

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

СЕНСОРНА ЕЛЕКТРОНІКА І МІКРОСИСТЕМНІ ТЕХНОЛОГІЇ 2019 – Т. 16, № 4

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 KB
№ 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, PIIIC, 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 № 4 від 17.12.2019 р.

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
Odesa I. I. Mechnikov National University

SENSOR ELECTRONICS AND MICROSYSTEM TECHNOLOGIES 2019 – VOL. 16, № 4

Scientific and Technical Journal

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

UDC 681.586

Founded by Odesa I. I. Mechnikov
National University

At support of the Ukrainian Physical Society

Certificate of State Registration KB № 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 Odesa
I. I. Mechnikov National University
Scientific Council. *Transaction № 4,*
17.12.2019

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

Редакційна колегія

Головний редактор – **В. А. Сминтина**
Заступник головного редактора – **Я. І. Лепіх**
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. Дзядевич (Київ, Україна)
Г. В. Єльська (Київ, Україна)
В. О. Іваниця (Одеса, Україна)
О. М. Калашніков (Ноттінгем, Велика Британія)
О. В. Коваленко (Дніпро, Україна)
І. А. Кравченко (Одеса, Україна)
Вілко Лантто (Оулу, Фінляндія)
В. Г. Литовченко (Київ, Україна)
С. В. Ленков (Київ, Україна)
Є. В. Малахов (Одеса, Україна)
І. Г. Неизвестний (Новосибірськ, Росія)
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)
М. В. Ткач (Чернівці, Україна)
О. В. Третьак (Київ, Україна)
А. Чаудхрі (Чандігар, Індія)
Є. М. Шерегій (Жешув, Польща)

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)
O. V. Kovalenko (Dnipro, Ukraine)
I. A. Kravchenko (Odessa, 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)
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)
M. V. Tkach (Chernivtsi, Ukraine)
A. V. Tretyak (Kiev, Ukraine)
A. Chaundhri (Chandigarh, India)
E. M. Sheregii (Rzeszow, Poland)

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

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:
LANDAUER – DATTA – LUNDSTROM
TRANSPORT MODEL AND BALLISTIC
MOSFET 5***Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха***ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ:
ТРАНСПОРТНА МОДЕЛЬ
ЛАНДАУЕРА – ДАТТА – ЛУНДСТРОМА
ТА БАЛІСТИЧНІ MOSFET****Оптичні, оптоелектронні і радіаційні
сенсори****Optical and optoelectronic and radiation
sensors***O. Yu. Khetselius, A. V. Glushkov, S. N.
Stepanenko, A. A. Svinarenko, Yu. Ya. Bunyakova,
V. V. Buyadzhi***SENSING AND ANALYSIS OF
RADIOACTIVE RADON ²²²RN
CONCENTRATION CHAOTIC
VARIABILITY IN AN ATMOSPHERE
ENVIRONMENT 27***О. Ю. Хецеліус, О. В. Глушков,
С. М. Степаненко, А. А. Свинаренко,
Ю. Я. Бунякова, В. В. Буяджи***ДЕТЕКТУВАННЯ ТА АНАЛІЗ
ХАОТИЧНИХ ФЛУКТУАЦІЙ
КОНЦЕНТРАЦІЇ РАДІОАКТИВНОГО
РАДОНУ В АТМОСФЕРНОМУ
СЕРЕДОВИЩІ****Біосенсори
Biosensors***V. M. Arkhypova, K. V. Stepurska,
K. S. Tsyganenko, Ya. I. Savchuk, A. V. Elskaya,
S. V. Dzyadevych***BIOSENSORS DETERMINATION OF
AFLATOXIN B1 IN AGRICULTURAL
PRODUCTS 37***B. M. Архипова, К. В. Степурська,
К. С. Циганенко, Я. І. Савчук, Г. В. Єльська,
С. В. Дзядевич***БІОСЕНСОРНЕ ВИЗНАЧЕННЯ
АФЛАТОКСИНУ В1 В
СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКІЙ ПРОДУКЦІЇ****Матеріали для сенсорів
Sensor materials***Yu. A. Udovyt'ska, S. V. Luniov, V. P. Kashytskyi,
V. T. Maslyuk, I. G. Megela***DEVELOPMENT OF PROTECTIVE
COATINGS BASED ON EPOXY
COMPOSITE MATERIALS FOR
GERMANIUM SINGLE CRYSTALS FROM
THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD
AND RADIATION 53***Ю. А. Удовицька, С. В. Луньов,
В. П. Кашицький, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела***РОЗРОБКА ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ
НА ОСНОВІ ЕПОКСИКОМПОЗИТНИХ
МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛІВ
ГЕРМАНІЮ ВІД ВПЛИВУ МАГНІТНОГО
ПОЛЯ ТА РАДІАЦІЇ***Yu. A. Nitsuk, Ya. I. Lepikh, I. V. Teplykova,
Yu. F. Vaksman***COLLOIDAL ZnS:Cu NANOCRYSTALS
FOR GREEN FLUORESCENT
MARKERS 66**

*Ю. А. Ніщук, Я. І. Леніх, І. В. Теплякова,
Ю. Ф. Ваксман*

КОЛОЇДНІ НАНОКРИСТАЛИ ZnS:Cu
ДЛЯ ЗЕЛЕНИХ ФЛУОРЕСЦЕНТНИХ
МАРКЕРІВ

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

*V. V. Ilchenko, I. V. Lishchuk, V. J. Opylat,
S. V. Tyshchenko*

APPLICATION OF STATISTICAL
METHODS FOR COMPLEX RELAXATION
SPECTRA ANALYSIS AS A MEAN OF
ADVANCE OF DLTS METHOD..... 72

*В. В. Ільченко, І. В. Ліщук, В. Я. Опилат,
С. В. Тищенко*

ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНИХ
МЕТОДІВ ДЛЯ АНАЛІЗУ СКЛАДНИХ
РЕЛАКСАЦІЙНИХ СПЕКТРІВ – ЯК ЗАСІБ
УДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДИКИ DLTS

Інформація для авторів.
Вимоги до оформлення
статей у журнал 81

Information for contributors. The
requirements on papers preparation..... 84

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

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

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189020>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТРАНСПОРТНА МОДЕЛЬ ЛАНДАУЕРА – ДАТТА – ЛУНДСТРОМА ТА БАЛІСТИЧНІ MOSFET

*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. Тараса 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@gmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТРАНСПОРТНА МОДЕЛЬ ЛАНДАУЕРА – ДАТТА – ЛУНДСТРОМА ТА БАЛІСТИЧНІ MOSFET

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У п'ятій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто транспортну модель Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ), яку надалі використовуємо для побудови теорії MOSFET при низьких і високих напругах на стоці, в квазірівноважних і в далеких від рівноваги умовах.

Для достатньо довгих каналів провідності одержані результати збігаються зі звичними традиційними результатами; проте, використовуючи їх, ми також зможемо достовірно побудувати фізику нанотранзисторів, що працюють у балістичному або квазібалістичному режимах. Використано підхід ЛДЛ для розрахунку вихідних характеристик балістичних MOSFET. Для цієї мети застосовується формула Ландауера з обмеженнями, які накладає електростатика MOS.

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

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: LANDAUER – DATTA – LUNDSTROM TRANSPORT MODEL AND BALLISTIC MOSFET

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

Abstract. In the fifth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the transport model by Landauer – Datta – Lundstrom (LDL) is considered, which is further used to construct the MOSFET theory for low and high voltages in the drain, in quasi-equilibrium and in conditions far from equilibrium. For sufficiently long conduction channels, the results coincide with the usual traditional results, however, we also can reliably build the physics of nanotransistors working in ballistic or quasi-ballistic modes. The LDL approach is used to calculate the output characteristics of ballistic MOSFETs. For this purpose, the Landauer formula with constraints imposed by MOS electrostatics is applied.

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

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: ТРАНСПОРТНАЯ МОДЕЛЬ ЛАНДАУЭРА – ДАТТА – ЛУНДСТРОМА И БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ MOSFET

Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха

Аннотация. В пятой из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, рассмотрена транспортная модель Ландауера – Датта – Лундстрорма (ЛДЛ), которая далее используется для построения теории MOSFET при низких и высоких напряжениях на стоке, в квазиравновесных и в далеких от равновесия условиях. Для достаточно длинных каналов проводимости результаты совпадают с привычными традиционными результатами, однако, мы также сможем достоверно построить физику нанотранзисторов, работающих в баллистическом или квазibalлистическом режимах. Используется подход ЛДЛ для расчета выходных характеристик баллистических MOSFET. Для этой цели применяется формула Ландауэра с ограничениями, которые накладывает электростатика MOS.

Ключевые слова: нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторов, управление транзисторами, виртуальный исток

1. Вступ

Основним пристроєм сучасної електроніки залишається польовий транзистор метал-діелектрик-напівпровідник з ізольованим 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]). 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 [1] ми дали загальний опис транзистора MOSFET, що є базовим пристроєм сучасної електроніки. Ми розглянули фізичну структуру MOSFET та його вольтамперні 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. Було показано, що завжди існує бар'єр на межі між стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Нашу наступну статтю [2] 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 вольтамперних характеристик (ВАХ).

У продовження викладу фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, розпочатого в [1, 2], у статті [3] розглянуто фізику процесів у напівпровідниковому каналі 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, що пов'язує V_G з ψ_s , також 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.

На продовження огляду фізичних принципів моделювання нанотранзисторів [1 – 3] у статті [4] ми розглянули 2D електростатику MOS й зумовлені нею ефекти, а далі сформулювали вже класичну модель віртуального витоку без явного врахування можливості балістичного транспорту. Ми показали, що врахування електростатики погіршує характеристики транспорту електронів у польових транзисторах, збільшуючи підпороговий розкид і викликаючи ефект зниження бар'єру, зумовлений стоком (*DIBL*), який у свою чергу збільшує вихідну провідність і зменшує граничну напругу в короткоканальних транзисторах. Мірою того, як транзистори робляться дедалі мініатюрнішими, основний виклик, який постає перед схемотехніками, полягає в контролі над короткоканальними ефектами. Зазвичай для цього потрібне чисельне моделювання.

У цій статті ми спершу розглянемо узагальнену модель електронного транспорту Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ) стосовно до 2D каналів провідності польових транзисторів MOSFET. З докладнішим викладом цієї моделі у застосуванні до як наноскопічних, так і до мікро- та макроскопічних провідників довільної вимірності 1D, 2D і 3D, що працюють у балістичному, квазібалістичному та дифузійному режимах, можна ознайомитися в [5 – 10].

Струм стоку MOSFET пропорційний добуткові електронного заряду та швидкості електронів. Досі ми обговорювали питання, пов'язані з зарядом. Натомість зараз обговорімо швидкість носіїв струму. Для обчислення середньої швидкості нам потрібна теорія транспортних явищ у напівпровідниках. Традиційно виклад цієї теорії починають з дифузійно-дрейфового рівняння [11]:

$$J_x = n_s q \mu E_x + q D \frac{dn_s}{dx}, \quad (1)$$

де J_x – густина струму 2D електронів у перерізі тонкого шару в одиницях $[A/m]$, n_s – поверхнева концентрація електронів в одиницях $[m^{-2}]$. Це рівняння цілком може бути вихідним для розгляду транспортних явищ у транзисторах із достатньо довгим каналом провідності, однак не надається для такого розгляду в нанотранзисторах.

Для нанотранзисторів ми використаємо концепцію Ландауера [12], розвинуту Датта [5, 9] та Лундстромом [6, 10], згідно з якою струм визначається виразом

$$I = \frac{2q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} T(E) M(E) (f_1(E) - f_2(E)) dE, \quad [A], \quad (2)$$

де $T(E)$ – коефіцієнт проходження, $M(E)$ – число мод (каналів) провідності, $f_1(E)$ та $f_2(E)$ – фермівські функції контактів 1 і 2.

2. Узагальнена модель електронного транспорту

Схема наноканалу провідності в польовому транзисторі зображена на рис. 1. Вважаємо, що контакти масивні й відбувається сильне непружне електрон-фононне розсіяння, тож електрони в контактах перебувають у термодинамічній рівновазі. В стані рівноваги ймовірність того, що електронний стан з енергією E зайнятий, визначається функцією Фермі

$$f_{1,2}(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_{F1,2})/kT}}, \quad (3)$$

у якій $E_{F1,2}$ – рівні Фермі для контактів 1 і 2, які в нашому контексті називають також електрохімічними потенціалами контактів 1 та 2 (за визначенням, запровадженим Джоною Гіббсом ще в XIX столітті, це енергія, необхідна для введення в контакт, або виведення з нього, одного електрона без здійснення роботи).

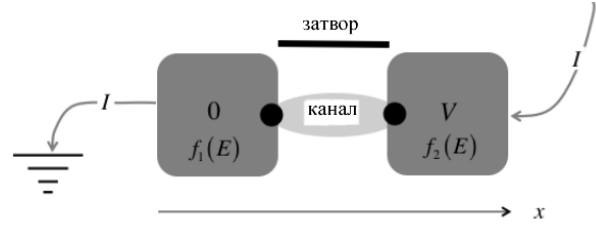


Рис. 1. Наноканал провідності MOSFET з двома масивними контактами, що перебувають у термодинамічній рівновазі. Якщо контакти мають різну температуру, або ж до них прикладено різні потенціали, то $f_1(E) \neq f_2(E)$ і в каналі протікатиме струм.

Якщо температура контактів однакова й на них подано однакову напругу, то відповідно до (2) струму в каналі немає. Таке твердження безпосередньо випливає з фізичного змісту фермівської функції, бо в цій ситуації ймовірності того, що стани з енергією E на контактах 1 і 2 зайняті, однакові.

Тепер розглянемо ситуацію, коли $f_1(E) \neq f_2(E)$ і струм протікає. Згідно з (3), у цьому випадку можливі два сценарії виникнення струму. По-перше, температура обох контактів може бути різною, що спричинить термоелектричні ефекти [5, 6, 8, 9, 13]. По-друге, на контакти може бути подано різну напругу.

Нехай, наприклад, лівий контакт 1 заземлено, а на правий контакт подано напругу V (рис. 1). Якщо прикладено позитивну напругу, то електрохімічний потенціал правого контакту знизиться на величину qV :

$$E_{F2} = E_{F1} - qV. \quad (4)$$

При цьому ми вважаємо, що навіть коли подано напругу, ймовірність того, що стан зайнято, визначається рівноважною функцією Фермі, яка набуває різних значень на контактах. Взагалі кажучи, це може бути й не так, бо за появи струму система виходить зі стану рівноваги. Однак, ми припускаємо, що контакти настільки масивні, що прикладення невеликої напруги викликає тільки незначне відхилення зі стану рівноваги, яким можна знехтувати.

Коли є різниця напруг, поданих на контакти, виникає й різниця $f_1(E) \neq f_2(E)$ між фермівськими функціями в певній області енергій, яку називають вікном Фермі. Концепцію фермівського вікна провідності зображено на рис. 2.

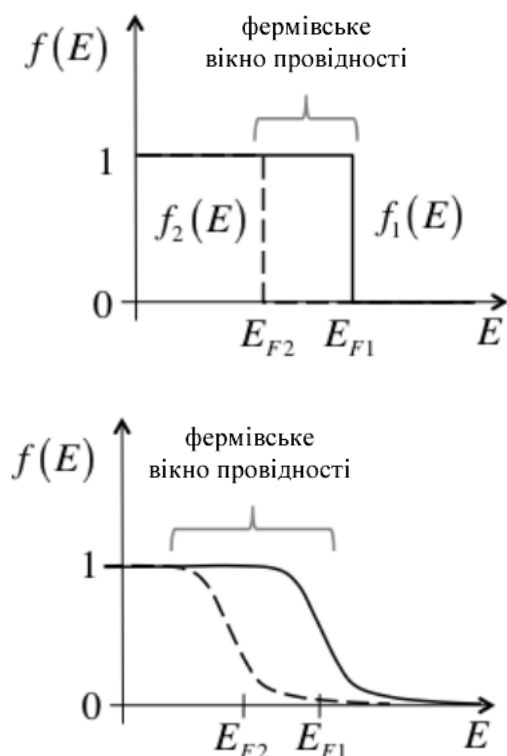


Рис. 2. Концепція фермівського вікна за прикладання відносно великої напруги: ліворуч: $T = 0$; праворуч: $T > 0$ К.

Рисунок ліворуч відповідає $T = 0$, а праворуч $T > 0$ К: $f_1(E) \neq f_2(E)$. У відповідності до виразу Ландауера для струму (2), лише електрони в каналі провідності, енергія яких потрапляє у вікно Фермі, дають вклад у величину струму.

Різниця між електрохімічними потенціалами контактів є причиною появи струму, однак, як видно з формули Ландауера (2), струм при енергії E пропорційний добутку $T(E)M(E)$. Величина $M(E)$ – це число мод (каналів) провідності при енергії E . Число мод провідності має просту аналогію: число смуг автомобільного шосе. Чим більше мод, тим сильніший струм; але проводять струм

тільки ті моди, енергія яких потрапляє у вікно провідності Фермі.

Як докладно показано в [5 – 10], число мод залежить від густини станів при енергії E і від швидкості електронів з такою енергією (це легко зрозуміти й на інтуїтивному рівні, за наведеною вище аналогією з автомобільним рухом).

Величина $T(E)$ має назву коефіцієнта проходження. Він дорівнює ймовірності того, що електрон, вийшовши з контакту 1, пройде весь канал провідності без розсіювання назад і прийде у контакт 2. Коефіцієнт проходження відмінний від одиниці за наявності розсіювання назад. Якщо електрон вийшов з контакту 1 і розсіявся назад, він може повернутися в контакт 1. Ймовірність розсіювання назад залежить від довжини каналу провідності L і від середньої відстані між двома сусідніми актами розсіювання назад λ , так звану середню довжину вільного пробігу між розсіюваннями назад (mean-free-path/mfp for backscattering). Коли $L \ll \lambda$, то $T \rightarrow 1$, а при $L \gg \lambda$ маємо $T \rightarrow 0$. У формулі (2) зроблено припущення, що ймовірність проходження електрона від контакту 1 до контакту 2 дорівнює ймовірності проходження електрона від контакту 2 до контакту 1. Можна показати, що це має місце при пружному розсіянні електронів, тобто тоді, коли електрони, рухаючись, займають різні паралельні моди. В концепції Ландауера закладено припущення, що в каналі провідності відбувається пружне розсіювання електронів, а в контактах – сильне непружне розсіювання.

Формула Ландауера (2) придатна для опису транспорту електронів від балістичного випадку без розсіювання з $T = 1$ й до дифузійного випадку з інтенсивним розсіюванням з $T \ll 1$. Повний струм одержуємо як наслідок підсумовування вкладів від усіх мод, які ми вважаємо незалежними, бо непружні зіткнення, які ведуть до взаємодії мод, ми виключаємо.

Великі й малі напруги

Різниця електрохімічних потенціалів $f_1(E) - f_2(E) = qV$ відіграє важливу роль у виразі Ландауера для струму (2). Ситуації,

коли ця різниця велика чи мала, відмінні. Коли велику напругу прикладено до контакту 2, тоді для всіх енергій $f_1(E) \gg f_2(E)$ і (2) спрощується до

$$I = \frac{2q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} T(E) M(E) f_1(E) dE. \quad (5)$$

Ми будемо використовувати цей вираз для області насичення MOSFET.

Коли до контакту 2 прикладено невелику напругу, формула (2) так само спрощується (рис. 3).

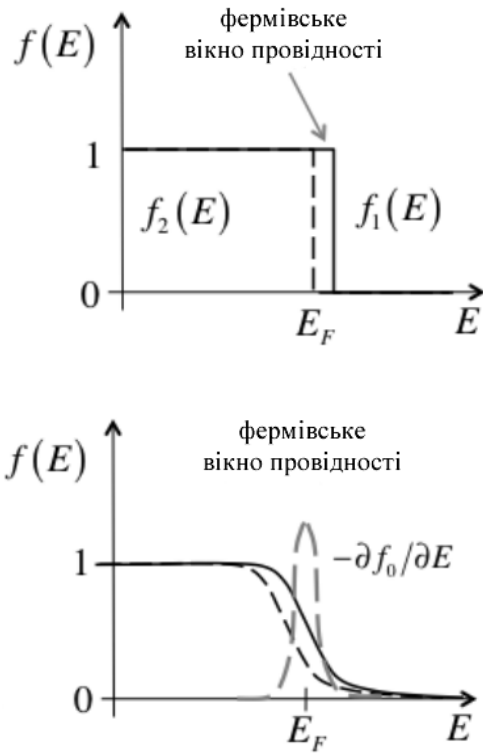


Рис. 3. конценция фермівського вікна при прикладенні невеликої напруги: ліворуч: $T = 0$; праворуч: $T > 0$ K.

При $T = 0$ фермівське вікно виглядає як δ -функція при енергії $E = E_F$ (рис. 3, ліворуч). При $T > 0$ фермівське вікно $f_1(E) - f_2(E)$ нагадує гострий пік, центрований при $E = E_F$ (рис.3, праворуч). При малих напругах, що відповідають квазірівноважним станам, можна використати розклад $f_2(E)$ у ряд Тейлора

$$f_2(E) \approx f_1(E) + \frac{\partial f_1}{\partial E_F} \delta E_F, \quad (6)$$

звідки для малої різниці між електрохімічни-

ми потенціалами контактів

$$f_1(E) - f_2(E) = - \left(\frac{\partial f_1}{\partial E_F} \right) \delta E_F = - \left(- \frac{\partial f_1}{\partial E} \right) \delta E_F, \quad (7)$$

де ми використали властивість функції Фермі

$$\partial f / \partial E_F = - \partial f / \partial E. \quad (8)$$

Оскільки $\delta E_F = -qV$, то

$$f_1(E) - f_2(E) = q \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) V, \quad (9)$$

де ми використали те, що поблизу рівноваги $f_1(E) \approx f_2(E) \approx f_0(E)$. Отже, поблизу рівноваги після підстановки (9) до (2) одержуємо, що

$$I = GV, \quad [A]$$

$$G = \frac{2q^2}{h} \int T(E) M(E) \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad [C_M]^{(10)}$$

Часто саме цей останній вираз для провідності називають формулою Ландауера. Ми використаємо цю формулу для обчислення струму в лінійній області вихідних характеристик MOSFET.

Нарешті, за визначенням, фермівське вікно провідності описується кривою

$$W(E) \equiv \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right), \quad (11)$$

площа під якою дорівнює одиниці:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(E) dE = 1, \quad (12)$$

що випливає з

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(E) dE = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE = - \int_{-\infty}^{+\infty} df_0 = f_0(-\infty) - f_0(+\infty) = 1,$$

де остання рівність є наслідком властивостей функції Фермі (3). Коли температура прямує до нуля, фермівське вікно $W(E)$ прямує до δ -функції при $E = E_F$. Оскільки електронний газ у металах завжди сильно вироджений, і $E_F \gg kT$, то за будь-яких реальних температур можемо використовувати граничний випадок $T = 0$ і вважати, що $W(E) \approx \delta(E - E_F)$.

Коефіцієнт проходження

Розглянемо ситуацію, коли стаціонарний потік електронів $F^+|_{x=0}$ інжектується ліворуч в однорідний провідник за відсутності електричного поля, а праворуч виходить потік $F^+|_{x=L}$ (рис. 4). Інкєкції праворуч не відбувається.

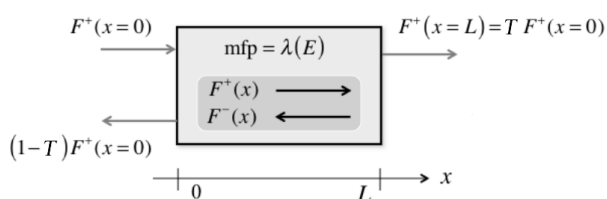


Рис. 4. Інкєкція в провідник потоку електронів $F^+|_{x=0}$ ліворуч, частина яких $T F^+|_{x=0} = F^+|_{x=L}$ виходить з провідника праворуч. Вважаємо, що інкєкції в провідник праворуч не відбувається, а так само відсутні процеси генерації та рекомбінації електронів усередині провідника.

Коефіцієнт проходження T визначається як відношення числа електронів, які вийшли з провідника праворуч, до числа тих, які було інкєктовано ліворуч:

$$T = \frac{F^+|_{x=L}}{F^+|_{x=0}}. \quad (0 \leq T \leq 1) \quad (13)$$

Частина електронів, інкєктованих у провідник, проходить крізь нього, а частина електронів зазнає розсіяння назад і залишає провідник ліворуч:

$$\begin{aligned} F^+|_{x=0} &= F^+|_{x=L} + F^-|_{x=0}, \\ F^-|_{x=0} &= (1-T)F^+|_{x=0}. \end{aligned}$$

Ситуація, зображена на рис. 4, може ілюструвати дифузію електронів крізь базу біполярного транзистора: потік електронів інкєктується емітером у базу при $x=0$ і виходить при $x=L$ в колектор. Якщо напруга на колекторі достатньо велика, то колектор працює як контакт-поглинач: він поглинає всі електрони й жоден електрон не повертається на базу.

Розглянемо спершу випадок з тонкою базою, $L \ll \lambda$. Практично всі інкєктовані електрони залишають базу, так що $F^+(L) = F^+(0)$ і $F^-(0) = 0$. Це балістичний граничний випадок і коефіцієнт проходження

док і коефіцієнт проходження

$$T_{ball} = 1. \quad (14)$$

В дифузійному граничному випадку $L \gg \lambda$. Канал провідності набагато довший від середньої довжини вільного пробігу, й коефіцієнт проходження невеликий. Така ситуація типова для мікроелектроніки.

Для обчислення коефіцієнту проходження в дифузійному граничному випадку нехай концентрація електронів в точці інкєкції $x=0 \in n|_{x=0}$. Якщо канал провідності достатньо довгий, то $n|_{x=L} \approx 0$. Сумарний потік електронів визначається законом дифузії Фіка:

$$F = -D \frac{dn}{dx} = D \frac{n|_{x=0}}{L} = F^+|_{x=L}. \quad (15)$$

В дифузійному випадку

$$F^+|_{x=0} = \frac{n|_{x=0}}{2} v_T, \quad (16)$$

де двійка зумовлена тим, що в дифузійному випадку приблизно половина електронів при вході в канал провідності має додатну швидкість, а друга половина – від'ємну, зумовлену розсіянням назад. Швидкість v_T – це середня теплова швидкість електронів. У випадку чинності статистики Максвелла – Больцмана це однонаправлена теплова швидкість

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}. \quad (17)$$

З (13), (15) та (16) знаходимо

$$T = \frac{F^+|_{x=L}}{F^+|_{x=0}} = \frac{F}{F^+|_{x=0}} = \frac{D n|_{x=0} / L}{v_T n|_{x=0} / 2} = \frac{2D}{v_T L}, \quad (18)$$

де коефіцієнт дифузії відомим чином пов'язаний з тепловою швидкістю та середньою довжиною вільного пробігу [6, 8]

$$D = \frac{v_T \lambda}{2}, \quad [cm^2/c], \quad (19)$$

тож остаточно в дифузійному випадку

$$T_{diff} = \frac{\lambda}{L}. \quad (20)$$

Як і слід було очікувати, коефіцієнт проходження в дифузійному випадку невеликий, бо $L \gg \lambda$.

Отже, ми записали вирази для коефіцієнту проходження в двох режимах – балістичному та дифузійному. Сучасні нанотранзистори найчастіше працюють у проміжному квазі-балістичному режимі. В загальному випадку

$$T = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L},$$

$$T(E) = \frac{\lambda(E)}{\lambda(E) + L}. \quad (21)$$

Перший вираз записано в припущенні, що середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії, в результаті чого коефіцієнт проходження однаковий для всіх мод провідності. В другому виразі коефіцієнт проходження залежить від енергії мод провідності й охоплює як обидва граничні режими – як балістичний ($L \ll \lambda$, $T \rightarrow 1$) та дифузійний ($L \gg \lambda$, $T \ll 1$), так і проміжний квазібалістичний режим ($L \approx \lambda$, $T < 1$). Цей загальний вираз для коефіцієнта проходження впливає з кінетичного рівняння Больцмана [6 – 9].

Важливо відзначити, що величина λ у (21) – це середня довжина вільного пробігу щодо розсіювання назад (mean-free-path for backscattering). Її фізичний зміст пов'язаний з імовірністю (на одиницю довжини) того, що потік електронів розсіюється назад. Натомість середня довжина вільного пробігу – це просто середня відстань між двома сусідніми в часі випадками розсіювання

$$\Lambda(E) \equiv v(E) \tau(E). \quad (22)$$

Для 2D каналу провідності [6 – 9]

$$\lambda(E) \equiv \frac{\pi}{2} v(E) \tau_m(E), \quad (23)$$

де $\tau_m(E)$ – час релаксації імпульсу, який завжди більший, аніж середній час між двома послідовними актами розсіювання $\tau(E)$, тому $\lambda > \Lambda$: середня довжина вільного пробігу щодо розсіювання назад завжди більша від середньої довжини вільного пробігу.

Однонаправлена тепла швидкість (17) відіграє важливу роль у транспортних задачах. У стані рівноваги середня швидкість електронів дорівнює нулю, бо середня швидкість електронів, які рухаються в напрямі $+x$, дорівнює за модулем середній швидкості електронів,

які рухаються в напрямі $-x$. Обчислимо цю однонаправлену швидкість для 2D напівпровідника з параболічною зонною структурою.

Спочатку розглянемо усереднення за кутами (рис. 5).

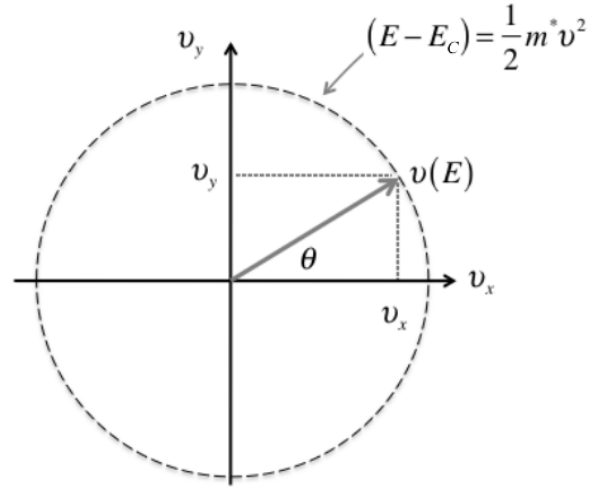


Рис. 5. Вектор швидкості $v(E)$ при енергії E в площині xu . Для ізотропної параболічної зонної структури величина вектора швидкості визначається його енергією і не залежить від напрямку.

Швидкість вздовж осі x є $v(E) \cos \theta$. В 2D провіднику $E = E_c + \hbar^2 (k_x^2 + k_y^2) / 2m^*$, де E_c – енергія мінімуму зони провідності, m^* – ефективна маса електронів у цій зоні, і швидкість $v(E)$ не залежить від кута. Середня швидкість у напрямку $+x$ записується як

$$\langle v_x^+(E) \rangle = \frac{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} v(E) \cos \theta d\theta}{\pi} = \frac{2}{\pi} v(E), \quad (24)$$

де кутові дужки позначають усереднення за кутом у площині xu при енергії E .

Нас цікавитиме швидкість $\langle \langle v_x^+(E) \rangle \rangle$, де подвійні кутові дужки означають усереднення як за кутами, так і за енергіями:

$$\langle \langle v_x^+(E) \rangle \rangle = \frac{\int_{E_c}^{\infty} \langle v_x^+(E) \rangle D_{2D}(E) f_0(E) dE}{\int_{E_c}^{\infty} D_{2D}(E) f_0(E) dE} = \frac{\frac{2}{\pi} \int_{E_c}^{\infty} v(E) D_{2D}(E) f_0(E) dE}{\int_{E_c}^{\infty} D_{2D}(E) f_0(E) dE}.$$

Для параболічних зон швидкість і густина станів дорівнюють [5 – 9]

$$v(E) = \sqrt{\frac{2(E - E_c)}{m^*}}, \quad D_{2D}(E) = g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2},$$

де g_v – долинне виродження зони провідності ($g_v = 6$ для кремнію, $g_v = 4$ для германію і $g_v = 1$ для прямощільних напівпровідників типу InSb і GaAs), і тому

$$\langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle = \frac{g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \frac{2}{\pi} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{\frac{2(E-E_c)}{m^*}} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}}{g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}}, \quad (25)$$

а після заміни змінної інтегрування та запровадження параметру

$$\eta \equiv \frac{E - E_c}{kT}, \quad \eta_F \equiv \frac{E_F - E_c}{kT} \quad (26)$$

одержимо

$$\langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\int_0^{\infty} \frac{\eta^{1/2} d\eta}{1 + e^{(\eta - \eta_F)}}}{\int_0^{\infty} \frac{d\eta}{1 + e^{(\eta - \eta_F)}}}.$$

В чисельнику маємо інтеграл Фермі – Дірака порядку $1/2$, а в знаменнику – порядку 0 [8, 14]:

$$\langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{I}_0(\eta_F)}. \quad (27)$$

Нижче від порогу вважаємо, що справедлива статистика Максвелла – Больцмана, тож інтеграли Фермі – Дірака прямують до $\exp(\eta_F)$ [8, 14], і в результаті одержуємо вже наведений вище вираз (17).

Моди провідності

Розподіл мод $M(E)$ дає число каналів провідності при енергії E , крізь які може йти струм. Виведення й докладне обговорення цього поняття для 1D, 2D і 3D провідників можна знайти в [5 – 9]. Далі йтиметься тільки про 2D провідники, бо нас насамперед цікавлять канали провідності в нанотранзисторах.

Як зазначалося вище, навіть інтуїтивно можна очікувати, що число мод провідності повинне бути пов'язане з густиною станів і зі швидкістю електронів. Насправді (див. [5 – 10]) маємо:

$$M(E) \propto \langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle D(E) / 4, \quad (28)$$

де $D(E)dE$ – число станів з енергіями в проміжку між E і $E + dE$. Множник у (28) уже містить у собі двійку спінового виродження;

нам потрібна густина станів у перерахунку на спин $D(E)/2$, бо спінове виродження вже враховане як множник 2 у формулі (2). Ще один множник 2 виникає тому, що тільки для половини станів $D(E)/2$ швидкості електронів направлено в той же бік, що й струм. Аналіз вимірності (28) показує, що коефіцієнт пропорційності повинен мати вимірність сталої Планка – дії $[Дж \cdot с]$, тож остаточно [5 – 10]

$$M(E) = \frac{h}{4} \langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle D(E). \quad (29)$$

У застосуванні до плоских MOSFET, у яких електрони рухаються крізь 2D канали, вираз

$$M_{2D}(E) = \frac{h}{4} \langle\langle v_x^+(E) \rangle\rangle D_{2D}(E) \quad [м^{-1}] \quad (30)$$

дає число мод при енергії E на одиницю ширини каналу провідності.

Для параболічних зон 2D густина станів дається виразом [5 – 11]

$$D_{2D}(E) = g_v \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2} \right), \quad [Дж^{-1} м^{-2}]. \quad (31)$$

У випадку MOSFET ці 2D стани лежать у зоні провідності або в валентній зоні при енергії відповідно вище від $E_c + \varepsilon_1$ або нижче від $E_v - \varepsilon_1$, де ε_1 це так звана енергія локалізації (confinement energy), або ж енергія першого квантового рівня, зумовленого квантуванням руху по осі z (див. рис. 14 з роботи [3]). Аналогічним чином, якщо необхідно (коли електронів чи дірок багато, і заселена не лише найнижча, а й вищі підзони), можемо враховувати вищі енергетичні рівні, зумовлені цим квантуванням.

Відповідно до (30), розподіл мод у 2D каналі провідності з урахуванням (24)

$$M_{2D}(E) = g_v \frac{\sqrt{2m^*[E - (E_c + \varepsilon_1)]}}{\pi \hbar}, \quad (32)$$

що графічно зображено на рис. 6. Аналогічно можна одержати розподіл мод у каналах 1D і 3D з параболічною зонною структурою або, наприклад, у графені з лінійною зонною

структурою, використовуючи відповідні вирази для густини станів та швидкості [5–9].

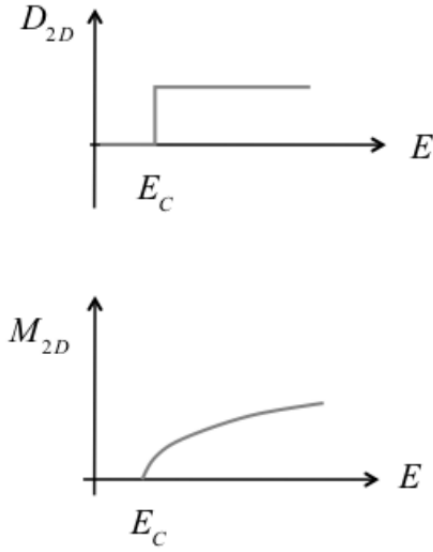


Рис. 6. Розподіл густини станів і числа мод провідності для 2D каналу провідності з параболічною зонною структурою.

Для розуміння фізики транзисторів зі структурою MOS потрібно з'ясувати, яким чином напруга на затворі контролює число електронів у каналі провідності й сам результуючий струм. Щоб пов'язати концентрацію електронів з електрохімічним потенціалом, скористаємося густиною станів, а щоб пов'язати струм з електрохімічним потенціалом, використаємо розподіл мод згідно з (2). Такий підхід аналогічний використанню двох різних «ефективних мас» у традиційній теорії напівпровідників – ефективної маси густини станів (density-of-states effective mass) та ефективної маси провідності (conductivity effective mass).

Квант провідності

Розглянемо провідність 2D каналу при $T = 0K$. Використаємо вираз (10) і те, що при нульовій температурі фермівське вікно $(-\partial f_0 / \partial E)$ поводить себе як δ -функція при $E = E_F$. Тоді провідність дорівнює

$$G|_{T=0} = \frac{2q^2}{h} T(E_F) M(E_F). \quad (33)$$

Якщо припустити, що транспорт балістичний і $T(E_F) = 1$, що нескладно зараз продемонструвати експериментально з нанопровідниками при низьких температурах, тоді

$$G|_{T=0} = \frac{2q^2}{h} M(E_F) = \frac{M(E_F)}{12.9 \kappa \Omega}. \quad (34)$$

У коротких провідниках число мод невелике і цілком піддається експериментальному визначенню. Отже, провідність квантується в одиницях $2q^2/h$, що дорівнює $1/12.9 \kappa \Omega^{-1}$.

Квантування провідності – надійно встановлений дослідний факт. Рисунок 7 демонструє експериментальний факт квантування провідності електронного газу у 2D квантовій ямі $AlAs/Al_xGa_{1-x}As$, де ширину каналу провідності W можна регулювати, змінюючи напругу на затворі V_g .

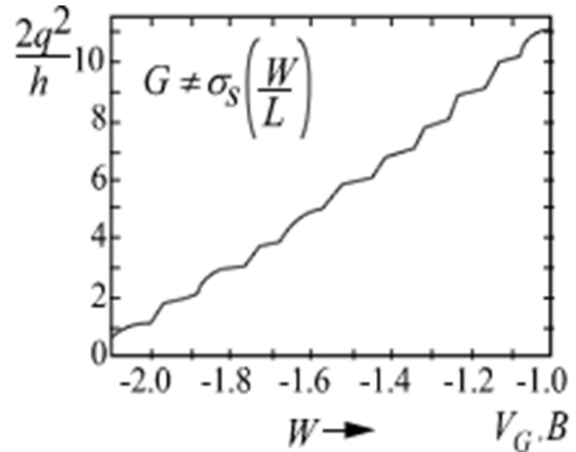


Рис. 7. Квантування провідності електронного газу в інтерфейсі $AlAs/Al_xGa_{1-x}As$ [15, 16].

У цьому експерименті ширину каналу провідності W змінювали електростатично прикладанням напруги до затвору: при від'ємних напругах, більших від 2 В, канал для електронів виявлявся цілком «перекритим», а при зменшенні цієї від'ємної напруги з'являвся щоразу ширший проміжок, крізь який електрони могли проходити. Внаслідок зміни W змінювалося число мод провідності, що тягнуло за собою стрибкоподібні зміни провідності в цілковитій відповідності до (34). Цей експеримент наприкінці 1980-х проводили при низькій субгелійовій температурі з тим, щоб домогтися балістичного транспорту

електронів. Однак, сучасні нанотранзистори мають настільки короткий канал провідності, що ефекти квантування провідності виявляються вже при кімнатній температурі.

Балістичний транспорт з $T(E_F) = 1$, і квазібалістичний транспорт із $T(E_F) \sim < 1$, не є чимось незвичайним у сучасних нанотранзисторах. Але в більшості використовуваних нині пристроїв наноелектроніки нанотранзистори ще достатньо великі й дискретна природа їх мод провідності не виявляється. Розподіл мод провідності розглядають як неперервний, пропорційний до ширини каналу провідності W . Ми надалі вважатимемо, що

$$M(E) = W \cdot M_{2D}(E), \quad (35)$$

де $M_{2D}(E)$ визначається виразом (32).

Концентрація електронів

Згідно з традиційною теорією напівпровідників, концентрація електронів у зоні провідності визначається інтегралом від добутку густини станів при енергії E на ймовірність того, що стани з енергією E заповнені [11]:

$$n_s = \int_{E_C}^{\infty} D_{2D}(E) f_0(E) dE. \quad [m^{-2}] \quad (36)$$

Для густини станів скористаємося виразом (31), тоді

$$n_s = \int_{E_C}^{\infty} \left(g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \right) \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} = \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \right) \int_0^{\infty} \frac{d\eta}{1 + e^{\eta - \eta_F}}, \quad (37)$$

де η та η_F визначені в (26). Взявши інтеграл, одержуємо

$$n_s = \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \right) \ln(1 + e^{\eta_F}) = N_{2D} \ln(1 + e^{\eta_F}) = N_{2D} \mathfrak{Z}_0(\eta_F), \quad (38)$$

де N_{2D} – 2D ефективна густина станів.

Тепер обчислимо концентрацію електронів у каналі на рис. 1. Стани в цьому каналі зайняті електронами, які надходять з контакту 1 з електрохімічним потенціалом E_{F1} і з контакту 2 з електрохімічним потенціалом E_{F2} . Ймовірність того, що стан з енергією E зайнятий електронами, що надійшли з контакту

1, є $f_1(E_{F1})$, а тими, що надійшли з контакту 2, – $f_2(E_{F2})$. Тепер (36) можна переписати так:

$$n_s = \int_{E_C}^{\infty} \left(\frac{D_{2D}(E)}{2} f_1(E) + \frac{D_{2D}(E)}{2} f_2(E) \right) dE, \quad (39)$$

у припущенні, що контакти ідентичні. Використавши (38), одержимо

$$n_s = \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{Z}_0(\eta_F) + \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{Z}_0(\eta_F - qV/kT), \quad (40)$$

де $\eta_F = (E_{F1} - E_C)/kT$. Бачимо, що одержана нерівноважна концентрація електронів пов'язана з густиною станів аналогічно до того, як це має місце для рівноважного випадку. Слід тільки пам'ятати, що за наявності струму є два різні фермівські рівні і дві різні групи станів у каналі провідності, одна з яких пов'язана з контактом 1, а друга – з контактом 2.

Обидва розглянуті поняття – мод провідності $M(E)$ та густини станів $D(E)$ – необхідні для моделювання MOSFET.

Підхід Ландауера – Датта – Лундстрорма до транспорту електронів у нанорозмірних каналах провідності придатний для всіх режимів транспорту: від балістичного до дифузійного, і для всіх проміжних квазібалістичних режимів. Як приклад використаємо цей підхід для 2D провідника при низькій прикладеній до нього напрузі. Якщо довжина й ширина провідника достатньо великі, то ми маємо стандартний вираз для провідності

$$G = \sigma_s \frac{W}{L} = n_s q \mu \frac{W}{L}, \quad (41)$$

де σ_s – питома поверхнева провідність, μ – рухливість носіїв заряду. Цей вираз передбачає, що довжина каналу провідності суттєво перевищує середню довжину вільного пробігу, $L \gg \lambda$, тобто реалізується дифузійний режим. Побачимо, які результати дає підхід ЛДЛ.

Почнімо з рівняння (10) для режиму дифузійного транспорту з $T = \lambda/L$ та $M(E)$ за формулою (35). Для провідності маємо

$$G = \frac{2q^2}{h} \int_{E_c}^{\infty} \left(\frac{\lambda(E)}{L} \right) \left(\frac{g_v W \sqrt{2m^*(E - E_c)}}{\pi \hbar} \right) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (42)$$

Використаємо властивість функції Фермі (8) й винесемо похідну з-під знаку інтегралу:

$$G = \left[\frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \right) \frac{\partial}{\partial E_F} \int_{E_c}^{\infty} \frac{\lambda(E) \sqrt{E - E_c}}{1 + e^{(E - E_F)/kT}} dE \right] \frac{W}{L}. \quad (43)$$

Нехай для спрощення середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії, $\lambda(E) = \lambda_0$. Тоді після заміни змінних (26) одержуємо:

$$G = \left[\frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) \lambda_0 \frac{\partial}{\partial \eta_F} \int_0^{\infty} \frac{\eta^{1/2}}{1 + e^{\eta - \eta_F}} d\eta \right] \frac{W}{L}, \quad (44)$$

або інакше через інтеграл Фермі – Дірака

$$G = \left[\frac{2q^2}{h} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) \lambda_0 \frac{\partial \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F)}{\partial \eta_F} \right] \frac{W}{L}. \quad (45)$$

Використаємо властивість інтегралів Фермі – Дірака

$$d\mathfrak{F}_j / d\eta_F = \mathfrak{F}_{j-1}, \quad (46)$$

тоді

$$G = \left[\frac{2q^2}{h} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) \lambda_0 \mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F) \right] \frac{W}{L}. \quad (47)$$

Знов-таки задля спрощення вважатимемо, що електрони не вироджені. У такому випадку інтеграли Фермі – Дірака дорівнюють експонентам, тож остаточно, перегрупувавши співмножники, запишемо:

$$G = \left[\frac{q^2}{kT} \left(\frac{g_v m^* kT}{\pi \hbar^2} \right) e^{\eta_F} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \lambda_0 \right] \frac{W}{L}. \quad (48)$$

У цьому виразі ми можемо «пізнати» певні співмножники, які мають фізичний зміст, а саме:

$$n_s = \left(\frac{g_v m^* kT}{\pi \hbar^2} \right) e^{\eta_F} = N_{2D} e^{\eta_F},$$

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}},$$

$$D = \frac{v_T \lambda_0}{2},$$

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q},$$

де v_T – однонаправлена теплова швидкість (17), а D – коефіцієнт дифузії (19), що пов'язаний з рухливістю μ співвідношенням Ейнштейна. Тепер (48) можна переписати в вигляді

$$G = n_s q \mu \frac{W}{L}, \quad (49)$$

де

$$\mu = \frac{v_T \lambda_0}{2kT/q}. \quad (50)$$

Вираз (49) ідентичний звичайному результату (41) для дифузійного випадку, а формула (50) дає рухливість, записану через незалежну від енергії середню довжину вільного пробігу.

Ці викладки показують, що підхід ЛДЛ приводить до традиційних результатів у дифузійному випадку, однак, його перевага полягає в тому, що він працює також і для балістичного випадку. Пересвідчимося в цьому, обчисливши провідність. Можна скористатися виразом (10) з $T = \lambda(E)/L = 1$; або ж прямо з (42) для балістичної провідності маємо:

$$G_B = \frac{2q^2}{h} \int_{E_c}^{\infty} \left(\frac{g_v W \sqrt{2m^*(E - E_c)}}{\pi \hbar} \right) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (51)$$

Далі ми діятимемо так само, як і для дифузійного випадку. Замість (44) одержуємо:

$$G_B = \left[\frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) \frac{\partial}{\partial \eta_F} \int_0^{\infty} \frac{\eta^{1/2}}{1 + e^{\eta - \eta_F}} d\eta \right] W. \quad (52)$$

У невиродженому випадку після інтегрування маємо:

$$G_B = q n_s \left(\frac{v_T}{2kT/q} \right) W. \quad (53)$$

Як і слід було очікувати, балістична провідність не залежить від довжини каналу провідності L . Тим не менш, ми можемо записати балістичну провідність у традиційній формі (49), якщо (53) помножити й поділити на L і ввести поняття балістичної рухливості згідно з визначенням Шура [17]

$$\mu_B = \frac{v_T L}{2kT/q}. \quad (54)$$

Вона відрізняється від традиційної рухливості масивного провідника (50) лише заміною середньої довжини вільного пробігу λ_0 на довжину резистора L .

Чому таке важливе поняття балістичної рухливості для каналу провідності, в якому немає розсіювання електронів? У масивному напівпровіднику середня відстань між послідовними в часі зіткненнями є λ_0 і рухливість є надійною характеристикою речовини. В балістичному провіднику зіткнення не відбуваються; однак, у контактах, які постачають канал провідності електронами, відбувається інтенсивне розсіювання; таким чином, у цих провідниках відстань між двома послідовними актами розсіювання якраз і є довжиною каналу провідності. Видається природним у цій ситуації замінити середню відстань між двома актами розсіювання на довжину каналу провідності, що й веде до поняття балістичної рухливості. Це поняття виявляється параметром для запису виразу для провідності в балістичному каналі в традиційній, звичній для дифузійного транспорту, формі (49); водночас цей параметр має очевидну фізичну інтерпретацію.

Сучасні нанотранзистори зазвичай працюють у режимі, проміжному між балістичним та дифузійним режимами, у так званому квазібалістичному режимі, коли час проходження визначається виразом (21). Як і раніше, провідність у такому режимі можна обчислити, спираючись на формулу (10). У цьому випадку замість (42) одержуємо:

$$G = \frac{2q^2}{h} \int_{E_c}^{\infty} \left(\frac{\lambda(E)}{\lambda(E) + L} \right) \left(\frac{g_N W \sqrt{2m^*(E - E_c)}}{\pi \hbar} \right) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (55)$$

Як і раніше, обчислення провести особливо просто, якщо припустити, що $\lambda(E) = \lambda_0$. Знов таки, результат обчислень можна подати в традиційній формі (49), якщо рухливість μ замінити на формальну рухливість μ_{app} , яку визначають як:

$$\frac{1}{\mu_{app}} = \frac{1}{\mu_B} + \frac{1}{\mu}. \quad (56)$$

Найменша з двох рухливостей, балістична чи дифузійна, обмежує струм у нанопровіднику. Мірою зменшення довжини каналу провідності балістична рухливість зменшується згідно з (54). Якщо $\lambda \gg L$, балістична рухливість у виразі (56) домінуватиме ($\mu_B \ll \mu$) і формальна рухливість буде близька до балістичної. Балістичну рухливість слід враховувати у традиційному виразі для провідності, щоб одержати фізично розумний результат для короткого провідника.

3. Балістичні MOSFET

Раніше ми описували транзистори як пристрої з контрольованим бар'єром [1 – 3], вивчали електростатику структур MOS [4] і транспорт електронів у таких структурах. Тепер спробуємо об'єднати всі отримані відомості разом і побудувати фізичну модель процесів у нанотранзисторах. Почнемо ми з балістичних транзисторів. Реальні короткоканальні MOSFET можуть бути вельми складними для опису системами [18], й для детального розуміння їхньої роботи необхідне як напівкласичне [19], так квантовомеханічне моделювання фізичних процесів [20]. Наше завдання – скромніше: зрозуміти основні фізичні принципи функціонування нанотранзисторів так, щоб коректно інтерпретувати експериментальні дані й результати чисельного моделювання як Si MOSFET та III–V MOSFET [21], так і моделювання нанодротів та нанотрубок [22].

Вважаємо, що нам відома залежність $Q(V_{GS}, V_{DS})$ як нижче, так і вище від порогової напруги, наприклад, через напівемпіричний вираз (56) із роботи [4]. Спочатку розглянемо балістичний транспорт з $T(E) = 1$; тоді, від-

повідно до (2), запишемо для струму стоку:

$$I_{DS} = \frac{2q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} (f_s(E) - f_d(E)) M(E) dE. \quad (57)$$

Коли напруга на стоку велика, то $f_s(E) \gg f_d(E)$, і струм насичення дорівнює

$$I_{DSAT} = \frac{2q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} M(E) f_s(E) dE. \quad (58)$$

В лінійній області струм стоку невеликий, $f_s(E) \approx f_d(E)$, і струм за таких умов можна визначити з (10) як

$$I_{DLIN} = G_{ch} V_{DS} = \frac{V_{DS}}{R_{ch}}, \quad [A] \quad (59)$$

$$G_{ch} = \frac{1}{R_{ch}} = \frac{2q^2}{h} \int M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE, \quad [Cm]$$

де G_{ch} – провідність каналу. Виконавши обчислення згідно з формулами (59), отримаємо балістичний струм у квазірівноважному режимі, знайдемо балістичний струм I_{ON} , а також балістичний струм у діапазоні напруг від $V_{DS} = 0$ до $V_{DS} = V_{DD}$. Однак, усі наведені вище формули було виведено для наноканалу провідності, зображеного на рис. 1. Які у нас є підстави розглядати нанотранзистор як електронний пристрій саме такого типу?

MOSFET як пристрій з наноканалом провідності

Раніше ми запровадили й докладно описали поняття наноканалу провідності (рис. 1). Рис. 8 показує, як нанотранзистор MOSFET можна розглядати як пристрій з наноканалом провідності. MOSFET використовує напругу на затворі для модуляції висоти енергетичного бар'єру. На рис. 8 зображено хід $E_c(x) \propto x$ від витoku до стоку з відповідними значеннями електрохімічних потенціалів E_{FS} та E_{FD} . Струм стоку визначається висотою бар'єру й коефіцієнтом проходження крізь невелику область із довжиною $\ell < L$ на вершині бар'єру. Якщо електрони, інжектовані виток, будуть розсіяні назад у цій невеликій області (вузьке місце каналу провідності), то вони повернуться назад до витoku й не дадуть вкладу в струм стоку. Якщо ж електрони пройдуть цю

невелику область, то майже напевно вони досягнуть стоку. Ця певність зумовлена сильним електричним полем з боку стоку, яке «пронесе» електрони крізь решту довжини каналу в контакт стоку. Така область високого електричного поля працює як колектор електронів. Вважаємо, що коефіцієнт проходження цієї вузької області з довжиною ℓ на вершині бар'єру дорівнює одиниці. Провідність цього «вузького місця» балістична, натомість провідність усього каналу може й не бути балістичною.

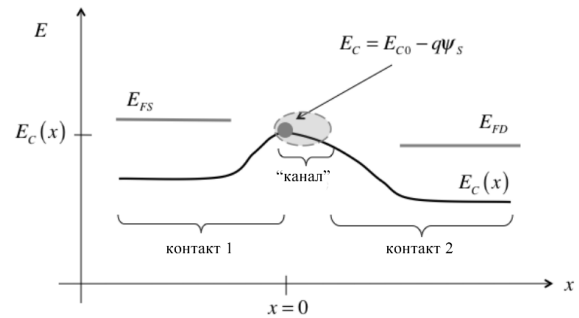


Рис. 8. Канал MOSFET як наноканал провідності типу зображеного на рис. 1. Невелика область із довжиною ℓ є критичним «вузьким місцем» для потоку електронів, що починається з вершини бар'єру. Ця невелика область і є наноканалом провідності.

Застосовуючи підхід ЛДЛ до MOSFET, потрібно обчислити концентрацію електронів на вершині бар'єру з локальної густини станів на вершині $LDOS = D_{2D}(E)|_{x=0}$, а струм розрахувати з розподілу числа мод $M(E)|_{x=0}$ на вершині бар'єру з урахуванням коефіцієнта проходження $T(E)$ через критичну область завдовжки ℓ . Ми не станемо кількісно визначати хід залежності $E_c(x)$, як це можна було б зробити, чисельно розв'язуючи дифузійно-дрейфове рівняння, кінетичне рівняння Больцмана, чи квантові рівняння разом із рівнянням Пуассона. Такі модельні розрахунки необхідні для інженерного проектування сучасних нанотранзисторів, ми ж хочемо зрозуміти фізичну суть процесів у нанотранзисторах, зосередившись на критично важливій невеликій області на вершині бар'єру.

Лінійна область

Для обчислення струму в квазі-рівноважній лінійній області вихідної характеристики використаємо формулу (59) для балістичної провідності. Для розподілу мод в (59) використаємо вирази (35) і (32):

$$M(E) = W \cdot M_{2D}(E) = W \cdot g_v \frac{\sqrt{2m^*[E - E_c(0)]}}{\pi\hbar}, \quad (60)$$

де $E_c(0)$ – енергія дна першої підзони зони провідності на вершині бар'єру. Для функції Фермі в нашому випадку $E_F \approx E_{FS} \approx E_{FD}$. Після обчислення інтегралу одержимо результат, схожий на (47) із заміною коефіцієнта проходження λ_0/L на одиницю, бо ми розглядаємо балістичний випадок, а саме:

$$I_{DLIN} = G_{ch} V_{DS} = \left[W \frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{2\pi\hbar} \right) \mathfrak{Z}_{-1/2}(\eta_F) \right] V_{DS}, \quad (61)$$

$$\eta_F = \frac{E_{FS} - E_c(0)}{kT}. \quad (62)$$

Формула (61) справедлива для лінійної області балістичного MOSFET, хоч ззовні вона мало схожа на традиційний вираз типу формули (5) із роботи [2]:

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu V_{DS}. \quad (63)$$

Відповідність між традиційною та балістичною моделями MOSFET ми обговоримо пізніше.

Область насичення

Струм в області насичення обчислимо аналогічним чином, використовуючи (58):

$$I_{DSAT} = W \frac{2q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{\pi\hbar} \right) kT \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{Z}_{1/2}(\eta_F). \quad (64)$$

Формула (64) справедлива для області насичення балістичного MOSFET, хоча ззовні вона теж мало схожа на традиційний вираз типу формули (7) із роботи [2].

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{sat}. \quad (65)$$

Пізніше ми повернемося до обговорення відповідності між традиційною й балістич-

ною моделями MOSFET.

Від лінійної області до насичення

Вище ми отримали окремо вирази для струму в лінійній області (низькі значення V_{DS}) і в області насичення (високі значення V_{DS}). Модель віртуального стоку VS описує всю область зміни V_{DS} з використанням емпіричної функції насичення струму стоку (45) із роботи [4], що «зшиває» ці обидві області вихідних характеристик MOSFET. Такий підхід обговоримо пізніше. У випадку ж балістичних MOSFET нескладно одержати загальний вираз для струму від низьких і до високих значень V_{DS} .

Балістичний струм стоку при довільному значенні напруги на стоці обчислимо аналогічним чином за формулою (13) роботи [1]:

$$I_{DS} = W \frac{q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{\pi\hbar} \right) kT [\mathfrak{Z}_{1/2}(\eta_{FS}) - \mathfrak{Z}_{1/2}(\eta_{FD})], \quad (66)$$

де

$$\eta_{FS} = [E_{FS} - E_c(0)]/kT,$$

$$\eta_{FD} = [E_{FD} - E_c(0)]/kT = [E_{FS} - qV_{DS} - E_c(0)]/kT.$$

(67)

Вирази для струму через електронний заряд

Вираз для струму (66) справедливий для балістичних MOSFET при довільному значенні V_{DS} , але в цьому виразі не фігурує інверсійний заряд Q . Для обчислення заряду потрібно врахувати додатньо спрямовані швидкості $+v_x$ електронів, що інжектовані витоком і заселяють стани на вершині бар'єру, а також врахувати від'ємно скеровані швидкості $-v_x$ електронів, що інжектовані стоком і теж заселяють стани на вершині бар'єру. Для довільного значення V_{DS} з (39) знаходимо інверсійний заряд

$$Q = -qn_s = -q \frac{N_{2D}}{2} [\mathfrak{Z}_0(\eta_{FS}) + \mathfrak{Z}_0(\eta_{FD})]. \quad (68)$$

З формул (66) і (68) для струму і заряду одержуємо

$$I_{DS} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{I}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} \right],$$

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -q \frac{N_{2D}}{2} [\mathfrak{I}_0(\eta_{FS}) + \mathfrak{I}_0(\eta_{FD})],$$

$$v_{inj}^{ball} = \langle v_x^+ \rangle = v_T \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})},$$

$$\eta_{FD} = \eta_{FS} - qV_{DS}/kT. \quad (69)$$

Це і є рівняння вихідної характеристики для балістичних MOSFET для всієї області зміни напруг на стоку. Вирази такого типу були вперше отримані в [23] і пізніше уточнені в [24].

Процедура обчислення вихідної характеристики для балістичних MOSFET може бути така. Спочатку розрахуємо електронний заряд $Q(V_{GS}, V_{DS})$ з рівнянь електростатики MOS, наприклад, із напівемпіричного виразу (56) роботи [4]. Використавши одержане значення заряду, визначимо розташування рівня Фермі витоку з другого виразу в (69). Потім визначимо балістичну швидкість із третього виразу. Нарешті, знайдемо струм у кожній точці (V_{GS}, V_{DS}) з першого виразу в (69). Обчислені таким чином характеристики для параметрів ETSOI n -MOSFET з [25] наведені на рис. 9.

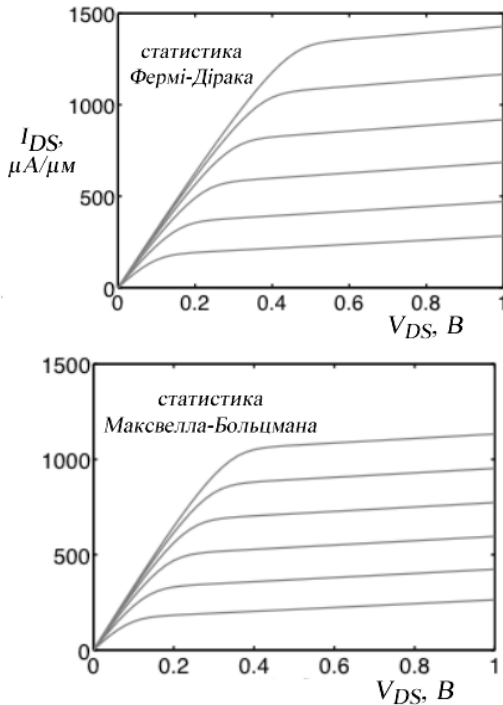


Рис. 9. Моделювання вихідних характеристик балістичних MOSFET. Використано реальні параметри ETSOI n -MOSFET з [25]. Значення I_{OFF} брали рівним 100 нА/μм , що призводить до $V_T = 0.44 \text{ В}$. Враховано термінальні опори $R_{SD} = R_S + R_D = 260 \Omega \cdot \mu$. Значення $V_{GS} = 0.5(0.1)1.0 \text{ В}$ [10].

Покажемо, що загальний балістичний вираз (69) дає правильні значення для струмів I_{DLIN} (61) та I_{DSAT} (64).

Спочатку розглянемо лінійну область. Оскільки V_{DS} мале, тобто $\eta_{FS} \approx \eta_{FD}$, то знаменник у (69) дорівнює двійці:

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{2} \right].$$

Після множення і ділення на $\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})$ одержимо

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{inj}^{ball} \frac{1}{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})} \left[\frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS}) - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD})}{2} \right].$$

Далі множимо і ділимо на $\eta_{FS} - \eta_{FD} = qV_{DS}/kT$:

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| \frac{v_{inj}^{ball}}{2kT/q} \frac{1}{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})} \left[\frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS}) - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD})}{\eta_{FS} - \eta_{FD}} \right] V_{DS}.$$

Оскільки різниця $\eta_{FS} - \eta_{FD}$ невелика, то вираз у квадратних дужках є похідною від інтегралу Фермі – Дірака [8, 14], тобто

$$\left[\frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS}) - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD})}{\eta_{FS} - \eta_{FD}} \right] \approx \frac{\partial \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\partial \eta_{FS}} = \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS}),$$

звідки випливає

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS})| \frac{v_{inj}^{ball}}{2kT/q} \frac{\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})} V_{DS}, \quad (70)$$

що збігається з (61).

В області насичення напруга на стоку велика, тож $\eta_{FD} \ll 0$ і всі інтеграли з аргументом η_{FD} зводяться до експонент. Тоді замість (69) одержуємо:

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - e^{\eta_{FS} - qV_{DS}/kT} / \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + e^{\eta_{FS} - qV_{DS}/kT} / \mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} \right].$$

За великих значень V_{DS} дріб у квадратних дужках прямує до одиниці, тож для балістичного струму насичення маємо

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{inj}^{ball},$$

що збігається з (64).

Далі одержимо вирази для вихідних характеристик, аналогічні до (69), але для на-

нодротового (nanowire, NW) MOSFET [26]. У таких транзисторах 1D канал провідності, що є квантовим дротом, оточений суцільним затвором (gate-all-around/GAA), що забезпечує надійніше керування електростатикою, знижує ефекти зниження бар'єру, зумовлені стоком DIBL і сприяє масштабуванню. Припустимо, що діаметр нанодроту настільки малий, що відстань між квантовими рівнями достатньо велика й електрони рухаються в 1D каналі тільки по одній нижній заповненій підзоні. Наше завдання – одержати вихідну характеристику для 1D MOSFET і порівняти її з такою ж характеристикою для 2D (69).

Як і для 2D MOSFET, почнімо з виразу (57), але замість формули (60) для $M(E)$ нам потрібний аналогічний розподіл числа мод для 1D каналу. Згідно з (29), для 1D каналу маємо [5 – 9]

$$M(E) = M_{1D}(E) = \frac{h}{4} \langle v_x^+(E) \rangle D_{1D}(E),$$

де густина станів [6, 8, 22] записується як

$$D_{1D}(E) = g_v \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \frac{1}{\sqrt{E - E_C}}, \quad (71)$$

де E_C – дно нижньої квантової підзони зони провідності.

Усереднення по кутах для 1D каналу не потрібне, тож

$$\langle v_x^+(E) \rangle = v(E).$$

Остаточно для числа мод одержуємо:

$$M_{1D}(E) = \begin{cases} 0, & (E < E_C) \\ g_v, & (E > E_C) \end{cases} \quad (72)$$

тобто число мод для 1D каналу є сталим при $E > E_C$ [6 – 8].

Інтегруючи (57) разом із (72), одержуємо 1D аналог формули (66) для 2D каналу:

$$I_{DS} = \frac{q}{h} kT [\mathfrak{I}_0(\eta_{FS}) - \mathfrak{I}_0(\eta_{FD})]$$

Тепер нам потрібно записати струм стоку через електронний заряд. Для цього використаємо вираз типу (39), але для 1D концентрації електронів, що має вимірність оберненої довжини:

$$n_L = \frac{N_{1D}}{2} [\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS}) + \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FD})], [M^{-1}] \quad (73)$$

де ефективна 1D густина станів

$$N_{1D} = \sqrt{\frac{2m^* kT}{\pi \hbar^2}}. [M^{-1}]. \quad (74)$$

З цих двох виразів знаходимо питомий електронний заряд як 1D аналог виразу (68) для 2D каналу:

$$Q = -qn_L = -q \frac{N_{1D}}{2} [\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS}) + \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FD})]. [K/M]$$

Залишилося записати струм стоку через електронний заряд. За аналогією з формулою (69) для 2D каналу, маємо:

$$I_{DS}^{1D} = Q(V_{GS}, V_{DS}) |v_{inj}^{ball}| \left[\frac{1 - \mathfrak{I}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_0(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS})} \right],$$

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -q \frac{N_{1D}}{2} [\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS}) + \mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FD})], \quad (75)$$

$$v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_T \frac{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS})} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_{-1/2}(\eta_{FS})},$$

$$\eta_{FD} = \eta_{FS} - qV_{DS}/kT.$$

Звернімо увагу на ту обставину, що одна-направлена теплова швидкість (17) у невинродженному випадку не залежить від вимірності каналу провідності: $\langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_T$, а в умовах виродження $\langle \langle v_x^+ \rangle \rangle > v_T$.

Залишається ще обговорити, яким чином обчислити заряд $Q(V_{GS}, V_{DS})$. Можна виписати вирази, аналогічні до (108) з роботи [3] для ETSOI MOSFET; або ж, якщо нас влаштовує простий підхід вище від порогу, то питомий заряд в одиницях $[K/M]$ можна взяти з

$$Q = 0, \quad V_{GS} \leq V_T$$

$$Q = -C_{ins}(V_{GS} - V_T), \quad V_{GS} > V_T,$$

$$C_{ins} = \frac{2\pi\epsilon_{ins}}{\ln\left(\frac{2t_{ins} + t_{wire}}{t_{wire}}\right)}, [\Phi/M]$$

де t_{wire} – діаметр нанодроту, а t_{ins} і ϵ_{ins} – товщина й діелектрична проникність затвору GAA.

Здійснені вище викладки свідчать про те, що виведення виразів для вихідних характеристик NW MOSFET аналогічне до одержання формул для плоских MOSFET, і кінцеві вирази дуже подібні.

Отже, вираз (69) описує вихідні характеристики балістичних MOSFET. Пригадаємо, що струм стоку MOSFET завжди можна записати як добуток заряду на швидкість

$$I_{DS} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| \langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle \Big|_{x=0}. \quad (76)$$

Прирівнюючи (76) до струму стоку (69), одержимо вираз для середньої швидкості електронів на вершині бар'єру

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle \Big|_{x=0} = v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{I}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} \right], \quad (77)$$

$$v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})}.$$

Пізніше ми повернемося до цієї швидкості і пояснимо, чому швидкість насичується при високих напругах на стоці в балістичних MOSFET.

Інтеграли Фермі – Дірака в усіх цих викладках створюють видимість складності одержаних виразів і вуалюють фактичну простоту функціонування балістичних MOSFET. Розглянемо, наприклад, невинуватий випадок, що найчастіше має місце в реальних системах, коли вирази суттєво спрощуються. Для невинуватого напівпровідника

$$E_F \ll E_C,$$

$$\eta_F = (E_F - E_C)/kT \ll 0,$$

а інтеграли Фермі – Дірака будь-якого порядку j зводяться до експонент:

$$\mathfrak{I}_j(\eta_F) \rightarrow e^{\eta_F}.$$

Таким чином, у невинуватому випадку вирази (69) спрощуються до

$$I_{DS} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_T \left(\frac{1 - e^{-qV_{DS}/kT}}{1 + e^{-qV_{DS}/kT}} \right),$$

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}. \quad (78)$$

Формула (78) допускає просту фізичну інтерпретацію в термінах термоіонної емісії понад бар'єром (рис. 10).

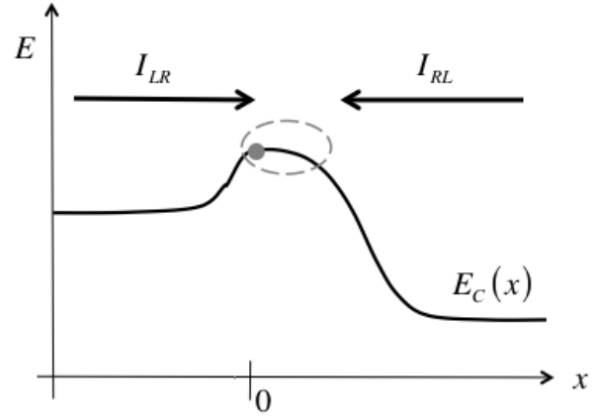


Рис. 10. Два струми в балістичних MOSFET: I_{LR} зі сторони витoku і I_{RL} зі сторони стоку. Сумарний струм $I_{DS} = I_{LR} - I_{RL}$. У транзисторі доброї якості електростатика MOS передбачає, що заряд на вершині бар'єру $Q|_{x=0}$ не повинен залежати від співвідношення цих двох струмів.

Сумарний струм I_{DS} відповідає різниці двох струмів I_{LR} та I_{RL} . Просте трактування термоіонної емісії призводить до виразу (20) з роботи [1], що ідентичний формулі (78). Викладки, здійснені вище на основі підходу ЛДЛ, показують, як обчислювати v_T і припускають розширення на невинуватену статистику електронів. Струм стоку насичується, коли I_{RL} стає малим порівняно з I_{LR} . Це відбувається, коли V_{DS} стає більшим за декілька kT/q в не винуватому випадку, чи за дещо більшої напруги в випадку статистики Фермі – Дірака (рис. 9).

Підіб'ємо підсумки. Ми розглянули транспорту модель ЛДЛ, яку надалі використовуватимемо для побудови теорії MOSFET за низьких та високих напруг на стоці, у квазірівноважних і в далеких від рівноваги умовах. Для достатньо довгих каналів провідності результати збігатимуться з традиційними результатами, однак, надалі ми зможемо надійно використовувати їх для побудови фізики нанотранзисторів, які працюють у балістичному чи квазібалістичному режимах.

Ми використали підхід ЛДЛ для розрахунку вихідних характеристик балістичних

MOSFET. З цією метою ми застосовували формулу Ландауера (57) з обмеженнями, які накладає електростатика MOS. В результаті одержано доволі просту модель балістичних MOSFET через формулу (69). У випадку невідродженої статистики результат моделі спрощується до формули (78), аналогічної до виразу, який ми вже отримували раніше в моделі термоіонної емісії.

Для MOSFET у підпороговому режимі можна використовувати невідроджену статистику й вираз (78). В режимі вище від порогу зона провідності на вершині бар'єру лежить близько до, чи навіть нижче від рівня Фермі, й тому потрібно використовувати вираз (69). Тим не менше, у теорії структур MOS зазвичай припускають справедливості невідродженої статистики Максвелла – Больцмана, бо її використання спрощує розрахунки і робить теорію більш наочною. Більше того, на практиці ми як правило не знаємо значень деяких параметрів із потрібною точністю, і тому невідроджену статистику використовують разом із емпіричними параметрами, щоб припасувати теорію до експериментальних даних.

На завершення наголосимо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [10], 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 авторського курсу «Фізика конденсованого середовища», який інший автор (МВС) упродовж останніх років читає для магістрів факультету радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Список використаної літератури

- [1]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **15**, No 4, 18 – 40 (2018).
- [2]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 1, 24 – 49 (2019).
- [3]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 2, 5 – 31 (2019).
- [4]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 3, 19 – 41 (2019).
- [5]. S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport* (Singapore: World Scientific: 2012).
- [6]. M. Lundstrom, C. Jeong, *Near-equilibrium transport. Fundamentals and Applications* (Singapore: World Scientific: 2013).
- [7]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. *Ukr. Fiz. Zhurn. Ohliady*, **10**, 3 – 32 (2015).
- [8]. Yu. A. Kruglyak, *Nanoehlektronika «snizu – vverh»* (Odessa: TES: 2015).
- [9]. S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics. Part A: Basic Concepts* (Singapore: World Scientific: 2017).
- [10]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [11]. R. F. Pierret, *Advanced Semiconductor Fundamentals* (Upper Saddle River, N. J., USA: Prentice Hall: 2003).
- [12]. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**, № 3: 223 – 231 (1957).
- [13]. Yu. A. Kruglyak, *Termoelektrichestvo*, № 6, 7 – 47 (2014).
- [14]. R. Kim, M. Lundstrom, *Notes on Fermi – Dirac Integrals*, (West Lafayette, Indiana: Purdue University, USA); www.nanohub.org/resources/5475.
- [15]. B. J. Van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848 – 850 (1988).
- [16]. D. F. Holcomb, *Am. J. Phys.*, **67**, 278 – 297 (1999).
- [17]. M. S. Shur, *IEEE Electron Device Lett.*, **23**, 511 – 513 (2002).
- [18]. M. V. Fischetti, T. P. O'Regan, N. Sudarshan, C. Sachs, S. Jin, J. Kim, Y. Zhang, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **54**: 2116 – 2136 (2007).
- [19]. D. Frank, S. Laux, M. V. Fischetti, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*,

553 – 556 (1992).

[20]. Z. Ren, R. Venugopal, S. Goasguen, S. Datta, M. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **50**: 1914 – 1925 (2003).

[21]. Jesus A. del Alamo, *Nature*, **479**: 317 – 323 (2011).

[22]. M. Lundstrom, Jung Guo, *Nanoscale Transistors: Physics, Modeling, and Simulations* (New York: Springer: 2006).

[23]. K. Natori, *J. Appl. Phys.*, **76**: 4879 – 4890 (1994).

[24]. A. Rahman, J. Guo, S. Datta, M. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **50**: 1853 – 1864 (2003).

[25]. A. Majumdar, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **61**: 351 – 358 (2014).

[26]. Y. Guerfi, G. Larrieu, *Nanoscale Res. Lett.*, **11**, 210 – 217 (2016).

Стаття надійшла до редакції 18.10.2019 р.

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189020>

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: LANDAUER – DATTA – LUNDSTROM TRANSPORT MODEL AND BALLISTIC MOSFET

*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@gmail.com

Summary

In the fifth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the transport model by Landauer – Datta – Lundstrom (LDL) is considered, which is further used to construct the MOSFET theory for low and high voltages in the drain, in quasi-equilibrium and in conditions far from equilibrium. For sufficiently long conduction channels, the results coincide with the usual traditional results, however, we also can reliably build the physics of nanotransistors working in ballistic or quasi-ballistic modes.

The LDL approach is used to calculate the output characteristics of ballistic MOSFETs. For this purpose, the Landauer formula with constraints imposed by MOS electrostatics is applied. The result is a fairly simple model of ballistic MOSFETs. In the case of nondegenerate statistics, this model is simplified in the same way as it was previously obtained in the thermionic emission model. For MOSFET in the subthreshold mode, one can use nondegenerate statistics. In the regime above the threshold, the conduction band at the top of the barrier is close to or even below the Fermi level. And yet, it has become common practice in the theory of MOS structures to assume the non-degenerate Maxwell – Boltzmann statistics, since its use simplifies calculations and makes the theory more visual. Moreover, in practice, as a rule, we do not know the values of certain parameters with the required accuracy, so it became customary to use nondegenerate statistics with the use of empirical parameters to fit into the experimental data.

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

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189020>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ТРАНСПОРТНА МОДЕЛЬ ЛАНДАУЕРА – ДАТТА – ЛУНДСТРОМА ТА БАЛІСТИЧНІ MOSFET

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. Тараса 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@gmail.com

Реферат

У п'ятій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто транспортну модель Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ), яку надалі використовуємо для побудови теорії MOSFET при низьких і високих напругах на стоці, в квазірівноважних і в далеких від рівноваги умовах. Для достатньо довгих каналів провідності одержані результати збігаються зі звичними традиційними результатами; проте, використовуючи їх, ми також зможемо достовірно побудувати фізику нанотранзисторів, що працюють у балістичному або квазібалістичному режимах.

Використано підхід ЛДЛ для розрахунку вихідних характеристик балістичних MOSFET. Для цієї мети застосовується формула Ландауера з обмеженнями, які накладає електростатика MOS. В результаті виходить досить проста модель балістичних MOSFET. У разі невиродженої статистики результат застосування цієї моделі спрощується і робиться аналогічним до того, який уже було отримано раніше в моделі термоіонної емісії. Для MOSFET в підпороговому режимі можна користуватися невиродженою статистикою. У режимі вище від порогу зона провідності на вершині бар'єру лежить близько до, або навіть нижче віж рівня Фермі. Тим не менше, у теорії структур MOS зазвичай припускають невироджену статистику Максвелла – Больцмана, оскільки її використання спрощує розрахунки і робить теорію більш наочною. До того ж, на практиці ми як правило не знаємо значення деяких параметрів із потрібною точністю, тому невироджену статистику використовують із залученням емпіричних параметрів, щоб описати експериментальні дані.

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

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

PACS 64.60.A+82.70.R УДК 530.182, 510.42
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189022>

SENSING AND ANALYSIS OF RADIOACTIVE RADON ^{222}Rn CONCENTRATION CHAOTIC VARIABILITY IN AN ATMOSPHERE ENVIRONMENT

*O. Yu. Khetselius, A. V. Glushkov, S. N. Stepanenko, A. A. Svinarenko, Yu. Ya. Bunyakova,
V. V. Buyadzhi*

Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: okhetsel@gmail.com

SENSING AND ANALYSIS OF RADIOACTIVE RADON ^{222}Rn CONCENTRATION CHAOTIC VARIABILITY IN AN ATMOSPHERE ENVIRONMENT

*O. Yu. Khetselius, A. V. Glushkov, S. N. Stepanenko, A. A. Svinarenko, Yu. Ya. Bunyakova,
V. V. Buyadzhi*

Abstract. For the first time we present the results of computational analysis and modelling the atmospheric radon ^{222}Rn concentration temporal dynamics using the data of the Chester surface observations of the Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy). A chaotic behaviour has been discovered and in details investigated by using nonlinear methods of the chaos and dynamical systems theories. To reconstruct the corresponding strange chaotic attractor, the time delay and embedding dimension are computed. The former is determined by the methods of autocorrelation function and average mutual information, and the latter is calculated by means of correlation dimension method and algorithm of false nearest neighbours. The topological and dynamical invariants for the observed time series of the Rn concentrations are computed..

Keywords: sensing radioactive substance, atmospheric radon dynamics, chaos and dynamical systems theories

ДЕТЕКТУВАННЯ ТА АНАЛІЗ ХАОТИЧНИХ ФЛУКТУАЦІЙ КОНЦЕНТРАЦІЇ РАДІОАКТИВНОГО РАДОНУ В АТМОСФЕРНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

*О. Ю. Хецеліус, О. В. Глушков, С. М. Степаненко, А. А. Свинаренко, Ю. Я. Бунякова,
В. В. Буяджи*

Анотація. Ми вперше представляємо результати аналізу та моделювання часової динаміки концентрації радону в атмосфері ^{222}Rn , використовуючи дані Честер поверхневих спостережень в Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy). Виявлені елементи хаотичної динаміки на основі застосування нелінійних методів теорій хаосу та динамічних систем. Для реконструкції відповідного дивного хаотичного аттрактору обчислені часова затримка та розмірність вкладення. Перша визначається методами функції автокореляції та середньої взаємної інформації, а остання обчислюється на основі методу кореляційного інтегралу та алгоритму помилкових найближчих сусідів. Наведені результати обчислення топологічних та динамічних інваріантів для спостережуваного часового ряду концентрацій радону.

Ключові слова: детектування радіоактивних речовин, часова динаміка атмосферного радону, теорії хаосу і динамічних систем

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАОТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИОАКТИВНОГО РАДОНА В АТМОСФЕРНОЙ СРЕДЕ

*О. Ю. Хецеліус, А. В. Глушков, С. Н. Степаненко, А. А. Свинаренко, Ю. Я. Бунякова,
В. В. Буяджи*

Аннотация. Мы впервые представляем результаты анализа и моделирования временной динамики концентрации радона ^{222}R в атмосфере, используя данные Честер поверхностных наблюдений Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy). Выявлены элементы хаотической динамики на основе применения нелинейных методов теории хаоса и динамических систем. Для реконструкции соответствующего странного хаотического аттрактора вычислены временная задержка и размерность вложения. Первая определяется методами функции автокорреляции и средней взаимной информации, а последняя вычисляется на основе метода корреляционного интеграла и алгоритма ложных ближайших соседей. Приведены результаты вычисления топологических и динамических инвариантов для наблюдаемого временного ряда концентраций Rn.

Ключевые слова: детектирование радиоактивных веществ, временная динамика атмосферного радона, теории хаоса и динамических систем

1. Introduction

Sensing radioactive substances in different environments, study of their temporal and spatial dynamics and construction of the effective sensor devices is of a great importance and interest in a modern applied physics, sensor electronics etc. In the last years in many branches of science and technique principally new approaches to analysis and modelling dynamical system master parameters time series have become very popular. These new approaches are provided by using methods of an advanced non-linear analysis, a chaos, dynamical systems theories (c.f. [1-20] and Refs. therein). The matter is in the fact that many processes in the Earth and environmental sciences (physics and geophysics) are nonlinear and stochastic on their nature and their studying requires using exclusively powerful mathematical methods of nonlinear analysis and a chaos and dynamical system theories. In some our previous papers [19-24] we have given a review of new methods and algorithms to analysis of different systems of quantum physics, sensor electronics and photonics and used the nonlinear method of chaos theory and the recurrence spectra formalism to study stochastic futures and chaotic elements in dynamics of physical (namely, atomic, molecular, nuclear systems in an free state and an external electromagnetic field) systems. Moreover the nontrivial manifestations of a chaos phenomenon in some very important and interesting systems have been discovered by many authors.

The authors [3,8] have presented an effective universal complex chaos-dynamical approach to the atmospheric radon ^{222}Rn concentration fluctuations analysis, modelling and prediction from beta particles activity data of radon monitors. The topological and dynamical invariants for the time series of the atmospheric ^{222}Rn concentration in the region of the Southern Finland have been calculated using the radon concentrations measurements at SMEAR II station of the Finnish Meteorological Institute.

In this paper for the first time we present the results of computational analysis and modelling

the atmospheric radon ^{222}Rn concentration temporal dynamics using the data of surface observations of the Environm. Measurement. Lab. (USA Dept. of Energy) from some sites in the United States (Chester etc). A chaotic behaviour has been discovered and in details investigated by using nonlinear methods of the chaos and dynamical systems theories [13-18]. To reconstruct the corresponding strange chaotic attractor, the time delay and embedding dimension are computed. The former is determined by the methods of autocorrelation function and average mutual information, and the latter is calculated by means of correlation dimension method and algorithm of false nearest neighbours. The topological and dynamical invariants for the observed time series of the Rn concentrations at the Chester site are computed.

2. Chaos-geometric approach to analysis and modelling radon concentration time series and input data

The time series of the atmospheric Rn concentrations extending for a least one year are available from five sites in the United States (Environm. Measurement. Lab., USA Dept. of Energy). The record of the radon concentrations at Chester is by far the most extensive. Measurements had been made round-the-clock 10 m above ground in an open field and data from July 1977 to November 1983 are available as continuous time series of 0.5-3 hour average concentrations (Harlee, 1978,1979; Fisenne, 1980-1985) (c.g., [2,3]). The detailed analysis of the main features for the radon data have been reviewed by Gesell and Fisenne (see [2]). The typical time series of the ^{222}Rn concentrations at Chester site (data of observations are taken from Harley,; look details in Refs. [2,3]) is presented in in Fig. 1

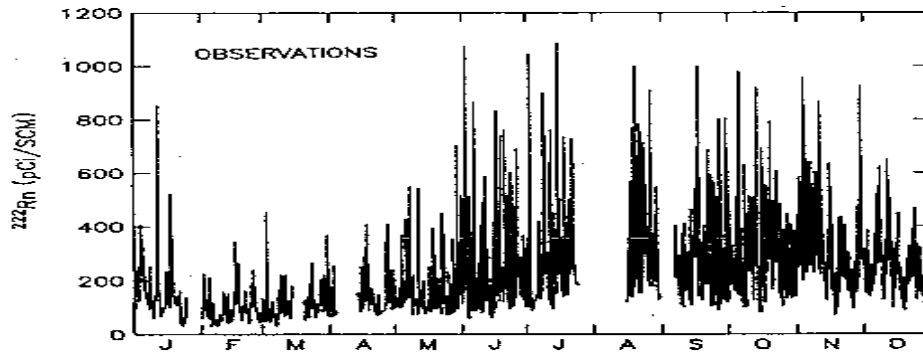


Figure 1. The typical time series of the ^{222}Rn concentrations at Chester site (data of observations) [2]).

Let us further consider the main blocks of our chaos-geometric approach, which has been presented earlier and is needed only to be reformulated regarding the problem studied in this paper. So, below we are limited only by the key moments following to Refs. [13-18].

Let us formally consider scalar measurements of the radon concentration as $s(n) = s(t_0 + n\Delta t) = s(n)$, where t_0 is the start time, Δt is the time step, and is n the number of the measurements.

Further it is necessary to reconstruct phase space using as well as possible information contained in the $s(n)$. Such a reconstruction leads to a definite set of d -dimensional vectors $\mathbf{y}(n)$ consist of initial scalar data. Further the dynamical system methods should be used. In order to reconstruct the phase space of an observed dynamical system one should apply the method of using time-delay coordinates (c.g., [13-16]).

The direct use of the lagged variables $s(n + \tau)$, where τ is some integer to be determined, results in a coordinate system in which the structure of orbits in phase space can be captured. Then using a collection of time lags to create a vector in d dimensions,

$$\mathbf{y}(n) = [s(n), s(n + \tau), s(n + 2\tau), \dots, s(n + (d-1)\tau)],$$

the necessary required coordinates are determined. As usually, the dimension d is the embedding dimension, d_E . To determine the value of τ one should use a few methods. The first method is provided by computing the linear

autocorrelation function C_L and looking for that time lag where $C_L(\delta)$ first passes through zero. The second method is provided by computing the average mutual information (look details of our version in Ref. [15]). One could remind that the autocorrelation function and average mutual information can be considered as analogues of the linear redundancy and general redundancy, respectively, which was applied in the test for nonlinearity. The general redundancies detect all dependences in the time series, while the linear redundancies are sensitive only to linear structures. Further, a possible nonlinear nature of process resulting in the vibrations amplitude level variations can be concluded.

The fundamental goal of the d_E calculation is in the further reconstruction of the Euclidean space R^d large enough so that the set of points d_A can be unfolded without ambiguity. The embedding dimension, d_E , must be greater, or at least equal, than a dimension of the corresponding chaotic attractor, d_A , i.e. $d_E > d_A$.

The correlation integral analysis is one of the widely used techniques to investigate the signatures of chaos in a time series. This method is based on using the correlation integral, $C(r)$ (c.g., [13-15]). Within this method in a case of the chaotic system the correlation exponent attains saturation with an increase in the embedding dimension. The saturation value is defined as the correlation dimension (d_2) of the attractor. The calculation of the correlation dimension can be made more exact using the method algorithm of the false nearest neighbor points.

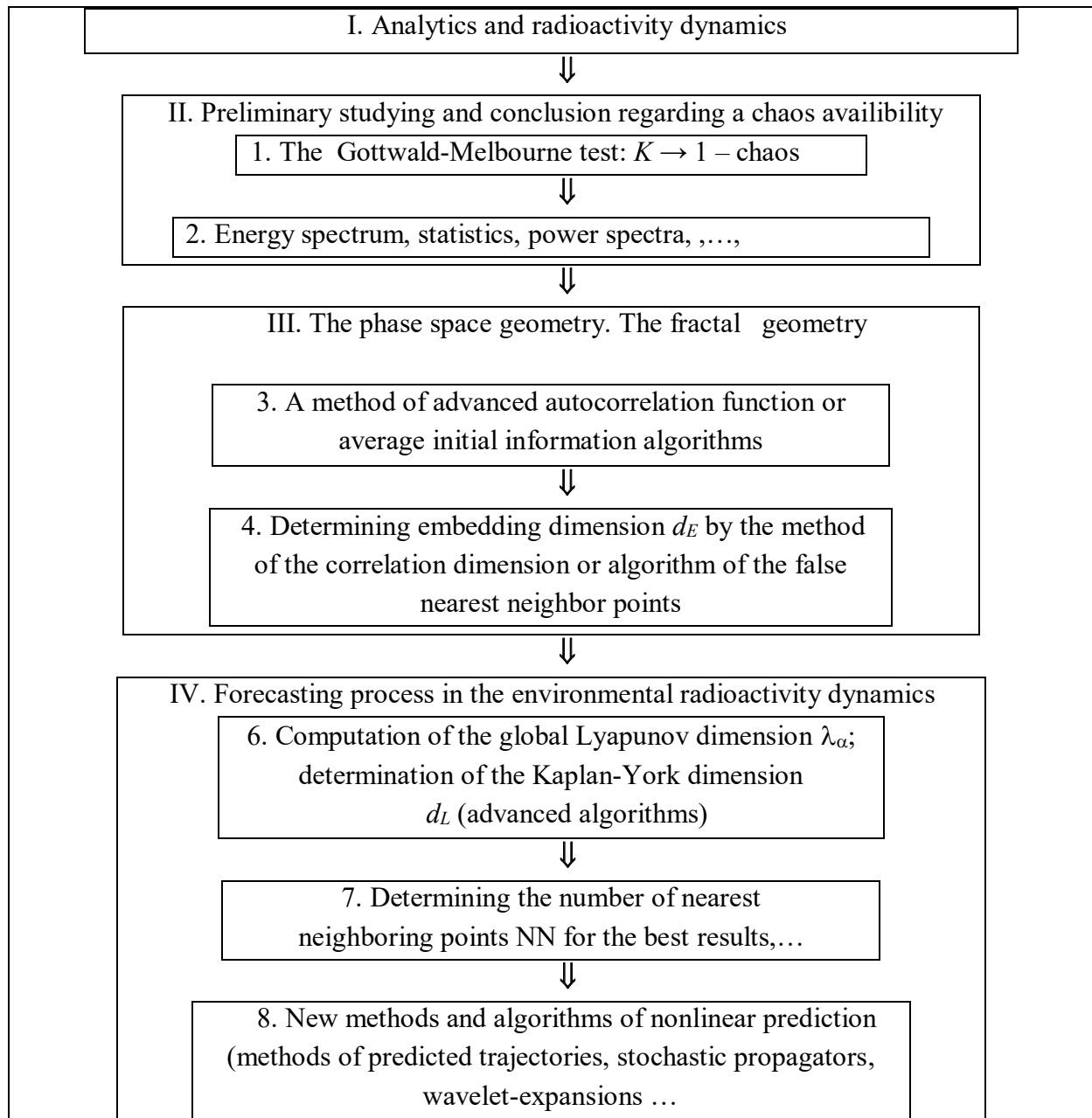


Figure 2. General scheme of the non-linear analysis, modelling and sensing algorithms to compute parameters of the radioactivity dynamics time series

The important step of the time series analysis is connected with computation of the Lyapunov's exponents. According to definition, the Lyapunov's exponents spectrum can be considered a measure of the effect of perturbing the initial conditions of a dynamical system. One should remember that in principle, the orbits of chaotic attractors are unpredictable, but there is the limited predictability of chaotic dynamical system, which is estimated by computing

the global and local Lyapunov's exponents. A negative values indicate local average rate of contraction while the positive values indicates a local average rate of expansion. Availability of numerical values of the Lyapunov's exponents allows easily to determine other invariants of the system such as the Kolmogorov entropy. The inverse of the Kolmogorov entropy is equal to an average predictability. Estimate of the attractor's dimension is given by the Kaplan-

Yorke conjecture: $d_L = j + \frac{\sum_{\alpha=1}^j \lambda_{\alpha}}{|\lambda_{j+1}|}$ where j is such that $\sum_{\alpha=1}^j \lambda_{\alpha} > 0$ and $\sum_{\alpha=1}^{j+1} \lambda_{\alpha} < 0$, and the LE λ are taken in descending order. There are a few computational method to determine the Lyapunov's exponents. One of the wide spread methods is based on the Jacobi matrix of system. We have applied a method with linear fitted map (version [15]), although the maps with higher order polynomials can be used too. Summing up above said and results of Refs. [13-22], a general scheme of an analysis, processing and forecasting any time series is presented in Figure 2.

The "prediction" block (Figure 2) includes the methods and algorithms of nonlinear prediction such as methods of predicted trajectories, stochastic propagators, neural networks modelling, renorm-analysis with blocks of the polynomial approximations, wavelet-expansions. All calculations are performed with using "Geomath" and "Quantum Chaos" PC [15-22,27-30].

3. The results and conclusions

Table 1 summarizes the results for the time lag, which is computed for first $\sim 10^3$ values of time series. The autocorrelation function crosses 0 only for the ^{222}Rn time series, whereas this statistic for other time series remains positive. The values, where the autocorrelation function first crosses 0.1, can be chosen as τ , but earlier it had been showed that an attractor cannot be adequately reconstructed for very large values of τ . So, before making up final decision we calculate the dimension of attractor for all values in Table 1. If time lags determined by average mutual information are used, then algorithm of false nearest neighbours provides $d_E = 7..$

Table 1.

Time lags (hours) subject to different values of C_L and first minima of average mutual information ($I_{\min 1}$) for the ^{222}Rn time series

$C_L = 0$	-
$C_L = 0.1$	258
$C_L = 0.5$	51
$I_{\min 1}$	16

Table 2 shows the results of computing a set of the dynamical and topological invariants, namely: correlation dimension (d_2), embedding dimension (d_E), two Lyapunov exponents λ_1, λ_2 , Kaplan-York dimension (d_L) and average limit of predictability ($\text{Pr}_{\max}$, hours) for the studied ^{222}Rn time series.

Table 2.

The correlation dimension (d_2), embedding dimension (d_E), first two Lyapunov's exponents, (λ_1, λ_2), Kaplan-Yorke dimension (d_L), and the Kolmogorov entropy, average limit of predictability ($\text{Pr}_{\max}$, hours) for the 1978 ^{222}Rn time series at the Chester site

d_2	d_E	λ_1	λ_2	K_{ent}	d_L	$\text{Pr}_{\max}$
6,03	7	0,0194	0,0086	0,028	5,88	35

Analysis of the data shows that the Kaplan-Yorke dimensions (which are also the attractor dimensions) are smaller than the dimensions obtained by the algorithm of false nearest neighbours. It is very important to pay the attention on the presence of the two (from six) positive (chaos exists!) Lyapunov's exponents λ_i . One could conclude that the system broadens in the line of two axes and converges along four axes that in the six-dimensional space. Other values of the Lyapunov's exponents λ_i are negative.

To conclude, for the first time we have presented the results of analysis and modelling the atmospheric radon ^{222}Rn concentration time series using the data of surface observations of the

Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy) from some sites in the United States (Chester site).

We have applied such chaos and dynamical systems theories methods as autocorrelation function method and the mutual information approach, a correlation integral analysis and the false nearest neighbours algorithm, the Lyapunov exponent's analysis and surrogate data method etc. To reconstruct the corresponding strange chaotic attractor, the time delay and embedding dimension are computed. The former is determined by the methods of autocorrelation function and average mutual information, and the latter is calculated by means of correlation dimension method and algorithm of false nearest neighbours. Further, the Lyapunov's exponents spectrum, Kaplan-Yorke dimension and Kolmogorov entropy are computed. A chaotic behaviour in the atmospheric radon concentration (Chester, New Jersey) time series is firstly discovered and investigated. The Lyapunov exponent's analysis has supported this conclusion.

References

- [1]. Chen X., Paatero J., Kerminen V., et al. Responses of the atmospheric concentration of radon-222 to the vertical mixing and spatial transportation. *Boreal Env. Res.* 2016, 21, 299–318.
- [2]. Jacob D. J., Prather M. J. Radon-222 as a test of convective transport in a general circulation model. *Tellus.* 1990, 42b, 118–134.
- [3]. Gubanova E. R., Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhii V. V., Pavlenko E. P., New methods in analysis and project management of environmental activity: Electronic and radioactive waste. FOP: Kharkiv, 2017.
- [4]. Khetselius, O. Yu., Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems. Astroprint: Odessa, 2011.
- [5]. Glushkov, A.; Lovett, L.; Khetselius, O.; Gurnitskaya E.; Dubrovskaya, Y.; Loboda A. Generalized multiconfiguration model of decay of multipole giant resonances applied to analysis of reaction ($\mu - n$) on the nucleus ^{40}Ca . *Int. J. Mod. Phys. A.* 2009, 24(2-3), 611-615.
- [6]. Glushkov, A. V., Khetselius, O. Yu., Svinarenko, A. A., Buyadzhii, V. V., Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions. TEC: Odessa, 2015
- [7]. Glushkov, A. V., Safranov, T. A., Khetselius, O. Yu., Ignatenko, A. V., Buyadzhii, V. V., Svinarenko, A. A. Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: General conceptions. *Environm. Problems.* 2016, 1(2), 115-120.
- [8]. Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Buyadzhii V. V., Bunyakova Yu. Ya., New nonlinear chaos-dynamical analysis of atmospheric radon ^{222}Rn concentration time series from beta particles activity data of radon monitors. *Photoelectronics.* 2017, 26, 29-40.
- [9]. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A. Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ of atmospheric gases under interacting with laser radiation. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2006. N4. P. 20-22.
- [10]. Glushkov, A. V.; Khetselius, O. Yu.; Svinarenko, A. A.; Serbov, N. G. The sea and ocean 3D acoustic waveguide: rays dynamics and chaos phenomena, *J. Acoust. Soc. Amer.* 2008, 123(5), 3625.
- [11]. Ambrosov S., Ignatenko V., Korchevsky D., Kozlovskaya V. Sensing stochasticity of atomic systems in crossed electric and magnetic fields by analysis of level statistics for continuous energy spectra. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2005, Issue 2, 19-23.
- [12]. Glushkov A. V., Malinovskaya S. V., Svinarenko A. A., Vitavetskaya L. A., Sensing spectral hierarchy, quantum chaos, chaotic diffusion and dynamical stabilisation effects in a multi-photon atomic dynamics with intense laser field. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2005, 2(2), 29-35
- [13]. Abarbanel, H.; Brown, R.; Sidorowich,

- J; Tsimring, L. The analysis of observed chaotic data in physical systems. *Rev. Mod. Phys.* 1993, 65, 1331- 1392.
- [14]. Kennel, M.; Brown, R.; Abarbanel, H. Determining embedding dimension for phase-space reconstruction using geometrical construction. *Phys. Rev. A.* 1992, 45, 3403-3412.
- [15]. Glushkov, A. V. *Methods of a Chaos Theory.* Astroprint: Odessa, 2012.
- [16]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhі V. V., *Methods of computational mathematics and mathematical physics. P. 1.* TES: Odessa, 2015
- [17]. Khetselius, O. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method In *Dynamical Systems Applications; Łódź, 2013; Vol T2, 145-152.*
- [18]. Glushkov A., Khetselius O., Bunyakova Yu., Prepelitsa G., Solyanikova E., Serga E. Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. In: *Dynamical Systems - Theory and Applications.* Lodz Univ. 2011, LIF111
- [19]. Glushkov A., Khetselius O., Kuzakon V., Prepelitsa G., Solyanikova E., Svinarenko A. Modeling of interaction of the non-linear vibrational systems on the basis of temporal series analyses (application to semiconductor quantum generators). *Dynamical Systems - Theory and Applications.* Lodz. 2011, BIF110.
- [20]. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Zaichko P. A, Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators). *Dynamical Systems Theory.* Eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski, Vol. T1 (Lodz Univ.). 2013, 467-477.
- [21]. Glushkov A., Ternovsky V., Buyadzhі V, Prepelitsa G. Geometry of a relativistic quantum chaos: New approach to dynamics of quantum systems in electromagnetic field and uniformity and charm of a chaos. *Proc. Int. Geom. Center.* 2014, 7(4), 60-71.
- [22]. Glushkov, A., Buyadzhі, V., Kvasikova, A., Ignatenko, A., Kuznetsova, A., Prepelitsa, G., Ternovsky, V. Non-Linear chaotic dynamics of quantum systems: Molecules in an electromagnetic field and laser systems. In: *Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology.* Springer, Cham. 2017, 30, 169-180
- [23]. Buyadzhі, V. V., Glushkov, A. V., Mansarliysky, V. F., Ignatenko, A. V., Svinarenko, A. A. Spectroscopy of atoms in a strong laser field: new method to sensing AC stark effect, multiphoton resonances parameters and ionization cross-sections. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2015, 12(4), 27-36.
- [24]. Ignatenko A., Buyadzhі A., Buyadzhі V., Kuznetsova, A. A., Mashkantsev, A. A., Ternovsky E. Nonlinear chaotic dynamics of quantum systems: molecules in an electromagnetic field. *Adv. Quant Chem.* 2019, 78, 149-170.
- [25]. Khetselius, O. Y. ., Glushkov, A. V., Gurskaya, M. Y., Kuznetsova, A. A., Dubrovskaya, Yu. V., Serga, I. N., Vitavetskaya, L. A. Computational modelling parity nonconservation and electroweak interaction effects in heavy atomic systems within the nuclear-relativistic many-body perturbation theory. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017, 905(1), 012029
- [26]. Buyadzhі, V., Zaichko, P., Antoshkina, O., Kulakli, T., Prepelitsa, P., Ternovsky, V., Mansarliysky, V. Computing of radiation parameters for atoms and multicharged ions within relativistic energy approach: Advanced Code. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017, 905(1), 012003.
- [27]. Khetselius, O. Yu., Lopatkin, Yu. M., Dubrovskaya, Yu. V, Svinarenko, A. A. Sensing hyperfine-structure, electroweak interaction and parity non-conservation effect in heavy atoms and nuclei: New nuclear-QED approach. *Sensor Electr. and Microsyst.*

- Techn. 2010, 7(2), 11-19
- [28]. Serbov N., Svinarenko A. Wavelet and multifractal analysis of oscillations in system of coupled autogenerators in chaotic regime. Photoelectr. 2006, 15, 27.
- [29]. Serbov, N., Svinarenko, A. Wavelet and multifractal analysis of oscillations in a grid of coupled autogenerators. Photoelectr. 2007, 16, 53-56.
- [30]. Prepelitsa, G. P., Buyadzhi, V. V., Ternovsky, V. B. Non-linear analysis of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. Photoelectronics. 2013, 22, 103-107.

Стаття надійшла до редакції 05.12.2019 р.

PACS 64.60.A+82.70.R UDC 530.182, 510.42
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189022>

SENSING AND ANALYSIS OF RADIOACTIVE RADON ^{222}Rn CONCENTRATION CHAOTIC VARIABILITY IN AN ATMOSPHERE ENVIRONMENT

*O. Yu. Khetselius, A. V. Glushkov, S. N. Stepanenko, A. A. Svinarenko, Yu. Ya. Bunyakova,
V. V. Buyadzhi*

Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: okhetsel@gmail.com

Summary

Sensing radioactive substances in different environments, study of their temporal and spatial dynamics and construction of the effective sensor devices is of a great importance and interest in a modern applied physics, sensor electronics etc. In the last years in many branches of science and technique principally new approaches to analysis and modelling dynamical system master parameters time series have become very popular. The effectiveness of new approaches is provided by using methods of an advanced non-linear analysis, a chaos, dynamical systems theories For the first time we present the results of computational analysis and modelling the atmospheric radon ^{222}Rn concentration temporal dynamics using the data of surface observations of the Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy) from the site in the United States (the Chester etc). A chaotic behaviour has been discovered and in details investigated by using nonlinear methods of the chaos and dynamical systems theories. To reconstruct the corresponding strange chaotic attractor, the time delay and embedding dimension are computed. The former is determined by the methods of autocorrelation function and average mutual information, and the latter is calculated by means of correlation dimension method and algorithm of false nearest neighbours. The topological and dynamical invariants for the observed time series of the Rn concentrations at the Chester site are computed.

Keywords: sensing radioactive substance, atmospheric radon temporal dynamics, chaos and dynamical systems theories

ДЕТЕКТУВАННЯ І АНАЛІЗ ХАОТИЧНИХ ФЛУКТУАЦІЙ КОНЦЕНТРАЦІЇ РАДІОАКТИВНОГО РАДОНУ В АТМОСФЕРНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

*О. Ю. Хецеліус, О. В. Глушков, С. М. Степаненко, А. А. Свиначенко, Ю. Я. Бунякова,
В. В. Буяджи*

Одеський державний екологічний університет, Львівська 15, Одеса, 65016
E-mail: okhetsel@gmail.com

Реферат

Детектування радіоактивних речовин у різних середовищах, вивчення їх часової та просторової динаміки та побудова ефективних сенсорів належить до класу дуже актуальних задач сучасної прикладної фізики, сенсорної електроніки тощо. Останніми роками в багатьох галузях науки та техніки активно розвивають нові підходи до детектування радіоактивних речовин, аналізу та моделювання часових рядів їх концентрацій. Ефективність нових підходів забезпечено використанням методів вдосконаленого нелінійного аналізу, теорій хаосу та динамічних систем. У даній роботі вперше представлено результати аналізу та моделювання часової динаміки концентрації радіоактивного радону в атмосфері, використовуючи дані поверхневих спостережень в Environmental Measurements Laboratory (USA Dept. of Energy). Виявлено елементи хаотичної динаміки на основі застосування нелінійних методів теорій хаосу та динамічних систем. Для реконструкції відповідного дивного хаотичного аттрактору обчислюють часову затримку та розмірність вкладення. Першу визначають методами функції автокореляції та середньої взаємної інформації, а останню обчислюють на основі методу кореляційного інтегралу та алгоритму помилкових найближчих сусідів. Подано результати обчислення топологічних та динамічних інваріантів для спостережуваного часового ряду концентрацій R_n .

Ключові слова: детектування радіоактивних речовин, часова динаміка атмосферного радону, теорії хаосу і динамічних систем

БІОСЕНСОРИ

BIOSENSORS

УДК: 543.06 + 577.15 + 543.553

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189024>

БІОСЕНСОРНЕ ВИЗНАЧЕННЯ АФЛАТОКСИНУ В1 В СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКІЙ ПРОДУКЦІЇ

*В. М. Архипова¹, К. В. Степурська¹, К. С. Циганенко², Я. І. Савчук², Г. В. Єльська¹,
С. В. Дзядевич^{1,3}*

¹Інститут молекулярної біології та генетики НАН України,
вул. Заболотного, 150, 03143, м. Київ, Україна

²Інститут мікробіології та вірусології ім. Д.К.Заболотного НАН України,
вул. Заболотного, 154, 03143, м. Київ, Україна

³Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64, 01003, м. Київ, Україна
E-mail: avalka@yahoo.com, dzyad@yahoo.com

БІОСЕНСОРНЕ ВИЗНАЧЕННЯ АФЛАТОКСИНУ В1 В СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКІЙ ПРОДУКЦІЇ

В. М. Архипова, К. В. Степурська, К. С. Циганенко, Я. І. Савчук, Г. В. Єльська, С. В. Дзядевич

Анотація. В роботі оптимізовано характеристики потенціометричних біосенсорів на основі рН-чутливих польових транзисторів та ефекту зворотнього інгібування холінестераз для визначення концентрацій афлатоксину В1 (АФВ1) в сільськогосподарській продукції. Біологічно активні мембрани формували зшивкою ферментів з бичим сироватковим альбуміном на поверхні перетворювачів в атмосфері насичених парів глутарового альдегіду.

Підібрано оптимальні робочі параметри біосенсорів на основі ацетилхолінестерази із електричного вугря (КФ 3.1.1.7), обрано біоселективну мембрану з 1% вмістом ферменту, підібрано концентрацію ацетилхолінхлориду як субстрату для подальшого інгібіторного аналізу АФВ1, перевірено операційну стабільність сенсора та стабільність при зберіганні. Також в роботі було вивчено вплив пробопідготовки на роботу біосенсора. Як зразки для тестування розробленого біосенсора були використані волоський горіх, горох, а

також арахіс, пшениця, овес та кукурудза, спеціально інфіковані пліснявим грибом *Aspergillus flavus* в Інституті мікробіології і вірусології імені Д. К. Заболотного НАН України. Як контроль використовували екстракти, отримані за тією ж методикою з тих же субстратів, але не інфіковані грибом *Aspergillus*.

Проведено експерименти по кількісній оцінці змісту АФВ1 в зразках та визначено їхні концентрації.

Ключові слова: потенціометричний біосенсор, ацетилхолінестераза, *Aspergillus flavus*, афлатоксини

BIOSENSORS DETERMINATION OF AFLATOXIN B1 IN AGRICULTURAL PRODUCTS

V. M. Arkhypova, K. V. Stepurska, K. S. Tsyganenko, Ya. I. Savchuk, A. V. Elskaya, S. V. Dzyadevych

Abstract. The characteristics of potentiometric biosensors based on pH-sensitive field-effect transistors and the effect of reversible cholinesterase inhibition for determination of concentrations of aflatoxin B1 (AFB1) in agricultural products are optimized. Biologically active membranes were formed by crosslinking enzymes with bovine serum albumin on the surface of the transducers in an atmosphere of saturated vapors of glutaraldehyde.

The optimal operating parameters of biosensors based on acetylcholinesterase from electric eel (KF 3.1.1.7) were determined, bioselective membrane with 1% enzyme content was selected, the concentration of acetylcholine chloride as a substrate for further inhibitory analysis of AFB1, and verifiability were received. The influence of sample preparation on the work of the biosensor was also studied.

Walnuts, peas, as well as peanuts, wheat, oats and corn, specially infected by the mold fungus *Aspergillus flavus* at the Zabolotny Institute of Microbiology and Virology of NAS of Ukraine, were used as samples for testing the developed biosensor. As a control, extracts obtained by the same method from the same substrates but not infected with *Aspergillus* were used.

Experiments were carried out to quantify the content of AFB1 in the samples and to determine their concentrations.

Keywords: potentiometric biosensor, acetylcholinesterase, *Aspergillus flavus*, aflatoxins

БИОСЕНСОРНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АФЛАТОКСИНА В1 В СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ

В. Н. Архипова, К. В. Степурская, К. С. Циганенко, Я. И. Савчук, А. В. Ельскаая, С. В. Дзядевич

Аннотация. В работе оптимизированы характеристики потенциометрических биосенсоров на основе рН-чувствительных полевых транзисторов и эффекта обратимого ингибирования холинэстераз для определения концентраций афлатоксина В1 (АФВ1) в сельскохозяйственной продукции. Биологически активные мембраны формировали сшивкой ферментов с бычьим

сывороточным альбумином на поверхности преобразователей в атмосфере насыщенных паров глутарового альдегида.

Подобраны оптимальные рабочие параметры биосенсоров на основе ацетилхолинэстеразы из электрического угря (КФ 3.1.1.7), выбрано биоселективную мембрану с 1% содержанием фермента, подобрано концентрацию ацетилхолинхлорида в качестве субстрата для дальнейшего ингибиторного анализа АФВ1, проверено операционную стабильность сенсора и стабильность при хранении. Также в работе было изучено влияние пробоподготовки на работу биосенсора.

В качестве образцов для тестирования разработанного биосенсора были использованы грецкий орех, горох, а также арахис, пшеница, овес и кукуруза, специально инфицированные плесневым грибом *Aspergillus flavus* в Институте микробиологии и вирусологии имени Д. К. Заболотного НАН Украины. В качестве контроля использовали экстракты, полученные по той же методике с тех же субстратов, но не инфицированные грибом *Aspergillus*.

Проведены эксперименты по количественной оценке содержания АФВ1 в образцах и определены их концентрации.

Ключевые слова: потенциометрический биосенсор, ацетилхолинэстераза, *Aspergillus flavus*, афлатоксины

Вступ

Афлатоксини – це продукти життєдіяльності мікроскопічних грибків *Aspergillus*. Плісняві грибки *Aspergillus* з'являються при неправильному зберіганні в багатьох продуктах. Афлатоксини забруднюють широкий спектр сільськогосподарської продукції та кормів, як правило, це плоди рослин з високим вмістом олії. Найбільш схильні до ураження афлатоксинами кукурудза, рис, пшениця та інші зернові, а також горіхи та спеції. Афлатоксин В1 (АФВ1) - найбільш токсичний та канцерогенний серед всіх афлатоксинів.

У зв'язку з великою його поширеністю і високою токсичністю багато країн прийняли правила, які регулюють рівень АФВ1 в продуктах, сировині та кормах.

Для контролю рівня афлатоксинів в багатьох країнах впроваджені правила, що регулюють їхній вміст. Допустимі межі афлатоксинів залежать від типу сільськогосподарської продукції. В Європейському союзі максимально допустимі концентрації встановлені на рівні $8,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для АФВ1 та $15,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для загального вмісту афлатоксинів в арахісі та інших олійних культур, які будуть піддаватися сортуванню або іншій фізичній обробці до споживання людиною або використання як інгредієнтів харчових продуктів. Ці межі зна-

чно нижче ($2,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для АФВ1 та $4,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для визначення загальної кількості афлатоксинів) для арахісу та інших олійних культур та продуктів їх переробки, призначених для безпосереднього споживання людиною. Такі ж обмеження наведені для всіх зернових і всіх продуктів, отриманих із зернових, в тому числі продукти переробки зернових, в той час як максимальні рівні для кукурудзи та рису, які будуть піддаватися сортуванню або іншій фізичній обробці до споживання людиною або використання як інгредієнтів харчових продуктів, становлять $5,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для АФВ1 та $10,0 \text{ нг} \times \text{г}^{-1}$ для загальної кількості афлатоксинів [1].

Аналіз мікотоксинів є складним завданням, тому що ці молекули присутні у складних матрицях в низьких концентраціях, вони можуть виникати в різних комбінаціях та продукуватись при цьому як одним, так і декількома видами грибів.

На сьогоднішній день більшість аналізів мікотоксинів виконуються висококваліфікованим персоналом в акредитованих лабораторіях з використанням імуноферментного аналізу (ІФА), радіоіммуноаналізу (RIA) або складніших та дорожчих методів, а саме на основі розділення токсинів за допомогою високоефективної рідинної хроматографії (ВЕРХ) або газової хроматографії (ГХ) та їх детектування

за допомогою флуоресцентної спектроскопії або мас-спектрометрії. Перед стадією розділення дуже часто необхідна стадія екстракції з подальшим очищенням для зменшення або усунення небажаних компонентів матриці, та, можливо, концентрування зразку.

У ряді недавніх робіт розглянуто аналітичні методи для аналізу мікотоксинів [2-11], деякі з них з акцентом на конкретні харчові продукти [5] та конкретні групи мікотоксинів, такі як тріхотецени [6] або афлатоксини [7-8]. Також розглянуто нові тенденції в області хроматографічного/мас-спектрометричного методів та їх поєднання для визначення мікотоксинів та інших забруднюючих речовин [9-11].

Метод традиційної тонкошарової хроматографії (ТШХ) розглядається як потужний інструмент скринінгу на наявність афлатоксинів та надійний метод кількісної оцінки в поєднанні з денситометрією. Проте, не дивлячись на нові розробки в цій технології (а саме високопродуктивна ТШХ, двовимірна ТШХ, високоефективна ТШХ під тиском), тонкошарову хроматографію для кількісного аналізу афлатоксинів замінила високоефективна рідинна хроматографія (ВЕРХ чи HPLC) [7]. Найостаннішими методами для визначення афлатоксинів в кормах та продуктах харчування є високоефективна рідинна хроматографія (HPLC) [12], microHPLC [13], ультра-високоефективна рідинна хроматографія (UHPLC) [14-16] або 2D-рідинна хроматографія [17]. Ці методи завдяки високій розподільній можливості дають можливість одночасного розділення не тільки різних афлатоксинів, але також і інших мікотоксинів, таких як охратоксин А, зераленон, Т-2, НТ-2 або інших класів токсинів (наприклад пестицидів). Два недавніх огляди присвячені новим тенденціям в UHPLC-MS [18] та HUPLC-MS / MS [19] для різних класів забруднюючих речовин в їжі.

Паралельно з цим, в останні роки збільшилась увага до більш простих у використанні та високочутливих імуноферментних методів аналізу (ELISA). В літературі є повідомлення про використання ELISA для аналізу дезоксиніваленолу [20, 21], афлатоксину В1 [21, 22], зераленону та охратоксину [21], одночасного

визначення афлатоксину В1 і афлатоксину М1 [23].

Класичні аналітичні методи визначення афлатоксинів забезпечують високу надійність та досить низькі межі виявлення речовин, але віднімають багато часу, вимагають кваліфікованого персоналу та дорогого обладнання. Інтерес до біосенсорів обумовлений їх певними перевагами перед класичними методами аналізу. Перш за все, при використанні біосенсорів відпадає необхідність у дорогому та громіздкому обладнанні. По-друге, аналіз за допомогою біосенсорів є більш простим та орієнтовним на звичайного користувача, тому не потребує спеціальних навичків. Таким чином використання біосенсорного аналізу, в цілому, є дешевшим та зручнішим. Сьогодні біосенсиори широко використовуються для потреб контролю якості харчових продуктів [24]. Як інструменти скринінгу, біосенсиори можуть допомогти відібрати досить певне число підозрілих зразків, що будуть додатково проаналізовані за допомогою класичних методів, тим самим знижуючи вартість і час аналізу [25].

На сьогодні в літературі пропонується низка електрохімічних біосенсорів для аналізу мікотоксинів, більшість з них орієнтовані на аналіз охратоксину та афлатоксину. В основі їхньої роботи лежить взаємодія із антитілами або аптамерами [26, 27]. Також достатня увага приділяється розробці біосенсорних експрес-методів аналізу мікотоксинів на основі ферментів [28-30]. В роботах [31-33] наведено результати по розробці лабораторних прототипів електрохімічних ферментних біосенсорів для аналізу афлатоксину В1. Але аналіз реальних зразків не є тривіальною задачею. Найбільш важливими питаннями для такого аналізу є пробопідготовка та оцінка матричного ефекту зразка. Тому представлена робота присвячена саме оптимізації параметрів біосенсора для визначення афлатоксинів в реальних зразках, що є невід'ємною частиною розробки біосенсорів для потреб моніторингу сільськогосподарської продукції.

МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ

Матеріали

Для виготовлення біоселективної мембрани використовували фермент ацетилхолінестераза (АцХЕ) із *Electrophorus electricus* (ЕС 3.1.1.7) активністю 425,94 од. акт./мг (Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), сироватковий альбумін бика (БСА, фракція V) (Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), 50% водний розчин глутарового альдегіду (ГА) («ч.д.а.»Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), гліцерол (чистота 99%, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина);

Як субстрат використовували ацетилхолін хлорид (АцХХ, чистота 99%) фірми Sigma-Aldrich Chemie (Німеччина).

Як інгібітори використовували наступні речовини: афлатоксин В1(чистота 98%, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), афлатоксин G1(чистота 98%, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина).

Фосфатний буфер був виготовлений з дигідроортофосфат калію (KH_2PO_4) (чистота 98.5%, Helicon, Росія) та гідроксиду натрію (NaOH) (чистота 99%, Helicon, Росія).

Як розчинники були використані наступні речовини: ацетонітрил (чистота 99,8%, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), метанол (чистота 99,9% , Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), етанол (чистота $\geq 99.8\%$, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина), диметилсульфоксид (ДМСО) (чистота $\geq 99.8\%$, Sigma-Aldrich Chemie, Німеччина).

Потенціометричні датчики і портативний вимірювальний пристрій

Потенціометричні перетворювачі були зроблені в Інституті фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України. Датчик складається з двох ідентичних пар транзисторів р-канального типу ($\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ -ISFETs), розташованих на монокристалічній кремнієвій підкладці загальною площею 8×8 мм. Один транзистор є робочим електродом, а другий використовується як електрод порівняння. Сенсорні елементи, що використовувались в роботі, демонстрували рН-чутливість приблизно 40 мВ/рН, забезпечуючи тим са-

мим рН-чутливість струму в каналі транзистора приблизно 15-20 мкА/рН. Гранична напруга рН-ПТ складала близько 2,5 В. Виміри проводилися з початкової величини струму в каналі близько 500 мкА, напруга витік-стік складала приблизно 2 В. На рис. 1. зображено загальний вигляд сенсора та наближене зображення біоселективної мембрани, отримане за допомогою оптичної мікроскопії.

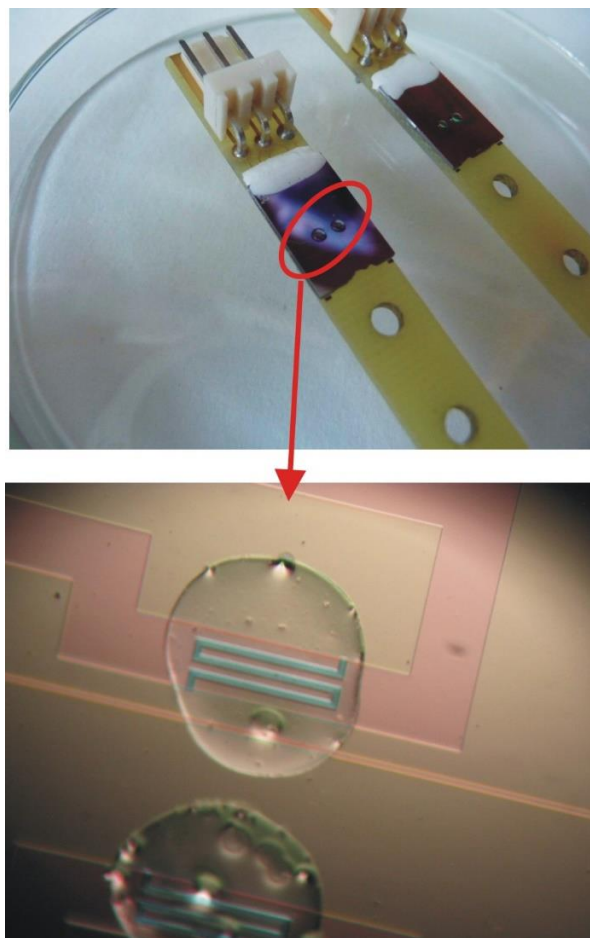


Рис. 1. Загальний вигляд потенціометричних перетворювачів та наближене зображення біоселективної та референтної мембран.

Виміри проводилися за допомогою портативного пристрою, розробленого та виготовленого в Інституті фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України (рис. 2). Пристрій працює шляхом вимірювання поверхневого потенціалу на затворі транзистора з використанням вимірювальної схеми з негативним зворотнім зв'язком, що підтримує постійну величину струму в каналі

польового транзистора 0,3 мА при постійній напрузі витік-стік близько 2 В. Вихідний сигнал відповідає потенціалу затвора. Пристрій дозволяє працювати в диференціальному режимі (із 10 або 100-кратним підсиленням сигналу), а також в режимі моніторингу (тобто, вимірює різницю сигналів, отриманих з двох пар електродів або окремих сигналів від кожного з двох каналів). Інформація від датчиків імпортується в комп'ютер та обробляється за допомогою програмного забезпечення MSW_32 (Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України).

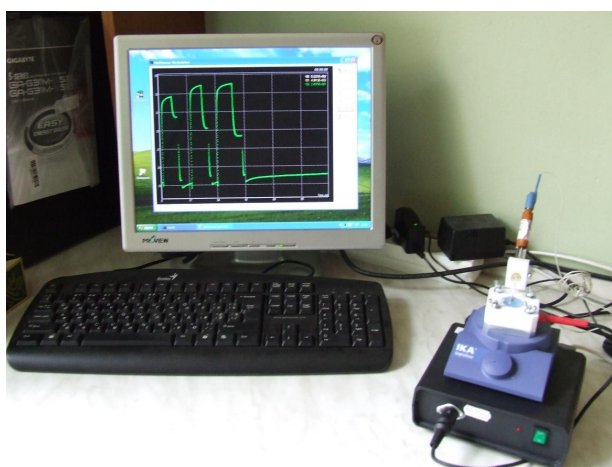


Рис. 2. Загальний вигляд портативного пристрою для вимірювань з потенціометричними біосенсорами

Виготовлення біоселективних мембран

Біоселективні мембрани були сформовані зшивкою ацетилхолінестерази з бичачим сироватковим альбуміном на поверхні перетворювача в насичених парах глутарового альдегіду. Для виготовлення робочих біоселективних мембран використовували розчин: 1 % ацетилхолінестераза, 1 % БСА та 10 % гліцерин у 20 мМ фосфатному буфері, рН 7,0. Суміш для приготування референтної мембрани готували таким же чином, але замість фермента брали тільки БСА з кінцевою концентрацією 2 %. Після нанесення приготвлених розчинів на робочі поверхні перетворювачів, їх розміщували у насичених парах глутарового альдегіду на 20 хв., а потім витримували 10-15 хв. на повітрі за кімнатної температури. Після цього біосенсиори

відмивали у робочому буфері протягом 15 хв. (кожні 5 хв. змінювали буфер) від незв'язаних компонентів біоселективної мембрани.

Потенціометричні вимірювання

Потенціометричні вимірювання проводилися після розміщення перетворювачів у вимірювальній комірці, заповненої 5мМ фосфатним буфером, рН 7,0. Розчин постійно перемішувався. Всі експерименти проводилися в двох або трьох серіях повторів. Неспецифічні зміни в вихідному сигналі, пов'язані з коливаннями температури, рН середовища та іншими факторами були усунені за рахунок використання диференціального режиму вимірювання.

Після стабілізації диференціального вихідного сигналу в вимірювальну комірку додавали певну аліквоту концентрованого розчину субстрату, а після стабілізації відгуку на субстрат, вводили необхідні обсяги концентрованих розчинів мікотоксинів та вимірювали рівень інгібування.

Підготовка зразків для аналізу

Для визначення афлатоксинів було використано зразки двох типів, що були підготовлені різними методами.

Зразки першого типу (кунжут, волоський горіх, зелений горошок) були придбані в магазині, висушені та подрібнені. 1 г матеріалу було змішано з 4 мл суміші ацетонітрил/вода (80:20 об/об). Отриману суспензію поміщали в горизонтальний шейкер (модель ТН 15, Edmund Bühler) на термін 2 год, після чого зразки центрифугували при 15 000 g протягом 15 хв (модель 2-16K, Sigma).

Зразки другого типу були спеціально інфіковані пліснявим грибок *Aspergillus flavus* в Інституті мікробіології і вірусології ім. Д. К. Заболотного НАН України.

Продуцент афлатоксину В1 вирощували на субстратах (пшениця, овес, кукурудза та арахіс) протягом 21 доби. На рис. 3 та 4 представлено фотографії, що демонструють процес зростання пліснявого грибка *Aspergillus flavus* на 15 добу та 21 добу відповідно.

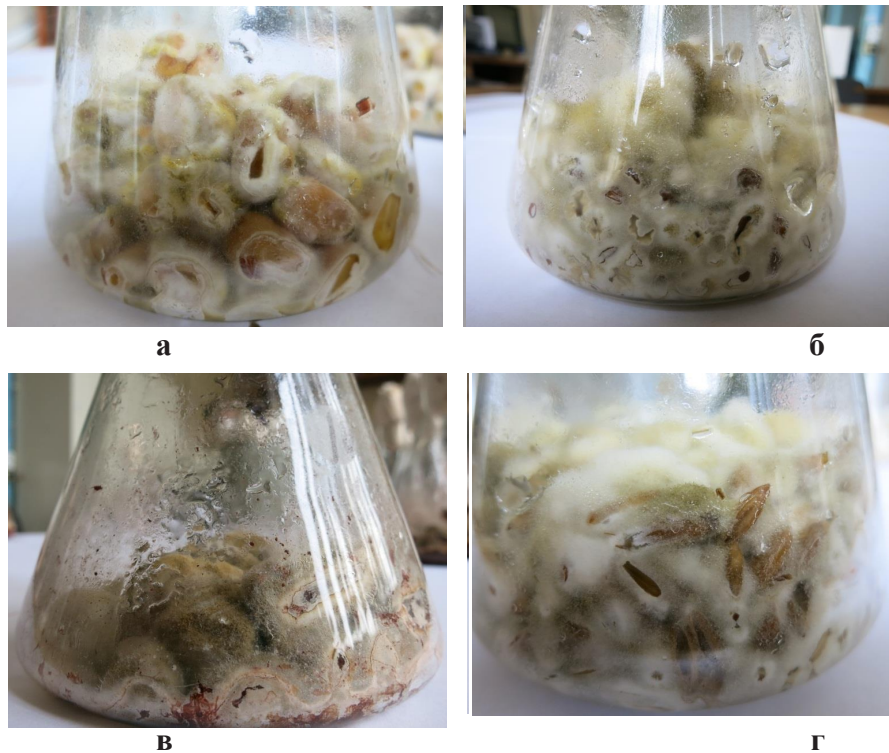


Рис. 3. Фото сільськогосподарських культур, заражених грибом *Aspergillus flavus* на 15 добу культивування (а – кукурудза, б – пшениця, в – арахіс та д – овес).



Рис.4. Фото сільськогосподарських культур, заражених грибом *Aspergillus flavus* на 21 добу культивування (а – кукурудза, б – пшениця, в – арахіс та д – овес).

Афлатоксин В1 було екстраговано із зразків згідно наступного протоколу екстракції. Заражені субстрати висушували при температурі не більше 60°C, подрібнювали до стану муки, додавали 4 % KCl та екстрагували протягом 30 хв. при інтенсивному струшуванні. Екстракцію із пшениці та вівса проводили, використовуючи ацетонітрil, а для кукурудзи та арахісу – ацетон. Отримані екстракти упарювали при нормальних умовах в темряві до повного випаровування екстрагенту (розчинника). Отримані зразки були розчинені в 10 мл метанолу та відфільтровані від великих частинок, які можуть механічно пошкодити робочу мембрану біосенсора. Подальша робота проводилась із підготовленими таким чином екстрактами.

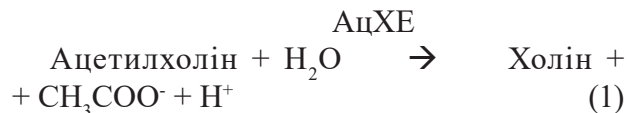
Хроматографічний аналіз

Хроматографічний аналіз проводився за допомогою вискоєфективної рідинної хроматографії (HPLC) в Інституті мікробіології і вірусології ім. Д.К. Заболотного НАН України, використовуючи систему рідинної хроматографії Agilent 1200 (Agilent technologies, USA), обладнану трьома детекторами: діодним G1315, флуоресцентним G1321A та мас-спектрометричним G1956B. Розділення проводили при швидкості потоку 0,25 мл/хв, використовуючи колонку Zorbax SB-C18 (2,1 мм×150 мм, 3,5 мкм) в режимі ізократичної елюції. Рухома фаза була MeOH/ACN/H₂O 40/10/50 (об/об). УФ-детектування проводили в діапазоні 200–400 нм з особливим наголосом на 230 та 365 нм. Флуоресцентну детекцію проводили при довжині хвилі 365 нм для збудження та 455 нм для емісії. Для того, щоб підтвердити наявність афлатоксинів, використовували мас-детектор, налаштований на фіксоване значення m/z в режимі SIM. Зразки іонізували методом електростатичного розпилення (ESI) в позитивному режимі.

Результати та їх обговорення

Принцип роботи біосенсора

В основі роботи біосенсора лежить ферментативна реакція, що відбувається в мембрані з ацетилхолінестеразою, нанесеній на поверхню перетворювача:



В процесі проходження ферментативної реакції ацетилхолінестераза розщеплює ацетилхолін на холін та оцтову кислоту. Оцтова кислота, в свою чергу, дисоціює, тим самим збільшуючи локальну концентрацію протонів в робочій мембрані. Зміни рН в мембрані детектуються за допомогою датчика на основі ІСПТ, що призводить до збільшення сигналу біосенсора. Подальше додавання інгібіторів ацетилхолінестерази, наприклад, афлатоксину В1, у вимірвальну комірку призводить до зменшення числа протонів, що утворюються в результаті ферментативної реакції, і відгук біосенсора зменшується (рис. 5).

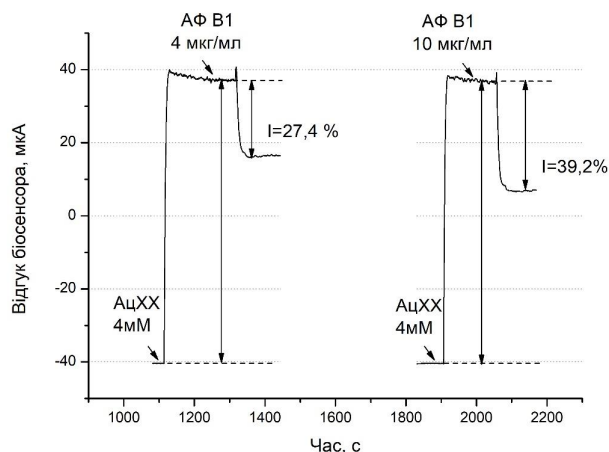


Рис. 5. Відгук потенціометричного біосенсора на 4 мМ АцХХ до та після інгібування АФВ1. Виміри проводилися в 5мМ фосфатному буфері, рН 6,5.

Порівнюючи відгуки біосенсора на субстрат до та після інгібування, можна обчислити рівень інгібування, що пропорційний концентрації інгібітора у вимірвальній комірці.

$$I = A_i / A_0 * 100 \% \quad (2)$$

Підбір робочої концентрації субстрату

На першому етапі роботи необхідно було підібрати робочу концентрацію ацетилхолінхлориду як субстрату для подальшого інгібіторного аналізу. Для цього отримували відгу-

ки на різні концентрації АцХХ. Концентрації субстрату в комірці об'ємом 2 мл задавали додаванням до робочої комірки аліквот концентрованого 500 mM розчину АцХХ. Для визначення оптимальної робочої концентрації саме для інгібіторного аналізу відгуки на різні концентрації субстрату були проаналізовані до та після інгібування 10 мг/мл АФВ1. Інгібування відбувалось додаванням до робочої комірки аліквот концентрованого розчину АФВ1 в той момент, коли взаємодія фермент-субстрат досягає динамічної рівноваги (відгук на субстрат стабілізується та виходить на «плато»). Після додавання АФВ1 до комірки відгук на субстрат зменшувався. Рівень інгібування біоселективної мембрани оцінювався відповідно до формули (2). Після кожного відгуку біосенсора на субстрат та інгібітор, біоселективний елемент відмивали від надлишку субстрату, продукту та інгібітору в робочому буфері протягом 5 хвилин, тричі змінюючи буферний розчин.

За результатами дослідження побудовано калібрувальну криву залежності величини відгуку біосенсора від концентрації субстрату (рис. 6, крива 1) та криву залежності рівня інгібування біосенсора від різних концентрацій АцХХ в присутності інгібітору (рис. 6, крива 2).

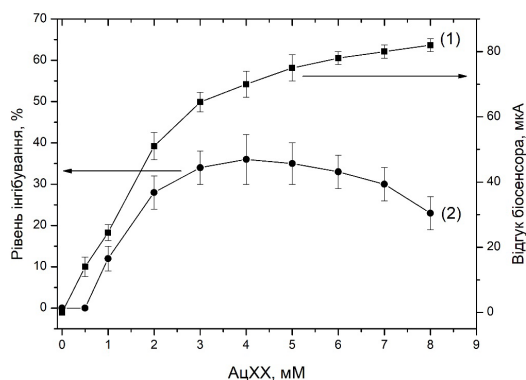


Рис. 6. Вплив різних концентрацій АцХХ на відгуки потенціометричного біосенсора на основі АцХЕ (1) та на величину рівня інгібування біосенсора концентрацією 10 мкг/мл афлатоксину В1 (2). Виміри проводилися в 5ММ фосфатному буфері, рН 6,5.

Як видно з рис. 6, відгук біосенсора на субстрат лінійно зростає зі збільшенням концентрації субстрату і поступово виходить на плато. Найбільший же рівень інгібування спостерігався при концентрації 4 mM АцХХ, а при більш високих концентраціях спостерігалось повільне зниження рівня інгібування. Така картина характерна для конкурентного інгібування, де субстрат та інгібітор конкурують за один сайт зв'язування. Тому 4 mM АцХХ було обрано як робочу концентрацію субстрату для подальших експериментів.

Оцінка можливості біосенсорного визначення афлатоксинів в сільськогосподарській продукції

Афлатоксини планується визначати в сільськогосподарській продукції, тому на першому етапі було досліджено вплив попередньої підготовки та матричного ефекту зразка на роботу біосенсора. Як органічний розчинник для афлатоксину було вибрано ацетонітрил, так як він найчастіше використовується в роботах для аналізу АФВ1. Для цього експерименту були відібрані незабруднені токсинами зразки кунжуту, волоського горіху та сушеного гороху. Ці зразки були підготовлені відповідно до протоколу екстракції афлатоксинів.

Відповідно до протоколу інгібіторного аналізу, після отримання відгуку на субстрат, у вимірювальну комірку додавали по 100 мкл чистого екстракту та оцінювали рівень інгібування (рис. 7). Всі зразки впливали на роботу біосенсора, а рівень інгібування складав 10%. Для того, щоб переконатися, що зразки, насправді не містили токсичних речовин, а інгібування відбувається за рахунок впливу розчинника (ацетонітрилу), у вимірювальну комірку після отримання відгуку на субстрат додавали 100 мкл ацетонітрилу. Як і слід було очікувати, рівень інгібування ацетонітрилом співпадав із рівнем інгібування підготовлених зразків. Тобто компоненти зразків (якщо вони не містять токсини) не впливають на відгук біосенсора на основі АХЕ.

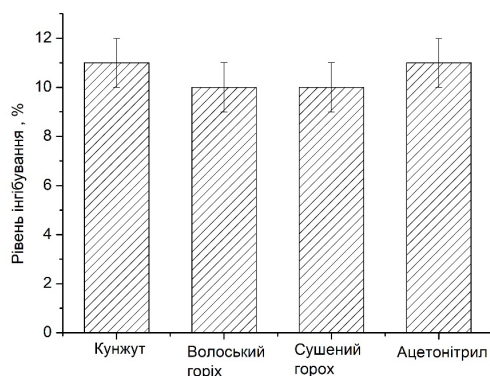


Рис. 7. Вплив зразків та ацетонітрилу на рівень інгібування. Виміри проводилися в 5мМ фосфатному буфері, рН 6,5, концентрація АцХХ - 4 мМ, додавання 100 мкл екстракту та ацетонітрилу.

Вплив розчинника на підготовлені зразки було враховано подалі. Підготовлені екстракти були спеціально забруднені концентрованим розчином афлатоксину В1. В ході експерименту, після отримання відгуку на субстрат, у вимірювальну комірку додавали 100 мкл зразку із відомою концентрацією афлатоксину. Ті ж самі концентрації афлатоксину були додані у вимірювальну комірку разом із чистим розчинником. За результатами експерименту були побудовані калібрувальні криві визначення АФВ1 в забруднених екстрактах реальних зразків (рис.8).

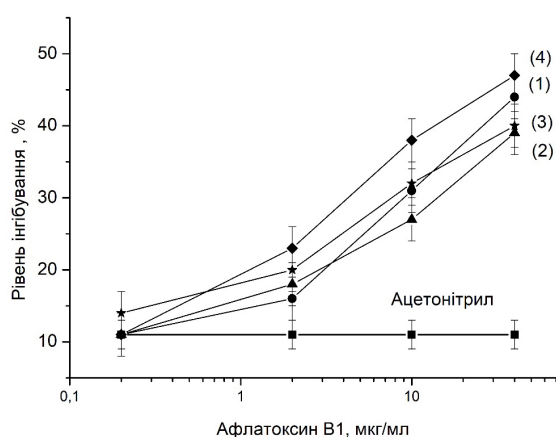


Рис. 8. Залежність рівня інгібування біосенсора від концентрації штучно доданого афлатоксину В1 в екстракти із реальних зразків (кунжут(1), волоський горіх(2), сушений горіх(3) та ацетонітрил (4). Виміри проводилися в 5мМ фосфатному буфері, рН 6,5, концентрація АцХХ - 4 мМ, додавання 100 мкл екстракту.

Як видно, розроблений біосенсор був чутливий до афлатоксину в зразках, і всі калібрувальні криві знаходились приблизно в тому ж діапазоні, тобто існує принципова можливість аналізу афлатоксину В1 в реальних зразках.

Вибір розчинника для екстракції афлатоксинів

На наступному етапі роботи було перевірено вплив різних розчинників афлатоксинів на роботу біосенсора на основі АцХЕ при додаванні різних об'ємів у вимірювальну комірку (Рис. 8). Для експерименту були обрані етанол, диметилсульфоксид (ДМСО), ацетонітрил та метанол, які найчастіше використовують для розчинення афлатоксину.

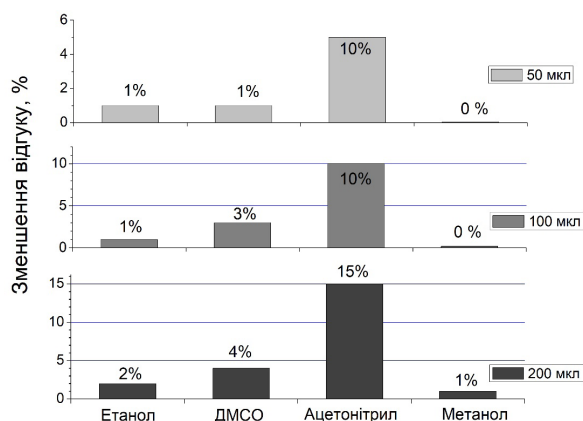


Рис. 9. Вплив різних об'ємів (50 мкл, 100 мкл і 200 мкл) розчинників афлатоксинів (етанол, ДМСО, ацетонітрил і метанол) у вимірювальній комірці на відгук біосенсора на основі АцХЕ.

З графіку видно, що метанол найменше впливає на роботу біосенсора, тому його було обрано для подальшої роботи як розчинник афлатоксинів.

Аналіз афлатоксинів в інфікованих зразках сільськогосподарської продукції

На наступному етапі було перевірено зразки пшениці, вівса та кукурудзи, інфіковані афлатоксином В1. Із інфікованих та контрольних зразків готувались екстракти, після додавання яких до вимірювальної комірки оцінювали рівень інгібування біосенсора. Також ці зразки були проаналізовані за допомогою

високоєфективної рідинної хроматографії.

Спочатку будувалась калібрувальна крива залежності рівня інгібування біосенсора від концентрації афлатоксину В1. Стоковий розчин афлатоксину В1 було отримано за допомогою розведення 5 мг сухої речовини у 1 мл метанолу. На рис. 10 представлено отриману калібрувальну криву для визначення АФВ1 в лінійних і напівлогарифмічних координатах.

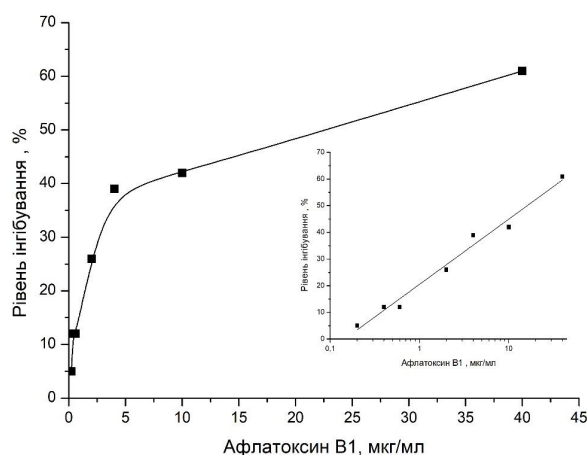


Рис. 10. Калібрувальна крива для визначення АФВ1 в лінійних і напівлогарифмічних координатах.

З графіку видно, що біосенсор характеризувався лінійним діапазоном визначення АФВ1 в межах від 0,2 мкг/мл до 2 мкг/мл.

На рис. 11 представлено кінетику впливу контрольного зразка екстракту вівса та послідовне інгібування біоселективного елемента екстрактом із інфікованого зразка.

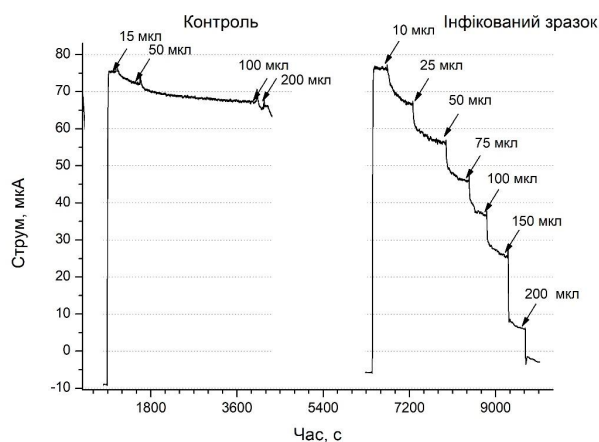


Рис. 11. Відгуки біосенсора на додавання різних об'ємів зразків контрольного екстракту і екстракту з інфікованого вівса.

Наступна серія експериментів була проведена із зразками, отриманими з кукурудзи. Вимірювання проводили як інфікованого, так і контрольного зразків. Також як один із видів контролю після отримання відгуків на контрольний зразок було отримано серію відгуків на ті ж самі об'єми чистого метанолу, щоб впевнитись, що зменшення відгуку відбувається не за рахунок впливу розчинника (рис. 12).

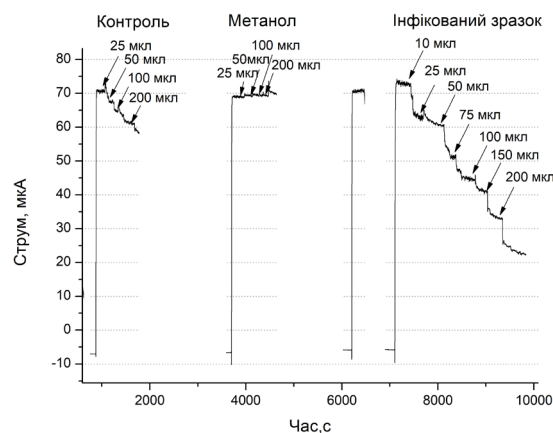


Рис. 12. Відгуки біосенсора на додавання різних об'ємів контрольного зразка, відповідного об'єму розчинника метанолу та інфікованої кукурудзи.

Результати підтвердили, що метанол (в тих концентраціях, які використовуються в експерименті) не впливає на роботу біосенсора, існує невеликий «матричний ефект» та досить сильний вплив на відгук інфікованого зразка.

Наступні експерименти проводились з інфікованою та контрольною пшеницею (рис. 13).

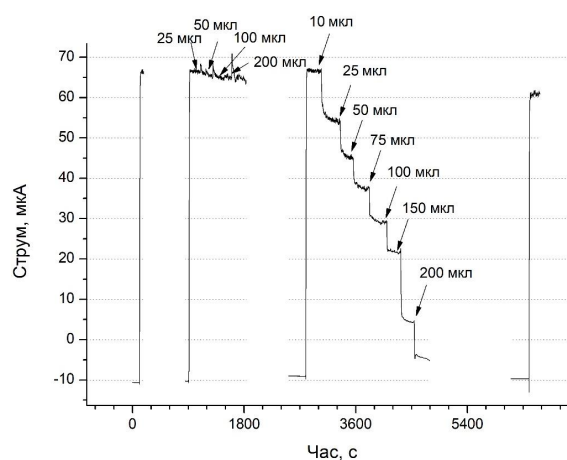


Рис. 13. Відгуки біосенсора на додавання різних об'ємів зразків контрольного екстракту і інфікованої пшениці.

З рисунку добре видно, що інгібування біоселективної мембрани контрольним зразком практично не відбувається, в той час як інфікований екстракт (як і в попередніх експериментах) досить сильно інгібує активність ферментної мембрани.

Проведення вимірювань із зразками, отриманими із заражених горіхів та контрольної

Таким чином біосенсиори на основі АцХЕ можуть бути використані як швидкі скринінгові методи попередньої діагностики вмісту афлатоксинів в зразках сільськогосподарської продукції.

Робота виконана за фінансової підтримки НАН України в рамках цільової програми на-

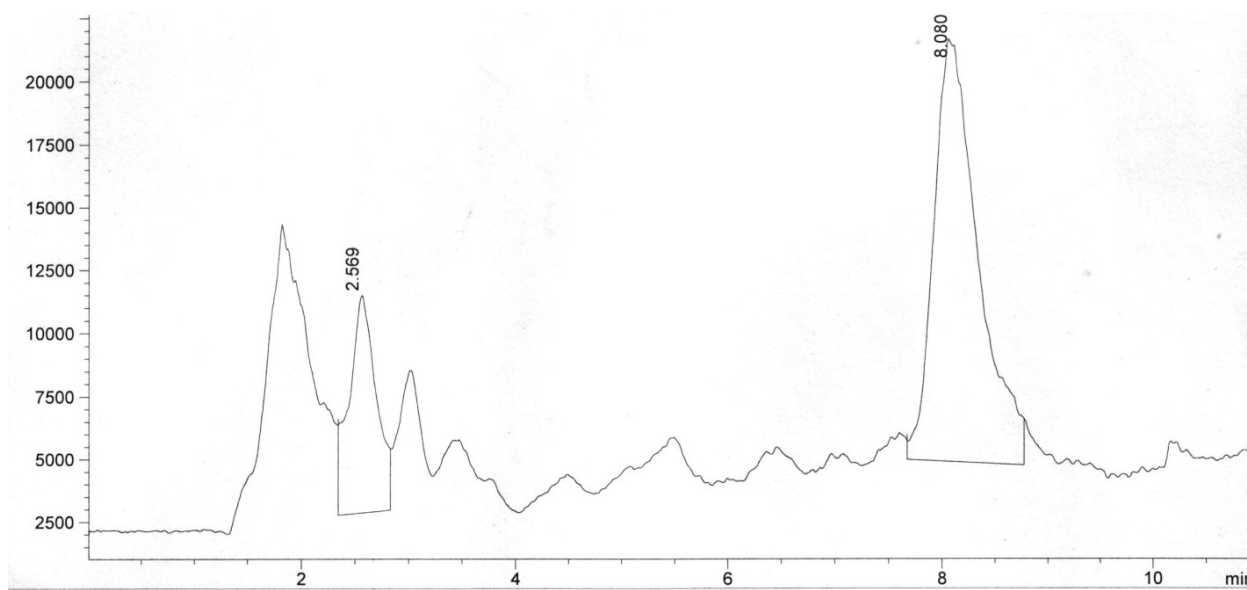


Рис. 14. Хроматограма екстракту інфікованого зразку пшениці. Флуоресцентна детекція (збудження: 355 нм, емісія: 465 нм).

партії виявилось практично неможливим в силу того, що в екстракті горіхів дуже високий вміст жирів. Тому екстракти вийшли дуже маслянистими, що призводило до утворення плівок як на поверхні вимірювальної комірки, так і на поверхні селективного елемента. Доступність активних речовин в мембрану різко обмежувалась і ми не отримували навіть відтворюваних відгуків на субстрат АцХХл. Тому такі експерименти були відкладені.

Ці ж самі зразки були проаналізовані методом вискоєфективної рідинної хроматографії із використанням флуоресцентного детектора та мас-спектрометра (рис 14). Серед різних токсинів, які можуть продукувати гриби роду *Aspergillus* в зразках було знайдено тільки АФВ. Цей результат підтверджує наявність інгібіторів ацетилхолінестерази в зразку, вже виявлених за допомогою біосенсора.

укових досліджень НАН України «Розумні» сенсорні прилади нового покоління на основі сучасних матеріалів та технологій».

Список використаної літератури

- [1]. European Commission, 2014. COMMISSION REGULATION (EC) No1881/2006 on setting maximum levels for certain contaminants in foodstuffs. Amended values. Retrieved from <http://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/PDF/?uri=CELEX:02006R1881-20140701&from=FR>
- [2]. L. Anfossi, C. Giovannoli, C. Baggiani. Mycotoxin detection // Curr. Opin. Biotechnol. 37, pp. 120–126 (2016).
- [3]. A. W. Turner, H. Bramhmbhatt, M. Szabo-Vezse, A. Poma, R. Coker, S. A. Piletsky.

- Analytical methods for determination of mycotoxins: An update (2009-2014) // *Anal. Chim. Acta*, 901 pp. 12-33 (2015).
- [4]. J. N. Selvaraj, L. Zhou, Y. Wang, Y.-J. Zhao, F.-G. Xing, X.-F. Dai, Y. Liu. Mycotoxin detection - Recent trends at global level // *J. Integr. Agr.*, 14, pp. 2265–2281 (2015).
- [5]. V. L. Pereira, J. O. Fernandes, S. C. Cunha. Mycotoxins in cereals and related foodstuffs: A review on occurrence and recent methods of analysis // *Tr. Food Sci. Technol.*, 36, pp. 96-136 (2014).
- [6]. J. P. Meneely, F. Ricci, H. P. van Egmond, C. T. Elliott. Current methods of analysis for the determination of trichothecene mycotoxins in food // *Trends Anal. Chem.*, 30, pp. 192-203 (2011).
- [7]. H. Yao, Z. Hruska, J. Diana Di Mavungu. Developments in detection and determination of aflatoxins // *World Mycotoxin J.*, 8, pp. 181-191 (2015).
- [8]. G. S. Shephard. Aflatoxin analysis at the beginning of the twenty-first century // *Anal. Bioanal. Chem.*, 395, pp. 1215–1224 (2009).
- [9]. P. Li, Z. Zhang, X. Hu, Q. Zhang. Advanced hyphenated chromatographic-mass spectrometry in mycotoxin determination: current status and prospects // *Mass Spectrom. Rev.*, 32, pp. 420–452 (2013).
- [10]. A. Garrido Frenich, R. Romero-Gonzalez, M. M. Aguilera-Luiz. Comprehensive analysis of toxics (pesticides, veterinary drugs and mycotoxins) in food by UHPLC-MS // *Trends Anal. Chem.*, 63, pp. 158–169 (2014).
- [11]. J. O'Mahonya, L. Clarke, M. Whelan, R. O'Kennedy, S. J. Lehotay, M. Danaher. The use of ultra-high pressure liquid chromatography with tandem mass spectrometric detection in the analysis of agrochemical residues and mycotoxins in food – Challenges and applications // *J. Chrom. A*, 1292, pp. 83–95 (2013).
- [12]. M. Solfrizzo, A. De Girolamo, V. M. T. Lattanzio, A. Visconti, J. Stroka, A. Alldrick, H. P. van Egmond. Results of a proficiency test for multi-mycotoxin determination in maize by using methods based on LC-MS/MS // *Qual. Assur. Saf. Crop. Foods*, 5 (1), pp. 15–48 (2013).
- [13]. S. Hickert, J. Gerding, E. Ncube, F. Hübner, B. Flett, B. Cramer, H.-U. Humpf. A new approach using micro HPLC-MS/MS for multi-mycotoxin analysis in maize samples // *Mycotoxin Res.*, 31, 109-115 (2015).
- [14]. G. Martínez-Domínguez, R. Romero-González, A. Garrido Frenich. Multi-class methodology to determine pesticides and mycotoxins in green tea and royal jelly supplements by liquid chromatography coupled to Orbitrap high resolution mass spectrometry // *Food Chem.*, 197, pp. 907–915 (2016).
- [15]. C.-D. Liao, J. W. Wong, K. Zhang, P. Yang, J. B. Wittenberg, M. W. Trucksess, D. G. Hayward, N. S. Lee, J. S. Chang. Multi-mycotoxin Analysis of Finished Grain and Nut Products Using Ultrahigh-Performance Liquid Chromatography and Positive Electrospray Ionization–Quadrupole Orbital Ion Trap High-Resolution Mass Spectrometry // *J. Agric. Food Chem.*, 63, pp. 8314–8332 (2015).
- [16]. C. McElhinney, P. O'Kiely, C. Elliott, M. Danaher. Development and validation of an UHPLC-MS/MS method for the determination of mycotoxins in grass silages // *Food Additives & Contaminants: Part A*, 32, p. 2101–2112 (2015).
- [17]. A. Breidbach, F. Ulberth. Two-dimensional heart-cut LC-LC improves accuracy of exact-matching double isotope dilution mass spectrometry measurements of aflatoxin B1 in cereal-based baby food, maize, and maize-based feed // *Anal. Bioanal. Chem.*, 407, pp. 3159–3167 (2015).
- [18]. A. Garrido Frenich, R. Romero-Gonzalez, M. M. Aguilera-Luiz. Comprehensive analysis of toxics (pesticides, veterinary drugs and mycotoxins) in food by UHPLC-MS // *Trends Anal. Chem.*, 63, pp. 158–169 (2014).
- [19]. J. O'Mahonya, L. Clarke, M. Whelan, R. O'Kennedy, S. J. Lehotay, M. Danaher. The use of ultra-high pressure liquid chromatography with tandem mass spectrometric detection in the analysis of agrochemical residues

- and mycotoxins in food – Challenges and applications // *J. Chrom. A*, 1292, pp. 83–95 (2013).
- [20]. Z. Dzuman, M. Vaclavikova, I. Polisen-ska, Z. Veprikova, M. Fenclova, M. Zachari-asova, J. Hajslova. Enzyme-linked immuno-sorbent assay in analysis of deoxynivalenol: investigation of the impact of sample matrix on results accuracy // *Anal. Bioanal. Chem.*, 406 (2), pp. 505–14 (2014).
- [21]. H. Du, J. Liu, Y. Xun, J. Liang, S. Li, and G. Chen. Determination of Deoxynivalenol, Zearalenone, Aflatoxin B1, and Ochratoxin by an Enzyme-Linked Immunosorbent Assay // *Anal. Lett.*, 47 (11), pp. 1912–1920 (2014).
- [22]. B. H. Liu, Y. T. Hsu, C. C. Lu, F. Y. Yu. Detecting aflatoxin B1 in foods and feeds by using sensitive rapid enzyme-linked immu-nosorbent assay and gold nanoparticle im-munochromatographic strip // *Food Control*, 30 (1), pp. 184–189 (2013).
- [23]. W. Jiang, Z. Wang, G. Nölke, J. Zhang, L. Niu, J. Shen. Simultaneous Determination of Aflatoxin B1 and Aflatoxin M1 in Food Matrices by Enzyme-Linked Immunosor-bent Assay // *Food Anal. Methods*, 6 (3), pp. 767–774 (2013).
- [24]. V. Scognamiglio, F. Arduini, G. Palleschi, G. Rea. Biosensing technology for sustain-able food safety // *Trends Anal. Chem.*, 62, pp. 1–10 (2014).
- [25]. T. F. McGrath, C. T. Elliott, T. L. Fodey. Biosensors for the analysis of microbio-logical and chemical contaminants in food // *Anal. Bioanal. Chem.*, 403, pp. 75–92 (2012).
- [26]. J. C. Vidal, L. Bonel, A. Ezquerra, S. Hernández, J. R. Bertolín, C. Cubel, J. R. Castillo. Electrochemical affinity biosensors for detection of mycot oxins: A review // *Bi-osen. Bioelectron.* 49, pp. 146–158 (2013).
- [27]. L. Reverte, B. Prieto-Simon, M. Campas. New advances in electrochemical biosensors for the detection of toxins: Nanomaterials, magnetic beads and microfluidics systems. A review // *Anal. Chim. Acta*, 908, pp. 8–21 (2016).
- [28]. M. A. Alonso-Lomillo, O. Domínguez-Renedo, L. D. T. Román, M. J. Arcos-Mar-tínez, Horseradish peroxidase-screen printed biosensors for determination of Ochratoxin A // *Anal. Chim. Acta.*, pp. 49–53 (2011).
- [29]. M. A. Alonso-Lomillo, O. Domínguez-Renedo, L. Ferreira-Gonçalves, M. J. Arcos-Martínez. Sensitive enzyme-biosensor based on screen-printed electrodes for Ochratoxin A // *Biosens. Bioelectron.*, 25, pp. 1333–1337 (2010).
- [30]. S. C. Li, J. H. Chen, H. Cao, D. S. Yao, D. L. Liu. Amperometric biosensor for af-latoxin B-1 based on aflatoxin-oxidase im-mobilized on multiwalled carbon nanotubes // *Food Control*, 22, pp. 43–49 (2011).
- [31]. O. S. Burdak, O. O. Soldatkin, T. A. Ser-geyeva, V. M. Arkhypova, S. V. Dzyadevych, A. P. Soldatkin. Acetylcholinesterase-based conductometric biosensor for determination of aflatoxin B1 // *Sensors and Actuators B*. 188, pp. 999–1003 (2013).
- [32]. K. V. Stepurska, O. O. oldatkin, I. S. Kucherenko, V. M. Arkhypova, S. V. Dzy-adevych, A. P. Soldatkin. Feasibility of appli-cation of conductometric biosensor based on acetylcholinesterase for the inhibitory analy-sis of toxic compounds of different nature. // *Anal. Chim. Acta*, 854, pp. 161–168 (2015).
- [33]. K. V. Stepurska, O. O. Soldatkin, V. M. Arkhypova, A. P. Soldatkin, F. Lagarde, N. Jaffrezic-Renault, S. V. Dzyadevych. De-velopment of novel enzyme potentiomet-ric biosensor based on pH-sensitive field-effect transistors for aflatoxin B1 analysis in real samples // *Talanta*, 144, pp. 1079–1084 (2015).

Стаття надійшла до редакції 09.12.2019 р.

UDC: 543.06 + 577.15 + 543.553

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189024>

BIOSENSORS DETERMINATION OF AFLATOXIN B1 IN AGRICULTURAL PRODUCTS

*V. M. Arkhypova¹, K. V. Stepurska¹, K. S. Tsyganenko², Ya. I. Savchuk², A. V. Elskaya¹,
S. V. Dzyadevych^{1,3}*

¹ Institute of Molecular Biology and Genetics, NAS of Ukraine,
150 Zabolotnogo Str., 03143, Kyiv, Ukraine

² Zabolotnogo Institute of Microbiology and Virology,
154 Zabolotnogo Str., 03143, Kyiv, Ukraine

³ Taras Shevchenko National University of Kyiv,
64 Volodymyrska Str., 01003, Kyiv, Ukraine
E-mail: avalka@yahoo.com, dzyad@yahoo.com

Summary

Aim: optimization of potentiometric biosensor characteristics based on pH-sensitive field-effect transistors and the effect of reversible cholinesterase inhibition for determination of aflatoxin B1 concentrations in agricultural products.

Methods. The biosensor is based on pH-sensitive field-effect transistors with immobilized acetylcholinesterase. Biologically active membranes were formed by crosslinking enzymes with bovine serum albumin on the surface of the transducers in an atmosphere of saturated vapors of glutaraldehyde. In the process of enzymatic reaction, protons are produced, which leads to a change in the pH in the membrane and an increase in the biosensor signal. Further addition of acetylcholinesterase inhibitors, such as aflatoxin B1, into the measuring cell leads to a decrease in the number of protons formed by the enzymatic reaction, and the response of the biosensor decreases.

Results. The optimal operating parameters of biosensors based on acetylcholinesterase from electric eel were selected, the bioselective membrane was selected with 1% enzyme content, the concentration of acetylcholine chloride was selected as a substrate for further inhibitory analysis of AFB1, the operative stability was checked and the stability was maintained. The influence of sample preparation on the work of the biosensor was also studied. Experiments were carried out to quantify the content of AFB1 in the samples and to determine their concentrations.

Conclusions. Conducted experiments to quantify the content of AFB1 in evidence that biosensors based on acetylcholinesterase can be used as rapid screening methods for the preliminary diagnosis of aflatoxin content in agricultural samples.

Keywords: potentiometric biosensor, acetylcholinesterase, *Aspergillus flavus*, aflatoxins

УДК: 543.06 + 577.15 + 543.553

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189024>

БІОСЕНСОРНЕ ВИЗНАЧЕННЯ АФЛАТОКСИНУ В1 В СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКІЙ ПРОДУКЦІЇ

*В. М. Архипова¹, К. В. Степурська¹, К. С. Циганенко², Я. І. Савчук², Г. В. Єльська¹,
С. В. Дзядевич^{1,3}*

¹Інститут молекулярної біології та генетики НАН України,
вул. Заболотного, 150, 03143, м. Київ, Україна

²Інститут мікробіології та вірусології ім. Д.К.Заболотного НАН України,
вул. Заболотного, 154, 03143, м. Київ, Україна

³Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64, 01003, м. Київ, Україна

E-mail: avalka@yahoo.com, dzyad@yahoo.com

Реферат

Мета: оптимізація характеристик потенціометричних біосенсорів на основі рН-чутливих польових транзисторів та ефекту зворотнього інгібування холінестераз для визначення концентрацій афлатоксину В1 в сільськогосподарській продукції.

Методи дослідження. Біосенсор базується на рН-чутливих польових транзисторах з іммобілізованою ацетилхолінестеразою. Біологічно активні мембрани формували зшивкою ферментів з бичачим сироватковим альбуміном на поверхні перетворювачів в атмосфері насичених парів глутарового альдегіду в процесі ферментативної реакції продукуються протони, що призводить до зміни рН в мембрані і збільшення сигналу біосенсора. Подальше додавання інгібіторів ацетилхолінестерази, наприклад, афлатоксину В1, у вимірювальну комірку призводить до зменшення числа протонів, що утворюються в результаті ферментативної реакції, і відгук біосенсора зменшується.

Результати дослідження. Підібрано оптимальні робочі параметри біосенсорів на основі ацетилхолінестерази із електричного вугля, обрано біоселективну мембрану з 1% вмістом ферменту, підібрано концентрацію ацетилхолінхлориду як субстрату для подальшого інгібіторного аналізу АФВ1, перевірено операційну стабільність сенсора та стабільність при зберіганні. Також в роботі було вивчено вплив пробопідготовки на роботу біосенсора. Проведено експерименти по кількісній оцінці змісту АФВ1 в зразках та визначено їхні концентрації.

Висновки. Проведені експерименти по кількісній оцінці змісту АФВ1 в свідчать, що біосенсиори на основі АцХЕ можуть бути використані як швидкі скринінгові методи попередньої діагностики вмісту афлатоксинів в зразках сільськогосподарської продукції.

Ключові слова: потенціометричний біосенсор, ацетилхолінестераза, *Aspergillus flavus*, афлатоксини

МАТЕРІАЛИ ДЛЯ СЕНСОРІВ

SENSOR MATERIALS

УДК 621.315.592; PACS number(s): 72.20.My, 72.80.Tm

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.178074>

РОЗРОБКА ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ НА ОСНОВІ ЕПОКСИКОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЮ ВІД ВПЛИВУ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА РАДІАЦІЇ

Ю. А. Удовицька¹, С. В. Луньов¹, В. П. Кашицький¹, В. Т. Маслюк², І. Г. Мегела²

¹Луцький національний технічний університет, вул. Львівська 75, м. Луцьк, 43018,
luniovser@ukr.net,

²Інститут електронної фізики НАН, вул. Університетська, 21, м. Ужгород, 88017, volodymyr.maslyuk@gmail.com

РОЗРОБКА ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ НА ОСНОВІ ЕПОКСИКОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЮ ВІД ВПЛИВУ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА РАДІАЦІЇ

Ю. А. Удовицька, С. В. Луньов, В. П. Кашицький, В. Т. Маслюк, І. Г. Мегела

Анотація. На основі вимірювань ефекту Холла одержано залежності ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля для опромінених електронами з енергією 10 MeV та потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ ел./см² монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксидно-діанової смоли без наповнювачів та з наповнювачами порошоків заліза та алюмінію. З аналізу даних залежностей слідує, що вони є лінійними для монокристалів германію, покритих шаром епоксидної смоли без наповнювача та з наповнювачем порошку алюмінію у всьому діапазоні досліджуваних магнітних полів. Для зразків германію, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, спостерігається незначне відхилення від лінійності таких залежностей при магнітних полях до 0,3 Тл, що пояснюється додатковим намагніченням порошку заліза. Встановлено, що наявність захисного шару з епоксидної смоли значно знижує чутливість монокристалів германію до впливу зовнішнього магнітного поля. Наявність залишкового намагнічення для опромінених монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, може бути використане для розробки на основі даних монокристалів систем акумулювання енергії.

Ключові слова: ефект Холла, епоксидна смола, монокристали германію, магнітна чутливість, залишкове намагнічення, радіаційні дефекти.

DEVELOPMENT OF PROTECTIVE COATINGS BASED ON EPOXY COMPOSITE MATERIALS FOR GERMANIUM SINGLE CRYSTALS FROM THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD AND RADIATION

Yu. A. Udovytska, S. V. Luniov, V. P. Kashytskyi, V. T. Maslyuk, I. G. Megela

Abstract. On the basis of the Hall effect measurements, the dependencies of the Hall EMF on the induction of an external magnetic field for the electron irradiated n-Ge single crystals, coated with a layer of the epoxy-dianon resin (without fillers and with fillers of the powders of iron and aluminum) have been obtained. These single crystals were irradiated by the electrons with an energy of 10 MeV and the flow of $\Omega=5 \cdot 10^{15}$ el./cm². From the analysis of these dependencies it follows that they are linear for germanium single crystals, coated with a layer of epoxy resin without filler and with the filler of aluminum powder in the whole range of investigated magnetic fields. For germanium samples, coated with a layer of epoxy resin with filler of an iron powder, there is a slight deviation from the linearity of such dependencies for the magnetic fields up to 0,3 T, which is explained by the additional magnetization of iron powder. It was established that the presence of a protective epoxy resin layer significantly reduces the sensitivity of germanium single crystals to the influence of an external magnetic field. The presence of residual magnetization for irradiated n-Ge single crystals, coated with an epoxy resin with the filler of iron powder can be used for developing an energy storage systems based on such single crystals.

Keywords: Hall effect, epoxy resin, germanium single crystals, magnetic sensitivity, residual magnetization, radiation defects

РАЗРАБОТКА ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И РАДИАЦИИ

Ю. А. Удовицкая, С. В. Лунёв, В. П. Кашицкий, В. Т. Маслюк, И. Г. Мегела

Аннотация. На основе измерений эффекта Холла получены зависимости ЭДС Холла от индукции внешнего магнитного поля для облученных электронами с энергией 10 МэВ и потоком $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ эл./см² монокристаллов n-Ge, покрытых слоем эпоксидно-диановой смолы без наполнителей и с наполнителями порошков железа и алюминия. Из анализа данных зависимостей следует, что они являются линейными для монокристаллов германия, покрытых слоем эпоксидной смолы без наполнителя и с наполнителем порошка алюминия во всем диапазоне исследуемых магнитных полей. Для образцов германия, покрытых слоем эпоксидной смолы с наполнителем порошка железа, наблюдается незначительное отклонение от линейности таких зависимостей при магнитных полях до 0,3 Тл, что объясняется дополнительным намагничиванием порошка железа. Установлено, что наличие защитного слоя из эпоксидной смолы значительно снижает чувствительность монокристаллов германия к воздействию внешнего магнитного поля. Наличие остаточного намагничивания для облученных монокристаллов n-Ge, покрытых слоем эпоксидной смолы с наполнителем по-

рошка железа, может быть использовано для разработки на основе данных монокристаллов систем аккумулирования энергии.

Ключевые слова: эффект Холла, эпоксидная смола, монокристаллы германия, магнитная чувствительность, остаточное намагничивание, радиационные дефекты

ВСТУП

Експлуатаційні властивості напівпровідникових пристроїв на основі гальваномагнітних явищ істотно залежать як від властивостей та особливостей напівпровідникового матеріалу, так і від технології виготовлення їх робочих елементів [1]. Вимірювання Ефекту Холла дозволяє визначити концентрацію та рухливість носіїв заряду, а в деяких випадках – тип носіїв заряду в металі або напівпровіднику, що робить його досить ефективним методом дослідження властивостей напівпровідників. На основі ефекту Холла працюють датчики Холла – прилади, що вимірюють напруженість (індукцію) магнітного поля і також використовуються в якості магнітних перетворювачів при вимірюванні струмів складної форми, у тому числі таких, що мають постійну складову [2]. Для виготовлення напівпровідникових датчиків Холла використовуються такі матеріали, як Si; Ge; HgTe; HgSe; GaAs; InSb; InAs та інші. В даному відношенні монокристалічний кремній та германій займають передові позиції завдяки унікальним своїм властивостям, комерційній доступності та добре розробленій технології вирощування [3,4]. При практичному використанні датчиків Холла зустрічаються завдання двох типів [5,6]. В одному випадку потрібне отримання максимальної, при даній потужності розсіювання, ЕРС Холла, причому вхідний опір схеми може бути як завгодно великим. В другому випадку метою є отримання максимальної потужності в ланцюзі Холла. Для здійснення оптимальних за своїми параметрами датчиків Холла, що працюють за першим принципом, необхідно виготовляти їх з матеріалу, що має малу концентрацією носіїв заряду одного знаку, тобто велике значення сталої Холла. У другому випадку для узгодження датчика з приладом матеріал повинен задовольняти двом умовам: опір зразка не повинен бути занадто малим

і рухливість носіїв заряду має бути достатньо високою. Датчики Холла стали частиною багатьох приладів. Вони використовуються для вимірювання індукції магнітного поля та безконтактного визначення механічних та електричних впливів (реле, датчики положення, вимірювачі струму та потужності, запобіжники і т.д.), в медицині, машинобудуванні, в дефектоскопії, в геології при дослідженнях нових родовищ, при створенні систем позиціонування та навігації [7-11]. В основному за прямим призначенням їх використовують для вимірювань напруженості магнітного поля та навіть у таких інноваціях, як іонні двигуни ракет. Найчастіше з датчиками Холла доводиться стикатися при використанні систем запалювання автомобіля.

Також часто постає і третє важливе завдання при практичному використанні будь-яких датчиків, зокрема і датчиків Холла, – їх захист від агресивного впливу навколишнього середовища та різного роду фізичних полів. Це вимагає розробки простих, легких, відносно дешевих та технологічних захисних покриттів. В даному сенсі епоксикомпозити є перспективними матеріалами. Також в багатьох випадках наявність таких захисних покриттів для елементів напівпровідникової електроніки дозволяє розширити їх функціональні властивості та сферу експлуатації.

Тому цікавим з практичної точки зору є розробка захисних покриттів на основі епоксикомпозитних матеріалів для монокристалів германію, які можуть бути використанні для конструювання датчиків Холла, що функціонують в екстремальних умовах дії значних радіаційних та магнітних полів.

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Досліджувані монокристали n-Ge були вирощені за методом Чохральського та в процесі вирощування легувались домішкою Sb,

концентрацією $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Зразки германію виготовлялись у формі прямокутного паралелепіпеда, розмірами $1,3 \times 1,3 \times 15 \text{ мм}$. На одержані зразки германію наносився шар епоксикомпозиту. Для цього в заготовлену форму у вигляді паралелепіпеда з картону вставлявся зразок германію. В картоні в необхідних точках для виводу провідників, які підпаювались до зразка, робились маленькі отвори, через які протягувались провідники. Потім у форму заливався епоксикомпозит, який покривав германієвий зразок. Шар епоксикомпозиту являв собою епоксидно-діанову смолу марки ЕД-20 з твердником ПЕПА (12 мас.ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли) (без наповнювачів) та з наповнювачами порошків заліза та алюмінію (30 мас. ч.). Процес тверднення епоксидно-діанової смоли тривав 24 години за нормальних умов. Додаткова термічна обробка здійснювалась в печі при температурах $70 \dots 130^\circ\text{C}$. Готовий зразок для проведення досліджень представлено на рис. 1. Після термічної обробки дані зразки опромінювались в Інституті електронної фізики на мікротроні М-30 прискореними електронами з енергією 10 МеВ та потком $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$. Контроль температури опромінювання здійснювався за допомогою мідь-константанової термопарі, для якої, як встановлено, параметри є стійкими до тривалої дії радіації. За час опромінювання зміни температури не перевищували $\pm 2^\circ\text{C}$ і регулювались шляхом обдуву рідким азотом. Досліджуваний зразок закріплювався на спеціальному держаку та поміщався між полюси електромагніту, перпендикулярно до силових ліній індукції магнітного поля. Магнітне поле за допомогою електромагніту плавно змінювалось під час експерименту від 0 до 0,5 Тл. На контакти 1 та 2 подавався стабілізований постійний струм, а з контактів 3 та 4 знімалась ЕРС Холла. Для вимірювання залежностей ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля при різних температурах зразки германію обдувались парами азоту. Контроль температури зразка здійснювались за допомогою мідь-константанової диференціальної термопарі. При цьому один із спаїв опускався в посудину Дюара з сумішшю води та льоду ($T = 273 \text{ К}$), а другий фіксувався без-

посередньо біля досліджуваного зразка. Вимірювання ЕРС термопарі та спаду напруги на різних контактах зразка проводились за допомогою цифрових вольтметрів В7-21А.

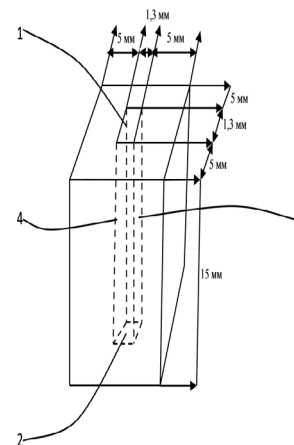


Рис. 1. Форма та розміри зразка германію, покритого шаром полімеркомпозиту.

Е К С П Е Р И М Е Н Т А Л Ь Н І РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

В даній роботі досліджувався вплив опромінення електронами з енергією 10 МеВ та потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ ел./см}^2$ на магнітну чутливість монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксиполімеру. В результаті вимірювань ефекту Холла були одержані залежності холівської напруги U_H від індукції магнітного поля B при різних температурах (рис. 2–4).

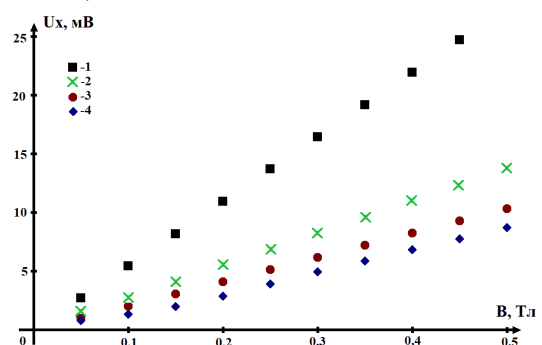


Рис. 2. Залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля при $T = 300 \text{ К}$ для опромінених монокристалів n-Ge з різними типом зовнішнього шару покриття: 1 – без покриття, 2 – шар епоксикомпозиту без наповнювачів, 3 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку алюмінію, 4 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку заліза.

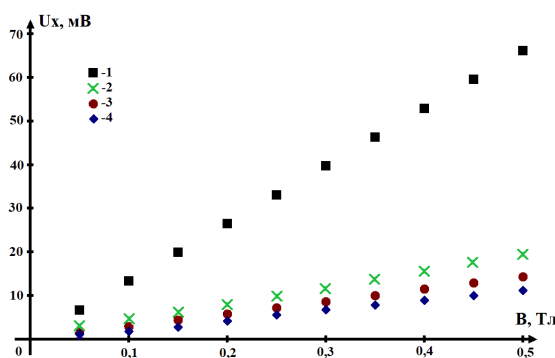


Рис. 3. Залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=240$ К для опромінених монокристалів $n\text{-Ge}$ з різними типом зовнішнього шару покриття: 1 – без покриття, 2 – шар епоксикомпозиту без наповнювачів, 3 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку алюмінію, 4 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку заліза.

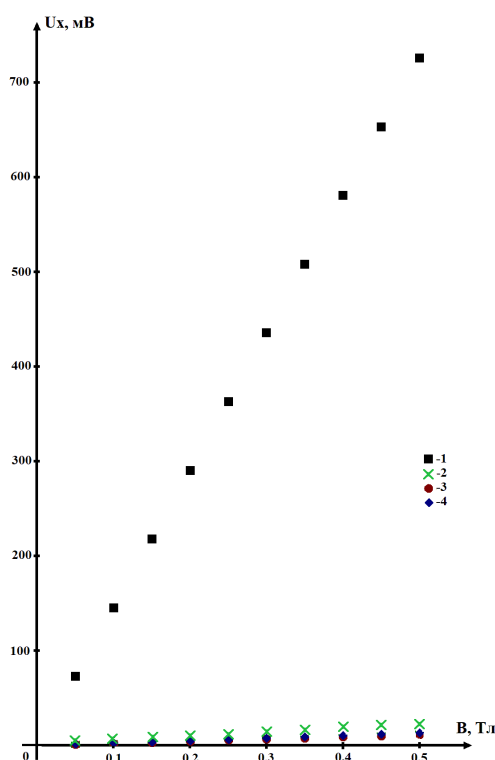


Рис. 4. Залежності холівської напруги від індукції зовнішнього магнітного поля при $T=190$ К для опромінених монокристалів $n\text{-Ge}$ з різними типом зовнішнього шару покриття: 1 – без покриття, 2 – шар епоксикомпозиту без наповнювачів, 3 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку алюмінію, 4 – шар епоксикомпозиту з наповнювачем порошку заліза.

Як слідує з даних рисунків, залежності $U_H=f(B)$ є лінійними для монокристалів германію, покритих шаром епоксидної смоли без наповнювача та з наповнювачем порошку алюмінію у всьому діапазоні досліджуваних магнітних полів. Дані залежності свідчать про другорядну роль ефекту магнітоопору, який може проявлятися для монокристалів германію з кисневмісними комплексами при більших значеннях магнітних полів [12]. Для зразків германію, покритих шаром епоксикомпозиту з наповнювачем порошку заліза, спостерігається незначне відхилення від лінійності залежності $U_H=f(B)$ при магнітних полях до 0,3 Тл (див. рис. 2–4, криві 4). Це можна пояснити тим, що при поміщенні таких зразків в магнітне поле, відбувається намагнічення порошку заліза, магнітне поле якого додатково впливає на германієвий зразок і цим самим змінює ЕРС Холла. Підтвердженням існування додаткового магнітного поля є наявність залишкового намагнічення, яке створює ЕРС Холла, після «виключення» зовнішнього магнітного поля. Залежності ЕРС Холла від часу при відсутності зовнішнього магнітного поля для різних температур представлені на рис. 4. Як слідує з рис. 4, залишкове намагнічення порошку заліза, який є наповнювачем для епоксидної смоли, створює ЕРС Холла 2,123 мВ, 1,967 мВ та 1,552 мВ при температурах 190 К, 240 К та 300 К відповідно. Найбільш швидко (більше як в 10 разів за 2 години) зменшується ЕРС Холла при $T=300$ К (рис. 5, крива 3). Це пов'язано з тим, що зростання температури призводить до зменшення ступеня направленої орієнтації магнітних полів окремих доменів порошка заліза [13].

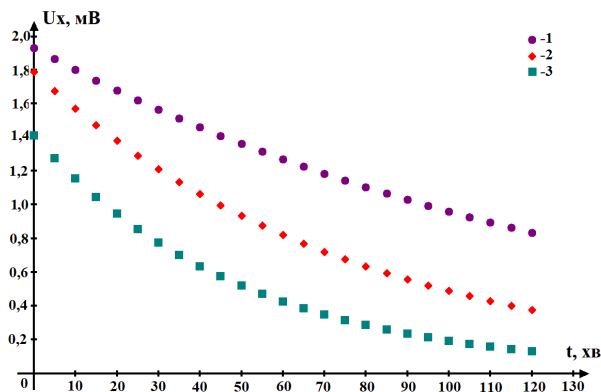


Рис. 5. Залежність $U_x(t)$ при намагніченні полем $B=0,5$ Тл для опромінених монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксикомпозиту з наповнювачем порошку заліза: 1 – $T=190$ К; 2 – $T=240$ К; 3 – $T=300$ К.

Коли напрямок струму та магнітного поля взаємно перпендикулярні, то згідно з [14], ЕРС Холла U_H можна записати у вигляді:

$$U_x = \frac{R_x B}{d}, \quad (1)$$

де R_x – стала Холла, I – сила струму, яка протікає через зразок, B – індукція магнітного поля, d – товщина зразка в напрямку магнітного поля.

Однією з основних характеристик датчиків Холла є магнітна чутливість β [15,16]

$$\beta = \frac{\partial U_x}{\partial B} = \frac{R_x I}{d}. \quad (2)$$

Як відомо [14], стала Холла визначається так:

$$R_x = \frac{A}{q \cdot n}, \quad (3)$$

де q – модуль заряду електрона, A – холл-фактор, n – концентрація електронів провідності. Холл-фактор залежить від умов, при яких відбуваються вимірювання (температура, концентрація легуючої домішки, величина магнітного поля). Наближено його можна вважати для різних умов експерименту близьким до 1 для невеликих магнітних полів, коли не проявляється ефект магнітоопору. Тоді, згідно з (2) та (3),

$$n = \frac{A \cdot I \cdot B}{U_x \cdot d \cdot q}. \quad (4)$$

Згідно з виразами (1–4), зростання ЕРС Холла та магнітної чутливості пов'язане, в першу чергу, зі зменшенням концентрації електронів провідності. Як відомо [17], радіаційне опромінення напівпровідників частинками або квантами високих енергій призводить до утворення радіаційних дефектів, які є стійкими до температури. Такі дефекти є компенсуючими центрами по відношенню до основних носіїв струму і можуть локалізувати електрони. Це призводить до зменшення концентрації електронів провідності. Тому зменшення ЕРС Холла та магнітної чутливості опромінених зразків германію, покритих шаром епоксидної смоли, пояснюється меншими значеннями концентрацій утворених при електронному опроміненні радіаційних дефектів по відношенню до опромінених монокристалів германію без захисного шару епоксипокриття. Аналітичні залежності ЕРС Холла та магнітної чутливості для різних температур було отримано з використанням методу найменших квадратів. Апроксимаційні поліноми для розрахунку таких залежностей представлено в таблицях 1–3. Розрахунок коефіцієнтів даних поліномів здійснювався за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14.

Таблиця 1.

Апроксимаційні поліноми для розрахунку ЕРС Холла та магнітної чутливості при $T=300$ К для опромінених зразків германію, покритих захисним шаром епоксидної смоли

Тип зразка	Залежність ЕРС Холла U_X (мВ) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)	Залежність магнітної чутливості β (мВ/Тл) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)
Опромінений монокристал n-Ge без захисного шару епоксипокриття	$U_X = 55B$	55
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.)	$U_X = 27,51B$	27,51
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку алюмінію (30 мас.ч.)	$U_X = 20,75B$	20,75
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку заліза (30 мас.ч.)	$U_X = \begin{cases} 28,89B^2 + 6,659B + 0,43, & B < 0,3, \\ 18,92B, & B \geq 0,3 \end{cases}$	$\beta = \begin{cases} 57,78B + 6,659, & B < 0,3, \\ 18,92, & B \geq 0,3 \end{cases}$

Таблиця 2.

Апроксимаційні поліноми для розрахунку ЕРС Холла та магнітної чутливості при $T=240$ К для опромінених зразків германію, покритих захисним шаром епоксидної смоли

Тип зразка	Залежність ЕРС Холла U_X (мВ) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)	Залежність магнітної чутливості β (мВ/Тл) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)
Опромінений монокристал n-Ge без захисного шару епоксипокриття	$U_X = 132B$	132
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.)	$U_X = 38,9B$	38,9
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку алюмінію (30 мас.ч.)	$U_X = 28,44B$	28,44
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку заліза (30 мас.ч.)	$U_X = \begin{cases} 30,12B^2 + 12,6B + 0,276, & B < 0,3, \\ 22,08B, & B \geq 0,3 \end{cases}$	$\beta = \begin{cases} 60,24B + 12,6, & B < 0,3, \\ 22,08, & B \geq 0,3 \end{cases}$

Таблиця 3.

Апроксимаційні поліноми для розрахунку ЕРС Холла та магнітної чутливості при $T=190$ К для опромінених зразків германію, покритих захисним шаром епоксидної смоли

Тип зразка	Залежність ЕРС Холла U_X (мВ) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)	Залежність магнітної чутливості β (мВ/Тл) від індукції зовнішнього магнітного поля B (Тл)
Опромінений монокристал n-Ge без захисного шару епоксипокриття	$U_X = 1452B$	1452
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.)	$U_X = 52,7B$	52,7
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку алюмінію (30 мас.ч.)	$U_X = 36,5B$	36,5
Опромінений монокристал n-Ge, покритий шаром епоксидної смоли з твердником ПЕПА (12 мас.ч.) та з наповнювачем порошку заліза (30 мас.ч.)	$U_X = \begin{cases} 32,85B^2 + 13,55B + 0,54, & B < 0,3, \\ 26,74B, & B \geq 0,3 \end{cases}$	$\beta = \begin{cases} 65,7B + 13,55, & B < 0,3, \\ 26,74, & B \geq 0,3 \end{cases}$

Як слідує з таблиць 1–3, магнітна чутливість зростає з пониженням температури, що пояснюється деіонізацією утворених радіаційних дефектів. Магнітна чутливість для монокристалів германію, покритих шаром епоксидної смоли без наповнювачів та з наповнювачем порошку алюмінію, не залежить від індукції зовнішнього магнітного поля, а для зразків германію, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, лінійно зростає при збільшенні магнітного поля до 0,3 Тл. Введення металевих наповнювачів порошків алюмінію та заліза в полімерну матрицю, перш за все, призведе до зменшення середньої довжини пробігу електронів в полімеркомпозиті [18] та відповідно до зростання його екрануючої здатності від електронного опромінення та підвищення радіаційної стійкості германію та датчиків Холла, виготовлених на його основі. При проходженні заряджених частинок через шар заліза, за рахунок оптимального співвідношення між його густиною, масовим та зарядовим числом, втрати енергії цих частинок на іонізацію та випромінювання будуть більшими для заліза, ніж для багатьох іншими металів, зокрема для алюмінію [18]. Тому в даному відношенні захисне покриття у вигляді шару епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза від агресивного впливу на монокристали германію радіаційного опромінення є кращим за покриття шару епоксидної смоли, наповненого порошком алюмінію. Недоліком магніточутливого елементу, який може бути одержаний на основі монокристалу германію, покритого шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, є залежність ЕРС Холла від часу вимірювань. Даний недолік можна усунути додатковою часовою калібровкою сигналу, подібно до температурної калібровки сигналу, яка використовується в подвійних датчиках магнітного поля та температури [19, 20].

ВИСНОВКИ

На основі одержаних результатів та проведених розрахунків встановлено, що наявність захисного шару з епоксидної смоли з

твердником ПЕПА (12 мас.ч.) без наповнювачів та з наповнювачами порошків заліза та алюмінію значно підвищує захист монокристалів германію від дії значних радіаційних та магнітних полів, внаслідок чого зменшується радіаційна стійкість германію та виникають нелінійних ефекти, наприклад, магнітоопір. Це є важливим при конструюванні на основі германію датчиків Холла, що можуть функціонувати в екстремальних умовах дії таких полів. Наявність залишкового намагнічення наповнювача порошку заліза та відповідно індуковане додаткове ЕРС Холла може мати практичне значення при розробці на основі опромінених монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, систем акумулювання енергії. Такі дослідження відносяться до пріоритетних напрямків розвитку науки і техніки як в Україні, так і закордоном. Отримані на основі методу найменших квадратів апроксимаційні поліноми для розрахунку ЕРС Холла та магнітної чутливості можуть бути використані при теоретичному описі різних гальваномагнітних ефектів в монокристалах германію, покритих шаром епоксидної смоли, при наявності таких радіаційних дефектів.

Дослідження в роботі виконані за рахунок коштів державного бюджету України по проекту «Розробка комплексу керованих властивостей багатодолинних напівпровідників та полімеркомпозитних матеріалів для функціонування в екстремальних умовах експлуатації», номер державної реєстрації 0117U000630.

Список використаної літератури

- [1]. V. A. Antropov, L. Kh. Antropova. *Prymenenye halvanomagnitnykh yavleniy v poluprovodnykakh dlia sozdaniya pryborov y ustroystv SVCh dyapazona*. PHU, Penza, 166 s. (2011).
- [2]. S. Tumanski. Modern magnetic field sensors – a review // *Przegląd elektrotechniczny*, 10, pp. 1–12 (2013).
- [3]. C. Claes, E. Simoen. *Germanium-Based Technologies*. Elsevir, Oxford, 449 p. (2007).
- [4]. S. Fumio. *Semiconductor Silicon Crystal*

Technology. Elsevier Science & Technology, p. 435 (2012).

[5]. O. V. Osadchuk, O. P. Bilylivska, O. M. Zhahlovska. Ohliad halvanomahnitnykh vymiruvachiv parametriv mahnitnoho polia. Visnyk NTU «KhPI». 42. s. 948 (2012).

[6]. H. Portnoi. Sovremennye mahnytochuvstvytelnye datchyky Kholla i prybory na ykh osnove. Vestnyk avtomatyzatsyy. 1 (39). s. 7-12 (2013).

[7]. Ch. Schott, P.-A. Besse, R. S. Popovic. Planar Hall effect in the vertical Hall sensor // Sensors and Actuators A: Physical. 85, Issues 1-3. pp. 111-115 (2000).

[8]. A. F. Kaperko. Analiz sostoyaniya, tendentsii razvitiya i novyye razrabotki datchikov preobrazovateley informatsii sistem izmereniya, kontrolya i upravleniya // Izmeritel'naya tekhnika, № 1, s. 3-7 (1998).

[9]. Jesus A. Tapia et al. Sensing magnetic flux density of artificial neurons with a MEMS device // Biomed Microdevices, 13, 2, pp. 303-313 (2011).

[10]. J. Lenz, S. Edelstein. Magnetic sensors and their applications // IEEE Sensors Journal, 6(3), pp. 631 – 649 (2006).

[11]. I. Bichurin, V. Petrov, R.V. Petrov, et al. Magnetoelectric Sensor of Magnetic Field // Ferroelectrics, 280, pp. 199-202 (2002).

[12]. V. M. Babich, P. I. Baranskii, V. A. Shershel. The influence of oxygen and impurity-oxygen complexes on magnetoresistance of n-Ge in strong magnetic fields // physica status solidi, (b). 42 (1). p. K23-K27 (1970).

[13]. S. Zhang, D. Zhao. Advances in magnetic materials: processing, properties, and performance. CRC press. 758 p. (2017).

[14]. E. V. Kuchis. Galvanomagnetic effects and methods of their investigation. Radio and Communication. Moscow. p. 264 (1990).

[15]. K. Staroverov. Integral Hall Sensors of the "Honeywell". Electronics News, 1, pp. 9-13 (2010)

[16]. S. V. Luniov et al. The impact of heat treatment on the magnetic sensitivity of irradiated by electrons single crystals n-Ge // Functional materials, 26 (1), pp. 41-47 (2019).

[17]. V. V. Uhlov. Radyatsyonnye efekty v tverdykh telakh. Mynsk. BHU. 167 p. (2007).

[18]. V. I. Pavlenko, O. D. Edamenko, N. I. Cherkashina, A. V. Noskov. Total energy losses of relativistic electrons passing through a polymer composite // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 8(2), pp. 398-403 (2014).

[19]. V. F. Mitin, N. S. Boltovets, V. V. Kholevchuk et al. Dual function sensors for concurrent measurement of temperature and magnetic field in cryogenic applications // Cryogenics, 48(9), pp. 68-73. (2008).

[20]. S. Lun'ov, A. Zimych, M. Khvyshchun ta in. Temperaturna hraduyuvannya mahnitochutlyvoho elementa datchyka Kholla na osnovi germaniyi // Tekhnichni visti, 1 (45), 2 (46). - s. 110-113(2017).

Стаття надійшла до редакції 13.09.2019 р.

DEVELOPMENT OF PROTECTIVE COATINGS BASED ON EPOXY COMPOSITE MATERIALS FOR GERMANIUM SINGLE CRYSTALS FROM THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD AND RADIATION

Yu. A. Udovyt'ska¹, S. V. Luniov¹, V. P. Kashytskyi¹, V. T. Maslyuk², I. G. Megela²

¹Lutsk National Technical University,

²Institute of Electron Physics NAS of Ukraine

Summary

An important task, which often arises in the practical use of any sensor, including Hall sensors, is their protection against aggressive impact of the environment and various of physical fields. This requires the development of simple, lightweight, relatively inexpensive and technological protective coatings. In this sense, the epoxy composites are promising materials. Therefore, the impact of electron irradiation with an energy of 10 MeV and the flow $\Omega=5 \cdot 10^{15}$ el./cm² on the magnetic sensitivity of n-Ge single crystals, coated with an epoxy composite layer, was investigated in this work. The protective epoxy composite layer was an ED-20 epoxy resin with PEPA hardener (12 parts by weight on 100 parts by weight of epoxy resin) without fillers and with fillers of the iron and aluminum powders (30 parts by weight). On the basis of the Hall effect measurements, the dependencies of the Hall EMF on the induction of an external magnetic field for these n-Ge single crystals have been obtained. The obtained dependencies are linear for the whole range of investigated magnetic fields (from 0 to 0,5 T). Only for germanium samples, coated with a layer of epoxy resin with filler of an iron powder, there is a slight deviation from the linearity of such dependencies for the magnetic fields up to 0,3 T, which is explained by the additional magnetization of iron powder. The presence of residual magnetization of the iron powder filler and the correspondingly induced additional Hall EMF can be used for developing an energy storage systems based on irradiated n-Ge single crystals, coated with an epoxy resin with the filler of iron powder. It was established that the presence of a protective epoxy resin layer significantly increases the protection of germanium single crystals from the influence of large radiation and magnetic fields. This is important in designing Hall sensors based on germanium single crystals, which can function in extreme conditions action of such fields.

Keywords: Hall effect, epoxy resin, germanium single crystals, magnetic sensitivity, residual magnetization, radiation defects

УДК 621.315.592; PACS number(s): 72.20.My, 72.80.Tm

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.178074>

РОЗРОБКА ЗАХИСНИХ ПОКРИТТІВ НА ОСНОВІ ЕПОКСИКОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЮ ВІД ВПЛИВУ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА РАДІАЦІЇ

Ю. А. Удовичька¹, С. В. Луньов¹, В. П. Кашицький¹, В. Т. Маслюк², І. Г. Мегела²

¹Луцький національний технічний університет

²Інститут електронної фізики НАН України

Реферат

Важливим завданням, яке часто виникає при практичному використанні будь-яких датчиків, зокрема і датчиків Холла, є їх захист від агресивного впливу навколишнього середовища та різних фізичних полів. Це вимагає розробки простих, легких, відносно дешевих та технологічних захисних покриттів. В цьому сенсі епоксикомпозити є перспективними матеріалами. Тому в даній роботі досліджувався вплив опромінення електронами з енергією 10 МеВ та потоком $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ ел./см² на магнітну чутливість монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксикомпозиту. Захисний шар епоксикомпозиту являв собою епоксидно-діанову смолу марки ЕД-20 з твердником ПЕПА (12 мас.ч. на 100 мас. ч. епоксидної смоли) без наповнювачів та з наповнювачами порошків заліза та алюмінію (30 мас. ч.). На основі вимірювань ефекту Холла одержано залежності ЕРС Холла від індукції зовнішнього магнітного поля для цих монокристалів n-Ge. Одержані залежності є лінійними для всього діапазону досліджуваних магнітних полів (від 0 до 0,5 Тл). Лише для зразків германію, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, спостерігалось незначне відхилення від лінійності таких залежностей при магнітних полях до 0,3 Тл, що пояснюється додаткових намагніченням порошку заліза. Наявність залишкового намагнічення наповнювача порошку заліза та відповідно індуковане додаткове ЕРС Холла може бути використане для розробки на основі опромінених монокристалів n-Ge, покритих шаром епоксидної смоли з наповнювачем порошку заліза, систем акумулювання енергії. Було встановлено, що наявність захисного шару з епоксикомпозиту значно підвищує захист монокристалів германію від дії значних радіаційних та магнітних полів. Це є важливим при конструюванні на основі германію датчиків Холла, що можуть функціонувати в екстремальних умовах дії таких полів.

Ключові слова: ефект Холла, епоксидна смола, монокристали германію, магнітна чутливість, залишкове намагнічення, радіаційні дефекти

МАТЕРІАЛИ ДЛЯ СЕНСОРІВ

SENSOR MATERIALS

PACS 42.62.Be, 71.20.Nr

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189027>

КОЛОЇДНІ НАНОКРИСТАЛИ ZnS:Cu ДЛЯ ЗЕЛЕНИХ ФЛЮОРЕСЦЕНТНИХ МАРКЕРІВ

Ю. А. Ніцук, Я. І. Лепіх, І. В. Теплякова, Ю. Ф. Ваксман

Одеський національний університет імені І.І.Мечникова, вул. Дворянська 2, 65082, Одеса,
Україна, e-mail: nitsuk@onu.edu.ua

КОЛОЇДНІ НАНОКРИСТАЛИ ZnS:Cu ДЛЯ ЗЕЛЕНИХ ФЛЮОРЕСЦЕНТНИХ МАРКЕРІВ

Ю. А. Ніцук, Я. І. Лепіх, І. В. Теплякова, Ю. Ф. Ваксман

Анотація: Колоїдним методом отримані нанокристали ZnS: Cu. Легування домішкою Cu здійснювалося в процесі синтезу нанокристалів. Досліджено спектри оптичного поглинання і фотолюмінесценції. За величиною зміщення краю фундаментального поглинання визначено середні розміри нанокристалітів ~ 3 нм. Показано, що зелена люмінесценція нанокристалів ZnS:Cu ідентична люмінесценції об'ємних кристалів і обумовлена оптичними переходами на донорно-акцепторних парах.

Ключові слова: CdS:Cu, колоїдний синтез, поглинання, люмінесценція на донорно-акцепторних парах

COLLOIDAL ZnS:Cu NANOCRYSTALS FOR GREEN FLUORESCENT MARKERS

Yu. A. Nitsuk, Ya. I. Lepikh, I. V. Tepliykova, Yu. F. Vaksman

Abstract. Nanocrystals of ZnS were obtained by colloidal method. Doping with Cu impurities was carried out during the synthesis. The optical absorption and photoluminescence spectra are investigated. The spectra of optical absorption and photoluminescence were investigated. The average displacement of the fundamental absorption edge determined the average nanocrystallite size of ~ 3 nm. It was shown that the green luminescence of ZnS:Cu nanocrystals is identical to the luminescence of bulk crystals and is caused by optical transitions on donor-acceptor pairs.

Keywords: CdS: Cu, colloidal synthesis, absorption, luminescence on donor-acceptor pairs

КОЛЛОИДНЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ ZnS:Cu ДЛЯ ЗЕЛЕННЫХ ФЛЮОРЕСЦЕНТНЫХ МАРКЕРОВ

Ю. А. Нишук, Я. И. Лепих, И. В. Теплякова, Ю. Ф. Ваксман

Аннотация: Коллоидным методом получены нанокристаллы ZnS:Cu. Легирование примесью Cu осуществлялось в процессе синтеза нанокристаллов. Исследованы спектры оптического поглощения и фотолуминесценции. Повеличине смещения края фундаментального поглощения определены средние размеры нанокристаллитов ~3 нм. Показано, что зеленая люминесценция нанокристаллов ZnS:Cu идентична люминесценции объемных кристаллов и обусловлена оптическими переходами на донорно-акцепторных парах.

Ключевые слова: CdS:Cu, коллоидный синтез, поглощение, люминесценция на донорно-акцепторных парах

Серед нанокристалів напівпровідникових сполук групи II-VI сульфід цинку має найбільшу ширину забороненої зони. Іншою, більш суттєвою перевагою сульфиду цинку є нетоксичність. Ця перевага відкриває широкі перспективи застосування ZnS в якості флуоресцентних маркерів [1]. Нанометрові розміри на відміну від флуоресцентних білків, дозволяють використовувати маркери на основі сульфиду цинку для дослідження внутріклітинних структур. Додавання домішок-сенсibilізаторів дозволяє використовувати випромінювання нанокристалів ZnS у всьому видимому діапазоні довжин хвиль (Al, Cu, Mn). Перспективою використання нанокристалів ZnS:Cu є те, що в об'ємних кристалах

ZnS:Cu мідь виступає сенсibilізатором зеленого випромінювання, найбільш чутливим оком людини. Тому синтез і дослідження люмінесцентних властивостей нанокристалів ZnS:Cu є актуальним.

Метою даної роботи є розробка методики одержання нанокристалів ZnS:Cu, визначення впливу технологічних умов на їх люмінесцентні властивості та встановлення природи випромінювальних переходів.

Методика експерименту. Нанокристали ZnS, ZnS:Cu одержувались методом хімічного синтезу в середовищі желатину. Чисті нанокристали сульфиду цинку одержувались при реакції:



Леговані міддю нанокристали ZnS одержувались при реакції:

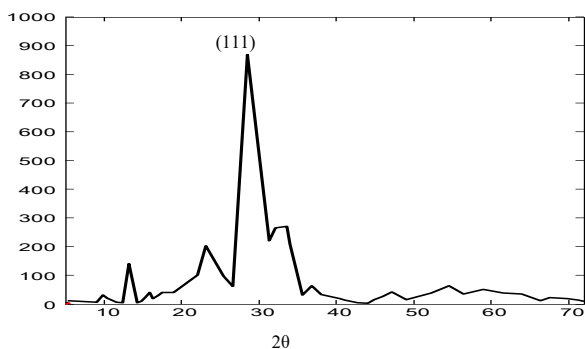
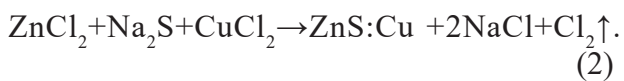


Рис. 1. XRD-спектри нанокристалів ZnS:Cu.

В реакціях синтезу використовувались комерційні реагенти Beijing reagent company.

Після реакції синтезу розчин висушувався на кварцовій підкладці. В результаті одержувались нанокристали ZnS, ZnS:Cu в прозорій твердій полімерній матриці. Контроль за отриманими наночастинками ZnS здійснювався за допомогою дифракції рентгенівського випромінювання (рис. 1). Дифракційні максимуми 2θ відповідають площині (111) в сульфіді цинку.

Дослідження оптичного поглинання проводились на монохроматорі МДР-6 з двома дифракційними ґратками. Дослідження фотолюмінесценції проводилися на призмовому монохроматорі ІСП-51. Збудження фотолюмінесценції відбувалося за допомогою УФ світлодіодного модулю CMW-PS-C01 виробництва компанії Seoul Semiconductor з енергією квантів 4.6 еВ.

Спектри оптичного поглинання.

Спектри оптичного поглинання нелегованих нанокристалів приведені на рис.2, крива 1. Ширина забороненої зони монокристалів сульфиду цинку складає 3.63 еВ. Одержані нанокристали ZnS характеризуються значеннями ширини забороненої зони 5.11 еВ при концентраціях Na_2S та ZnCl_2 рівних 10%, відповідно. Спектри оптичного поглинання нанокристалів ZnS:Cu вказують на зсув краю поглинання в сторону менших енергій

порівняно з нелегованими зразками (рис.2, криві 2-3). Останнє може бути обумовлено збільшенням вмісту міді в зразках, або збільшенням розміру нанокристалів.

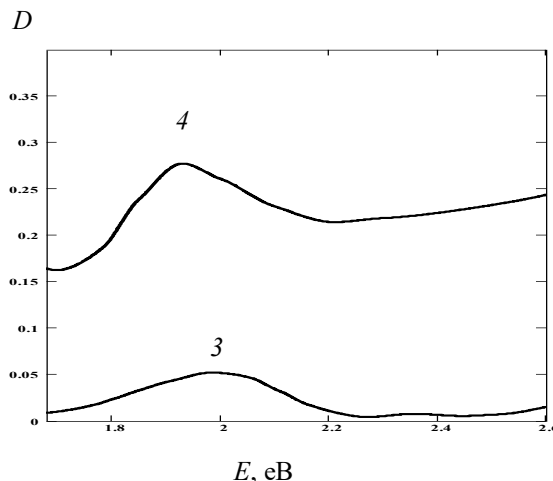
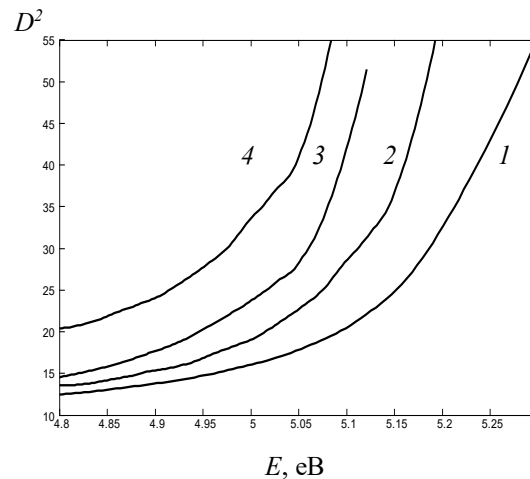


Рис. 2. Спектри поглинання нанокристалів ZnS (1) та ZnS:Cu(2-4). $T_{\text{внм}} = 300$ К.

Оцінка розмірів нанокристалів здійснювалась за величиною різниці їх ширини забороненої зони та об'ємних монокристалів з використанням відомого співвідношення [2]:

$$R = \frac{h}{\sqrt{8\mu\Delta E_g}}, \quad (3)$$

де h - стала Планка, $\mu = ((m_e)^{-1} + (m_h)^{-1})^{-1}$ - приведена маса, $m_e = 0.27m_0$, $m_h = 0.58m_0$, відповідно ефективні маси електрона і дірки в сульфіді цинку, m_0 - маса вільного електрона, ΔE_g - різниця між шириною забороненої зони нанокристалу та об'ємного кристалу сульфіді

цинку (3.63eV). Як видно з таблиці, розмір нанокристалітів змінюється несуттєво.

Таблиця 1.

Результати розрахунків розмірів нанокристалів ZnS, ZnS:Cu при різних концентраціях прекурсору Cu.

Концен-трація, CuCl ₂ , %	E_g , eV	ΔE_g , eV	R, нм
0	5.11	1.48	3.3
0.1	5.08	1.45	3.4
0.2	5.03	1.4	3.5
0.5	4.98	1.35	3.6

В нанокристалах з високим змістом Cu спостерігаються смуги поглинання у видимій області спектру. При збільшенні концентрації CuCl₂ з 0.2 до 0.5% відбувається зсув максимумів смуг поглинання в сторону менших енергій, що відповідає зсуву ширини забороненої зони при зміні концентрації CuCl₂ в розчині.

Спектри фотолюмінесценції. В нелегованих нанокристалах ZnS люмінесценція в видимому діапазоні не спостерігалась. Легування Cu монокристалів ZnS приводить до утворення широкої структурованої смуги випромінювання в області 1.5-3.2 eV (рис. 3).

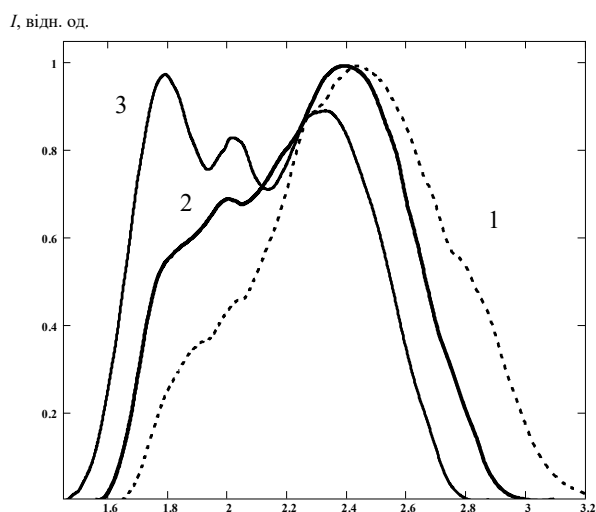


Рис. 3 Спектри фотолюмінесценції нанокристалів ZnS:Cu. [CuCl₂]=0.1 (1), 0.2 (2) та 0.5% (3).
T_{вим}=300 К.

В нанокристалах з вмістом CuCl₂ 0,1% виділяються елементарні лінії випромінювання на 2.77, 2.44, 2.33, 2.03 та 1.93 eV (рис. 3, крива 1). Зі збільшенням концентрації Cu лінії на 2.77 та 1.93 eV зсувались в сторону менших енергій. Величина зсуву відповідає зсуву ширини забороненої зони (рис.2). Лінії на 2.44, 2.33 та 2.02 eV практично не змінювали свого розташування. Такі ж структуровані смуги фотолюмінесценції спостерігались раніше в об'ємних кристалах ZnS:Cu [3].

Згідно [3] лінія випромінювання на 2.77 eV обумовлена переходами електронів з зони провідності на акцепторний рівень Cu_{Zn}⁺, що підтверджується збудженням люмінесценції з області зона-зонного поглинання. Остання лінія випромінювання на 1.93 eV при збільшенні концентрації CuCl₂ до 0.5% стає домінуючою в спектрі випромінювання. Згідно [4], лінія на 1.93 eV обумовлена випромінювальними переходами електронів з зони провідності на рівень Cu_{Zn}²⁺. Лінії випромінювання на 2.44, 2.33 та 2.02 eV збуджуються й більш низькоенергетичним випромінюванням (3.1-2.6 eV) та пов'язуються багатьма авторами [5] з випромінюванням на донорно-акцепторних парах, до складу яких входять атоми міді та вакансії цинку в різних зарядових станах.

Висновки

1. Одержані нанокристали сульфід цинку, леговані міддю. Проведено порівняльний аналіз спектрів оптичного поглинання і фотолюмінесценції нано- і монокристалів сульфід цинку легованих міддю.

2. Встановлено природу випромінювальних переходів, що визначають люмінесцентні властивості нанокристалів ZnS:Cu.

3. Нанокристали ZnS:Cu мають розмір порядку 3 нм та ефективно зелене випромінювання, що дозволяє їх використовувати в якості маркерів при дослідженнях внутріклітинних структур.

Список використаної літератури

[1]. Rosdi I., Saleh M-H., Norsal K., Malek M. Z.- A., Sulaiman M. - A. and Baharom M. -A. Synthesis of Fe²⁺ ion Doped ZnS Nanoparticles

- // Advanced Materials Research. – 2014. – V. 879. – P.155-163.
- [2]. A. I. Gusev, A. A. Rempel. Nanocrystallicheskie materialy Fizmatlit, M., 224s. (2000).
- [3]. D. Curie, D. S. Prener. Luminescenciya svyazannaya s glubokimi urovnyami// Fizika s chimya soedineniy A^{II}B^{VI}. Mir, M., S.334-371 (1970).
- [4]. C. Corrado, M. Hawker, G. Livingston, S. Medling, F. Bridges and J-Z. Zhang. Enhanced Cu emission in ZnS: Cu,Cl/ZnS core-shell nanocrystals//Nanoscale, 7, (2010).
- [5]. J. Hasanzadeh, A. Taherkhani, M. Ghorbani. Luminescence and Structural Properties of ZnS:Cu Nanocrystals Prepared Using a Wet Chemical Technique // Chi. J. Phis, 51(3), 540-550 (2013).
- [4]. C. Corrado, M. Hawker, G. Livingston, S. Стаття надійшла до редакції 09.12.2019 р.

PACS 42.62.Be, 71.20.Nr

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189027>

COLLOIDAL ZnS:Cu NANOCRYSTALS FOR GREEN FLUORESCENT MARKERS

Yu. A. Nitsuk, Ya. I. Lepikh, I. V. Teplykova, Yu. F. Vaksman

I. I. Mechnikov Odesa national university

Summary

ZnS: Cu nanocrystals can be used as safe fluorescent markers for dynamic studies of intracellular structures. Unlike most semiconductor nanocrystals, they are non-toxic. Therefore, the study of the synthesis and emission properties of ZnS:Cu nanocrystals is relevant.

ZnS:Cu nanocrystals were obtained by colloidal method. ZnCOOH and Na₂S were used as precursor of zinc and sulfur respectively. The doping of Cu was carried out during the synthesis of nanocrystals by adding CuCl₂ to a solution of ZnCOOH. The optical absorption and photoluminescence spectra were investigated. Doping of Cu led to a shift of the fundamental absorption edge to the region of lower energies. The average size of nanocrystals within 3-4 nm is determined by the shift. Photoluminescent studies revealed wide emission bands of ZnS:Cu in the visible region of the spectrum. It was shown that the elementary radiation lines are identical to ones observed earlier in bulk crystals. It was found that the blue and red luminescence bands are due to radiative transitions of electrons from the lower part of the conduction band to the ground states of Cu⁺ and Cu²⁺, respectively. The green emission lines of ZnS:Cu nanocrystals are associated with optical transitions on donor-acceptor pairs. Their spectral position does not change with the size of nanocrystals. Thus, colloidal nanocrystals can be used as green fluorescent markers.

Keywords: CdS:Cu, colloidal synthesis, absorption, luminescence on donor-acceptor pairs

PACS 42.62.Be, 71.20.Nr

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.189027>

КОЛОЇДНІ НАНОКРИСТАЛИ ZnS:Cu ДЛЯ ЗЕЛЕНИХ ФЛУОРЕСЦЕНТНИХ МАРКЕРІВ

Ю. А. Ніцук, Я. І. Леніх, І. В. Теплякова, Ю. Ф. Ваксман

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова,
вул. Дворянська 2, 65082, Одеса, Україна,
e-mail: nitsuk@onu.edu.ua

Реферат

Нанокристали ZnS:Cu можуть бути використані в якості нешкідливого флуоресцентного маркера для динамічних досліджень внутріклітинних структур, оскільки, на відміну від більшості напівпровідникових нанокристалів, вони є нетоксичними. Тому дослідження процесів синтезу та випромінювальних властивостей нанокристалів ZnS:Cu є актуальним.

Колоїдним методом отримані нанокристали ZnS:Cu. В якості прекурсорів цинку використовували ZnCOOH, в якості прекурсорів сірки - сульфід натрію. Легування домішкою Cu здійснювалося в процесі синтезу нанокристалів додаванням CuCl₂ до розчину ZnCOOH. Досліджено спектри оптичного поглинання і фотолюмінесценції. Показано, що при легуванні Cu відбувається зсув краю фундаментального поглинання в область менших енергій. За величиною зсуву визначено середні розміри нанокристалів, що знаходяться в межах 3-4 нм.

Дослідження фотолюмінесценції показали наявність широких смуг випромінювання ZnS:Cu в видимому діапазоні спектру. Показано, що елементарні лінії випромінювання ідентичні лініям випромінювання, що спостерігалися раніше в об'ємних кристалах. Встановлено, що блакитна та червона люмінесценція обумовлена випромінювальними переходами електронів з дна зони провідності на основні стани іонів Cu⁺ та Cu²⁺, відповідно. Лінії зеленої люмінесценції нанокристалів ZnS:Cu обумовлені оптичними переходами на донорно-акцепторних парах. Їх спектральне положення не змінюється із зміною розмірів нанокристалів. Таким чином, колоїдні нанокристали можуть бути використані в якості зелених флуоресцентних маркерів

Ключові слова: CdS:Cu, колоїдний синтез, поглинання, люмінесценція на донорно-акцепторних парах

ДЕГРАДАЦІЯ, МЕТРОЛОГІЯ І СЕРТИФІКАЦІЯ СЕНСОРІВ

SENSOR'S DEGRADATION, METROLOGY AND CERTIFICATION

PACS 2010: 72.20.JV УДК: 538.915, 538.911, 004.932

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.179612>

ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНИХ МЕТОДІВ ДЛЯ АНАЛІЗУ СКЛАДНИХ РЕЛАКСАЦІЙНИХ СПЕКТРІВ – ЯК ЗАСІБ УДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДИКИ DLTS

В. В. Ільченко¹, І. В. Ліщук², В. Я. Опилат³, С. В. Тищенко⁴

Інститут високих технологій, Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
03022, проспект Глушкова 4-г, Київ, Україна, тел. +380 (44) 521-35-66,
факс +380 (44) 521-33-43

e-mail: 1) ilch2007@ukr.net; 2) lishchuk.ihor@gmail.com; 3) opylat@gmail.com; 4)
sergtyshch@gmail.com

ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНИХ МЕТОДІВ ДЛЯ АНАЛІЗУ СКЛАДНИХ РЕЛАКСАЦІЙНИХ СПЕКТРІВ – ЯК ЗАСІБ УДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДИКИ DLTS

В. В. Ільченко, І. В. Ліщук, В. Я. Опилат, С. В. Тищенко

Анотація. Створено апаратну платформу для підтримки кількох методик, яка дозволяє окрім дослідження параметрів глибокорівневих дефектів (DLTS), одержати температурні залежності форми С-V та І-V-характеристик. Розроблено алгоритми застосування статистичних методів для обробітки експериментальних даних для методики DLTS. Результати тестування програмного продукту засвідчили високу точність декомпозиції складного релаксаційного спектру і високу стійкість до амплітуди шумів.

Ключові слова: DLTS, переріз захоплення, енергія активації, релаксація, шуми, статистичні методи, штучні нейронні мережі

APPLICATION OF STATISTICAL METHODS FOR COMPLEX RELAXATION SPECTRA ANALYSIS AS A MEAN OF ADVANCE OF DLTS METHOD

V. V. Ilchenko, I. V. Lishchuk, V. J. Opylat, S. V. Tyshchenko

Abstract. Hardware platform with support of several techniques that allows, along with studying of a deep level defects' parameters (DLTS), to obtain temperature dependencies of C-V and I-V characteristics has been developed and manufactured. Algorithm of a statistical methods' application for processing of experimental DLTS data has been developed. Testing results shows high precision of a complex relaxation spectrum decomposition and high stability to noise level.

Keywords: DLTS, capture cross section, activation energy, relaxation, noises, statistical methods, artificial neural networks

ПРИМЕНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ АНАЛИЗА СЛОЖНЫХ РЕЛАКСАЦИОННЫХ СПЕКТРОВ – КАК СПОСОБ УЛУЧШЕНИЯ МЕТОДИКИ DLTS

В. В. Ильченко, И. В. Лищук, В. Я. Опилат, С. В. Тищенко

Аннотация. Разработано и создано аппаратную платформу для поддержки нескольких методик, которая позволяет кроме исследования параметров глубокоуровневых дефектов (DLTS), получать температурные зависимости вида C-V и I-V-характеристик. Разработан алгоритм применения статистических методов для обработки экспериментальных данных для методики DLTS. Результаты тестирования программного продукта засвидетельствовали высокую точность декомпозиции сложного релаксационного спектра и высокую стойкость к амплитуде шумов.

Ключевые слова: DLTS, сечение захвата, энергия активации, релаксация, шумы, статистические методы, искусственные нейронные сети.

АКТУАЛЬНІСТЬ ТЕМИ

Процеси релаксації – досить поширені природні явища у фізичних системах з характерними розмірами – від галактичних до атомних і часами – від мільярдів років до пікосекунд. У кращому випадку релаксацийний сигнал генерується одним джерелом, у гіршому – маємо справу із суперпозицією сигналів від кількох джерел. Якщо методика дослідження джерел генерації таких сигналів базується на аналізі перехідних процесів, то основною проблемою стає обробіток складних релаксацийних спектрів. Задача од-

нозначного розділення таких спектрів багаторазово ускладнюється при наявності в сигналі значної шумової складової.

Дослідження, приведені у даній роботі, стимулюються прикладною задачею – розробленням надійних алгоритмів аналізу складних релаксацийних спектрів з експоненціальними складовими і рівнем шумів, сумірним з амплітудою сигналу. Результати досліджень увійдуть до математичного пакету підтримки функціонування релаксацийного спектрометра глибоких рівнів, над створенням якого працюють автори. Даний вимірювальний комплекс реалізовуватиме

удосконалену методику DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy), запропоновану Ленгом [1; 2] – одну з фундаментальних методик дослідження глибокорівневих дефектів у напівпровідникових матеріалах. Метод базується на аналізі апаратно відфільтрованих сигналів, породжених нерівноважними процесами термоемісії носіїв з глибоких локальних енергетичних рівнів і дозволяє визначити термічний поперечний переріз захоплення носіїв дефектом $\sigma_n(\sigma_h)$, енергію активації термоемісії носіїв E_T зі структурного порушення та концентрацію самих дефектів N_T . Проте, класичний ленгівський алгоритм дослідження релаксаційних процесів, що базувався на швидкісному температурному скануванні зразка, володів низькою роздільною здатністю по енергії активації і мав незадовільну точність визначення термічного поперечного захоплення носіїв. Частково ці проблеми обумовлювались тогочасним рівнем розвитку електроніки, комп'ютерних систем, математичних методів обробітки даних, частково – методикою проведення вимірювань.

Удосконалення методики проводилось у кількох напрямках. У 1970х-80х роках домінували спроби покращити апаратну складову, зокрема шляхом модернізації блоку фільтрації релаксаційного сигналу [3]. Поява у 1990х роках доступних за ціною персональних комп'ютерів стимулювала розвиток алгоритмів математичного обробітки релаксаційних спектрів [4]. Автори [5], приводячи детальний огляд досягнень у розвитку математичних методів аналізу експоненціальних сигналів, аргументують факт неспроможності жодного з них забезпечити однозначність декомпозиції складних релаксаційних спектрів при наявності в сигналі навіть незначної шумової компоненти. Висновок – лише подальший розвиток апаратної складової, що дозволить розробку прогресивних алгоритмів вимірювань і способів одержання даних, здатен забезпечити прогрес математичної складової. Поява на початку 2000х років швидкодіючих багаторозрядних аналого-цифрових перетворювачів, потужних мікроконтролерів і програмованих логічних інтегральних схем з надвисоким вмістом

структурних елементів (технологія FPGA) була саме тим фактором, який обумовив новий етап у розвитку всіх складових методики DLTS.

Враховуючи, що методика DLTS:

- є унікальною за інформативністю,
- швидкою (результати обраховуються у процесі вимірювань),
- прецизійною (порівняно з іншими електрофізичними методами),
- має значний потенціал удосконалення,

з огляду на виключну складність практичної реалізації даної методики (ні в СРСР ні в Україні не створено жодного промислового варіанту подібного комплексу) і високу вартість закордонних зразків (біля 100000\$), актуальність теми видається очевидною.

РОЗВИТОК АЛГОРИТМІВ ВИМІРЮВАНЬ

Реалізовані у нашому комплексі режими вимірювань та модернізовані алгоритми обрахунку результатів, обґрунтовані у [6], мають ряд особливостей:

- використання «прямих» методів вимірювання і супутніх їм алгоритмів обчислення термічного поперечного перерізу захоплення носіїв дефектом $\sigma_n(\sigma_h)$;
- основним температурним режимом для вимірювань є режим термостабілізації; класичне неперервне термічне сканування виконується (за потребою) як опційне;
- основним параметром, що змінюється від виміру до виміру у межах одного режиму є довжина імпульсу збудження ($5\text{ns} \div 7\text{s}$) вимірюваного зразка для забезпечення наступного релаксаційного процесу;
- після проведення багатократних (десятки-сотні) вимірювань при фіксованій температурі, остання змінюється, фіксується і цикл вимірювань повторюється.

Проте, успішна реалізація зазначених вимог потребує високої чутливості вимірювального комплексу, бо використання наносекундних імпульсів збудження обумовлює мізерну амплітуду релаксації і сигнал буде глибоко захований у шумах.

РОЗРОБКА АПАРАТНОЇ СКЛАДОВОЇ

Щодо апаратної складової комплексу, то вона формувалась із врахуванням вимог кожної з вимірювальних методик, відповідних їм режимів вимірювань та алгоритмів обробітки аналогових сигналів і масивів оцифрованих даних. Використання – як базового – режиму термостабілізації зробило привабливим реалізацію на одній апаратній платформі кількох методик: DLTS, C-V та I-V-характеристик. Остання, до того ж, може вимірюватись із застосуванням джерела напруги або джерела струму [7]. Механізм електронної комутації дозволяє швидко перемикались між методиками, що дозволяє окрім дослідження параметрів глибокорівневих дефектів, одержати температурні залежності форми C-V та I-V-характеристик. Оскільки детальну структуру і принципи функціонування комплексу буде подано у наступних публікаціях, то зазначимо лише, що використання в апаратній платформі швидкодіючих мікроконтролера і програмованих логічних інтегральних схем надає системі гнучкості стосовно реалізації нових режимів вимірювань, способів транспортування і обробітки даних. Як підтвердження сказаному наведемо лише розгорнуту блок-схему універсального вимірювального комплексу (Рис. 1). На даний час комплекс знаходиться у стані відлагодження програмного забезпечення, тому перевірка дієздатності розроблених математичних алгоритмів проводиться шляхом комп'ютерного моделювання.

Аналого-цифровий перетворювач нашої системи в оптимальному (точність-частота вибірки) режимі робить одне перетворення за мікросекунду, що дозволяє відстежувати досить короткі релаксаційні процеси, а отже досліджувати глибокорівневі дефекти з малими енергіями активації. Здатність вимірювати (з такою ж частотою вибірки) релаксаційні процеси протяжністю у 7 секунд окрім прямого призначення – дослідження глибоких рівнів з $E_T > 1$ eV – забезпечують кількомільйонний масив експериментальних точок. Останнє робить актуальним використання методів математичної статистики.

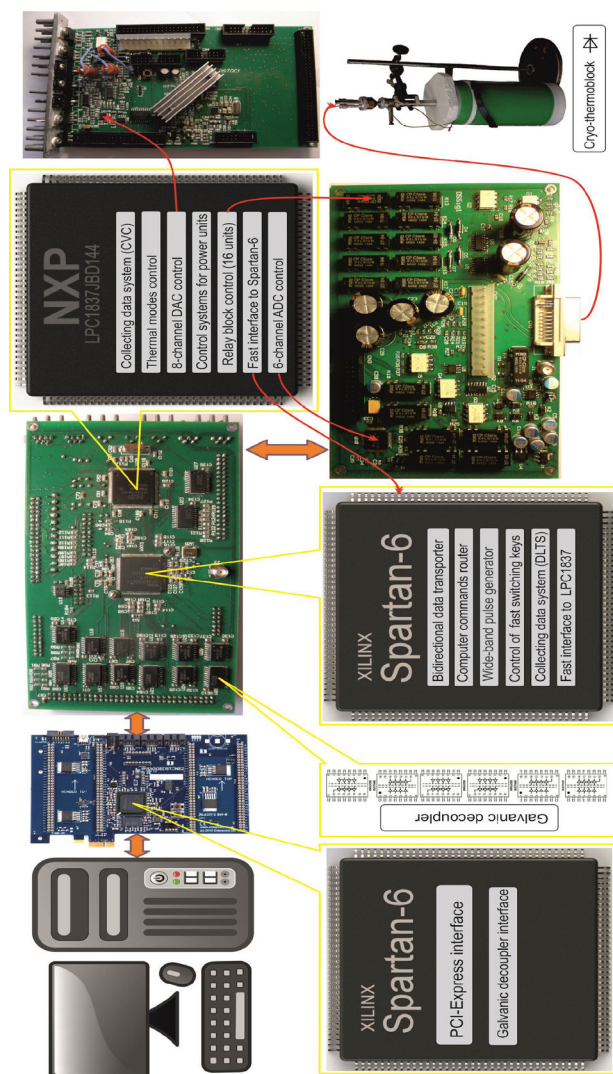


Рис. 1. Блок-схема універсального вимірювального комплексу для дослідження глибокорівневих дефектів у напівпровідниках. Перелік функцій, виконуваних двома програмованими логічними інтегральними схемами і мікроконтролером з архітектурою ARM Cortex M3, приведений на їх зображеннях.

РОЗВИТОК МАТЕМАТИЧНИХ АЛГОРИТМІВ

Досить нечисленні спроби застосування статистичних методів для аналізу DLTS спектрів різняться способами одержання масивів даних, об'єктом обробітки (релаксаційні чи спектральні криві) і власне статистичними алгоритмами обробітки. Наприклад, автори [8] одержували статистичний набір ізотермічних релаксаційних кривих, на осно-

ві яких будували спектральні криві і до останніх застосовували статистичні методи. Проте за визнанням самих авторів запропонований метод має низьку роздільну здатність і може застосовуватись лише до поодиноких спектральних піків, навіть достатньо зашумлених.

Нами був розроблений алгоритм послідовного застосування чисельних та статистичних методів і – як демонстрація можливостей – програма експоненціальної апроксимації багатокомпонентних релаксаційних кривих, що містять значну шумову складову. Термін «статистичний» тут використовується у різних тлумаченнях залежно від контексту використання.

На першому (нижньому) рівні обрахунку використовується статистичний характер розподілу амплітуди шумової компоненти та випадкової похибки вимірювальної системи. Для обох складових при дотриманні ряду вимог при виконанні апаратної частини (гальванічна розв'язка від комп'ютера, екранування, глибока аналогова фільтрація, застосування прецизійних аналого-цифрових перетворювачів) характерним є нормальний розподіл (2). На цьому очевидному припущенні, що має теоретичне [9; 10] і експериментальне обґрунтування (аналіз знятих осцилограм), побудовано алгоритм декомпозиції складних експоненціальних релаксаційних кривих зі значною шумовою компонентою. Структурно даний алгоритм реалізує ітераційний процес з рядом кроків:

довільно задаються параметри однієї експоненти;

вздовж цієї експоненти рахується сума середньоквадратичних відхилень;

за допомогою методу градієнтного спуску коректуються параметри експоненти;

етапи 2 і 3 повторюються допоки швидкість пошуку глобального мінімуму стане нижчою за наперед задану;

ітераційний процес зупиняється і визначається кінцева сума середньоквадратичних відхилень (похибка першого етапу);

пункти 1 – 5 повторюються для двох, трьох, ... експонент, допоки похибка етапу не сягне мінімуму (наступні етапи її не зменшують);

номер етапу з п. 6 дає нам дійсне число експонент у спектрі, а кінцеві їх параметри будуть близькими до дійсних.

Однак, і застосування статистичних методів при наявності у сигналі значної шумової складової, породжує ряд проблем:

– сумування квадратів елементів масиву потребує застосування типів даних підвищеної точності, що багатократно знижує швидкість обчислень і не гарантує абсолютну точність;

– акумуляція похибки з ростом числа експериментальних точок нівелює вплив «активної» частини експоненти ($\sim 3\tau$) на точність статистичної обробки.

Обидві проблеми потребують зменшення масиву даних, але при цьому падає точність власне законів математичної статистики. Розірвати це «замкнуте коло» вдалося завдяки застосуванню цифрової Wavelet-фільтрації вхідного сигналу, головна перевага якої полягає у тому, що процес ефективного «знешумлення» сигналу не порушує нормального розподілу суттєво подавленої шумової компоненти (Рис. 2).

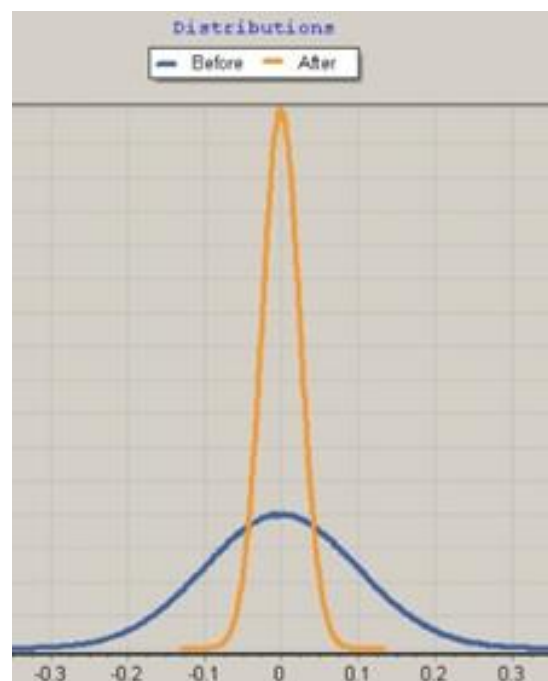


Рис. 2. Розподіл масиву даних до Wavelet-фільтрації (синя крива) і – після (помаранчева крива).

Більше того, Wavelet-обробіток «сирого сигналу» з суттєвими відхиленнями від гаусівського розподілу внаслідок нерегулярних «викидів» різноманітної природи, суттєво «нормалізує» такий сигнал і робить придатним для застосування методів математичної статистики. Як батьківський використовувався ортогональний вейвлет Добеші. Підбором порядку вейвлету та глибини розкладу встановлювалась оптимальна якість прямого і зворотного дискретного вейвлет-перетворень.

Для демонстрації ефективності алгоритму послідовного застосування чисельних та статистичних методів для першого (базового) рівня обрахунку була створена комп'ютерна програма експоненціальної апроксимації багатокомпонентних релаксаційних кривих, що містять значну шумову складову. Вхідний сигнал моделювався як сума константи (систематична похибка), експонент з різними постійними часу та передекспоненційними множниками (1) з додаванням шумової складової згідно (2).

$$S = Const1 + C1 * e^{-\frac{t}{\tau_1}} + C2 * e^{-\frac{t}{\tau_2}} + Const2 * f(x) \quad (1),$$

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} \quad (2).$$

Для демонстрації прецизійності алгоритму приведено результат декомпозиції «незашумленого» двокомпонентного релаксаційного сигналу (Рис.3).

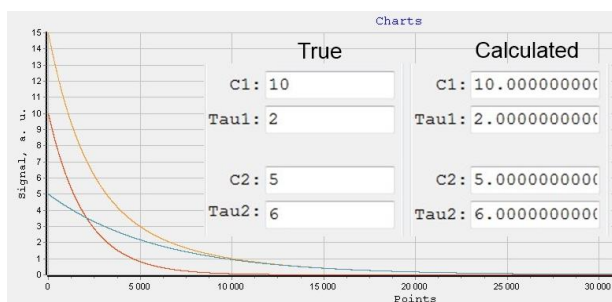


Рис. 3. Результат декомпозиції «незашумленого» двокомпонентного релаксаційного сигналу.

Вікно програми з результатами декомпозиції складного зашумленого сигналу показано на Рис. 4. Як бачимо, описаний алгоритм

демонструє високу стійкість до амплітуди шумів.

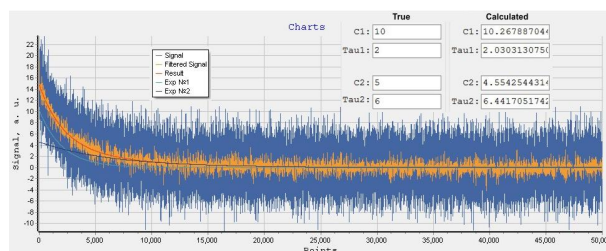


Рис. 4. «Зашумлений» (синій), відфільтрований (помаранчевий) сигнали та результати реставрації двох первинних експонент.

Результат реставрації первинної форми сигналів для випадку 3-х експонент приведено на рисунку 5.

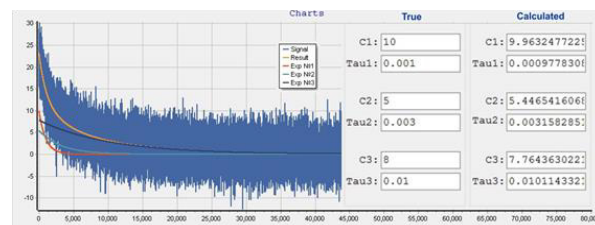


Рис. 5. «Зашумлений» (синій), сигнали та результати реставрації трьох первинних експонент (відфільтрований сигнал не приведений).

Рисунки 4 і 5 демонструють, що точність реставрації суттєво не залежить від числа експонент у сумарному сигналі. Як бачимо, навіть при досить близьких значеннях постійної релаксації алгоритм забезпечує пристойну точність декомпозиції і високу стійкість до амплітуди шумів. Протягом тестування програми було встановлено межі та оптимальні умови застосовності алгоритму. Знання числа експонент у релаксаційному сигналі робить непотрібними пункти 6 і 7 алгоритму, що для багатоекспонентних спектрів скорочує час обрахунку на порядки. Тому ми використовуємо штучну нейронну мережу [11], адаптовану за архітектурою і алгоритмом навчання до задачі визначення кількості експонент у спектрі [12].

На другому (середньому) рівні обрахунку термін «статистичний» стосується характеру алгоритму усереднення результатів багато-

кратних вимірювань, одержаних на першому етапі. Як було сказано, основним параметром, що змінюється від виміру до виміру при сталій температурі є довжина імпульсу збудження ($5\text{ ns} \div 7\text{ s}$) вимірювального зразка для забезпечення наступного релаксаційного процесу. У межах цього діапазону, що охоплює 9 порядків, згідно моделі різношвидкісних областей захоплення носіїв виділяються два відносно вузькі піддіапазони, у кожному з яких застосовується свій алгоритм «прямого» обчислення термічного поперечного перерізу захоплення носіїв дефектом [6]. Спільним є те, що довший збуджуючий імпульс породжує релаксаційний сигнал з більшою амплітудою (передекспоненційним множителем), проте аналітичні залежності для різних піддіапазонів різні. На постійну часу релаксаційного процесу довжина імпульсу не впливає. Отже, реалізуючи алгоритм «прямого» обчислення термічного поперечного перерізу захоплення носіїв дефектом (один чи обидва), ми матимемо десятки (можливо сотні) значень параметрів релаксаційних кривих. Статистичні залежності усереднення постійної часу релаксаційного процесу містять вагові коефіцієнти, пропорційні довжині імпульсу збудження – внаслідок збільшення співвідношення сигнал/шум. Вагові коефіцієнти статистичних залежностей усереднення величин передекспоненційних множників містять ще й функцію амплітуди релаксації від довжини імпульсу збудження.

На третьому (верхньому) рівні обрахунку термін «статистичний» стосується усереднення результатів, одержаних на першому і другому рівнях, але для різних (стабілізованих) температур. У цьому випадку вагові коефіцієнти для усереднення параметрів експонент будуть функціями температури.

Деталізацію алгоритмів другого і третього рівнів автори планують викласти в окремих статтях. Тут же різнорівневість статистики згадана лише для того, щоб показати яким чином можна суттєво покращити точність результатів, одержаних на першому рівні.

ВИСНОВКИ

Розроблено і створено апаратну платформу

для підтримки кількох методик, яка дозволяє окрім дослідження параметрів глибокорівневих дефектів (DLTS), одержати температурні залежності форми C-V та I-V-характеристик.

Використання в апаратній платформі швидкодіючих мікроконтролера і програмованих логічних інтегральних схем надає системі гнучкості стосовно реалізації нових режимів вимірювань, способів транспортування і обробітку даних.

Апаратна платформа комплексу здатна забезпечити кількомільйонний масив експериментальних точок, що робить актуальним використання методів математичної статистики.

Розроблено 3 алгоритми застосування статистичних методів для обробітку експериментальних даних для методики DLTS. Результати тестування програмного продукту, що реалізує лише один з алгоритмів, засвідчили високу точність декомпозиції складного релаксаційного спектру і високу стійкість до амплітуди шумів.

Список використаної літератури

- [1]. Lang D. V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors / Lang. // J. Appl. Phys.. – 1974. – P. 3023 – 3032.
- [2]. Lang D. V. Fast capacitance transient apparatus / Lang. // J. Appl. Phys.. – 1974. – P. 3014 – 3022.
- [3]. Goguenheim D. Theoretical and experimental aspects of the thermal dependence of electron capture coefficients / D. Goguenheim, M. Lannoo. // Journal of Applied Physics. – 1990. – №68. – P. 1059–1069.
- [4]. Dobaczewski L. Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors / L. Dobaczewski, A. R. Peaker, K. B. Nielsen. // Journal of Applied Physics. – 2004. – V. 96. – №9. – P. 4689–4728.
- [5]. Istratov A. A. Exponential analysis in physical phenomena / A. A. Istratov, O. F. Vyvenko. // Review Of Scientific Instruments. – 1999. – P. 1233 – 1257.
- [6]. Do pytanja pro vyznachennia poperechnoho pererizu zakhoplennia nosiiv zariadu meto-

- dom DLTS / [O. V. Tretiak, V. J. Opylat, Y. V. Boiko та ін.]. // *Sensorna elektronika i mikro-systemni tekhnolohii*. – 2010. – №1. – P. 42 – 50.
- [7]. Tyshchenko S. V. Design and manufacture of hardware and software platform of universal measurement complex for research of deep level defects in semiconductors / S. V. Tyshchenko, I. V. Lishchuk, V. J. Opylat. // *Applied Physics and Engineering (YSF), 2016 II International Young Scientists Forum*. – 2016. – P. 81–84.
- [8]. Statisticheskiy metod relaksatsionnoy spektroskopii glubokih urovney v poluprovodnikah / E. A. Tatrohin, A. V. Kadantsev, A. E. Bormontov, V. G. Zadorozhnyy. // *Fizika i tehnika poluprovodnikov*. – 2010. – V. 44. – №8. – P. 1031–1037.
- [9]. Cowan G. Statistical data analysis / Glen Cowan. – USA: Oxford University Press, 1998. – 206 p.
- [10]. Scheaffer R. L. Probability and Statistics for Engineers / R. L. Scheaffer, M. S. Mulekar, J. T. McClave. – Boston: MA Brooks/Cole, 2011. – 818 p. – (Cengage Learning 2011).
- [11]. Adaptatsiia metodu shtuchnykh neuronnykh merezh do analizu syhnaliv relaksatsiinoi spektroskopii hlybokykh rivniv / D. B. Hriaznov, S. A. Korin, V. Y. Opylat, O. V. Tretiak. // *Sensor Electr. And Microsystem Technologies*. – 2012. – №4. – P. 81 – 88.
- [12]. Characteristics of neural networks' training process for decomposition of multiexponential relaxation spectra with high level of noises / I. V. Lishchuk, V. V. Ilchenko, V. Y. Opylat, S. V. Tyshchenko. // *XIX International Young Scientists' Conference on Applied Physics*. – 2019. – P. 44 – 45.
- Стаття надійшла до редакції 02.10.2019 р.

PACS 2010: 72.20.JV UDC: 538.915, 538.911, 004.932
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.179612>

APPLICATION OF STATISTICAL METHODS FOR COMPLEX RELAXATION SPECTRA ANALYSIS AS A MEAN OF ADVANCE OF DLTS METHOD

V. V. Ilchenko, I. V. Lishchuk, V. J. Opylat, S. V. Tyshchenko

Institute of High Technologies, Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03022, Hlushkov av. 4-g, Kyiv, Ukraine, phone +380 (44) 521-35-66, fax +380 (44) 521-33-43

Summary

In current work an availability of the statistical methods application to the problem of complex DLTS spectra analysis has been shown. The usage of methods that are non-traditional for this kind of problems and specifics of authors-developed algorithms required a radical upgrade of measurement equipment. Thus, a new hardware platform that supports several complementary methods and allows to obtain temperature dependencies of C-V and I-V-characteristics along with studying of deep level defects (DLTS) has been developed. Hardware complex are capable to provide arrays of experimental points with count up to several millions, which makes possible application of methods of mathematical statistics.

On the basis of real parameters of new equipment a mathematical modelling has been performed. As a model curve a sum of decaying exponents with additive Gaussian noise has been used.

Original algorithms of the statistical methods realization has been developed for each of three stages of experimental DLTS data processing. Current work shows the results of the software product testing, which implements only one algorithm. These results demonstrates high precision of a clear complex relaxation spectrum decomposition and high stability to noise levels.

Keywords: DLTS, capture cross section, activation energy, relaxation, noises, statistical methods, artificial neural networks

PACS 2010: 72.20.JV УДК: 538.915, 538.911, 004.932

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.4.179612>

ЗАСТОСУВАННЯ СТАТИСТИЧНИХ МЕТОДІВ ДЛЯ АНАЛІЗУ СКЛАДНИХ РЕЛАКСАЦІЙНИХ СПЕКТРІВ – ЯК ЗАСІБ УДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДИКИ DLTS

В. В. Ільченко, І. В. Ліщук, В. Я. Опилат, С. В. Тищенко

Інститут високих технологій, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03022, проспект Глушкова 4-г, Київ, Україна, тел. +380 (44) 521-35-66, факс +380 (44) 521-33-43

Реферат

В роботі показана перспективність використання статистичних методів для аналізу складних релаксаційних DLTS- спектрів. Застосування нетрадиційної для даного класу завдань методики і особливості розроблених авторами алгоритмів її реалізації потребувало радикального удосконалення апаратної складової. Тому було розроблено і створено апаратну платформу для підтримки кількох взаємодоповнюючих методик, яка дозволяє окрім дослідження параметрів глибокорівневих дефектів (DLTS), одержати температурні залежності форми CV та I-V-характеристик. Апаратна платформа комплексу здатна забезпечити кількомільйонний масив експериментальних точок, що робить можливим використання методів математичної статистики.

Базуючись на реальних параметрах нової апаратної платформи проведено математичного моделювання із використанням у якості модельних кривих суми затухаючих експонент із накладеною шумовою складовою із гаусівським розподілом випадкової величини.

Розроблено оригінальні алгоритми реалізації статистичних методів для кожної з 3-х стадій обробітку експериментальних даних для методики DLTS. У роботі приведено результати тестування програмного продукту, що реалізує лише один з алгоритмів. Вони засвідчили високу точність декомпозиції “незашумленого” складного релаксаційного спектру і високу стійкість алгоритму до амплітуди шумів.

Ключові слова: DLTS, переріз захоплення, енергія активації, релаксація, шуми, статистичні методи, штучні нейронні мережі

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. Акустоелектронні 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, Odesa 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 example:

[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 17.12.2019. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 10,23. Тираж 300 пр. Зам. №2054.

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