

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Одеський національний університет імені
І. І. Мечникова

**СЕНСОРНА
ЕЛЕКТРОНІКА
І МІКРОСИСТЕМНІ
ТЕХНОЛОГІЇ
2019 — Т. 16, № 2**

Науково-технічний журнал

Заснований 13.11.2003 року.
Виходить 4 рази на рік

УДК 681.586

Засновник Одеський національний
університет імені І. І. Мечникова

За підтримки Українського фізичного
товариства

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ
№ 8131

Журнал входить до переліку фахових видань
ВАК України з фізико-математичних,
технічних та біологічних наук

Журнал реферується РЖ «Джерело»
і ВІНІТІ (Росія), включено в міжнародні бази
Index Copernicus, РІНЦ, наукова електрон-
на бібліотека Cross Ref. Elibrary, Directory of
Research Journal Indexing, General Impact Factor
EBSCO

Видається за рішенням Вченої ради
Одеського національного університету
імені І. І. Мечникова
Протокол № 10 від 25.06.2019.

Адреса редакції:
вул. Дворянська, 2, МННФТЦ (НДЛ-3),
Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова, Одеса, 65082, Україна.
Тел./Факс: +38(048)723-34-61

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF
UKRAINE
Odessa I. I. Mechnikov National University

**SENSOR
ELECTRONICS
AND MICROSYSTEM
TECHNOLOGIES
2019 — VOL. 16, № 2**

Scientific and Technical Journal

It is based 13.11.2003 року.
The Journal issue four times a year

UDC 681.586

Founded by Odessa I. I. Mechnikov
National University

At support of the Ukrainian Physical Society

Certificate of State Registration КВ № 8131

The Journal is a part of list of the issues
recommended by SAK of Ukraine on physical
and mathematical, engineering and biological
sciences

The Journal is reviewed by RJ «Djerele»
and RJ ICSTI (Russia), is included in the
International Base Index Copernicus, RSCI,
Cross Ref. Elibrary, Directory of Research
Journal Indexing, General Impact Factor
EBSCO

Publishes on the resolution of Odessa
I. I. Mechnikov National University
Scientific Council. *Transaction № 10,*
25.06.2019.

Editorial address:
2, Dvoryanskaya Str., ISEPTC (RL-3),
Odessa I. I. Mechnikov National University,
Odessa, 65082, Ukraine.
Ph./Fax: +38(048)723-34-61

Редакційна колегія

Головний редактор – **В. А. Сминтина**
Заступник головного редактора – **Я. І. Леніх**
А. П. Балабан (Одеса, Україна)
відповідальний секретар

О. Є. Беляєв (Київ, Україна)
І. В. Блонський (Київ, Україна)
В. Г. Вербицький (Київ, Україна)
Б. М. Галкін (Одеса, Україна)
Ю. В. Гуляєв (Москва, Росія)
Ю. О. Гунченко (Одеса, Україна)
А. Д'Аміко (Рим, Італія)
Н. Джаффрезік Рене (Ліон, Франція)
С. В. Дзяевич (Київ, Україна)
Г. В. Єльська (Київ, Україна)
В. О. Іваниця (Одеса, Україна)
О. М. Калашніков (Ноттінгем, Велика Британія)
І. А. Кравченко (Одеса, Україна)
Є. Д. Крушкін (Іллічівськ, Україна)
Вілко Лантто (Оулу, Фінляндія)
В. Г. Литовченко (Київ, Україна)
С. В. Ленков (Київ, Україна)
Є. В. Малахов (Одеса, Україна)
І. Г. Неівестний (Новосибірськ, Росія)
О. О. Птащенко (Одеса, Україна)
Д. Д. Ряботягов (Одеса, Україна)
С. М. Рябченко (Київ, Україна)
О. П. Солдаткін (Київ, Україна)
М. Ф. Стародуб (Київ, Україна)
Й. М. Стахіра (Львів, Україна)
М. В. Стріха (Київ, Україна)
О. В. Третяк (Київ, Україна)
А. Чаудхрі (Чандігар, Індія)

Editorial Board

Editor-in-Chief – **V. A. Smyntyna**
Vice Editor-in-Chief – **Ya. I. Lepikh**
A. P. Balaban (Odessa, Ukraine)
responsible editor

A. E. Belyaev (Kiev, Ukraine)
I. V. Blonskii (Kiev, Ukraine)
V. G. Verbitsky (Kiev, Ukraine)
B. M. Galkin (Odessa, Ukraine)
Yu. A. Gulyaev (Moscow, Russia)
Yu. O. Gunchenko (Odessa, Ukraine)
A. D'Amiko (Rome, Italy)
N. Jaffrezik Renault (Lyon, France)
S. V. Dzyadevych (Kiev, Ukraine)
G. V. Elskaya (Kiev, Ukraine)
V. O. Ivanytsia (Odessa, Ukraine)
O. M. Kalashnikov (Nottingham, United Kingdom)
I. A. Kravchenko (Odessa, Ukraine)
E. D. Krushkin (Illyichevsk, Ukraine)
Vilho Lantto (Oulu, Finland)
V. G. Litovchenko (Kiev, Ukraine)
S. V. Lenkov (Kiev, Ukraine)
E. V. Malakhov (Odessa, Ukraine)
I. G. Neizvestny (Novosibirsk, Russia)
A. A. Ptashchenko (Odessa, Ukraine)
D. D. Ryabotyagov (Odessa, Ukraine)
S. M. Ryabchenko (Kiev, Ukraine)
A. P. Soldatkin (Kiev, Ukraine)
N. F. Starodub (Kiev, Ukraine)
J. M. Stakhira (Lviv, Ukraine)
M. V. Strikha (Kiev, Ukraine)
A. V. Tretyak (Kiev, Ukraine)
A. Chaundhri (Chandigarh, India)

Науковий редактор випуску
та відповідальний за випуск – **Я. І. Леніх**

ЗМІСТ**CONTENTS**

Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: GATE VOLTAGE AND SURFACE POTENTIAL, MOBILE CHARGE IN BULK MOS AND IN THIN SOI..... 5

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ:
 НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

Оптичні, оптоелектронні і радіаційні сенсори
Optical and optoelectronic and radiation sensors

V. P. Makhniy, M. M. Berezovskiy, O. V. Kinzerska, M. P. Mazur, T. M. Mazur, V. V. Prokopiv

PROSPECTS OF USING SURFACE AND BARRIER CdTe-DIODES IN SOLAR ENERGY 32

В. П. Махній, М. М. Березовський, О. В. Кінзерська, М. П. Мазур, Т. М. Мазур, В. В. Прокопів

ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ ПОВЕРХНЕВО-БАР'ЄРНИХ CDTE -ДІОДІВ В СОНЯЧНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ

Акустоелектронні сенсори
Acoustoelectronic sensors

Ya. I. Lepikh

DEVICES ON SAW WITH CONTROLLED CHARACTERISTICS 43

Я. І. Леніх

ПРИСТРОЇ НА ПАХ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Біосенсори
Biosensors

A. S. Sverstiuk

MODELING OF THE CYBER-PHYSICAL IMMUNOSENSOR SYSTEM IN THE RECTANGULAR LATTICE BY USING LATTICE DIFFERENTIAL EQUATIONS WITH DELAY 53

А. С. Сверстюк

МОДЕЛЮВАННЯ КІБЕРФІЗИЧНОЇ ІМУНОСЕНСОРНОЇ СИСТЕМИ НА ПРЯМОКУТНІЙ РЕШІТЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕШІТЧАСТИХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ІЗ ЗАПІЗНЕННЯМ

Наносенсори (фізика, матеріали, технологія)
Nanosensors (physics, materials, technology)

E. A. Lysenkov, E. V. Lobko, Z. O. Gagolkina, R. V. Dinzhos, V. V. Klepko

THERMORESISTIVE BEHAVIOR OF THE SYSTEMS BASED ON CROSS-LINKED POLYETHERURETHANES AND CARBON NANOTUBES 66

Е. А. Лисенков, Є. В. Лобко, З. О. Гаголкіна, Р. В. Дінжос, В. В. Клепко

ТЕРМОРЕЗИСТИВНА ПОВЕДІНКА СИСТЕМ НА ОСНОВІ СІТЧАСТИХ ПОЛІЕТЕРУРЕТАНІВ ТА ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК

**Деградація, метрологія і сертифікація
сенсорів**
**Sensor's degradation, metrology and
certification**

*V. I. Santonii, I. A. Ivanchenko,
L. M. Budiianska, Ya. I. Lepikh*

METHOD OF IMITATION OF THE
OPTICAL LOCATION DEVICE
UNIFORM MOTION 77

*V. I. Сантоній, І. О. Іванченко,
Л. М. Будіянська, Я. І. Лепіх*

МЕТОД ІМІТАЦІЇ РІВНОМІРНОГО РУХУ
ОПТИКО-ЛОКАЦІЙНОГО ПРИСТРОЮ

Інформація для авторів.

**Вимоги до оформлення
статей у журнал 87**

**Information for contributors. The
requirements on papers preparation..... 90**

ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171224>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

*Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха**

Одеський державний екологічний університет,
факультет комп'ютерних наук,
вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

тел. (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,

факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,

пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,

пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У третій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто фізику процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , який у свою чергу визначається напругою на затворі V_G . Ми одержали

достаточно общую формулу, что связывает V_G с ψ_s . Мы рассмотрели поведение $Q \propto \psi_s$ и $Q \propto V_G$ также для совсем другой структуры MOS, структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), что характерно для современной тенденции миниатюризации транзисторов. Мы убедились, что основные особенности структуры ETSOI подобны до свойств массивной структуры MOS.

Ключевые слова: нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный источник

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: GATE VOLTAGE AND SURFACE POTENTIAL, MOBILE CHARGE IN BULK MOS AND IN THIN SOI

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

Abstract. In the third one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the physics of processes in the semiconductor substrate MOSFET was discussed. This physics is determined by the bending of the zones, which depends on the surface potential ψ_s , which in its turn is determined by the gate voltage V_G . A sufficient general equation connecting V_G with ψ_s is obtained. The behavior $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$ is also considered for a completely different structure of MOS, a structure with an exceptionally thin silicon on insulator substrate ETSOI, typical for the current trend of miniaturization of transistors. Nevertheless, we demonstrate that the main features of the structure of ETSOI are similar to those of the massive structure of MOS.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, ETSOI, transistor metrics, transistor control, virtual source

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: НАПРЯЖЕНИЕ НА ЗАТВОРЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, ПОДВИЖНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАРЯД В МАССИВНОЙ СТРУКТУРЕ MOS И В ТОНКОЙ SOI

Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха

Аннотация. В третьей из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, мы рассмотрели физику процессов в полупроводниковой подложке MOSFET. Эта физика определяется изгибом зон, зависящим от поверхностного потенциала ψ_s , который в свою очередь определяется напряжением на затворе V_G . Получено достаточное общее уравнение, связывающее V_G с ψ_s . Рассмотрено поведение $Q \propto \psi_s$ и $Q \propto V_G$ для совершенно другой структуры MOS, структуры с исключительно тонкой кремниевой подложкой (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), характерной для нынешней тенденции миниатюризации транзисторов. Мы убедились, что основные особенности структуры ETSOI подобны свойствам массивной структуры MOS.

Ключевые слова: нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный источник

1. Вступ

Основним пристроєм сучасної електроніки залишається польовий транзистор метал-діелектрик-напівпровідник з ізолюваним затвором MOSFET, а тому розуміння базових принципів його роботи належить до обов'язкових компетенцій кожного сучасного науковця, викладача чи інженера, причетного до цієї сфери. Теорію роботи MOSFET було побудовано ще в 60-ті роки минулого століття (див. напр. [1 – 3]). Відтоді вона зазнала суттєвого розвитку; проте в основному підхід до моделювання транзисторів залишився той самий, що й 50 років тому.

У першій з нової серії наших методичних оглядових статей [4] ми дали загальний опис транзистора MOSFET, що є базовим пристроєм сучасної електроніки. Ми розглянули фізичну структуру MOSFET та його вольт-амперні характеристики двох типів – вихідні й передавальні, описали 10 метричних показників MOSFET, достатніх для аналізу якості нанотранзисторів, обговорили принципи керування польовими транзисторами через прикладання напруги на затвор. Показано, що завжди існує бар'єр на межі поміж стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Нашу наступну статтю [5] було присвячено викладові класичної теорії MOSFET. Ми обговорили тільки найсуттєвіші ідеї звичного підходу, який також отримав назву «згори – вниз». Зокрема, ми обмежилися моделюванням лінійної області та області насичення вольт-амперних характеристик (ВАХ).

У продовження викладу фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, розпочаємо в [4, 5], розгляньмо, як пов'язані поміж собою поверхневий потенціал і напруга на затворі, $\psi_s \propto V_G$ (рис. 1).

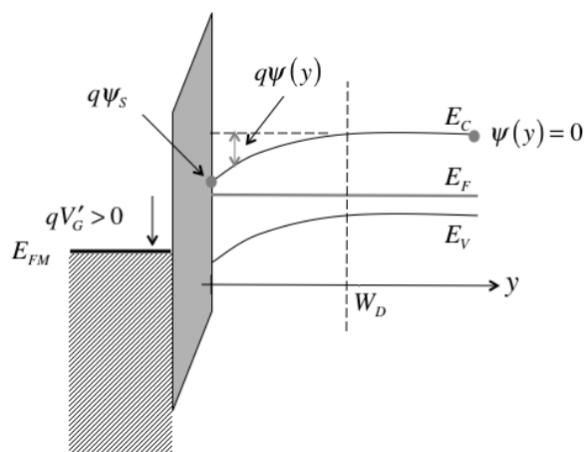


Рис. 1. Зонні діаграми при додатній напрузі на затворі $V'_G > 0$, яка генерує додатний поверхневий потенціал у напівпровіднику й падіння напруги на оксидній плівці.

Спершу ми покажемо, як встановити цю точну залежність $\psi_s(V_G)$, а також знайдемо наближений розв'язок. Напругу на затворі, необхідну для переведення напівпровідника в режим інверсії, називають пороговою напругою V_T (див. [4, 5]). Це та напруга на затворі, яка потрібна для досягнення рівності $\psi_s = 2\psi_B$, а відтак для переведення MOSFET у режим «ON». Згодом ми обговоримо ємність затвору, яку часто використовують для характеристики структури MOS, та її зв'язок із напругою на затворі. Далі ми докладно розглянемо електронний заряд у масивній структурі MOS та в структурі SOI (кремній на ізоляторі, Silicon-On-Insulator) з дуже тонкою кремнієвою підкладкою. Ще докладніше обговорення цих питань можна знайти в [1, 2, 3, 6].

2. Напруга на затворі та поверхневий потенціал

Щоб знайти залежність $\psi_s \propto V_G$, пригадаємо, що падіння напруги на затворі є сумою падінь напруги на оксидній плівці та на напівпровідниковій підкладці:

$$V'_G = \Delta V_{ox} + \Delta V_{semi} = \Delta V_{ox} + \psi_s \quad (1)$$

Падіння напруги на оксидній плівці – це добуток електричного поля на товщину цієї плівки,

$$\Delta V_{ox} = E_{ox} t_{ox}, \quad (2)$$

де електричне поле визначається поверхневим зарядом напівпровідника (теорема Гаусса); зарядом, який може бути на межі поділу SiO₂/Si, ми поки нехтуємо, тому:

$$\varepsilon_{ox} E_{ox} = -Q_s(\psi_s). \quad (3)$$

З (2) та (3) випливає, що

$$\Delta V_{ox} = -\frac{Q_s(\psi_s)}{C_{ox}}, \quad (4)$$

де

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad [\Phi/M^2] \quad (5)$$

це поверхнева електрична ємність конденсатора, яким по суті є MOSFET (рис. 2).

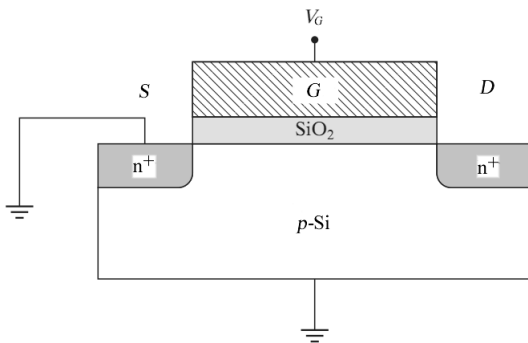


Рис. 2. MOSFET – це конденсатор з p-n-переходами.

Нарешті, з (1) та (4) ми знаходимо пошукуваний зв'язок напруги на затворі з поверхневим потенціалом:

$$V'_G = -\frac{Q_s(\psi_s)}{C_{ox}} + \psi_s. \quad (6)$$

Рівняння (6) справедливе для ідеального електроду затвору за відсутності заряду на межі поділу SiO₂/Si, так що при V'_G = 0 зони плоскі й $\psi_s = Q_s = 0$.

Розгляньмо ситуацію, коли робота виходу електроду затвора Φ_j менша від роботи виходу напівпровідника Φ_s (рис. 3). Діаграма рівноважної зонної структури показує, що існує вбудований потенціал ΔV_{ox} . При нульовій напрузі на затворі електростатичний потенціал затвору це $-(\Phi_M - \Phi_S)/q$. Очевидно, що за прикладання до затвору напруги, яка еквівалентна різниці робіт виходу метал/напівпровідник $\Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}$, вплив цієї різниці робіт виходу буде нівельовано й зони будуть плоскі. Тому режиму плоских зон не буде при $V_G = 0$, а натомість він матиме місце при $V_G = V_{FB}$, де

$$qV_{FB} = \Phi_M - \Phi_S = \Phi_{MS}. \quad (7)$$

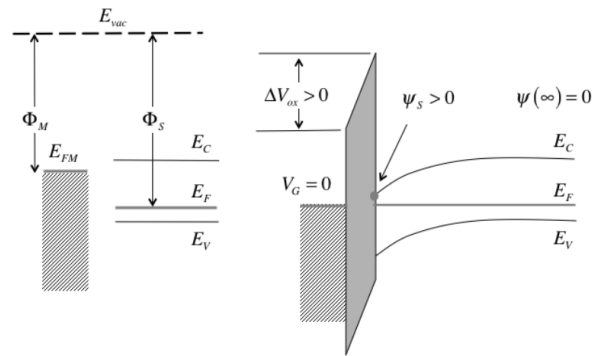


Рис. 3. Вплив різниці робіт виходу напівпровідника Φ_s та металу електроду затвору Φ_j на 1D структуру MOS. Ліворуч: ізолювані один від одного напівпровідник з рівнем Фермі E_F і електрод затвору з рівнем Фермі E_{FM} . Праворуч: результуюча рівноважна зонна структура при нульовій напрузі на затворі $V_G = 0$. Вбудований у цю структуру потенціал ΔV_{ox} аналогічний до вбудованого потенціалу p-n-переходів (див. вираз (77) роботи [5]), і, як і для p-n-переходів, його не можна виміряти безпосередньо.

Розгляньмо ситуацію докладніше й проілюструємо її кількісно (рис. 4). Коли виконано умову плоских зон, то на межі поділу Si/SiO₂ зони плоскі. Коли зони плоскі, то й електричне поле на поверхні напівпровідника нульове. Тому електричне поле в SiO₂ теж нульове (за відсутності зв'язаного заряду на

межі поділу): E_C та E_V в SiO_2 також плоскі. Енергії E_C та E_V в SiO_2 відокремлені одна від одної на 9 eV . Це ширина забороненої зони E_g . Різниця між E_{vac} та E_C для SiO_2 складає 0.95 eV . Це так звана спорідненість до електрона χ_{SiO_2} . Для кремнію ця спорідненість $\chi_{\text{Si}} = 4.05 \text{ eV}$. Різниця в 3.1 eV є висота енергетичного бар'єру для електронів на межі поділу Si/SiO_2 . Бар'єр для дірок складає 4.8 eV . Через великі значення цих бар'єрів електрони та дірки не можуть проникнути крізь шар діелектрика. Рівень Фермі E_F в n^+ -poly-Si зазвичай відповідає енергії дна зони провідності E_C . В SiO_2 точне розташування рівня Фермі не має істотного значення: якщо розташувати його десь посеред забороненої зони, то величина $n = N_C e^{(E_C - E_F)/kT}$ буде надзвичайно малою, порядку 10^{-60} см^{-3} . Будь-які реальні флуктуації концентрації, зумовлені появою в зоні провідності одного-єдиного електрона, на багато порядків більші від цієї величини. Тому саме питання про розташування E_F в SiO_2 не має фізичного сенсу.

Напругу плоских зон визначає різниця робіт виходу затвору та підкладки:

$$V_{FB} = (\Phi_M - \Phi_S)/q \approx -0.7 \text{ В}.$$

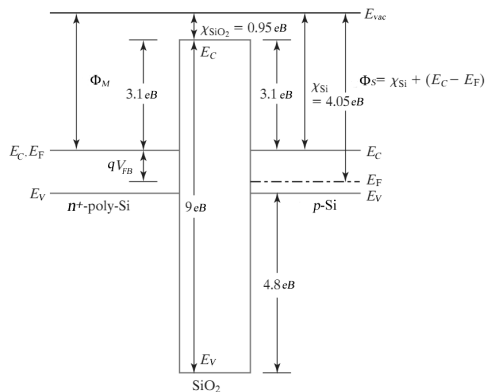


Рис. 4. Діаграма зонної структури MOS за виконання умови плоских зон. Для досягнення цієї умови прикладають напругу V_{FB} між затвором n^+ -poly-Si та підкладкою p-Si. Показані роботи виходу затвора Φ_M і напівпровідника $\Phi_S > \Phi_M$ [3].

Тепер розглянемо випадок, коли між роботами виходу немає різниці, але на межі поділу Si/SiO_2 є зв'язаний поверхневий заряд

$Q_F, \text{ К/м}^2$. У цьому випадку замість (3) маємо:

$$\epsilon_{ox} E_{ox} = -Q_S(\psi_S) - Q_F, \quad (8)$$

а рівняння (4) набуде вигляду:

$$\Delta V_{ox} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{C_{ox}} - \frac{Q_F}{C_{ox}}. \quad (9)$$

Коли $\psi_S = 0$, заряд $Q_S = 0$ і зони в напівпровіднику плоскі. Згідно з (1), ця умова плоских зон реалізується при $V_G = V_{FB} = -\frac{Q_F}{C_{ox}}$.

В загальному випадку, коли наявна різниця робіт виходу й одночасно присутній поверхневий заряд, умова плоских зон реалізується за напруги на затворі

$$V_{FB} = \frac{\Phi_{MS}}{q} - \frac{Q_F}{C_{ox}}, \quad (10)$$

і тому загальне співвідношення між напругою на затворі й поверхневим потенціалом має вигляд

$$V'_G = V_G - V_{FB} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{C_{ox}} + \psi_S. \quad (11)$$

Можливий випадок, коли заряд на межі поділу Si/SiO_2 не має постійного значення, а залежить від поверхневого потенціалу й характеризується певною функцією розподілу по глибині оксидної плівки [3].

Рівняння (11) – це наше пошукуване співвідношення між напругою на затворі й поверхневим потенціалом у напівпровіднику. Розв'язати його в загальному випадку аналітично й знайти $\psi_S \propto V_G$ неможливо. На практиці можна взяти певний потенціал ψ_S , а потім обчислити напругу V_G , яка створює такий потенціал. Ми вже показали в [4, 5], як можна вирахувати $Q_S(\psi_S)$ у режимі виснаження. Пізніше ми покажемо, як вирахувати цю залежність в інших режимах.

Розрахунок залежності $\psi_S \propto V_G$ – річ вельми трудомістка [7 – 9], однак, якісний хід такої залежності, зображений на рис. 5, зрозуміти нескладно. Мірою того, як ψ_S зростає

від нуля, заряд у шарі виснаження повільно зростає як $\sqrt{\psi_S}$: заряд у напівпровіднику не надто великий, тож із (11) випливає, що значна частина напруги, прикладеної до затвору, падає саме на напівпровіднику. Як тільки поверхневий потенціал перевищує $2\psi_B$, стає важливим інверсійний заряд; він зростає експоненційно й падіння напруги на діелектричній прокладці робиться істотним. Тепер значна частина напруги, прикладеної до затвору, падає на діелектричній плівці, і дуже важко збільшити поверхневий потенціал понад величину $2\psi_B$.

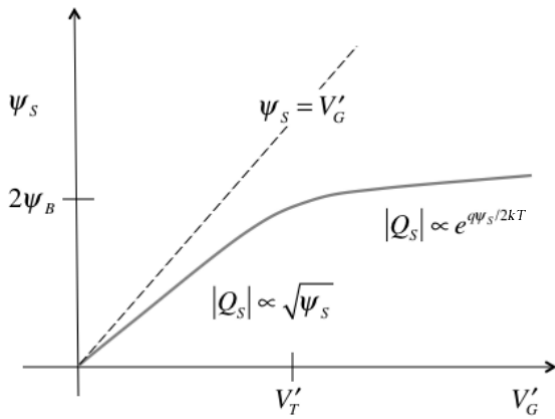


Рис. 5. Очікуваний хід $Q_S \propto \psi_S$. Нижче від порогової напруги поверхневий потенціал змінюється лінійно з V_{GS} як $\psi_S = V_{GS}/m$, де $m \approx 1$, однак, вище від порогової напруги $\psi_S \approx 2\psi_B$ і поверхневий потенціал зростає зі збільшенням V_{GS} повільно, оскільки $m \gg 1$.

Порогова напруга

Одна з можливостей фіксувати порогову напругу V_T полягає в визначенні такої напруги на затворі V_{GS} , яка необхідна для вигину зон, за котрого ψ_S робиться рівним $2\psi_B$, що і є межею, після якої починає утворюватися значний інверсійний заряд [7].

З рівняння (11) випливає:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (12)$$

Після початку інверсії поверхневий заряд $Q_S = Q_D + Q$ формується в основному з заряду виснаження Q_D : заряд інверсійно го шару Q все ще невеликий. Покладаючи

$Q_S(2\psi_B) \approx Q_D(2\psi_B)$, замість (12) одержуємо

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B,$$

а після підстановки виразу для заряду виснаження (81) з [5] остаточно маємо

$$V_T = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B)}}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (13)$$

Цей вираз є ключовим для обчислення порогової напруги, якщо ми знаємо рівень легування каналу й товщину діелектричного шару. Зі збільшенням рівня легування каналу порогова напруга зростає, а зі зменшенням товщини діелектрика – падає. Досі ми вважали, що легування каналу однорідне за товщиною, однак, можна моделювати й випадок неоднорідного профілю легування [10].

Як ми вже відзначали, обговорюючи вираз (79) у попередній нашій статті [5], прикладання напруги оберненого зміщення на витік знижує квазі-фермівський рівень електронів і збільшує поверхневий потенціал при вході в режим інверсії від $2\psi_B$ до $2\psi_B + V_{SB}$, де V_{SB} – напруга оберненого зміщення між витком S і підкладкою B . Тому напруга між затвором G і підкладкою, яка необхідна для входу в режим інверсії, збільшиться до

$$V_{GB} = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B + V_{SB})}{C_{ox}} + 2\psi_B + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B + V_{SB})}}{C_{ox}} + 2\psi_B + V_{SB}. \quad (14)$$

Напруга між витком і підкладкою це V_{SB} , тож напруга між затвором і витком V_{GS} при вході в режим інверсії дорівнюватиме $V_{GS} = V_T$, де

$$V_T = V_{GB} - V_{SB} = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B + V_{SB})}{C_{ox}} + 2\psi_B = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(2\psi_B + V_{SB})}}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (15)$$

Ми бачимо, що сильне легування каналу не тільки збільшує V_T , але й робить порогову

напругу чутливішою до напруги V_{SB} оберненого зміщення між витокком S і підкладкою B . Залежність порогової напруги від напруги між витокком і підкладкою називають ефектом підкладки.

Порогову напругу зазвичай пов'язують із настанням сильної інверсії. Як ми вже наголошували, при сильній інверсії $\psi_s > 2\psi_B$, тож $2\psi_B$ у (15) слід було б замінити на потенціал, який на декілька kT/q більший від $2\psi_B$. Тем не менш, за усталеною практикою в виразі для V_T використовують $\psi_s = 2\psi_B$, окрім випадків прецизійного моделювання MOSFET [3].

Ємність затвору

Стандартна практика характеристики структури MOS полягає в вимірюванні невеликого сигналу – змінної ємності між електродом затвору й дном підкладки залежно від напруги на затворі. Ситуацію зображено на рис. 6.

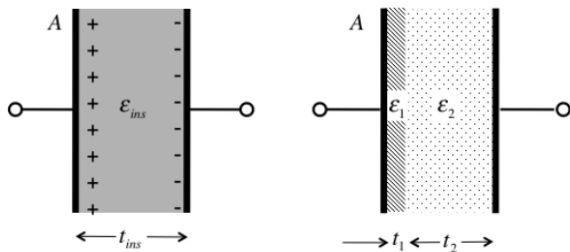


Рис. 6. Ліворуч: звичайний конденсатор з одним діелектриком поміж двох паралельних обкладинок з площею поперечного перерізу A . Праворуч: конденсатор з двома різними діелектриками.

Для простого конденсатора з двома паралельними обкладинками (рис. 6/ліворуч) ємність на одиницю поверхні дорівнює

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon_{ins}}{t_{ins}} \quad [\Phi/M^2] \quad (16)$$

За наявності в конденсаторі двох діелектриків з різною діелектричною проникністю й різною товщиною (рис. 6/праворуч) ємність C такого конденсатора пов'язана з ємностями його шарів співвідношенням

$$\frac{1}{C/A} = \frac{1}{C_1/A} + \frac{1}{C_2/A} = \frac{1}{\epsilon_1/t_1} + \frac{1}{\epsilon_2/t_2} \quad (17)$$

Розгляньмо ємність MOS у трьох різних режимах: виснаження, інверсії та накопичення (рис. 7). У першому випадку, в режимі виснаження, електрод затвору це перша «металева» обкладинка конденсатора, діелектричний шар затвору – перший діелектрик, виснажений шар напівпровідника – другий діелектрик, невиснажений p -напівпровідник – друга «металева» обкладинка конденсатора. Відповідно до цього

$$\frac{1}{C_G^{dep}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D} \quad (18)$$

де C_G^{dep} – ємність затвору в режимі виснаження,

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad (19)$$

- ємність діелектричного оксидного шару й

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D(\psi_s)} \quad (20)$$

це ємність шару виснаження в напівпровідниковій підкладці. Всі ємності ми запишемо в питомих значеннях на одиницю площі $[\Phi/M^2]$.

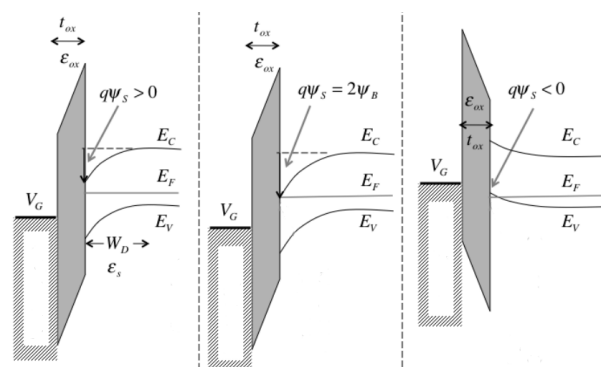


Рис. 7. Діаграми зонної структури при трьох різних режимах: виснаження (ліворуч), інверсії (посередині), накопичення (праворуч).

Тепер розглянемо інверсійну ємність (рис. 7/посередині). У цьому випадку першим діелектриком, як і в випадку режиму виснаження, є діелектричний шар затвору, однак, роль другої «металевої» обкладинки виконує високопровідний інверсійний шар електронів на межі поділу Si/SiO₂. Тому ємність затвору в режимі інверсії

$$C_G^{inv} \approx C_{ox} \quad (21)$$

Розглянемо, нарешті, накопичувальну ємність (рис. 7/праворуч). У цьому випадку першим діелектриком, як і раніше, є діелектричний шар затвору, а другою «металевою» обкладинкою є високопровідний накопичувальний шар дірок на межі поділу Si/SiO₂. Тому ємність затвору в режимі накопичення знову записується аналогічно до попереднього випадку

$$C_G^{acc} \approx C_{ox} \quad (22)$$

Отже, ємність затвору визначається послідовним з'єднанням двох конденсаторів:

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S(\psi_S)}, \quad (23)$$

де $C_S(\psi_S)$ - ємність напівпровідника, яка сильно залежить від поверхневого потенціалу.

Цим якісним міркуванням про залежність ємності затвору від напруги на затворі можна надати кількісного вигляду. Ємність затвору визначається як

$$C_G \equiv \frac{dQ_G}{dV_G}, \quad (24)$$

де $Q_G = -Q_S$ - поверхневий заряд електроду затвору, що дорівнює поверхневому заряду напівпровідника, як того вимагає баланс зарядів. Диференціюючи (11), знаходимо

$$\frac{dQ_G}{d(-Q_S)} = \frac{d\psi_S}{d(-Q_S)} + \frac{1}{C_{ox}}, \quad (25)$$

що можна переписати в вигляді

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (26)$$

де

$$C_S \equiv \frac{d(-Q_S)}{d\psi_S} \quad (27)$$

- це ємність напівпровідника. Слід звернути увагу на те, що збільшення поверхневого потенціалу збільшує негативний заряд у шарах виснаження та інверсії, тому ємність напівпровідника – величина додатна.

Еквівалентну схему ємності затвору зображено на рис. 8. Для встановлення вигляду залежності $C_G \propto V_G$ потрібно знати, як $C_S = d(-Q_S)/d\psi_S$ залежить від V_{GS} .

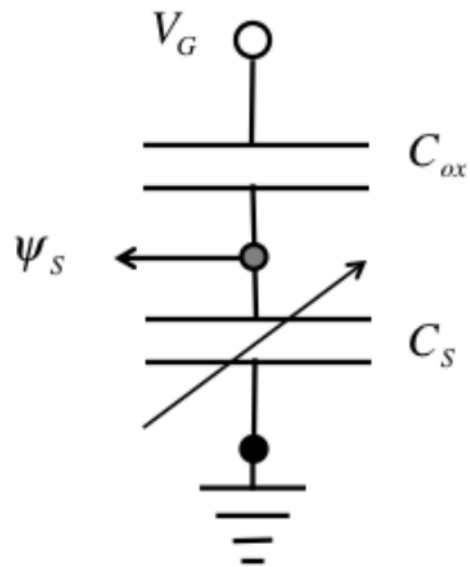


Рис. 8. Еквівалентна схема показує, що ємність затвору є послідовним з'єднанням ємності оксидного шару C_{ox} і ємності напівпровідникової підкладки C_S .

Якісно відповідь на це запитання дозволяє дати рис.19 нашої попередньої статті [5]. У режимах накопичення та інверсії ємність напівпровідника дуже висока, тож сумарна ємність близька до ємності оксидного шару. Натомість у режимі виснаження ємність напівпровідника не надто велика, тож сумарна ємність зменшується (рис. 9). Різний хід залежності ємності затвору на високих і низьких частотах ми обговоримо у наших наступних статтях.

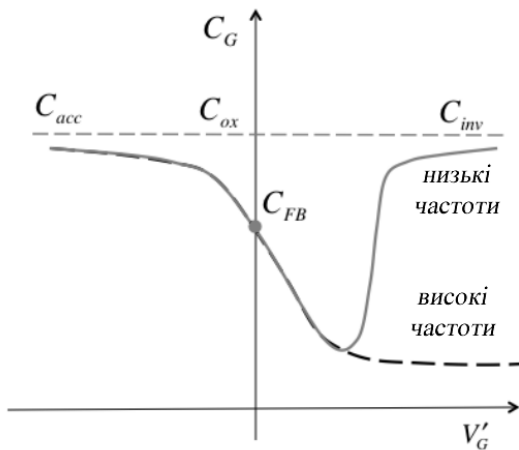


Рис. 9. Якісний хід ємності затвору зі зміною напруги на затворі. Суцільна лінія відповідає низьким частотам, а пунктирна – високим.

Наближена залежність напруги на затворі від поверхневого потенціалу

Рівняння (11) пов'язує напругу на затворі з поверхневим потенціалом напівпровідникової підкладки. В загальному випадку розв'язувати це рівняння доводиться чисельно, проте в режимі виснаження ($Q_s \approx Q_D$) можна знайти й аналітичний розв'язок. У припущенні рівності заряду напівпровідника й заряду шару виснаження ($Q_s = Q_D$), враховуючи вираз (79) із нашої статті [5], при $2\psi_B = \psi_S$ перепишемо (11) як:

$$V_G = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A(\psi_S)}}{C_{ox}} + \psi_S. \quad (28)$$

Це рівняння (28) квадратичне за $\sqrt{\psi_S}$, його розв'язок можна знайти в [1]. Однак для багатьох застосувань бажано мати простіше співвідношення $V_G \propto \psi_S$, яке підказує нам еквівалентна схема на рис. 8.

Ємність напівпровідника залежить від поверхневого потенціалу, однак, у режимі виснаження ємність напівпровідника - це ємність виснаження, яка з урахуванням виразу (68) роботи [5] повільно змінюється з поверхневим потенціалом ψ_S як:

$$C_s \approx C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D(\psi_S)} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2\epsilon_s\psi_S/(qN_A)}}. \quad (29)$$

Якщо апроксимувати ємність виснаження її середнім значенням у режимі виснаження, тоді замість рис. 8 маємо просто два конденсатори зі сталою ємністю, з'єднані послідовно, що дає

$$\psi_S = V_G \left(\frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_D} \right) = \frac{V_G}{m}, \quad (30)$$

де

$$m = 1 + \frac{C_D}{C_{ox}} \quad (31)$$

називають коефіцієнтом ефекту підкладки в режимі виснаження.

Цей коефіцієнт m вказує, яка частина напруги, прикладеної до затвору, падає на напівпровідниковій підкладці. Для дуже тонких діелектричних плівок $C_{ox} \gg C_D$ і коефіцієнт $m \rightarrow 1$: майже вся прикладена до затвору напруга падає на напівпровідниковій підкладці, і тільки мала його частина падає на тонкій оксидній плівці. Для слабколегованого напівпровідника $C_D \ll C_{ox}$ і коефіцієнт $m \rightarrow 1$: знову вся прикладена до затвору напруга падає на напівпровідниковій підкладці. Так відбувається, оскільки слабке легування народжує тільки невеликий заряд у напівпровіднику, тому електричне поле в діелектричній плівці невелике і, відповідно, мале й падіння напруги в ній. Для m типові значення складають 1.1 – 1.3, тож нахил графіка $\psi_S \propto V_G$ в режимі виснаження менший від одиниці (рис. 5).

Проілюструємо чисельно деякі отримані результати на вже раніше розглянутому прикладі кремнію [5]. Додатково вважатимемо, що $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$, $\epsilon_{ox} = 4.0$ (це значення відповідає діелектричній проникності SiO_2), матеріалом затвору є n^+ -poly-Si, заряд на межі поділу Si/SiO_2 відсутній.

Відповімо на три подальші запитання.

1) Яка різниця робіт виходу металу затвору й напівпровідника і яка напруга плоских зон?

Раніше в [5] ми вже визначили розташування рівня Фермі в напівпровіднику на 0,075 eV вище від стелі валентної зони. Для сильнолегованого затвору n^+ -poly-Si розумно буде покласти $E_F = E_C$ (рис. 4). Різниця між рівнями Фермі в металоподібному затворі n^+ -poly-Si і в напівпровіднику p -типа на 0,075

eV менша від ширини забороненої зони Si:

$$\Phi_{MS} = -(1.1 - 0.075) = -1.03 \text{ eV},$$

тому значення напруги плоских зон становить $\hat{V}_{FB} = \Phi_{MS}/q = -1.03 \text{ В}$.

2) Яка порогова напруга?

Раніше для кремнію [5] ми знайшли, що

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0.48 \text{ В},$$

тому при входженні в режим інверсії $\psi_S = 2\psi_B = 0.96 \text{ В}$. В цьому режимі заряд напівпровідника – це переважно заряд шару виснаження Q_D , який може бути записаний через $2\psi_B$. Ємність оксидної плівки згідно з (19) дорівнює

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} = 2.0 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (32)$$

Остаточню з (13) знаходимо порогову напругу $V_T = 0.19 \text{ В}$.

3) Чому дорівнює коефіцієнт ефекту підкладки в режимі виснаження?

Спершу визначимо ємність шару виснаження. Оцінимо її за (29) при $\psi_S = \psi_B = 0.48 \text{ В}$:

$$C_D = \frac{\epsilon_s}{W_D} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2\epsilon_s\psi_S/(qN_A)}} = 8.3 \times 10^{-7}. \quad [\text{Ф/см}^2]$$

Нарешті, з (31) знаходимо $m = 1.4$: напруга, прикладена до затвору, в режимі виснаження на 70% падає на кремнієвій підкладці.

На рис. 10 зображено типову структуру MOSFET. Роль електрода затвору виконує не метал, а сильно легований полікристалічний кремній n^+ -poly-Si. За достатньо високого легування n^+ -poly-Si поводить себе як метал.

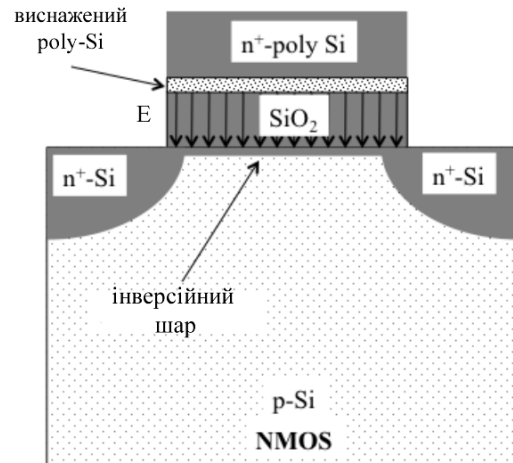


Рис. 10. Типовий NMOS (n -канальний MOSFET), де затвором є сильно легований n^+ -poly-Si.

Як видно з рис. 8, ємність затвора визначається послідовним з'єднанням ємності оксидного шару C_{ox} та ємності напівпровідникової підкладки C_S , тому сумарна ємність затвора менша, аніж C_{ox} . В режимі виснаження сумарна ємність суттєво менша, аніж C_{ox} , однак у режимі інверсії ємність напівпровідника робиться дуже великою. В ідеалі в режимі інверсії ми прагнемо до C_S , суттєво більшої від C_{ox} , щоб мало місце $C_G \approx C_{ox}$. Мірою того, як протягом останніх десятиліть оксидна плівка робилася дедалі тоншою, зниження ємності затвору в режимі інверсії за рахунок ємності напівпровідника почало відігравати важливу роль. Ми обговоримо цю ситуацію пізніше.

У випадку використання в затворі n^+ -poly-Si з'являється ще один фактор, який знижує сумарну ємність затвору: це так зване poly-виснаження. Як зображено на рис. 10, у режимі інверсії виникає сильне електричне поле в напрямку $+y$ вглиб підкладки від позитивно зарядженого затвору в бік негативного заряду в напівпровіднику. Це електричне поле виснажується, а потім інвертує в напівпровідниковій підкладці. Але це електричне поле також трохи виснажує сильно легований затвор n^+ -poly-Si. Сумарна ємність тепер визначається трьома конденсаторами, з'єднаними послідовно, – оксидною ємністю, ємністю підкладки та ємністю виснаження n^+ -poly-Si:

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{poly}} + \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}.$$

Інженери-дизайнери MOSFET описують такі ефекти в термінах товщини еквівалентної ємності (capacitance equivalent thickness/CET), яку визначають як товщину SiO_2 , яка забезпечує вимірювану ємність затвору в умовах сильної інверсії, включаючи ефекти від усіх трьох факторів. Товщину CET визначають зі співвідношення

$$C_G \equiv \frac{\epsilon_{ox}}{CET}. \quad (33)$$

В наведеному вище прикладі товщину $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$ було б правильніше позначити як $CET = 1.8 \text{ нм}$.

3. Рухливий електронний заряд: масивна структура MOS

Вище ми обговорювали поведінку заряду в напівпровіднику з вигином зон, визначеним поверхневим потенціалом. Завдання полягало в тому, щоб якісно зрозуміти залежність $Q_S(\psi_S)$. Ми також показали, як розв'язати рівняння Пуассона в режимі виснаження й одержати залежність $Q_D(\psi_S)$. Далі ми зосередимося на вивченні інверсійного заряду, тобто заряду рухливих електронів $Q_n(\psi_S)$ у n -MOSFET. В p -MOSFET відповідною величиною є $Q_p(\psi_S)$, заряд рухливих дірок у дірковому інверсійному шарі підкладки n -типу. Слід тільки не забувати, що реальними носіями струму в цій ситуації так само є електрони (що цього разу рухаються в валентній зоні), а не зручні для математичного опису абстракції «дірок». Як і раніше, рухливий заряд електронів позначатимемо просто Q , опускаючи нижній індекс n за непотрібністю. Обчислення залежності інверсійного заряду від поверхневого потенціалу зводиться до розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана (вираз (59) роботи [5], див. також [7 – 9]).

Розв'язок рівняння Пуассона – Больцмана часто розглядають як «повне й точне» розв'язання проблеми MOS, але це не зовсім так. Це рівняння записано в припущен-

ні справедливості статистики Максвелла – Больцмана, на той час як у режимах сильної інверсії та накопичення правильніше було б використовувати статистику Фермі – Дірака. Рівняння також не враховує квантові обмеження, обумовлені потенціальною ямою, що утворюється на межі поділу Si/SiO_2 в структурі MOS. Врахування квантових обмежень особливо істотне в сучасних нанорозмірних структурах MOS. Однак розв'язки рівняння Пуассона – Больцмана здебільшого є цілком прийнятним наближенням при моделюванні MOSFET. Далі ми розглянемо наближені аналітичні розв'язки рівняння Пуассона – Больцмана для масивної структури MOS у режимах слабкої та сильної інверсії. Під терміном «масивна структура MOS» ми розуміємо те, що напівпровідникова підкладка починається з $y = 0$ і є нескінченно товстою. Таке наближення, як ми покажемо, можна застосовувати до реальних систем. Ми також знайдемо наближені розв'язки для залежностей $Q(V_G)$.

Рухливий електронний заряд

За визначенням, рухливий електронний заряд дорівнює

$$Q = -q \int_0^{\infty} n_0(y) dy = -qn_s. \quad [K/m^2]. \quad (34)$$

Оскільки концентрація електронів залежить експоненційно від енергетичної різниці між дном зони провідності E_C і рівнем Фермі (див. рис. 9 з нашої попередньої статті [5]), вона збільшується поблизу поверхні, де збільшується й електростатичний потенціал, а зона провідності E_C вигинається вниз (рис. 10 з роботи [5]). Розглядаючи структуру, аналогічну зображеній на рис. 8/[5] з $V_S = V_D = 0$, маємо

$$n_0(y) = \left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) e^{q\psi(y)/kT}. \quad (35)$$

Підставивши (35) до (34) й виконавши заміну змінних, маємо

$$Q = -q \left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) \int_0^\infty e^{q\psi(y)/kT} dy = -q \left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) \int_{\psi_s}^0 e^{q\psi(y)/kT} \frac{dy}{d\psi} d\psi. \quad (36)$$

В загальному випадку потрібне чисельне моделювання залежності $\psi(y)$ з подальшим взяттям інтегралу в виразі (36), однак, оскільки електрони зосереджені дуже близько до межі поділу Si/SiO₂, правдоподібно було б припустити, що електричне поле $E = -d\psi/dy$ приблизно стале в істотній частині області інтегрування поблизу поверхні поділу. Нехай середнє значення електричного поля в цьому електронному шарі є E_{ave} . Тоді (36) можна переписати в вигляді

$$Q = -q \left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) \frac{1}{E_{ave}} \int_{\psi_s}^0 e^{q\psi(y)/kT} d\psi, \quad (37)$$

а після взяття інтегралу отримуємо

$$Q(\psi_s) = -q \left[\left(\frac{n_i^2}{N_A} \right) e^{q\psi_s/kT} \right] \left(\frac{kT/q}{E_{ave}} \right). \quad (38)$$

Вираз у квадратних дужках, відповідно до (35), є електронною густиною на поверхні поділу Si/SiO₂ ($y = 0$). Запровадивши поняття товщини електронного шару t_{inv} , перепишемо (38) в остаточному вигляді

$$\begin{aligned} Q(\psi_s) &= -q n(0) t_{inv}, \\ n(0) &= \frac{n_i^2}{N_A} e^{q\psi_s/kT}, \\ t_{inv} &= \left(\frac{kT/q}{E_{ave}} \right). \end{aligned} \quad (39)$$

Згідно з (39), поверхневий електронний заряд Q - це концентрація електронів на поверхні поділу, помножена на заряд електрона й ефективну товщину електронного шару. Цей вираз можна застосовувати і нижче, і вище від порогової напруги. Почнімо з розгляду підпорогового випадку.

Рухливий заряд при напругах, нижчих від порогової

Вираз (39) для $Q(\psi_s)$ при напругах, нижчих від порогової, застосовний, коли для ви-

значення E_{ave} можна скористатися з наближення виснаження. Оскільки електронний шар тонкий порівняно з товщиною шару виснаження, можна вважати, що $E_{ave} \approx E_s$. Вираз (39) запише електронний заряд через поверхневий потенціал ψ_s , однак, для такого випадку Q зручніше записати через напругу на затворі V_G та коефіцієнт ефекту підкладки m . Для цього вираз (38) для $Q(\psi_s)$ потрібно перетворити на вираз для $Q(V_G)$.

Ми враховуємо те, що

$$E_{ave} \approx E_s = \frac{qN_A W_D}{\epsilon_s} = \frac{qN_A}{C_D}, \quad (40)$$

де W_D - товщина шару виснаження, а $C_D = \epsilon_s/W_D$ - ємність цього шару. Далі, згідно з (31), ємність шару виснаження пов'язана з коефіцієнтом ефекту підкладки $m = 1 + C_D/C_{ox}$, так що $C_D = (m-1)C_{ox}$, і замість (40) ми одержуємо

$$E_s = \frac{qN_A}{(m-1)C_{ox}}. \quad (41)$$

Тепер (38) можна переписати як:

$$Q(\psi_s) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 e^{q\psi_s/kT}. \quad (42)$$

Згідно з виразом (72) роботи [5], n_i/N_A

пов'язане з ψ_B як:

$$\left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 = e^{-q2\psi_B/kT}, \quad (43)$$

тож замість (42) ми одержуємо:

$$Q(\psi_s) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(\psi_s - 2\psi_B)/kT}. \quad (44)$$

Замінити у (44) поверхневий потенціал на напругу на затворі можна з допомогою (30). Остаточнo одержуємо:

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT}. \quad (45)$$

Цей вираз описує залежність невеликого підпорогового мобільного заряду від напруги на затворі. Нижче від порогової напруги цей невеликий заряд повинен зростати експоненційно зі збільшенням V_G , але на рис. 11 цього не видно через лінійність вертикальної шкали для заряду. Це зростання пов'язане з тем, що зі збільшенням напруги на затворі зони вигинаються вниз і концентрація електронів зростає за експонентою. Цей експоненційне зростання заряду зі збільшенням V_G нижче від порогової напруги є причиною експоненційного зростання підпорогового струму.

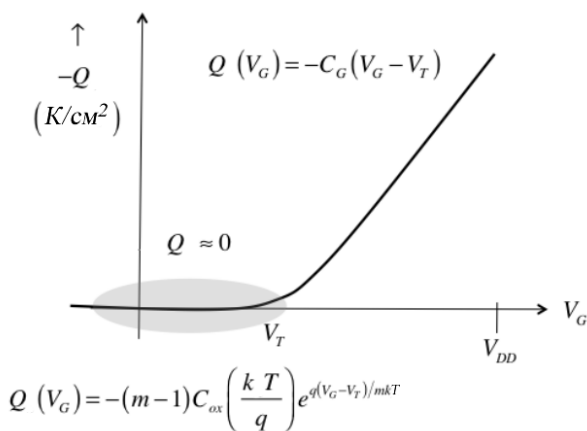


Рис. 11. Хід електронного заряду Q зі збільшенням напруги на затворі V_G для p -MOSFET. Лінійність вертикальної шкали для заряду не дозволяє відобразити експоненційне зростання $Q \propto V_G$ нижче від $V_G = V_T$, однак, лінійний зв'язок $Q \propto V_T$ видний при $V_G > V_T$.

Слід відзначити, що порогова напруга в (45) насправді залежить від напруги на затворі [7]. При вході в режим інверсії порогова напруга V_T визначається рівнянням (12), однак, зони при $\psi_s = 2\psi_B$ не припиняють вигинатися цілком, вони й далі повільно вигинаються зі збільшенням V_G , і тому V_T збільшується при сильній інверсії [7].

Множник $(m-1)$ у виразі (45) так само заслуговує на увагу. В якісних транзисторах $m \rightarrow 1$ і множник $(m-1)$ означав би прямування заряду до нуля, що очевидно нефізично й зумовлено спрощеннями при одержанні формули (30). Цю формулу використовують часто, але вона справедлива, якщо $m \sim 1.1$ [7].

Рухливий заряд вище від порогової напруги

Вирази (39) можна застосовувати для напруг і нижчих, і вищих від порогової. Нижче від порогової напруги ми використали для E_s наближення виснаження. При сильній інверсії $Q_s \approx Q \gg Q_D$. Замість виразу (40) формула Гаусса тепер дає

$$E_s = -\frac{Q}{\epsilon_s}. \quad (46)$$

Електричне поле змінюється в інверсійному шарі швидко від значення E_s на поверхні до майже нуля на дні інверсійного шару. Тому припустимо, що $E_{ave} \approx E_s/2$. Тоді (39) з урахуванням (46) перепишемо в вигляді

$$Q = -\sqrt{2\epsilon_s kT n(0)}, \quad (47)$$

або, після підстановки виразу для $n(0)$

$$Q(\psi_s) = -\sqrt{2\epsilon_s kT (n_i^2/N_A)} e^{q\psi_s/2kT}. \quad (48)$$

Цей вираз показує, що в режимі сильної інверсії електронний заряд поводить себе як $Q \propto e^{q\psi_s/2kT}$, що можна бачити на рис. 19 нашої попередньої статті [5]. Аналогічно можна встановити, що в режимі накопичення дірковий заряд $Q_p \propto e^{-q\psi_s/2kT}$.

Вираз (48) показує залежність електронного заряду від поверхневого потенціалу ψ_s , а ми хочемо одержати залежність заряду від напруги на затворі V_G . Залежність $Q \propto V_G$ можна одержати, розв'язуючи рівняння (11) чисельно з використанням (48), що дає майже лінійну залежність для $V_G > V_T$, як це зображено на рис. 11: $Q \propto (V_G - V_T)$ для $V_G > V_T$.

Щоб пересвідчитися, що лінійна залежність $Q \propto V_G$ справді має місце для напруг, вищих від порогової, розглянемо рівняння (11). При вході в режим інверсії більша частина заряду напівпровідникової підкладки - це заряд у шарі виснаження, і $\psi_s = 2\psi_B$. Враховуючи це, з (11) одержуємо:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B)}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (49)$$

Тут напругу на затворі при вході в режим інверсії позначено як порогову напругу V_T . Для напруги на затворі, значно більшої від

V_T , вигин зон і заряд виснаження змінюються неістотно, але формується великий інверсійний заряд. З (11) випливає, що за такої ситуації

$$V_G \approx V_{FB} - \frac{Q_D(2\psi_B) + Q}{C_{ox}} + 2\psi_B. \quad (50)$$

Віднімаючи (49) від (50), бачимо, що

$$Q \approx -C_{ox}(V_G - V_T). \quad (51)$$

В практичних розрахунках виявляється, що $d(-Q)/dV_G$ трохи менше від C_{ox} , оскільки ψ_S не дорівнює точно $2\psi_B$, як це припускається в (50). Нахил залежності можна знайти з

$$\frac{d(-Q)}{dV_G} \approx \frac{d(-Q_S)}{dV_G} = \frac{d(Q_M)}{dV_G} = C_G, \quad (52)$$

тому вище від порогової напруги інверсійний заряд записуємо як

$$Q(V_G) \approx -C_G(V_G - V_T), \quad (53)$$

де $C_G (< C_{ox}) \approx \text{Const}$. Раніше (див. (23)), ми бачили, що

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (54)$$

де C_S - ємність напівпровідника: ємність у режимі виснаження або ємність інверсійного шару в режимі інверсії,

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_S} = \frac{-Q}{2kT/q}, \quad (55)$$

де останнє значення впливає з (48). По-інакшому ємність напівпровідника в режимі інверсії можна записати як

$$C_S^{inv} = \frac{\epsilon_s}{t_{inv}}, \quad (56)$$

де товщина інверсійного шару

$$t_{inv} = \frac{2kT\epsilon_s}{-qQ}. \quad (57)$$

Отже, в режимі сильної інверсії, коли напруга на затворі сильно перевищує порогову напругу, електронний заряд інверсійного шару визначається виразами

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T), \quad (V_G > V_T)$$

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S^{inv}},$$

$$C_S^{inv} = \frac{\epsilon_s}{t_{inv}}, \quad (58)$$

$$t_{inv} = \frac{2kT\epsilon_s}{-qQ}.$$

Ці результати свідчать про те, що, коли $C_S \gg C_{ox}$, то $C_G \approx C_{ox}$. Цей висновок домінував у технології MOS протягом довгого часу. Однак, мірою того, як діелектричний шар затвору робився дедалі тонший, припущення, які привели до такого висновку, порушувалися дедалі більше. Окрім того, ефекти, пов'язані зі статистикою Фермі – Дірака і з квантовими обмеженнями, якими ми досі нехтували, як виявилось, також знижують ємність напівпровідникової підкладки C_S . В результаті виявилось, що в сучасних MOSFET C_S істотно знизилася ємність затвору C_G нижче від значення C_{ox} .

Наведемо числові приклади ємності інверсійного шару та його товщини для кремнію з уже наведеними вище вихідними даними.

Відповімо на такі чотири запитання.

1) Чому дорівнює ємність напівпровідникової підкладки при $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$?

Така 2D концентрація електронів n_s типова для сучасних MOSFET у режимі «ON». З (55) одержуємо

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{2kT/q} = \frac{qn_s}{2kT/q} = 30.8 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (59)$$

Це дуже велика ємність порівняно з ємністю оксидного шару $C_{ox} = 2.0 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2$, яку ми знайшли раніше (32); таке значення є фізично нереальним. Пізніше ми покажемо, що перехід до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень суттєво знизять величину C_S .

2) Чому дорівнює ємність затвору?

З виразу (54) знаходимо

$$C_G = \frac{C_{ox}C_S}{C_{ox} + C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + C_{ox}/C_S} = \frac{C_{ox}}{1 + 2.0/30.8} = 0.94C_{ox} = 1.9 \times 10^{-6} \text{ Ф/см}^2. \quad (60)$$

Ми очікувано одержали $C_G < C_{ox}$. Після переходу до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень відношення C_G / C_{ox} стане ще меншим.

3) Чому дорівнює товщина еквівалентної ємності CET ?

Як впливає з (33),

$$CET = \frac{\epsilon_{ox}}{C_G} = \frac{4.0 \times 8.854 \times 10^{-14}}{1.9 \times 10^{-6}} = 1.86 \text{ нм}, \quad (61)$$

де враховано універсальну електричну сталу $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ Ф/м}$. Товщина еквівалентної ємності CET дещо більша від справжньої товщини оксидної плівки, яку ми вважали рівною $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$. Збільшення CET виявиться ще істотнішим після переходу до статистики Фермі – Дірака і врахування квантових обмежень. Використання затвору n^+ -poly-Si з poly-виснаженням (рис. 10) також збільшує CET .

4) Який поверхневий потенціал кремнієвої підкладки за наведеної вище концентрації електронів n_s ?

З формули (48) заміною $Q = -qn_s$ одержуємо

$$\psi_s = 2 \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{qn_s}{\sqrt{\epsilon_s kT} (n_i^2 / N_A)} \right) = 1.12 \text{ В}. \quad (62)$$

Поверхневий потенціал підкладки виявився дещо більшим від $\psi_s = 2\psi_B = 0.96 \text{ В}$ (див. вираз (80) нашої попередньої статті [5]) у режимі сильної інверсії, більшим приблизно на $6kT/q$. Цей ефект буде ще більшим при переході до статистики Фермі – Дірака й урахуванні квантових обмежень.

Ще про поверхневий потенціал і напругу на затворі

Часто говорять, що вигин зон у структурі MOS обмежений умовою $\psi_s \approx 2\psi_B$. Ми щойно на конкретному прикладі побачили, що поверхневий потенціал у режимі сильної інверсії на декілька kT/q більший, ніж $2\psi_B$. Та все ж вигин зон важко сильно збільшити при перевищенні $2\psi_B$. Пояснимо, чому так відбувається.

Згідно з (48), електронний заряд залежить експоненційно від поверхневого потенціалу

в режимі сильної інверсії. Припустимо, що напруга на затворі призводить до вигину зон, якому відповідає концентрація електронів $n_s = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Поставмо питання: наскільки потрібно збільшити вигин зон, щоб подвоїти концентрацію електронів в інверсійному шарі до $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$? З формул (48) і (62) одержимо відповідь:

$$\Delta\psi_s = 2 \frac{kT}{2} \ln 2 = 0.036 \text{ В},$$

тобто дуже незначне збільшення поверхневого потенціалу подвоює електронну концентрацію в інверсійному шарі, і пов'язаний з нею інверсійний заряд. А наскільки при цьому зросте падіння напруги на оксидній плівці? Відповідь така:

$$\Delta V_{ox} = -\frac{\Delta Q}{C_{ox}} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times (5 \times 10^{12})}{2 \times 10^{-6}} = 0.4 \text{ В},$$

де ми скористалися зі значення ємності оксидної плівки з останньої з формул у (60). Отже, збільшення падіння напруги на оксидній плівці у понад 10 разів перевищує збільшення поверхневого потенціалу.

Цей приклад показує, що невелика зміна поверхневого потенціалу веде до великої зміни електронного заряду в режимі сильної інверсії, і, як наслідок, має місце великий стрибок у падінні напруги на оксидній плівці. У цьому прикладі напруга на затворі повинна зрости на 0.44 В для того, щоб поверхневий потенціал збільшився на 0.04 В . Таким чином, вище від порогової напруги істотна частина напруги, прикладеної до затвору, падає на оксидній плівці, і тільки незначна її частина падає на напівпровідниковій підкладці. Це пояснює, чому поверхневий потенціал ψ_s змінюється повільно зі збільшенням V_G при $V_G > V_T$, як це зображено на рис. 5.

Формула (30) дозволяє подивитися на цю ситуацію інакше. Ми раніше показали, що

$$\psi_s = \frac{V_G}{m},$$

де з (31)

$$m = 1 + \frac{C_s}{C_{ox}},$$

причому нижче від порогової напруги має

місце співвідношення $C_S < C_{ox}$ (пам'ятаємо, що $C_S = C_D$ нижче від V_T) і коефіцієнт ефекту підкладки в режимі виснаження m близький до одиниці. Однак, для напруг, вищих від V_T , ємність напівпровідникової підкладки стає дуже великою, $C_S \gg C_{ox}$, і $m \gg 1$. Використовуючи результати розрахунків у наведеному вище прикладі, для коефіцієнта m одержуємо оцінку $m \approx 16$; у цьому випадку двоємнісний поділювач напруги на рис. 10 екранує поверхневий потенціал ψ_S від впливу напруги на затворі V_G .

Отже, ми показали, що електронний заряд $Q(\psi_S)$ залежить експоненційно від ψ_S як нижче, так і вище порогової напруги V_T . Залежність нижче V_T (44) має вигляд $\exp(\psi_S/kT)$, а вище від V_T (48) – $\exp(\psi_S/2kT)$, однак, експоненційна залежність присутня за обох режимів.

Нижче від порогу $Q(V_{GS})$ змінюється експоненційно з напругою на затворі V_{GS} (45), бо має місце залежність $\psi_S(V_{GS})$, описувана (30). Однак, вище від порогу ситуація інша: тут $Q(V_{GS})$ змінюється лінійно з V_{GS} (58), оскільки $\psi_S \propto \ln(V_{GS})$.

Зводячи ці результати разом, одержуємо таку підсумкову картину:

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G-V_T)/mkT}, \quad (V_G \ll V_T) \quad (63)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T). \quad (V_G \gg V_T)$$

За цими виразами, залучаючи формулу (30) роботи [5]

$$I_{DS}/W = |Q(x=0)| \langle v(x=0) \rangle, \quad (64)$$

можна обчислити струм стоку нижче й вище від порогової напруги. Бажано було б, звісно, записати єдиний вираз, який добре описував би ситуацію в усьому діапазоні напруг на затворі. Таку залежність $Q \propto V_G$ можна розрахувати чисельно. Разом із тим, як ми покажемо пізніше, існує емпіричний вираз, який забезпечує коректні результати як нижче, так і вище від порогової напруги.

4. Рухливий електронний заряд у тонкій ETSOI

Досі ми обговорювали властивості масивної структури MOS. Зараз перейдемо до розгляду структури з тонкою кремнієвою підкладкою. Ця структура MOS відповідає сьогоденній тенденції мініатюризації транзисторів і має назву надзвичайно тонкої структури КНІ (кремній на ізоляторі, Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI).

Електрони в тонкому шарі кремнію поведуть себе як квантові частинки в потенціальній ямі. Через обмеженість області руху по товщині підкладки вздовж осі y , електрони слід розглядати як 2D квазі-частинки й для моделювання їхньої концентрації вводити 2D густину станів. Відзначмо, що навіть і в масивній структурі MOSFET, яку ми розглядали досі, на межі поділу Si/SiO₂, строго кажучи, також слід враховувати квантові обмеження. Якби ми врахували ці квантові обмеження для масивної структури MOSFET, результати чисельного моделювання були б дещо інші, але якісно картина не змінилася б.

Далі нас цікавитиме та ж задача, що й раніше, – залежність електронного заряду Q як від поверхневого потенціалу ψ_S , так і від напруги на затворі V_G , але тепер у застосуванні до ETSOI. Від початку ми розглядатимемо електрони як 2D квазі-частинки. В кінцевому підсумку ми пересвідчимось, що результати нашого розгляду якісно будуть такі ж самі, як і для класичного аналізу масивних MOSFET.

Рухливий електронний заряд

Електронний заряд в ETSOI визначається як

$$Q = -q \int_0^{t_{Si}} n(y) dy = -qn_S, \quad [K/m^2] \quad (65)$$

де t_{Si} - товщина кремнієвого шару. Розгляньмо квантову яму з декількома квантовими рівнями (підзонами, рис. 12).

Якби ми розглядали електрони як класичні частинки, густина електронів була б однорідна [11]

$$\begin{aligned} n_0 &= N_{3D}^c \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F), \quad [M^{-3}] \\ \eta_F &= (E_F - E_C)/kT, \\ n_S &= n_0 t_{Si}, \quad [M^{-2}] \end{aligned} \quad (66)$$

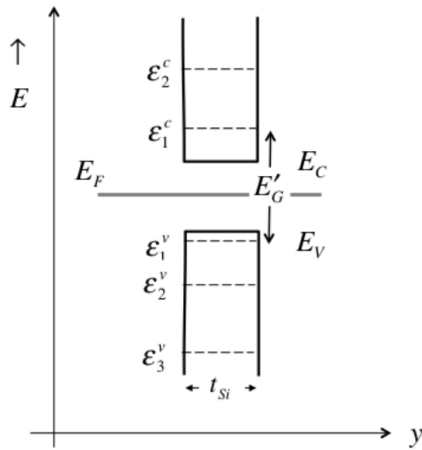


Рис. 12. Зонна діаграма ETSOI.

де N_{3D}^c – ефективна густина станів, n_0 – об'ємна і n_S – поверхнева концентрації електронів, $\mathfrak{F}_j(\eta_F)$ – інтеграл Фермі – Дірака порядку j [11, 13].

Квантові обмеження спричиняють квантування енергії за одним із напрямків руху і, як наслідок, появу підзон зони провідності, дно кожної з яких має енергію $E_C + \varepsilon_m^c$ (рис. 12). Аналогічне квантування має місце в валентній зоні. Змінюються також хвильові функції: для m -ї підзони в нескінченно глибокій потенціальній ямі $\psi(y) \propto \sin(m\pi y/t_{Si})$. Концентрація електронів у кожній валентній підзоні $n(y)$ пропорційна $\psi^*(y)\psi(y) = \sin^2(m\pi y/t_{Si})$; ця залежність визначає просторовий розподіл електронів всередині ями. Повну інтегральну концентрацію електронів (65) знаходимо, інтегруючи 2D густина станів, помножену на функцію Фермі. Для підзони m одержуємо

$$n_S^m = \int_0^{t_{Si}} n(y) dy = \int_0^\infty D_{2D}(E) f_0(E) dE = N_{2D}^{m,c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_C - \varepsilon_m^c)/kT}\right), \quad (67)$$

де

$$N_{2D}^{m,c} \equiv g_v^m \frac{m_{D,m}^* kT}{\pi \hbar^2}. \quad (68)$$

Повну 2D концентрацію електронів знаходимо підсумовуванням вкладів від усіх підзон.

Далі ми припускатимемо, що тільки нижня підзона заселена електронами. Це припущення виглядає вмотивованим для достатньо вузької потенціальної ями, в якій енергії підзон рознесені далеко одна від одної. Відповідно до цього, електронний заряд

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1,c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_C - \varepsilon_1^c)/kT}\right). \quad (69)$$

В структурі ETSOI затвор використовують для керування поверхневим потенціалом ψ_S у квантовій ямі. Структуру MOS ETSOI зображено на рис. 13.

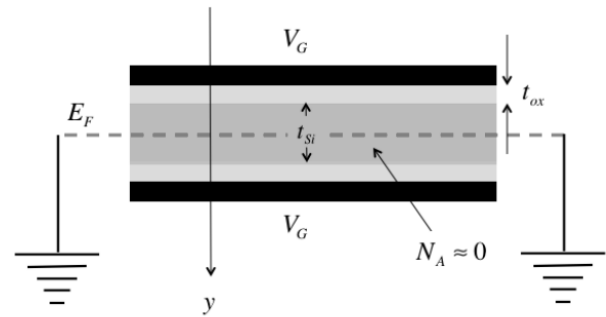


Рис. 13. Структура MOS ETSOI з подвійним затвором (Double Gate/DG). Верхній та нижній оксидні шари однакові, одна й та сама напруга прикладається до обох затворів. Тонка кремнієва підкладка заземлена, тому E_F є рівноважний рівень Фермі. Електричне поле вздовж осі y симетричне щодо пунктирної лінії.

Ми також припускаємо, що кремнієва підкладка достатньо тонка й концентрація електронів мала, й тому дно потенціальної ями практично плоске: електростатичний потенціал у ямі ψ_S не залежить від ширини ями y . Це дозволяє переписати (69) в вигляді

$$Q(\psi_S) = -qn_S = -qN_{2D}^{1,c} \ln\left(1 + e^{(E_F - E_{C0} + q\psi_S - \varepsilon_1^c)/kT}\right), \quad (70)$$

де $E_C = E_{C0} - q\psi_S$, ψ_S контролюється потенціалом від двох затворів, а E_{C0} - значення E_C при $\psi_S = 0$, що визначається роботою виходу затворів. Нарешті, вважатимемо, що носії струму не вироджені й описуються статистикою Максвелла-Больцмана; це дозволить порівняти результати щодо ETSOI з результата-

ми для масивної підкладки MOS. Отже, вираз для електронного заряду набуде вигляду

$$Q(\psi_s) = -qn_s = -qN_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{C0} + q\psi_s - \varepsilon_1^c)/kT} \quad (71)$$

Перепишемо цей вираз таким чином:

$$Q(\psi_s) = -qn_{s0} e^{q\psi_s/kT}, \quad (72)$$

де

$$n_{s0} = N_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{C0} - \varepsilon_1^c)/kT} \quad (73)$$

Аналогічно запишемо вираз для діркового заряду

$$Q_p(\psi_s) = qp_{s0} e^{-q\psi_s/kT}, \quad (74)$$

де

$$p_{s0} = N_{2D}^{1v} e^{(E_{V0} - \varepsilon_1^v - E_F)/kT} \quad (75)$$

Спробуємо описати залежність $Q_s(\psi_s)$ для ETSOI й порівняти результати з такими ж для масивної структури MOS, зображеними на рис. 19 роботи [5].

Якщо структура ETSOI не легована, то заряд у кремнієвій підкладці визначається тільки рухливими електронами й дірками, а саме:

$$Q_s(\psi_s) = q(p_s - n_s) = q(p_{s0} e^{-q\psi_s/kT} - n_{s0} e^{q\psi_s/kT}) \quad (76)$$

Візьмемо за нуль відліку потенціалу $\psi_s = 0|_{n_{s0}=p_{s0}=n_{Si}}$, тоді

$$\underline{Q_s}|_{\psi_s=0} = 0, \quad (77)$$

й (76) переписеться так:

$$Q_s(\psi_s) = qn_{Si} (e^{-q\psi_s/kT} - e^{q\psi_s/kT}). \quad (78)$$

Якщо ми розглядаємо n -MOSFET, то поверхнева концентрація рухливих електронів дорівнює:

$$n_s(\psi_s) = n_{Si} e^{q\psi_s/kT} \quad [M^{-2}] \quad (79)$$

Рисунок 14 фактично демонструє, яким чином напруга на затворі впливає на зонну

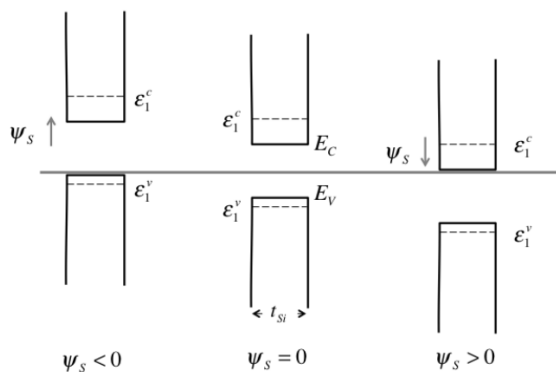


Рис. 14. Вплив негативного, нульового й позитивного потенціалу ψ_s на зонну діаграму ETSOI.

При позитивній напрузі на затворі потенціал у напівпровіднику зростає (рис. 10 роботи [5]), зона провідності знижує свою енергію і опускається ближче до рівня Фермі, концентрація електронів зростає експоненціально. За негативної напруги на затворі валентна зона рухається вгору і концентрація дірок зростає експоненційно. Рис. 15 зображає підсумкову залежність $Q_s(\psi_s)$ для ETSOI, яку тепер можна порівняти з аналогічною залежністю для масивної структури MOSFET на рис. 19 з роботи [5].

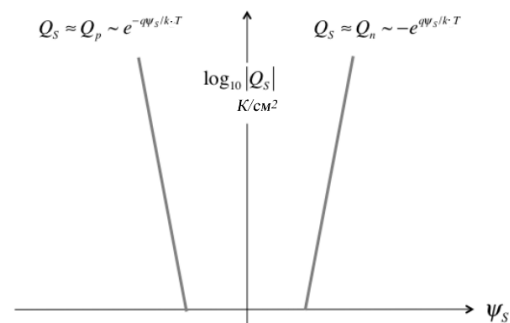


Рис. 15. Залежність заряду в напівпровіднику від зміни потенціалу для структури ETSOI (аналогічний графік для масивної структури MOSFET зображено на рис. 19 роботи [5]).

У випадку структури ETSOI кремнієва підкладка не легована, тому тут не повинно бути області з залежністю $\sqrt{\psi_s}$, характерною для режиму виснаження. Щойно потенціал ψ_s набуває достатньо великого позитивного чи негативного значення, з'являється велика кількість вільних приповерхневих електронів або дірок. В режимах сильної інверсії або накопичення заряд у масивній структурі MOS зростає експоненційно з поверхневим потенціалом (рис. 19 з роботи [5]). Такий самий ефект має місце й для структури ETSOI за тією відмінністю, що в режимах інверсії чи накопичення заряд у масивній структурі MOS змінюється як $\exp(q\psi_s/2kT)$, а в структурі ETSOI – як $\exp(q\psi_s/kT)$. Ця відмінність пояснюється тим, що потенціальна яма в масивній структурі MOS пов'язана, як ми вже згадували, з електричним полем на межі поділу Si/SiO₂, тоді як тонкий кремнієвий шар у

структурі ETSOI сам є потенціальною ямою.

Вираз (78) аналогічний виразу (48) для масивної структури MOS, а щоб його використовувати, потрібно оцінити концентрацію n_{Si} . В загальному випадку n_{S0} (73) є поверхнева електронна концентрація при $\psi_s = 0$. Вона залежить від того, де розташований рівень Фермі, а на це впливає робота виходу електроду затвора.

Розгляньмо чисельний приклад власного (не легованого) напівпровідника з $\psi_s = 0$, для якого $n_{S0} = p_{S0} = n_{Si}$. Для оцінки величини n_{Si} візьмемо такі типові для структури ETSOI параметри:

$$\begin{aligned} t_{Si} &= 5 \text{ нм}, \\ m_l^* &= 0.92m_0, \quad m_t^* = 0.19m_0, \quad m_{hh}^* = 0.54m_0, \quad m_0 = 9.109 \times 10^{-31} \text{ кг}, \\ E_G &= 1.125 \text{ eВ}, \\ T &= 300 \text{ К}. \end{aligned}$$

Як відомо [13], ізоенергетичні поверхні зони провідності в кремнії в імпульсному просторі p_x, p_y, p_z мають вигляд шести еквівалентних еліпсоїдів обертання (див. рис. 16).

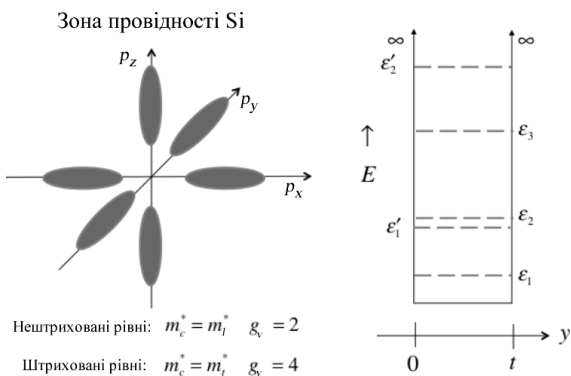


Рис. 16. Еліпсоїди обертання ізоенергетичних поверхонь у кремнії в імпульсному просторі орієнтовано так, що великі півосі збігаються з напрямками (100), (010), (001). Праворуч зображено рівні енергій підзон для Si (100). Ефективні маси відповідають виокремленому напрямку у.

Переходячи від імпульсів до квазіхвильових векторів за формулою $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, запишемо зонний спектр в околі кожного з шести мінімумів зони провідності як

$$E = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{xx}^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{yy}^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{zz}^2}. \quad (80)$$

Нуль енергії при цьому відповідає шести

різними орієнтаціям у зоні Бріллюена вздовж трьох координатних осей (долинне виродження $g_v = 6$). Еліпсоїд обертання описується двома різними ефективними масами: важкою поздовжньою (longitudinal) масою m_l^* і легкою поперечною (transverse) масою m_t^* . Для Si $m_l^* = 0.92m_0$ і $m_t^* = 0.19m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Очевидно, що для еліпсоїдів, орієнтованих уздовж k_x , $m_{xx}^* = m_l^*$, $m_{yy}^* = m_{zz}^* = m_t^*$.

У нескінченно глибокій потенціальній ямі шириною t спектр енергій для руху вздовж напрямку, для якого накладено квантове обмеження, робиться квантований:

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2m^* t^2}. \quad (81)$$

При цьому й ефективна маса m^* повинна відповідати цьому виокремленому напрямку, – у нашому випадку вздовж осі y . Як бачимо з рис. 16, для Si (100) з обмеженням уздовж осі y двом еліпсоїдам з шести відповідають важкі маси m_l^* і чотирьом – легкі m_t^* . В результаті маємо дві різні серії підзон – нештриховані рівні енергії, що визначаються масою m_l^* і виродженням $g_v = 2$, і штриховані, що визначаються масою m_t^* і виродженням $g_v = 4$. Найнижча підзона з $n = 1$ нештрихована. В простому прикладі, який ми розглядаємо, вважатимемо, що заселена тільки найнижча нештрихована підзона з масою m_l^* вздовж осі y й масою m_t^* в площині xz .

Отже, для підзони з $n = 1$ ефективна маса $m^* = m_l^*$. Натомість для дірок у першій валентній підзоні $m^* = m_{hh}^*$ (на відміну від зони провідності, валентна зона в кремнії майже ізотропна, вона має єдиний максимум, розташований у центрі зони Бріллюена, і в першому наближенні її можна характеризувати єдиною ефективною масою «важких» дірок [13]). З (81) одержуємо

$$\varepsilon_1^c = 0.016 \text{ eВ}, \quad \varepsilon_1^v = 0.028 \text{ eВ}.$$

Квантові обмеження збільшують ефективну заборонену зону, бо дну зони провідності тепер відповідає енергія $E_C + \varepsilon_1^c$, а стелі валентної зони – енергія $E_V - \varepsilon_1^v$. Ефективна

заборонена зона для структури ETSOI становитиме

$$E'_G = E_G + \varepsilon_1^c + \varepsilon_1^v = 1.169 \text{ eV}. \quad (82)$$

Ефективна 2D густина станів визначається формулою (68). Для першої підзони зони провідності долинне виродження дорівнює двом, а ефективна маса в площині xz є m_t^* , тому в (68) можемо покласти $m_{D,1}^* = 2m_t^*$. Для валентної зони $g_v = 1$ і $m_{D,1}^* = m_{hh}^*$. Остаточню з (68) одержимо:

$$N_{2D}^{1,c} = 4.11 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad N_{2D}^{1,v} = 5.84 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (83)$$

З (73) та (75) знаходимо поверхневу концентрацію носіїв струму:

$$n_S = N_{2D}^{1,c} e^{(E_F - E_c - \varepsilon_1^c)/kT}, \quad p_S = N_{2D}^{1,v} e^{(E_v - E_F - \varepsilon_1^v)/kT}. \quad (84)$$

Перемножуючи їх, одержуємо квадрат власної концентрації

$$n_S p_S = N_{2D}^{1,c} N_{2D}^{1,v} e^{-E'_G/kT} = n_{Si}^2,$$

що не залежить від розташування рівня Фермі, а лише від ефективної ширини забороненої зони:

$$n_{Si} = \sqrt{n_S p_S} = \sqrt{N_{2D}^{1,c} N_{2D}^{1,v}} e^{-E'_G/2kT}. \quad [M^{-2}].$$

Звернімо увагу, що аналогічне співвідношення має місце й для об'ємної концентрації в масивному напівпровіднику [13]. Підставляючи тепер усі числові значення $N_{2D}^{1,c}$, $N_{2D}^{1,v}$ і E'_G , одержимо дуже невелику поверхневу концентрацію власних носіїв

$$n_{Si} = 8.5 \times 10^2 \text{ см}^{-2}, \quad (85)$$

яка може бути меншою від концентрації зарядів на межі поділу Si/SiO₂ чи навіть від концентрації випадкових домішок-допантів у тонкій плівці кремнію.

Рухливий електронний заряд нижче від порогової напруги

Вираз (39) для електронного заряду як функції поверхневого потенціалу $Q(\psi_S)$, при-

датний для напруг як нижчих, так і вищих від порогової, було раніше одержано нами для масивної структури MOS; однак при цьому для $V_G < V_T$ і $V_G > V_T$ ми використовували різні вирази для середнього електричного поля. Розгляньмо ситуацію для структури ETSOI, для якої, згідно з (72),

$$Q(\psi_S) = -qn_{Si} e^{q\psi_S/kT}, \quad (86)$$

де ми вважали, що рівень Фермі розташовано так, що $n_{S0} = n_{Si}$ при $\psi_S = 0$. Вираз (86) справедливий для напруг як нижчих, так і вищих від порогової.

Далі нам потрібно зв'язати $Q(\psi_S)$ нижче від порогової напруги з напругою на затворі. Структура DG ETSOI на рис. 13 симетрична щодо пунктирної лінії, яка проходить через середину тонкої кремнієвої підкладки. Половина електронного заряду в SOI локалізується під верхнім затвором, а друга половина – над нижнім затвором. Враховуючи симетрію структури DG, достатньо встановити зв'язок між напругою на верхньому затворі та зарядом у верхній половині SOI. Почнімо з загальної формули (1):

$$V'_G = \Delta V_{ox} + \psi_S. \quad (87)$$

Згідно з формулою Гаусса, електричне поле на верхній межі поділу Si/SiO₂ дорівнюватиме

$$E_{ox} = -\frac{Q_S(\psi_S)}{2\varepsilon_s} = -\frac{Q(\psi_S)}{2\varepsilon_s}. \quad (88)$$

Падіння потенціалу на верхній оксидній плівці становитиме

$$\Delta V_{ox} = E_{ox} t_{ox}. \quad (89)$$

З цих виразів та з (5) випливає, що

$$V'_G = -\frac{Q(\psi_S)}{2C_{ox}} + \psi_S. \quad (90)$$

Нижче від порогової напруги заряд підкладки дуже малий, тому падінням напруги на оксидній плівці ΔV_{ox} , можна знехтувати, і замість (87) можна відразу записати, що

$$V'_G = \psi_S. \quad (91)$$

У випадку масивної структури MOS $\psi_S = V'_G / m$ (30), де $m > 1$ (31), однак у випадку DG ETSOI $m \equiv 1$, що означає повний контроль затвору над поверхневим потенціалом і є перевагою структури DG ETSOI. Тепер, завдяки (91), загальний вираз (86) у режимі $V_G < V_T$ такий:

$$Q(\psi_S) = -qn_{Si}e^{qV_G/kT}. \quad (92)$$

Формула (92) визначає електронний заряд структури DG ETSOI в підпороговому режимі. В випадку масивної структури MOS завершення режиму слабкої інверсії пов'язують із тим, що ψ_S робиться рівним $2\psi_B$. Ми не можемо скористатися з такого критерію в випадку ETSOI, бо ця структура не легована. В цьому випадку можемо стверджувати, що при зниженні енергії першої підзони зони провідності до значення, коли $E_F = E_C + \varepsilon_1^c$, концентрація електронів робиться істотною. Формула (84) показує, що за виконання такої умови $n_S = N_{2D}^{1c}$. Тому потенціал напівпровідникової підкладки в структурі ETSOI на вході в режим інверсії можна знайти з

$$n_S(\psi_S) = n_{Si}e^{q\psi_S/kT} = N_{2D}^c, \quad (93)$$

звідки для потенціалу при вході в режим інверсії маємо

$$\psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}}. \quad (94)$$

Враховуючи рівність (91), а також умови, що призвели до такої рівності, при вході в режим інверсії маємо:

$$V'_T = \psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}}. \quad (95)$$

З (95) та (92) остаточно одержуємо:

$$Q(V_G) = -C_Q \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/kT}, \quad (96)$$

де

$$C_Q = q^2 D_{2D} \quad (97)$$

називають квантовою ємністю, до обговорення використання якої як ще одного параметра ETSOI ми повернемося пізніше, а D_{2D} – це 2D густина станів у структурі ETSOI з надтонкою підкладкою.

Ми одержали важливий результат щодо залежності електронного заряду ETSOI від напруги на затворі (96), який корисно порівняти з аналогічною залежністю (45) для масивної структури MOS. В обох випадках заряд у підпороговому режимі збільшується експоненційно з V_G . Відмінність між цими двома структурами полягає в тому, що для DG ETSOI характерний ідеальний підпороговий нахил $m = 1$, тоді як для масивних структур MOS $m \approx 1.1 - 1.3$. Це означає, що при одному й тому ж збільшенні напруги на затворі електронний заряд у структурі DG ETSOI зростає швидше, ніж у масивної структури MOS.

Для масивних MOSFET при вході в режим інверсії поверхневий потенціал $\psi_S = 2\psi_B$. Для структури ETSOI цей критерій визначається формулою (94). Як співвідноситься ψ_S^{inv} для структури ETSOI з $\psi_S^{inv} = 2\psi_B$ для масивної структури MOS? Підстановка розрахункових даних (83) і (85) з попереднього прикладу в вираз (94) призводить до подальшого результату:

$$\psi_S^{inv} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{2D}^c}{n_{Si}} = 0.026 \cdot \ln \frac{4.11 \times 10^{12}}{8.5 \times 10^2} = 0.58 \text{ В},$$

згідно з яким можна очікувати, що $q\psi_S^{inv}$ складає приблизно половину від ширини ефективної забороненої зони DG ETSOI (82). Оскільки рівень Фермі при $\psi_S = 0$ лежить майже посередині забороненої зони (рис. 14), то $n_{S0} = p_{S0} = n_{Si}$. Поверхневий потенціал при входженні в режим інверсії такий, що він знижує $E_{C0} + \varepsilon_1^c$ до E_F , що і слугує критерієм для входу в режим інверсії.

В розглянутому прикладі потрібний вигин зон у режимі інверсії складає приблизно половину від такого в масивній структурі MOS, бо там рівень Фермі в *p*-Si розташований поблизу валентної зони, і тому вигин зони провідності повинен покрити майже всю заборонену зону для того, щоб рівень Фермі сумістився з зоною провідності.

Рухливий електронний заряд вище від порогової напруги

Вираз (86) справедливий для напруг як нижчих, так і вищих від порогової. В розглянутому вище випадку, $V_G < V_T$, ми могли припускати, що падіння напруги на оксидному шарі мале, і таким чином пов'язати електронний заряд у підпороговому режимі з напругою на затворі формулою (96). Вище від порогову, $V_G > V_T$, падіння напруги на оксидному шарі робиться значним, і вигляд залежності $Q \propto V_G$ змінюється.

Вираз (86) дає залежність $Q \propto \psi_s$, а формула (90) пов'язує ψ_s з V_G . Чисельне розв'язання цих двох рівнянь показує, що заряд зростає приблизно лінійно з V_G при $V_G > V_T$, як і в випадку масивної структури MOS. Нахил цієї лінійної залежності

$$C_G = \frac{dQ_M}{dV_G} = \frac{d(-Q_S)}{dV_G} = \frac{d(-Q)}{dV_G}. \quad (98)$$

Диференціюючи (90) за $(-Q)$, знаходимо, що

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{2C_{ox}} + \frac{1}{C_S}, \quad (99)$$

і записуємо інверсійний заряд вище від порогової напруги в вигляді

$$Q(V_G) = -C_G(V_{GS} - V_T), \quad (100)$$

де $C_G \approx \text{Const}$. Для $C_S \gg 2C_{ox}$, $C_G \approx 2C_{ox}$. Коефіцієнт двійка з'являється через DG у моделі ETSOI (рис. 13).

Оскільки ємність напівпровідникового шару скінченна, C_G трохи менша від $2C_{ox}$, як це було і в випадку масивної структури MOS. Використавши (86), знаходимо ємність напівпровідникового шару ETSOI

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_s} = \frac{-Q}{kT/q}. \quad (101)$$

Порівнюючи цей результат з аналогічним (55) для масивної структури MOS, бачимо, що ємність напівпровідникового шару ETSOI вдвічі вища від аналогічної величини для масивної структури MOS.

Обидва результати (101) і (55) одержано в припущенні невинродженої статистики електронів. А що буде в випадку винродження? Тоді $E_F \gg E_{C0} + \varepsilon_1^c$ і вираз (69) набуває вигляду

$$Q(\psi_s) = -qn_s = -qN_{2D}^{1c} (E_F - E_{C0} - \varepsilon_1^c + q\psi_s) / kT, \quad (102)$$

тому ємність напівпровідникового шару ETSOI дорівнює

$$C_S^{inv} = \frac{d(-Q)}{d\psi_s} = \frac{q^2 N_{2D}^{1c}}{kT} = q^2 \frac{m_D^*}{\pi \hbar^2} = q^2 D_{2D} = C_Q, \quad (103)$$

де C_Q – квантова ємність (97).

У складніших ситуаціях, як-от далеко від межі винродження, при декількох заселених підзонах, при потовщенні напівпровідникового шару, коли врахування вигину зон робиться істотним, ємність кремнієвого шару необхідно розраховувати чисельно. Однак, у будь-якому випадку ємність напівпровідникової підкладки буде пов'язана з густиною станів електронів. Для структур MOS, у яких використано напівпровідники з малими ефективними масами електронів (у напівпровідникових сполуках елементів III і V груп, GaAs, InSb тощо, ця маса становить $0,1m_0$ і менше), можна очікувати, що ємність напівпровідникового шару й загальна ємність затвору зменшаться порівняно з MOS на базі кремнію.

Нарешті, перепишемо (99) у вигляді

$$C_G = \frac{(2C_{ox})C_S}{(2C_{ox}) + C_S}. \quad (104)$$

Ми могли б очікувати, що повна ємність затвору для DG ETSOI буде вдвічі вищою від ємності затвору для ETSOI з одиночним затвором. Однак, реально вона виявляється дещо меншою. Щоб зрозуміти причину, перепишемо (104) так:

$$C_G = 2 \times \left[\frac{C_{ox} (C_S/2)}{C_{ox} + (C_S/2)} \right]. \quad (105)$$

Ємності в дужках відповідають послідовному з'єднанню C_{ox} і $C_S/2$. Ємність DG ETSOI розподіляється між двома затворами, тож кожен із двох затворів характеризується ємністю, яка дещо менша від ємності однозатворного ETSOI [12].

Наведемо чисельні оцінки ємності інверсійного шару й товщини еквівалентної ємності. До вихідних даних щодо кремнію додамо також $t_{ox} = 1.8 \text{ нм}$, $\varepsilon_{ox} = 4.0$. Дамо відповіді на п'ять запитань:

1) Яка ємність напівпровідникового шару ETSOI при $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$?

Така поверхнева концентрація електронів типова для режиму «ON» сучасного MOSFET. З виразу (101) знаходимо

$$C_S^{inv} = \frac{-Q}{kT/q} = \frac{qn_s}{kT/q} = 61.6 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2,$$

що вдвічі вище від ємності, знайденої для масивної структури MOSFET (59). Порівняно з $C_{ox} = 2.0 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2$ це дуже велика, нефізично велика ємність. Її величина суттєво зменшиться, якщо перейти до статистики Фермі – Дірака і врахувати квантові обмеження для структури ETSOI. Оцінка C_S в граничному випадку виродження за формулою (103) дає

$$C_S = C_Q = 25.4 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2, \quad (106)$$

що менше від половини величини, одержаної вище для невиродженої статистики.

2) Яка ємність затвору?

Згідно з (104),

$$C_G = \frac{(2C_{ox})C_S}{(2C_{ox}) + C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 2C_{ox}/C_S} = \frac{2C_{ox}}{1 + 4.0/25.4} = 0.86(2C_{ox}) = 3.44 \times 10^{-6} \Phi / \text{см}^2,$$

де ми використали C_{ox} (32) і C_S (106). Як і очікували, $C_G < 2C_{ox}$.

3) Яка товщина еквівалентної ємності DG ETSOI?

Використаємо визначення CET (33) і врахуємо наявність подвійного затвору DG в ETSOI:

$$C_G/2 \equiv \frac{\varepsilon_{ox}}{CET} \Rightarrow CET = \frac{\varepsilon_{ox}}{C_G/2} = \frac{4.0 \times 8.854 \times 10^{-12} \times 10^{-2}}{(3.44/2) \times 10^{-6}} = 2.06 \text{ нм}.$$

Звертає на себе увагу те, що CET в DG ETSOI дещо більше від товщини оксидного шару 1.8 нм і цей ефект перевищення істотніший порівняно з попереднім результатом (61). Це зумовлено використанням статистики Фермі – Дірака і врахуванням квантових обмежень.

4) Який поверхневий потенціал напівпровідникового шару DG ETSOI при $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$?

З (79) маємо

$$\psi_s = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_s}{n_{Si}} = 0.60 \text{ В}. \quad (107)$$

Нагадаємо, що раніше ми визначили: входження в режим інверсії відбувається при $\psi_s^{inv} = 0.58$, тому одержане значення ψ_s лише не набагато вище. В випадку масивної структури MOS поверхневий потенціал у режимі сильної інверсії був приблизно на шість kT/q більший від $2\psi_B$. У нашому випадку поверхневий потенціал при сильній інверсії лише на один kT/q більший, аніж ψ_s^{inv} . Ця відмінність почасти пояснюється тим, що в структурі ETSOI електронний заряд поводить себе як $Q \propto \exp(q\psi_s/kT)$, а в масивній структурі MOS – як $Q \propto \exp(q\psi_s/2kT)$, тож в останньому випадку потрібний більший вигин зон, щоб одержати більший заряд в інверсійному шарі.

5) Який поверхневий потенціал напівпровідникового шару ETSOI при використанні статистики Фермі – Дірака?

Формула (70) пов'язує n_s і ψ_s в загальному випадку, а саме:

$$n_s = N_{2D}^{1c} \ln \left(1 + e^{(E_F - E_{c0} + q\psi_s - \varepsilon_i^c)/kT} \right).$$

Припустимо, що $\psi_s = 0$ при $n_s = n_{Si}$ і напівпровідник невироджений при $n_s = n_{Si}$, тоді

$$n_{Si} = N_{2D}^{1c} e^{(E_F - E_{c0} - \varepsilon_i^c)/kT}$$

Підставляючи цей вираз у попередній, одержуємо

$$n_s = N_{2D}^{1c} \ln \left(1 + \frac{n_{Si}}{N_{2D}^{1c}} e^{+q\psi_s/kT} \right),$$

звідки знаходимо, що

$$\psi_s = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_{2D}^{1c}}{n_{Si}} \left(e^{n_s/N_{2D}^{1c}} - 1 \right) \right],$$

а після підстановки $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, n_{Si} (85) і N_{2D}^{1c} (83) остаточно одержуємо $\psi_s = 0.64 \text{ В}$, що на 0.04 В більше від значення (107), одержаного за статистикою Максвелла – Больцмана.

Хід поверхневого потенціалу зі зміною напруги на затворі

Рис. 5 ілюструє хід поверхневого потенціалу зі зміною напруги на затворі для масивної структури MOS. Нижче від порогової напруги поверхневий потенціал $\psi_s = V_G/m$, де m дещо більше від одиниці. Вище від порогової напруги ψ_s зростає повільно зі збільшенням V_G , бо m стає дуже великим, тому більша частина зростання напруги припадає на падіння напруги на оксидному шарі, а не на напівпровідниковій підкладці. Можна очікувати аналогічних тенденцій і для структури ETSOI.

На рис. 17 порівняно хід $\psi_s \propto V_G$ для структур масивної MOS и ETSOI.

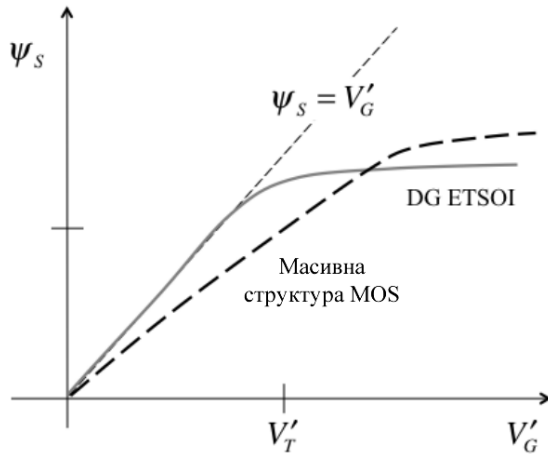


Рис. 17. Залежність поверхневого потенціалу від напруги на затворі. Суцільна лінія описує структуру ETSOI, а пунктирна – масивну структуру MOS. Вважаємо, що при $\psi_s = 0$ рівень Фермі лежить близько до валентної зони в обох випадках.

В підпороговій області $\psi_s = V_G$ (пряма дрібним пунктиром), бо $m = 1$ для структури DG ETSOI. Вище від порогу ψ_s повільно змінюється з V_G з тієї ж причини, що й для масивної структури MOS. Сповільнення, однак, тут слабше, бо в випадку DG ETSOI інверсійний електронний заряд збільшується зі зростанням ψ_s швидше.

Отже, ми показали, що електронний заряд $Q(\psi_s)$ для структури ETSOI змінюється експоненційно з потенціалом ψ_s як нижче, так

і вище від порогу, див. (86). Аналогічний результат одержано і для масивної структури MOS, вирази (44) и (48).

Нижче від порогу $Q(V_G)$ змінюється експоненційно з V_G , оскільки $\psi_s = V_G$, див. (96). Однак, вище від порогу залежність $Q(V_G)$ лінійна, див. (100). Знов-таки, результати аналогічні до тих, що їх було одержано для масивної структури MOS.

Порівняємо результати для DG ETSOI

$$Q(V_G) = -C_Q \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/kT}, \quad (V_G \ll V_T) \quad (108)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T) \quad (V_G \gg V_T)$$

з результатами (63) для масивної структури MOS

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT}, \quad (V_G \ll V_T)$$

$$Q(V_G) = -C_G(V_G - V_T). \quad (V_G \gg V_T)$$

Як бачимо, організація каналу провідності (масивна структура MOS, ETSOI з подвійним затвором чи з одинарним, тощо) якісно картини не змінює – заряд змінюється експоненційно з напругою на затворі нижче від порогу і лінійно – вище від порогу. В загальному випадку $Q \propto V_G$ можна розрахувати чисельно. Разом з тим, як ми покажемо надалі, можна записати емпіричний вираз, що забезпечуватиме коректні результати як нижче, так і вище від порогової напруги.

Підіб'ємо підсумки. Фізика процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , який у свою чергу визначається напругою на затворі V_G . Ми одержали достатньо загальну формулу (11), що пов'язує V_G з ψ_s . В умовах режиму виснаження одержано простіший зв'язок ψ_s із V_G (30), який ми часто використовуватимемо й надалі. Потім ми обговорили поведінку рухливого електронного заряду $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$: яким чином електронний заряд змінюється з поверхневим потенціалом і з напругою на затворі в умовах до й після порогової напруги. Правильні результати для допорогової області

напруг і в режимі сильної інверсії ми одержали, не вдаючись до чисельного розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана. Водночас чисельний розв'язок цього рівняння покриває як підпорогову область та область сильної інверсії, так і перехідну область між ними. Ми розглянули поведінку $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для цілком іншої структури MOS, структури з виключно тонкою кремнієвою підкладкою (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), що характерна для теперішньої тенденції мініатюризації транзисторів. Ми пересвідчилися, що основні особливості структури ETSOI подібні до властивостей масивної структури MOS. Одержано залежності $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для структури ETSOI як нижче, так і вище від порогу напружений. До залежностей, що охоплюють усю область напруг на затворі, ми повернемося в наших подальших статтях. Одержані результати свідчать, що 1D електростатика прийнятна як для масивних структур MOS, так і для структур ETSOI. Однак, далі ми покажемо, як 2D електростатика пояснює, чому структура DG ETSOI має переваги для дуже коротких нанотранзисторів.

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [6], прочитаних он-лайн в 2016 році проф. Марком Лундстромом (Mark Lundstrom), в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u]. В ній також використано напрацювання авторських курсів «Фізика конденсованого середовища» і «Фізика поверхні», який інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для студентів факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Т.Шевченка.

Список використаної літератури

- [1]. R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals* (New York: Addison-Wesley: 1996).
- [2]. B. Streetman, S. Banerjee, *Solid State Electronic Devices* (New York: Prentice Hall: 2005).
- [3]. Chenming Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits* (London, UK: Pearson India: 2009).
- [4]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha., *Sensor Electronics Microsys. Tech.* **15**, № 4: 18 – 40 (2018).
- [5]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha., *Sensor Electronics Microsys. Tech.* **16**, № 1: 24 – 49 (2019).
- [6]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [7]. Y. Tsididis, C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
- [8]. Y. Taur, T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
- [9]. M. Lundstrom, Xingshu Sun, *Notes on the Solution of the Poisson – Boltzmann Equation for MOS Capacitors and MOSFETs* (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5338.
- [10]. M. Lundstrom, *ECE 612 Lecture 14: V_T Engineering* (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5670.
- [11]. Yu. A. Kruglyak, *Nanoelektronika «snizu – vverh»*, (Odessa: TES: 2015) (in Russian).
- [12]. D. Vasileska, D. K. Schroder, D. K. Ferry, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **44**: 584 – 587 (1997).
- [13]. Yu. V. Popyk. *Fizyka napivprovidnykiv* (Uzhhorod: TOV «IVA»: 2014) (in Ukrainian).

Стаття надійшла до редакції 25.03.2019 р.

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: GATE VOLTAGE AND SURFACE POTENTIAL, MOBILE CHARGE IN BULK MOS AND IN THIN SOI

*Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha**

Odesa State Environmental University,
Faculty of Computer Sciences
15 Lvivska Str, Odesa, Ukraine

phone (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

* Taras Shevchenko Kyiv National University

Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Sciences,
4g Hlushkov Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 526 0532

V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine,
41 Nauky Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 525 6033,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

Summary

In the third one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the physics of processes in the semiconductor substrate MOSFET was discussed. This physics is determined by the bending of the zones, which depends on the surface potential ψ_s , which in its turn is determined by the gate voltage V_G . A sufficient general equation connecting V_G with ψ_s is obtained. Under the conditions of the depletion regime, a simpler dependence of ψ_s on V_G is obtained. The behavior of the mobile electron charge $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$ is discussed: how does the electronic charge vary with the surface potential and with the gate voltage in the conditions before and after the threshold voltage. The correct results in the prethreshold range and in the strong inversion mode are obtained without resorting to a numerical solution of the Poisson – Boltzmann equation, but at the same time the numerical solution of this equation covers both the subthreshold region and the strong inversion region, and the transition region between them. The behavior $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$ is also considered for a completely different structure of MOS, a structure with an exceptionally thin silicon on insulator substrate ETSOI, typical for the current trend of miniaturization of transistors. Nevertheless, we demonstrate that the main features of the structure of ETSOI are similar to those of the massive structure of MOS. Dependences $Q \propto \psi_s$ and $Q \propto V_G$ have also been obtained for the ETSOI structure both below and above the threshold. The results obtained suggest that 1D electrostatics is acceptable for both massive MOS structures and ETSOI structures. In the next articles we will show how 2D electrostatics explains why the ETSOI structure with a double gate is preferable for very short nanotransistors.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, ETSOI, transistor metrics, transistor control, virtual source.

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171224>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: НАПРУГА НА ЗАТВОРІ, ПОВЕРХНЕВИЙ ПОТЕНЦІАЛ ТА РУХЛИВИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ЗАРЯД У МАСИВНІЙ СТРУКТУРІ MOS ТА В ТОНКІЙ SOI

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Одеський державний екологічний університет,

факультет комп'ютерних наук,

вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

тел. (067) 725 2209, *E-mail: kruglyak.yual@gmail.com*

* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,

факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,

пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,

пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

Реферат

У третій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто фізику процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , який у свою чергу визначається напругою на затворі V_G . Ми одержали достатньо загальну формулу (11), що пов'язує V_G з ψ_s . В умовах режиму виснаження одержано простіший зв'язок ψ_s із V_G (30), який ми часто використовуваватимемо й надалі. Потім ми обговорили поведінку рухливого електронного заряду $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$: яким чином електронний заряд змінюється з поверхневим потенціалом і з напругою на затворі в умовах до й після порогової напруги. Правильні результати для допорогової області напруг і в режимі сильної інверсії ми одержали, не вдаючись до чисельного розв'язання рівняння Пуассона – Больцмана. Водночас чисельний розв'язок цього рівняння покриває як підпорогову область та область сильної інверсії, так і перехідну область між ними. Ми розглянули поведінку $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для цілком іншої структури MOS, структури з виключно тонкою кремнієвою підкладкою (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI), що характерна для теперішньої тенденції мініатюризації транзисторів. Ми пересвідчилися, що основні особливості структури ETSOI подібні до властивостей масивної структури MOS. Одержано залежності $Q \propto \psi_s$ і $Q \propto V_G$ для структури ETSOI як нижче, так і вище від порогу напружений. До залежностей, що охоплюють усю область напруг на затворі, ми повернемося в наших подальших статтях. Одержані результати свідчать, що 1D електростатика прийнятна як для масивних структур MOS, так і для структур ETSOI. У подальших статтях ми покажемо, як 2D електростатика пояснює, чому структура DG ETSOI має переваги для дуже коротких нанотранзисторів.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, ETSOI, метрика транзисторів, управління транзисторами, віртуальний витік

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

UDC 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171227>

PROSPECTS OF USING SURFACE AND BARRIER CdTe-DIODES IN SOLAR ENERGY

*V. P. Makhniy¹, M. M. Berezovskiy¹, O. V. Kinzerska¹, M. P. Mazur², T. M. Mazur³,
V. V. Prokopiv³*

¹Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University
Kotsyubynsky, 2, 58012 Chernivtsi

e-mail: oksanakinzerska@gmail.com, vpmakhniy@gmail.com

²Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas
Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, 76019

³Vasily Stefanik Prikarpathian National University
Shevchenko, 57, Ivano-Frankivsk, 76018

PROSPECTS OF USING SURFACE AND BARRIER CdTe-DIODES IN SOLAR ENERGY

V. P. Makhniy, M. M. Berezovskiy, O. V. Kinzerska, M. P. Mazur, T. M. Mazur, V. V. Prokopiv

Abstract. The paper discusses the advantages and disadvantages of the most used today semiconductor materials of different structural perfection (single crystals, polycrystalline and amorphous) to create solar cells. The main attention is paid to the study of the possibilities of using surface-barrier diodes (SBD) as photoconverters based on single-crystal cadmium telluride. A number of technological methods for modifying n-CdTe substrates are analyzed, which lead to a significant improvement in the electrical and photoelectric parameters and characteristics of SBD. It is shown that the photoconversion efficiency of SBD based on substrates with surface nanostructure (CdTe:O₂) reaches 13% at 300 K in AM2 lighting conditions. The use of technologies used in the creation of surface-barrier solar cells based on cadmium film telluride is discussed.

Keywords: cadmium telluride, surface barrier diode, solar cell, photoconversion efficiency

ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ ПОВЕРХНЕВО-БАР'ЄРНИХ CdTe-ДИОДІВ В СОНЯЧНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ

*В. П. Махній, М. М. Березовський, О. В. Кінзерська, М. П. Мазур, Т. М. Мазур,
В. В. Прокопів*

Анотація. В роботі обговорюються переваги і недоліки найбільш використовуваних на сьогоднішній день напівпровідникових матеріалів різної структурної досконалості (монокристали, полікристалічні і аморфні) для створення сонячних елементів. Особлива увага приділяється вивченню можливостей використання в якості фотоперетворювачів поверхнево-бар'єрних діодів (ПБД) на базі монокристалічного телуриду кадмію. Аналізується ряд технологічних способів модифікації підкладинок n-CdTe, які призводять до суттєвого покращення електричних та фотоелектричних параметрів і характеристик ПБД. Показано, що ефективність фотоперетворення ПБД на базі підкладинок з поверхневою наноструктурою (CdTe:O₂) досягає 13% при 300 К при умовах освітлення АМ2. Обговорюються варіанти застосування використаних в роботі технологій для створення поверхнево-бар'єрних сонячних елементів на основі плівкового телуриду кадмію.

Ключові слова: телурид кадмію, поверхнево-бар'єрний діод, сонячний елемент, ефективність фотоперетворення

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ CdTe-ДИОДОВ В СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

*В. П. Махний, М. М. Березовский, О. В. Кинзерская, М. П. Мазур, Т. М. Мазур,
В. В. Прокопиев*

Аннотация. В работе обсуждаются преимущества и недостатки наиболее используемых на сегодняшний день полупроводниковых материалов разного структурного совершенства (монокристаллы, поликристаллические и аморфные) для создания солнечных элементов. Основное внимание уделено изучению возможностей применения в качестве фотопреобразователей поверхностно-барьерных диодов (ПБД) на базе монокристаллического теллурида кадмия. Анализируется ряд технологических способов модификации подложек n-CdTe, которые приводят к существенному улучшению электрических и фотоэлектрических параметров и характеристик ПБД. Показано, что эффективность фотопреобразования ПБД на базе подложек с поверхностной наноструктурой (CdTe:O₂) достигает 13% при 300 К в условиях освещения АМ2. Обсуждаются варианты применения используемых в работе технологий для создания поверхностно-барьерных солнечных элементов на основе пленочного теллурида кадмия.

Ключевые слова: теллурид кадмия, поверхностно-барьерный диод, солнечный элемент, эффективность фотопреобразования

INTRODUCTION

The urgency of the energy problem necessitates the development and production of renewable sources, among which a special place is occupied by semiconductor solar cells (SC), which provide direct conversion of solar energy into electrical energy. Despite the many semiconductors that are suitable for creating an SC [1], their real number is limited to several materials that have received the most attention in recent years [2]. Among them, Si_{cr} monocrystalline silicon should be distinguished, which so far continues to occupy a leading position, although the production of the substrates themselves and the structures based on it is a complex and expensive process. On the other hand, the production technology of solar cells on Si_{cr} is in almost perfect condition, and therefore it is quite difficult to find new ways to improve existing technologies that have been worked out for many years as part of the mass production of microelectronic devices. In addition, a theory of photoelectric processes in structures based on single-crystal semiconductors has been developed quite well, and on its basis, appropriate computer programs have been created for optimizing the parameters of silicon SC.

Therefore, in recent times, more and more attention has been paid to other materials, which, in particular, include amorphous silicon (α -Si:H), copper-indium diselenides (CIS) and copper-indium-gallium (CIGS), as well as cadmium telluride (CdTe). Another advantage of these semiconductors compared with Si_{cr} is their more efficient absorption of optical radiation, which allows the manufacture of cheaper thin-film SC. We also pay attention to the sharp increase in thin-film technologies after 2005, the share of which, according to the Institute of Solar Systems. Fraunhofer increased to 8%, of which 5% is accounted for by CdTe films [3]. Meanwhile, the average efficiency achieved by that time η of the heterostructures (HS) of n-CdS/p-CdTe at 300 K in AM1.5 lighting conditions is $\sim 16\%$, which is almost two times less than the theoretical value [2].

It is believed that one of the reasons for this is the short lifetime τ_s of minority carriers causing a high recombination ν_s rate at the interfaces

between the HS components and the grains of the polycrystalline CdTe film. In this regard, the decrease ν_s (increase τ_s) should lead to an improvement in the main parameters of the SC – short circuit current J_{sc} and open circuit voltage V_{oc} . Experimentally this is confirmed by the authors [4], who observed an increase V_{oc} from 0.84 to 0.93 V when replacing a polycrystalline CdTe film with a single-crystal substrate in a heterostructural n-CdS/p-CdTe SC. Low values J_{sc} , and ultimately efficiency these samples are due to the high resistance of sufficiently thick basic p-CdTe substrates, the concentration of free holes in which at 300 K does not exceed $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The improvement in the structural perfection of the photoactive p-CdTe layer in the thin-film n-CdS/p-CdTe EE allowed us to increase η to $\sim 21\%$, although V_{oc} it grew by only 0.03 V [5]. The increase in efficiency in this case is associated with an increase J_{sc} due to a sharp decrease in the series resistance of the HS, determined by a thin layer of p-CdTe. A small increase V_{oc} , taking into account the above, allows us to conclude that the lifetime of minority carriers is determined mainly by recombination processes at the interface of the HS components. Meanwhile, using various methods for passivation the surfaces of single crystals and coarse-grained semi-crystalline films, one can reduce the value ν_s by 1-2 orders of magnitude [6].

This paper discusses a number of technological methods for changing (modifying) the physicochemical properties of the surface of single-crystal n-CdTe substrates, leading to an improvement in the basic electrical and photoelectric parameters of metal-semiconductor contacts, hereinafter referred to as surface barrier diodes (SBD).

TECHNOLOGY OF MANUFACTURING AND BASIC PARAMETERS SBD

The initial substrates were plates of the size $5 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$, which were cut from a bulk crystal of cadmium telluride with a specific resistance of $\sim 20 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ at 300 K. The crystals were grown by the Bridgman method from a melt, did not contain any doping impurities, and had proper-

defect electronic conductivity. The plates were staged mechanically and chemically polished in a solution of $K_2Cr_2O_7:H_2O:HNO_3=4:20:10$, thoroughly washed in distilled water and dried. The substrates prepared in this way had mirror surfaces, and when excited by a He-Ne laser, they had a weak edge luminescence.

An indium ohmic contact was deposited on one of the large sides of the plate, after which part of the substrates were subjected to a series of additional treatments. The first group includes samples that underwent the operation of thermal annealing in air and are further designated by the symbol CdTe:O₂ [7]. Another group consists of samples that were processed in an aqueous suspension of alkali metals [8], in particular, Li-CdTe:Li. And finally, the third group includes chemically etched substrates that have not undergone any additional treatments and are conditionally labeled CdTe. The SBD created on them served as reference, with which the parameters and characteristics of other types of diode structures are compared. The rectifying contact to all groups of samples was vacuum-deposited translucent layers of gold or nickel, and a schematic representation of the structure of the SBD and its lighting conditions are shown in Fig. 1.

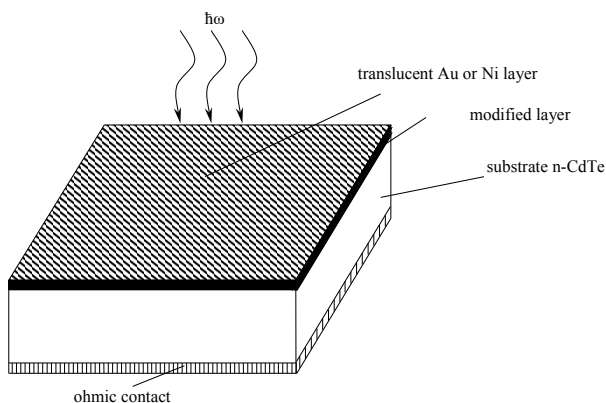


Fig. 1. Schematic representation of the SC structure.

Studies have shown that SBD based on CdTe:Li and CdTe:O₂ substrates have a much higher potential barrier ϕ_0 height than reference ones. This is illustrated by the data in Fig. 2, which depicts the straight branches of the current-voltage characteristics (CVC)

of the objects of research in the field of their linearity. We draw attention to the insignificant difference in the slopes of the rectilinear sections of the current – voltage characteristics of all the diode groups under study. On the one hand, this indicates the proximity of the values of the series resistance R_0 of the diodes, and on the other hand, the negligible contribution of the resistance of the modified layers to the magnitude R_0 .

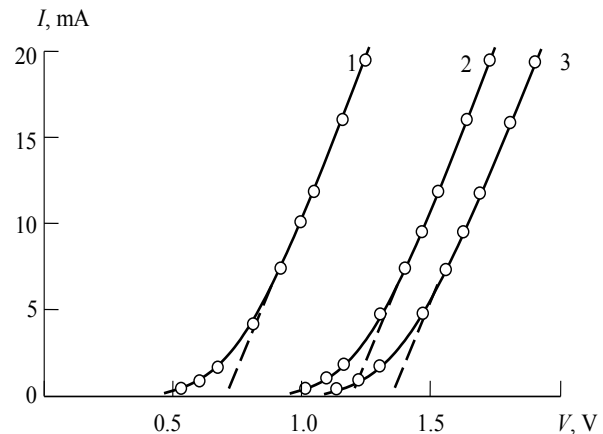


Fig. 2. Straight branches of the current – voltage characteristics of SBD based on CdTe (1), CdTe:Li (2) and CdTe:O₂ (3) substrates at 300 K.

Further analysis of the properties of the objects of research showed that surface modification affects not only the magnitude ϕ_0 , but also significantly changes the nature of the flow of electronic processes, including photoelectric ones. Separate interest in this aspect is caused by CdTe:O₂ substrates, in which surface nanostructure is formed under certain conditions of annealing [7]. This is illustrated by topograms (Fig. 3), obtained using a Nanoscope-III atomic force microscope in the periodic contact mode. It is seen that the surface of CdTe:O₂ samples is characterized by a granular structure with lateral grain sizes of 10–50 nm, which can unite in more (100–500 nm) subgrain, fig. 3a. Note that each of these groups of grains plays its role in the formation of the physical properties of the surface of CdTe:O₂ substrates and SBD based on them, which is discussed in a number of papers [7,9,10]. We also note that the surface morphology of CdTe:Li substrates remains similar to unmodified (Fig. 3a), although

the ϕ_0 SBD are much higher on their basis, Fig. 2. A number of photovoltaic parameters and characteristics of the studied SBD groups are also significantly different, which requires separate consideration

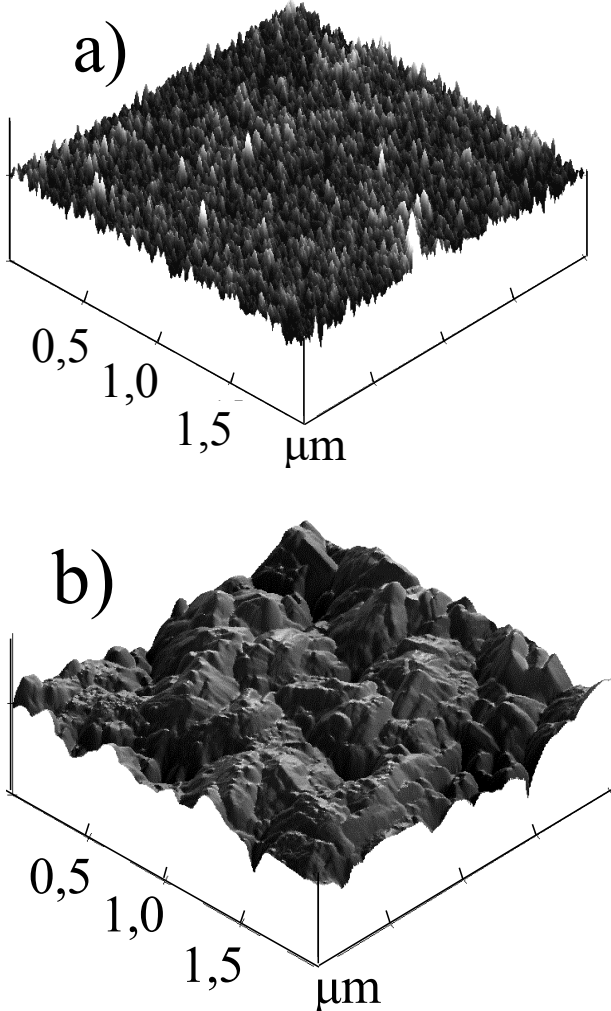


Fig. 3. Fragments of ASM topograms of surfaces of CdTe and CdTe:Li - a, CdTe:O₂ - b substrates.

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF SBD

The study of integrated light characteristics showed that qualitatively similar dependences are observed for all diodes. They were measured using a xenon lamp-based solar simulator and a calibrated set of neutral light filters. In this case, the short circuit current I_{sc} is a linear function of the level of illumination L when it changes within more than four orders of magnitude. Open circuit voltage V_{oc} is proportional $\lg L$ at low and tends to saturate at high levels of

illumination, fig. 4. Absolute values I_{sc} are V_{oc} determined by the type of SBD and magnitude L , and their averaged values, measured for five samples of each group, at 300 K under solar lighting conditions AM2 are given in Table. 1. The short-circuit current density was $J_{sc} = I_{sc} / S$ calculated taking into account the effective photosensitive area, which for the studied samples was $\sim 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$.

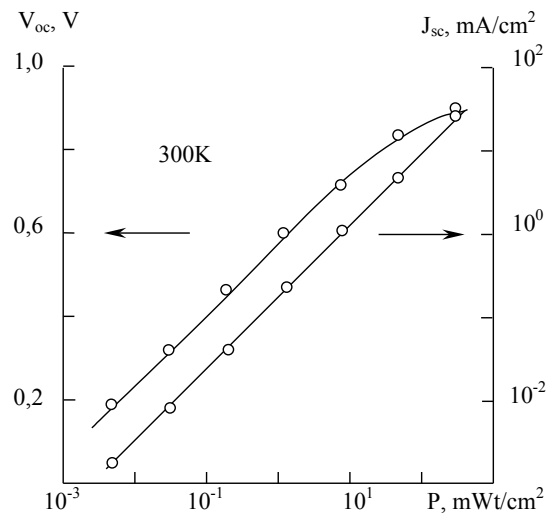


Fig. 4. Dependencies J_{sc} and V_{oc} for SBD based on the CdTe:O₂ substrate on the flux density of solar radiation.

Data analysis table. 1 shows that the modification of the substrates leads to an increase in the efficiency of the SC, and the greatest η is observed for SBD with a quantum-size surface. Note that the change in the efficiency of photoconversion is due to the change in other parameters of the SC associated with it by the well-known expression [1]

$$\eta = \frac{J_{sc} \cdot V_{oc} \cdot FF}{P} \quad (1)$$

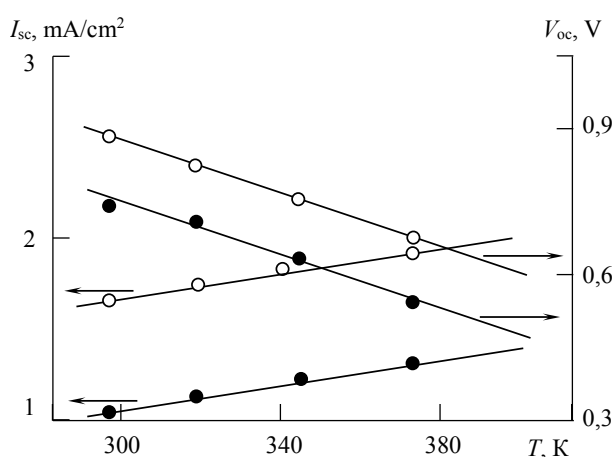
Here FF is the filling factor of the load characteristics of the SC, and P is the power of solar radiation, which with AM2 is 69 mW/cm^2 . Obviously, to maximize the efficiency of photoconversion, one should maximize all three factors in the numerator of the right-hand side of expression (1). Solving this problem requires experimental studies to establish the effect on the above-mentioned parameters not only of the manufacturing techniques of SBD, but also of their operating conditions – temperature, light level, etc.

Table. 1.

The main parameters of the solar cell at 300 K.

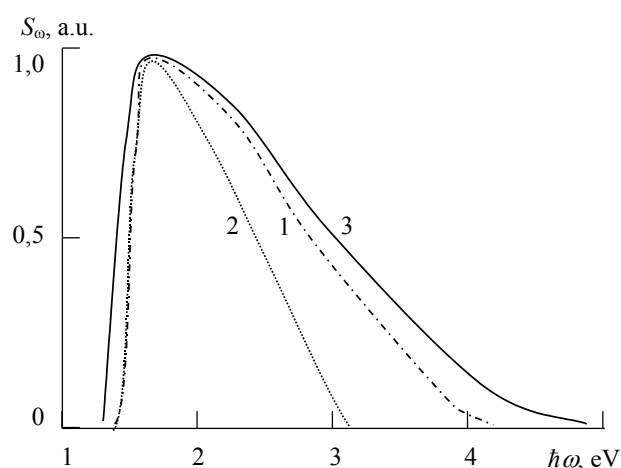
Substrate \ Parameter	CdTe	CdTe:Li	CdTe:O ₂
φ_0 , eV	0,7	1,25	1,35
R_0 , Ohm	30	30	32
V_{oc} , V	0,4	0,75	0,9
I_{sc} , mA/cm ²	10	15	25
FF	0,76	0,78	0,51
η , %	5	9	13

The temperature dependences I_{sc} and V_{oc} of two types of SBD with modified surfaces in AM2 lighting conditions are presented in Fig. 5. It is seen that the increase T leads to an increase in short circuit current, which is caused by a decrease in the diode series resistance, as well as an increase in the number of absorbed low-energy photons, due to a decrease in the width of the band gap. The decrease in the open circuit voltage with an increase in temperature is mainly due to the stronger temperature dependence of the dark current compared to the photocurrent [1]. An additional factor is also a drop in the height of the potential barrier with increase T , characteristic of SBD.


Fig. 5. Temperature dependences for SBD based on CdTe: Li (●) and CdTe:O₂ (○) substrates.

In contrast to the integral, the spectral characteristics are more diverse, since for the

studied SBD they significantly depend on the parameters of the interface (i.e., the actual state of the substrate surface), which in turn are determined by the type of structure, Fig. 6.


Fig. 6. Photosensitivity spectra of SBD based on CdTe (1), CdTe:Li (2) and CdTe:O₂ (3) substrates at 300 K.

Let us discuss the reasons for these differences using the example of metal CdTe:O₂ PBBs, which possess the widest range of photosensitivity S_ω , curve 3 in Fig. 6. First of all, we note that the low-energy edge S_ω of these samples is significantly shifted towards lower energies compared to the reference one. In this case, the cutoff on the abscissa axis is also significantly less than the band gap of cadmium telluride ($E_g \approx 1.5$ eV [1]) and is ~ 1.3 eV. The observed effect in photosensitivity

spectra completely correlates with the features of the optical transmission T_ω spectra of CdTe:O₂ substrates [10]. They are explained by the presence on the modified surface of subgrains with sizes of 100–500 nm (Fig. 3a), which can cause processes of multiple reflection and scattering of light, leading to an increase in the absorption length. This leads to a significant decrease in the absolute value of the transmittance and an adequate increase in the absorption coefficient α_ω , since in the first approximation we can assume that $\alpha_\omega \approx 1 - T_\omega$. We draw attention to the fact that the most efficient scattering will occur on subgrains with a size of $d \leq 0,1-0,2 \lambda$, the intensity of the scattered light I_d in the first approximation obeys the Rayleigh law $I_d \sim \lambda^{-4}$. The wavelength λ_0 corresponding to the edge of fundamental absorption is easily determined by the well-known formula $\lambda_0 = 1,24 / E_g \approx 1,24 / 1,5 \approx 0,825 \mu\text{m}$. The sizes of inhomogeneities for this λ_0 lie in the range of 80–160 nm and fall into the range of lateral sizes of subgrains on the modified surface of CdTe:O₂ substrates, Fig. 3a. A decrease λ (increase ω) leads to a decrease T_ω , an adequate growth α_ω and a corresponding shift of the absorption edge to a region of lower energies as compared to E_g CdTe. Since the photocurrent is proportional α_ω , an increase in the latter causes the appearance of photosensitivity in the region $\hbar\omega < E_g$, Fig. 6. Note that a similar behavior of the transmission spectra of samples with SNS is also observed on other semiconductor substrates [16–18] and is most likely a law than an exception to the rule.

We also pay attention that this effect is due precisely to the surface morphology, and not to the appearance of another chemical compound as a result of annealing. This is confirmed by several experimental facts. The first of these is that the differential reflection spectra of CdTe and CdTe:O₂ substrates are the same and contain a peak corresponding to the band gap of CdTe. Secondly, the temperature dependence of the low-energy edge of the curve S_ω (cut-off $\hbar\omega_0$ in Fig. 7) practically tracks the course $E_g(T)$, since the coefficient $\gamma_{\hbar\omega_0} = d(\hbar\omega_0) / dT \approx 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ eV/K}$ within the accuracy of the experiment is consistent with $\gamma_{E_g} = dE_g / dT \approx 4.1 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ cadmium telluride.

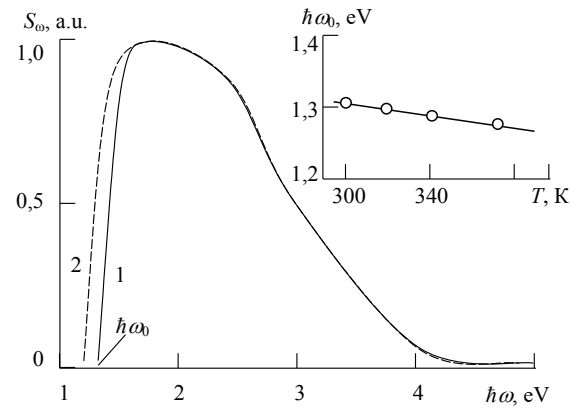


Fig. 7. Photosensitivity spectra of SBD based on CdTe:O₂ substrates at different temperatures: 1 – 300, 2 – 370 K. The inset shows the temperature dependence $\hbar\omega_0$ of the cutoff at $S_\omega = 0$.

In the photon energy $\hbar\omega > E_g$ region, the photosensitivity spectrum of an ideal photodiode can be represented by the expression [11]

$$S_\omega \approx \eta / \hbar\omega, A/W \quad (2)$$

which does not describe any of the curves in fig. 6, which also have different high-energy boundaries (here η quantum efficiency). Let us pay attention to the fact that these differences are not related to the different thickness of the semitransparent rectifying contact, since for all presented in fig. 6 diodes it was deposited simultaneously in one technological cycle. Meanwhile, the above-noted discrepancies between the expected and experimental spectra are due to the different contributions of surface effects. Indeed, in the region of direct transitions $\hbar\omega > E_g$, taking into account the CdTe direct gap, the absorption coefficient quickly increases to 10^5 cm^{-1} . This causes a sharp increase in the effective penetration depth of radiation to $\alpha_\omega^{-1} \leq 0.1 \mu\text{m}$, and therefore most of it is absorbed in the near-surface layer, where surface recombination processes dominate. The velocity of the latter can be estimated by comparing the experimental photosensitivity spectra with the theoretical expression for S_ω , obtained from the continuity equation with allowance v_s , as well as for the drift and diffusion components of the photocurrent [12]. Studies have shown that the surface recombination rate in diodes made

on CdTe:O₂ substrates is one and two orders of magnitude lower than in structures based on CdTe:Li and CdTe, respectively [12].

This pattern of behavior ν_s is also confirmed by a number of experimental facts. First of all, we turn our attention to higher values S_ω in the high-energy region of the spectrum of Au-CdTe:O₂ diodes in comparison with samples of other types, Fig. 6. Secondly, given that the photoluminescence I_{ph} intensity in the first approximation is inversely proportional to the surface recombination rate, one should also expect differences in the values I_{ph} for substrates of different types. Studies do show that the intensity of photoluminescence in a series of CdTe:O₂, CdTe: Li, CdTe substrates decreases by almost three orders of magnitude. At the same time, the efficiency of the edge emission band of CdTe:O₂ substrates at 300 K reaches several tenths of a percent [10].

Note that SBD made on substrates with a maximum edge luminescence intensity have the highest photoconversion efficiency. In this regard, luminescence can be used as a non-destructive method to optimize the size η of SBD made on n-CdTe substrates with other parameters. In conclusion, we note that rather high values of $\eta \approx 13\%$ were obtained in the absence of antireflection coated, as well as optimization of the basic electrophysical parameters of the base substrates and the design of the SC. This indicates additional potentialities for increasing the efficiency of photoconversion of SBD based on cadmium telluride.

CONCLUSION

Thus, the above results indicate that it is possible in principle to use cadmium telluride-based SBD as an SC. Note that although they were obtained for single-crystal substrates, the proposed technological methods can be successfully transferred to thin films. The basis for this, in particular, is the work [14], which reports on the creation of a quantum-size surface in thin CdTe films synthesized by the hot wall method. A relatively simple technology for producing thin layers of cadmium telluride with high hole conductivity

may also be very promising [15]. Films created with its help can be the basis for fairly simple and cheap n-ITO/p-CdTe heterostructures with potentially high photoconversion efficiency.

LITERATURE

[1]. A. Fahrenbruch, R. Bub. Solar Elements: Theory and Experiment. Energoatomizdat, M. 280 p. (1987).

[2]. V. F. Gremenok, M. S. Tivanov, V. B. Zaleski. Solar cells based on semiconductor materials. Ed. Centre. BSU, M. 222 p. (2007).

[3]. S. Philips. Photovoltaics Report. Fraunhofers Institute for Solar Energy Systems. (2016).

[4]. I. N. Duenow, I. M. Burst, D. S. Albin, D. Kuciauskas, S. W. Johuston, R. C. Reedy, W. K. Metzger. Single-crystal CdTe solar cells with V_{oc} greater than 900 mV // Appl. Phys. Lett., 2014, V. 105, P. 053903.

[5]. M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, E. D. Dunlop. Solar cell efficiency tables (version 47) // Prog. Photovolt: Res. Appl., 24, pp. 3-11 (2016).

[6]. M. O. Reese, C. L. Perkins, I. M. Burst, S. Farrell, T. M. Bames, S. W. Jonston. Intrinsic surface passivation of CdTe // J. Appl. Phys., 118, pp. 155305 (2015).

[7]. V. P. Makhniy. The effect of thermal annealing on the physical properties of the surface layers of single-crystal cadmium telluride. // Surface. X-ray, synchronous and neutron studies, 5, pp. 93-97 (2006).

[8]. V. P. Makhniy, M. V. Skrypnyk. Thanks to contact metal-n-CdTe. // Patent of Ukraine for the cinnamon model UA №31891 etc. from 25. 04. 2008 p.

[9]. V. P. Makhniy. Features of the physical properties of the modified surface of cadmium telluride. // FTP, 39 (7), pp. 826-828 (2005).

[10]. V. P. Makhniy, M. M. Slyotov, N. V. Skrypnyk. Peculiar optical properties of modified surface of monocrystalline cadmium telluride. // Ukr. J. Phys. Opt., 10(1), pp. 54-60 (2009).

[11]. S. Zi. Physics of semiconductor devices. Mir, M. 2. 352 p. (1984).

[12]. M. Lavagna, J. P. Pique, Y. Mazfaing. Theoretical analysis of the quantum photoelectric yield in Schottky diodes. // Solid State Electron,

20, pp. 235-240 (1977).

[13]. V. P. Makhniy, I. I. German, E. I. Chernykh. Effect of treatment on the surface parameters of single-crystal substrates of cadmium telluride. // *Surface. X-ray, synchronous and neutron studies*, 5, pp. 65-67 (2013).

[14]. T. M. Mazur, V. P. Makhniy, V. V. Prokopiv, M. M. Slyotov. Termal annealing effect on optical properties of the cadmium telluride films. // *J. Nano- and Electronic Phys.*, 9(5), pp. 05047 (2017).

[15]. V. P. Makhniy, T. M. Mazur, M. M. Berezovsky, O. V. Kinzerska, V. V. Prokopiv. Hole conductivity of the layers of cadmium telluride with Li and Ca impurities. // *Phys. and*

Chem. of Solid State, 19(4), pp. 313-315 (2018).

[16]. V. P. Makhniy, V. V. Melnyk, M. M. Sletov, P. N. Gorley, Xiyan Zang. Optical properties of cadmium sulfide with quantum-scale surface structure. // *Proc. of SPIE*, 6029, pp. 60291B-1-60291B-5 (2005).

[17]. V. P. Makhniy, I. I. German, V. M. Sklyarchuk. Optical properties of microporous n-GaAs. // *Telecom. and Radio Engineer.*, 74(16), pp. 1467-1472 (2015).

[18]. P. P. Horley, Yu. V. Vorobiev, V. P. Makhniy, V. M. Sklyarchuk. Optoelectronic properties of Ni-GaP diodes with a modified surface. // *Physica E*, 74, pp. 227-231 (2016).

Стаття надійшла до редакції 18.04.2019 р.

UDC 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171227>

PROSPECTS OF USING SURFACE AND BARRIER CdTe-DIODES IN SOLAR ENERGY

V. P. Makhniy¹, M. M. Berezovskiy¹, O. V. Kinzerska¹, M. P. Mazur², T. M. Mazur³, V. V. Prokopiv³

¹Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University
Kotsyubynsky, 2, 58012 Chernivtsi

e-mail: oksanakinzerska@gmail.com, vpmakhniy@gmail.com

²Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas
Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, 76019

³Vasily Stefanik Prikarpathian National University
Shevchenko, 57, Ivano-Frankivsk, 76018

Summary

The paper discusses the advantages and disadvantages of the most used today semiconductor materials of different structural perfection (single crystals, polycrystalline and amorphous) to create solar cells. The main attention is paid to the study of the possibilities of using surface-barrier diodes (SBD) as photoconverters based on single-crystal cadmium telluride. A number of technological methods for modifying n-CdTe substrates are analyzed, which lead to a significant improvement in the electrical and photoelectric parameters and characteristics of SBD. It has been established that the treatment of substrates in an aqueous suspension of alkali metal salts causes the potential barrier ϕ_0 height and the open circuit voltage of diodes V_{oc} based on them to increase by about 1.8 times compared with similar parameters of SBD on the base substrates. Annealing of the latter

under certain conditions in air leads to the formation of a surface nanostructure, as a result of which not only almost a twofold increase is observed ϕ_0 and V_{oc} , but also a significant expansion of the photosensitivity S_ω spectrum of diodes based on unmodified substrates. It was established that the surface recombination rate of SBD on the basis of substrates with surface nanostructures is two and one orders of magnitude lower than in structures based on basic substrates and treated in suspension of alkali metal salts, respectively.

It is shown that the photoconversion efficiency of SBD based on substrates with surface nanostructure (CdTe:O₂) reaches 13% at 300 K in AM2 lighting conditions. The use of technologies used in the creation of surface-barrier solar cells based on cadmium film telluride is discussed.

Keywords: cadmium telluride, surface barrier diode, solar cell, photoconversion efficiency

УДК 621.315.592

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171227>

ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ ПОВЕРХНЕВО-БАР'ЄРНИХ CdTe-ДІОДІВ В СОНЯЧНІЙ ЕНЕРГЕТИЦІ

В. П. Махній¹, О. В. Кінзерська¹, М. П. Мазур², Т. М. Мазур³, В. В. Проконів³

¹Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича
вул. Коцюбинського, 2, м. Чернівці, 58012
e-mail: oksanakinzerska@gmail.com, vpmakhniy@gmail.com

²Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу
вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, 76019

³Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника
вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76018

Реферат

В роботі обговорюються переваги і недоліки найбільш використовуваних на сьогоднішній день напівпровідникових матеріалів різної структурної досконалості (монокристали, полікристалічні і аморфні) для створення сонячних елементів. Особлива увага приділяється вивченню можливостей використання в якості фотоперетворювачів поверхнево-бар'єрних діодів (ПБД) на базі монокристалічного телуриду кадмію. Аналізується ряд технологічних способів модифікації підкладинок n-CdTe, які призводять до суттєвого покращення електричних та фотоелектричних параметрів і характеристик ПБД.

Встановлено, що обробка підкладинок в водній суспензії солей лужних металів викликає зростання висоти потенціального бар'єру ϕ_0 і напруги холостого ходу V_{oc} діодів на їх основі приблизно в 1,8 разів в порівнянні з аналогічними параметрами ПБД на базових підкладках. Відпал останніх при певних умовах на повітрі призводить до утворення поверхневої наноструктури, в результаті чого спостерігається не тільки збільшення майже в два рази ϕ_0 і V_{oc} , але й суттєве розширення спектру фоточутливості S_ω діодів на базі не модифікованих підкладинок. Встановлено, що швидкість поверхневої рекомбінації ПБД на базі підкладинок

з поверхневою наноструктурою на два і один порядок менше, ніж в структурах на основі базових підкладинок і оброблених в суспензії солей лужних металів відповідно.

Показано, що ефективність фотоперетворення ПБД на базі підкладинок з поверхневою наноструктурою ($\text{CdTe}:\text{O}_2$) досягає 13% при 300 К при умовах освітлення AM2. Обговорюються варіанти застосування використаних в роботі технологій для створення поверхнево-бар'єрних сонячних елементів на основі плівкового телуриду кадмію.

Ключові слова: телурид кадмію, поверхнево-бар'єрний діод, сонячний елемент, ефективність фотоперетворення

АКУСТОЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ

ACOUSTOELECTRONIC SENSORS

УДК 621.391:534

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171238>

ПРИСТРОЇ НА ПАХ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. І. Лепіх

Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр МОН і НАН України при
Одеському національному університеті імені І.І. Мечникова,
вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

ПРИСТРОЇ НА ПАХ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. І. Лепіх

Анотація. У статті аналізуються підходи і методи розвитку перспективного розділу акустоелектроніки - пристрої на поверхневих акустичних хвилях (ПАХ) з керованими характеристиками. Аналізуються різні принципи побудови керованих (активних) акустоелектронних пристроїв різного функціонального призначення, наводяться досягнуті параметри пристроїв. Робляться оцінки технічних і техніко-економічних характеристик пристроїв з позицій можливого виходу їх на ринок.

Ключові слова: акустоелектронні пристрої з керованими характеристиками на поверхневих акустичних хвилях

DEVICES ON SAW WITH CONTROLLED CHARACTERISTICS

Ya. I. Lepikh

Abstract. The article is devoted to the important section of acoustoelectronics - devices on the surface acoustic waves (SAW) with controlled characteristics. The article contains a significant overview part, analysis of the existing methods for characteristic managing, as well as a description of the proposed developed new method, which is based on the angular dependence of the phase

velocity of SAW propagation in single crystal piezoelectrics. Examples of practical implementation of the method in specific devices are given, the achieved and possible areas of application are indicated.

Keywords: acoustoelectronic devices with controlled characteristics on the surface acoustic waves

УСТРОЙСТВА НА ПАВ С УПРАВЛЯЕМЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. И. Лепих

Аннотация. Статья посвящена важному разделу акустоэлектроники - устройствам на поверхностных акустических волнах (ПАВ) с управляемыми характеристиками. Статья содержит значительную обзорную часть, анализ существующих методов управления характеристиками, а также описание предложенного разработанного нового метода, основанного на эффекте угловой зависимости фазовой скорости распространения ПАВ в монокристаллических пьезоэлектриках. Приводятся примеры практической реализации метода в конкретных устройствах, указываются достигнутые и возможные области применения.

Ключевые слова: акустоэлектронные устройства с управляемыми характеристиками на поверхностных акустических волнах

Аналіз і постановка задачі

Досягнуті на даний час наукові успіхи в акустоелектроніці пов'язані, головним чином, з результатами розробок пасивних пристроїв - фільтрів і ліній затримки (ЛЗ) різного призначення, що підтверджується масовим виробництвом деяких з них, наприклад, фільтрів на ПАХ для підсилювачів проміжної частоти каналів звуку і зображення кольорового телебачення, для мобільного стільникового зв'язку тощо [1]. І хоча в цій області ще мають місце проблеми, пов'язані, зокрема, зі створенням і використанням нових функціональних матеріалів, підвищенням параметрів пристроїв, удосконаленням машинних методів проектування і технологічних процесів вони не носять принципового характеру і не визначають значне розширення впровадження акустоелектроніки в різні галузі техніки і виробництва. Дослідження ж останніх років показали, що більш повна реалізація великих потенційних можливостей акустоелектроніки в цілому пов'язана з вирішенням проблем

управління характеристиками акустоелектронних пристроїв і, перш за все, пристроїв на ПАХ. Успіхи досліджень в цьому напрямку дозволяють збільшити кількість виконуваних пристроями функцій, забезпечити виконання більш складних функцій за менший проміжок часу при менших масогабаритних параметрах, збільшивши таким чином «інформаційну ємність» акустоелектронного пристрою.

Основний метод управління характеристиками акустоелектронних пристроїв на ПАХ базувався на взаємодії зовнішнього електричного поля з електричним полем пов'язаним з електричним полем, що має місце на поверхні пьезоелектрика при поширенні в ньому ПАХ [2-7].

Базовою фундаментальною роботою з дослідження управління ПАХ слід вважати роботу Ю. В. Гуляєва [2], в якій було запропоновано здійснювати управління частотою і амплітудою сигналу впливом зовнішнього електричного поля на ПАХ в п'єзоелектрику. Структурна схема такого підсилювача показана на рис. 1.

Прикладаючи до напівпровідникової пластини 4 напругу тієї чи іншої полярності можна отримати посилення або послаблення сигналу, що генерується вхідним зустрічно-штирьовим перетворювачем (ЗШП) 3, внаслідок того, що носії заряду що дрейфують у напівпровіднику, притиснутого до поверхні п'єзоелектричного кристала взаємодіють з електричним полем, яке супроводжує ПАХ. Якщо напруга дрейфу така, що швидкість дрейфу носіїв заряду більше швидкості поширення ПАХ, то відбувається перетворення («перекачування») енергії носіїв заряду напівпровідника в енергію ПАХ і таким чином відбувається посилення сигналу.

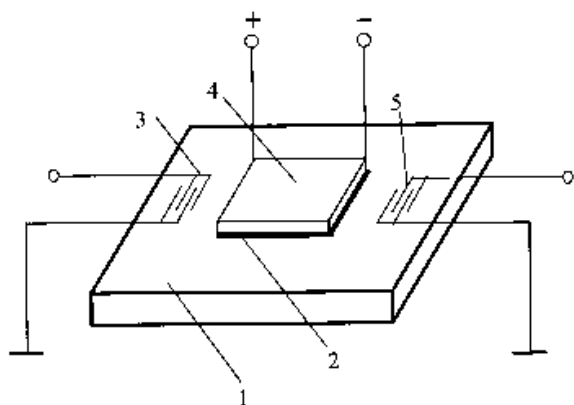


Рис. 1. Підсилювач сигналів на ПАХ.

1 - п'єзоелектричний звукопровід; 2 - розділяюча прокладка; 3, 5 - вхідний і вихідний зустрічно-штирьові перетворювачі; 4 - напівпровідникова пластина.

Дослідження взаємодії ПАХ з дрейфуючими носіями заряду і електричних полів в монолітних шаруватих структурах, в тому числі з напівпровідниковою плівкою, яка являє собою одночасно акустичний хвилевід для ПАХ типу $\Delta V/V$ всебічно проведені в [3]. Як п'єзоелектричний матеріал використовувався YZ-зріз $LiNbO_3$, а як напівпровідник - плівка $InSb$ товщиною ~ 500 Å. Електропровідність плівки становила $48 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$, дрейфова рухливість - $1720 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$. У створеному на основі проведених досліджень підсилювачі з центральною частотою 280 МГц і шириною

смуги пропускання 6 МГц при напрузі живлення 1,1 кВ отримане посилення сигналу дорівнює 24 дБ. При цьому активна довжина плівки становила 1 см, а ширина 34 мкм. Однак досягнуті в управлінні ПАХ таким чином результати (до 1% зі зміни робочої частоти) практично не виводять розробки за рівень лабораторних досліджень.

В [4] показано також, що застосування такого підсилювача можливо в лініях затримки на ПАХ і смугових фільтрах на ПАХ. Це дозволяє поліпшити їх основні параметри, зокрема, зменшити рівень трипролітного сигналу і внесені втрати (до 2^x дБ) в ЛЗ, а в фільтрі знизити порізаність АЧХ і внесені втрати сигналу.

Підсилюванням в фільтрах ПАХ можна досягти високого рівня придушення паразитних сигналів за смугою пропускання. Таким чином, основне застосування акустоелектронних підсилювачів такого типу бачиться все-таки не в керованих, а в пасивних акустоелектронних пристроях в якості допоміжних елементів і, можливо, тільки в окремих специфічних ситуаціях вони зможуть витіснити підсилювачі інтегральної електроніки.

З результатів роботи [4] представляється також непростим перехід від лабораторної технології отримання монолітних шаруватих структур $LiNbO_3$ -діелектрична плівка- $InSb-SiO_2$ з впевнено контрольованими електрофізичними параметрами (ЕФП) плівок до промислової технології їх виробництва.

В [5] досліджувалася можливість управління акустичними полями за допомогою перевипромінювання акустичних хвиль за рахунок вторинної п'єзоелектричної взаємодії, яка дозволила дещо поліпшити параметри керованих акустоелектронних пристроїв.

Авторами [6] отримано в титанаті стронцію зміну швидкості поширення ПАХ на 0,02% при напруженості $E = 20 \text{ кВ/см}$. Незважаючи на відсутність якісно нових досягнень у використанні для управління електричним полем характеристиками акустоелектронних пристроїв, дослідження в цьому напрямку тривають.

Увагу багатьох дослідників привернула ідея управління за допомогою зміни ЕФП або пружних параметрів п'єзоелектричних матеріалів звукопроводу, що може бути отримано, наприклад, шляхом деформації звукопроводу [8-12].

Ця ідея реалізується головним чином шляхом механічної дії на п'єзоелектричний звукопровід. Принципово такий вплив може здійснюватися всіма видами деформації: стисненням, розтягуванням, крутінням, зсувом, згином і комбінованим. Найбільшого поширення до даного часу отримали конструкції, в яких використовується деформація згину монокристалічних звукопроводів, виконаних у вигляді консолі або мембрани, на одній або обох поверхнях яких, розташовані структури ЗШП. Типова схема деформації згином консолі показана на рис. 2.

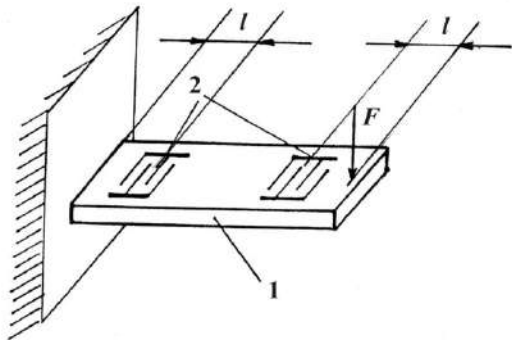


Рис. 2. Структурна схема управління характеристиками ПАХ деформацією консолі згином. 1 - консоль з п'єзоелектрика, 2 - вхідний і вихідний ЗШП.

Деформація згину використовується частіше інших внаслідок принципово більш простого взаємозв'язку між механічною дією і вихідними параметрами електричного сигналу, що спрощує аналіз фізичного механізму та дає швидкий практичний результат. При деформації, яка виникає внаслідок механічного впливу, в загальному випадку має місце зміна постійних пружності C_{ij} і щільності ρ матеріалу, які призводять до зміни швидкості поширення акустичної хвилі. Одночасно змінюються лінійні розміри звукопроводу. Величина цих змін

залежить від ЕФП матеріалу звукопроводу, кристалографічного зрізу і геометричних розмірів, які обумовлюють домінуючі типи і моди акустичних хвиль. У загальному випадку зміна матеріальних констант і лінійних розмірів звукопроводу може мати різний знак і в процесі досліджень це важливо мати на увазі, що не завжди роблять деякі дослідники.

В результаті досліджень [10] було встановлено, що з точки зору ефективності перетворення і поліпшення співвідношення сигнал / шум оптимальне розташування ЗШП від місця защемлення консолі визначається простим виразом

$$l = W \cdot n \cdot \frac{\lambda}{4}, \quad (1)$$

де W - апертура ЗШП;
 n - просте непарне число;
 λ - довжина хвилі.

Використання тензочутливого елемента на ПАХ мембранного типу (рис. 3), який частіше використовується в датчиках тиску, є більш складним завданням, оскільки при проектуванні необхідно розраховувати розподіл механічної напруги по площі пластинки з метою визначення оптимального місця розташування структур ЗШП і їх орієнтації для отримання максимальної чутливості приладу [11, 12].

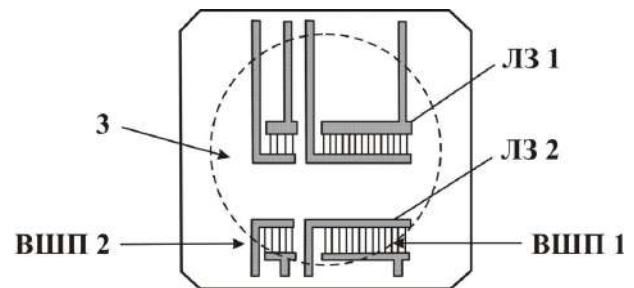


Рис. 3 Тензочутливий елемент на ПАХ мембранного типу. ЛЗ 1, ЛЗ 2 - лінії затримки на ПАХ; ЗШП 1, ЗШП 2 - вихідний і вхідний перетворювачі ПАХ; 3 - мембрана.

Для залежності частоти побудованого на такому елементі генератора, величини деформації і температури отримано вираз [11]

$$d\omega(X_i)/\omega_0 = S_x \varepsilon(X_i) + \alpha_T T S_T + d\omega(\varphi_e)/\omega_0, \quad (2)$$

де S_x , S_T - коефіцієнти деформаційної і температурної чутливості сенсора на ПАХ;

$\varepsilon(X_i)$ - відносна деформація чутливого елемента під дією механічного параметра X_i ;

α_T - температурний коефіцієнт лінійного розширення матеріалу мембрани;

T - температура навколишнього середовища;

φ_e - фазові набіги в підсилювачі.

Як елементи на ПАХ використовують або ЛЗ, або резонансні структури [12], а в якості звукопровода - монокристали кварцу Y -або ST -зрізів.

Принципово інший підхід з управління поширенням об'ємних хвиль і ПАХ базується на використанні ефектів обумовлених акусто-доменною взаємодією в специфічному класі функціональних матеріалів – сім'ї сегнетоелектриків з індукованими періодичними доменними структурами, зокрема на основі рідкоземельних молібдатів [13-16], серед яких слід відзначити в першу чергу монокристали молібдата гадолінію $Gd_2(Mo_4)O_3$ (GMO) і ізомерного йому молібдата тербія (TMO). Ці матеріали відрізняються одночасною наявністю властивостей сегнетоеластиків і сегнетоелектриків, а також задовільними ЕФП і акустичними характеристиками.

Специфічною особливістю структур доменів в GMO , пов'язаною з функціональною властивістю сегнетоеластиків, є існування в них регулярних доменних структур, які піддаються груповому управлінню їх рухом і зміні їх геометричних розмірів за допомогою зовнішнього електричного або механічного полів.

Специфічною особливістю структур GMO є також те, що доменні границі (ДГ), що розділяють сусідні домени можуть мати тільки цілком певну кристалографічно обумовлену орієнтацію. Однак управління з необхідною точністю положення ДГ є складним завданням.

Аналіз отриманих результатів досліджень, досягнутих з використанням розглянутих вище методів управління характеристиками акустоелектронних пристроїв показує, що вони не задовольняють зростаючим вимогам інформаційних систем, радіоелектронної промисловості, сенсорної електроніки за основними параметрами. Тому актуальним завданням в цьому перспективному напрямку є дослідження нових фізичних принципів управління, які базуються на нових фізичних ефектах.

Новий підхід до побудови керованих пристроїв на ПАХ

Як відомо, на поширення ПАХ істотно впливає анізотропія монокристалічних п'єзоелектриків. На рис. 4, зокрема, схематично показана кутова залежність фазової швидкості ПАХ в анізотропному п'єзоелектрику. Для прикладу, залежність величини

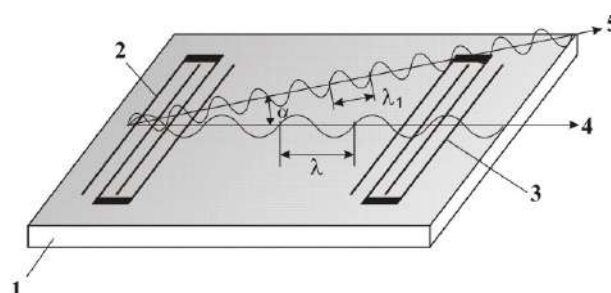


Рис. 4 Схематичне представлення поширення ПАХ в анізотропному п'єзоелектрику. 1 – монокристалічний п'єзоелектрик, 2 – вхідний ЗШП, 3 – вихідний ЗШП, 4 – кристалографічна вісь, 5 – напрямок поширення ПАХ під кутом α .

фазової швидкості поширення ПАХ від кута між вектором фазової швидкості і кристалографічною віссю для монокристала п'єзокварца ST - і Y -зрізу представлена графіком на рис. 5 [17,18].

У пасивних пристроях (смугових і дисперсійних фільтрах, лініях затримки тощо) цей ефект має негативне значення, оскільки в процесі виготовлення може призводити до спотворення розрахункових характеристик,

зокрема, внаслідок дифракції та відхилення пучка ПАХ, ускладнює технологію виготовлення пристроїв через необхідність точної орієнтації системи ЗШП відносно кристалографічних осей тощо. У той же час вплив анізотропії на поширення ПАХ дає можливість використання цього ефекту для управління характеристиками акустoeлектронних пристроїв. Очевидно, що ефективність використання кутової залежності фазової швидкості поширення ПАХ в кристалічних п'єзоелектриках для управління характеристиками вимагає відповідного конструктивного підходу.

Найбільш придатним для цих цілей представляється метод безконтактного збудження і детектування ПАХ в п'єзокристалічному звукопроводі.

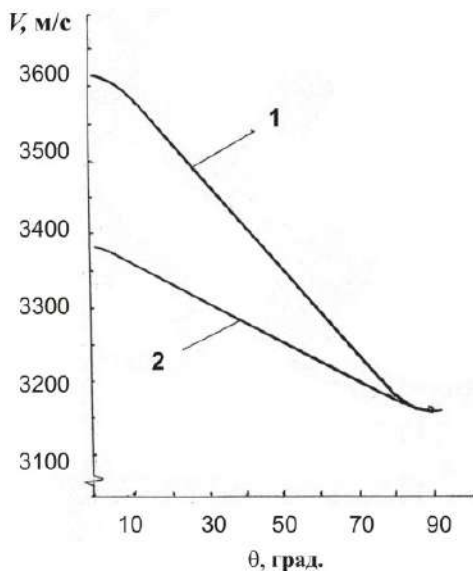


Рис. 5. Кутова залежність фазової швидкості поширення ПАХ у кварці: 1 - ST-зріз, 2 - Y-зріз.

Принципова можливість застосування такого методу підтверджується результатами робіт нечисленних дослідників. У певному сенсі безконтактна передача сигналу ПАХ здійснюється при акустoeлектронній взаємодії, яка використовується в акустoeлектронних конвольверах. Однак у всіх випадках ні в теоретичному, ні в експериментальному плані не ставилося завдання визначен-

ня ефективності безконтактного перетворення сигналу з урахуванням властивостей п'єзоелектрика, величини і властивостей зазору, характеру електричного зв'язку між ЗШП і п'єзоелектриком через зазор з метою практичного використання в керованих пристроях на ПАХ.

Нами отримано залежність відносної ефективності перетворення ПАХ Релея $E_{\text{оп}}$ від нормованої величини зазору у вигляді

$$E_{\text{оп}} = (1 - \text{tg}kh) / (1 + \text{ctg}kh), \quad (3)$$

де k - хвильове число для швидкості ПАХ на вільній поверхні;

ϵ - відносна діелектрична проникність матеріалу між ЗШП і п'єзоелектриком;

h - товщина прошарку діелектрика (по-вітря) між площиною ЗШП і п'єзоелектриком.

Досліджений нами принцип управління характеристиками акустoeлектронних пристроїв на ПАХ особливо ефективний при створенні сенсорів на ПАХ [19] і покладений в основу розробки уніфікованого перетворювача для сенсорів (датчиків) різного функціонального призначення, базова структурна схема якого наведена на рис. 6.

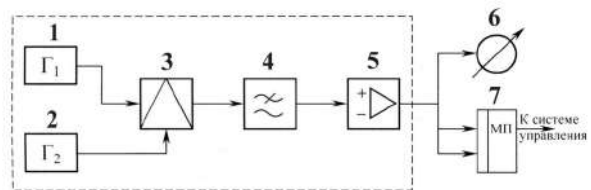


Рис. 6 Базова структурна схема сенсора. 1 - генератор з елементами на ПАХ; 2 - опорний генератор; 3 - змішувач; 4 - фільтр нижніх частот; 5 - підсилювач; 6 - прилад, що реєструє; 7 - мікропроцесор.

Як показано в [20], викладений принцип дозволяє досягти зміни робочої частоти перетворювача в межах 10%, що в 5-6 разів більше ніж в аналогах, побудованих на інших фізичних принципах.

Ефективність розробленого методу підтверджена створеними пристроями з заданими

технічними характеристиками. Як приклад на рис. 7 представлені фотографії сенсорів кута повороту і тиску.



а)



б)

Рис. 7 Сенсори: а) кута повороту, б) тиску.

Як видно з фото на рис. 7, конструктивно кожен з сенсорів виконаний у вигляді закінченої конструкції, що складається з корпусу і елементів забезпечення функціонального призначення.

Сенсор (датчик) кута повороту містить внизу вісь обертання, приєднувану до обертових деталей на устаткуванні. Тут же на нижній частині корпусу можуть бути (інше конструктивне виконання) гвинти для кріплення на відповідному устаткуванні з відповідними установочними розмірами. У верхній частині корпусу є відповідні стандартні роз'єми для підведення електричного живлення вторинного перетворювача всередині корпусу і зняття корисного вихідного сигналу. Усередині корпусу, зрозуміло, встановлений основний акустoeлектронний перетворювач.

Сенсор (датчик) тиску містить зліва на корпусі штуцер для подачі тиску повітрям, а

зверху - також стандартні роз'єми для подачі електроживлення і зняття вихідного сигналу. Усередині корпусу - уніфікований акустoeлектронний елемент на ПАХ.

Основні технічні характеристики сенсора кута повороту:

- Максимальний вимірюваний кут, град.60
- Похибка вимірювання кута, хв, не більше1
- Діапазон робочих частот вихідного сигналу, МГц...15,6-16,6
- Споживаний струм, мА 30 ± 2

Основні технічні характеристики сенсора тиску:

- Діапазон вимірюваних тисків, кПа ...98 - 2450
- Діапазон робочих частот вихідного сигналу, МГц15,6 - 16,6
- Потужність, мВт, не більше300
- Основна похибка, %, не більше0,5

Висновки

Проаналізовано результати досліджень методів управління основними характеристиками ПАХ-пристроїв. Показано, що метод який базується на використанні кутової залежності фазової швидкості поширення ПАХ в п'єзоелектричних монокристалах забезпечує можливість досягти суттєвої керованості ними - в 5-6 разів більше по робочій частоті, ніж аналоги. Це дає перспективу практичного застосування для створення нового класу керованих акустoeлектронних пристроїв - датчиків фізичних величин різного призначення і класів точності, радіокомпонентів з частотою, що переналагоджується (фільтрів, резонаторів, ЛЗ тощо) для радіoeлектроніки та інформаційних систем.

Список використаної літератури

- [1]. Balyisheva O. L., Grigorevskiy V. I., Gulyaev Yu. V. i dr. Akustoelektronnyie ustroystva obrabotki i generatsii signalov. Printsipyi raboty, rascheta i proektirovaniya // Monografiya pod red. Yu. V. Gulyaeva-M.: Radiotekhnika, 2012. - 576 s (in Russian).

- [2]. Gulyaev Yu. V., Ivanov S. N., Kotelyanskiy I. M., Mansfeld G. D. O vozmozhnosti sozdaniya akustoelektronnogo usilitelya na osnove epitaksialnoy strukturyi n-n GaAs // Radiotekhnika i elektronika. -1977. -T. 22, No 4. S. 723-728 (in Russian).
- [3]. Dashenkov V. M., Kavchenko V. I., Yurevich I. G. Filtryi na PAV s upravlyaemyimi chastotnymiyimi harakteristikami // Pisma v ZhTF. -1983. T. 9, Vyip. 8. -S. 493-496 (in Russian).
- [4]. Vershinin M. C., Osipenko B. A., Suryigin A. I. i dr. Elektronnoe upravlenie fazovoy skorostyu PAV v strukture okis tsinka na kremnii // Pisma v ZhTF. -1988. -T. 4, Vyip. 18. -S743-747 (in Russian).
- [5]. Grischenko E. K. Vtorichnoe pezoelektricheskoe vzaimodeystvie v ogranichennyih tverdyyih telah i upravlenie akusticheskimi polyami: Avtoref. dis. d-ra fiz. mat. nauk: 01. 04. 06. / Akust. in-t AN SSSR. -M. -1989. -35s (in Russian).
- [6]. Golan G., Giffel G., Yanilov. Surface acoustic wave voltage controlled directional coupler//Phys. ser. -1989. -Vol. 38. -No 4. -P. 534-538.
- [7]. V. Biryukov, Yu. I. Golovko, S. I. Masyichev, V. M. Muhortov. Preobrazovateli poverhnostnyih akusticheskikh voln s elektricheskimi reguliruemoy chuvstvitelnostyu// Nauka yuga Rossii (vestnik yuzhnogo nauchnogo tsentra) 2016, T. 12 No 1, S. 11-15 (in Russian).
- [8]. Gulyaev Yu. V., Koleshko V. M., Meshkov Yu. V. Tenzoeffekt v strukturah na poverhnostnyih akusticheskikh volnah so zvukoprovodom iz monokristallicheskogo kvartsa // Radiotekhnika i elektronika. -1988. -t. 33. - No 11. -S 2448 – 2451 (in Russian).
- [9]. Lopushenko V. K., Bilko B. I., Chernyak N. G. Metod issledovaniya dinamiki tenzopreobrazovatelya na perestraivaemom PAV-avtogeneatore // V kn.: Materialyi konferentsii "Akustoelektronnyie ustroystva obrabotki informatsii na poverhnostnyih akusticheskikh volnah". -M. 1990. -S. 332-333 (in Russian).
- [10]. Lepikh Ya. I. Datchik davleniya s tenzochuvstvitelnym preobrazovatelem na poverhnostnyih akusticheskikh volnah. // Tehnologiya i konstruirovaniye v radioelektronnoy apparature. -2004. -No 3– S. 54-54 (in Russian).
- [11]. Zhovnir N. F., Chernyak N. G., Didkovskiy A. A., Kovtun R. I., Naumenko S. S. Izmeritelnyie preobrazovateli fizicheskikh velichin na PAV // Elektronika i svyaz, 2003. - No 18. - S 22-27 (in Russian).
- [12]. Lepikh Ya. I., Poddubnyiy V. A., Chernyak N. G. Razrabotka vyisokostabilnyih perestraivaemyih generatorov dlya akustoelektronnyih datchikov mehanicheskikh velichin // Zb. 3-oyi Mizhnar. n. -t. konf. «Sensorna elektronika i mikrosistemni tehnologiyi» Ukrayina, Odesa, 2-6 veresnya, 2008. -S. 212 (in Russian).
- [13]. Golenishev-Kutuzov, A. V. Indutsirovannyye domennyie strukturyi v elektro- i magnito- uporyadochennyih veschestvah [Tekst] / A.V. Golenishev-Kutuzov, V. A., Golenishev-Kutuzov, R. I. Kalimullin. - M.: Fizmatlit, 2003 g. - 136 s (in Russian).
- [14]. Vendik I. B. Perestraivaemyie ob'emnyie akusticheskii rezonatoryi s indutsirovannym pezoefektom v segnetoelektrike [Tekst] / I. B. Vendik // Fizika tverdogo tela. - 2009. - Tom 51. - Vyip. 8. - S. 1495 -1498 (in Russian).
- [15]. Pashchenko, V. P. Surface Acoustic Wave Ferroelectric Phononic Crystal Based on Electric Field Induced Periodic Domains. [Elektronnyiy resurs] / V. P. Pashchenko, S. S. Yankin // COMSOL Conference. - Rotterdam, 2013. Rezhim dostupa: http://www.comsol.com/paper/download/182211/pashchenko_abstract.pdf.
- [16]. Pashchenko, V. P. Surface acoustic wave ferroelectric phononic crystal tunable by electric field [Text] / V. P. Pashchenko // Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. - 2013, Vol. 4, Issue 5. - P. 630 - 634.
- [17]. Lepikh Ya. I. Acoustoelectronic devices with controlled characteristics «Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics» (UkrMiCo), Odesa, Ukraine, 201, 11-15 Sept. 2017, International Conference on. Date Added to IEEE Xplore: 07 November 2017 ISBN Information: Electronic ISBN: 978-1-5386-1056-5 USB ISBN: 978-1-5386-1055-8 Print on Demand(PoD) ISBN: 978-1-5386-1057-2 DOI: 10.1109/UkrMiCo.2017.8095390

Publisher: IEEE Conference Location: Odesa, Ukraine.

[18]. Lepikh Ya. I. Frequency dependences of signal insertion losses in devices on SAW with piezoelectric acoustic duct // 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, (UWBUSIS-16), 5-11 September, 2016, Odesa, Ukraine, P. 187-189. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2016.7724184 <http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724184> IEEE Conference

[19]. Lepikh Ya. I., A. A. Evtukh, V. O. Romanov Suchasni mikroelektronni datchiki dlya intelektualnih sistem-//-Visn. NAN Ukrayini, 2013, No 4,- S. 40-49 (in Ukrainian).

[20]. Lepikh Ya. I. Metod perenastroyki chastoty ustroystva na poverhnostnyih akusticheskikh volnah // Patent na izobretenie No 95526 ot 10. 08. . 2011. Opubl. Byul. No 15 ot 10. 08. 2011 (in Russian).

Стаття надійшла до редакції 05.06.2019 р.

UDC 621.391:534

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171238>

DEVICES ON SAW WITH CONTROLLED CHARACTERISTICS

Ya. I. Lepikh

Interdepartmental scientific-educational physics and technical center of MES and NAS of Ukraine at Odessa I. I. Mechnikov National University, 2 Dvorianska str., Odesa, Ukraine, 65082, tel. 723-34-61, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

Summary

The article is devoted to the important section of acoustoelectronics - devices on the surface acoustic waves (SAW) with controlled characteristics. The article contains a significant overview part, analysis of the existing methods for characteristic managing, as well as a description of the proposed developed new method, which is based on the angular dependence of the phase velocity of SAW propagation in single crystal piezoelectrics. Examples of practical implementation of the method in specific devices are given, the achieved and possible areas of application are indicated. A new, original approach to the creation of high-performance acousto-electronic devices on SAW with controlled basic characteristics is considered in detail - the use of anisotropic properties of piezoelectric single crystals. In particular, angular dependencies of phase velocity of SAW propagation. This effect, as well as SAW contactless generation and detection, allowed to change the characteristics of devices on SAW, for example, filters with adjustable frequency 5-6 times more than the analogues and create sensors of different functional purposes. It is shown in this way that active acoustoelectronics not only can significantly improve the achieved device parameters, but also increase the number of functions performed by devices, to ensure their complexity and functional flexibility, thereby expanding the capabilities of acoustoelectronics as a whole.

Keywords: acoustoelectronic devices with controlled characteristics on the surface acoustic waves

ПРИСТРОЇ НА ПАХ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. І .Лепіх

Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр МОН і НАН України при
Одеському національному університеті імені І. І. Мечникова,
вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

Реферат

Стаття присвячена важливому розділу акустоелектроніки – пристроям на поверхневих акустичних хвилях (ПАХ) з керованими характеристиками. Стаття містить значну оглядову частину, аналіз існуючих методів керування характеристиками, а також опис запропонованого розробленого нового метода, що базується на ефекті кутової залежності фазової швидкості поширення ПАХ у монокристалічних п'єзоелектриках. Наводяться приклади практичної реалізації метода у конкретних пристроях, вказуються досягнуті і можливі галузі застосування

Детально розглянуто новий оригінальний підхід до створення високоефективних акустоелектронних пристроїв на ПАХ з керованими основними характеристиками - використання анізотропних властивостей п'єзоелектричних монокристалів. Зокрема, кутових залежностей фазової швидкості поширення ПАХ. Цей ефект, а також безконтактна генерація і детектування ПАХ дозволили змінювати характеристики пристроїв на ПАХ, наприклад, фільтрів з переналагоджуваною частотою в 5-6 разів більше, ніж у аналогів і створювати сенсори різного функціонального призначення. Показано, таким чином, що активна акустоелектроніка дозволяє не тільки істотно поліпшити досягнуті параметри пристроїв, але і збільшити число виконуваних пристроями функцій, забезпечити їх складність і функціональну гнучкість, розширивши таким чином можливості акустоелектроніки в цілому

Ключові слова: акустоелектронні пристрої з керованими характеристиками на поверхневих акустичних хвилях

БІОСЕНСОРИ

BIOSENSORS

PACS 78.20.Bh; УДК 602.1:519.85:53.082.9:616-07
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171240>

МОДЕЛЮВАННЯ КІБЕРФІЗИЧНОЇ ІМУНОСЕНСОРНОЇ СИСТЕМИ НА ПРЯМОКУТНІЙ РЕШІТЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕШІТЧАСТИХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ІЗ ЗАПІЗНЕННЯМ

А. С. Сверстюк

Тернопільський державний медичний університет імені І. Я. Горбачевського,
кафедра медичної інформатики,
вул. Руська, 12, Тернопіль, 46022, Україна

МОДЕЛЮВАННЯ КІБЕРФІЗИЧНОЇ ІМУНОСЕНСОРНОЇ СИСТЕМИ НА ПРЯМОКУТНІЙ РЕШІТЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕШІТЧАСТИХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ІЗ ЗАПІЗНЕННЯМ

А. С. Сверстюк

Анотація. Стаття присвячена проблемі розробки нових математичних і обчислювальних засобів для отримання та аналізу результатів чисельного моделювання при проектуванні кіберфізичних імуносенсорних систем. Розроблено математичну та комп'ютерну моделі кіберфізичної імуносенсорної системи на прямокутній решітці з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням. Для моделювання дискретних подій використано динамічну логіку першого порядку. Представлено результати чисельного моделювання досліджуваної моделі у вигляді зображення фазових площин, решітчастих зображень ймовірності зв'язків антигенів з антитілами та електричного сигналу з перетворювача, який характеризує кількість флуоресціюючих пікселів.

Ключові слова: комп'ютерне моделювання – кіберфізична система – імуносенсорна система – диференціальні рівняння із запізненням – прямокутна решітка

MODELING OF THE CYBER-PHYSICAL IMMUNOSENSOR SYSTEM IN THE RECTANGULAR LATTICE BY USING LATTICE DIFFERENTIAL EQUATIONS WITH DELAY

A. S. Sverstiuk

Abstract. The article is devoted to the problem of developing new mathematical and computational tools for obtaining and analyzing the results of numerical simulation in the design of cyber-physical immunosensory systems. The mathematical and computer models of the cyberphysical immunosensory system on a rectangular lattice using delay lattice differential equations are developed. Dynamic logic of the first order is used to simulate discrete events. The results of numerical modeling of the studied model in the form of image of phase planes, lattice images of the probability of bonds antigens with antibody and an electron signal with a transformer, which characterizes the number of fluorescing pixels, are presented.

Keywords: computer simulation – cyberphysical system – immunosensory system – differential equations with delay – rectangular grid

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИБЕРФИЗИЧЕСКОЙ ИММУНОСЕНСОРНОЙ СИСТЕМЫ НА ПРЯМОУГОЛЬНОЙ РЕШЁТКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕШЁТЧАТЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

A. С. Сверстюк

Аннотация. Статья посвящена проблеме разработки новых математических и вычислительных средств для получения и анализа результатов численного моделирования при проектировании киберфизических иммуносенсорных систем. Разработана математическая и компьютерная модели киберфизической иммуносенсорной системы на прямоугольной решетке с использованием решётчатых дифференциальных уравнений с запаздыванием. Для моделирования дискретных событий использовано динамическую логику первого порядка. Представлены результаты численного моделирования исследуемой модели в виде изображения фазовых плоскостей, решётчатых изображений вероятности связей антигенов с антителами и электрического сигнала с преобразователя, характеризующий количество флуоресцирующих пикселей.

Ключевые слова: компьютерное моделирование – киберфизическая система – иммуносенсорная система – дифференциальные уравнения с запаздыванием – прямоугольная решётка

Вступ. Кіберфізична система (КФС) – фізична система, яка реалізує інтеграцію обчислень та фізичних процесів. Вони відбуваються найчастіше у вигляді вбудованих систем та мереж для моніторингу та контролю фізичних процесів в системах зі зворотним зв'язком. У таких системах динаміка

фізичних процесів є джерелом інформації досліджуваного явища з можливістю контролю та розрахунку сигналів керування об'єктом [1].

КФС ототожнюються з проявом четвертої промислової революції, яка відбувається в сучасному світі [2], і яка пов'язується з

розвитком технологій “Internet of Things (Інтернет речей)”, де необхідно використовувати сигнали від давачів і вимірювальних приладів. Системні дослідження КФС ґрунтуються на використанні математичного та комп’ютерного моделювання. У роботі [3] із застосуванням математичного моделювання представлено огляд КФС в різних галузях і застосуваннях – мережеве керування, гібридні системи, обчислення в реальному часі, мережі реального часу, безпроводні сенсорні мережі, системи захисту і розробки, керовані моделями. З метою математичного та комп’ютерного моделювання КФС А.Платцер запропонував підхід на основі “динамічної логіки” [4], [5]. При цьому використовують гібридні програми на простій мові програмування з простою семантикою, де програміст може звертатись безпосередньо до значень змінних, які представляють реальні величини і визначають їх динаміку.

Біосенсори є альтернативою відомим методам вимірювання, які використовують в конструкції біологічний матеріал, що забезпечує дуже високу селективність та дає змогу швидко і просто проводити вимірювання [6-8]. Дослідження КФС на основі біосенсорів та імуносенсорів зокрема є особливо актуальними в зв’язку з необхідністю більш точних методів моніторингу та аналізу різних параметрів медико-біологічних процесів. Важливим етапом проектування кіберфізичних імуносенсорних систем (КФІСС) є розробка та дослідження їх математичних моделей, які б адекватно відображали процеси, що лежать в основі їх функціонування.

Огляд літератури. Імуносенсори [9] є підгрупою біосенсорів, в яких відбувається імунохімічна реакція пов’язана з перетворювачем. Принцип роботи усіх імуносенсорів полягає в специфічному молекулярному розпізнаванні антигенів антитілами для утворення стабільного комплексу. В імуносенсорних пристроях використовуються чотири основні види детектування: електрохімічний (потенціометричний, амперометричний або кондуктометричний (ємнісний), оптичний і термометричний). Усі типи сенсорів можуть використовуватися, як прямі (немарковані)

або як непрямі (марковані) імуносенсори. Прямі сенсори здатні виявляти фізичні зміни під час утворення імунного комплексу, в той час як непрямі, використовують різні рівні генерованого сигналу, які дають змогу більш чутливо та універсально проводити детектування у вимірювальних системах [9].

Клітинні біосенсори можуть застосовуватися для кількісної оцінки інфікування організму за допомогою певних електрохімічних чи оптичних явищ. В роботі [10] описано клітинний біосенсор, який використовує електрохімічну імпедансну спектроскопію. Даний біосенсор призначений для підрахунку людських клітин CD4+. Область зондування цього біосенсора включає в себе електродні пікселі, розмір кожного з яких порівнюваний з розміром клітин CD4+, які захоплюються пікселями електроду. Клітини виявляються шляхом спостереження за інформативними змінами на пікселі. Стан “Ввімкнено” або “Вимкнено” електродного пікселя вказує на виявлення однієї клітини CD4+. Таким чином, щоб підрахувати кількість клітин CD4+, підсумовують електродні пікселі в стані “Ввімкнено”. Цей загальний підхід до кількісного виявлення клітин використано для моделювання імуносенсорної системи, яка ґрунтується на явищі флуоресценції, в даній роботі.

Визначення терміну КФСС, наведене в [11], передбачає для сенсорної системи “більш високий ступінь поєднання, розподілення системи, можливість використовувати вбудовані системи в області автоматизації та дотримання діючих стандартів“. Таке трактування використано і для побудови функціональної схеми КФІСС, її математичного та комп’ютерного моделювання.

КФСС відносяться до високоінтелектуалізованих інформаційних систем. Вони використовують доступний набір інтерфейсів, які дають змогу отримувати швидко та достовірну інформацію про стан та внутрішні дані системи, які повинні бути доступні для інших КФС. Згідно [11] КФСС, як самоорганізуюча система, потребує всебічних знань про власну динамічну

структуру та інфраструктуру загальної системи. З цією метою здійснюється вибір відповідних сенсорних пристроїв, враховуючи їх функціональне застосування. Для прикладу, імуносенсиори можуть використовуватися для оцінки критичних станів при серцево-судинних захворюваннях, контролю рівня глюкози в крові та дозованого введення інсуліну відповідно до глікемії при цукровому діабеті (інсулінова помпа), виявлення кількісних показників у деяких фармацевтичних сполуках.

Об'єктом дослідження є процес моделювання кіберфізичної імуносенсорної системи з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням на прямокутній решітці.

Предметом дослідження є математична та комп'ютерна моделі кіберфізичної імуносенсорної системи та методи дослідження їх стійкості.

Мета. Метою роботи є розробка математичної та комп'ютерної моделі кіберфізичної імуносенсорної системи з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням на прямокутній решітці та дослідження їх стійкості.

Постановка завдання. Для розробки та дослідження математичної та комп'ютерної моделі КФІСС з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням на прямокутній решітці необхідно вирішити наступні завдання:

- розробка функціональної схеми КФІСС;
- розробка математичної моделі неперервної динаміки КФІСС на прямокутній решітці;
- розробка математичної моделі дискретної динамічної логіки;
- визначення постійних станів для дослідження стійкості моделі КФІСС на прямокутній решітці;
- побудова за допомогою комп'ютерного моделювання в пакеті R КФІСС зображення фазових площин, решітчастих зображень ймовірностей зв'язків антигенів з антитілами, решітчастих зображень флуоресценціюючих пікселів, електричного сигналу з перетворювача, який характеризує кількість флуоресценціюючих пікселів.

Функціональна схема КФІСС. У роботі [11] запропоновано загальну структуру КФІСС. При застосуванні цього підходу у випадку імуносенсорів можна виокремити три види завдань: отримати загальну інформацію про імуносенсор; виміряти імунологічні показники з перетворенням одиниць та калібруванням; взаємодіяти з іншими імуносенсорами.

В основі функціональної схеми КФІСС (зовнішній прямокутник на рис. 1) покладено концепцію КФІСС з врахуванням особливостей інтелектуальних імуносенсорів.

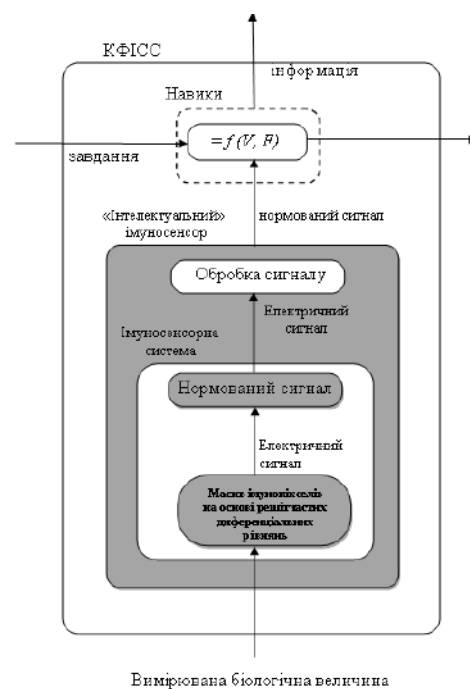


Рис. 1. Функціональна схема КФІСС.

З додатковими навиками (пунктирна лінія на рис. 1) імуносенсор розширюється до КФІСС.

Неперервна динаміка КФІСС. Для дослідження неперервної динаміки КФІСС використовується математична модель за допомогою нелінійних решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням.

Нехай $V_{i,j}(t)$ – концентрація антигенів, $F_{i,j}(t)$ – концентрація антитіл в біопікселі (i, j) , $i, j = \overline{1, N}$.

Модель ґрунтується на таких біологічних припущеннях для довільного біопікселя (i, j) .

1. Маємо деяку константу народжуваності, $\beta > 0$ для популяції антигенів.
2. Антигени нейтралізуються антитілами з деякою ймовірнісною швидкістю $\gamma > 0$.
3. Популяція антигенів прагне до деякої межі насичення з швидкістю $\delta_v > 0$.
4. Ми маємо деяку дифузію антигенів з чотирьох сусідніх пікселів $(i-1, j)$, $(i+1, j)$, $(i, j-1)$, $(i, j+1)$, (рис. 2) з швидкістю дифузії $D\Delta^2$, де $D > 0$ і $\Delta > 0$ є відстань між пікселями.
5. Ми маємо деяку сталу смертності антитіл $\mu_f > 0$.
6. В результаті імунної відповіді ми збільшуємо щільність антитіл з ймовірнісною швидкістю $\eta\gamma$.

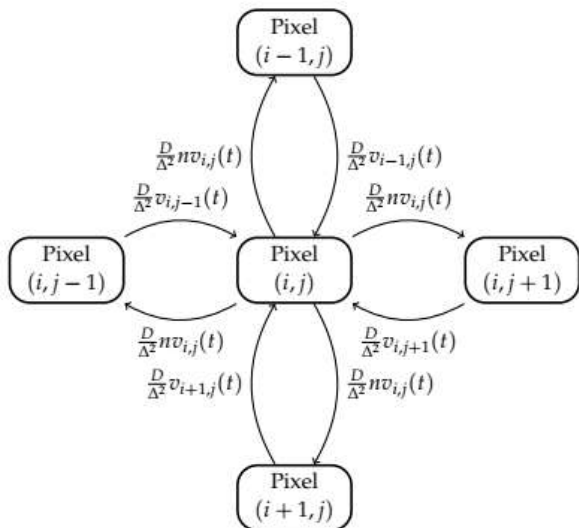


Рис. 2. Лінійна решітка, яка пов’язує чотири сусідні пікселі в моделі ($n > 0$ – стала дисбалансу).

7. Популяція антитіл прагне до деякого рівня насичення з швидкістю $\delta_f > 0$.
8. Імунна відповідь з’являється з деякою сталою затримкою в часі $\tau > 0$.
9. Розглядається поверхнева дифузія (рух молекул на твердій поверхні для іммобілізованих молекул) [12].
10. Використано означення звичайного оператора дифузії у випадку поверхневої дифузії з коефіцієнтом дифузійного дисбалансу $n \in (0, 1]$. Це означає що тільки n -у частину антигенів пікселя (i, j) може бути включено у дифузійний процес до будь-якого

сусіднього пікселя внаслідок поверхневої дифузії.

11. У результаті зв’язування антигенів з антитілами у пікселі відбувається флуоресценція. Припускається, що інтенсивність флуоресценції пропорційна кількості контактів між антигенами та антитілами, тобто $k_{fl}V_{i,j}(n)F_{i,j}(n)$. Також припускається, що піксель (i, j) перебуває у стані флуоресценції, якщо

$$k_{fl}V_{i,j}(n)F_{i,j}(n) \geq \Theta_{fl},$$

де $\Theta_{fl} > 0$ – деяке порогове значення зв’язування, при якому відбувається явище флуоресценції.

12. Вихідний сигнал $s(n)$ пропорційний кількості пікселів у стані флуоресценції.

13. Інформацію про кількість біологічних вимірювань значень розраховано на основі вихідного сигналу.

Модель використовує просторовий оператор, який запропонований в [13] (додаткова інформація с. 10) $\hat{S}\{V_{i,j,k}\}$ вигляду (див. рис.2):

$$\begin{aligned} \frac{dV_{i,j}(t)}{dt} &= (\beta - \gamma F_{i,j}(t - \tau) - \delta_v V_{i,j}(t - \tau))V_{i,j}(t) + \hat{S}\{V_{i,j}\} \\ \frac{dF_{i,j}(t)}{dt} &= (-\mu_f + \eta\gamma V_{i,j}(t - \tau) - \delta_f F_{i,j}(t)F_{i,j}(t))F_{i,j}(t) \end{aligned} \quad (1)$$

Модель (1) задана початковими функціями (2):

$$\begin{aligned} V_{i,j}(t) &= V_{i,j}^0(t) \geq 0, \quad F_{i,j}(t) = F_{i,j}^0(t) \geq 0, \quad t \in [-\tau, 0), \\ V_{i,j}(0), \quad F_{i,j}(0) &> 0. \end{aligned}$$

(2)

Для квадратного масиву $N \times N$ ми використовуємо таку дискретну дифузію для просторового оператора $\hat{S}\{V_{i,j,k}\}$:

$$\hat{S}\{V_{i,j}\} = \begin{cases} D\Delta^2[V_{1,2} + V_{2,1} + V_{i,j-1} - 2nV_{i,j}] & i, j = 1 \\ D\Delta^2[V_{2,j} + V_{1,j-1} + V_{i,j+1} + V_{i,j+1} - 3nV_{i,j}] & i = 1, j \in \overline{2, N-1} \\ D\Delta^2[V_{1,N-1} + V_{2,N} - 2nV_{1,N}] & i, j \in \overline{2, N-1} \\ D\Delta^2[V_{i-1,N} + V_{i+1,N} + V_{i,N-1} - 3nV_{i,N}] & i \in \overline{2, N-1}, j = N \\ D\Delta^2[V_{N-1,N} + V_{N,N-1} - 2nV_{N,N}] & i = N, j = N \\ D\Delta^2[V_{N-1,j} + V_{N,j-1} + V_{N,j+1} + V_{i,j+1} - 3nV_{N,j}] & i = N, j \in \overline{2, N-1} \\ D\Delta^2[V_{N-1,1} + V_{N,2} - 2nV_{N,1}] & i = N, j = 1 \\ D\Delta^2[V_{i-1,1} + V_{i+1,1} + V_{i,2} - 3nV_{i,1}] & i \in \overline{2, N-1}, j = 1 \\ D\Delta^2[V_{i-1,j} + V_{i+1,j} + V_{i,j-1} + V_{i,j+1} - 4nV_{i,j}] & i, j \in \overline{2, N-1} \end{cases} \quad (3)$$

Кожна колонія піддається впливу антигенів, вироблених у чотирьох сусідніх колоніях - дві колонії по кожному напрямку, розділені рівними відстанями Δ .

Динамічна логіка КФІСС. Для математичного моделювання динамічної логіки КФІСС використовується синтаксис, який запропонований А. Платцером для загальної КФС [4] у вигляді мови програмування ГП. У випадку КФІСС перший рівень ГП є динамічною програмою, яка визначається наступною граматику

$$\begin{aligned} a &::= \frac{dV_{i,j}(t)}{dt} = (\beta - \gamma F_{i,j}(t - \tau) \\ &- \delta_v V_{i,j}(t - \tau)) V_{i,j}(t) + \hat{S}\{V_{i,j}\}, \\ \frac{dF_{i,j}(t)}{dt} &= (-\mu_f + \eta \gamma V_{i,j}(t - \tau) - \delta_f F_{i,j}(t)) F_{i,j}(t) \& \Phi_t \end{aligned} \quad (4)$$

У формулі (4) Φ_t є еволюційним доменним обмеженням у вигляді формули логіки першого порядку

$$\begin{aligned} \Phi_t &\stackrel{\text{def}}{=} V^{\min} \leq V_{i,j}(n) \leq V^{\max} \\ &\wedge F^{\min} \leq F_{i,j}(n) \leq F^{\max} \wedge t > 0, \end{aligned} \quad (5)$$

В результаті зв'язування антигенів з антитілами в імунопікселі відбувається явище флуоресценції. Функціонування імунопікселя (i, j) , визначається двома станами. А саме, s_{fl} є станом флуоресценції та s_{nonfl} є одним із нефлуоресцентних станів.

Інтенсивність флуоресценції пропорційна кількості контактів між антигенами та антитілами, тобто $k_{fl} V_{i,j}(t) F_{i,j}(t)$. Припускається, що піксель (i, j) знаходиться у стані флуоресценції, якщо

$$k_{fl} V_{i,j}(t) F_{i,j}(t) \geq \Theta_{fl},$$

де $\Theta_{fl} > 0$ є деяким пороговим значенням зв'язування, при якому відбувається явище флуоресценції.

Використавши в синтаксисі логіки першого порядку співвідношення задоволення $s| = L$ для формули логіки першого порядку L та стану s , можна визначити для конкретних пікселів (i, j) , стани s_{fl} і s_{nonfl} , як

$$\begin{aligned} s_{fl} &| = k_{fl} V_{i,j}(n) F_{i,j}(n) \geq \Theta_{fl}, \\ s_{nonfl} &| = k_{fl} V_{i,j}(n) F_{i,j}(n) < \Theta_{fl} \end{aligned} \quad (6)$$

Дискретні зміни відбуваються в комп'ютерних програмах, коли вони приймають нові значення для змінних. Така ситуація відбувається у випадку виникнення явища флуоресценції в пікселі (i, j) . У стані флуоресценції змінній $s_{fl,i,j}$ присвоюється значення 1. Це веде до дискретної, стрибкоподібної зміни, оскільки значення $s_{fl,i,j}$ змінюється миттєво.

При дослідженні стійкості математичної моделі імуносенсора на прямокутній решітці розраховуються постійні стани: стійкий стан без антитіл, стійкий стан без антигенів та антитіл, ідентичний та неідентичний ендемічні стійкі стани.

У загальному випадку стан рівноваги $\varepsilon_{i,j} \equiv (V_{i,j}, F_{i,j})$ для системи (1) можна знайти як розв'язок алгебраїчної системи:

$$\begin{aligned} (\beta - \gamma F_{i,j}^* - \delta_v V_{i,j}^*) V_{i,j}^* + \hat{S}\{V_{i,j}^*\} &= 0 \\ (-\mu_f + \eta \gamma V_{i,j}^* - \delta_f F_{i,j}^*) F_{i,j}^* &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Розглядаючи $(V_{i,j}, F_{i,j})$ маємо такі випадки.

Стійкий стан без антигенів та антитіл $\varepsilon_{i,j}^{0,0} \equiv \varepsilon^{0,0} = (0, 0)$.

Стійкий стан без антитіл $\varepsilon_{i,j}^{*,0} \equiv \varepsilon^{*,0} = \left(\frac{\beta}{\delta_v}, 0 \right)$.

Для ідентичного ендемічного стійкого стану розглянемо випадок, коли $V_{i,j} \equiv V^{\text{ідент}} > 0$, $(\hat{S}\{V_{i,j}\} \equiv 0)$. Тоді отримаємо стійкий стан,

при якому $\varepsilon_{i,j} \equiv \varepsilon^{\text{ідент}} = (V^{\text{ідент}}, F^{\text{ідент}})$,

$$\text{де } V^{\text{ідент}} = \frac{\beta \delta_f + \gamma \mu_f}{\eta \gamma^2 + \delta_v \delta_f}, \quad F^{\text{ідент}} = \frac{-\mu_f \delta_v + \eta \gamma \beta}{\eta \gamma^2 + \delta_v \delta_f}.$$

Тобто, якщо $-\mu_f \delta_v + \eta \gamma \beta > 0$, то $\varepsilon^{\text{ідент}}$ є ендемічним станом.

Для обчислення неідентичного ендемічного стаціонарного стану у загальному випадку потрібно розв'язати алгебраїчну систему (7) та знайти ендемічний стійкий стан. Останній вид постійного стану називатимемо неідентичним постійним станом $\varepsilon^{\text{неідент}} = (V_{i,j}^{\text{неідент}}, F_{i,j}^{\text{неідент}})$. У випадку, якщо всі

$(V_{i,j}^{\text{неидент}}, F_{i,j}^{\text{неидент}}) > 0$, тоді $\varepsilon^{\text{неидент}}$ є ендемічним станом. Значення $V^{\text{идент}}$ та $F^{\text{идент}}$ можуть бути використані як початкові наближення для чисельних методів розв'язування нелінійної алгебраїчної системи (7).

З метою комп'ютерного моделювання КФІСС використано мову програмування R та середовище розробки R Studio. Це пов'язано з тим, що, незважаючи на велике різноманіття мов програмування, які використовуються при розробці КФС (Assembly, C, C++, D, Java, JavaScript, Python, Ada та ін. [14]) мова R широко використовується в даний час у багатьох галузях, що займаються машинним навчанням і з чим будуть пов'язані

подальші дослідження. Візуалізація даних в комп'ютерному моделюванні здійснена за допомогою пакету ggplot.

Результати комп'ютерного моделювання. Чисельні експерименти на основі комп'ютерного моделювання проводилися із врахуванням цілого натурального числа N , яке характеризує кількість пікселів в прямокутній решітці. Розглянемо модель (1)-

$$(3) \text{ при } N=4, \beta=2\text{хв}^{-1}, \gamma=2\frac{\text{мл}}{\text{хв}\cdot\text{мкг}}, \mu_f=1\text{хв}^{-1},$$

$$\eta=\frac{0.8}{\gamma}, \delta_v=0.5\frac{\text{мл}}{\text{хв}\cdot\text{мкг}}, \delta_f=0.5\frac{\text{мл}}{\text{хв}\cdot\text{мкг}}, n=0.9, D=0.2, \Delta=0.3.$$

Комп'ютерне моделювання було реалізовано для різних значень τ .

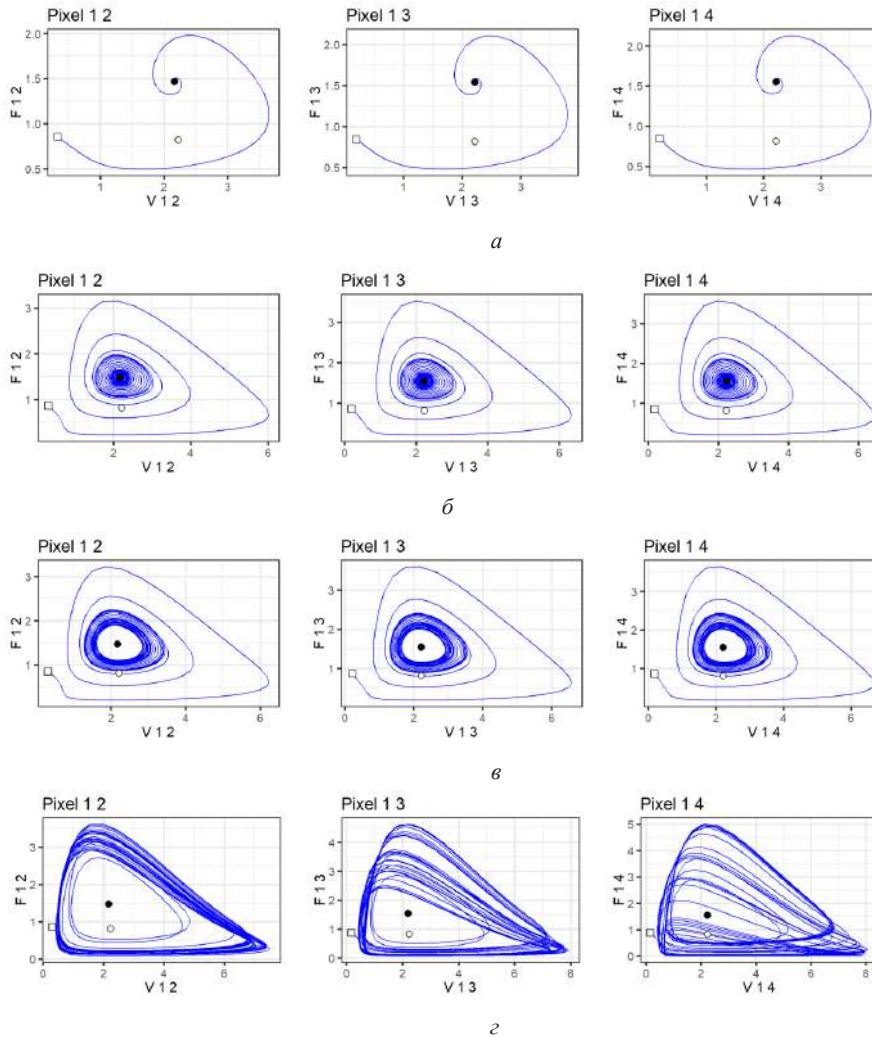


Рис. 3. Фазові діаграми системи (2) для популяцій антитіл $F_{i,j}$ відносно популяцій антигенів $V_{i,j}$, як результат чисельного моделювання при $\tau=0.05$ (а), $\tau=0.22$ (б), $\tau=0.23$ (в), $\tau=0.2865$ (г): □ – початковий стан; ○ – ідентичний сталий стан; ● – неідентичний сталий стан.

Проаналізовано тривалу поведінку моделі (1)-(3) при $\tau = 0.05$, $\tau = 0.22$, $\tau = 0.23$, $\tau = 0.2865$ з набором значень параметрів, які представлені вище (рис. 3-5). Спостерігаємо якісні зміни поведінки імунопікселів та моделі КФІСС в цілому.

Аналізуючи фазові діаграми популяцій антигенів щодо антитіл (рис. 3а) можна зробити висновок, що при $\tau = 0.05$, розв'язок системи (1) прагне до неідентичного ендемічного ста-

ну, який в даному випадку є стійким фокусом. При зміні значення τ змінюється якісна поведінка пікселів та всього імуносенсора. Наприклад, при $\tau \in [0, 0.2]$ спостерігаються траєкторії, що відповідає стійкому вузлу для всіх пікселів (рис. 3 (а,б)).

При значенні τ близьких до 0.23 хв. виникає біфуркація Хопфа та подальші траєкторії відповідають стійким граничним циклам еліпсоподібної форми для усіх піксе-

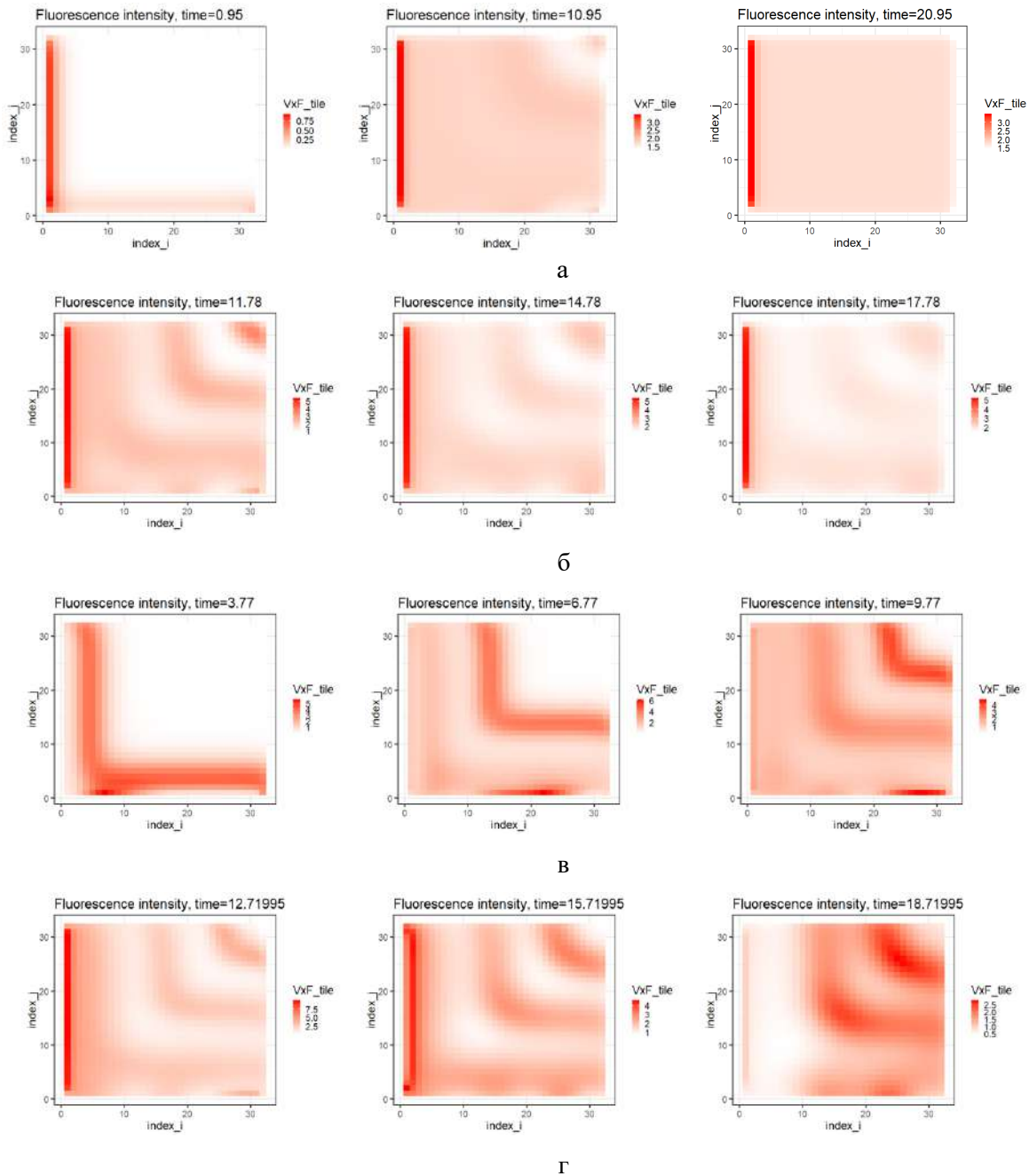


Рис. 4. Решітчасті зображення зв'язків антигенів з антитілами в пікселях системи (2) при $\tau = 0.05$ (а), $\tau = 0.22$ (б), $\tau = 0.23$ (в), $\tau = 0.2865$ (г).

лів (рис. 3(в)). Для значень τ після 0.2865 спостерігаємо хаотичну поведінку наступної форми (рис. 3(г)).

На другому етапі комп'ютерного моделювання кіберфізичної моделі імуносенсора було використано решітчасті графіки. Спершу побудовано відповідні графіки, на яких для кожного пікселя представлено ймовірність контакту антигенів з антитілами, як $V_{i,j,k} \times F_{i,j,k}$ при $\tau = 0.05$, $\tau = 0.22$, $\tau = 0.23$, $\tau = 0.287$, представлені на рис. 4(а-г).

На третьому етапі комп'ютерного моделю-

вання КФІСС отримано решітчасті графіки флуоресціюючих пікселів на основі виконання умови (6), які наведені на рис. 5(а-г).

На рис. 5а наведено результат чисельного моделювання системи (1) при $\tau = 0.05$, який відповідає стійкому фокусу. При $\tau = 0.22$ спостерігається менш виражена (рис. 5(б)), а при $\tau = 23$, $\tau = 0.2865$ більш виражена біжуча хвиля флуорисценціюючих пікселів, яка представлена на рис. 5(в, г).

При збільшенні запізнення часу, спостерігається бифуркація Хопфа [15, 16]

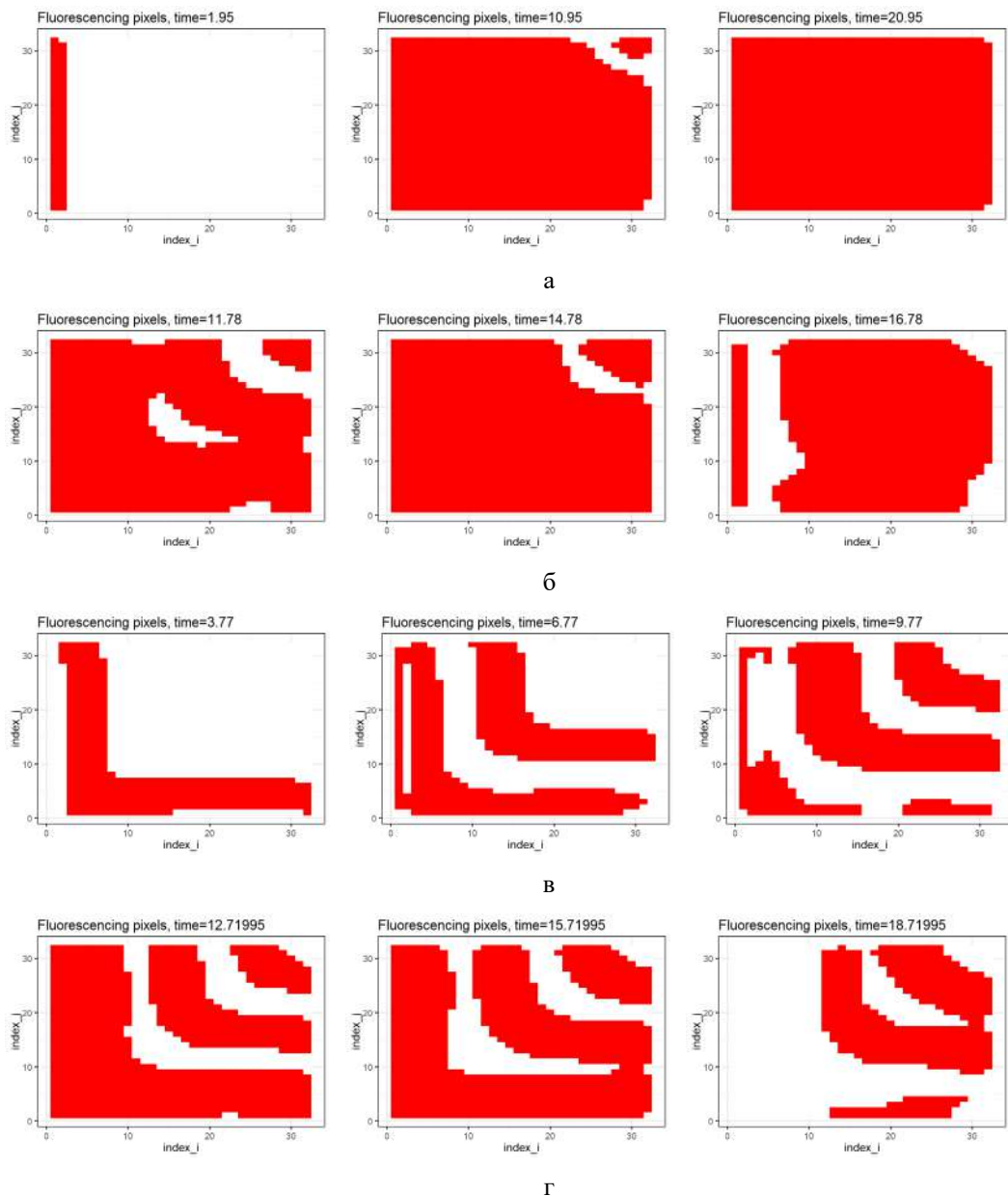


Рис. 5. Зображення флуоресценції системи (2) як результат чисельного моделювання при $\tau = 0.05$ (а), $\tau = 0.22$ (б), $\tau = 0.23$ (в), $\tau = 0.2865$ (г).

та періодичний граничний цикл (див. рис. 3в, 5в). На рис. 5, в, наведено результат чисельного моделювання системи (2) при $\tau = 0.23$ який відповідає наближенню до граничного циклу (спостерігається біжуча хвиля флуоресціюючих пікселів). У випадку $\tau = 0.2865$ спостерігається хаотична поведінка, яка починається з хвилеподібних змін у флуоресціюючих пікселях (рис. 3, г) та швидко переходить до хаотичних змін. На рис. 5, з,

наведено результат чисельного моделювання системи (2), при якому спостерігається хаотична хвиля флуоресціюючих пікселів.

Для контролю та керування процесом вимірювання у КФІСС надзвичайно велике значення має результат комп'ютерного моделювання електричного сигналу з перетворювача (рис. 3(а-г)), який характеризує число флуоресціюючих пікселів при значеннях $\tau = 0.05$, $\tau = 0.22$, $\tau = 0.23$, $\tau = 0.2865$.

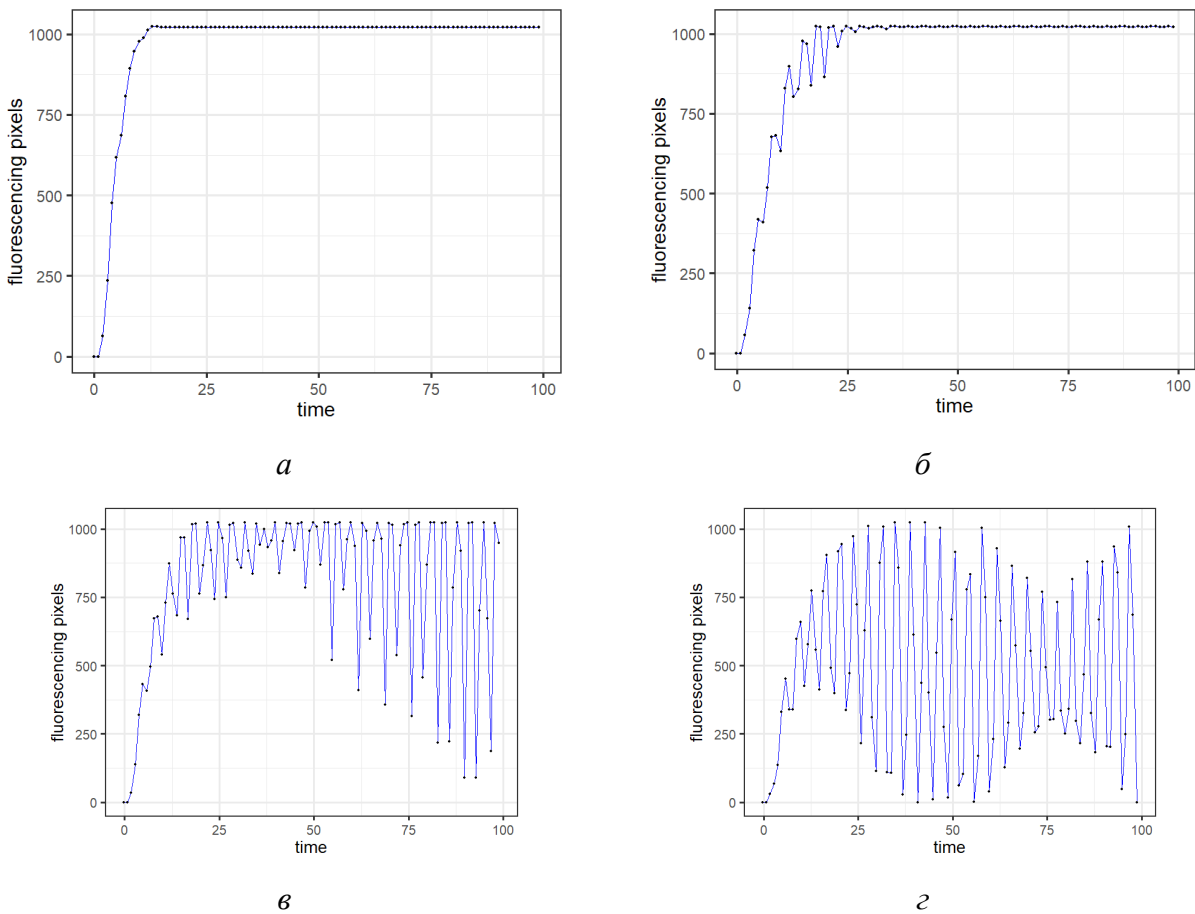


Рис. 6. Електричний сигнал з перетворювача, який характеризує число флуоресціюючих пікселів при $\tau = 0.05$ (а), $\tau = 0.22$ (б), $\tau = 0.23$ (в), $\tau = 0.2865$ (г).

Аналізуючи вигляд електричного сигналу на рис. 3 бачимо, що при зміні значення τ якісно змінюється поведінка пікселів і усього імунно-сенсора. На рис. 3а спостерігаємо стійкий стан при $\tau = 0.05$. На рис. 3б ($\tau = 0.22$) виникає, а на рис. 3в,г ($\tau = 0.23, \tau = 0.2865$) добре видно біжучу хвилю нефлуоресціюючих пікселів. Порогове значення для флуоресценції при цьому становить $\Theta_{fl} = 1,5$.

Розглянуті імуносенсори представлені у вигляді двовимірного масиву імунопікселів. Для врахування неперервної динаміки імунологічної відповіді кожний імунопіксель розглянуто в якості КФС. Як показали результати чисельного аналізу, флуоресціючі стани в імунопікселях змінюються відповідно до законів дискретної динаміки.

Висновки

В роботі розроблено математичну модель КФІСС на прямокутній решітці з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням, досліджено її стійкість. При цьому враховується наявність колоній антигенів та антитіл, що локалізовані у пікселях, а також дифузію колоній антигенів між пікселями. Математичний опис КФІСС містить неперервну популяційну динаміку, яку поєднано з динамічною логікою, що використовується для дискретних подій.

Комп'ютерне моделювання дає змогу отримати відповідні візуальні представлення змінних, що характеризують функціонування КФІСС. Так, висновок про стійкість імуносенсорів може бути зроблено на основі решітчастого зображення пікселів, що флуоресціюють. Електричний сигнал, що моделюється кількістю імунопікселів, які флуоресціюють, є важливим при проектуванні КФІСС та дослідженні їх стійкості. Стійкий фокус або граничний цикл визначають відповідний вигляд імуносенсорного електричного сигналу. Отримані експериментальні результати дають змогу виконати повний аналіз стійкості моделі імуносенсора з врахуванням запізнення в часі.

Список використаної літератури

- [1]. H. Meissner, J. Aurich. Implications of cyber-physical production systems on integrated process planning and scheduling // *Procedia Manufacturing*, 28, pp. 167-173 (2019).
- [2]. J. Lee, B. Bagheri, H.-A. Kao. A cyber-physical systems architecture for industry 4.0-based manufacturing systems // *Manufacturing Letters*, 3, pp. 18-23 (2015).
- [3]. S. Thiede, M. Juraschek, C. Herrmann. Implementing cyber-physical production systems in learning factories // *Procedia CIRP*, 54, pp.7-12 (2016).
- [4]. A. Platzer. Differential dynamic logic for hybrid systems // *Journal of Automated Reasoning*, 2(41), pp. 143-189 (2018).
- [5]. A. Platzer. Logical foundations of cyber-physical systems // Berlin: Springer, pp. 639 (2018).
- [6]. A. Klos-Witkowska. The phenomenon of fluorescence in immunosensors // *Acta Biochimica Polonica*, 2 (63), pp. 215-221 (2016).
- [7]. V. P. Martsenyuk, A. Klos-Witkowska, A. S. Sverstiuk. Study of classification of immunosensors from viewpoint of medical tasks // *Medical informatics and engineering*, 1(41), pp. 13-19 (2018).
- [8]. V. P. Martsenyuk, A. Klos-Witkowska, A. S. Sverstiuk, T. V. Bihunyak. On principles, methods and areas of medical and biological application of optical immunosensors // *Medical informatics and engineering*, 2 (42), pp. 28-36 (2018).
- [9]. G. Zhu, X. Yin, D. Jin, B. Zhang, Y. Gu, Y. An. Paper-based immunosensors: current trends in the types and applied detection techniques // *Trends in Analytical Chemistry*, 111, pp. 100-117 (2019).
- [10]. X. Jiang, M. Spencer. Electrochemical impedance biosensor with electrode pixels for precise counting of CD4+ cells: A microchip for quantitative diagnosis of HIV infection status of AIDS patients // *Biosensors and Bioelectronics*, 7 (25), pp. 1622-1628 (2010).
- [11]. C. Berger, A. Hees, S. Braunreuther, G. Reinhart. Characterization of Cyber-Physical Sensor Systems // *Procedia CIRP*, 41, pp. 638-643 (2016).
- [12]. S.-H. Paek, W. Schramm. Modeling of immunosensors under nonequilibrium conditions: mathematic modeling of performance characteristics // *Analytical biochemistry*, 2(196), pp. 319-325 (1991).
- [13]. A. Prindle, P. Samayoa, I. Razinkov, T. Danino, L. Tsimring, J. Hasty. A sensing array of radically coupled genetic biopixels // *Nature*, 7379 (481), pp. 39-44 (2011).
- [14]. P. Soulier, D. Li, J. Williams. A survey of language-based approaches to cyber-physical and embedded system development // *Tsinghua Science and Technology*, 2(20), pp. 130-141 (2015).
- [15]. J. Hofbauer, G. Iooss. A hopf bifurcation theorem for difference equations approximating a differential equation // *Monatshefte fur Mathematik*, 2(98), pp. 99-113 (1984).
- [16]. V. Martsenyuk, A. Klos-Witkowska,

A. Sverstiuk. Stability, bifurcation and transition to chaos in a model of immunosensor based on lattice differential equations with delay // Electronic Journal of Qualitative Theory of Differential Equations, 27, pp. 1-31 (2018).
Стаття надійшла до редакції 09.04.2019 р.

PACS 78.20.Bh; UDC 602.1:519.85:53.082.9:616-07
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171240>

MODELING OF THE CYBER-PHYSICAL IMMUNOSENSOR SYSTEM IN THE RECTANGULAR LATTICE BY USING LATTICE DIFFERENTIAL EQUATIONS WITH DELAY

A. S. Sverstiuk

I. Horbachevsky Ternopil State Medical University,
Department of Medical Informatics,
Ruska str., 12, Ternopil, 46022, Ukraine

Summary

The purpose of the work is to develop a mathematical and computer model of the cyber-physical immunosensory system using lattice differential equations with delay on a rectangular lattice and study their stability.

The article is devoted to the problem of developing new mathematical and computational tools for obtaining and analyzing the results of numerical simulation in the design of cyber-physical immunosensory systems. The mathematical and computer models of the cyber-physical immunosensory system on a rectangular lattice using delay lattice differential equations are developed. Dynamic logic of the first order is used to simulate discrete events. The results of numerical modeling of the studied model in the form of image of phase planes, lattice images of the probability of bonds antigens with antibody and an electron signal with a transformer, which characterizes the number of fluorescing pixels, are presented. Computer simulation of cyber-physical immunosensory system was carried out. It is established that its qualitative behavior significantly depends on the time of the immune response. The conclusion on the stability of immunosensors can be made on the basis of the grid image of the pixels that are fluorescing. An electrical signal, modeled by the number of fluorescent immunopicles, is important in the design of cyberphysical immunosensory systems and studies of their resistance. Limit cycle or steady focus determine the appropriate form of immunosensory electrical signal. The experimental results obtained made it possible to carry out a complete analysis of the stability of the cyber-physical model of the immunosensor on a rectangular grid, taking into account the latency in time.

Keywords: computer simulation – cyber-physical system – immunosensory system – differential equations with delay – rectangular grid

PACS 78.20.Bh; УДК 602.1:519.85:53.082.9:616-07
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171240>

МОДЕЛЮВАННЯ КІБЕРФІЗИЧНОЇ ІМУНОСЕНСОРНОЇ СИСТЕМИ НА ПРЯМОКУТНІЙ РЕШІТЦІ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕШІТЧАСТИХ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ІЗ ЗАПІЗНЕННЯМ

А. С. Сверстюк

Тернопільський державний медичний університет імені І. Я. Горбачевського,
кафедра медичної інформатики,
вул. Руська, 12, Тернопіль, 46022, Україна

Реферат

Метою роботи є розробка математичної та комп'ютерної моделі кіберфізичної імуносенсорної системи з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням на прямокутній решітці та дослідження їх стійкості.

Стаття присвячена проблемі розробки нових математичних і обчислювальних засобів для отримання та аналізу результатів чисельного моделювання при проектуванні кіберфізичних імуносенсорних систем. Розроблено математичну та комп'ютерну моделі кіберфізичної імуносенсорної системи на прямокутній решітці з використанням решітчастих диференціальних рівнянь із запізненням. Для моделювання дискретних подій використано динамічну логіку першого порядку. Представлено результати чисельного моделювання досліджуваної моделі у вигляді зображення фазових площин, решітчастих зображень ймовірності зв'язків антигенів з антитілами та електричного сигналу з перетворювача, який характеризує кількість флуоресціюючих пікселів. Проведено комп'ютерне моделювання кіберфізичної імуносенсорної системи. Встановлено, що її якісна поведінка суттєво залежить від часу імунної відповіді. Висновок про стійкість імуносенсорів може бути зроблено на основі решітчастого зображення пікселів, що флуоресціюють. Електричний сигнал, що моделюється кількістю імунопікселів, які флуоресціюють, є важливим при проектуванні кіберфізичних імуносенсорних систем та дослідженнях їх стійкості. Граничний цикл або стійкий фокус визначають відповідний вигляд імуносенсорного електричного сигналу. Отримані експериментальні результати дали змогу виконати повний аналіз стійкості кіберфізичної моделі імуносенсора на прямокутній решітці з врахуванням запізнення в часі.

Ключові слова: комп'ютерне моделювання – кіберфізична система – імуносенсорна система – диференціальні рівняння із запізненням – прямокутна решітка

НАНОСЕНСОРИ (ФІЗИКА, МАТЕРІАЛИ, ТЕХНОЛОГІЯ)

BIOSENSORS NANOSENSORS (PHYSICS, MATERIALS, TECHNOLOGY)

PACS 61.48.De, 78.70.Ck УДК 544.47:544.344
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171243>

ТЕРМОРЕЗИСТИВНА ПОВЕДІНКА СИСТЕМ НА ОСНОВІ СІТЧАСТИХ ПОЛІЕТЕРУРЕТАНІВ ТА ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК

Е. А. Лисенков¹, Є. В. Лобко², З. О. Гаголкіна², Р. В. Дінжос¹, В. В. Клепко²

¹Миколаївський національний університет ім. В. О. Сухомлинського
вул. Нікольська 24, Миколаїв, 54030, Україна, +38 (0512) 37-88-12
e-mail: ealysenkov@ukr.net, dinzhosrv@gmail.com

²Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України
Харківське шосе 48, Київ, 02160, Україна, +38 (044) 559-37-11
e-mail: lobko_zhenia@i.ua, gagolkzoya@i.ua, klepko_vv@ukr.net

ТЕРМОРЕЗИСТИВНА ПОВЕДІНКА СИСТЕМ НА ОСНОВІ СІТЧАСТИХ ПОЛІЕТЕРУРЕТАНІВ ТА ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК

Е. А. Лисенков, Є. В. Лобко, З. О. Гаголкіна, Р. В. Дінжос, В. В. Клепко

Анотація. Використовуючи метод імпедансної спектроскопії проведено дослідження особливостей електропровідності систем на основі сітчастих поліетеруретанів та вуглецевих нанотрубок в залежності від температури. Встановлено, що концентраційна залежність електропровідності проявляє перколяційну поведінку. Виявлено, що електропровідність досліджуваних систем у інтервалі температур від 300 К до 400 К зростає більш ніж у 40 разів.

Показано, що досліджувані системи є перспективними терморезистивними матеріалами для створення сенсорів температури.

Ключові слова: полімерні нанокомпозити, вуглецеві нанотрубки, електропровідність, перколяційна поведінка, температура

THERMORESISTIVE BEHAVIOR OF THE SYSTEMS BASED ON CROSS-LINKED POLYETHERURETHANES AND CARBON NANOTUBES

E. A. Lysenkov, E. V. Lobko, Z. O. Gagolkina, R. V. Dinzhos, V. V. Klepko

Abstract. The research of features of electrical conductivity of the systems based on cross-linked polyetherurethanes and carbon nanotubes depending on temperature is done using the method of impedance spectroscopy. It is established that the concentration dependence of the electrical conductivity exhibits percolation behavior. It was revealed that the electrical conductivity of the probed systems in the temperature range from 300 K to 400 K increases more than 40 times. It is shown that the probed systems are perspective thermoresistive materials for creation of temperature sensors.

Keywords: polymeric nanocomposites, carbon nanotubes, electrical conductivity, percolation behavior, temperature

ТЕРМОРЕЗИСТИВНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ СЕТЧАТЫХ ПОЛИЭФИРУРЕТАНОВ И УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Э. А. Лысенков, Е. В. Лобко, З. А. Гаголкина, Р. В. Динжос, В. В. Клепко

Аннотация. Используя метод импедансной спектроскопии проведены исследования особенностей электропроводности систем на основе сетчатого полиэфируретана и углеродных нанотрубок в зависимости от температуры. Установлено, что концентрационная зависимость электропроводности проявляет перколяционное поведение. Выявлено, что электропроводность исследуемых систем в интервале температур от 300 К до 400 К возрастает более чем в 40 раз. Показано, что исследуемые системы являются перспективными терморезистивными материалами для создания сенсоров температуры.

Ключевые слова: полимерные нанокомпозиты, углеродные нанотрубки, электропроводность, перколяционное поведение, температура

1. ВСТУП

Створення полімерних композитів, які містять ВНТ, є одним з перспективних напрямів сучасної фізики та хімії полімерів завдяки можливості одержання на їхній основі поліфункціональних матеріалів для різних галузей науки та техніки [1]. Одними із перспективних матриць для створення такого роду композитів є сітчасті поліетеруретани (СПЕУ). Основними перевагами таких матриць є їх прийнятні експлуатаційні характеристики, варіювання хімічної будови СПЕУ у широкому діапазоні, а також можливість забезпечення рівномірного розподілу частинок наповнювача, порівняно з лінійними полімерами, завдяки їх сітчастій будові [2-3]. Введення ВНТ *in situ* на стадії формування СПЕУ дозволяє досягнути більш рівномірного їх розподілу у реакційній масі та в об'ємі полімерного композиту за рахунок формування полімерної сітки і зростання в'язкості системи. Введення ВНТ у поліуретанову матрицю приводить до значного покращення більшості властивостей такого матеріалу, наприклад електропровідності [4], механічної міцності та модуля пружності [5], теплопровідності [6] тощо.

Для електропровідних композиційних полімерних матеріалів, наповнених ВНТ характерна терморезистивність, яка полягає у зміні електричного опору цих матеріалів під впливом температури. Терморезистивність може бути обумовлена, як звичайною перебудовою контактів електропровідної сітки [7], так із зростанням рухливості носіїв заряду.

Найбільша чутливість електричного опору до температури спостерігається при вмісті нанонаповнювача поблизу порогу перколяції, при якому струмопровідні структури найбільш нестабільні. На терморезистивність впливають, як властивості нанонаповнювача (розміри і форма частинок, площа поверхні, пористість, структура, хімічні властивості поверхні), так і властивостей матриці (наприклад, модуль пружності) [8].

Завдяки значній залежності електропровідності від температури полімерні нанокompозити, наповнені ВНТ є перспективними активними матеріалами для температурних сенсорів [9], які можуть характеризуватись низьким енергетичним споживанням, високою чутливістю та швидким відгуком [10-11]. Такі сенсори, можливо, використовувати у мікроелектромеханічних системах, медицині, сільському господарстві, харчовій, хімічній та аерокосмічній промисловості.

Дана робота присвячена вивченню терморезистивної поведінки нанокompозитів на основі сітчастих поліуретанів та вуглецевих нанотрубок з метою застосування даних матеріалів як середовищ для сенсорів температури.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Для дослідження використовували системи на основі сітчастих поліуретанів та вуглецевих нанотрубок.

Реакційне формування сітчастих поліетеруретанів здійснювали через стадію форполімеру (макродіізоціанату – МДІ) взаємодією взятих у співвідношенні 1:2 поліпропіленглі-

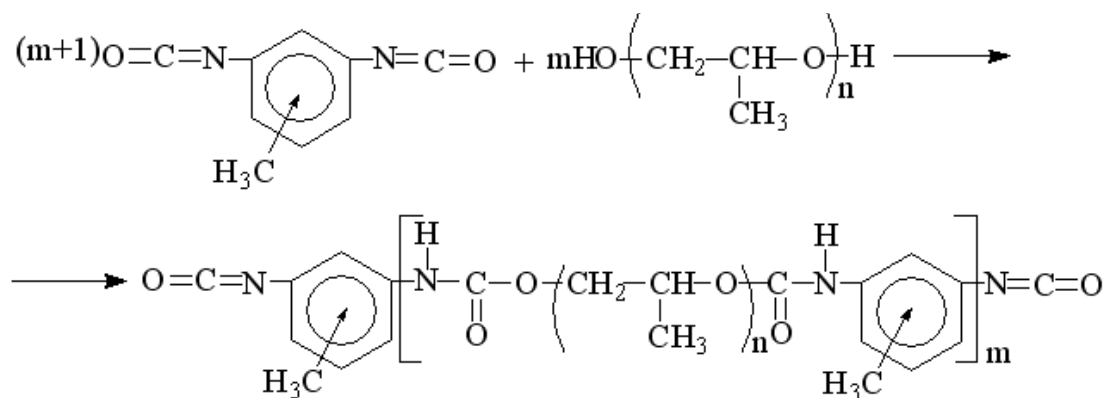


Рис. 1. Реакція синтезу форполімеру на основі ППГ-1000 та ТДІ.

колю (ППГ) ($M_w = 1000$) та толуїлендіізоціанату (ТДІ) (співвідношення 2,4-/2,6-ізомерів = 80/20). Для синтезу МДІ ППГ осушували вакуумуванням (тиск 300 Па) при 393 К протягом 3 год.

Синтез форполімеру (рис. 1) проводили при 393 °С протягом 1,5 год. до відсоткового вмісту ізоціанатних груп 5,9 %. Проходження реакції визначали за зменшенням кількості ізоціанатних груп за методикою [12].

Реакцію зшивання форполімеру (рис. 2) проводили триметилпропаном (ТМП), попередньо осушеним вакуумуванням при температурі 313-315 К. Розчинення ТМП в МДІ проводили на масляній бані при 346-348 К протягом 20 хв. при постійному перемішуванні в ат-

осі стиснення становить 10 См/см. Вміст ВНТ варіювали у межах ($0 \div 0,015$ об.ч.), що відповідає ($0 \div 3$) мас. %.

Введення ВНТ в реакційну масу проводили у вигляді дисперсії у дихлорометані (CH_2Cl_2) (використовувалась фракція з температурою кипіння 313 К). Диспергування ВНТ проводили в дві стадії за допомогою штокового диспергатора УЗН-22/44 при частоті диспергування 22 кГц. На першій стадії здійснювали диспергування ВНТ в CH_2Cl_2 (50 % від загальної маси зразка) протягом 2,5 хв. На другій стадії після введення дисперсії ВНТ у CH_2Cl_2 до охолодження до кімнатної температури реакційної маси продовжували диспергування ще протягом 2,5 хв.

Реакційне формування СПЕУ з введеними

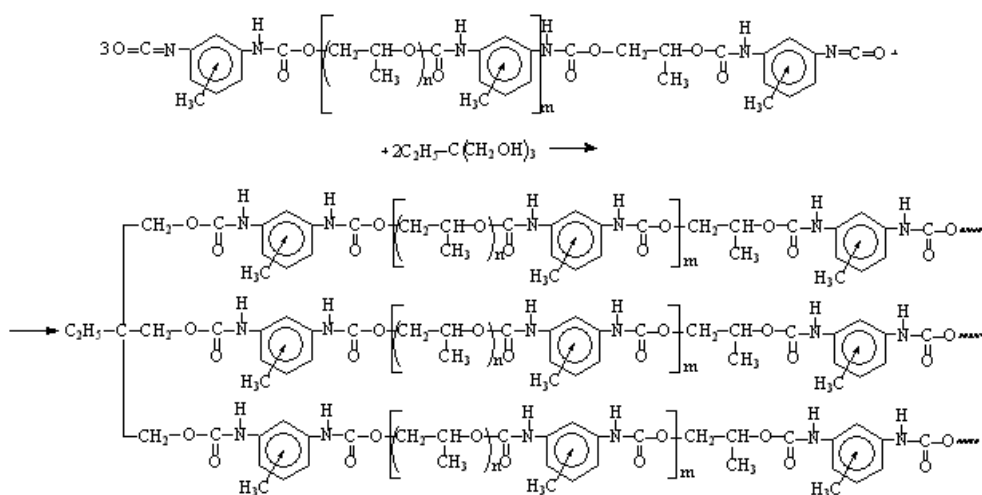


Рис. 2. Реакція стадії зшивання форполімеру ТМП з утворенням СПЕУ. Фрагмент вузла зшивання.

мосфері осушеного аргону. Співвідношення МДІ:ТМП = 3:2.

Перебіг реакції контролювали методом відбору проб з наступним титруванням за методикою [12] або за допомогою ІЧ-спектрометра з Фур'є перетворенням "Tensor-37" Bruker.

Багатошарові ВНТ виробництва «ТМ Спецмаш» (Україна) виготовлені методом CVD (хімічне осадження парів) при вмісті мінеральних домішок 0,1%. Питома поверхня – 190 м²/г, зовнішній діаметр – 20 нм, довжина ($5 \div 10$) мкм [13]. Питома електропровідність σ спресованих ВНТ (за тиску 15 ТПа) вздовж

ВНТ проводили на чашках Петрі за температурі 318 К. Видалення залишків розчинника проводили вакуумуванням плівок до постійної маси.

Мікрознімки систем СПЕУ-ВНТ „на просвіт” були отримані з використанням оптичного мікроскопа ХУ-В2, обладнаного цифровим відеоокуляром ІСМ 532 і системою обробки зображення АМСАР/VIDСАР (Microsoft). На кінцевій стадії синтезу досліджувані зразки поміщали у скляну комірку, товщиною 100 мкм для подальшого тверднення.

Дослідження електропровідності полімерних нанокомпозитів на основі СПЕУ та ВНТ при різних температурах проводили, використовуючи експериментальну комірку яка нагрівалася за допомогою азоту. Температуру варіювали у межах 290 – 400 К. Електроди комірки виготовлені зі сталі. Електропровідність вимірювали використовуючи метод імпедансної спектроскопії, реалізованої на базі імпедансметра Z-2000. Зразок поміщали між електродами комірки, при цьому вимірювали його дійсну (Z') та уявну (Z'') частини імпедансу. Із залежностей комплексного імпедансу визначали електропровідність при постійному струмі $\sigma_{dc} = \frac{d}{SR_{dc}}$, де: S – площа зразка; d – товщина зразка, використовуючи методику, описану в [14].

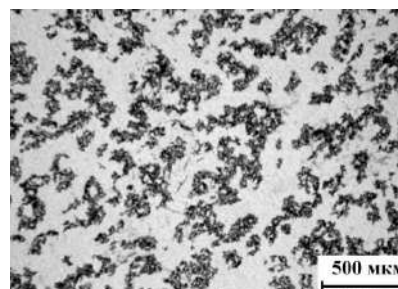
3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Структура та властивості, зокрема і електропровідність, систем на основі СПЕУ та ВНТ детально проаналізовані у роботі [15]. Дана робота присвячена терморезистивним ефектам, які проявляються у системі СПУ-ВНТ під дією температури.

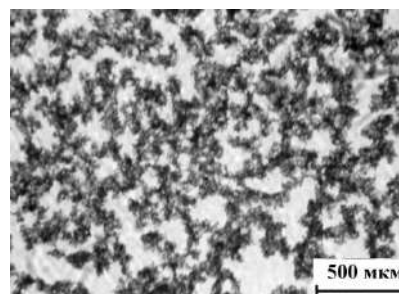
На рис. 3 приведені дані оптичної мікроскопії, яка дозволяє спостерігати структуроутворення ВНТ у мастиці СПЕУ на масштабному рівні більше 100 мкм. З рис. 3а видно, що при вмісті ВНТ 0,0015 об.ч. (область до порогу перколяції), нанотрубки утворюють поодинокі кластери, які не з'єднуються між собою. При цьому спостерігається тенденція до утворення великих агрегатів. При вмісті ВНТ 0,003 об.ч., який лежить в області перколяційного переходу, утворюється неперервний перколяційний кластер (рис. 3б). При подальшому збільшенні вмісту ВНТ, кластери із нанотрбок починають рости та ущільнюватися, утворюючи більш густу перколяційну сітку (рис. 3в).

На рис. 4 представлена залежність електропровідності від вмісту наповнювача для досліджуваних систем СПЕУ–ВНТ. Концентраційна залежність електропровідності носить нелінійний характер. При зростанні вмісту наповнювача електропровідність сис-

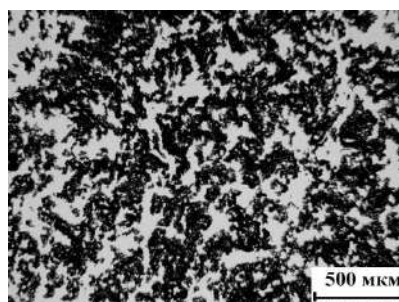
тем повільно зростає до концентрації наповнювача 0,003 об.ч. Сходинокоподібна зміна електропровідності, пов'язана з процесом перколяції, спостерігається у концентраційному діапазоні 0,003-0,004 об.ч. При вмісті 0,005 об.ч. ВНТ електропровідність системи більш ніж на три порядки вища за провідність до порогу перколяції.



а)



б)



в)

Рис. 3. Мікрофотографії системи на основі СПЕУ та ВНТ при $T = 293$ К. Вміст нанотрбок: а) 0,0015 об.ч.; б) 0,003 об.ч.; в) 0,005 об.ч.

Застосуємо скейлінговий підхід для аналізу перколяційної залежностей для систем на основі СПЕУ, наповненої ВНТ. Згідно з теорією перколяції, у наповненій системі після порогу перколяції, співвідношення між

електропровідністю та вмістом провідного нанонаповнювача, описується за допомогою наступного скейлінгового закону [16-17]:

$$\sigma \propto (\varphi - \varphi_c)^t \text{ при } \varphi > \varphi_c, \quad (1)$$

де σ – електропровідність системи, φ – масова частка провідного нанонаповнювача, φ_c – критична масова частка нанонаповнювача при перколяційному переході (поріг перколяції), t – показник степеня, критичний індекс електропровідності, який в основному залежить від розмірності системи і не залежить від структури частинок, що утворюють кластери та від їх взаємодії (для тривимірної системи теоретичне значення t лежить у межах від 1,6 до 2 [18]).

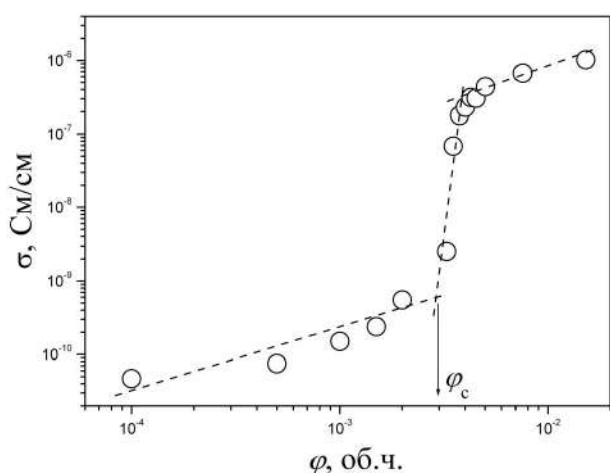


Рис. 4. Залежність електропровідності для системи СПЕУ-ВНТ від вмісту нанотрубок при $T = 293$ К.

Застосовуючи метод найменших квадратів та рівн. (1) для опису експериментальних даних (рис. 5а), визначили значення порогу перколяції φ_c та критичного індексу t . Значення порогу перколяції для системи СПЕУ-ВНТ, становить 0,0032 об.ч., а $t = 1,51 \pm 0,08$, при цьому інтервал визначення критичного індексу становив 0,004 об.ч., або $1,25 \varphi_c$. Такі низькі значення φ_c дуже близькі до значень ($\varphi_c = 0,0024$ об.ч.), отриманих для системи ППГ-ВНТ [19], яка за хімічним складом дуже близька до досліджуваної системи на основі СПЕУ, до складу якого входить ППГ. Низьке значення порогу перколяції для даної системи пояснюється великою анізотрією форми

ВНТ (відношення довжина/діаметр становить приблизно 200-300) [20]. Величина критичного індексу t є низькою у порівнянні із теоретичним значенням $t \approx 2$ [21]. Таке значення є близьким до значень, отриманих для систем олігоетердіол-ВНТ у інтервалі концентрацій ВНТ $\frac{\varphi - \varphi_c}{\varphi_c} > 1$.

Після досягнення порогу перколяції, електропровідність системи зростає до значення $6 \cdot 10^{-6}$ См/см (0,005 об.ч. ВНТ) та майже не змінюється з подальшим збільшенням вмісту ВНТ. Проте електропровідність нанокомпозиту набагато нижча, ніж електропровідність чистих ВНТ ($\sigma_{\text{CNT}} = 10$ См/см). Така відмінність у електропровідностях пояснюється тим, що дисперговані у полімерну матрицю нанотрубки у своїй більшості не утворюють прямих контактів між собою, завдяки змочуванню між сусідніми ВНТ утворюється тонка полімерна плівка, що і призводить до зниження електропровідності.

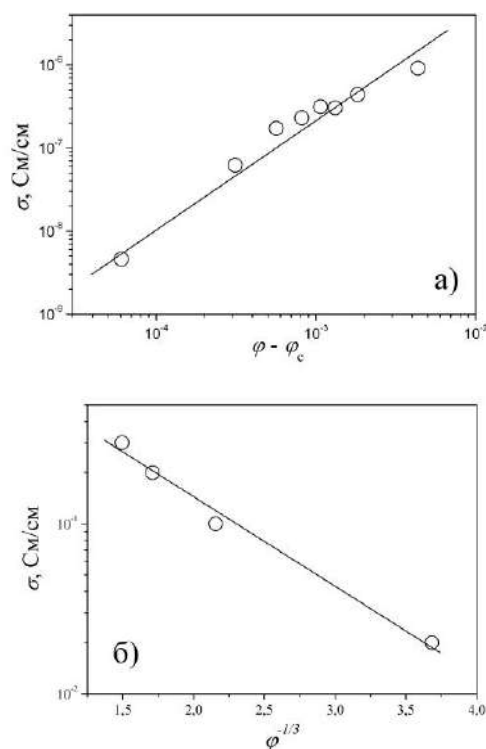


Рис. 5. Залежність електропровідності при постійному струмі (у логарифмічному масштабі) для системи СПЕУ-ВНТ у координатах: а) рівн. (1), б) рівн. (2). Прямая лінія – лінійна апроксимація відповідними рівняннями.

При рівномірному розподілі наповнювача у непровідній полімерній матриці, провідність за даної температури здійснюється переважно за механізмом тунелювання, а ширина потенціального бар'єру визначається як $\omega \propto p^{-1/3}$. У роботі [22] було запропоновано метод ідентифікації механізму тунелювання у наповнених системах. Згідно з цим підходом при тунелюванні електропровідність системи після порогу перколяції в залежності від вмісту наповнювача змінюється за наступним законом:

$$\log \sigma \propto \varphi^{-1/3} \quad (2)$$

На рис. 5б приведена залежність провідності досліджуваних систем від вмісту ВНТ у координатах рівняння (2). З рис. 5б видно, що експериментальні дані описуються у рамках залежності (2). Цей факт свідчить про те, що основним механізмом переносу заряду у даній системі є механізм тунелювання [23].

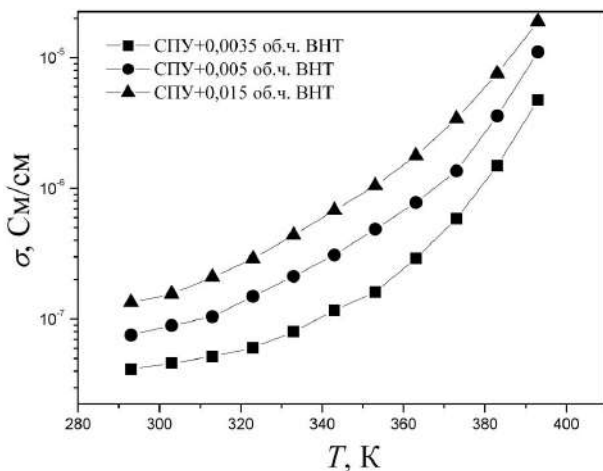


Рис. 6. Залежності електропровідності від температури для систем на основі СПЕУ з різним вмістом ВНТ.

На рис. 6 приведені залежності електропровідності від температури для систем на основі СПЕУ та ВНТ з різним вмістом наповнювача, який перевищує поріг перколяції. Для всіх досліджуваних систем спостерігається зростання електропровідності з ростом температури. Електропровідність у інтервалі температур від 300 К до 400 К зростає більш ніж у 40 разів. Така поведінка електропровід-

ності робить досліджувані системи СПЕУ–ВНТ перспективними для створення сенсорів температури, через те що вони володіють кращими характеристиками ніж сенсори на основі інших полімерних нанокомпозитів. Так, наприклад, для температурних сенсорів на основі силікону та ВНТ зростання електропровідності в області температур від 20 °С до 90 °С становило від 12 % до 29 % залежно від вмісту наповнювача [9].

Однією із основних характеристик чутливості температурних сенсорів є резистивно-температурний коефіцієнт S , який визначається як [24]:

$$S = \frac{\Delta R}{R_0 \Delta T}, \quad (3)$$

де R_0 – початкове значення опору, ΔR та ΔT – зміна опору та температури, відповідно.

Використовуючи рівн. (3) розраховували значення коефіцієнта S для досліджуваних систем СПЕУ–ВНТ. Так, в інтервалі температур від 300 К до 400 К для всіх досліджуваних зразків $S \approx -0,27 \div -0,55 \text{ \% K}^{-1}$. Значення коефіцієнта чутливості для СПЕУ–ВНТ є вищими за значення отримані для мікромостових сенсорів ($-0,1 \text{ \% K}^{-1}$) [10], гнучких температурних сенсорів на основі полімерного композиту, наповненого вуглецем ($-0,13 \text{ \% K}^{-1}$) [25] та сенсорів на основі покритих клеєм ВНТ, нанесених на паперову підкладку ($-0,24 \text{ \% K}^{-1}$) [24]. Отримані значення корелюють зі значеннями коефіцієнта чутливості для сенсорів на основі силікону та ВНТ, які лежать в межах $-0,52 \div -0,72 \text{ \% K}^{-1}$ [9].

Отже, системи на основі СПЕУ та ВНТ можуть застосовуватися як середовища для створення сенсорів температури.

Висновки

У результаті проведених досліджень було вивчено особливості електропровідності та вплив на неї температури для систем на основі сітчастих поліетеруретанів та вуглецевих нанотрубок. Встановлено, що електропровідність СПЕУ стрибкоподібно зростає зі збільшенням вмісту наповнювача у системі, проявляючи перколяційну поведінку. Значення

порогу перколяції для системи СПЕУ-ВНТ, становить 0,0032 об.ч., а критичний індекс $t = 1,51$. Встановлено, що основним механізмом переносу заряду у даній системі є механізм тунелювання. Явище перколяції у цих системах підтверджується результатами оптичної мікроскопії. З мікрофотографій видно, що перколяційний кластер утворюється при вмісті наповнювача 0,003 об.ч. Електропровідність у інтервалі температур від 300 К до 400 К зростає більш ніж у 40 разів. У результаті аналізу залежностей електропровідності від температури розраховано резистивно-температурний коефіцієнт, який є однією із основних характеристик чутливості температурних сенсорів. Так, в інтервалі температур від 300 К до 400 К для всіх досліджуваних зразків системи СПЕУ-ВНТ цей коефіцієнт лежить у межах $-0,27 \div -0,55 \% \text{ K}^{-1}$. Отримані значення корелюють зі значеннями коефіцієнта чутливості для сенсорів на основі інших еластомерів та ВНТ, які широко застосовуються на практиці. Показано, що матеріали на основі СПЕУ та ВНТ є перспективними для їх використання як терморезистивні середовища для сенсорів температури або різного роду термодатчиків.

Список використаної літератури

- [1] H. Koerner, W. Liu, M. Alexander, P. Mirau, H. Dowty, R. A. Vaia. Deformation-morphology correlations in electrically conductive carbon nanotube-thermoplastic polyurethane nanocomposites // *Polymer*, 46, pp. 4405-4420 (2005).
- [2] Z. Wirpsza. *Polyurethanes* / London: Eliss Horwood Limited, 517 p. (1997).
- [3] D. K. Chattopadhyay and D. C. Webster. Thermal Stability and flame Retardancy of Polyurethanes // *Progress in Polymer Science*, 34 (10), pp. 1068-1133 (2009).
- [4] L. Zunfeng, B. Gang, H. Yi., M. Yanfeng, D. Feng, L. Feifei, G. Tianying, C. Yongsheng. Reflection and absorption contributions to the electromagnetic interference shielding of single-walled carbon nanotube/polyurethane composites // *Carbon*, 45, pp. 821-827 (2007).
- [5] K. Sasikumar, N. R. Manoj, R. Ramesh, T. Mukundan. Carbon nanotube-polyurethane nanocomposites for structural vibration damping // *Int. J. Nanotechnol.*, 9 (10/11/12), pp. 1061 - 1071 (2012).
- [6] D. Cai, M. Song. Latex technology as a simple route to improve the thermal conductivity of a carbon nanotube/polymer composite // *Carbon*, 46, pp. 2107-2112 (2008).
- [7] L. Flandin, J. Cavaille, Y. Brechet, R. Dendievel. Characterization of the damage in nanocomposite materials by a. c. electrical properties: experiment and simulation // *J. Mater. Sci.*, 34, pp. 1753-1759 (1999).
- [8] A. Fathi, K. Hatami, B. P. Grady. Effect of carbon black structure on low-strain conductivity of polypropylene and low-density polyethylene composites // *Polym. Engin. Sci.*, 52, pp. 549-556 (2012)
- [9] M. T. S. Chani, A. M. Asiri, Kh. S. Karimov, M. Bashir, S. B. Khan, MM. Rahman. Carbon Nanotubes-Silicon Nanocomposites Based Resistive Temperature Sensors // *Int. J. Electrochem. Sci.*, 10, pp. 3784-3791 (2015).
- [10] C. K. M. Fung, V. T. S. Wong, R. H. M. Chan, W. J. Li. Dielectrophoretic batch fabrication of bundled carbon nanotube thermal sensors // *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 3, 395-403 (2004).
- [11] S. Sarma, J. H. Lee. Developing Efficient Thin Film Temperature Sensors Utilizing Layered Carbon Nanotube Films // *Sensors*, 18, pp. 3182-1–3182-10 (2018).
- [12] Izotsianaty. Metod opredeleniya massovoy doli izotsianatnykh grup. *Tekhnicheskiye usloviya / Dzerzhinskiy filial GIAP*, 9 s. (1989).
- [13] E. Lysenkov, I. Melnyk, L. Bulavin, V. Klepko, N. Lebovka. Structure of Polyglycols Doped by Nanoparticles with Anisotropic Shape. in *Physics of Liquid Matter: Modern Problems*, Springer Proceedings in Physics, Eds. L. Bulavin and N. Lebovka, pp. 165-198, Switzerland: Springer International Publishing (2015).
- [14] A. Kyritsis, P. Pissis, J. Grammatikakis. Dielectric relaxation spectroscopy in poly(hydroxyethyl acrylate)/water hydrogels // *J. of Polymer Sci.: Part B: Polymer Physics*, 33, pp. 1737-1750 (1995).
- [15] E. A. Lysenkov, Z. O. Gagolkina, E. V.

- Lobko, Yu. V. Yakovlev, S. D. Negin, V. V. Klepko. Structure-property relationships in polymer nanocomposites based on cross-linked polyurethanes and carbon nanotubes // *Functional materials*, 22 (3), pp. 342-349 (2015).
- [16] A. L. Efros, B. I. Shklovskii. Critical Behaviour of Conductivity and Dielectric Constant near the Metal-Non-Metal Transition Threshold // *Phys. Stat. Sol. (b)*, 76, pp. 475-485 (1989).
- [17] S. Kirkpatrick. Percolation and Conduction // *Rev. mod. Phys.*, 45, pp. 574-588 (1973).
- [18] C. D. Mitescu, M. J. Musolf. Critical exponent for 3-D percolation conductivity, revisited // *J. Physique – Lettres*, 44, 679-683 (1983).
- [19] E. A. Lysenkov, Y. V. Yakovlev, V. V. Klepko. Percolative properties of systems based on polypropylene glycol and carbon nanotubes // *Ukr. J. Phys.*, 58 (4), pp. 378-384. (2013).
- [20] J. Zhang, M. Mine, D. Zhu, M. Matsuo. Electrical and dielectric behaviors and their origins in the three-dimensional polyvinyl alcohol/MWCNT composites with low percolation threshold // *Carbon*, 47 (5), pp. 1311-1320 (2009).
- [21] D. Stauffer, A. Aharony. Introduction to percolation theory / Taylor and Francis, London, 318 p. (1994)
- [22] M. T. Connor, S. Roy, T. A. Ezquerra, F. J. Balta Calleja. Broadband AC Conductivity of Conductor-Polymer Composites // *Phys. Rev. B.*, 57 (4), 2286-2294 (1998).
- [23] E. A. Lysenkov, V. V. Klepko. Features of Charge Transfer in the Polyethylene Glycol / Carbon Nanotubes System // *J. of Nano- and Electron. Phys.*, 5 (3), pp. 03052-1–03052-6 (2013).
- [24] K. S. Karimov, M. T. S. Chani, F. A. Khalid. Carbon nanotubes film based temperature sensors // *Physica E*, 43, 1701-1703 (2011).
- [25] A. M. Zaitsev, A. M. Levine, S. H. Zaidi. Carbon nanowire-based temperature sensor // *Physica Status Solidi (A)*, 204, pp. 3574-3579 (2007).
- Стаття надійшла до редакції 05.03.2019 р.

PACS 61.48.De, 78.70.Ck UDC 544.47:544.344
DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171243>

THERMORESISTIVE BEHAVIOR OF THE SYSTEMS BASED ON CROSS-LINKED POLYURETHANES AND CARBON NANOTUBES

E. A. Lysenkov¹, E. V. Lobko², Z. O. Gagolkina², R. V. Dinzhos¹, V. V. Klepko²

¹V.O. Sukhomlynskiy Mykolayiv National University
Nicol'ska str. 24, Mykolayiv, 54030, Ukraine, +38 (0512) 37-88-12

²Institute of Macromolecular Chemistry NAS of Ukraine
Kharkiv highway 48, Kyiv, 02160, Ukraine, +38 (044) 559-37-11

Summary

This work is devoted to the study of thermoresistive behavior of nanocomposites based on cross-linked polyetherurethanes (CPEU) and carbon nanotubes (CNT) with the purpose of application of these materials as mediums for sensors of temperature. Synthesis of samples for research was carried out, using the method of polymerization *in situ*. The method of impedance spectroscopy is used for

the research of the conductivity dependence of the systems based on CPEU and CNT from temperature. The dependence of the electrical conductivity of systems, based on CPEU on the content of CNT is obtained, and this dependence is modeled in the framework of the scaling approach of the percolation theory. The value of the percolation threshold for the CPEU-CNT system is 0.0032, and the critical index $t = 1.51$. It is established that the main mechanism of charge transfer in this system is the tunneling mechanism. The phenomenon of percolation in these systems is confirmed by the results of optical microscopy. From the microphotograms it can be seen that the percolation cluster is formed at the content of the filler 0,003. As a result of the studies, the influence of temperature on the electrical conductivity of systems based on mesh polyetherurethane and carbon nanotubes was studied. It was established that electrical conductivity in the temperature range from 300 K to 400 K increases by more than 40 times. As a result of the analysis of dependencies of electrical conductivity on temperature, a resistivity-temperature coefficient is calculated, which is one of the main characteristics of sensitivity of temperature sensors. Thus, in the range of temperatures from 300 K to 400 K for all investigated samples of the system СПУУ-ВНТ this coefficient lies within $-0.27 \div -0.55\% \text{ K}^{-1}$. The values obtained are correlated with sensitivity values for sensors based on other elastomers and CNT, which are widely used in practice. It is shown that materials based on CPEU and CNT are promising for their use as a thermosetting medium for temperature sensors or different types of thermal sensors.

Keywords: polymeric nanocomposites, carbon nanotubes, electrical conductivity, percolation behavior, temperature

PACS 61.48.De, 78.70.Ck УДК 544.47:544.344

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171243>

ТЕРМОРЕЗИСТИВНА ПОВЕДІНКА СИСТЕМ НА ОСНОВІ СІТЧАСТИХ ПОЛІУРЕТАНІВ ТА ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК

Е. А. Лисенков¹, Є. В. Лобко², З. О. Гаголкіна², Р. В. Дінжос¹, В. В. Кленко²

¹Миколаївський національний університет ім. В.О.Сухомлинського
вул. Нікольська 24, Миколаїв, 54030, Україна, +38 (0512) 37-88-12

²Інститут хімії високомолекулярних сполук НАН України
Харківське шосе 48, Київ, 02160, Україна, +38 (044) 559-37-11

Реферат

Дана робота присвячена вивченню терморезистивної поведінки нанокомпозитів на основі сітчастих поліетеруретанів (СПЕУ) та вуглецевих нанотрубок (ВНТ) з метою застосування даних матеріалів як середовищ для сенсорів температури. Синтез зразків для дослідження проводили методом *in situ* полімеризації. Для дослідження залежності електропровідності систем на основі СПЕУ та ВНТ від температури використовували метод імпедансної спектроскопії. Отримано залежності електропровідності систем на основі СПЕУ від вмісту ВНТ, а також промодельовано дану залежність у рамках скейлінгового підходу теорії перколяції.

Значення порогу перколяції для системи СПЕУ-ВНТ, становить 0,0032 об.ч., а критичний індекс $t = 1,51$. Встановлено, що основним механізмом переносу заряду у даній системі є механізм тунелювання. Явище перколяції у цих системах підтверджується результатами оптичної мікроскопії. З мікрофотографій видно, що перколяційний кластер утворюється при вмісті наповнювача 0,003 об.ч. У результаті проведених досліджень було вивчено вплив температури на електропровідність систем на основі сітчастих поліетеруретанів та вуглецевих нанотрубок. Встановлено, що електропровідність у інтервалі температур від 300 К до 400 К зростає більш ніж у 40 разів. У результаті аналізу залежностей електропровідності від температури розраховано резистивно-температурний коефіцієнт, який є однією із основних характеристик чутливості температурних сенсорів. Так, в інтервалі температур від 300 К до 400 К для всіх досліджуваних зразків системи СПЕУ-ВНТ цей коефіцієнт лежить у межах $-0,27 \div -0,55 \text{ \% K}^{-1}$. Отримані значення корелюють зі значеннями коефіцієнта чутливості для сенсорів на основі інших еластомерів та ВНТ, які широко застосовуються на практиці. Показано, що матеріали на основі СПЕУ та ВНТ є перспективними для їх використання як термо-резистивні середовища для сенсорів температури або різного роду термодатчиків.

Ключові слова: полімерні нанокомпозити, вуглецеві нанотрубки, електропровідність, перколяційна поведінка, температура

ДЕГРАДАЦІЯ, МЕТРОЛОГІЯ І СЕРТИФІКАЦІЯ СЕНСОРІВ

BIOSENSORS NANOSENSORS (PHYSICS, MATERIALS, TECHNOLOGY)

УДК 681.7.055

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171244>

МЕТОД ІМІТАЦІЇ РІВНОМІРНОГО РУХУ ОПТИКО-ЛОКАЦІЙНОГО ПРИСТРОЮ

В. І. Сантоній, І. О. Іванченко, Л. М. Будіянська, Я. І. Лепіх

Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр МОН і НАН України при ОНУ
імені І.І. Мечникова, вул. Дворянська, 2, Одеса, Україна, 65082,
тел. 723-34-61, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua, dirsony@ukr.net

МЕТОД ІМІТАЦІЇ РІВНОМІРНОГО РУХУ ОПТИКО-ЛОКАЦІЙНОГО ПРИСТРОЮ

В. І. Сантоній, І. О. Іванченко, Л. М. Будіянська, Я. І. Лепіх

Анотація. Запропоновано і розроблено метод фізичного моделювання переміщення оптико-локаційного пристрою (ОЛП), заснований на імітації руху ОЛП щодо досліджуваного об'єкта шляхом сканування його поля зору по нерухомій поверхні. Обґрунтовано застосування моделюючої поверхні (МП) об'єкта, вигнутої по формі спіралі Архімеда. Визначено базове рівняння імітаційного методу. Проведено порівняльну характеристику трьох методів сканування випромінювання за спіралевидною МП за критеріями складності і області застосування різних типів ОЛП. Розроблено математичну модель імітаційного процесу, що враховує кутовий розподіл випромінювання, відбитого від дифузійної МП. Розглянуто залежність точності імітаційного процесу від кута падіння випромінювання ОЛП на МП. Визначено кутову поправку амплітуди відбитого випромінювання, що склала основу розрахункового методу компенсації кутової похибки. Проведено порівняння результатів натурних та імітаційних вимірювань дистанційних характеристик (ДХ) макета базового ОЛП з розрахунковою ДХ.

Ключові слова: оптико-локаційний пристрій, що моделює поверхню, імітація, сканування

METHOD OF IMITATION OF THE OPTICAL LOCATION DEVICE UNIFORM MOTION

V. I. Santonii, I. A. Ivanchenko, L. M. Budiianska, Ya. I. Lepikh

Abstract. A method of physical modeling of an optical-location device (OLD) movement, based on simulating the movement of the OLD relative to the object under investigation by scanning its field of view on a fixed surface, has been proposed and developed. The application of an object modeling surface (MS) bent according to the shape of the Archimedes spiral is substantiated. The basic equation of the imitation method is determined. A comparative characteristic of three methods of scanning radiation by a spiral MS according to the criteria of complexity and scope of various OLD types has been carried out. A mathematical model of the simulation process is developed, taking into account the angular distribution of the radiation reflected from the diffuse magnetic field. The dependence of the imitation process accuracy on the OLD angle of incidence of the radiation on the MP is considered. The angular correction of the reflected radiation amplitude was determined, which formed the calculation method basis for compensating the angular error. A comparison of the field and simulation measurements results of the distance characteristics (DC) of the basic OLD layout with the calculated DC was made.

Keywords: optical-location device, simulating surface, imitation, scanning

МЕТОД ИМИТАЦИИ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ ОПТИКО-ЛОКАЦИОННОГО УСТРОЙСТВА

В. И. Сантоний, И. А. Иванченко, Л. М. Будиянская, Я. И. Лепих

Аннотация. Предложен и разработан метод физического моделирования перемещения оптико-локационного устройства (ОЛУ), основанный на имитации движения ОЛУ относительно исследуемого объекта путем сканирования его поля зрения по неподвижной поверхности. Обосновано применение моделирующей поверхности (МП) объекта, изогнутой по форме спирали Архимеда. Определено базовое уравнение имитационного метода. Проведена сравнительная характеристика трех методов сканирования излучения по спиралевидной МП по критериям сложности и области применения различных типов ОЛУ. Разработана математическая модель имитационного процесса, учитывающая угловое распределение излучения, отраженного от диффузной МП. Рассмотрена зависимость точности имитационного процесса от угла падения излучения ОЛУ на МП. Определена угловая поправка амплитуды отраженного излучения, составившая основу расчетного метода компенсации угловой погрешности. Проведено сравнение результатов натуральных и имитационных измерений дистанционных характеристик (ДХ) макета базового ОЛУ с расчетной ДХ.

Ключевые слова: оптико-локационное устройство, моделирующая поверхность, имитация, сканирование

Вступ

Основною функціональною задачею ОЛП є вимір дальності до об'єкта локації, який при швидкості його руху ~ 100 м / с не може проводитися без урахування динаміки процесу з наступних причин.

При вимірюванні дальності порядку декількох метрів час проходження дистанції світловим потоком, при зазначеному порядку швидкості, становить кілька мілісекунд, які визначають тривалість інформаційно-вимірювального процесу в ОЛП. Виходячи з цього, накладаються часові обмеження за часом на алгоритм роботи ОЛП, що включає реєстрацію дистанційної залежності вимірювального сигналу в приймально-передавальному блоці і перетворення її у часову послідовність в схемі обробки.

Крім того, динамічний діапазон зміни вхідних сигналів фотоприймального тракту ОЛП в залежності від дальності може досягати 100 дБ. Це призводить до виникнення нелінійних спотворень і шумових складових вимірювального сигналу, величина і структура яких визначаються швидкістю руху.

Таким чином, існує необхідність дослідження і налаштування ОЛП в умовах швидкісного руху.

Механічне моделювання руху ОЛП за допомогою складних стендів типу реактивного треку направлено на максимальне наближення до природного процесу, проте, вимагає значних матеріальних витрат [1, 2].

Комп'ютерне моделювання взаємодії ОЛП з рухомими об'єктами включає розробку його математичної моделі і алгоритму обробки вимірювальної інформації, однак обмеження рамками моделі звужує можливості аналізу [3-5]. Звідси впливає актуальність розробки більш простих і менш витратних методів моделювання переміщення ОЛП.

Підвищення рівня імітації реальних умов експлуатації ОЛП досягається в результаті фізико-математичного моделювання геометричних параметрів руху щодо об'єкта з використанням напівнатурних стендів [6, 7], що забезпечують високу точність імітації лінійного переміщення по всьому діапазону зна-

чень. Одним з найбільш ефективних є дальномірний метод моделювання переміщення ОЛП [8, 9].

Постановка задачі

Метою роботи є розробка метода фізико-математичного моделювання умов функціонування оптико-електронних систем, які вирішують проблему зниження витрат часу і коштів на експериментальні дослідження.

Методи імітації рівномірного руху ОЛП

Найбільш прийнятним для імітації рівномірного руху ОЛП являється метод фізичного моделювання, який полягає у відтворенні поверхні об'єкта і взаємодії з нею ОЛП в умовах, близьких до реальних.

Основна ідея методу імітації полягає в заміні рівномірного прямолінійного руху ОЛП відносно досліджуваного об'єкта сканування його поля зору по нерухомій МП.

При русі ОЛП відносно об'єкта змінюється дальність l , пропорційно до якої формується сигнал фотоприймача $U_{\text{фп}}$, що приймає світловий потік випромінювача, відбитий поверхнею об'єкта. Вимірювальне перетворення, здійснюване в ОЛП, має вигляд залежної від l функції f [10]

$$U_{\text{фп}} \approx f(1/l^2) \quad (1)$$

і являє собою один із законів освітленості - закон квадратів відстаней. Таким чином, рівняння (1) є математичною моделлю процесу переміщення ОЛП відносно об'єкта.

Рівномірний рух зі швидкістю v описується лінійною залежністю l від часу t

$$l = vt. \quad (2)$$

Задача імітації рівномірного руху виконується шляхом використання моделі, що представляє поверхню об'єкта вигнутою за формою спіралі Архімеда.

За визначенням спіраль Архімеда - крива, яка описується точкою, що рухається з постійною швидкістю v за радіусом r , що

обертається навколо полюса спіралі O з постійною кутовою швидкістю ω (рис. 1) [11]. Рівняння спіралі Архімеда в полярних координатах має вигляд

$$r = a\varphi, \quad (3)$$

де φ - кут повороту полярного радіуса r , a - коефіцієнт спіралі Архімеда, $a = v/\omega$.

З (3) випливає, що часова залежність r лінійна аналогічно часовій залежності l (2). Це підтверджує можливість імітації рівномірного руху ОЛП шляхом сканування випромінювання, спрямованого уздовж r , по спіралевидній МП. Базовим співвідношенням імітаційного методу є [12, 13]

$$l = a\varphi. \quad (4)$$

Методи сканування випромінювання за МП відрізняються за ступенем складності та придатності для вимірювань різних типів ОЛП [14, 15].

При механічному скануванні ОЛП розміщується в полюсі O спіралевидної МП таким чином, що його поздовжня вісь AB збігається з r (рис. 1) [16].

Імітація руху ОЛП досягається в результаті його обертання відносно поперечної осі, що проходить через полюс спіралевидної МП. Обертання ОЛП супроводжується скануванням поля зору оптичних систем по МП і зміною відстані між ними. При збільшенні φ в діапазоні $0 \dots 180^\circ$ імітується переміщення ОЛП на дальності від мінімального до максимального r в довільному напрямку.

Механічне сканування без дзеркала придатне для ОЛП з кутом розкриття діаграми спрямованості (ДС) приймально-передавальної системи понад 100° , оскільки будь-яка форма дзеркала, крім напівсферичної, не здатна забезпечити повну передачу світлових потоків.

Більшою механічною стійкістю володіє система з дзеркальним сканатором, що обертається відносно поля зору ОЛП і імітує його рух. При цьому можливі різні модифікації дзеркального сканування, що відрізняються розташуванням і обертанням площини дзеркала відносно ОЛП.

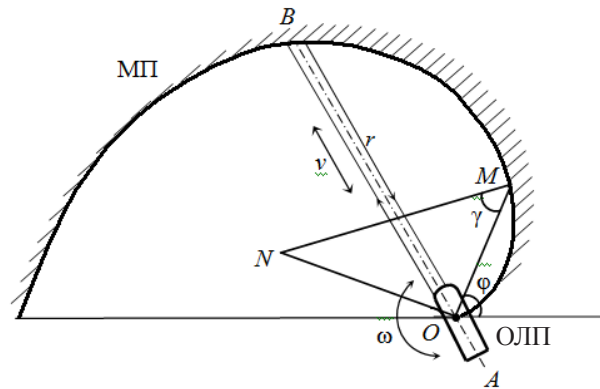


Рис. 1. Схема механічного сканування поля зору оптичних систем ОЛП по спіралевидній МП. ОЛП - оптико-локаційний пристрій, МП - моделююча поверхня, AB - поздовжня вісь ОЛП, O - полюс спіралі, r - полярний радіус, φ - кут повороту r , MN - нормаль до МП, ON - полярна поднормаль.

Вибір методу дзеркального сканування в значній мірі визначається необхідністю узгодження ДС приймально-передавальної системи ОЛП з площею дзеркала сканатора (ДС).

Розміри ДС узгоджуються з діаметром об'єктива D , кутом поля огляду β , положенням ДС - кутом установки θ між оптичною віссю ОЛП і ДС, а також з відстанню $l_{ск}$ від вхідної зони ОЛП до осі обертання. Максимальний розмір ДС характеризується довжиною великої осі еліпса D_{max} , що є перетином світлового пучка площиною ДС [14]

$$D_{max} = (D + l_{ск} \beta) / \sin \theta.$$

В одному типі сканатора площина ДС встановлюється під постійним кутом $\theta \sim 45^\circ$ відносно поздовжньої осі AB ОЛП, що збігається з віссю обертання і проходить через O (рис. 2). Обертання ДС навколо поздовжньої осі ОЛП, перпендикулярній площині розташування МП, призводить до переміщення його поля зору по МП. У процесі сканування площа ДС в поле зору ОЛП не змінюється, чим забезпечується повне перехоплення випромінюваного і відбитого світлових потоків протягом періоду сканування. Виконання умови оптичного узгодження ДС і ОЛП реалізує повну імітацію обертання ОЛП навколо поперечної осі.

Сканування з постійним кутом установки ДС переважно для ОЛП з обмеженою (більше 10°) ДН.

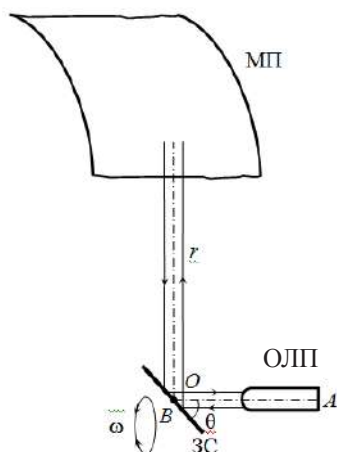


Рис. 2. Схема дзеркального сканування з постійним кутом θ між ДС і поздовжньою віссю ОЛП
ОЛП - оптико-локаційний пристрій, МП - моделююча поверхня, АВ - поздовжня вісь ОЛП, ДС - дзеркало сканатора, θ - кут між АВ і ЗС, ω - напрямком обертання ДС.

В іншому типі сканатора вісь обертання ДС проходить через O перпендикулярно поздовжньої осі АВ ОЛП, суміщеної з площиною МП (рис. 3). При обертанні ДС кут θ змінюється, що призводить до зміни площі ДС в полі зору ОЛП.

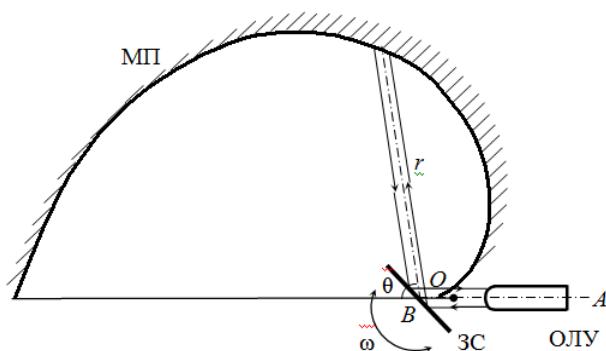


Рис. 3. Схема дзеркального сканування зі змінним кутом θ між ДС і поздовжньою віссю ОЛП
ОЛП - оптико-локаційний пристрій, МП - моделююча поверхня, АВ - поздовжня вісь ОЛП, ДС - дзеркало сканатора, θ - кут між АВ і ДС, ω - напрямком обертання ДС.

В даній схемі сканування поворот ДС на деякий кут θ призводить до повороту відбитого променя на кут 2θ [14]. Таким чином, відповідно до (3), швидкість зміни r подвоюється, що створює переваги для імітації великих швидкостей руху ОЛП.

Застосування сканування оптичного випромінювання по спіралевидній МП для імітації руху ОЛП щодо об'єкта вимагає оцінки точності імітаційного процесу.

Кут падіння γ оптичного випромінювання, спрямованого уздовж полярного радіуса r , в процесі сканування по спіралі Архімеда визначається наступним чином.

Кут γ утворюється полярним радіусом $r = OM$ і нормаллю MN в точці M (рис. 1). У трикутнику OMN кут NOM становить 90° , а сторона ON - полярна поднормаль, яка у спіралі Архімеда постійна у всіх точках кривої і дорівнює коефіцієнту a (3) [17]. З трикутника OMN слідує

$$MN = \sqrt{OM^2 + ON^2} = \sqrt{r^2 + a^2}, \quad \cos \gamma = \frac{OM}{MN} = \frac{r}{\sqrt{r^2 + a^2}}. \quad (5)$$

Відповідно до (5)

$$\gamma = \arccos \frac{r}{\sqrt{r^2 + a^2}} \quad (6)$$

або, після підстановки (3) в (6),

$$\gamma = \arccos \frac{\varphi}{\sqrt{\varphi^2 + 1}}. \quad (7)$$

Розрахункова залежність γ (φ) в діапазоні $0 < \varphi < \pi$ наведена на рис. 4, крива 1.

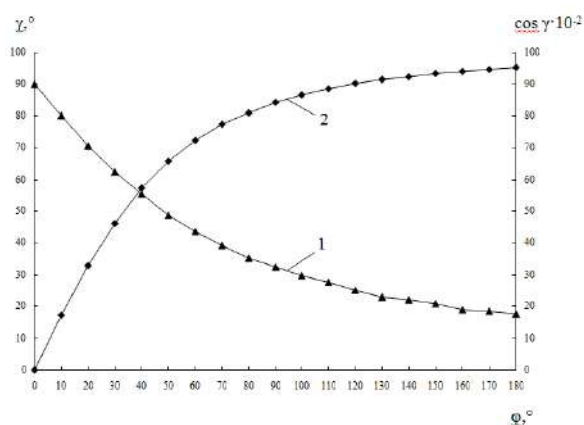


Рис. 4. Розрахункові залежності γ (φ) і $\cos \gamma$ (φ)
1 - γ (φ), 2 - $\cos \gamma$ (φ).

Поворот r навколо O в діапазоні $0 \dots 180^\circ$ супроводжується зменшенням γ від 90° на початку діапазону φ до 18° - в кінці.

Відповідно до закону Ламберта амплітуда відбитого світлового потоку пропорційна

косинусу кута відхилення від нормалі, тобто $\cos \gamma$

$$\Phi = \Phi_0 \cos \gamma, \quad (8)$$

де Φ - світловий потік, відбитий від поверхні під кутом γ ,

Φ_0 - світловий потік, відбитий від поверхні в нормальному напрямку.

З (7) випливає, що

$$\cos \gamma = \frac{\varphi}{\sqrt{\varphi^2 + 1}}. \quad (9)$$

Для ламбертової поверхні $\cos \gamma$ визначає дифузну складову відбитого випромінювання і зростає від 0 до $\sim 0,95$ в кутовому діапазоні $0 < \varphi < \pi$ (рис. 4, крива 2). При цьому властива спіралі Архімеда зміна γ вносить похибку у вимір відстані в межах одного порядку. Залежність $\cos \gamma$ (φ) визначає область найбільших відхилень Φ_0 від закону I / l^2 при $\varphi < 80^\circ$, де відносна похибка δ вимірювання Φ_0 перевищує 20%. В межах $80^\circ < \varphi < 180^\circ$ величина похибки зменшується до 9%.

Таким чином, при даному методі імітації руху амплітуда відбитого випромінювання визначається як законом квадратів відстаней (1), так і законом Ламберта (8). Оскільки $U_{\text{фп}}$ пропорційно Φ , то, з урахуванням (9), об'єднання законів має вигляд

$$U_{\text{фп}} = C \frac{\varphi}{l^2 \sqrt{\varphi^2 + 1}}, \quad (10)$$

де C - постійна, що включає такі енергетичні та оптико-геометричні характеристики ОЛП, як потужність випромінювача, площа вхідної зони оптичної системи приймача і коефіцієнт відбиття поверхні об'єкта, які не залежать від l і γ [10].

Рівняння (10) є математичною моделлю методу імітації руху ОЛП з використанням спіралевидної МП, що враховує похибку від зміни γ . Компенсація похибки, пов'язаної з динамікою γ , може проводитися аналітично.

Розрахунковий метод передбачає множення вимірюваного сигналу ОЛП на величину, зворотну $\cos \gamma$

$$\sec \gamma = \frac{1}{\cos \gamma} = \frac{\sqrt{\varphi^2 + 1}}{\varphi}. \quad (11)$$

Експериментальні результати

Ефективність розрахункового методу компенсації кутової похибки перевірялася експериментально - з використанням макета ОЛП базового типу на основі оптопарі світлодіод АЛ107 - фотодіод ФД155К. У ньому випромінювач і фотоприймач розташовуються на відстані один від одного, що становить вимірну базу b , а осі приймально-випромінювальних оптичних систем перетинаються на відстані $l_{\text{дн}}$ від ОЛП, званому дальністю настройки. В експериментальному макеті ОЛП $b = 75$ мм, $l_{\text{дн}} = 40$ см.

Залежність $U_{\text{фп}}$ від дальності МП, що описується основним енергетичним рівнянням (1) є дистанційною характеристикою (ДХ) ОЛП. Діапазон зміни $U_{\text{фп}}$ з боку великих дистанцій обмежується граничним значенням, визначеним пороговою чутливістю фотоприймача. Максимальне значення $U_{\text{фп}}$ досягається на дистанції $l_{\text{дн}}$, що обмежує область реалізації закону зворотних квадратів відстаней (1) з боку малих дистанцій внаслідок зменшення зони перекриття полів зору приймально-випромінювальних елементів ОЛП.

При вимірюванні експериментальних ДХ макета ОЛП для імітації поверхні об'єкта використовувалися плоский відбивний екран і спіралевидна МП, які володіють коефіцієнтом відбиття $\rho \sim 0,8$ і дифузним розподілом відбитого випромінювання. Перетин МП мало вигляд спіралі Архімеда з постійним коефіцієнтом $a = 0,833$ см / градус.

Натурна ДХ $U_{\text{фп}}$ (1) вимірювалася при переміщенні ОЛП по нормалі до плоского екрану (рис. 5, крива 1). Імітована залежність $U_{\text{фп}}$ (φ) реєструвалася в процесі сканування поля зору ОЛП по МП за схемою рис. 1 (рис. 5, крива 2). Розрахункова залежність $U_{\text{фп}}$ (φ) з компенсацією кутової похибки (рис.5, крива 3) отримана шляхом множення експериментальної функції (крива 2) на кутову поправку, що має вигляд рівняння (9). Для порівняння результатів натурних та імітаційних вимірювань $U_{\text{фп}}$ (φ) представлена в координатах $U_{\text{фп}}$ (1), виходячи з рівняння (4) при зазначеній величині a .

Порівняння натурних та імітаційних результатів вимірювань (рис. 5, криві 1 і 2) по-

казує суттєві розбіжності даних, особливо на малих дальностях. Має місце більш значна розрахункова компенсація кутової похибки імітаційних вимірювань на великих відстанях (рис. 5, криві 1 і 3).

Очевидна тенденція збільшення абсолютної похибки Δ вимірювань $U_{\text{фп}}$ для імітованої залежності $U_{\text{фп}}(\varphi)$ (рис. 5, крива 2) щодо натурної $U_{\text{фп}}(l)$ (рис. 5, крива 1) при зменшенні φ і l відповідно, що пояснюється дистанційною динамікою кута γ . При цьому величина абсолютної похибки Δ значно зменшується в результаті компенсації кутової похибки розрахунковим методом (рис. 5, крива 3).

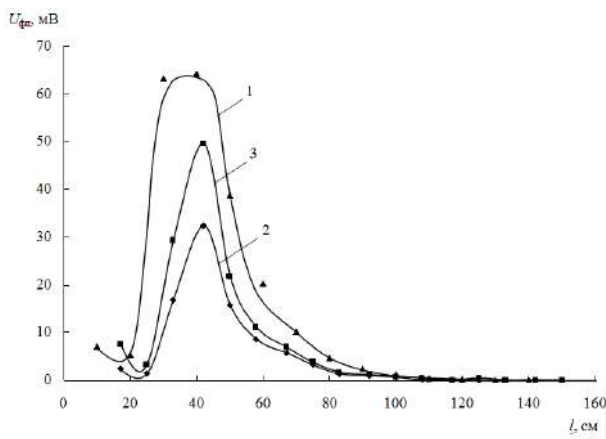


Рис. 5. Дистанційні характеристики макета ОЛП базового типу 1 – натурна, 2 – імітована, 3 – розрахункова.

Відносна похибка δ вимірювання l різними методами визначається як

$$\delta_u = \frac{l_1 - l_2}{l_1} \cdot 100\%; \quad \delta_k = \frac{l_1 - l_3}{l_1} \cdot 100\%,$$

де l_1 - натурні вимірювання, l_2 - імітаційні вимірювання, l_3 - з компенсацією кутової похибки. На рис. 6 представлена гістограма δ_u (штрихова заливка) і δ_k (суцільна заливка).

З даних рис. 6 випливає, що $\delta_k < \delta_u$ в діапазоні $l \sim 60 \dots 130$ см. При цьому середня величина $\delta_u \sim 20\%$, а $\delta_k \sim 15\%$. Очевидна тенденція зменшення δ зі збільшенням l і дистанційним зміною $\cos \gamma$.

Досягнутий експериментально рівень точності процесу моделювання з компенсацією кутової похибки поступається розрахованому аналітично. Удосконалення методики іміта-

ційного моделювання пов'язується зі скороченням внесених у вимірювальний процес похибок, які пов'язані з обмеженнями моделі [18]. Одним із шляхів зниження Δ і δ є оптимізація діапазону вимірюваних дистанцій шляхом налагоджування оптичних систем ОЛП.

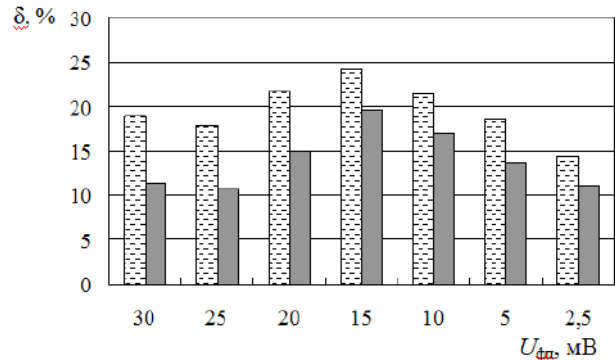


Рис. 6. Гістограма відносної похибки δ вимірювання l . Штрихова заливка – δ_u , суцільна заливка – δ_k .

Висновки

Таким чином, показана можливість імітації рівномірного руху ОЛП відносно об'єкта за допомогою спіралевидної МП, а також запропоновано розрахунковий метод компенсації кутової похибки імітаційного процесу.

Список використаної літератури

- [1]. Pat. 2369853 S1 Rossiiskaya Federaciya MKI G 01 M 15/00 / S. G. Ryapolov, M. R. Krot, V. M. Nikulin i dr. № 2008101632/06; zayavl. 15.01.2008; opubl. 10.10.2009, Byul. № 28 (in Russian).
- [2]. Balakin V. Raketnie treki // Nauka i jizn, — №2, s. _____ (2006) (in Russian).
- [3]. Bukanov F. F. Kompyuternoe modelirovanie i polunaturnie ispitaniya optiko_elektronnih sistem na avtomatizirovannih stendah / F. F. Bukanov, V. V. Sbrodov, S. G. Safronov // Informacionno_izmeritelnie sistemi, № 6, s. 37-47 (2013) (in Russian).
- [4]. Novoselcev V. N. Dostoinstva i nedostatki matematicheskogo modelirovaniya // Fundamentalnie issledovaniya, № 6, s. 121-122 (2004); URL_ <http://www.fundamental-research.ru/ru/article/viewid=6504> _data obrascheniya_ 11.09.2018 (in Russian).

[5]. McKee D. C. Real-time IR/EO scene simulator (RISS) product improvements / D. C. McKee, O.D. Simmons, R. J. Macar, et al. // Proc. SPIE, Vol. 5092, pp. 259-267 (2003). DOI: 10.1117/12.501200

[6]. Goryachev O. V. Modelirovanie ispitaniy na pomehozaschischennost optiko_elektronnykh sistem / O. V. Goryachev, V. V. Vorobev, N. N. Makarov, A. G. Efromeev, O. O. Morozov, A. A. Ogurcov // Izvestiya TulGU. Tehnicheskie nauki, Vip. 12, Ch. 3, s. 27-38 (2017) (in Russian).

[7]. Vorobev V. V. Razrabotka stenda dlya dinamicheskikh ispitaniy navigacionnykh blokov letatelnykh apparatov / V. V. Vorobev, A. G. Efromeev, S. V. Minchuk, O. O. Morozov, A. A. Ogurcov // Izvestiya TulGU. Tehnicheskie nauki, Vip. 12, Ch. 4, s. 162-172 (2016) (in Russian).

[8]. Gimpilevich Yu. B. Sovremennoe sostoyanie i perspektivi razvitiya metodov prostranstvennoi lokalizatsii obektov na osnove tehnologii radiochastotnoi identifikatsii / Yu. B. Gimpilevich, E. A. Levin, D. A. Savochkin // Radiotekhnika, № 173, s. 69-80 (2013). Rejim dostupa: <http://open-archive.kture.kharkov.ua/handle/123456789/1976> (in Russian).

[9]. Localization technologies for indoor human tracking / Da Zhang, Feng Xia, Lin Yao, Wenhong Zhao // Future Information Technology : 5th Int. Conf., 21-23 May 2010, Busan : proc. — IEEE, 2010. — P. 1-6. DOI : 10.1109/FUTURUETECH.2010.5482731

[10]. Musyakov M. P. Optiko_elektronnyye sistemi blizney dalnometrii / M. P. Musyakov, I.D. Micenko. Radio i svyaz, M. 168 s. (1991) (in Russian).

[11]. Bronshtein I. N. Spravochnik po matematike dlya inzhenerov i uchastihhsya vtuzov / I. N. Bronshtein, K. A. Semendyaev. Nauka, M. 544 s. (1986) (in Russian).

[12]. Lepikh Ya. I. Metod modelyuvannya umov funkcionuvannya multiparametrichnogo

datchika vidstani u statichnomu ta dinamichnomu rejimah / Ya. I. Lepikh, V. I. Santonii, L. M. Budiyanska, I. O. Ivanchenko // Vimiryuvalna ta obchislyuvalna tehnika v tehnologichnih procesah_ XII Mijnar. n. tehn. konf. (VOTTP-12-2013), 3-8 chervnya 2013 r. Odesa: materiali konf. s. 42-43 (in Ukrainian).

[13]. Lepikh Ya. I., Santoni V. I., Budyansky L. M., Ivanchenko I. O. Method and installation of motion simulation of opto-location devices - // - Abstracts, V International scientific and practical conference «Problems of coordination of military-technical and defense-industrial policy in Ukraine. Prospects for the Development of Arms and Military Equipment», October 11-12, 2017, Kyiv - S. 277-278.

[14]. Miroshnikov M. M. Teoreticheskie osnovy optiko_elektronnykh priborov. / M.M. Miroshnikov Mashinostroenie, Leningr. otdnie, L. 696 s. (1983) (in Russian).

[15]. Ukraine's Declarative Patent for Utility Model No. 78823 F 41 C 3/00. u 201112480, prior. 24.10.2011, pub. April 10, 2013, Bul. # 7. «Testing stand». Budyans'ka LM, Santoni V.I., Lepikh Ya.I., Ivanchenko I.O.

[16]. Pat. 122768 Ukraïna_ MKI G01D 18/00_ 21/00 / V. I. Santonii, I. O. Ivanchenko, L. M. Budiyanska. № u 201707780; zayavl. 24.07.17; opubl. 25.01.2018, Byul. №2 (in Ukrainian).

[17]. Egorov D. F. Differentsialnaya geometriya / D. F. Egorov. N. _ Novgorod, 289 s. (1923 (in Russian).

[18]. Gimpilevich Yu. B. Simulation of Measuring Data Obtained from RFID-Tags in Systems of Spatial Localization of Objects / Yu. B. Gimpilevich, D. A. Savochkin // Radioelectronics and Communications Systems. — 2016. — Vol. 59, No. 7. — P. 301-308. DOI: 10.3103/S0735272716070037

Стаття надійшла до редакції 03.05.2019 р.

UDC 681.7.055

DOI <http://dx.doi.org/10.18524/1815-7459.2019.2.171244>

OF IMITATION OF THE OPTICAL LOCATION DEVICE UNIFORM MOTION

V. I. Santonii, I. A. Ivanchenko, L. M. Budiianska, Ya. I. Lepikh

Interdepartmental scientific-educational physics and technical center of MES and NAS of Ukraine at Odessa I.I. Mechnikov National University, 2 Dvorianska str., Odessa, Ukraine, 65082, tel. 723-34-61, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua, dirsony@ukr.net

Summary

The aim of the work is to develop a method of physico-mathematical modeling of optical-electronic systems functioning conditions that solve the problem of reducing the time and cost of experimental studies.

The main idea of the simulation method was to replace the uniform rectilinear motion of an optical-location device (OLD) with respect to the object under investigation by scanning its field of view along a fixed MS.

Physical modeling of the OLD uniform motion was carried out by scanning the radiation along a reflecting surface bent according to the Archimedes' helix shape.

The mechanical and mirror scanning methods schemes of radiation by a spiral MD are presented. The criteria for the suitability of scanning methods for various types of OLD depending on the radiation pattern of the receiving-transmitting unit, the scanner's mirror size and the angle of its installation, as well as the range of simulated driving speeds are indicated.

A mathematical model of the simulation method, which determines the dependence of the OLD amplitude of the reflected radiation on the distance (the law of squares of distances) and the angle of incidence of the radiation on the MD (Lambert's law), was developed.

A functional analysis is carried out and the calculation results of the dependence on the MD radiation angle incidence on the polar radius rotation angle, which determines the simulated range value, are presented. The variation limits of the distance measuring relative error from 20 to 9%, introduced by the variable angle of radiation reflection in the range of the radiation incidence angle of $0 \dots \pi$, respectively, are established. The analytical expression for the angular correction of the reflected radiation amplitude, which compensates for the angular error of the simulation method, is given.

The field and simulation measurements results of the OLD base model distance characteristics based on an optocoupler LED AL107 - FD155K photodiode are presented.

Comparison of the results showed ascent at small distances with a tendency to decrease with increasing distance. In this case, the absolute measurement error is significantly reduced as a result of the calculated angular correction. The average value of the simulation measurements relative error was $\sim 20\%$, and taking into account the angular correction - $\sim 15\%$.

The work results showed the applicability of the method of OLD uniform rectilinear motion imitation using a spiral MS.

Keywords: optical-location device, modeling surface, imitation, scanning

МЕТОД ІМІТАЦІЇ РІВНОМІРНОГО РУХУ ОПТИКО-ЛОКАЦІЙНОГО ПРИСТРОЮ

В. І. Сантоній, І. О. Іванченко, Л. М. Будіянська, Я. І. Лепіх

Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр МОН і НАН України при ОНУ імені І.І. Мечникова, вул. Дворянська, 2, Одеса, Україна, 65082, тел. 723-34-61, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua, dirsony@ukr.net

Реферат

Метою роботи є розробка методу фізико-математичного моделювання умов функціонування оптико-електронних систем, які вирішують проблему зниження витрат часу і коштів на експериментальні дослідження.

Основна ідея методу імітації полягала в заміні рівномірного прямолінійного руху оптико-локаційного пристрою (ОЛП) відносно досліджуваного об'єкта скануванням його поля зору по нерухомій МП.

Фізичне моделювання рівномірного руху ОЛП здійснювалося шляхом сканування випромінювання по відбиваючій поверхні вигнутої за формою спіралі Архімеда.

Представлено схеми методів механічного та дзеркального сканування випромінювання по спіралевидній МП. Визначені критерії придатності методів сканування для різних типів ОЛП в залежності від діаграми спрямованості приймально-передавального блоку, розмірів дзеркала сканатора і кут його установки, а також діапазону імітованих швидкостей руху.

Розроблено математичну модель імітаційного методу, що визначає залежність амплітуди відбитого випромінювання ОЛП від дальності (закон квадратів відстаней) і кута падіння випромінювання на МП (закон Ламберта).

Проведено функціональний аналіз і наведені результати розрахунку залежності кута падіння випромінювання на МП від кута повороту полярного радіусу, що визначає величину імітованої дальності. Встановлено межі зміни відносної похибки вимірювання відстані від 20 до 9%, що вноситься змінним кутом відбиття випромінювання в діапазоні кута падіння випромінювання $0 \dots \pi$ відповідно. Наводиться аналітичний вираз кутової поправки амплітуди відбитого випромінювання, що компенсує кутову похибку імітаційного методу.

Наведено результати натурних та імітаційних вимірювань дистанційних характеристик макета базового ОЛП на основі оптопари світлодіод АЛ107 - фотодіод ФД155К.

Порівняння результатів показало розходження на малих дальностях з тенденцією їх зменшення при збільшенні дальності. При цьому абсолютна похибка вимірювань значно зменшується в результаті розрахункової кутової поправки. Середня величина відносної похибки імітаційних вимірювань становила $\sim 20\%$, а з урахуванням кутової поправки - $\sim 15\%$.

Результати роботи показали можливість застосування методу імітації рівномірного прямолінійного руху ОЛП з використанням спіралевидної МП.

Ключові слова: оптико-локаційне пристрій, що моделює поверхню, імітація, сканування

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ. ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ У ЖУРНАЛ

Журнал «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» публікує статті, короткі повідомлення, листи до Редакції, а також коментарі, що містять результати фундаментальних і прикладних досліджень, за наступними напрямками:

1. Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
2. Проектування і математичне моделювання сенсорів
3. Сенсори фізичних величин
4. Оптичні, оптоелектронні і радіаційні сенсори
5. Акустoeлектронні сенсори
6. Хімічні сенсори
7. Біосенсори
8. Наносенсори (фізика, матеріали, технологія)
9. Матеріали для сенсорів
10. Технологія виробництва сенсорів
11. Сенсори та інформаційні системи
12. Мікросистемні та нанотехнології (MST, LIGA-технологія та ін.)
13. Деградація, метрологія і сертифікація сенсорів

Журнал публікує також замовлені огляди з актуальних питань, що відповідають його тематиці, поточну інформацію – хроніку, персоналії, платні рекламні повідомлення, оголошення щодо конференцій.

Основний текст статті повинен відповідати вимогам Постанови Президії ВАК України від 15.01.2003 р. №7-05/1 (Бюлетень ВАК України 1, 2003 р.) і бути структурованим. Матеріали, що надсилаються до Редакції, повинні бути написані з максимальною ясністю і чіткістю викладу тексту. У поданому рукописі повинна бути обґрунтована актуальність розв'язуваної задачі, сформульована мета дослідження, міститися оригінальна частина і висновки, що забезпечують розуміння суті отриманих результатів і їх новизну. Автори повинні уникати необґрунтованого введення нових

термінів і вузькопрофільних жаргонних висловів.

Редакція журналу просить авторів при направленні статей до друку керуватися наступними правилами:

1. Рукописи повинні надсилатися у двох примірниках українською, або російською, або англійською мовою і супроводжуватися файлами тексту і малюнків на CD. Рукописи, які пропонуються авторами з України або країн СНД до видання англійською мовою обов'язково доповнюються україномовною або російськомовною версією. Електронна копія може бути надіслана електронною поштою.

2. Прийнятні формати тексту: MS Word (rtf, doc).

3. Прийнятні графічні формати для рисунків: EPS, TIFF, BMP, PCX, WMF, MS Word і MS Graf, JPEG. Рисунки створені за допомогою програмного забезпечення для математичних і статистичних обчислень, повинні бути перетворені до одного з цих форматів.

4. На статті авторів з України мають бути експертні висновки про можливість відкритого друку.

Рукописи надсилати за адресою:

Лепіх Ярослав Ілліч, Заст. гол. редактора, Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, МННФТЦ (НДЛ-3), вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, Україна.

Телефон / факс +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://semst.onu.edu.ua

Здійснюється анонімне рецензування рукописів статей.

Правила підготовки рукопису:

Рукописи повинні супроводжуватися офіційним листом, підписаним керівником установи, де була виконана робота. Це правило не стосується робіт представлених авторами із закордону чи міжнародними групами авторів.

Авторське право переходить Видавцю.

Титульний аркуш:

1. PACS і Універсальний Десятковий Код Класифікації (УДК) (для авторів із країн СНД) – у верхньому лівому куті. Допускається декілька відділених комами кодів. Якщо ніякі коди класифікації не позначені, код(и) буде(-уть) визначено Редакційною Колегією.

2. Назва роботи (по центру, прописними літерами, шрифт 14pt, жирно).

3. Прізвище (-а) автора(-ів) (по центру, шрифт 12pt).

4. Назва установи, повна адреса, телефони і факси, e-mail для кожного автора, нижче, через один інтервал, окремим рядком (по центру, шрифт 12pt).

5. Анотація: до 1000 символів.

6. Ключові слова: їхня кількість не повинна перевищувати восьми слів. В особливих випадках можна використовувати терміни з двома — чи трьома словами. Ці слова повинні бути розміщені під анотацією і написані тією самою мовою.

П.п. 2,3,4,5,6 послідовно викласти українською, англійською і російською мовами.

Для авторів з закордону, які не володіють українською або російською мовами, пп. 2-5 викладаються англійською мовою.

7. До кожного примірника статті додаються реферати українською / російською (в залежності від мови оригіналу статті), та англійською мовами (кожен реферат на окремому аркуші). Особливу увагу слід приділяти написанню резюме статті англійською мовою. Для цього доцільно користуватися послугами кваліфікованих спеціалістів-лінгвістів з подальшим науковим редагуванням тексту автором(-ами). Перед словом «реферат» необхідно написати повну назву статті відповідною мовою, УДК, прізвища та ініціали авторів, назви установ. Реферат обсягом 200-250 слів має бути структурованим: мета

(чітко сформульована), методи дослідження, результати дослідження (стисло), узагальнення або висновки. Після тексту реферату з абзацу розміщуються ключові слова.

8. Текст статті повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, на білому папері формату А4. Поля: зліва - 3см, справа - 1,5см, вверху і знизу - 2,5см. Шрифт 12pt. Підзаголовки, якщо вони є, повинні бути надруковані прописними літерами, жирно.

Рівняння повинні бути введені, використовуючи MS Equation Editor або MathType. Роботи з рукописними вставками не приймаються. Таблиці повинні бути представлені на окремих аркушах у форматі відповідних текстових форматів (див. вище), чи у форматі тексту (з колонками, відділеними інтервалами, комами, крапкам з комою, чи знаками табулювання).

9. У кінці тексту статті указати прізвища, імена та по батькові усіх авторів, поштову адресу, телефон, факс, e-mail (для кореспонденції).

10. Список літератури повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, з літературою, пронумерованою в порядку її появи в тексті. Бібліографія друкується лише латиницею (кирилиця подається в транслітерації). Порядок оформлення літератури повинен відповідати вимогам ВАК України, наприклад:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors* // *Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Підписи до рисунків і таблиць повинні бути надруковані в рукописі з двома пробілами після списку літератури. Виносок, якщо можливо, бажано уникати.

Приймаються тільки високоякісні рисунки. Написи і символи повинні бути надруковані усередині рисунку. Негативи, слайди, і діапозитиви не приймаються.

Кожен рисунок повинен бути надрукова-

ний на окремому аркуші і мати розмір, що не перевищує 160x200 мм. Для тексту на рисунках використовуйте шрифт 10pt. Одиниці виміру повинні бути позначені після коми (не в круглих дужках). Усі рисунки повинні бути пронумеровані в порядку їх появи в тексті, з частинами позначеними як (а), (б), і т.д. Розміщення номерів рисунків і напису усередині малюнків не дозволяються. Зі зворотної сторони, напишіть олівцем назву, прізвище(а) автора(-ів), номер малюнка і позначте верх стрілкою.

Фотографії повинні бути оригінальними. Кольоровий друк можливий, якщо його вартість сплачується авторами чи їх спонсорами.

12. Стаття має бути підписана автором (усіма авторами) з зазначенням дати на останній сторінці.

Автори несуть повну відповідальність за бездоганне мовне оформлення тексту, особливо за правильну наукову термінологію (її слід звіряти за фаховими термінологічними словниками).

13. Датою надходження статті вважається день, коли до редколегії надійшов остаточний варіант статті після рецензування.

Після одержання коректури статті автор повинен виправити лише помилки (чітко, синьою або чорною ручкою неправильно закреслити, а поряд з цим на полі написати правильний варіант) і терміново відіслати статтю на адресу редколегії електронною поштою.

Підпис автора у кінці статті означає, що автор передає права на видання своєї статті редакції. Автор гарантує, що стаття оригінальна; ні стаття, ні рисунки до неї не були опубліковані в інших виданнях.

Відхилені статті не повертаються.

INFORMATION FOR AUTHORS

THE REQUIREMENTS ON PAPERS PREPARATION

Journal «Sensor Electronics and Microsystems Technologies» publishes articles, brief messages, letters to Editors, and comments containing results of fundamental and applied researches, on the following directions:

1. Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors
2. Sensors design and mathematical modeling
3. Physical sensors
4. Optical, optoelectronic and radiation sensors
5. Acoustoelectronic sensors
6. Chemical sensors
7. Biosensors
8. Nanosensors (physics, materials, technology)
9. Sensor materials
10. Sensors production technologies
11. Sensors and information systems
12. Microsystems and nano-technologies (MST, LIGA-technologies et al.)
13. Sensor's degradation, metrology and certification

The journal publishes the custom-made reviews on actual questions appropriate to the mentioned subjects, current information – chronicle, special papers devoted to known scientists, paid advertising messages, conferences announcements.

The basic article text should meet the SAC Ukraine Presidium Decree requirements from 15.01.2003 № 7-05/1 (SAC Bulletin № 1, 2003) and be structured. The materials sent to Editors, should be written with the maximal text presentation clearness and accuracy. In the submitted manuscript the actuality of problem should be reflected, the purpose of the work should be formulated. It must contain an original part

and conclusions providing the received results essence and their novelty understanding. The authors should avoid the new terms and narrow-profile jargon phrase unreasonable introduction.

Journal Edition asks authors at a direction of articles in a print to be guided by the following rules:

1. Manuscripts should be submitted in duplicate in Ukrainian, English, or Russian, a hard copy and supplemented with a text file and figures on a CD. Manuscripts which are offered by authors from Ukraine or CIS countries to the edition in English are necessarily supplemented by Ukrainian or Russian version. An electronic copy may be submitted by e-mail.

2. Acceptable text formats: MS Word (rtf, doc).

3. Acceptable graphic formats for figures: EPS, TIFF, BMP, PCX, CDR, WMF, MS Word and MS Graf, JPEG. Figures created using software for mathematical and statistical calculations should be converted to one of these formats.

4. For articles of authors from Ukraine there should be expert conclusions about an opportunity of an open print.

Manuscripts should be sent to:

Lepikh Yaroslav Illich, The Vice Editor, Odessa National I. I. Mechnikov University, ISEPTC (RL-3), str. Dvoryanskaya, 2, Odessa, 65082, Ukraine.

Phone/fax +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://semst.onu.edu.ua

Manuscripts of articles anonymous reviewing is carried out

The manuscript preparation rules:

The manuscripts should be supplemented with the Official letter signed by a chief manager of the institution where the work was performed. This rule does not apply to papers submitted by authors from abroad or international groups of authors.

Copyright transfer to the Publisher.

Title Page:

1. PACS and Universal Decimal Classification code (for authors from CIS) in the top left corner. Several comma-separated codes are allowed. If no classification codes are indicated, the code(s) will be assigned by the Editorial Board.

2. Title of the paper (central, capital, bold, 14pt).

3. Name (-s) of the author(-s) below, in one space (central, normal face, 12pt).

4. Name of affiliated institution, full address, phone and fax numbers, e-mail addresses (if available) for each author below, in one space (central, normal face, 12pt).

5. Abstract: up to 1000 characters.

6. Keywords: its amount must not exceed eight words. In the specific cases it is acceptable to use two- or three-word terms. These words must be placed under the abstract and written in the same language.

Items 2,3,4,5,6 must be presented in series in Ukrainian, English and Russian languages.

For authors from abroad which do not know Ukrainian or Russian languages, items 2-5 may be presented only in English.

7. To each copy of the article abstracts in Ukrainian / Russian (depending on language of the original all authors of article), and the English language are applied (each abstract on a separate sheet). The special attention should be given to the writing of the article summary in English. For this purpose it is expedient to use the qualified experts - linguists with the further scientific editing the text by the author (-s). Before the word "abstract" it is necessary to write the full article name by the appropriate language, UDC, surnames and the initials of the authors, names of affiliated institutions. The abstract in volume of 200-250 words must be

structured: the purpose (precisely formulated), research methods and results (shortly), generalizations or conclusions. After the text of the abstract from the item key words are placed.

8. Article text should be printed 1,5-spaced on white paper A4 format with a 12pt, margins: left – 3sm, right – 1,5, upper and lower – 2,5sm. Titles of the sections if it is present should be typed bold, capitals.

Equations should be entered using MS Equation Editor or MathType. Papers with handwritten equations are not accepted. Notations should be defined when the first appearing in the text.

Tables should be submitted on separate pages in the format of appropriate text formats (see above), or in the text format (with columns separated by interval, commas, or tabulation characters).

9. At the article text end one must indicate surnames, names and patronymics of all authors, the mail address, the phone, a fax, e-mail (for the correspondence).

10. List of references should be 1,5-spaced, with references numbered in order of their appearance in the text. The bibliography is printed only by the roman type (cyrillics represents in transliteration).

The literature registration order should conform to DAS of Ukraine requirements, for ex-ample:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors // Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Figures and tables captions should be printed in the manuscript double-spaced after the list of references. Footnotes should be avoided if possible.

Only high-quality pictures can be accepted. Inscriptions and symbols should be printed inside picture. Negatives, and slides are not accepted.

Each figure should be printed on a separate page and have a size not exceeding 160x200 mm. For text inside figures, use 10pt. Measurement units should be indicated after a comma (not in blankets). All figures are to be numbered in order of its appearance in the text, with sections denoted as (a), (b), etc. Placing the figure numbers and captions inside figures is not allowed. On the backside, write with a pencil the paper title, author(s) name(s) and figure number, and mark the topside with an arrow.

Photographs should be submitted as original prints. Color printing is possible if its cost is covered by the authors or their sponsors.

12. The article must be signed by author (all authors) with the date indication on the last page.

Authors bear full responsibility for irreproachable language make out of the text, es-

pecially for a correct scientific terminology (it should be verified under terminological dictionaries of the appropriate speciality).

13. The date of article acceptance is that one when the final variant comes to the publisher after a prepublication review.

After obtaining the proof sheet the author should correct mistakes (clearly cancel incorrect variant with blue or black ink and put the correct variant on border) and send urgently the revised variant to the editor by e-mail.

Author's signature at the article end vouches that author grants a copyright to the publisher. Author vouches that the work has not been published elsewhere, either completely, or in part and has not been submitted to another journal.

Not accepted manuscripts will not be returned.

Комп'ютерне верстання – О. І. Карлічук

Підп. до друку 25.06.2019. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 10,93. Тираж 300 пр. Зам. № 1942.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39