn, Han Seo Ko. Analysis of thermal flow around heat sink with ionic wind for high-power. *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 143, p. 376–384. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.07.118>
19. Mochizuki Masataka, Nguyen Thang, Mashiko Koichi et al. A review of heat pipe application including new opportunities. *Frontiers in Heat Pipes (FHP)*, 2011, vol. 2, p. 013001. <https://doi.org/10.5098/fhp.v2.i3.001>
20. Shu Shili, Hou Guanyu, Wang Lijie et al. Heat dissipation in high-power semiconductor lasers with heat pipe cooling system. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2017, vol. 31, № 6, p. 2607–2612. <https://doi.org/10.1007/s12206-017-0502-9>
21. Nikolaenko Yu. E., Alekseik E.S., Kozak D.V., Nikolaienko T.Yu. Research on two-phase heat removal devices for power electronics. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2018, vol. 8, p. 418–425. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2018.09.012>
22. Lu Jiazheng, Shen Limei, Huang Qingjun et al. Investigation of a rectangular heat pipe radiator with parallel heat flow structure for cooling high-power IGBT modules. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, vol. 135, p. 83–93. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.09.004>
23. Driss Améni, Maalej Samah, Zaghdoudi Mohamed Chaker. Thermal modeling of the cooling of a power MOSFET by heat pipes. *International Conference on Engineering & MIS (ICEMIS)*, Monastir, Tunisia, 2017, p. 1–6. <https://doi.org/10.1109/ICEMIS.2017.8273067>
24. Ji Li, Wenkai Tian, Lucang Lv, A thermosyphon heat pipe cooler for high power LEDs cooling. *Heat Mass Transfer*, 2016, vol. 52(8), p. 1541–1548. <http://dx.doi.org/10.1007/s00231-015-1679-z>
25. Wu Y., Tang Y., Li Z. et al. Experimental investigation of a PCM-HP heat sink on its thermal performance and antithermal-shock capacity for high-power LEDs. *Appl. Therm. Eng.*, 2016, vol. 108, p.192–203. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.07.127>
26. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Sorokin V.M. Light characteristics of high-power LED luminaire with a cooling system based on heat pipe. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2019, vol. 22(3), p. 366–371. <https://doi.org/10.15407/spqeo22.03.366>
27. Nikolaenko T.Yu., Nikolaenko Yu.E. New circuit solutions for the thermal design of chandeliers with light emitting diodes. *Light & Engineering*, 2015, vol. 23(3), p. 85–88. <http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-84966507707&partnerID=MN8TOARS>
28. Николаенко Ю. Е. Светодиодная люстра с тепловыми трубами и результаты исследования ее тепловых характеристик. *Конференция LED Progress «Світлодіоди — Новинки. Практика. Перспективи»*, Київ, 2016, с. 53–54.
29. Николаенко Ю. Е., Баранюк А. В., Николаенко Т. Ю. Экспериментальное исследование характеристик светодиодной люстры с тепловыми трубами с возможностью питания ее от возобновляемых источников энергии. *Труды международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики». Секция III, Узбекистан, Ташкент*, 2017, с. 149–154.
30. Nikolaenko Yu.E., Kravets V.Yu., Naumova A.N. Baranyuk A.V. Development of the ways to increase the lighting energy efficiency of living space. *International Journal of Energy for a Clean*

Environment, 2017, vol. 18(30), p. 275–285. <https://doi.org/10.1615/InterJEnvironCleanEnv.2018021>.

31. Пекур Д. В., Николаєнко Ю. Є., Сорокін В. М. та ін. Комп'ютерне моделювання та експериментальне дослідження двофазної системи охолодження для світлодіодного світильника типу «бра». *Тези доповідей XI Міжнар. наук.-техн. конференції «Метрологія та вимірювальна техніка»*, Харків, 2018, с. 121.

32. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Sorokin V.M. Light characteristics of high-power LED luminaire with a cooling system based on heat pipe. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2019, vol. 22(3), p. 366–371.

33. Делендик К., Войтик О., Коляго Н. Системы охлаждения на основе тепловых труб. *Наука и инновации*, 2017, vol. 11(177), с. 27–33.

34. Delendik K., Kolyago N., Voitik O. Design and investigation of cooling system for high-power LED luminaire. *Computers and Mathematics with Applications*, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.camwa.2020.01.026>

35. Сорокін В.М., Пекур Д.В., Николаєнко Ю.Є. Світлодіодний світильник. Пат. № 141753, 2020, бюл. № 8.

36. Пекур Д. В., Николаєнко Ю. Є., Сорокін В. М. Нова конструкція світлодіодного світильника з тепловими трубами. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2019, № 5–6, с. 34–42, <http://dx.doi.org/10.15222/ТКЕА2019.5-6.34>

37. Pekur D. V., Nikolaenko Yu. E., Sorokin V. M. Optimization of the cooling system design for a compact high-power LED luminaire. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2020, vol. 23(1), p. 91–101. <https://doi.org/10.15407/spqeo23.01.091>

38. Pekur D. V., Sorokin V. M., Nikolaenko Yu. E. Thermal characteristics of a compact LED luminaire with a cooling system based on heat pipes. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2020, vol. 18, art. 100549. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2020.100549>

39. Елагин А. А., Шишкин Р. А., Баранов М. В., Бекетов А. Р., Стоянов О. В. Обзор теплопроводных материалов и термопаст на их основе. *Вестник Казанского технологического университета*, 2013, Т. 16(4), с. 132–136.

40. Белецкий В. М., Кривов Г. А. *Алюминиевые сплавы (состав, свойства, технология, применение)*. Киев: Коминтех, 2005, 365 с.

Дата надходження рукопису
до редакції 02.06 2020 р.

DOI: 10.15222/ТКЕА2020.3-4.35

УДК 536.248.2; 628.941.8

Д. В. ПЕКУР¹, В. М. СОРОКИН¹, Ю. Е. НИКОЛАЕНКО²

Украина, Киев, ¹Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,

²Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского»

E-mail: demid.pekur@gmail.com,
vsorokin@isp.kiev.ua, yunikola@ukr.net

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПАКТНОЙ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ С ТЕПЛОВЫМИ ТРУБАМИ ДЛЯ МОЩНОЙ СВЕТОДИОДНОЙ МАТРИЦЫ

В настоящее время для освещения бытовых и промышленных помещений широко применяются светодиодные источники света, в частности мощные многокристальные. При этом с увеличением мощности растет и количество выделяемой теплоты, что приводит к повышению температуры полупроводниковых кристаллов и, соответственно, к снижению надежности работы светодиодов и изменению их фотометрических характеристик. Поэтому при разработке конструкции светодиодных осветительных устройств особое внимание уделяется вопросам обеспечения рабочего теплового режима. С начала 2000-х годов для эффективного отвода тепла от мощных электронных компонентов стали широко применять тепловые трубы. Они не требуют энергозатрат на перемещение теплоносителя и являются наиболее подходящими для применения в светодиодных светильниках.

В данной работе проведено компьютерное моделирование системы охлаждения на основе тепловых труб, а затем разработана и экспериментально исследована конструкция мощного светодиодного светильника с тепловой нагрузкой до 100 Вт компактных размеров.

Для отвода теплоты от светодиодного источника света к концентрически расположенным вокруг него кольцам теплообменника использованы тепловые трубы длиной 150 мм. Кольца теплообменника охлаждаются естественной конвекцией окружающего воздуха.

Результаты компьютерного моделирования температурного поля разработанной системы охлаждения показали, что при мощности светодиодного источника света 140,7 Вт температура корпуса светодиодной матрицы составляет 60,5°C, а измеренная экспериментально — 61,3°C. Определенная экспериментально тепловая мощность светодиодной матрицы составляла 91,5 Вт, температура р-п-перехода — 79,6°C, общее тепловое сопротивление системы охлаждения — 0,453°C/Вт. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности разработанной конструкции.

Ключевые слова: светодиодное осветительное устройство, тепловая труба, система охлаждения, компьютерное моделирование, экспериментальное моделирование.

Ukraine, Kyiv, ¹V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine;
²National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kiev Polytechnic Institute"
E-mail: demid.pekur@gmail.com, vsorokin@isp.kiev.ua, yunikola@ukr.net

EXPERIMENTAL STUDY OF A COMPACT COOLING SYSTEM WITH HEAT PIPES FOR POWERFUL LED MATRIX

LED light sources, and powerful multichip light sources in particular, are currently widely used for lighting household and industrial premises. With an increase in power, the amount of heat increases as well, which leads to an increase in the temperature of semiconductor crystals and, accordingly, to a decrease in the reliability of LEDs and a change in their photometric characteristics. Therefore, when developing the design of LED lighting devices, special attention is paid to thermal management. Since the early 2000s, heat pipes have been widely used to efficiently remove heat from powerful electronic components. They do not require power for moving the working fluid and are most suitable for use in LED luminaires.

In this study, the authors carry out a computer simulation of a cooling system based on heat pipes, which is then used to design and test a powerful compact LED lamp with a thermal load of up to 100 W.

Heat pipes with a length of 150 mm are used to remove heat from the LED light source to the heat exchanger rings located concentrically around it. The heat exchanger rings are cooled by natural convection of the ambient air. The results of computer modeling of the temperature field of the developed cooling system show that at a power of the LED light source of 140.7 W, the temperature of the LED matrix case is 60.5°C, and the experimentally measured temperature is 61.3°C. The experimentally determined thermal power of the LED matrix is 91.5 W. The p-n junction temperature is 79.6°C. The total thermal resistance of the cooling system is 0.453°C/W. The obtained results indicate the effectiveness of the developed design.

Keywords: LED lighting device, heat pipe, cooling system, computer simulation, experimental simulation.

REFERENCES

1. Svetodiody i ikh primeneniye dlya osveshcheniya [LEDs and their application for lighting]. Ed. by Yu. B. Eisenberg. Moscow, Znack, 2012. (Rus)
2. Kotelenko S.V., Chizhkin A.V. [LEDs as a modern alternative to traditional light sources]. *Izvestiya TulGU. Tekhnicheskiye nauki*. 2019. no. 11. pp. 92–97. <https://doi.org/10.24411/2071-6168-2019-11113>. (Rus)
3. Borshchev V.N., Listratenko A.M., Tymchuk I.T. et al. Highly efficient volumetric LED modules for heavy-duty lamps for household and industrial use. *Optoelektronika ta napivprovodnikova tekhnika*, 2017, no. 52, pp. 70–80. <https://doi.org/10.15407/jopt.2017.52.070> (Rus)
4. [High CRI, wide spectrum and narrow LIG LEDs from Citizen Electronics]. *Sovremennaya svetotekhnika*, 2015, no. 4, pp. 9–11. http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/09.pdf (Rus)
5. Yurtseven M.B., Mete S., Onaygil S. The effects of temperature and driving current on the key parameters of commercially available, high-power, white LEDs. *Lighting Res. Technol.*, 2015, vol. 48, no. 8, pp. 943–965. <https://doi.org/10.1177/1477153515576785>
6. Chang Moon-Hwan, Das Diganta, Varde P.V., Pecht Michael. Light emitting diodes reliability review. *Microelectronics Reliability*, 2012, vol. 52, iss. 5, pp. 762–782. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2011.07.063>
7. Chhajed S., Xi Y., Li Y.-L. et al. Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, pp. 054506-1–054506-8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1852073>
8. Pryde J. R. *Development of effective thermal management strategies for LED luminaires*, Doct. Thesis, Loughborough University, 2017. <https://hdl.handle.net/2134/26687>
9. Ursaki A. Development of Chip-on-Board LED modules by the example of matrix evolution from Citizen Electronics. *Sovremennaya svetotekhnika*, 2018, no. 2, pp. 20–22. [http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/20\(3\).pdf](http://www.lightingmedia.ru/netcat_files/File/20(3).pdf) (Rus)
10. Shuji Nakamura. Michael R. Krames. History of gallium-nitride-based light-emitting diodes for illumination. *Proceedings of the IEEE*, 2013, vol. 101, iss. 10, pp. 2211–2220. <http://dx.doi.org/10.1109/jproc.2013.2274929>
11. Wong M. S., Shuji Nakamura, DenBaars S. P. Review—Progress in High Performance III-Nitride Micro-Light-Emitting Diodes. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2020, vol. 9, art. 015012. <http://dx.doi.org/10.1149/2.0302001JSS>
12. Ying S. P., Shen W. B. Thermal analysis of high-power multichip COB light-emitting diodes with different chip sizes. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2015, vol. 62, iss. 3, pp. 896–901. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2015.2390255>
13. Wang Jing, Zhao Xin-Jie, Cai Yi-Xi et al. Experimental study on the thermal management of high-power LED headlight cooling device integrated with thermoelectric cooler package. *Energy Conversion and Management*, 2015, vol. 101, pp. 532–540. <http://dx.doi.org/10.1016/j.enconman.2015.05.040>
14. Maaspuro Mika. Piezoelectric oscillating cantilever fan for thermal management of electronics and LEDs — A review. *Microelectronics Reliability*, 2016, vol. 63, pp. 342–353. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2016.06.008>
15. Deng Xiong, Luo Zhenbing, Xia Zhixun et al. Active-passive combined and closed-loop control for the thermal management of high-power LED based on a dual synthetic jet actuator. *Energy Conversion and Management*, 2017, vol. 132, pp. 207–212. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2016.11.034>
16. Schneider M., Leyrer B., Herbold C., Maikowske S. High power density LED modules with silver sintering die attach on aluminum nitride substrates. *IEEE 64th Electronic Components and*

Technology Conference (ECTC), 2014, pp. 203–208. <https://doi.org/10.1109/ECTC.2014.6897289>

17. Jingguo Qu, Lingjian Kong, Jianfei Zhang. Experimental investigation on flow and heat transfer characteristics of a needle-cylinder type ionic wind generator for LED cooling. *Energies*, 2018, vol. 11, art. 1149. <https://doi.org/10.3390/en11051149>

18. Dong Ho Shin, Dong Kee Sohn, Han Seo Ko. Analysis of thermal flow around heat sink with ionic wind for high-power. *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 143, pp. 376–384. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.07.118>

19. Mochizuki Masataka, Nguyen Thang, Mashiko Koichi et al. A review of heat pipe application including new opportunities. *Frontiers in Heat Pipes (FHP)*, 2011, vol. 2, pp. 013001. <https://doi.org/10.5098/fhp.v2.1.3001>

20. Shu Shili, Hou Guanyu, Wang Lijie et al. Heat dissipation in high-power semiconductor lasers with heat pipe cooling system. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2017, vol. 31, no. 6, pp. 2607–2612. <https://doi.org/10.1007/s12206-017-0502-9>

21. Nikolaenko Yu. E., Alekseik E.S., Kozak D.V., Nikolaenko T.Yu. Research on two-phase heat removal devices for power electronics. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2018, vol. 8, pp. 418–425. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2018.09.012>

22. Lu Jiazheng, Shen Limei, Huang Qingjun et al. Investigation of a rectangular heat pipe radiator with parallel heat flow structure for cooling high-power IGBT modules. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, vol. 135, pp. 83–93. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.09.004>

23. Driss Améni, Maalej Samah, Zaghdoudi Mohamed Chaker. Thermal modeling of the cooling of a power MOSFET by heat pipes. *International Conference on Engineering & MIS (ICEMIS)*, Monastir, Tunisia, 2017, pp. 1–6. <https://doi.org/10.1109/ICEMIS.2017.8273067>

24. Ji Li, Wenkai Tian, Lucang Lv. A thermosyphon heat pipe cooler for high power LEDs cooling. *Heat Mass Transfer*, 2016, vol. 52(8), pp. 1541–1548. <http://dx.doi.org/10.1007/s00231-015-1679-z>

25. Wu Y., Tang Y., Li Z., Ding X., Yuan W., Zhao X., Yu B. Experimental investigation of a PCM-HP heat sink on its thermal performance and antithermal-shock capacity for high-power LEDs. *Appl. Therm. Eng.*, 2016, vol. 108, pp. 192–203. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.07.127>

26. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Sorokin V.M. Light characteristics of high-power LED luminaire with a cooling system based on heat pipe. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2019, vol. 22(3), pp. 366–371. <https://doi.org/10.15407/spqeo22.03.366>

27. Nikolaenko T.Yu., Nikolaenko Yu.E. New circuit solutions for the thermal design of chandeliers with Light Emitting Diodes. *Light & Engineering*, 2015, vol. 23(3), pp. 85–88. <http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-84966507707&partnerID=MN8TOARS>

28. Nikolaenko, Yu. E. [LED chandelier with heat pipes and the results of the study of its thermal characteristics]. *Exhibition of LED*

and Smart Lighting «LEDExpo Ukraine 2016», as part of Conference LED Progress “LED Lighting: News. Practice. Prospects”, Kyiv, 2016, pp. 53–54 (Rus)

29. Nikolaenko Yu. E., Baranyuk AV, Nikolaenko T. Yu. [Experimental research on characteristics of the LED chandelier with heat pipes with a possibility to power it from renewable energy sources]. *Proceedings of the International Conference «Fundamental and applied problems of physics». Section III, Uzbekistan, Tashkent*, 2017, pp. 149–154. (Rus)

30. Nikolaenko Yu.E., Kravets V.Yu., Naumova A.N. Baranyuk A.V. Development of the ways to increase the lighting energy efficiency of living space. *International Journal of Energy for a Clean Environment*, 2017, vol. 18(30), pp. 275–285. <https://doi.org/10.1615/InterJenerCleanEnv.2018021>

31. Pekur D. V., Nikolaenko Yu. Ye., Sorokin V. M. et al. [Computer modeling and experimental research of two-phase cooling system for scone type LED lamps]. *Proceed. of the XI International Scientific & Technical Conference “Metrology and measurement techniques”*, Kharkiv, 2018, pp. 121. (Ukr)

32. Nikolaenko Yu.E., Pekur D.V., Sorokin V.M. Light characteristics of high-power LED luminaire with a cooling system based on heat pipe. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2019, vol. 22(3), pp. 366–371.

33. Delendik K., Voytik O., Kolyago N. [Cooling systems based on heat pipes]. *Nauka i innovatsii*, 2017, vol. 11(177), pp. 27–33. (Rus)

34. Delendik K., Kolyago N., Voitik O. Design and investigation of cooling system for high-power LED luminaire. *Computers and Mathematics with Applications*, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.camwa.2020.01.026>

35. Sorokin V. M., Pekur D. V., Nikolaenko Y. E. LED lamp. Patent №141753, of Ukraine, 2020, bull. № 8. (Ukr)

36. Pekur D. V., Nikolaenko Yu. E., Sorokin V. M. New LED lamp design with heat pipes. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2019, no. 5–6, pp. 34–42. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2019.5-6.34> (Ukr)

37. Pekur D. V., Nikolaenko Yu. E., Sorokin V. M. Optimization of the cooling system design for a compact high-power LED luminaire. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 2020, vol. 23, iss. 1, pp. 91–101. <https://doi.org/10.15407/spqeo23.01.091>

38. Pekur D. V., Sorokin V. M., Nikolaenko Yu. E. Thermal characteristics of a compact LED luminaire with a cooling system based on heat pipes. *Thermal Science and Engineering Progress*, 2020, vol. 18, art. 100549. <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2020.100549>

39. Elagin A. A., Shishkin R. A., Baranov M. V et al. [Review of heat-conducting materials and thermal pastes based on them]. *Vestnik Kazanskogo tekhnologicheskogo universiteta*, 2013, vol. 16, iss. 4, pp. 132–136. (Rus)

40. Beletsky V.M., Krivov G.A. [Aluminum alloys (composition, properties, technology, application)]. Ed. by I. N. Friedlander. Kiev, Komintech, 2005, 365 p. (Rus)

Опис статті для цитування:

Пекур Д. В., Сорокін В. М., Ніколаєнко Ю. Є. Експериментальне дослідження компактної системи охолодження з тепловими трубами для потужної світлодіодної матриці. *Технологія і конструювання в електронній апаратурі*, 2020, № 3–4, с. 35–41. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.35>

Cite the article as:

Pekur D. V., Sorokin V. M., Nikolaenko Yu. E. Experimental study of a compact cooling system with heat pipes for powerful LED matrix. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature*, 2020, no. 3–4, с. 35–41. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.35>

Doct. of Tech. Sci. V. Yu. KRAVETS, D. I. HUROV

Ukraine, Kyiv, National Technical University of Ukraine

“Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”

E-mail: kravetz_kpi@ukr.net

HEAT TRANSFER CHARACTERISTICS OF MINIATURE TWO-PHASE THERMOSYPHONS WITH NANOFLUIDS

This paper presents and analyzes experimental data on the total thermal resistances of two-phase miniature thermosyphons with nanofluids; the geometric parameters of the thermosyphons for all experimental samples are identical: total length 700 mm, internal diameter 5 mm. The following nanofluids used as heat carriers are: aqueous nanofluid based on carbon nanotubes, aqueous nanofluid based on synthetic diamond, and aqueous nanofluid based on amorphous carbon. Much attention is also paid to the influence of the filling ratio on the heat transfer characteristics of the thermosyphons. The influence of filling ratio and types of nanofluid on the performance of miniature closed two-phase thermosyphons is demonstrated.

Keywords: miniature thermosyphons, thermal resistance, filling ratio, nanofluid, heat flux.

The problems associated with maintaining the temperature regime and cooling of semiconductor devices are becoming more urgent and complex every day, which requires an increasingly integrated approach to solving them. This problem becomes particularly urgent with the development of high-power computing; so-called supercomputers need effective “supercooling”.

Due to the fact that the packaging density of electronic equipment, which is at the same time a miniaturization criterion, is increasing every day, the cooling systems that have been used for decades have not been able to meet the new requirements for thermal stabilization and maintaining the temperature in a given normalized range.

Two-phase cooling systems have proven themselves to be highly efficient and fairly cheap, while also being quite reliable. The operation principle of such systems is based on the evaporation-condensation cycle. Apart from efficiency, one of the main advantages of these cooling systems is that they are passive, which reduces the operating costs relating to the pumping of working fluid. Such systems include heat pipes, thermosyphons, and vapor chambers.

This work is devoted to the study of heat transfer characteristics of thermosyphons (TS), because their efficiency-reliability-price ratio is optimal among all the mentioned types. Since there is no capillary-porous structure, the cost and thermal resistance of this device type are much lower than, e.g., for heat pipes. One of the main disadvantages of thermosyphons is that they are not functional against gravity, but many tasks do not require this particular capability.

However, it should be noted that the operation of thermosyphons is limited and depends on a large number of determining factors, such as the filling ratio, the evaporation zone length, the working fluid type, the geometric parameters (system design), etc.

In recent years, increasing interest has arisen in the use of nanofluids as heat carrier for evaporation-condensation systems. A huge number of studies are devoted to the use of nanofluids as heat carrier in thermosyphons. Unfortunately, the existing works are quite limited and often controversial, and moreover, the thermosyphon designs that they deal with can hardly be considered miniature. This study addresses miniature closed two-phase thermosyphons with nanofluid-based coolants.

Literature analysis

Nanoparticles are particles characterized by a small size, which is in the range of 1—100 nm [1]. Nanoparticles have become widely used in various industries because of their unique physical and chemical properties due to their large ratio of the surface area and volume.

Nanofluid (NF) is a base fluid (water, oil, ethylene glycol, etc.) with nanoparticles dispersed in it. NFs have better thermophysical parameters, and thus a better heat transfer, compared to the base fluid. However, it is worth noting that one should take into account the influence of many factors when manufacturing specific NFs for every particular purpose. The thermophysical properties of the obtained fluid are influenced by the size, shape and concentration of the nanoparticles, the thermal conductivity of the nanoparticles and the base fluid, the temperature of the base fluid, etc. [2—4].

It was also noted that the use of micron-sized nanoparticles can lead to a decrease in heat transfer as a result of the dispersed phase turbulence suppression [5].

As to using NFs as working fluids for evaporation-condensation systems, despite the increasing number of studies appearing every year, it is impossible to describe clearly the advantages of their use and the quantitative increase in the heat transfer efficiency at the moment.

Thus, some studies note a positive effect of NF-based heat carriers [6–14], while the others highlight their negative effect [15, 16].

The main NFs that have already been studied are: Al_2O_3 — water; CuO — water; Ag — water; FeO — water.

It is also worth emphasizing that most of the thermosyphons described in the above-mentioned publications cannot be considered miniature, but it is the latter that are of particular interest at the moment.

Research techniques

One of the main criteria for the heat transfer characteristics of thermosyphons is thermal resistance, which is defined as:

$$R = \frac{(\bar{t}_{\text{EZ}} - \bar{t}_{\text{CZ}})}{Q}, \quad (1)$$

where Q is the transferred heat flow;

\bar{t}_{EZ} , \bar{t}_{CZ} are the average temperature values of the evaporator and condenser, respectively.

Average temperatures are used because even when the stationary mode has already been established, the temperature of the thermosyphon wall continues to change with time (there are temperature ripples), therefore, the temperature in the evaporation zone (EZ) and condensation zone (CZ) is determined by their average values for the period of the stationary mode:

$$\bar{t}_{\text{EZ}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i; \quad (2)$$

$$\bar{t}_{\text{CZ}} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n t_j. \quad (3)$$

The study of the heat transfer characteristics of the miniature closed two-phase thermosyphons was carried out on an experimental stand similar to that given in [17, 18] (Fig. 1).

Heat was supplied to the evaporation zone of the thermosyphon by an electric heater, which was wound onto the thermosyphon body over a heat-resistant dielectric film with a thickness of 0.1 mm. For the manufacture of the heater, a nichrome wire with a diameter of 0.3 mm was used. Heat from the condenser was removed by water running through a pipe-in-pipe condenser and monitored using a flow meter 8 (Fig. 1). Cooling water flow rate was kept constant and varied from $1.75 \cdot 10^{-3}$ to $7.85 \cdot 10^{-3}$ kg/s.

The temperature in the main zones of thermosyphons was determined using copper-constantan thermocouples with an electrode diameter of 0.16 mm. Hot junctions of thermocouples were soldered to the thermosyphon body. The heat flux of the thermosyphon was changed using a laboratory transformer and monitored in the evapora-

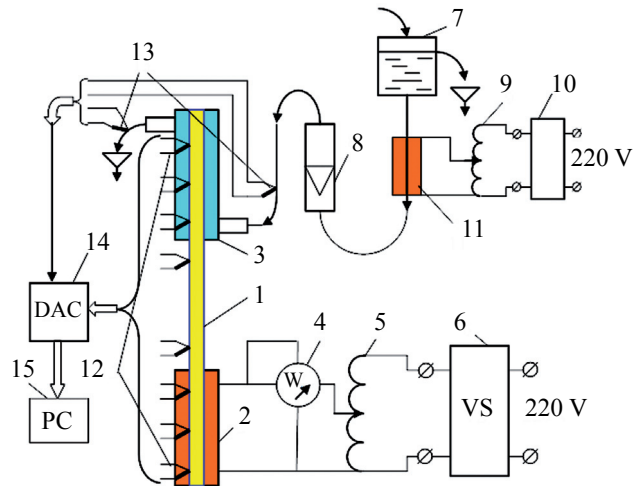


Fig. 1. Schematic drawing of the experimental setup:

1 — miniature thermosyphon; 2 — evaporation zone heater; 3 — condenser; 4 — wattmeter; 5, 9 — voltage regulator (laboratory transformer); 6, 10 — voltage stabilizer; 7 — pressure tank; 8 — flow meter; 11 — heater for cooling water; 12, 13 — copper-constantan thermocouples; 14 — analog-to-digital converter; 15 — personal computer

tion zone using a wattmeter 4. To reduce heat loss to the environment, the thermosyphon was completely insulated with basalt fiber.

The heater 2 was powered by a voltage regulator 5, which was connected via a voltage stabilizer 6 to the mains (220 V, 50 Hz). The control of the supplied electric power was carried out using a wattmeter 4 (D529). The cooling water temperature was controlled with a heater 11 using a voltage regulator 9. The temperature of the cooling water at the inlet and outlet of the condenser was monitored using thermocouples 13. Signals from all thermocouples 12 were fed to an analog-to-digital converter 14 and then to a personal computer 15.

We studied three samples of thermosyphons with an inner diameter of 5 mm and a length of 700 mm, filled with different NFs (Table). To study the effect of the fill ratio (FR), which characterizes the ratio of the volume of the working fluid to the total volume of the evaporation zone, a multi-section heater was used. As a result, it was possible to change the FR in a wide range from

Properties of the nanofluids

TS	Heat carrier: aqueous NF based on	Mass fraction of NP, %	Average diameter of NPs, nm	Surface tension, mN/m
TS1	carbon nanotube	0,1	410—590	71,4
TS2	synthetic diamond	0,3	50—300	70,5
TS3	amorphous carbon	0,31	100—150	69,8

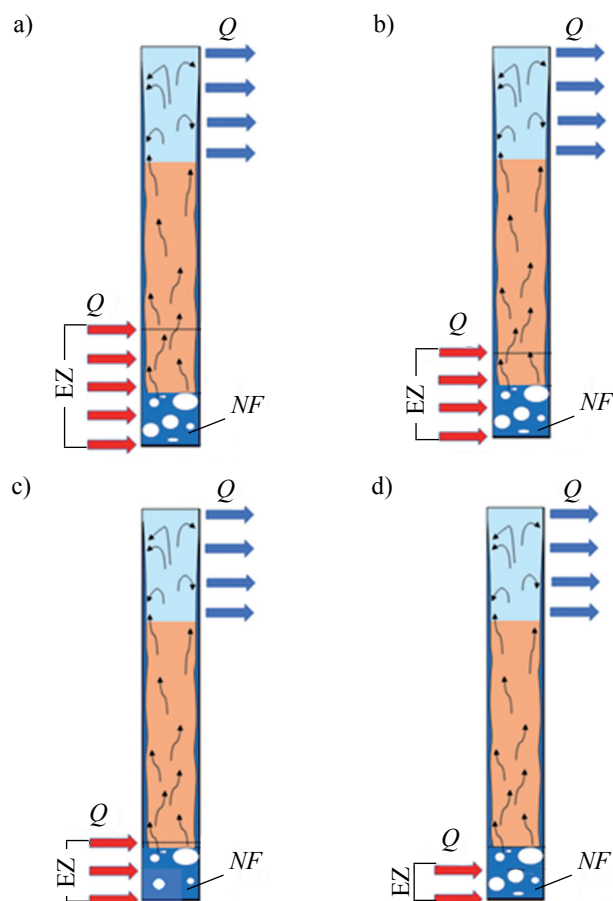


Fig. 2. Schematic representation of the amount of heat carrier relative to the evaporation zone volume at different filling ratio values:

a — $FR = 0.44$; *b* — $FR = 0.59$; *c* — $FR = 0.87$; *d* — $FR = 1.66$

0.4 to 1.7 (**Fig. 2**). The Table provides information on the nanofluids used as coolants.

Research results

The study of the thermal resistance of miniature thermosyphons with different working fluids showed that their heat transfer characteristics are significantly higher than of those with water as a heat carrier. The effect of filling ratio on thermal resistance is shown in **Fig. 3**.

Fig. 3, *a* shows that for carbon-based thermosyphon (TS1), the maximum transferred amount of heat corresponds to $FR = 0.44$; the maximum transmitted heat flux is 180 W. The minimum recorded thermal resistance is 0.18 K/W ($FR = 0.44$). Moreover, an increase in FR leads to a decrease in the maximum heat flux and an increase in thermal resistance.

Fig. 3, *b* shows that the heat transfer characteristics of the thermosyphon with working fluid based on synthetic diamond (TS2) are slightly lower than those for TS1. The minimum thermal resistance values for different filling ratios of TS1 and TS2 are similar; however, the maximum heat fluxes are somewhat lower. Thus, at $FR = 0.44$, the maximum heat

flux decreases to about 120 W. However, at $FR > 0.44$, the thermosyphon TS2 has the maximum heat flux slightly higher than does TS1.

It should be noted that the minimum thermal resistances of TS2 and TS1 are close in their values to those obtained in [6, 7]. However, the concentration and type of nanopowders in water were slightly different.

Significantly lower are the values for the miniature thermosyphon TS3 with working fluid based on amorphous carbon (Fig. 3, *c*). The maximum heat flux for each FR value decreased by about 1.5 times, and the thermal resistance increased, its minimum value of 0.2 K/W being fixed at $FR = 0.44$ (Fig. 3, *c*).

To generalize the experimental data presented above, as well as to determine the effect of FR on the heat

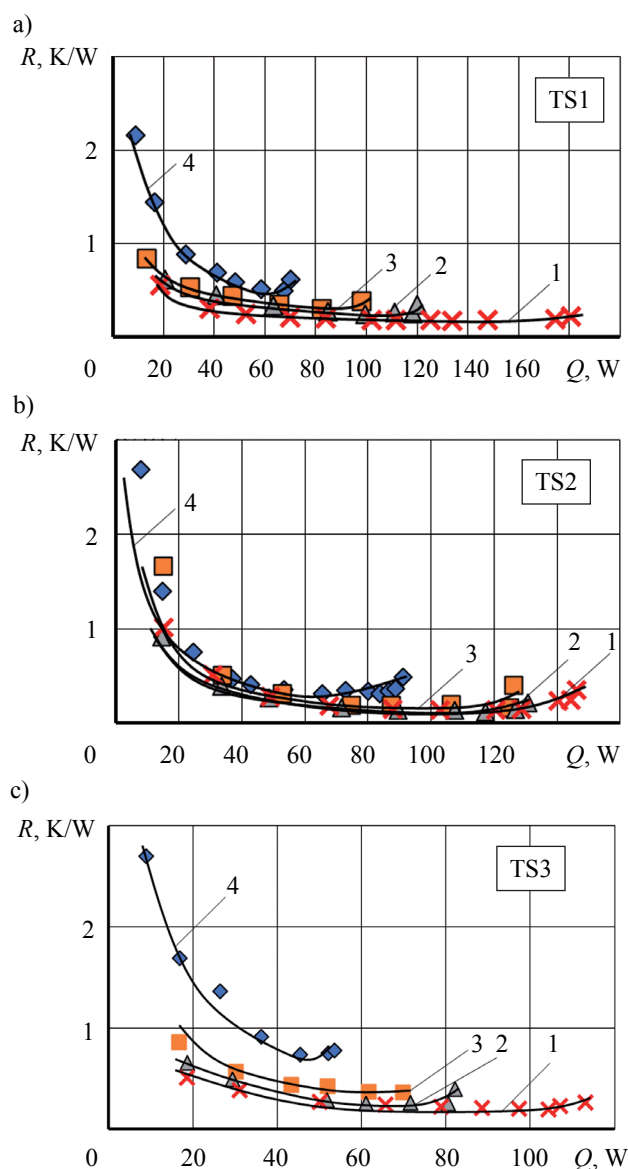


Fig. 3. Dependence of the thermal resistance R on the heat flux Q for thermosyphons with working nanofluids based on carbon nanotube (*a*), synthetic diamond (*b*), and amorphous carbon (*c*) at different filling ratio values:

1 — $FR = 0.44$; 2 — $FR = 0.59$; 3 — $FR = 0.87$; 4 — $FR = 1.66$

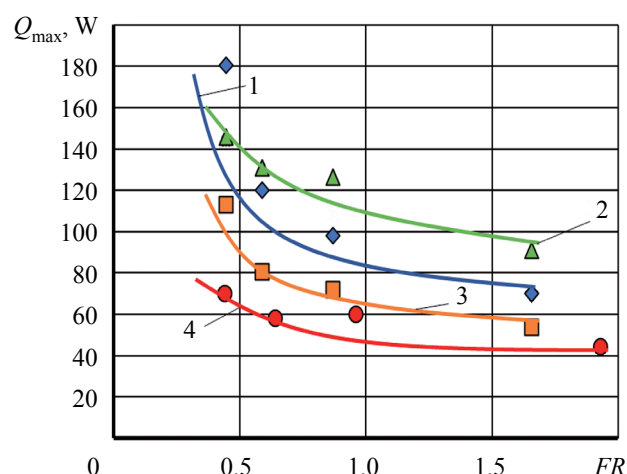


Fig. 4. Dependence of the maximum transferred heat flux Q_{\max} on the filling ratio for thermosyphons with working nanofluids based on:

1 — carbon nanotube (TS1); 2 — synthetic diamond (TS2); 3 — amorphous carbon (TS3); 4 — water (TS4)

transfer characteristics of thermosyphons, the results of experimental data are presented in the form of the dependence of FR on the maximum transferred heat flux (Fig. 4). Also, for the possibility of comparative analysis, a thermosyphon was manufactured with an identical design and water as a heat carrier (TS4).

Fig. 4 shows that the best heat transfer characteristics were demonstrated by the thermosyphon TS2. TS1 also showed good functionality. It was the latter that transmitted the maximum heat flux ($FR = 0.44$), which amounted to 180 W.

As was mentioned above, the lowest heat transfer characteristics among the thermosyphons with nanofluids was demonstrated by TS3. However, even this thermosyphon transfers the heat flux much more effectively than the one with water (TS4).

For all tested thermosyphons, the following dependence is traced: the maximum heat flux increases with decreasing FR (increasing the length of the evaporation zone). This is due to the fact that the liquid column located above the evaporation zone creates additional hydraulic resistance for the movement of the vapor phase from the evaporation zone to the condensation zone.

Conclusions

Thus, the studies of miniature thermosyphons with aqueous nanofluids based on carbon nanotubes, synthetic diamond and amorphous carbon showed that the heat transfer characteristics of the thermosyphons with nanofluids significantly exceed those of thermosyphons filled with ordinary fluids (water).

The experimental results show that using nanofluids as heat carriers in miniature thermosyphons is promising, however it is evident that other types of nanofluids also need to be tested as heat carriers (type of nanofluid, concentration, size of nanoparticles, etc.), and life tests need to be carried out.

REFERENCES

1. Tawfik M. M. Experimental studies of nanofluid thermal conductivity enhancement and applications: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2017, vol. 75, pp. 1239–1253. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.11.111>
2. Chandrasekar M., Suresh S., Senthilkumar T. Mechanisms proposed through experimental investigations on thermophysical properties and forced convective heat transfer characteristics of various nanofluids. A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2012, vol. 16, pp. 3917–3938. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.03.013>
3. Ghadimi A., Saidur R., Metselaar H. A review of nanofluid stability properties and characterization in stationary conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 54, pp. 4051–4068. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.04.014>
4. Mahbubul I.M. *Preparation, Characterization, Properties and Application of Nanofluid*. Norwich, New York, William Andrew, 2019, 350 p.
5. Terekhov V.I., Kalinina S.V., Lemanov V.V. [The mechanism of heat transfer in nanofluids: current state of the problem (review). Part 1. Synthesis and properties of nanofluids]. *Teplofizika i aeromekhanika*, 2010, vol. 17, no. 2, pp. 173–188. (Rus)
6. Liu Z. H., Yang X. F., Guo G. L. Effect of nanoparticles in nanofluid on thermal performance in a miniature thermosyphon. *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 102, pp. 1–9. <https://doi.org/10.1063/1.2748348>
7. Liu Z. H., Yang X. F., Guo G. L. Influence of carbon nanotube suspension on the thermal performance of a miniature thermosyphon. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 1914–1920. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.12.065>
8. Naphon P., Assadamongkol P., Borirak T. Experimental investigation of titanium nanofluids on the heat pipe thermal efficiency. *INT COMMUN HEAT MASS*, 2008, vol. 35, pp. 1316–1319. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2008.07.010>
9. Naphon P., Thongkum D., Assadamongkol P. Heat pipe efficiency enhancement with refrigerant–nanoparticles mixtures. *Energy Conversion and Management*, 2009, vol. 50, pp. 772–776. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2008.09.045>
10. Noie S.H., Heris S. Z., Kahani M., Nowee S.M. Heat transfer enhancement using Al_2O_3 /water nanofluid in a two-phase closed thermosyphon. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 2009, vol. 30, pp. 700–705.
11. Parametthanuwat T., Rittidech S., Pattiya A. A. Correlation to predict heat-transfer rates of a two-phase closed thermosyphon (TPCT) using silver nanofluid at normal operating conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, vol. 53, pp. 4960–4965. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.03.001>
12. Paramatthanuwat T., Boonthaisong S., Rittidech S., Booddachan K. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon using de ionized water mixed with silver nano. *Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 46, pp. 281–285. <https://doi.org/10.1007/s00231-009-0565-y>
13. Huminic G., Huminic A., Morjan I., Dumitrache F. Experimental study of the thermal performance of thermosyphon heat pipe using iron oxide nanoparticles. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 54, pp. 656–661. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.005>
14. Huminic G., Huminic A. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphons using nanofluids. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2011, vol. 35, pp. 550–557. <https://doi.org/10.1016/j.exptthermfluidsci.2010.12.009>
15. Xue H. S., Fan J. R., Hu Y. C., Hong R. H., Cen K. F. The interface effect of carbon nanotube suspension on the thermal performance of a two-phase closed thermosyphon. *Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 100, pp. 1–6. <https://doi.org/10.1063/1.2357705>
16. Khandekar S., Joshi Y. M., Mehta B. Thermal performance of closed two-phase thermosyphon using nanofluids. *International Journal of Thermal Sciences*, 2008, vol. 47, pp. 659–667. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.06.005>
17. Kravets V. Yu., Nekrashevich Ya. V., Goncharova A. P. [Investigation of thermal resistance of miniature heat pipes]. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, 2011, vol. 1, no. 9, iss. 49, pp. 55–60. (Ukr)
18. Kravets V.Yu. [Heat exchange in miniature evaporation-condensation cooling systems] *Ph.D. thesis abstract*, NTUU "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, 2016, 41 p. (Ukr)

Received 30.05 2020

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.42
УДК 536.248.2

В. Ю. КРАВЕЦЬ, Д. І. ГУРОВ

Україна, Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
E-mail: kravetz_kpi@ukr.net

ТЕПЛОПЕРЕДАВАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОФАЗНИХ МІНІАТЮРНИХ ТЕРМОСИФОНІВ З НАНОРІДИНАМИ

У зв'язку з постійним збільшенням щільності упаковки електронного обладнання, яка одночасно є і критерієм мініатюризації, стають все більш нагальними і складними проблеми, пов'язані з підтриманням температурного режиму і охолодженням напівпровідникових пристроїв. Системи охолодження, які використовувалися впродовж десятиліть, вже не можуть задовольнити нові вимоги до термостабілізації і підтримки температури в заданому діапазоні, що потребує все більш комплексного підходу до їхнього вирішення. Крім цього, системи охолодження електронного устаткування зазвичай проектується під конкретне технічне рішення, і в таких випадках відсутня можливість змінювати геометричні параметри (дизайн системи) в широкому діапазоні. З цієї причини для підвищення ефективності роботи систем охолодження мало не єдиною можливим варіантом є поліпшення теплофізичних властивостей теплоносія. Саме з такою метою проводиться заміна звичайного теплоносія (вода, етанол, метанол і ін.) на нанорідину.

У даній роботі експериментально досліджені теплопередавальні характеристики, такі як термічний опір та максимальний тепловий потік, двофазних мініатюрних термосифонів при використанні нанорідини як теплоносія. Дослідження проводилися з трьома видами нанорідини на основі води: з вуглецевими нанотрубками, наночастками синтетичного алмазу і аморфного вуглецю. Загальна довжина термосифона становила 700 мм, внутрішній діаметр 5 мм. Було показано, що теплопередавальні характеристики термосифонів з нанорідиною значно кращі за показники термосифонів, заправлених водою. Досліджено також вплив коефіцієнта заповнення на теплопередавальні характеристики термосифонів.

Отримані результати показали перспективність використання нанорідини як теплоносія для мініатюрних термосифонів.

Ключові слова: мініатюрний термосифон, термічний опір, коефіцієнт заповнення, нанорідина, тепловий потік.

DOI: 10.15222/TKEA2020.3-4.42
УДК 536.248.2

В. Ю. КРАВЕЦЬ, Д. І. ГУРОВ

Украина, Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского»
E-mail: kravetz_kpi@ukr.net

ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ МИНИАТЮРНЫХ ТЕРМОСИФОНОВ С НАНОЖИДКОСТЯМИ

В настоящей работе экспериментально исследованы теплопередающие характеристики, такие как термическое сопротивление и максимальный передаваемый тепловой поток, двухфазных миниатюрных термосифонов при исследовании наножидкости качестве теплоносителя. Исследования проводились с тремя видами наножидкости на основе воды: с углеродными нанотрубками, наночастицами синтетического алмаза и аморфного углерода. Общая длина термосифона составляла 700 мм, внутренний диаметр 5 мм. Было показано, что теплопередающие характеристики термосифонов с наножидкостями значительно превышают показатели термосифонов, заправленных водой. Исследовано также влияние коэффициента заполнения на теплопередающие характеристики термосифонов. Полученные результаты показали перспективность использования наножидкости в качестве теплоносителя для миниатюрных термосифонов.

Ключевые слова: миниатюрный термосифон, термическое сопротивление, коэффициент заполнения, наножидкость, тепловой поток.

Опис статті для цитування:

Кравець В. Ю., Гуров Д. І. Теплопередавальні характеристики двофазних мініатюрних термосифонів з нанорідинами. Технологія і конструювання в електронній апаратурі, 2020, № 3–4, с. 42–46. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.42>

Cite the article as:

Kravets V. Yu., Hurov D. I. Heat transfer characteristics of miniature two-phase thermosyphons with nanofluids. Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature, 2020, no. 3–4, pp. 42–46. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.42>

Д. т. н. В. Ю. КРАВЕЦ, Р. С. МЕЛЬНИК, А. А. ЧЕРВОНЮК, к. т. н. Е. В. ШЕВЕЛЬ

Украина, Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского»
E-mail: kravetz_kpi@ukr.net

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАЛЛОВОЛОКНИСТЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУР ТЕПЛОВЫХ ТРУБ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ

Проведено экспериментальное исследование проницаемости металловолокнистых капиллярно-пористых структур с различным диаметром волокон и различной пористостью при направлении фильтрации теплоносителя вдоль плоскости войлокования. Приведены также расчетные соотношения для определения гидравлических характеристик капиллярных структур и результаты сравнения расчетных данных и экспериментальных. Показано, что характеристики металловолокнистых капиллярных структур тепловых труб зависят от направления движения теплоносителя.

Ключевые слова: тепловая труба, проницаемость, капиллярно-пористая структура, пористость, диаметр волокна.

Современное развитие электронной техники связано с проблемой снижения их массогабаритных характеристик при одновременном увеличении потребляемой мощности, а значит и к повышению температурного уровня работы элементов и устройств в целом, что способствует снижению их надежности. Так, если рабочая температура элементов микросхемы на 10°C превышает оптимальную, это может привести к увеличению интенсивности отказов до 30% в зависимости от компонентного состава элементов [1]. Поэтому чрезвычайно важной задачей является поиск эффективных систем охлаждения, которые обеспечивали бы поддержание температуры электронных устройств в заданном диапазоне. К таким устройствам в настоящее время относятся тепловые трубы различной конфигурации и размеров [2—5].

Тепловые трубы (ТТ) представляют собой герметичные испарительно-конденсационные устройства, содержащие на своей внутренней поверхности капиллярную структуру, которая и выполняет функции циркуляции теплоносителя в процессе передачи теплоты. При этом эквивалентная теплопроводность таких устройств в зависимости от размеров и применяемого теплоносителя может достигать $40000 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$, что на два порядка выше теплопроводности меди. Благодаря этому ТТ могут передавать большие тепловые потоки при относительно небольших габаритах и массе.

Капиллярная структура (КС) играет важную роль в тепловых процессах, протекающих в ТТ, поскольку она обеспечивает рециркуляцию рабочей жидкости из зоны охлаждения в зону нагрева для эффективного функционирования ТТ вне зависимости от ее ориентации в пространстве [3]. Существует несколько видов капиллярных структур: вставные, конструктивные и комбинированные [3—5]. Вставные

КС изготавливаются из капиллярно-пористых материалов. В тепловых трубах используются, как правило, сетки, порошковые и волокнистые материалы. Конструктивные капиллярные структуры — это система пазов, вырезанных на внутренней поверхности корпуса ТТ. В комбинированных КС на внутренней поверхности корпуса кроме собственно капиллярной структуры также имеются артерии, предназначенные только для транспорта теплоносителя [3].

Одним из видов КС являются металловолокнистые. Авторами [3] было установлено, что использование пористых металловолокнистых материалов позволяет разрабатывать такие конструкции тепловых труб, характеристики которых приближаются к потенциальным возможностям этих теплопередающих устройств. Одним из основных параметров капиллярной структуры, влияющих на теплопередающие характеристики ТТ, является проницаемость, которая характеризует способность КС пропускать через себя жидкость.

Изготовление металловолокнистой капиллярно-пористой структуры (МВКС) происходит с помощью войлокования на плоской поверхности с последующим спеканием в печи при температуре, близкой к плавлению металла волокна. Волокна капиллярной структуры в ТТ располагаются в основном параллельно оси трубы и совпадают с направлением движения теплоносителя.

Проницаемость и капиллярные свойства МВКС зависят от ее структурных параметров, физических свойств жидкости и поверхностных явлений на границе раздела «волокно — теплоноситель». Проницаемость является одной из важных транспортных характеристик КС, однако корректное ее моделирование, как и других характеристик таких структур,

вызывает немалые затруднения, поскольку изготовление таких структур из монодисперсных дискретных частиц (волокон) является весьма сложным и многофакторным процессом. Кроме того, МВКС анизотропны по своей природе, что прежде всего проявляется в возможности фильтрации теплоносителя в направлении вдоль волокон и поперек них (**рис. 1**).

В общем случае направление движения жидкости в изотропных капиллярных структурах не влияет на процесс фильтрации, а коэффициент проницаемости можно определить по закону Дарси [3], который описывает фильтрацию ньютоновских жидкостей сквозь пористую среду. Область применения этого закона ограничивается малыми скоростями фильтрации, когда число Рейнольдса меньше или близко к единице. При этом наблюдается линейная зависимость между градиентом давления и скоростью фильтрации.

В ТТ движение теплоносителя из зоны конденсации в зону нагрева при отсутствии сил гравитации обеспечивается за счет капиллярных сил, а скорость описывается выражением

$$W_{\text{ж}} = \frac{Q}{r\rho'F_{\text{к}}\Pi}, \quad (1)$$

где Q — передаваемый тепловой поток;

r, ρ' — теплота парообразования и плотность жидкости соответственно;

$F_{\text{к}}$ — поперечное сечение капиллярной структуры в тепловой трубе;

Π — пористость (отношение объема пор к объему всей капиллярной структуры).

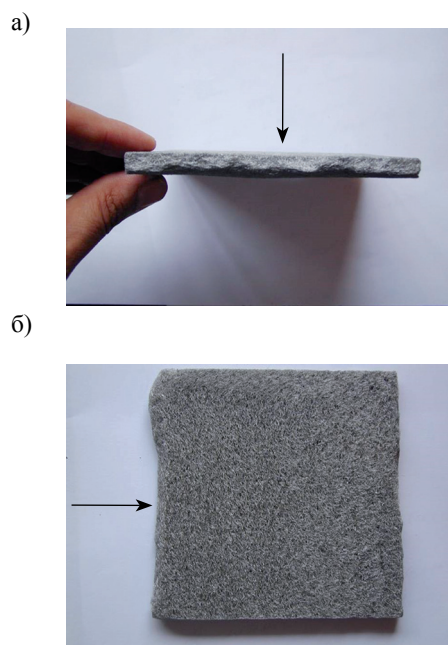


Рис. 1. Направление движения теплоносителя поперек (а) и вдоль (б) плоскости войлокования МВКС

Ориентировочный расчет скорости движения теплоносителя в тепловой трубе (т. е. в условиях высоких значений пористости и больших тепловых потоков) показывает, что значение $W_{\text{ж}}$ может достигать $10 \cdot 10^{-3}$ м/с. При этом значение числа Рейнольдса намного больше единицы, и режим течения может переходить из ламинарного в турбулентный. Очевидно, что в таком случае зависимость между градиентом давления и скоростью фильтрации нелинейна, а применимость закона Дарси оказывается под вопросом.

Анализ литературы показывает, что большинство исследований МВКС были проведены при движении жидкости поперек волокон [3—9]. Данных же по проницаемости МВКС в условиях, близких к движению теплоносителей в ТТ [10, 11], недостаточно для их использования при проектировании и создании тепловых труб с повышенными теплопередающими свойствами. При этом нет однозначного ответа на вопрос о корректности применения зависимостей, полученных при движении теплоносителя поперек волокон, для расчета проницаемости при его движении вдоль волокон.

Настоящее исследование посвящено экспериментальному определению влияния пористости и диаметра волокон металловолокнистых капиллярных структур тепловых труб, применяемых для охлаждения электронных устройств, на коэффициент проницаемости при фильтрации теплоносителя вдоль плоскости войлокования.

Образцы для исследований и методика проведения эксперимента

Для экспериментальных исследований использовались образцы капиллярных структур, выполненных из медных волокон диаметром от 10 до 50 мкм длиной 3 мм, при значении пористости 50—90%. Образцы имели вид диска цилиндрической формы диаметром 25 мм толщиной $1,7 \pm 0,3$ мм. Для того чтобы получить условия смачиваемости капиллярной структуры аналогичные условиям в тепловой трубе, перед началом эксперимента проводили окисление образца — выдерживали его в воздушной среде в течение 1 часа при температуре 300°C , а затем оставляли охлаждаться до комнатной температуры [3].

В качестве рабочей жидкости использовался 96%-й раствор этилового спирта.

Схема установки для исследования проницаемости капиллярной структуры вдоль плоскости войлокования приведена на **рис. 2**. Она состоит из опытного образца 1, обоймы с нижним 2 и верхним 3 фланцами и крепежными болтами 4. Фланец 3 соединяется с напорным цилиндром 5, внутренним диаметром 6 мм, уровень жидкости в котором задается с помощью сливной трубки 6. Обойма и цилиндр раз-

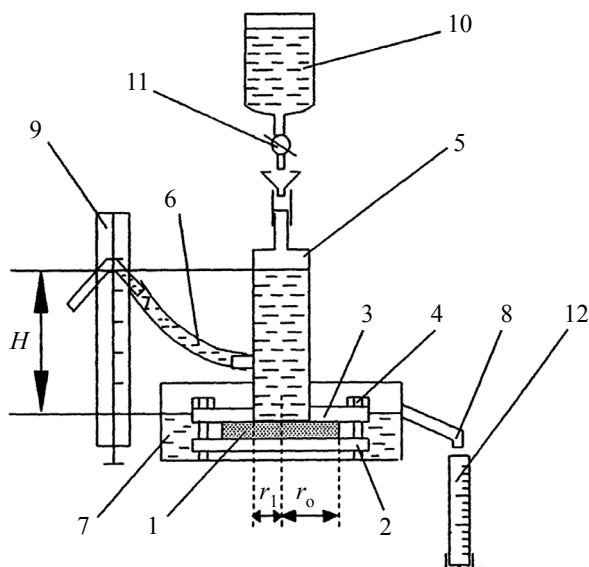


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по определению проницаемости МВКС вдоль волокон:

1 — экспериментальный образец; 2, 3 — фланцы; 4 — крепежный болт; 5 — напорный цилиндр; 6 — сливная трубка; 7 — прозрачный сосуд с постоянным уровнем жидкости; 8 — сливной патрубок; 9 — мерная шкала; 10 — резервуар; 11 — вентиль 12 — мензурка

мещаются в сосуде 7, уровень жидкости в котором поддерживается постоянным с помощью патрубков 6 и 8. Величина H перепада уровней жидкости в сосуде 7 и в цилиндре 5 измеряется с помощью мерной шкалы 9. Жидкость поступает в цилиндр 5 из резервуара 10 через регулирующий вентиль 11 и далее через патрубок 8 в измерительную емкость 12.

Для определения проницаемости МВКС необходимо измерить расход жидкости и перепад давления в системе. Для этого резервуар 10 заполняется жидкостью при закрытом положении вентиля 11. Также заполняется сосуд 7 — до уровня, при котором из патрубка 8 начинает вытекать жидкость. При этом поры капиллярной структуры полностью насыщаются жидкостью. После открытия вентиля 11 жидкость из резервуара 10 начинает перетекать в цилиндр 5 и далее вытекать из патрубка 8. Поскольку расход жидкости из резервуара 10 выше, чем расход из патрубка 8, в цилиндре 5 поддерживается постоянный уровень жидкости. При этом установившийся режим наступает тогда, когда из трубки 6 начинает вытекать жидкость.

Измерения проводились следующим образом. При фиксированном перепаде давления (уровне жидкости H) в установившемся режиме с помощью секундомера и мерной емкости 12 определялся расход жидкости. Значение H менялось пошагово в диапазоне от 13 до 140 мм (на каждом шаге выполнялось не менее трех измерений, а для расчета использовалось среднее арифметическое значение).

Коэффициент проницаемости определялся из преобразованного уравнения Дарси

$$K = \frac{v G_i \ln(r_o / r_i)}{2 \pi g H \delta} k, \quad (2)$$

где v — кинематическая вязкость жидкости при температуре проведения исследований;

G_i — объемный расход жидкости;

H — высота столба жидкости;

r_o, r_i — радиусы исследуемого образца и трубки, подающей жидкость, соответственно;

δ — толщина образца;

g — ускорение свободного падения.

Коэффициент k , входящий в эту формулу, позволяет учитывать двухмерность течения жидкости. В исследованиях [3, 6, 7] было показано, что режим течения теплоносителя в капиллярной структуре является ламинарным, поэтому было принято $k = 1$.

Погрешность определения коэффициента проницаемости не превышала 8%.

Результаты исследований и их обсуждение

Сравнение результатов экспериментов, проведенных при фильтрации жидкости вдоль плоскости войлокования, с результатами, полученными в [3, 7] при движении жидкости поперек нее, показали, что законы изменения коэффициента проницаемости в зависимости от пористости носят аналогичный характер. Касательно количественных характеристик, было установлено, что при пористости $\Pi \leq 65\%$ направление фильтрации практически не влияет на проницаемость, в отличие от области значений $\Pi > 65\%$, где это влияние становится значительным. Это, очевидно, можно объяснить тем, что при малых значениях пористости диаметр пор в продольном направлении практически такой же, как и в вертикальном, но при ее увеличении картина меняется, и тогда начинает проявляться анизотропия свойств капиллярной структуры, которая становится максимальной при предельных значениях пористости $\Pi_{пр}$.

Исследования МВКС с волокнами различного диаметра показали, что при уменьшении d_v степень влияния направления фильтрации на коэффициент проницаемости снижается, однако значения K при движении жидкости вдоль плоскости войлокования все равно остаются ниже, чем при движении поперек.

В [3, 7, 12] были получены зависимости для расчета коэффициента проницаемости при фильтрации жидкости поперек плоскости войлокования, описывающие экспериментальные данные с разбросом $\pm 20\%$. Как было показано выше, в случае фильтрации жидкости вдоль волокон их можно использовать для расчетов при значениях пористости менее 65%, поскольку в диапазоне изменения Π от 65% до $\Pi_{пр}$

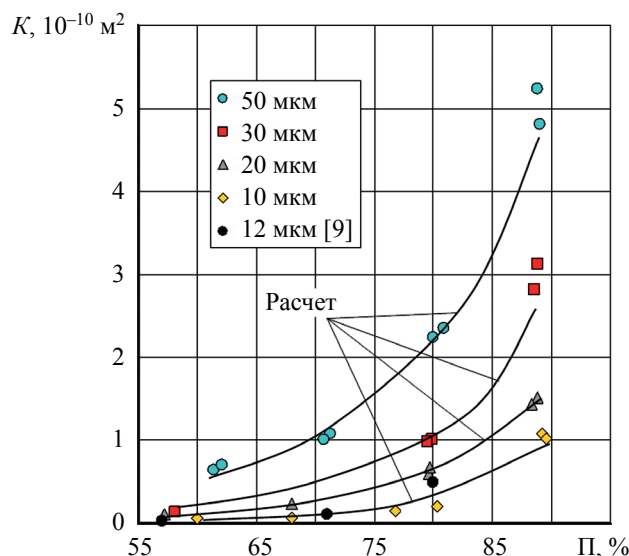


Рис. 3. Зависимости коэффициента проницаемости от пористости, полученные экспериментально и в результате расчета по формуле (3) для МВКС с различным диаметром волокон при фильтрации жидкости вдоль плоскости войлокования

расхождение результатов расчета и экспериментальных данных может составлять до 50%.

В настоящей работе в результате анализа экспериментальных данных по фильтрации вдоль плоскости войлокования во всем исследованном диапазоне пористости была получена следующая эмпирическая зависимость:

$$K = 0,4d_b^{2,75} \exp(8,4 \cdot 10^{-3} \Pi d_b^{-0,22}), \quad (3)$$

где Π — пористость в отн. ед.;

d_b — диаметр волокон в мкм.

Как показал анализ рис. 3, расхождение экспериментальных данных и результатов расчета по зависимости (3) не превышает $\pm 10\%$ в диапазоне $\Pi = 55 - 80\%$ и $\pm 20\%$ в диапазоне изменения Π от 80% до предельно возможного значения $\Pi_{пр}$.

На рис. 3 приведены также экспериментальные данные для $d_b = 12$ мкм из [9], где исследование проницаемости проводилось при фильтрации поперек плоскости войлокования. Их сравнение с результатами, полученными в настоящей работе при близком значении $d_b = 10$ мкм, подтверждает описанные выше закономерности: до значений пористости приблизительно 75% наблюдается удовлетворительное совпадение данных, а при пористости 80% расхождение уже превышает 100%.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования показали, что зависимость проницаемости от пористости капиллярной структуры при фильтрации жидкости поперек волокон носит практически такой же характер, как и при фильтрации вдоль. Количественные

показатели также идентичны в области значений пористости от 55 до 65%, однако при высокой пористости различия уже весьма существенны — отличие может составлять до 50%.

В результате анализа экспериментальных данных была получена эмпирическая зависимость, позволяющая рассчитать значения коэффициента проницаемости для условий, характерных для работы тепловых труб.

С учетом полученных данных по жидкостной проницаемости капиллярных структур вдоль плоскости войлокования могут быть созданы тепловые трубы с максимальными теплопередающими характеристиками для охлаждения электронной техники.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Федасюк Д.В. *Методи та засоби теплового проектування мікроелектронних пристроїв*. Львів, Вид-во Держ. ун-ту «Львівська політехніка», 1999, 228 с.
2. Jo H. S., An S., Nguyen X. H. et al. Modifying capillary pressure and boiling regime of micro-porous wicks textured with graphene oxide. *Applied Thermal Engineering*, 2018, № 128, p. 1605–1610. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.09.103>
3. Семена М.Г., Гершуни А.Н., Зарипов В.К. *Тепловые трубы с металловолокнистыми капиллярными структурами*. Киев, Вища школа. Головное изд-во, 1984, 215 с.
4. Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Мороз А. Л. и др. Тепловые трубы с капиллярными структурами на основе композиционных градиентных материалов для теплообменных систем космического и авиационного назначения. *Космічна наука і технологія*, 2009, т. 15, № 2, с. 69–79. <https://doi.org/10.15407/knit2009.02.069>
5. Reay D.A., Kew P.A., McGlen R.J. *Heat pipes: theory, design and applications*. Elsevier, 2014, 251 p.
6. Andracka Ch. E., Moss T. A., Baturkin V. et al. High performance felt-metal-wick heat pipe for solar receivers. *AIP Conference Proceedings*, 2016. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4949054>.
7. Гершуни А.Н., Нищик А.П. Гидродинамические характеристики металлических пористых тонковолокнистых материалов для систем охлаждения электронной аппаратуры. *Труды XVIII Междунар. науч.-практ. конф. «Современные информационные и электронные технологии»*. Украина, Одесса, 2017, с. 39–41.
8. Marcus B. D. *Theory and design of variable conductance heat pipes*, NASA Technical Reports Server (NTRS), 1972, 238 p.
9. De Kerpel K., De Schampheleire S., Steuperaert H. et al. Experimental study of the effect of felt wick porosity on capillary-driven heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 2016, vol. 96, pp. 690–698. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.11.070>
10. Шевель Е.В., Мельник Р.С. Исследование проницаемости металловолокнистых капиллярно-пористых структур вдоль плоскости войлокования. *Энерготехнологии и ресурсосбережение*, 2015, № 1, с. 33–36. <https://doi.org/10.33070/etars.1.2015.04>
11. Батуркин В.М., Зарипов В.К., Кравец В.Ю. и др. Исследование структурных и механических свойств металловолокнистых фитилей, предназначенных для высокотемпературных тепловых труб — солнечных ресиверов. *Энергетика*, № 2, 2002, с. 41–46.
12. Некрашевич Я.В. *Теплопередавальні характеристики мініатюрних теплових труб з металоволокнивою капілярною структурою*. Дис. ... канд. техн. наук, НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського», 2014, с. 148.

Дата поступления рукописи
в редакцию 27.02.2020 г.

INVESTIGATING PERMEABILITY OF METAL FELT CAPILLARY STRUCTURES OF HEAT PIPES FOR COOLING ELECTRONICS

The paper presents the experimental results on the permeability of metal felt capillary-porous structures with a fiber diameter of 10–50 μm at porosity values from 57% to 90% when the fluid filtration occurs along the felt plane. It is determined that the permeability depends on the geometric parameters of the capillary structure (fiber diameter), porosity and direction of fluid filtration. In previous permeability studies, no attention was paid to the direction of fluid movement in the capillary structure. It was believed that the metal felt structure is isotropic and the permeability was studied for cross-fiber filtration. In reality, unlike regular capillary structures (powder), metal felt structures are anisotropic and their characteristics depend on the direction of fluid filtration. In heat pipes, the capillary structure fibers are mostly positioned parallel to the axis of the pipe, and thus the fluid moves from the condensation zone to the evaporation zone along the fibers.

It was shown that at a porosity of 55–70%, the value of permeability does not depend on the direction of filtration. In the porosity range from 70% to 90%, error can exceed 50%. In this porosity range, the permeability value at cross-fiber filtration significantly exceeds the permeability value at longitudinal filtration.

This proves that the calculation relations for determining the permeability coefficients of metal felt capillary-porous structures obtained for cross-fiber filtration cannot be used to calculate heat pipes.

Analyzing the results and processing the obtained experimental data allowed proposing an empirical dependence that generalizes the data with an error of up to 20% in the whole range of the studied porosity values.

The research results can be used to design heat pipes with maximum heat transfer characteristics for cooling electronics.

Key words: heat pipe, permeability, capillary-porous structure, porosity, fiber diameter.

REFERENCES

1. Fedasyuk D.V. *Metody ta zasoby teplovoho proektuvannya mikroelektronnykh prystroyiv* [Methods and means of thermal design of microelectronic devices]. Ukraine, Lviv, Publisher House of Lviv Polytechnic National University, 1999, 228 p. (Ukr)
2. Jo H. S., An S., Nguyen X. H., Kim Y., Bang B. H., James S. C., Choi J., Yoon S. S. Modifying capillary pressure and boiling regime of micro-porous wicks textured with graphene oxide. *Applied Thermal Engineering*, 2018, no. 128, p. 1605–1610. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.09.103>
3. Semena M.G., Gershuni A.N., Zaripov V.K. *Teplovyye truby s metallovolonnyimi kapillyarnymi strukturami* [Heat pipes with metal fiber capillary structures]. Ukraine, Kiev, Vyshcha Shkola, 1984, 215 p. (Rus)
4. Kostornov A. G., Shapoval A. A., Moroz A. L. et al. Heat pipes with capillary structures on the basis of composite gradient materials for space and aviation heat systems engineering. *Space Science and Technology*, 2009, vol. 15, no. 2, pp. 69–79. <https://doi.org/10.15407/knit2009.02.069> (Rus)
5. Reay D.A., Kew P.A., McGlen R.J. *Heat pipes: theory, design and applications*. Elsevier, 2014, 251 p.
6. Andracka Ch. E., Moss T. A., Baturkin V. et al. High performance felt-metal-wick heat pipe for solar receivers. *AIP Conference Proceedings*, 2016. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4949054>.
7. Gerchuni A. N., Nishchik A. P. Hydrodynamic characteristic of metal porous thin fibrous materials for cooling systems of electronic equipment. *Proc. of the XVIII Int. Sci. and Pract. Conf. “Modern Information and Electronic Technologies”*. Ukraine, Odessa, 2017, pp. 39–41.
8. Marcus B. D. *Theory and design of variable conductance heat pipes*, NASA Technical Reports Server (NTRS), 1972, 238 p.
9. De Kerpel K., De Schampheleire S., Steuperaert H. et al. Experimental study of the effect of felt wick porosity on capillary-driven heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 2016, vol. 96, pp. 690–698. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.11.070>
10. Shevel E.V., Melnyk R.S. Research of Metal Fibrous Capillary Porous Structures Permeability along Felting Surface. *Energy Technologies and Resource Saving*, 2015, № 1, pp. 33–36. <https://doi.org/10.33070/etars.1.2015.04> (Rus)
11. Baturkin V.M., Zaripov V.K., Kravets V.Yu. et al. [Investigation of the structural and mechanical properties of metal wicks designed for high-temperature heat pipes — solar receivers]. *Energetic*, 2002, no. 2, pp. 41–46. (Rus)
12. Nekrashevych Ya.V. *Teploperedaval'ni kharakterystyky miniaturnykh teplovykh trub z metallovolonnoy kapillyarnoyu strukturou. Dysertatsiya ... kand. tekhn. nauk* [Heat transfer characteristics of miniature heat pipes with a metal-fiber capillary structure. Ph.D. tech. sci. diss.] National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, 2014, 148 p. (Ukr)

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОНИКНОСТІ МЕТАЛОВОЛОКНИСТИХ КАПІЛЯРНИХ СТРУКТУР
ТЕПЛОВИХ ТРУБ ДЛЯ ОХОЛОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОНІКИ

Наведено результати експериментального дослідження проникності пористих металоволокнистих капілярних структур (МВКС) з діаметром волокон 10 — 50 мкм і пористістю 57 — 90% за умов фільтрації рідини вздовж площини войлокування. Встановлено, що проникність залежить від геометричних параметрів МВКС (діаметра волокон), пористості та напрямку фільтрації рідини. При цьому у попередніх дослідженнях проникності в основному не звертали уваги на напрям руху рідини в капілярній структурі, оскільки вважалося, що металоволокниста структура є ізотропною, і дослідження проникності проводилося при фільтрації поперек волокон. Реально ж, на відміну від регулярних капілярних структур (порошкових), металоволокнисті структури є анізотропічними, тобто їхні характеристики залежать від напрямку фільтрації рідини. В теплових трубах волокна МВКС розташовуються переважно паралельно вісі труби, тому рух рідини від зони конденсації до зони випаровування відбувається вздовж волокон.

Було встановлено, що при пористості від 55 до приблизно 70% проникність не залежить від напрямку фільтрації, а вже в області пористості від 70% до граничних значень похибка може досягати 50%. У цьому діапазоні пористості проникність при фільтрації рідини поперек волокон значно вище, ніж при фільтрації вздовж волокон. З цієї причини очевидно, що відомі розрахункові співвідношення для визначення коефіцієнтів проникності МВКС, отримані при фільтрації рідини поперек волокон, не можуть бути застосовані для розрахунків теплових труб. За результатами аналізу і обробки отриманих експериментальних даних запропоновано емпіричну залежність, яка узагальнює їх з похибкою до 20% у всьому діапазоні досліджуваних значень пористості.

Результати проведених досліджень можуть бути використані для проектування теплових труб з максимальними теплопередавальними характеристиками для охолодження електронної техніки.

Ключеві слова: теплова труба, проникність, капілярно-пориста структура, пористість, діаметр волокна.

Опис статті для цитування:

Кравец В. Ю., Мельник Р. С., Червонюк А. А., Шевель Є. В. Исследование проницаемости металловолкнистых капиллярных структур тепловых труб для охлаждения электроники. Техно логия и конструи рование в электронной аппаратуре, 2020, № 3–4, с. 47–52. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.47>

Cite the article as:

Kravets V. Y., Melnyk R. S., Chervoniuk A. A., Shevel Ye. V. Investigating permeability of metal felt capillary structures of heat pipes for cooling electronics. Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature, 2020, no. 3–4, pp. 47–52. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2020.3-4.47>.

РЕЦЕНЗЕНТИ НОМЕРА

Должиков Володимир Васильович, докт. фіз.-мат. наук, зав. кафедрою, Харківський національний університет радіоелектроніки

Дружинін Анатолій Олександрович, докт. техн. наук, професор, Національний університет «Львівська політехніка»

Єрохов Валерій Юрійович, докт. техн. наук, професор, Національний університет «Львівська політехніка»

Кондратенко Сергій Вікторович, докт. фіз.-мат. наук, професор, Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Ніколаєнко Юрій Єгорович, докт. техн. наук, провідний науковий співробітник, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Ницик Олександр Павлович, канд. техн. наук, старший наук. співробітник, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Поплавко Юрій Михайлович, докт. фіз.-мат. наук, професор, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Садченко Андрій Валерійович, канд. техн. наук, доцент, Одеський національний політехнічний університет

Трофімов Володимир Євгенович, канд. техн. наук, доцент, Одеський національний політехнічний університет

Підписано до друку 27.08 2020 р. Формат 60×84 1/8. Друк. арк. 7,5. Тираж 100 прим. Зам. № 123/124

Оригінал-макет виготовлено в видавництві «Політехперіодика»

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3232 від 09.07.2008 р.

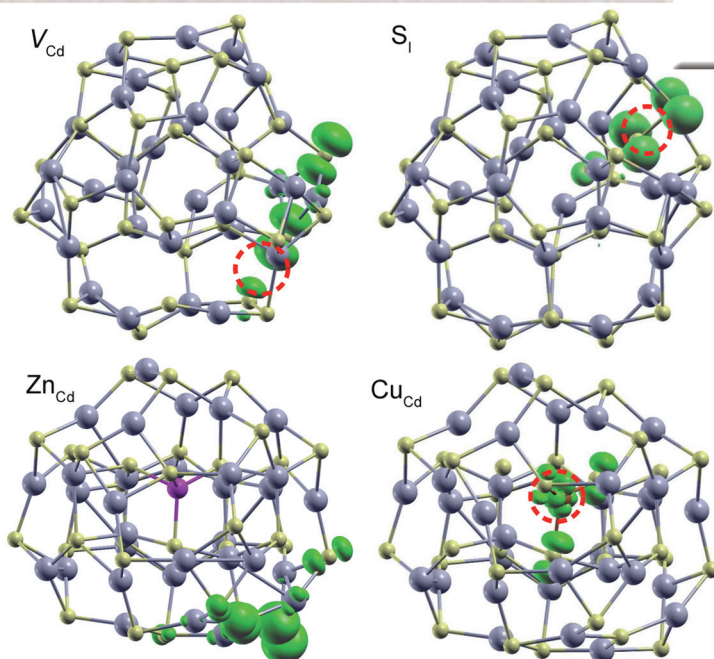
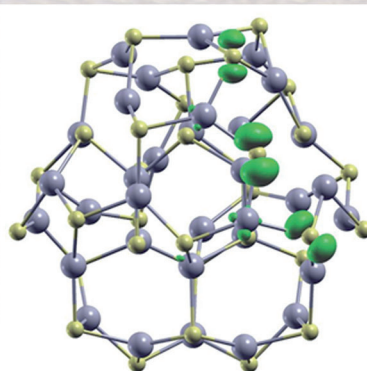
(65044, м. Одеса, а/с 17)

Надруковано ФОП Побута М. І. з готового оригінал-макету

(65044, м. Одеса, пр-т. Шевченка, 1а)

До статті
«Електронні характеристики
квантових точок CdS,
що містять дефекти»

Рис. 1. Геометрична структура оптимізованого
бездефектного кластера CdS



Жовтим кольором позначено
атоми сірки, сірим — кадмію,
зеленим — квадрат хвильової
функції стану НОМО

Рис. 2. Геометрична
структура оптимізованих
кластерів з відповідними
дефектами (V_{Cd} , S_I , Zn_{Cd} , Cu_{Cd})

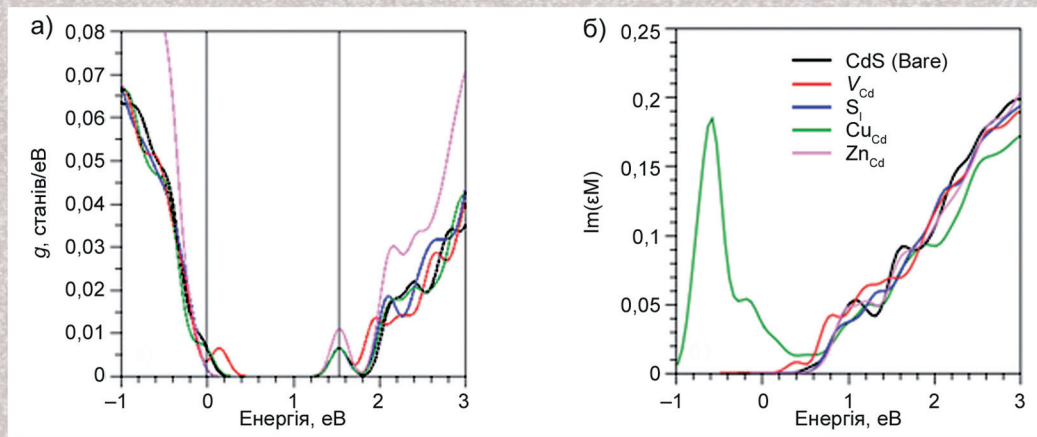
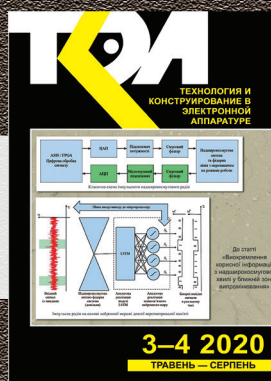


Рис. 3. Густина електронних станів g як функція від енергії (а) та спектр оптичного поглинання (б)
для бездефектного кластера CdS (Bare) і для такого, що містить різного роду дефекти:
вакансію кадмію V_{Cd} , міжвузлову сірку S_I , домішку заміщення цинку Zn_{Cd} та міді Cu_{Cd}

Номер готували
Вінниця, Київ, Львів, Одеса,
Харків, Чернівці.



Пишіть
Передплачуйте
Читайте