

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

**СЕНСОРНА
ЕЛЕКТРОНІКА
І МІКРОСИСТЕМНІ
ТЕХНОЛОГІЇ
2020 — Т. 17, № 1**

Науково-технічний журнал

Заснований 13.11.2003 року.
Виходить 4 рази на рік

УДК 681.586

Засновник Одеський національний
університет імені І. І. Мечникова

За підтримки Українського
фізичного товариства

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ
№ 8131

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

Журнал реферується РЖ «Джерело»
і ВІНІТІ (Росія), включено в міжнародні бази
Index Copernicus, РІНЦ, наукова електронна
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 № 6 від 25.02.2020 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
2020 — VOL. 17, №1**

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 КВ № 8131

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

The Journal is reviewed by RJ «Djerelo»
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 № 6, 25.02.2020

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. Третяк (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 (Odesa, Ukraine) –
responsible editor

A. E. Belyaev (Kiev, Ukraine)
I. V. Blonskii (Kiev, Ukraine)
V. G. Verbitsky (Kiev, Ukraine)
B. M. Galkin (Odesa, Ukraine)
Yu. A. Gulyaev (Moscow, Russia)
Yu. O. Gunchenko (Odesa, Ukraine)
A. D'Amiko (Rome, Italy)
N. Jaffrezik Renault (Lyon, France)
S. V. Dzyadevych (Kiev, Ukraine)
G. V. Elskaya (Kiev, Ukraine)
V. O. Ivanytsia (Odesa, Ukraine)
O. M. Kalashnikov (Nottingham, United Kingdom)
O. V. Kovalenko (Dnipro, Ukraine)
I. A. Kravchenko (Odesa, Ukraine)
Vilho Lantto (Oulu, Finland)
V. G. Litovchenko (Kiev, Ukraine)
S. V. Lenkov (Kiev, Ukraine)
E. V. Malakhov (Odesa, 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: BALLISTIC INJECTION RATE AND UNIFICATION OF BALLISTIC MODEL WITH THE VIRTUAL SOURCE MODEL 4

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

A. V. Glushkov, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, A. S. Chernyshev, E. A. Efimova

THEORETICAL AUGER SPECTROSCOPY OF SOLIDS: CALCULATION OF ENERGY PARAMETERS 21

O. B. Glushkov, B. B. Buyadzi, A. V. Tsudik, O. S. Chernyshev, E. O. Efimova

ТЕОРЕТИЧНА ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА: РОЗРАХУНОК ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ

Сенсори фізичних величин
Physical sensors

M. A. Glauberman, Ya. I. Lepikh

TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETIC SENSITIVE TRANSISTOR STRUCTURES PARAMETERS 29

M. A. Glauberman, Ya. I. Lepikh

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

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

A. V. Ignatenko, A. V. Glushkov, O. Yu. Khetselius, Yu. Ya. Bunyakova, A. A. Svinarenko

SENSING COOPERATIVE ELECTRON-GAMMA-NUCLEAR EFFECT IN MULTIATOMIC MOLECULES AND ITS APPLICATION 39

G. B. Ignatenko, O. B. Glushkov, O. Yu. Khetselius, Yu. Ya. Bunyakova, A. A. Svinarenko

ДЕТЕКТУВАННЯ КООПЕРАТИВНОГО ЕЛЕКТРОН-ГАММА-ЯДЕРНОГО ЕФЕКТУ ДЛЯ БАГАТОАТОМНИХ МОЛЕКУЛ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ

9^{та} Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (SEMST-9) 48

9th International Scientific and Technical Conference “Sensor Electronics and Microsystem Technologies (SEMST-9)” 51

Інформація для авторів. Вимоги до оформлення статей у журнал 54

Information for authors. The requirements on papers preparation 57

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/10.18524/1815-7459.2020.1.198921>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

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: maksim.strikha@gmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У шостій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, розглянуто залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. У балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіювання електронів не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де

закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Показано також, як пов'язані поміж собою балістична модель і модель віртуального витіку.

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

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: BALLISTIC INJECTION RATE AND UNIFICATION OF BALLISTIC MODEL WITH THE VIRTUAL SOURCE MODEL

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

Abstract. In the sixth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the dependence of the electron velocity on the drain voltage in ballistic MOSFETs, as well as its dependence on the gate voltage and on the inversion charge, are considered. In the ballistic MOSFET the electron velocity is saturated with the increase in the drain voltage in the absence of electron scattering, not at the drain end of the conduction channel, as in massive transistors, where the electric field is the largest and the scattering intense, but where the source ends and the conduction channel begins, i.e, at the top of the barrier where the electric field is zero.

The ballistic injection rate is also discussed. It is this speed that is the upper limit of the injection rate in real MOSFETs. It is shown how the ballistic model and the virtual source model are interrelated.

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

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ВПРЫСКИВАНИЯ И ОБЪЕДИНЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С МОДЕЛЬЮ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА

Ю. О. Кругляк, *М. В. Стриха*

Аннотация. В шестой из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, рассматривается зависимость скорости электронов от напряжения на стоке в баллистических MOSFET, а также ее зависимость от напряжения на затворе и от инверсионного заряда. В баллистических MOSFET скорость насыщается с ростом напряжения на стоке в отсутствие рассеяния электронов не в стоковом конце канала проводимости, как в массивных транзисторах, где электрическое поле наибольшее и рассеяние интенсивное, а там, где заканчивается исток и начинается канал проводимости, т. е. на вершине барьера, где электрическое поле нулевое.

Обсуждается баллистическая скорость впрыскивания. Именно эта скорость есть верхний предел скорости впрыскивания в реальных MOSFET. Показано как увязаны между собой

баллистическая модель и модель виртуального истока.

Ключевые слова: наноэлектроника, 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 вольт-амперні характеристики двох типів – вихідні й передавальні, описали 10 метричних показників MOSFET, достатніх для аналізу якості нанотранзисторів, обговорили принципи керування польовими транзисторами через прикладання напруги на затвор. Було показано, що завжди існує бар'єр на межі поміж 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 вольт-амперних характеристик (ВАХ).

У продовження викладу фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, розпочато 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 статті [5] ми розглянули узагальнену модель електронного транспорту Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ) стосовно до 2D каналів провідності польових транзисторів MOSFET. У цій статті, продовжуючи виклад фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, ми запровадимо поняття про балістичну швидкість впорскування і розглянемо її особливості, що надалі дозволить об'єднати балістичну модель MOSFET з моделлю віртуального витоку.

2. Балістична швидкість впорскування

Струм стоку MOSFET є добутком заряду на швидкість носіїв заряду в найвищій точці бар'єру:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \left| \frac{v_x(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right|. \quad (1)$$

Шляхом порівняння (1) з виразом для балістичного струму витоку (формула (69) статті [5]) ми одержали середню швидкість електронів на вершині бар'єру (формула (77) статті [5]):

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

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

Вираз (2) описує 2D електрони у каналі провідності плоского MOSFET, натомість для 1D електронів у каналі провідності NW MOSFET слід використовувати формулу (75) роботи [5].

Середня швидкість на вершині бар'єру $\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle_{x=0}$, яку інакше називають швидкістю впорскування, залежить як від напруги на затворі, так і від напруги на стоку. Важливо зрозуміти причину насичення швидкості за високої напруги на стоку в балістичних MOSFET і те, як слід обчислювати граничне значення цієї швидкості. Як показують модельні розрахунки балістичних MOSFET (див. рис. 9 із роботи [5]), одержані вольт-амперні характеристики свідчать про насичення швидкості – струм насичення змінюється приблизно лінійно з величиною $V_{GS} - V_T$. Однак цілком зрозуміло, що причиною такого насичення в балістичних MOSFET не може бути розсіяння, що обмежує швидкість значенням v_{sat} , як ми це докладно обговорювали раніше в [2]. Надалі ми пересвідчимося, що швидкість у балістичних MOSFET справді насичується, однак, через причини, цілком відмінні від тих, які насичують швидкість у масивних напівпровідниках під дією сильного електричного поля.

Залежність швидкості від напруги на стоку

Спростимо загальний вираз (2), перейшовши до невірдженої статистики Максвелла – Больцмана:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = v_T \left[\frac{1 - e^{qV_{DS}/kT}}{1 + e^{qV_{DS}/kT}} \right], \quad (3)$$

$$v_T = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}.$$

Залежність $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0}$ від V_{DS} графічно зображено на рис. 1 разом із ходом зонної енергії при низьких і високих значеннях напруги на стоку. При низьких напругах швидкість пропорційна V_{DS} , а при високих напругах швидкість насичується до значення v_T .

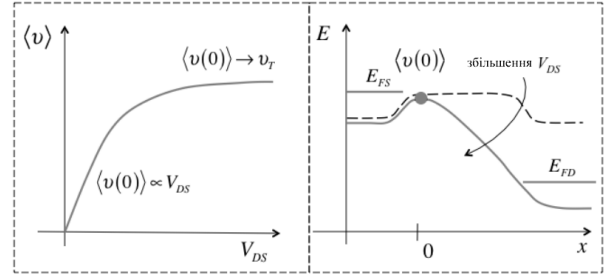


Рис. 1. Ліворуч: залежність середньої швидкості (3) $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} \equiv \langle v(0) \rangle$ від V_{DS} . Праворуч: зміна зонної енергії при низьких і високих значеннях V_{DS}

З рис. 1 може здатися, що швидкість у балістичному MOSFET поводить себе так само, як і в масивному транзисторі: спершу за низької напруги на стоку вона пропорційна до V_{DS} , а потім за високої напруги зазнає насичення. Наголосімо, однак, що йдеться про швидкість на самісінській вершині бар'єру $\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0}$: швидкість у балістичному MOSFET насичується в каналі провідності поблизу витоку S , на вершині бар'єру, де електричне поле нульове, а не поблизу стоку D , в області відтину каналу провідності [1], де електричне поле дуже велике.

Щоб зрозуміти пропорційність швидкості напрузі V_{DS} за її малих значень, розкладемо експоненти в (3) при малих значеннях їхніх показників у ряд і одержимо:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \frac{v_T}{2kT/q} V_{DS}. \quad (4)$$

Помножимо й поділимо одержаний вираз на довжину каналу провідності:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \frac{v_T L}{2kT/q} \frac{V_{DS}}{L}. \quad (5)$$

У першому співмножнику пізнаємо балістичну рухливість μ_B (формула (54) з роботи [5]), а другий співмножник - це електричне

поле в каналі провідності $E_x = V_{DS} / L$:

$$\langle v_x(V_{DS}) \rangle_{x=0} = \mu_B E_x. \quad (6)$$

Таким чином, у балістичних MOSFET при малих напругах на стоку швидкість записується так само, як і для масивних провідників через μE_x , але тільки з заміною звичайної рухливості μ на балістичну рухливість μ_B .

Насичення швидкості в балістичних MOSFET

Згідно із (3), середня швидкість на вершині бар'єру насичується при високих значеннях напруги на стоку. Зрозуміти, як саме це відбувається, допоможе розподіл швидкостей у площині v_x каналу провідності, - тобто в площині, що йде вглиб підкладки вздовж каналу провідності. Спочатку пригадаємо, як розподілено швидкості в невідродженому масивному напівпровіднику в стані рівноваги. В цьому випадку функція Фермі спрощується до

$$f_0(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \rightarrow e^{(E_F-E)/kT}. \quad (7)$$

Для електронів у зоні провідності з параболічним спектром

$$E = E_C + m^* v^2 / 2, \quad (8)$$

невідроджена функція розподілу запишеться як

$$f_0(v) = e^{(E_F-E_C)/kT} \times e^{-m^* v^2 / 2kT}. \quad (9)$$

Рух електронів у нашому випадку відбувається в площині v_x з

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2, \quad (10)$$

тож невідроджена функція розподілу є відомою функцією Максвелла-Больцмана:

$$f_0(v_x, v_y) = e^{(E_F-E_C)/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}. \quad (11)$$

Вираз (11), що дає розподіл швидкостей у невідродженому напівпровіднику в стані рів-

новаги, графічно зображено на рис. 2. Як і слід було очікувати, всі швидкості в додатному напрямку осей скомпенсовано швидкостями в протилежному напрямку, тож середня швидкість у стані рівноваги дорівнює нулеві.

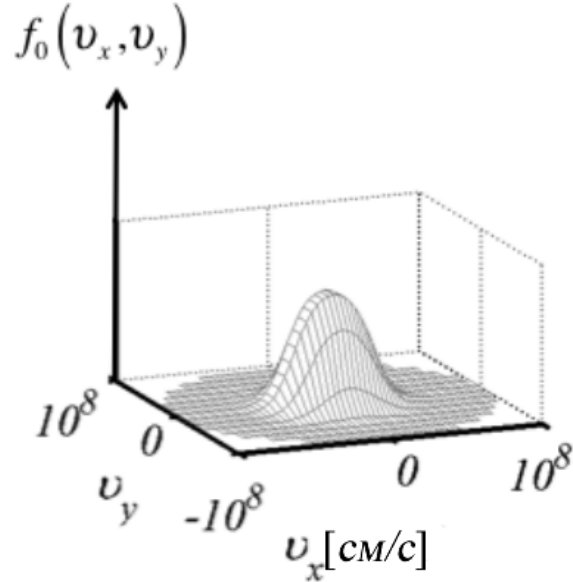


Рис. 2. Максвеллів розподіл швидкостей електронів у невідродженому напівпровіднику в стані рівноваги [6]

Можна очікувати, що в балістичних MOSFET при високих напругах на стоку, далеких від стану рівноваги, розподіл швидкостей буде сильно відрізнятися від розподілу в стані рівноваги. На рис. 3 зображено результати чисельного розв'язання транспортного рівняння Больцмана для 10-ти нм балістичного MOSFET.

Напруга на затворі велика, тож бар'єр поблизу витоку низький. Обговоримо зображену на рис.3 праворуч зміну розподілу швидкостей на вершині бар'єру при зміні напруг на стоку від $V_{DS} = 0$ до $V_{DS} = V_{DD} = 0.6B$.

В балістичних MOSFET розподіл швидкостей на вершині бар'єру враховує дві компоненти – додатні швидкості електронів, інжекттованих витоком, і від'ємні швидкості електронів, інжекттованих стоком:

$$\begin{aligned} f^+(v_x > 0, v_y) &= e^{(E_{FS}-E_C(0))/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}, \\ f^-(v_x < 0, v_y) &= e^{(E_{FD}-E_C(0))/kT} \times e^{-m^*(v_x^2+v_y^2)/2kT}, \end{aligned} \quad (12)$$

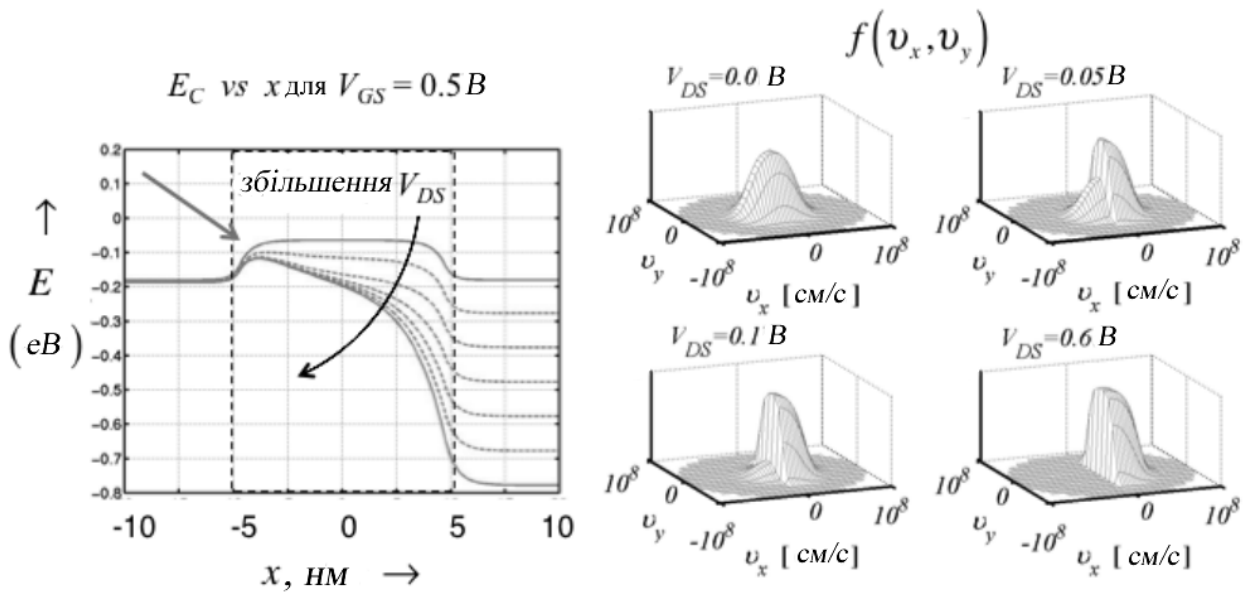


Рис. 3. Результати чисельного моделювання балістичного MOSFET з довжиною каналу провідності 10 нм. Ліворуч: хід $E_C(x) \propto x$ за високої напруги на затворі й $V_{DS} = 0.0(0.1)0.6V$. Праворуч: розподіл (v_x, v_y) на вершині бар'єру при різних значеннях V_{DS} [6]

де E_{FS} - електрохімічний потенціал витоку, $E_{FD} = E_{FS} - qV_{DS}$ - електрохімічний потенціал стоку. Зі збільшенням напруги на стоку V_{DS} величина $f^-(v_x, v_y)$ зменшується.

На рис. 3 праворуч розподіл швидкостей зображено при чотирьох різних напругах на стоку – від нульової до $V_{DD} = 0.6V$. Спершу розглянемо ситуацію при $V_{DS} = 0$ (рис. 2). У цьому випадку розподіл швидкостей рівноважний і $\langle v(0) \rangle|_{x=0} = 0$. Оскільки $V_{DS} = 0$, то струм нульовий і MOSFET перебуває в стані рівноваги, тож природно очікувати, що матиме місце рівноважний розподіл швидкостей, як на рис. 2. Однак, зазвичай рівновага встановлюється внаслідок електрон-фононного розсіяння, а в каналі балістичного MOSFET розсіяння немає. За таких умов механізм встановлення рівноваги інший. На вершині бар'єру всі електрони з $v_x > 0$ інжектовані витоком, де рівновагу підтримує сильна електрон-фононна взаємодія. На цій таки вершині всі електрони з $v_x < 0$ інжектовані стоком, рівновагу на якому так само підтримує сильна електрон-фононна взаємодія. Оскільки при $V_{DS} = 0$ електрохімічні потенціали витоку та стоку однакові ($E_{FD} = E_{FS}$), то додатна та від'ємна компонен-

ти потоків електронів на вершині бар'єру однакові, результатом чого є рівноважний Максвеллів розподіл швидкостей електронів у точці, яка відповідає вершині бар'єру (рис. 2).

Розглянемо далі невелике підвищення напруги на стоку до $V_{DS} = 0.05V$ (рис. 3, праворуч). У цьому випадку величина компоненти з від'ємними швидкостями у (12) менша, а величина компоненти з додатними швидкостями лишається незмінна, тому сумарна швидкість у напрямку $v_x > 0$ додатна. Ми раніше вже бачили, що за таких малих V_{DS} середня швидкість впорскування зростає лінійно з напругою на стоці. При $V_{DS} = 0.1V$ від'ємна компонента швидкості ще менша, тож сумарна швидкість у напрямку $v_x > 0$ робиться ще більша. Нарешті, при $V_{DS} = 0.6V$ від'ємна компонента швидкості стає майже нульова, бо електрохімічний потенціал на стоку знижується настільки, що ймовірність заселення вершини бар'єру електронами, інжектованими зі стоку, робиться нехтовно малою. Натомість додатна компонента швидкостей електронів у напрямку $v_x > 0$ досягає максимально можливого значення. Подальше збільшення напруги на стоку не збільшить додатної компоненти: швидкість досягла насичення.

Графічні результати на рис. 3 демонструють поведінку швидкості на вершині бар'єру, що відповідає виразу (3), але є одна деталь, яка заслуговує обговорення. Уважний розгляд додатної половинки максвеллівського розподілу при $V_{DS} = 0.6V$ виявляє, що вона більша й вища від аналогічної рівноважної додатної половинки при $V_{DS} = 0$. Цілком очевидно (рис. 3), що половина максвеллівського розподілу, яка відповідає $v_x > 0$, збільшується зі зростанням V_{DS} , хоча електрохімічний потенціал витоку E_{FS} не змінився. Причину можна зрозуміти з лівої частини рис. 3: збільшення V_{DS} знижує вершину бар'єру $E_C(0)$. До такого результату приводить електростатика у високоякісних MOS. У таких транзисторах електронний заряд на вершині бар'єру має залежати від напруги на затворі й суттєво не змінюватися зі збільшенням напруги на стоку (малий ефект зниження бар'єру, зумовлений стоком, *DIBL*). Мірою того, як від'ємна компонента швидкості електронів зменшується зі збільшенням V_{DS} , дедалі більше електронів з додатною швидкістю потрібно інjektувати з витоку, щоб збалансувати електронний заряд. Оскільки електрохімічний потенціал витоку не змінюється, вираз (12) свідчить, що $E_C(0)$ повинне зменшитися для того, щоб збільшити електронний заряд за рахунок витоку.

Нарешті, відзначмо, що результуючий профіль розподілу швидкостей електронів при $V_{DS} > 0$ (рис. 3) суттєво різниться від рівноважного профілю, проте кожна з половинок розподілу швидкостей нагадує рівноважний профіль. Тільки розсіяння могло б повернути результуючий профіль до рівноважного вигляду, але в балістичних MOSFET розсіяння немає. Балістичний канал провідності в цілому дуже далекий від рівноваги, але кожна з половинок розподілу швидкостей перебуває в рівновазі з одним із двох контактів.

Балістична швидкість впорскування

Балістична швидкість впорскування $v_{inj}^{ball} = \langle\langle v_x^+ \rangle\rangle$ є важливим параметром нанотранзистора; вона відіграє роль v_{sat} у традиційній моделі насичення швидкості. Як ми докладно розглядали вище, $\langle\langle v_x^+ \rangle\rangle$ - це середня

швидкість електронів, впорснутих витоком у напрямку $v_x > 0$ максвеллівського (чи фермі-діраківського) розподілу швидкостей у точці вершини бар'єру за високої напруги на стоку. Це - усереднена за кутами швидкість у напрямку $v_x > 0$ при визначеній енергії E , потім усереднена ще за енергією (2). Отримана вона непрямым шляхом з виразу для струму, записаного через добуток заряду на швидкість, а прямим шляхом її отримано раніше як вираз (27) із роботи [5]. Графік залежності балістичної швидкості впорскування від поверхневої концентрації електронів у кремнії наведено на рис. 4.



Рис. 4. Балістична швидкість впорскування v_{inj}^{ball} у залежності від поверхневої концентрації 2D електронів при $T = 300 K$ у DG SOI MOSFET. Вважалося, що зайнята тільки нижня підзона провідності, де ефективна маса $m^* = 0.19 m_0$ і долинне виродження $g_v = 2$ [7]

При високій напрузі на стоку концентрація електронів в інверсійному шарі на вершині бар'єру, згідно з виразом (40) роботи [5], дорівнює:

$$n_s|_{x=0} = \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{F}_0(\eta_F) = g_v \frac{m^* kT}{2\pi\hbar^2} \mathfrak{F}_0(\eta_F). \quad (13)$$

Для певного значення концентрації розв'яжемо рівняння (13) щодо значення безрозмірного параметру η_F , яке далі використаємо для обчислення v_{inj}^{ball} згідно з (2). При $T = 300 K$ 2D густина станів для Si (100) має значення

$$N_{2D} = 2.05 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (14) \quad \text{тож остаточно}$$

Якщо $n_s < N_{2D}$, носії струму в напівпровіднику не вироджені, а якщо $n_s > N_{2D}$, для них слід застосовувати статистику Фермі – Дірака.

Як видно з рис. 4, при $n_s \ll 10^{12} \text{ см}^{-2}$ носії струму в напівпровіднику не вироджені: інтеграли Фермі – Дірака в (2) зводяться до експонент, тож

$$\langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = v_{inj}^{ball} \rightarrow v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = 1.2 \times 10^7 \text{ см/с}. \quad (15)$$

При $n_s > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ напівпровідник робиться виродженим і v_{inj}^{ball} зростає. Так відбувається тому, що стани поблизу дна зони провідності зайняті, енергія рівня Фермі зростає й струм зумовлений станами, яким відповідає більша швидкість. Збільшення швидкості інжекції (рис. 4) пояснює, чому вихідні характеристики балістичних MOSFET на рис. 9 роботи [5] демонструють більші струми для випадку статистики Фермі – Дірака. Залежність швидкості впорскування від напруги на затворі слабка, тому обидві статистики (Максвелла – Больцмана і Фермі – Дірака) на рис. 9 роботи [5] демонструють насичення струму, що зростає майже лінійно з V_{DS} . Таким чином, в обох випадках ми можемо зробити висновок про те, що йдеться про MOSFET з насиченням швидкості. Як ми пересвідчимось пізніше, розсіяння в реальних транзисторах зменшує швидкість інжекції, тому балістична швидкість впорскування є верхньою межею для MOSFET.

Знайдемо балістичну швидкість впорскування в випадку сильного виродження. При $T = 0 \text{ K}$ $f_0(E) = 1$ для $E < E_F$ і $f_0(E) = 0$ при $E > E_F$. Згідно з виразом (25) роботи [5] маємо:

$$v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = \frac{2 \int_{E_C}^{\infty} \sqrt{2(E - E_C) / m^*} f_0(E) dE}{\pi \int_{E_C}^{\infty} f_0(E) dE} = \frac{2 \text{ NUM}}{\pi \text{ DEN}}.$$

Для чисельника і знаменника запишемо:

$$\text{NUM} = \sqrt{\frac{2}{m^*}} \int_{E_C}^{E_F} \sqrt{E - E_C} dE = \sqrt{\frac{2}{m^*}} \left(\frac{2}{3} (E_F - E_C)^{3/2} \right), \quad \text{DEN} = E_F - E_C,$$

$$v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = \frac{4}{3\pi} \sqrt{\frac{2}{m^*}} (E_F - E_C)^{1/2}.$$

Одержаний результат зручно записати через фермівську швидкість за співвідношенням

$$\frac{1}{2} m^* v_F^2 = E_F - E_C,$$

звідки фермівська швидкість

$$v_F = \sqrt{\frac{2(E_F - E_C)}{m^*}}. \quad (16)$$

Тож остаточно балістична швидкість впорскування через фермівську швидкість запишеться як:

$$v_{inj}^{ball} = \frac{4}{3\pi} v_F. \quad (17)$$

Як можна було очікувати, балістична швидкість впорскування менша від фермівської швидкості, бо вона є наслідком усереднення за всіма швидкостями електронів під рівнем Фермі.

На завершення оцінимо балістичну швидкість впорскування реального MOSFET. Візьмемо *n*-Si MOSFET при $T = 300 \text{ K}$ в стані I_{ON} з концентрацією носіїв в інверсійному шарі $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Нехай в Si (100) зайнята тільки нижня підзона провідності. Яка балістична швидкість впорскування?

Якщо напівпровідник не вироджений (що мало ймовірно за такого великого значення n_s), ми одержимо вже відомий результат (15). В нашому випадку коректний вираз для балістичної швидкості впорскування дається формулою (2). Однак, необхідно знати η_F , яке можна одержати з (13), звідки

$$\eta_F = \log(e^{n_s / (N_{2D}/2)} - 1) = 9.76.$$

Підставляючи одержане значення в (2), знаходимо

$$v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{I}_0(\eta_{FS})} = 1.2 \times 10^7 \times \frac{\mathfrak{I}_{1/2}(9.76)}{\mathfrak{I}_0(9.76)} = 1.2 \times 10^7 \times \frac{23.2}{9.8} = 2.4 \times 10^7 \text{ см/с},$$

що вдвічі перевищує результат для невиродженої статистики.

Як показують ці оцінки й рис. 4, перехід до виродженої статистики електронів суттєво підвищує балістичну швидкість впорскування. Для типових Si MOSFET, однак, реальні балістичні швидкості впорскування менші через те, що можуть бути заселені декілька підзон провідності й деяким з них можуть відповідати більші значення ефективних мас, а також через квантові обмеження, які збільшують ефективні маси через непараболічність високих підзон провідності. Отже, якщо потрібні високоточні кількісні результати, слід звернути увагу на зонну структуру.

При оцінюванні балістичної швидкості впорскування в Si (100) ефективну масу ми вважали рівною $0.19 m_0$, а долине виродження брали рівним $g_v = 2$. У зоні провідності кремнію є шість еквівалентних долин, а їхні еліпсоїдальні поверхні сталої енергії описуються ефективними масами $m_l^* = 0.91 m_0$ і $m_t^* = 0.19 m_0$. Квантові обмеження знімають виродження. Дві нижні підзони вироджені з $g_v = 2$ і $m^* = 0.19 m_0$. При оцінюванні балістичної швидкості впорскування ми припустили, що заселена тільки нижня нештрихована підзона на рис. 16 зі статті [3], для якої ефективна маса $m^* = m_t^*$ в напрямку локалізації, а ефективна маса в площині xu дорівнює $m^* = m_l^*$. Якщо заселені вищі підзони, потрібно врахувати відповідні ефективні маси вздовж осей x та y . Сумарна поверхнева концентрація електронів враховує вклади від усіх заселених підзон і балістична швидкість впорскування – це швидкість, усереднена за всіма заселеними підзонами.

3. Об'єднання балістичної моделі з моделлю віртуального витоку

Наша мета – об'єднати балістичну модель MOSFET (69) роботи [5] та модель віртуального витоку (36) роботи [2].

Почнімо як завжди з загального виразу для струму в вигляді добутку електронного заряду на швидкість електронів:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \times \left| v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0}. \quad (18)$$

Для обчислення заряду використаємо напівемпіричний вираз (46) роботи [4]:

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -m C_G^{inv} \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(1 + e^{q(V_{GS} - V_T)/mkT} \right), \quad (19)$$

$$V_T = V_{T0} - \delta V_{DS}.$$

Далі слід визначитися з обрахунком середньої швидкості на вершині бар'єру, яку обчислюють по-різному в балістичній моделі і в моделі віртуального витоку.

Резюме балістичної моделі

Струм у цій моделі визначає вираз (18). Заряд, обумовлений електростатикою MOS, визначає вираз (19). Для обчислення швидкості слід спершу визначити розташування рівня Фермі для випадку статистики Максвелла – Больцмана. Енергія рівня Фермі визначається з виразу для інверсного заряду (68) роботи [5]:

$$Q(V_{GS}, V_{DS}) = -q \frac{N_{2D}}{2} [\mathfrak{F}_0(\eta_{FS}) + \mathfrak{F}_0(\eta_{FD})], \quad (20)$$

де

$$\eta_{FS} = (E_{FS} - E_C(0))/kT, \quad \eta_{FD} = \eta_{FS} - qV_{DS}/kT. \quad (21)$$

Далі визначаємо балістичну швидкість впорскування (2)

$$v_{inj}^{ball} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} \frac{\mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FS})}{\mathfrak{F}_0(\eta_{FS})}, \quad (22)$$

а потім середню швидкість при заданих значеннях напруг на стоку й на затворі (за формулою (77) роботи [5]):

$$\left\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right\rangle_{x=0} = v_{inj}^{ball} \left[\frac{1 - \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FD}) / \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_{FS})}{1 + \mathfrak{F}_0(\eta_{FD}) / \mathfrak{F}_0(\eta_{FS})} \right]. \quad (23)$$

Остаточно одержуємо струм стоку в потрібній точці (V_{GS}, V_{DS}) вихідної характеристики з (18). На практиці важливо врахувати термінальні опори. Саме за таким алгоритмом було розраховано характеристики на рис. 9 роботи [5].

Резюме моделі віртуального витоку.

Обчислення струмів у цій моделі так само починається з виразів (18) та (19), але потім швидкість розраховують інакше, через функцію насичення струму стоку F_{SAT} згідно з виразом (33) роботи [2], а саме:

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat}, \quad (24)$$

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta]^{1/\beta}}, \quad (25)$$

де

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat} L}{\mu}. \quad (26)$$

Отже, струм стоку в моделі віртуального витоку в потрібній точці (V_{GS}, V_{DS}) вихідної характеристики обчислюється за формулою (18), з використанням виразу для заряду (19), і для швидкості (24) – (26). Ще потрібно врахувати термінальні опори.

Модель віртуального витоку - це напівемпірична модель, яка дозволяє гарантовано вписатися в експериментальні дані. Використовуючи цю модель, ми краще відчуваємо фізику процесів у MOSFET, бо параметри цієї моделі $C_G^{inv}, V_T, m, \mu, v_{sat}, L$ мають цілком конкретний фізичний зміст. Що ж до параметру β в (25), то він змінюється в дуже вузьких межах для певного класу транзисторів. Щоб вписатися в експериментальні характеристики нанотранзисторів, такі параметри для мікротранзисторів, як μ і v_{sat} , потрібно адаптувати так:

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow \mu_{app}, \\ v_{sat} &\rightarrow v_{inj}, \end{aligned} \quad (27)$$

що ми обговоримо далі й переконаємося, що формальна рухливість μ_{app} і швидкість впорскування v_{inj} теж мають цілком конкретний фізичний зміст.

Об'єднана модель

На рис. 5 зображено результати розрахунку характеристик балістичних MOSFET у припущенні статистики Максвелла – Больцмана. Параметри MOSFET взято з [8], включаючи

термінальні опори. Модель віртуального витоку була вписана в ці розрахункові характеристики MOSFET.

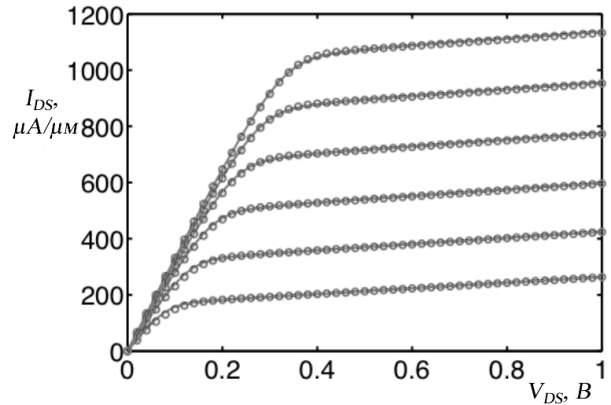


Рис. 5. Суцільними лініями зображено балістичні характеристики MOSFET згідно з виразом (78) роботи [5]. Реальні параметри ETSOI MOSFET, включаючи термінальні опори $R_{SD} = R_{SD} + R_{SD} = 260 \Omega \cdot \mu\text{м}$, взято з [8]. Ми вважаємо, що $I_{OFF} = 100 \text{ нА} / \mu\text{м}$, що дає значення $V_T = 0.44 \text{ В}$. Напруга на затворі $V_{GS} = 0.5(0.1)1.0 \text{ В}$. Результати моделі віртуального витоку (кола) вписано в розрахункові балістичні характеристики [9]

Припасування параметрів моделі віртуального витоку VS до розрахункових характеристик дає значення $\mu_{app} = 654 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ і $v_{inj} = 1.24 \times 10^7 \text{ см/с}$. Параметр припасування в (25) β виявився рівним 2.9; характерні його значення лежать у межах 1.6 – 2.0 для реальних MOSFET, які працюють нижче від балістичного порогу. Параметр β не має чіткого фізичного змісту, він є просто параметром припасування в функції насичення струму стоку F_{SAT} згідно з (25) з метою описати перехід від лінійної області вихідної характеристики до її області насичення. Натомість параметри μ_{app} та v_{inj} мають цілком ясний фізичний зміст. Щоб у цьому пересвідчитися, потрібно модель віртуального витоку співвіднести з транспортною моделлю ЛДЛ. Спочатку порівняємо струми в лінійній частині обох моделей, потім перейдемо до області насичення і, нарешті, одержимо цілісні характеристики.

Лінійна область: балістична модель і модель віртуального витоку

Лінійна область струму в балістичній моделі визначається виразом (61) роботи [5]:

$$I_{DLIN}^{ball} = \left[W \frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{2\pi\hbar} \right) \mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F) \right] V_{DS}, \quad (28)$$

$$\eta_F = \frac{E_{FS} - E_C(0)}{kT}, \quad (29)$$

де $E_C(0)$ – дно зони провідності на вершині бар'єру.

Для невеликих напруг на стоку

$$\begin{aligned} F_{SAT} &\rightarrow V_{DS} / V_{DSAT}, \\ v_x(V_{GS}, V_{DS}) \Big|_{x=0} &\rightarrow \mu V_{DS} / L. \end{aligned}$$

З (18) лінійний струм в моделі VS

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu V_{DS}, \quad (30)$$

що збігається з результатом, який впливає з традиційної теорії MOSFET. Щоб привести в відповідність струм у моделі віртуального витоку VS (30) зі струмом у балістичній моделі (28), потрібно замість традиційної рухливості μ ввести в (28) формальну рухливість μ_{app} і тим самим прирівняти ці обидва вирази.

Тільки на перший погляд здається, що обидва вирази для струму (28) і (30) різняться. Так, наприклад, ми очікуємо, що квазі-рівноважний струм повинен залежати від заряду інверсного шару $Q(V_{GS})$, як того вимагає електростатика MOS. Це очевидно для традиційного виразу (30), але не відразу ясно з виразу Ландауера для балістичного струму (28). Звернімо увагу на те, що величина електронного заряду Q визначає розташування електрохімічного потенціалу η_F (29), а η_F фігурує в (28), тож неявна залежність струму від Q у (28) є; потрібно тільки записати її в явному вигляді.

В лінійній області струму залежність між інверсійним зарядом та електрохімічним потенціалом визначається виразом:

$$Q = -qn_s = -qN_{2D}\mathfrak{F}_0(\eta_F) = -q \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2} \right) \mathfrak{F}_0(\eta_F). \quad (31)$$

Це той самий вираз, що й (68) із роботи [5] з $\eta_{FS} \approx \eta_{FD} = \eta_F$, а N_{2D} це $2D$ ефективна густина станів (38) з роботи [5]. Тепер ми можемо записати балістичний струм I_{DLIN} як

$$I_{DLIN}^{ball} = Q \left[\frac{G_{ch}}{Q} \right] V_{DS} = Q \left[\frac{W \frac{2q^2}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2\pi m^* kT}}{2\pi\hbar} \right) \mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F)}{q \left(g_v \frac{m^* kT}{\pi\hbar^2} \right) \mathfrak{F}_0(\eta_F)} \right] V_{DS}, \quad (32)$$

що можна переписати таким чином:

$$I_{DLIN}^{ball} = W |Q(V_{GS})| \left[\frac{v_{inj}^{ball}}{2(kT/q)} \frac{\mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{F}_{+1/2}(\eta_F)} \right] V_{DS}, \quad (33)$$

де v_{inj}^{ball} визначається виразом (22). Формула (33) ідентична (28), але залежність від заряду показано в ній у явному вигляді.

Вираз (33) все ще відрізняється ззовні від звичного виразу (30). Поділимо й помножимо його на L . Тоді

$$I_{DLIN}^{ball} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \left[\frac{v_{inj}^{ball} L}{2(kT/q)} \frac{\mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{F}_{+1/2}(\eta_F)} \right] V_{DS}. \quad (34)$$

Вимірність виразу в квадратних дужках - це вимірність рухливості $[m^2/B \cdot c]$. Це і є узагальнення рухливості за Шуром (54) з роботи [5] на статистику Фермі – Дірака:

$$\mu_B \equiv \frac{v_{inj}^{ball} L}{2kT/q} \frac{\mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{F}_{+1/2}(\eta_F)}. \quad (35)$$

Нарешті, лінійний струм у балістичному випадку

$$I_{DLIN}^{ball} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu_B V_{DS}, \quad (36)$$

що цілком збігається зі звичайним виразом для квазі-рівноважного струму (30) з заміною лише традиційної рухливості на балістичну рухливість.

Отже, балістичний струм у лінійній області вихідної характеристики (28) можна записати традиційним чином як у моделі віртуального витоку (30), якщо замінити звичайну рухли-

вість μ , обмежену розсіянням, на балістичну рухливість μ_B (35), як у виразі (36). Її фізичний зміст ми вже докладно обговорювали раніше.

Область насичення: балістична модель і модель віртуального витоку

Ми вже отримали раніше вираз для струму насичення в балістичному випадку (формула (64) статті [5]):

$$I_{DSAT}^{ball} = W \frac{2q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) kT \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F). \quad (37)$$

Він дуже відрізняється від традиційного виразу для струму насичення (формула (32) роботи [2]), а саме:

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{sat}. \quad (38)$$

Ці обидва вирази переходять один в один, якщо під v_{sat} розуміти v_{inj} . Справді, ми можемо очікувати, що струм I_{ON} має бути пропорційним до заряду Q , що дає нам право переписати (37) в вигляді:

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q| \left[\frac{\frac{2q}{h} \left(\frac{g_v \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \right) kT \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{F}_{1/2}(\eta_F)}{Q} \right]. \quad (39)$$

Залишається величину заряду в квадратних дужках виразити через η_F , як ми вже робили в (31), і переконалися, що вираз у квадратних дужках є ні що інше як $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$ (22). Тут є, однак, важлива обставина, пов'язана з тим, що зараз ідеться про великі напруги на стоку. В цьому випадку, як ми вже обговорювали в зв'язку з рис. 3, тільки половина станів на вершині бар'єру заселена. Тому замість (31) для заряду ми повинні записати

$$Q = -q \frac{N_{2D}}{2} \mathfrak{F}_0(\eta_F) = -q \left(g_v \frac{m^* kT}{2\pi \hbar^2} \right) \mathfrak{F}_0(\eta_F). \quad (40)$$

Це спричинено тим, що електрони з додатними швидкостями, інжектуються витоком, далі заселяють відповідні стани на вершині

бар'єру, натомість аналогічні стани на вершині бар'єру, що відповідають електронам з від'ємними швидкостями, інжектуються стоком, залишаються порожніми, бо рівень Фермі стоку значно нижчий, аніж витоку, тож імовірність того, що електрони зі стоку матимуть енергію, достатню для того, щоб досягнути вершини бар'єру, мізерно мала. Підставляючи заряд з (40) замість заряду в квадратних дужках виразу (39), остаточно одержуємо:

$$I_{DSAT}^{ball} = W |Q| \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle = W |Q| v_{inj}^{ball}, \quad (41)$$

де $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$ - балістична швидкість впорскування (22). Вираз (41) ідентичний виразу (37). В ньому просто залежність від заряду виписана в явному вигляді.

Таким чином, ми показали, що балістичний струм в області насичення (37) може бути записаний традиційним чином (38), якщо швидкість насичення v_{sat} , обмежену розсіянням, замінити на швидкість впорскування v_{inj} , роль якої відіграє балістична швидкість впорскування $v_{inj}^{ball} = \langle \langle v_x^+ \rangle \rangle$, як у (41), яка є середньою тепловою швидкістю, з якою витік впорскує електрони в канал провідності. Фізичку насичення швидкості в балістичних MOSFET ми обговорювали раніше.

При накладанні моделі віртуального витоку на розрахункові балістичні характеристики на рис. 5 параметри моделі μ_{app} та v_{inj} ми обрали так, щоб отримати найкращу відповідність. Обчислимо обидва параметри згідно з (35) та (22), використавши дані для Si (100) з $m^* = 0.19m_0$ та статистику Максвелла – Больцмана. Ми одержали значення

$$v_{inj}^{ball} = V_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = 1.2 \times 10^7 \text{ см/с},$$

$$\mu_B = \frac{v_{inj}^{ball} L}{2kT/q} = 692 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с},$$

які достатньо близькі до параметрів припасування $v_{inj} = 1.24 \times 10^7 \text{ см/с}$ і $\mu_{app} = 654 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Порівняння з експериментальними результатами

Щоб перевірити, наскільки добре баліс-

тична модель MOSFET описує реальні транзистори, згідно з цією моделлю розрахували дві подальші ситуації: 30 нм ETSOI *n*-FET з [8] (рис. 6) та 30 нм III-V FET/HEMT з [10] (рис. 7). На кожному з цих рисунків наведено вихідну характеристику, розраховану за балістичною моделлю в припущенні статистики Максвелла – Больцмана, та експериментальні дані, в які «вписано» результати розрахунків за моделлю віртуального витоку.

Узгодження експериментальних даних з розрахованими за моделлю віртуального витоку дозволило знайти три важливі параметри обох транзисторів: 1) незалежні від напруги на затворі термінальні опори; 2) формальну рухливість; 3) швидкість впорскування. Їх зібрано нижче в табл. 1. Там же наведено теплові швидкості v_T , обчислені в припущенні статистики Максвелла – Больцмана з $m^* = 0.22m_0$ для Si і $m^* = 0.016m_0$ для III-V HEMT, експериментальні обмежені дифузією рухливості μ та балістичні рухливості μ_B , розраховані згідно з (35) в припущенні статистики Максвелла – Больцмана.

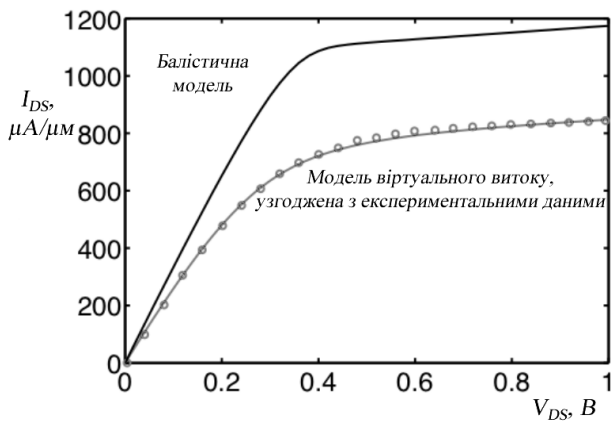


Рис. 6. Згори: моделювання вихідної характеристики балістичного ETSOI Si MOSFET: параметри, включаючи термінальні опори, взято з [8]; напруга на затворі $V_{GS} = 0.5B$; хоч це й *n*-MOSFET, порогова напруга від’ємна, тож є помітний струм при $V_{GS} = 0B$. Знизу: суцільною лінією зображена експериментальна характеристика 30 нм ETSOI *n*-FET [8] і припасовані до неї результати розрахунку (кола) за моделлю VS [9]

Таблиця 1

Порівняння параметрів Si ETSOI MOSFET і III-V HEMT

Параметр	ETSOI Si FET	III-V HEMT	[вимірність]
R_{SD}^*	260	434	$\Omega \cdot \mu m$
μ_{app}	220	1800	$cm^2/V \cdot c$
v_{inj}	0.82×10^7	3.85×10^7	cm/c
v_T	1.14×10^7	4.24×10^7	cm/c
μ	350	12500	$cm^2/V \cdot c$
μ_B	658	2446	$cm^2/V \cdot c$

$$*R_{SD} = R_S + R_D$$

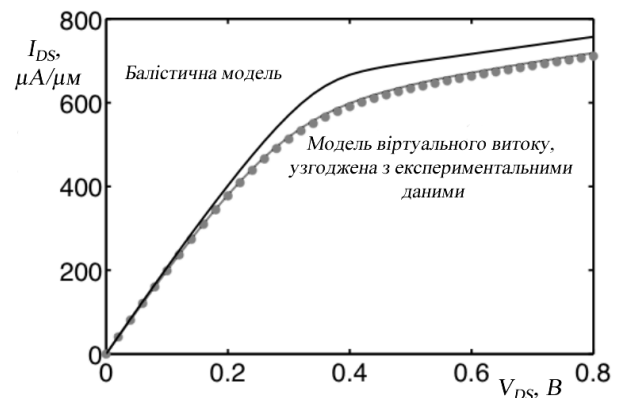


Рис. 7. Згори: моделювання вихідної характеристики балістичного III-V HEMT: параметри, включаючи термінальні опори, взято з [10]; напруга на затворі $V_{GS} = 0.5B$; хоч це й *n*-HEMT, порогова напруга від’ємна, тому є помітний струм при $V_{GS} = 0B$. Знизу: суцільною лінією зображена експериментальна характеристика 30 нм ETSOI *n*-FET [10] і припасовані до неї результати розрахунку (кола) за моделлю VS [9]

Формальна рухливість μ_{app} слугувала параметром припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів. Бачимо, що в обох випадках, ETSOI Si MOSFET та III-V FET, μ_{app} менша і від звичайної рухливості μ , обмеженої розсіянням, і балістичної рухливості μ_B . Пізніше ми пересвідчимось, що μ_{app} не просто параметр припасування, а

насправді добре визначений фізичний параметр навіть за наявності розсіяння.

Відношення виміряного значення I_{ON}^{meas} до обчисленого балістичного значення I_{ON}^{ball} може показувати, наскільки близько до балістичної межі працює реальний транзистор. З графіків на рисунках 6 та 7 знаходимо, що для ETSOI Si FET

$$B = \frac{I_{ON}^{meas}}{I_{ON}^{ball}} = 0.73,$$

а для III-V HEMT

$$B = \frac{I_{ON}^{meas}}{I_{ON}^{ball}} = 0.96.$$

Ці результати свідчать, що Si MOSFET працюють близько до балістичної межі, а для III-V HEMT характерний цілком балістичний режим. Звернімо також увагу на те, що формальна рухливість μ_{app} , знайдена з припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів, порівняно близька до традиційної рухливості μ для Si FET, але $\mu_{app} \ll \mu$ для III-V FET. Це також вказує на те, що Si FET працює нижче від балістичної межі, а III-V FET – фактично на балістичній межі. Відзначмо також, що швидкості впорскування v_{inj} , знайдені з припасування моделі віртуального витоку до експериментальних результатів, менші від балістичних швидкостей впорскування v_T і в тих і в других транзисторах.

Ще одна заувага стосується використання статистики Максвелла – Больцмана в проведеному аналізі даних. Вище від порогу коректніше використовувати статистику Фермі – Дірака і враховувати непараболічність та множинність підзон. Ретельніший аналіз передбачає урахування усіх цих факторів, однак спрощений опис із використанням статистики Максвелла – Больцмана як правило дозволяє цілком задовільно описати експериментальні дані.

Отже, ми пересвідчилися, що результати моделі віртуального витоку як в лінійній області вихідних характеристик, так і в області насичення цілком корелюють з аналогічними результатами в балістичній моделі. Ми тепер розуміємо, чому традиційну рухливість у ко-

ротких каналах з балістичним транспортом слід замінити на балістичну рухливість. Ми також показали, що швидкість насичення в традиційній моделі відповідає балістичній швидкості в балістичній моделі. Рисунки 5 – 7 показують, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними, а профіль балістичних характеристик $I_{DS} \propto V_{DS}$ помітно різниться від експериментальних характеристик: перехід від лінійної області до області насичення відбувається в меншому діапазоні напруг на стоку. Видається, що профіль переходу від лінійності до насичення пов'язаний з залежністю напруги на стоку від розсіяння. Щоб з'ясувати це, потрібно буде заглибитися в теорію розсіяння електронів у польових транзисторах. Глибше розуміння явищ розсіяння допоможе нам пояснити, чому швидкість впорскування менша за балістичну швидкість впорскування і зрозуміти, як інтерпретувати формальну рухливість за наявності розсіяння.

Підіб'ємо підсумки. Ми описали залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. На перший погляд видається дивним, що в балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіяння електронів, однак, фізика цього явища зараз цілком зрозуміла. В балістичних MOSFET швидкість електронів насичується не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми також обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Якщо $n_s \ll N_{2D}/2$, то балістична швидкість впорскування стала, однак, для $n_s \gtrsim N_{2D}/2$ ця швидкість зростає зі збільшенням поверхневої концентрації електронів. Ми здійснили оціночні розрахунки балістичної швидкості впорскування, які можуть стати відправною точкою для ретельніших розрахунків.

Показано, як пов'язані поміж собою баліс-

тична модель і модель віртуального витоку. Простою заміною традиційної рухливості, обмеженої розсіюванням, у моделі віртуального витоку на балістичну рухливість одержуємо правильний хід балістичного лінійного струму. Заміною швидкості насичення v_{sat} в масивному каналі провідності на балістичну швидкість впорскування v_{inj}^{ball} одержуємо правильне значення балістичного струму I_{ON} . Також показано, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними. Це пов'язано з ефектами розсіювання електронів, розуміння природи якого винятково важливе для моделювання нанотранзисторів.

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [9], 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]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, No 4, 5 – 26 (2019).
- [6]. J.-H. Rhew, Zhibin Ren, M. Lundstrom, *Solid-State Electron.*, **46**, 1899 – 1906 (2002).
- [7]. M. Lundstrom, Zhibin Ren, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **49**: 133 – 141 (2002).
- [8]. A. Majumdar, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **61**: 351 – 358 (2014).
- [9]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [10]. D. H. Kim, J. A. del Alamo, D. A. Antoniadis, B. Brar, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 861 – 864 (2009).

Стаття надійшла до редакції 27.01.2020 р.

Вже після того, як цю статтю було надіслано до редакції і прийнято до друку, пішов з життя визначний учений у галузі квантової фізики й квантової хімії, доктор фізико-математичних наук, професор, академік Академії наук вищої школи України Юрій Олексійович Кругляк. Популяризація нового методу викладання нанофізики за схемою «знизу вгору» стала для нього впродовж останніх років справою життя. Основи цієї схеми було викладено в трьох серіях оглядово-методичних статей, які з'являлися в журналі «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» починаючи з кінця 2012 року. На жаль, останні три статті третьої серії друку співавторові доведеться готувати вже без Юрія Олексійовича, за залишеними ним чернетками.

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

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198921>

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: BALLISTIC INJECTION RATE AND UNIFICATION OF BALLISTIC MODEL WITH THE VIRTUAL SOURCE MODEL

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 sixth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the dependence of the electron velocity on the drain voltage in ballistic MOSFETs, as well as its dependence on the gate voltage and on the inversion charge, are considered. At first glance, it seems unusual that in the ballistic MOSFET the speed is saturated with the increase in the drain voltage in the absence of electron scattering, however, the physics of this phenomenon is now quite understandable. In ballistic MOSFET, the electron velocity is saturated not at the drain end of the conduction channel, as in massive transistors, where the electric field is the largest and the scattering intense, but where the source ends and the conduction channel begins, i.e, at the top of the barrier where the electric field is zero.

The saturation of the velocity, also known as the ballistic injection rate, is also discussed. It is this speed that is the upper limit of the injection rate in real MOSFETs. If $n_s \ll N_{2D}/2$, then the ballistic injection rate is constant, however, for $n_s > \sim N_{2D}/2$ this speed increases with increasing surface density of electrons. Simple calculations of the ballistic injection rate have been made, which can serve as a starting point for more thorough calculations.

It is shown how the ballistic model and the virtual source model are interrelated. By simply replacing the traditional mobility, which is limited by scattering, in the virtual source model by ballistic mobility, we obtain the correct course of the ballistic linear current. By replacing the saturation velocity v_{sat} in the massive conduction channel by the ballistic injection rate v_{inj}^{ball} , we obtain the correct value of the ballistic current I_{ON} . It is also shown that the ballistic model predicts larger currents than the experimental data. This is due to the effects of electron scattering, understanding of which is extremely important for modeling nanotransistors.

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

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: БАЛІСТИЧНА ШВИДКІСТЬ ВПОРСКУВАННЯ І ОБ'ЄДНАННЯ БАЛІСТИЧНОЇ МОДЕЛІ З МОДЕЛЛЮ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

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: maksim.strikha@gmail.com

Реферат

У шостій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, ми розглянули залежність швидкості електронів від напруги на стоку, напруги на затворі та від інверсного заряду в балістичних MOSFET. На перший погляд видається дивним, що в балістичних MOSFET швидкість насичується зі зростанням напруги на стоку за відсутності розсіювання електронів, однак, фізика цього явища зараз цілком зрозуміла. В балістичних MOSFET швидкість електронів насичується не в стоковому кінці каналу провідності, як у масивних транзисторах, де електричне поле найбільше й розсіювання найінтенсивніше, а там, де закінчується витік і починається канал провідності, тобто на вершині бар'єру, де електричне поле нульове.

Ми також обговорили фізичну природу балістичної швидкості впорскування. Саме ця швидкість є верхньою межею швидкості впорскування в реальних MOSFET. Якщо $n_s \ll N_{2D}/2$, то балістична швидкість впорскування стала, однак, для $n_s > \sim N_{2D}/2$ ця швидкість зростає зі збільшенням поверхневої концентрації електронів. Ми здійснили оціночні розрахунки балістичної швидкості впорскування, які можуть стати відправною точкою для ретельніших розрахунків.

Показано, як пов'язані поміж собою балістична модель і модель віртуального витоку. Простою заміною традиційної рухливості, обмеженої розсіюванням, у моделі віртуального витоку на балістичну рухливість одержуємо правильний хід балістичного лінійного струму.

Заміною швидкості насичення v_{sat} в масивному каналі провідності на балістичну швидкість впорскування v_{inj}^{ball} одержуємо правильне значення балістичного струму I_{ON} . Також показано, що балістична модель передбачає більші струми порівняно з експериментальними даними. Це пов'язано з ефектами розсіювання електронів, розуміння природи якого винятково важливе для моделювання нанотранзисторів.

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

PACS 31.15.A-; 32.30.-r УДК 184.182

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198923>

THEORETICAL AUGER SPECTROSCOPY OF SOLIDS: CALCULATION OF ENERGY PARAMETERS

A. V. Glushkov, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, A. S. Chernyshev, E. A. Efimova
Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: glushkovav@gmail.com

THEORETICAL AUGER SPECTROSCOPY OF SOLIDS: CALCULATION OF ENERGY PARAMETERS

A. V. Glushkov, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, A. S. Chernyshev, E. A. Efimova

Abstract. The combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth order density functional approximation is applied to determination of the energy and spectral parameters of the Auger decay for the Na, Si, Ge, Ag solids. The results are compared with reported experimental results as well as with those obtained by alternative theoretical schemes. The important point is linked with an accurate accounting for the complex exchange-correlation (polarization) effect contributions and using the optimized one-quasiparticle representation in the zeroth approximation of relativistic many-body perturbation theory, which significantly affects the agreement of theory and experiment.

Keywords: relativistic theory, Auger spectroscopy, solids

ТЕОРЕТИЧНА ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА: РОЗРАХУНОК ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ

О. В. Глушков, В. В. Буйаджи, А. В. Цудик, О. С. Чернишев, Е. О. Єфімова

Анотація. Комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська багаточастинкова теорія збурень з нульовим наближенням функціонала густини застосовуються для визначення енергетичних і спектральних параметрів Оже-процесу в твердотільних Na, Si, Ge, Ag. Результати порівнюються з узагальненими експериментальними даними, а також з результатами, отриманими на основі альтернативних теоретичних методів. Важливий момент пов'язаний з урахуванням вкладів складних багаточастинкових обмінно-кореляційних ефектів та використанням оптимізованого одночастинкового уявлення в нульовому наближенні релятивістської багаточастинкової теорії збурень, що суттєво впливає на згоду теорії та експерименту.

Ключові слова: релятивістська теорія, Оже-спектроскопія, тверде тіло

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА: РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

А. В. Глушков, В. В. Буюджи, А. В. Цудик, А. С. Чернышев, Е. А. Ефимова

Аннотация. Комбинированный релятивистский энергетический подход и релятивистская многочастичная теория возмущений с приближением функционала плотности нулевого порядка применяются для определения энергетических и спектральных параметров оже-процесса в твердотельных Na, Si, Ge, Ag. Результаты сравниваются с обобщенными экспериментальными результатами, а также с результатами, полученными в рамках альтернативных теоретических подходов. Важный момент связан с учетом вкладов многочастичных корреляционных эффектов и использованием оптимизированного одночастичного представления в нулевом приближении многочастичной теории возмущений, что существенно влияет на согласие теории и эксперимента.

Ключевые слова: релятивистская теория, Оже-спектроскопия, твердое тело

Introduction

The Auger electron spectroscopy is an effective method to study the chemical composition of solid surfaces and near-surface layers etc [1-8]. Sensing the Auger spectra in atomic systems and solids gives the important data for the whole number of scientific and technological applications. When considering the method principles, the main attention is given as a rule to the models for drawing chemical information from the Auger spectra and to the surface composition determination methods by the Auger spectrum decoding. It is just the two-step model that is used most widely when calculating the Auger decay characteristics. Since the vacancy lifetime in an inner atomic shell is rather long (about 10^{-17} to 10^{-14} s), the atom ionization and the Auger emission are considered to be two independent processes. In the more correct dynamic theory of the Auger effect [1-4] the processes are not believed to be independent from one another. The fact is taken into account that the relaxation processes due to Coulomb interaction between electrons and resulting in the electron distribution in the vacancy field have no time to be over prior to the transition. In fact, a consistent Auger decay theory has to take into account correctly a number of correlation effects, including the energy dependence of the vacancy mass operator, the continuum pressure, spreading of the initial state over a set of configurations etc. [9-20]. Note that

the effects are not described adequately to date, in particular within the Auger decay theory [2].

The most widespread theoretical studying the Auger spectra parameters is based on using the multi-configuration Dirac-Fock (MCDF) calculation [1-3]. The theoretical predictions based on MCDF calculations have been carried out within different approximations and remained hitherto non-satisfactory in many relations. Earlier [11,12] it has been proposed relativistic perturbation theory (PT) method of the Auger decay characteristics for complex atoms, which is based on the Gell-Mann and Low S-matrix formalism energy approach and many-body perturbation theory (PT) formalism [4-7]. The novel element was in using the optimal basis of the electron state functions derived from the minimization condition for the calibration-non-invariant contribution (the second order PT polarization diagrams contribution) to the imaginary part of the multi-electron system energy already at the first non-disappearing approximation of the PT. Earlier it has been applied in studying the Auger decay characteristics for a set of neutral atoms and quasi-molecules. Besides, the ionization cross-sections of inner shells in various atoms and the Auger electron energies in solids were estimated. In this paper the combined relativistic energy approach and relativistic many-body PT with the zeroth order density functional approximation is used for sensing the Auger spectra of solids and calculation of their energy parameters.

The theoretical method

In Refs. [4,5,16-22] the fundamentals of the relativistic many-body PT formalism have been in detail presented, so further we are limited only by the novel elements. Let us remind that the majority of complex atomic systems possess a dense energy spectrum of interacting states. In Refs. [1, 3-5] there is realized a field procedure for calculating the energy shifts ΔE of degenerate states, which is connected with the secular matrix M diagonalization. The whole calculation of the energies and decay probabilities of a non-degenerate excited state is reduced to the calculation and diagonalization of the complex secular matrix. In the relativistic energy approach [4-9], which has received a great applications during solving numerous problems of atomic, molecular and nuclear physics (e.g., see Refs. [1, 4, 5, 23-30]), the imaginary part of electron energy shift of an atom is directly connected with the radiation decay possibility (transition probability). An approach, using the Gell-Mann and Low formula with the QED scattering matrix, is used in treating the relativistic atom. The total energy shift of the state is usually presented in the form:

$$\Delta E = \text{Re} \Delta E + i \Gamma / 2, \tag{1}$$

where Γ is interpreted as the level width, and the decay possibility $P = \Gamma$. The imaginary part of electron energy of the system, which is defined in the lowest order of perturbation theory as [4]:

$$\text{Im} \Delta E(B) = -\frac{e^2}{4\pi} \sum_{\substack{\alpha > n > f \\ [\alpha < n \leq f]}} V_{\alpha n \alpha n}^{|\omega_{\alpha n}|}, \tag{2}$$

where $(\alpha > n > f)$ for electron and $(\alpha > n > f)$ for vacancy; $V_{\alpha n \alpha n}^{|\omega_{\alpha n}|}$ is an imaginary part of the matrix element of the potential:

$$V(r_i r_j) = \exp(i\omega r_{ij}) \cdot \frac{(1 - \alpha_i \alpha_j)}{r_{ij}}. \tag{3}$$

Within the frame of the relativistic PT approach the Auger transition probability and the Auger line intensity are defined by the square of an electron interaction matrix element having the form [2-4]:

$$V_{1234}^{\omega} = [(j_1)(j_2)(j_3)(j_4)]^{1/2} \sum_{\lambda \mu} (-1)^\mu \begin{pmatrix} j_1 j_3 & \lambda \\ m_1 - m_3 & \mu \end{pmatrix} \times \text{Re } Q_\lambda(1234);$$

$$Q_\lambda = Q_\lambda^{\text{Qu}} + Q_\lambda^{\text{Br}}. \tag{5}$$

The terms Q_λ^{Qu} and Q_λ^{Br} correspond to subdivision of the potential into Coulomb part $\cos|\omega|r_{12} a_1 a_2 / r_{12}$. The real part of the electron interaction matrix element is determined using expansion in terms of Bessel functions:

$$\frac{\cos|\omega|r_{12}}{r_{12}} = \frac{\pi}{2\sqrt{r_1 r_2}} \sum_{\lambda=0} (\lambda) J_{\lambda+1/2}(|\omega|r_{<}) J_{-\lambda-1/2}(|\omega|r_{>}) P_\lambda(\cos \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2) \tag{6}$$

where J is the 1st order Bessel function, $(\lambda) = 2\lambda + 1$. The Coulomb part Q_λ^{Qu} is expressed in terms of radial integrals R_l angular coefficients S_l according to Refs [4]. The Breat interaction is known to change considerably the Auger decay dynamics in some cases. The Breat part of Q is defined in [2-4].

The Auger width is obtained from the adiabatic Gell-Mann and Low formula for the energy shift [3]. The direct contribution to the Auger level width with a vacancy $n_a l j_a m_a$ is as follows:

$$\sum_{\lambda} \frac{2}{(\lambda)(j_\alpha)} \sum_{\beta \gamma \leq f} \sum_{k > f} Q_\lambda(\alpha k \gamma \beta) Q_\lambda(\gamma \beta k \alpha), \tag{7}$$

while the exchange diagram contribution is:

$$\frac{2}{(j_\alpha)} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \sum_{\beta \gamma \leq f} \sum_{k > f} Q_{\lambda_1}(\alpha k \gamma \beta) Q_{\lambda_2}(\gamma \beta k \alpha) \begin{Bmatrix} j_\alpha & j_\gamma & \lambda_2 \\ j_k & j_\beta & \lambda_1 \end{Bmatrix} \tag{8}$$

The partial items of the $\sum_{\beta \gamma} \sum_k$ sum answer to contributions of $a^{-1} \rightarrow (\beta \gamma)^{-1} K$ channels resulting in formation of two new vacancies $\beta \gamma$ and one free electron k : $\omega_k = \omega_\alpha + \omega_\beta + \omega_a$. The calculating of all matrix elements, wave functions, Bessel functions etc is reduced to solving the system of differential equations. The formulas for the autoionization (Auger) decay probability include the radial integrals $R_a(\alpha k \gamma \beta)$, where one of the functions describes electron in the continuum state. When calculating this integral, the correct normalization of the wave functions is very im-

portant, namely, they should have the following asymptotic at $r \rightarrow 0$:

$$\left. \begin{matrix} f \\ g \end{matrix} \right\} \rightarrow (\lambda\omega)^{-1/2} \begin{cases} [\omega + (\alpha Z)^{-2}]^{-1/2} \sin(kr + \delta), \\ [\omega - (\alpha Z)^{-2}]^{-1/2} \cos(kr + \delta). \end{cases} \quad (9)$$

The important aspect of the whole procedure is an accurate accounting for the exchange-correlation effects. We have used the generalized relativistic Kohn-Sham density functional [3-5] in the zeroth approximation of relativistic PT; naturally, the perturbation operator contents the operator (7) minus the cited Kohn-Sham density functional. Further the wave functions are corrected by accounting of the first order PT contribution. Besides, we realize the procedure of optimization of relativistic orbitals base. The main idea is based on using ab initio optimization procedure, which is reduced to minimization of the gauge dependent multielectron contribution $Im\Delta E_{ninv}$ of the lowest QED PT corrections to the radiation widths of atomic levels.

The energy of an electron formed due to a transition jkl is defined by the difference between energies of atom with a hole at j level and double-ionized atom at kl levels in final state:

$$E_A(jkl, 2^{S+1}L_J) = E_A^+(j) - E_A^{2+}(kl, 2^{S+1}L_J). \quad (10)$$

In the solids theory, to single out the important correlation and medium effects, the equation (10) is usually rewritten as:

$$E_A(jkl, 2^{S+1}L_J) = E(j) - E(k) - E(l) - \Delta(k, l, 2^{S+1}L_J), \quad (11)$$

where the item Δ takes into account the dynamic correlation effects (relaxation due to hole screening with electrons etc.) To take these effects into account, the set of procedures elaborated in the atomic theory [3-5,11,12] is used. All calculations are performed on the basis of the modified numerical code Superatom (version 93).

Results and conclusions

Below we present the advanced data for Au-

ger electron energy in some solids. As mentioned above, the exit probability of Auger electrons from an atom via different channels associated with ionization from a core level is defined by the matrix element (1). In addition, the proportionality coefficient in the equation coincides with the electron impact ionization cross-section σ_j of the level j . Of course, two aspects are to be considered when determining the exit probability of Auger electrons from an atom, namely, the radiative transition under neutralization of a hole at the level j and the possibility of a considerable change in the initial hole distribution at the core levels at the Auger decay via the radiative channel jkl associated as a rule with a considerable distinctions in the non-radiative transition probabilities [11,12]. For definiteness sake, let the ionization of L levels in a multi-electron atom be considered. The probability of the Auger electron emission from the atom via the channel L_3KL (taken as an example) is defined by the ionization cross-section of the level L_3 as well as by a certain effective cross-section depending on the ionization cross-sections of the levels L_p, L_2 . The Auger line intensity is defined by three atomic constants: $A_{jkl} = \sigma_j f_j a_{jkl}$ where a_{jkl} is the non-radiative transition probability; f_j is the Korster-Kronig coefficient; σ_j , the ionization cross-section defined by the matrix element (1) calculated for wave functions of bound state and continuum one. In table 1 we present the data on Auger electron energy for some solids calculated using the presented approach (column C), the semi-empirical method with using the Larkins' equivalent core approximation [8] (column A), the perturbation theory approach [11,12] as well as experimental data (c.g.[1]).

Table 1

Experimental data for Auger electron energy for solids and calculated values (A, semi-empirical method [1]; B, [11,12]; C- present)

Element	Auger line	Experiment	Theory: A	Theory: B	Theory: C
Na	$KL_{2,3}L_{2,3}^1D_2$	994.2	993.3	994.7	994.1
Si	$KL_{2,3}L_{2,3}^1D_2$	1616.4	1614.0	1615.9	1616.2
Ge	$L_3M_{4,5}M_{4,5}^1G_4$	1146.2	1147.2	1146.6	1146.1
Ag	$M_3N_{4,5}N_{4,5}^1G_4$	353.4	358.8	354.1	353.2

The calculation accuracy using method [1] is within about 2 eV as an average. Our approach provides more accurate results that is provided by more correct accounting for complex electron interaction. Some improvement of the present data in comparison with results [9,10] is connected using the optimized one-quasiparticle representation in the relativistic many-body perturbation theory, which significantly affects an agreement between theory and experiment.

To conclude, let us note [12] that using the Auger electron spectroscopy in analysis of the surface chemical composition and elements [1,3,30-34] requires consideration of Auger spectra and the corresponding characteristics of the Auger transitions, interpretation of effects like the shape transformations of the valence Auger spectra due to appearance of new lines, position and intensity changes of individual lines caused by the redistribution in the electron state density of the valence band. The correct theoretical estimations of the spectral characteristics are of critical importance for their full understanding.

References

- [1]. Aberg, T., Hewat, G. *Theory of Auger effect*. Springer-Verlag: Berlin, **1979**.
- [2]. Ivanov, L. N., Ivanova, E. P., Aglitsky, E. Modern trends in the spectroscopy of multicharged ions. *Phys. Rep.* **1988**, 166.
- [3]. Glushkov, A. V., Khetselius, O. Yu., Svinarenko, A. A., Buyadzhi, V. V., *Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions*. TEC: Odessa, **2015**
- [4]. Khetselius, O. Yu., *Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems*. Astroprint: Odessa, **2011**.
- [5]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., *Methods of computational mathematics and mathematical physics. P. 1*. TES: Odessa, **2015**.
- [6]. Chernyakova, Y., Ignatenko, A., Vitavetskaya, L. A. Sensing the tokamak plasma parameters by means high resolution x-ray theoretical spectroscopy method: new scheme. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2004**, 1, 20-24.
- [7]. Buyadzhi, V., Kuznetsova, A., Buyadzhi, A., Ternovsky, E., Tkach, T. Advanced quantum approach in radiative and collisional spectroscopy of multicharged ions in plasmas. *Adv. in Quant. Chem.* **2019**, 78, 171-191.
- [8]. Armen G. B., Larkins F. P. Valence Auger and X-ray participator and spectator processes for neon and argon atoms. *J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys.* **1991**, 24, 741-760.
- [9]. Danilov, V., Kruglyak, Y., Pechenaya, V. The electron density-bond order matrix and the spin density in the restricted CI method. *Theor. Chim. Act.* **1969**, 13(4), 288-296.
- [10]. Kruglyak, Yu. Configuration interaction in the second quantization representation: basics with application up to full CI. *Science Rise.* **2014**, 4(2), 98-115.
- [11]. Ambrosov S. V., Glushkov A. V., Nikola L. V., Sensing the Auger spectra for solids: New quantum approach. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2006**, N3, 46-50.
- [12]. Glushkov A. V., Gurskaya M. Yu., Ignatenko A. V., Smirnov A. V., Serga I. N., Svinarenko A. A., Ternovsky E. V., Computational code in atomic and nuclear quantum optics: Advanced computing multiphoton resonance parameters for atoms in a strong laser field. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2017**, 905(1), 012004.
- [13]. Khetselius, O. Yu. Quantum Geometry: New approach to quantization of quasistationary states of Dirac equation for superheavy ion and calculating hyperfine structure parameters. *Proc. Int. Geometry Center.* **2012**, 5(3-4), 39-45.
- [14]. Svinarenko, A., Khetselius, O., Buyadzhi, V., Florko, T., Zaichko, P., Ponomarenko E. Spectroscopy of Rydberg atoms in a Black-body radiation field: Relativistic theory of excitation and ionization. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2014**, 548, 012048.
- [15]. Glushkov A. V., Ivanov, L. N. DC strong-field Stark effect: consistent quantum-mechanical approach. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **1993**, 26, L379-386.
- [16]. Khetselius, O. Yu. *Hyperfine structure of atomic spectra*; Astroprint: Odessa, **2008**.
- [17]. Florko T. A., Loboda A. V., Svinarenko A. A., Sensing forbidden transitions in spectra of some heavy atoms and multicharged ions: new theoretical scheme. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2009**, N3, 10-15.
- [18]. Prepelitsa G. P., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B. Non-linear analysis of chaotic self-os-

cillations in backward-wave tube. *Photoelectronics*. **2013**, 22, 103-107

[19]. Ignatenko, A. V., Svinarenko, A. A., Prepelitsa, G. P., Perelygina, T. B. Optical bi-stability effect for multi-photon absorption in atomic ensembles in a strong laser field. *Photoelectronics*. **2009**, 18, 103-105.

[20]. Dubrovskaya, Yu., Khetselius, O. Yu., Vitavetskaya, L., Ternovsky, V., Serga, I. Quantum chemistry and spectroscopy of pionic atomic systems with accounting for relativistic, radiative, and strong interaction effects. *Adv. Quantum Chem*. **2019**, 78, 193-222.

[21]. Khetselius, O. Yu., Glushkov, A. V., Dubrovskaya, Yu., Chernyakova, Yu., Ignatenko, A., Serga, I., Vitavetskaya, L. Relativistic quantum chemistry and spectroscopy of exotic atomic systems with accounting for strong interaction effects. In: *Concepts, Methods and Applications of Quantum Systems in Chem. and Phys.* Springer. **2018**, 31, 71.

[22]. Khetselius, O. Relativistic perturbation theory calculation of the hyperfine structure parameters for some heavy- element isotopes. *Int. J. Quant. Chem*. **2009**, 109, 3330–3335.

[23]. Buyadzhi, V. V., Chernyakova, Yu. G., Antoshkina, O., Tkach, T. Spectroscopy of multicharged ions in plasmas: Oscillator strengths of Be-like ion Fe. *Photoelectronics*. **2017**, 26, 94-102.

[24]. Malinovskaya, S., Dubrovskaya, Yu., Zelentzova, T. The atomic chemical environment effect on the b decay probabilities: Relativistic calculation. *Herald of Kiev Nat. Univ*. **2004**, N4, 427-432.

[25]. Bystryantseva, A., Khetselius, O. Yu., Dubrovskaya, Yu., Vitavetskaya, L. A., Berestenko, A. G. Relativistic theory of spectra of heavy pionic atomic systems with account of strong pion-nuclear interaction effects: ^{93}Nb , ^{173}Yb , ^{181}Ta , ^{197}Au . *Photoelectronics*. **2016**, 25, 56-61.

[26]. Buyadzhi, 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.

[27]. Serbov N., Svinarenko A. Wavelet and multifractal analysis of oscillations in system of coupled autogenerators in chaotic regime. *Photoelectr*. **2006**, 15, 27.

[28]. Serbov, N., Svinarenko, A. Wavelet and multifractal analysis of oscillations in a grid of coupled autogenerators. *Photoelectr*. **2007**, 16, 53-56.

[29]. Buyadzhi, 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.

[30]. 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

[31]. Kruglyak, Y., Strikha, M. Lessons of nanoelectronics: Hall effect and measurement of electrochemical potentials within «bottom-up» approach. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn*. **2013**, 10(1), 5.

[32]. Ignatenko A., Buyadzhi A., Buyadzhi 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.

[33]. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A. Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO₂-N₂-H₂O of atmospheric gases under interacting with laser radiation. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn*. **2006**. N4. P. 20-22.

[34]. Khetselius O. Y., Gurnitskaya E. P., Sensing the electric and magnetic moments of a nucleus in the N-like ion of Bi. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn*. -**2006**, N3, 35-39.

Стаття надійшла до редакції 05.12.2019 р.

PACS 31.15.A-; 32.30.-r UDC 184.182

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198923>

THEORETICAL AUGER SPECTROSCOPY OF SOLIDS: CALCULATION OF ENERGY PARAMETERS

A. V. Glushkov, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, A. S. Chernyshev, E. A. Efimova
Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: glushkovav@gmail.com

Summary

The Auger electron spectroscopy is an effective method to study the chemical composition of solid surfaces and near-surface layers. Sensing the Auger spectra in atomic systems and solids gives the important data for the whole number of scientific and technological applications. When considering the method principles, the main attention is given as a rule to the models for drawing chemical information from the Auger spectra and to the surface composition determination methods by the Auger spectrum decoding. It is just the two-step model that is used most widely when calculating the Auger decay characteristics. The relaxation processes due to Coulomb interaction between electrons and resulting in the electron distribution in the vacancy field have no time to be over prior to the transition. In this paper the combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth order density functional approximation is applied to determination of the energy and spectral parameters of the Auger decay for the Na, Si, Ge, Ag solids. The results are compared with reported experimental results as well as with those obtained by alternative theoretical schemes. The important point is linked with an accurate accounting for the complex exchange-correlation (polarization) effect contributions and using the optimized one-quasiparticle representation in the relativistic many-body perturbation theory zeroth approximation, which significantly affects the agreement of theory and experiment.

Keywords: relativistic theory, Auger spectroscopy, solids

PACS 31.15.A-; 32.30.-r УДК 184.182

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198923>

ТЕОРЕТИЧНА ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА: РОЗРАХУНОК ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ

О. В. Глушков, В. В. Буйаджи, А. В. Цудик, О. С. Чернишев, Е. О. Єфімова
Одеський державний екологічний університет, Львівська 15, Одеса, 65016
E-mail: glushkovav@gmail.com

Реферат

Електронна Оже-спектроскопія є ефективним методом вивчення хімічного складу твердих поверхонь і приповерхневих шарів. Вивчення спектрів Оже в атомних, молекулярних системах і твердих тілах дає важливі дані для багаточисленних науково-технічних застосувань. Як правило,

головна увага приділяється моделям обчислення Оже-спектрів та отриманню інформації про основні енергетичні та спектральні параметри, а також визначенню складу поверхні на основі розшифровки Оже-спектрів. В даній роботі комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська багаточастинкова теорія збурень з нульовим наближенням функціонала густини застосовуються для визначення енергетичних і спектральних параметрів Оже-процесу в твердотільних Na, Si, Ge, Ag. Результати порівнюються з узагальненими експериментальними результатами, а також з результатами, отриманими на основі альтернативних теоретичних методів. Важливий момент пов'язаний з коректним урахуванням внесків складних багаточастинкових обмінно-кореляційних ефектів та використанням оптимізованого одночастинкового уявлення в нульовому наближенні релятивістської багаточастинкової теорії збурень, що суттєво впливає на згоду теорії та експерименту.

Ключові слова: релятивістська теорія, Оже-спектроскопія, тверде тіло

СЕНСОРИ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

PHYSICAL SENSORS

УДК 621.382

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198924>

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова

e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх

Анотація. Напівпровідникові магніточутливі транзисторні структури (МТС), як показали дослідження, можуть бути основою ефективних сенсорів магнітного поля, а також сенсорів інших фізичних величин. Однак практичне застосування таких сенсорів вимагає для забезпечення високих метрологічних характеристик дослідження впливу дестабілізуючих чинників на самі МТС. В числі основних таких чинників є температура. Дослідженню впливу на основні характеристики МТС температури зовнішнього середовища і присвячена дана робота.

Аналізуються механізми впливу температури на МТС, залежність їх характеристик, зокрема перетворювальних параметрів з позицій можливого використання в сенсорах.

Ключові слова: магніточутливі транзисторні структури, напівпровідник, температура, магнітне поле, сенсори

TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETIC SENSITIVE TRANSISTOR STRUCTURES PARAMETERS

М. А. Glauberman, Ya. I. Lepikh

Abstract. Studies have shown that semiconductor magnetically sensitive transistor structures (MTS) can be the basis of effective magnetic field sensors, as well as sensors of the other physical quantities. However, such sensors practical application requires investigation of the destabilizing

factors influence on the MTS themselves to ensure high metrological characteristics. Temperature is among these main factors. The study of the environment temperature influence on the main MTS characteristics is the subject of this work.

The mechanisms of the temperature influence on the MTS, their characteristics dependences, in particular, the conversion parameters from the point of view of possible use in sensors, are analyzed.

Keywords: magnetosensitive transistor structures, semiconductor, temperature, magnetic field, sensors

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. И. Лепих

Анотация. Полупроводниковые магниточувствительные транзисторные структуры (МТС), как показали исследования, могут быть основой эффективных сенсоров магнитного поля, а также сенсоров других физических величин. Однако практическое применение таких сенсоров требует для обеспечения высоких метрологических характеристик исследования влияния дестабилизирующих факторов на сами МТС. В числе таких основных факторов является температура. Исследованию влияния на основные характеристики МТС температуры внешней среды и посвящена данная работа.

Анализируются механизмы влияния температуры на МТС, зависимость их характеристик, в частности преобразовательных параметров с позиций возможного использования в сенсорах.

Ключевые слова: магниточувствительные транзисторные структуры, полупроводник, температура, магнитное поле, сенсоры

Вступ

Як відомо, магніточутливі транзисторні структури (МТС), можуть використовуватися як основа для створення сенсорів магнітного поля. Водночас відомо, що характеристики таких сенсорів значною мірою залежать від дестабілізуючого впливу на МТС зовнішніх чинників, а також від їх конструктивно-технологічних рішень [1-3]. Найбільш вагомим впливом на характеристики МТС і, відповідно, на характеристики сенсорів є температура. Вплив її настільки помітний, що залежність параметрів МТС від неї можуть бути використаними для сенсорів інших фізичних величин. Дослідженню впливу температури на характеристики МТС присвячено ряд робіт [4-8]. Однак вони носять несистемний характер і різняться певними відмінностями результатів і не завжди мають достатнє порівняння з теорією і

пояснення природи та механізмів температурного впливу. В даній роботі ставиться задача послідовного і системного вивчення означених питань з метою більш повного знання про вплив температури на характеристики МТС.

Основні електрофізичні параметри (ЕФП) МТС можна представити функціями виду

$$\alpha = f[\theta, (b/L)^2, g(a/E_0, T)]; \quad (1)$$

$$S_R = \psi[\theta, b, \mu, \tau, E_0, T]. \quad (2)$$

Серед визначальних величин в записаних виразах можна виділити принципово незмінні в часі (α, b, θ) і здатні до такої зміни під дією зовнішніх чинників (E_0, μ, τ, T).

Головний інтерес представляє неконтрольований вплив зовнішніх чинників, оскільки обумовлена ними нестабільність параметрів МТС обмежує можливості підвищення роздільної здатності по магнітному полю. У той же час

видається цілком обґрунтованою можливість використання цілеспрямованого контрольованого впливу цих факторів як засобу поліпшення параметрів структур.

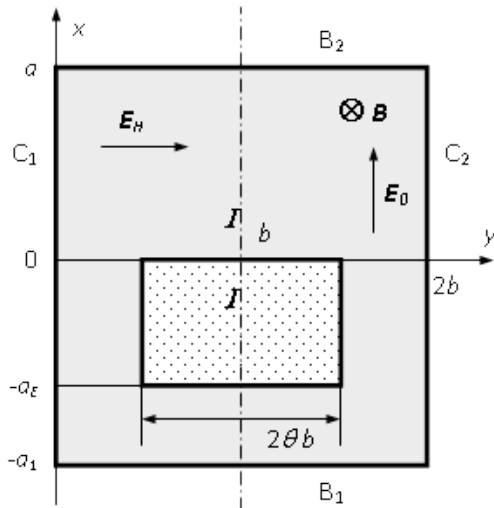


Рис. 1. Модель МТС з обмеженою базою

Найважливішим дестабілізуючим зовнішнім фактором є температура. Інші можливі зовнішні впливи на напівпровідникові структури прийнято поділяти на два класи: ті, що викликають накопичення і негайну відповідну реакцію. Впливи першої групи обумовлені атмосферними факторами (вологість, тиск, пил та ін.) і особливих проблем не викликають, оскільки звичайна герметизація структур дозволяє практично повністю від них позбутися. Виняток при цьому становить радіація як причина дефектоутворення в структурах і температура.

Таким чином, температура і радіаційне випромінювання виявляються найбільш важливими зовнішніми факторами. Їх значимість визначається не тільки ефективністю впливу на параметри матеріалу (а для температури - ще й безпосереднім впливом на характер переносу носіїв заряду), але й відсутністю дієвих засобів їх ослаблення (очевидно, що системи термостатування і радіаційні екрани не можуть вважатися практично прийнятними для виробів мікроелектроніки).

Залежність параметрів МТС від електричного режиму, що визначається сукупністю контрольованих зовнішніх впливів (зміни напруженості прискорюючого поля і струму емі-

тера), представляє самостійний інтерес. Ця залежність, з одного боку, відкриває можливість ослаблення небажаних неконтрольованих впливів схемотехнічними засобами за рахунок введення зворотних зв'язків і різного роду електронних систем компенсації, а з іншого - може радикально впливати на сам характер функціонування МТС. Наприклад, при певних умовах в дрейфовому МТС (ДМТС) можуть виникати автоколивання як в звичайному двобазовому діоді.

Тому задача дослідження впливу температури на параметри МТС, якій присвячена дана робота, представляється актуальною.

Температурна залежність перетворювальних параметрів МТС

При розгляді температурної залежності коефіцієнта передачі сигналу слід, строго кажучи, мати на увазі залежність

$$\alpha = v(T) * \alpha'[\theta, (b/L)^2, g(a/E_0, T)], \quad (3)$$

де v - коефіцієнт інжекції емітерного переходу (ефективність емітера);

α' - коефіцієнт перенесення заряду. Тому перш за все розглянемо питання про залежність $v(T)$.

Для одновимірного лінійного транзистора з довжиною бази W має місце [9]

$$v = \left[1 + \frac{c_{mnE} D_E L_B}{c_{mnB} D_B L_E} \hbar \left(\frac{W}{L_B} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

де значення концентрацій - рівноважні, а індекси B і E відносять параметри відповідно до бази і емітера. Після переходу до концентрацій основних носіїв виразу (4) можна надати вигляду [10]

$$v = \left[1 + \frac{\rho_E \hbar}{\rho_B} \left(\frac{W}{L_B} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

У випадку звичайного (підсилюючого) біполярного транзистора, як правило, справедли-

во $W \ll L_B \Rightarrow th(W/L_B) \ll 1$, тому, навіть при $p_E \approx p_B$, досить обґрунтовано приймається $v \approx 1 = \text{const}(T)$. У нас же перша умова може не виконуватися. Справді, маючи відповідно до

$$W(u, B) = u \sqrt{1 + \left(\frac{\eta u}{L}\right)^2 \left(1 + \mu_{mn}^* B \eta u / L\right)^2} \approx \frac{\eta u^2}{L} \left(1 + \mu_{mn}^* B \eta u / L\right)$$

буде $W \approx \eta b^2 / L_B$. Для оптимального значення b згідно [11] $2b \approx (4...5) L$ отримуємо $W/L_B \approx 6\eta$. Оскільки η значно більше одиниці, це дає $th(W/L_B) \approx 1$, і умова $\rho_E \ll \rho_B$ залишається єдиним фактором незалежності v від температури. Однак, оскільки воно на практиці зазвичай виконується, то цілком справедливо вважати $\alpha = \alpha'$.

Нами були отримані експериментальні температурні залежності коефіцієнта передачі струму ДМТС, які порівнювалися з розрахованими відповідно до моделі еквівалентного лінійного транзистора для структур, виготовлених на основі n -Si з питомим опором близько 100 - 200 Ом*см за стандартною планарною технологією. На рис. 2 представлені температурні залежності коефіцієнта α в фіксованому магнітному полі. Виміри проводилися при постійному струмі через електрод B_2 , так що напруга між B_1 і B_2 , а з ним - і E_0 , змінювалися з температурою по закону зміни опору бази: $E_0 \propto 1 / \mu(T)$. Зі зниженням температури від кімнатної до азотної спостерігається зростання α з температурним коефіцієнтом $\lambda = 0,05 \div 0,15\% \text{ K}^{-1}$. Настільки значна температурна залежність α свідчить про те, що визначальним фактором в даному випадку є зміна під дією температури рухливості, а не часу життя (як у підсилюючих транзисторах з тонкою базою).

Теоретичні криві розраховувалися за формулою

$$\alpha_0 = \frac{1}{\theta} \left(\frac{L}{b}\right) \sqrt{\frac{\pi}{2}} * \left[\Phi\left(\frac{b-y_0}{L}\right) - \Phi\left((1-\theta)*\frac{b}{L}\right) \right]. \quad (6)$$

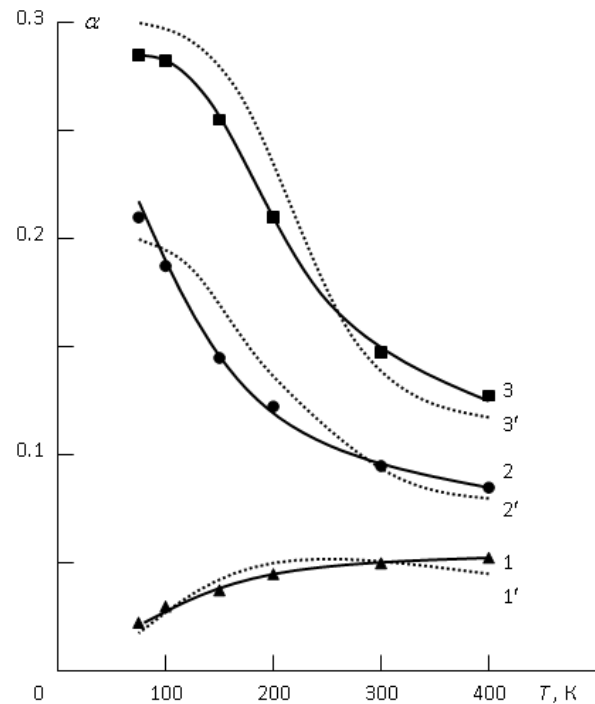


Рис. 2. Температурні залежності коефіцієнта передачі струму ДМТС в магнітному полі. (1, 2, 3 - експериментальні криві, 1', 2', 3' - теоретичні. 1, 1' - $B = 0.2$ Тл; 2, 2' - $B = 0$; 3, 3' - $B = 0.2$ Тл)

Температурна залежність прискорюваного поля враховувалася відповідно до визначення величини $y_a = b - \sqrt{2a\phi_T / E_0}$. Для рухливості приймалося $\mu(T) = \mu(T_0) * (T/T_0)^{-2.42}$; $\mu(293) = 500 \text{ cm}^2 / (\text{V}\cdot\text{s})$. Час життя дірок при кімнатній температурі визначалося виміром $\tau_0 = \tau(293) \approx 3.76 \text{ мкс}$, а його залежність від температури враховувалася відомим співвідношенням

$$\tau(T) = \tau_0 \frac{n_0 + n_t}{n_0 + p_0} \quad (7)$$

в припущенні $p_0 \ll n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Для величини n_t в (7) енергетична відстань від пастки до рівня Фермі при температурі 0 К приймалося рівним 0.05 еВ, а температурний хід цього рівня враховувався як

$$\phi_F(T) = \phi_F(0) - 9*10^{-4} T (\text{eV}),$$

що наближено узгоджується з [9].

Гарне, як видно з рис.2, узгодження тео-

ретичних результатів з експериментальними вказує на прийнятність моделі еквівалентного лінійного транзистора для практичного використання при аналізі температурних залежностей електрофізичних параметрів ДМТС. Зменшення коефіцієнта передачі з ростом температури свідчить про те, що його температурна залежність обумовлена в нашому випадку рухливістю, а не часом життя.

Нами проведено чисельний розрахунок залежності від магнітного поля різниці колекторних струмів ДМТС, виготовлених на основі *n*-кремнію з питомим опором $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, в діапазоні температур 173-333 К на основі рішення еліптичного рівняння безперервності. Експериментальний температурний коефіцієнт різниці колекторних струмів при $B = 0.1 \text{ Тл}$ в області позитивних температур становив $0,39\% \text{ K}^{-1}$, а з пониженням температури в діапазоні 173 - 300 К зростав до $1,07\% \text{ K}^{-1}$. Внаслідок більш значного зростання рухливості в високоомному кремнії з пониженням температури, ніж зменшення при її підвищенні, як експериментальний, так і теоретичний температурні коефіцієнти в останньому випадку мають менше значення. Крім того, з пониженням температури збільшується кут Холла, і повний перерозподіл інжектованих носіїв заряду між колекторами відбувається для менших значень магнітного поля, ніж для високих температур.

Оскільки високим температурам відповідає менший кут Холла, то насичення залежності вихідного сигналу від магнітного поля відповідає більше значення B . Отже, з ростом магнітного поля як розрахункові, так і експериментальні температурні коефіцієнти в діапазоні 173 - 300 К зменшуються, а для інтервалу 300 - 333 К - збільшуються (рис. 3).

Максимальні ж перерозподіли потоку інжектованих носіїв заряду зі зміною температури зміщуються вздовж колекторних переходів в залежності від зміни кута відхилення носіїв заряду в магнітному полі зі зміною рухливості в температурному інтервалі 173 - 333 К (рис. 4). Найбільше значення максимальних перерозподілів відповідає низьким температурам. Отримані результати вказують на перевагу протяжних колекторів перед квазіточечними [12].

Нами досліджувався вплив температури на вихідні характеристики ДМТС в залежності від властивостей матеріалу, з якого виготовлена структура (рис. 5). Зразки ДМТС, виготовлені з високоомного кремнію з $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (рис. 5, крива 1) мають високу магніточутливість, але мають високий температурний коефіцієнт вихідного сигналу ($\lambda = 1.58\% / \text{K}$) в порівнянні зі структурами, виготовленими на низькоомному кремнії при однакових режимах роботи. Температурний коефіцієнт ДМТС, виготовлених з низькоомного ($\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) монокристалічного кремнію відповідає $\lambda = 0.4\% / \text{K}$ (крива 2, рис. 5), а для ДМТ, виготовлених на епітаксильній плівці з $\rho = 3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, отримано $\lambda = 0.23\% / \text{K}$ (крива 3 на рис. 5). Магніточутливість ДМТС, виготовлених на епітаксильному *n*-кремнії у 1.5 рази вище, ніж на монокристалі, а температурний коефіцієнт вихідного сигналу в 1.75 рази менше.

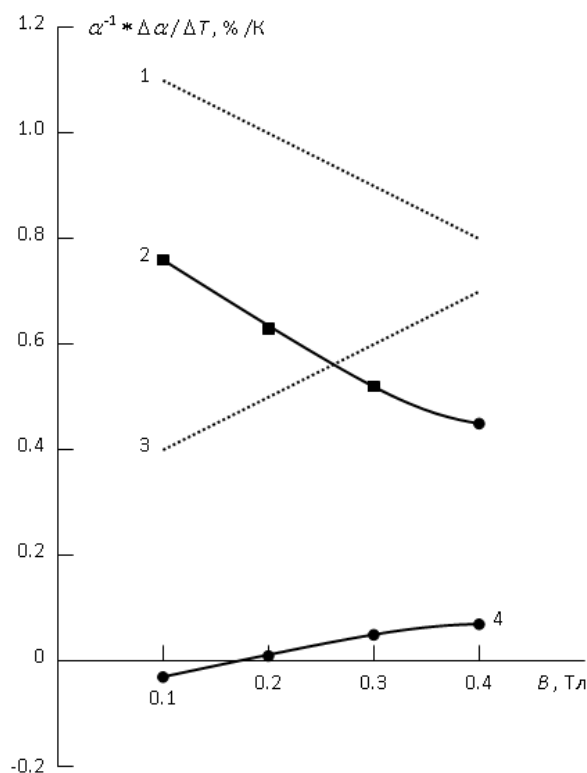


Рис. 3. Залежність температурного коефіцієнта колекторних струмів ДМТС від магнітного поля: (1, 2 - $T = 173 \text{ К}$; 3, 4 - $T = 333 \text{ К}$ (1, 3 – розрахункові, 2, 4 - експериментальні криві)

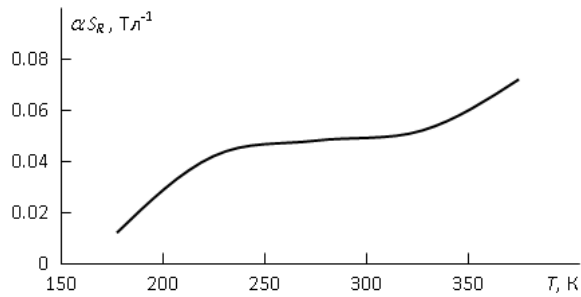


Рис. 4. Розрахункова залежність координати ділянки максимальної магніточутливості від температури

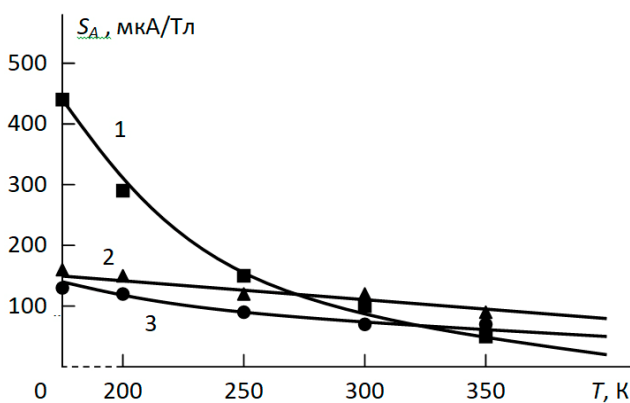


Рис. 5. Залежність магніточутливості ДМТС від температури для різних матеріалів
1 – високоомний кремній, 2 – низькоомний кремній, 3 епітаксіальна плівка

Природа і температурна залежність залишкового сигналу дрейфових МТС

Нами проведено дослідження [13] можливих причин виникнення і характеру температурної залежності залишкового сигналу (ЗС) ДМТС. Як видно з (1), для величини ЗС, віднесеної до струму емітера, справедливо

$$\Delta\alpha \equiv \alpha_1 - \alpha_2 = f[\theta, (b_1 / L_1)^2, g(\alpha_1 / E_{01}, T)] - f[\theta, (b_2 / L_2)^2, g(\alpha_2 / E_{02}, T)], \quad (7)$$

де індекси 1 і 2 відносять параметри до різних половин бази відносно осі симетрії, причому, явний вигляд функції g є

$$g(\alpha / E_0, T) = \alpha \varphi_T / (L_2 E_0) = q. \quad (8)$$

Таким чином, ЗС може виникнути з наступних причин:

- геометрична асиметрія - різновіддаленість емітера від колекторів ($b_1 \neq b_2$);
- неоднорідність матеріалу бази ($L_1 \neq L_2$);
- комбінована геометрична і електрична асиметрія - поєднання неоднорідності електричного поля і відмінності довжин колекторів ($a_1 / E_{01} \neq a_2 / E_{02}$).

У загальному випадку вплив геометричної асиметрії на величину ЗС може бути легко визначено розв'язком параболічного рівняння безперервності

$$L^2 \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \mp 2\eta L \frac{\partial C}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial C}{\partial y} - C = 0 \quad (9)$$

з такими ж граничними умовами $C(x, 0) = C(x, 2b) = 0$ і початковою умовою, що враховує зміщення емітера відносно осі симетрії структури на величину s . Тоді для відносного зміщення $h = s / b$ замість

$$C(0, y) = \begin{cases} 0, & y < (1-\theta)b \\ C_0 \exp\left[\frac{E_H(y-b)}{\varphi_T}\right], & (1-\theta)b \leq y \leq (1+\theta)b \\ 0, & (1+\theta)b < y \end{cases} \quad (10)$$

у відсутності магнітного поля можна записати

$$C(0, y) = \begin{cases} 0, & y < (1+h-\theta)b \\ C_0, & (1+h-\theta)b \leq y \leq (1+h+\theta)b \\ 0, & (1+h+\theta)b < y, \end{cases} \quad (11)$$

Розв'язуючи поставлену в такий спосіб задачу, отримуємо:

$$\alpha(h) = \frac{L^2}{\theta b^2} \sum_{k=0}^{\infty} \sin(c_k \theta) \sin[c_k(1+h)] \frac{1 - \exp\left[-\left(c_k^2 + \frac{b^2}{L^2}\right) \frac{a\varphi_T}{b^2 E_0}\right]}{(c_k L / b)^2 + 1}. \quad (12)$$

Очевидно, що критерій

$$R_K < \frac{b}{\pi L} \operatorname{arctg} \left[\frac{b}{\pi L \left(\frac{1}{2} + K\right)} \right]$$

зберігає силу і в даному випадку. Визначаючи тепер ЗС як

$$\Delta\alpha \equiv \alpha(h) - \alpha(0) \quad (13)$$

для еквівалентного магнітного поля маємо

$$B_{eq} = \frac{1}{S_R} \left| \frac{\alpha(h)}{\alpha(0)} - 1 \right|. \quad (14)$$

Чисельна оцінка згідно (14) на основі (12) показала, що при значеннях h порядку 10^{-2} величина індукції еквівалентного поля становить сотні Гс. Такі ж величини B_{eq} виходять в експерименті для нерозбракованих зразків структур з міжколекторною відстанню порядку десятків мікрон. Отже, геометрична асиметрія може розглядатися як важлива причина залишкового сигналу.

В принципі, (12) може бути використано і для визначення температурної залежності ЗС. Однак труднощі, пов'язані з визначенням відмінності між L_1 і L_2 , не дозволяють використовувати цю можливість на практиці в разі неоднорідної бази і змушують шукати інші можливості.

Розглянемо випадок великої протяжності колекторів $a \approx E_0 L^2 / \varphi_T = 2 \eta L$, який є оптимальним в сенсі отримання високої магніточутливості. При цьому механізм відхилення проявляється у вигляді ефекту модуляції ефективної довжини бази, і залежність α (а значить і $\Delta\alpha$) від величини q виявляється незначною. Отже, незначною виявляється і залежність від a і E_0 , тобто від третьої з перерахованих вище можливих причин виникнення ЗС, так що інтерес тепер представляє лише залежність ЗС від величин θ і b/L . Характер такої залежності наступний.

Для $b/L \ll 1$ виявляється справедливим вираз

$$\alpha(B) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{b}{L}\right) * \left[\frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right) P_2(\theta) + \frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right)^2 P_3(\theta) \eta \mu_{eff}^* B + \theta \eta \mu_{mj}^* B \right] \right\} \quad (15)$$

яка набуває в разі $B = 0$ вигляду

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right)^2 P_2(\theta) \right], \quad (16)$$

де, як і вище, $P_2(\theta) = \frac{1}{3} \theta^2 - \theta + 1$.

Очевидно, що для врахування малої геометричній асиметрії замість зсуву емітера відповідно до (9) можна розглядати зміщення одного з колекторів уздовж осі ОУ на деяку відстань Δb . Тоді, вважаючи $L = (L_1 + L_2) / 2$, маємо для ЗС, обумовленого відповідно асиметрією і неоднорідністю:

$$\Delta_b \alpha \approx \frac{\partial \alpha}{\partial b} \Delta b = (1 - 2\alpha) \frac{\Delta b}{b}; \quad (17)$$

$$\Delta_L \alpha \approx \frac{\partial \alpha}{\partial L} \Delta L = (1 - 2\alpha) \frac{\Delta L}{L}, \quad (18)$$

де $\Delta L = L_1 - L_2$.

Видно, що в першому випадку температурна залежність ЗС визначається залежністю $\alpha(T)$, в другому - також і залежністю від температури співвідношенням $\Delta L/L$. Останнє важко піддається оцінці, але, нехтуючи в залежності $\mathcal{L}(T) = \sqrt{\mu(T) \varphi_T \tau(T)}$ змінами часу життя τ , які, дають незначний вклад в залежність $\alpha(T)$, і враховуючи, що температурна залежність добутку $\mu \varphi_T$ має степений вигляд, в першому наближенні, вважаючи показники ступеня рівними для обох половин бази ДМТС можна вважати $\Delta L/L = \text{const}(T)$, що впливає в цьому випадку з (17) співвідношення

$$\frac{\Delta \alpha}{1 - 2\alpha} = \frac{I_{C1} - I_{C2}}{I_E - (I_{C1} + I_{C2})} = \text{const}(T), \quad (19)$$

добре підтверджується експериментом (принаймні, в стандартному для кремнієвих датчиків діапазоні температур – 40...100°C), може бути використано на практиці для температурної компенсації ЗС. Таким чином, характер температурної залежності ЗС виявляється однаковим для обох випадків виникнення цього сигналу і визначається температурною залежністю α :

$$\Delta_p \alpha \approx (1 - 2\alpha) \frac{\Delta p}{p}, \quad (20)$$

де p - фактор, з яким зв'язується наявність виникнення ЗС (b або L).

$$\text{Використовуючи } B_{eq} = \frac{\Delta I_0}{S_A} = I_E^{-1} \frac{\Delta \alpha}{\alpha S_R} \text{ і } (20)$$

і приймаючи $S_R = S_{RD} / 2$ згідно з

$$S_{RD} = 2\mu_{eff}^* \eta \frac{b}{L}, \text{ отримуємо:}$$

$$B_{eq} = \frac{1}{\eta\mu_{eff}^*} * \frac{1}{\frac{2}{P_2(\theta)} * \frac{L}{b} - \frac{b}{L}} * \frac{\Delta p}{p}. \quad (21)$$

З аналізу (21) видно, що при заданому відносному значенні збурюючого фактора $\Delta p/p$ величина B_{eq} монотонно зростає з ростом b і θ (з огляду на монотонне зниження P_2) і зменшується з ростом L , звідки впливають відповідні додаткові умови щодо оптимізації конструкційно-технологічних параметрів дрейфових МТС в сенсі підвищення розподільної здатності по магнітному полю. Одночасно тим самим підтверджується правомірність на початку прийнятого наближення $b/L \ll 1$.

Висновки

Результати досліджень показали, що для практичного аналізу температурних залежностей електрофізичних параметрів ДМТС цілком прийнятною є модель еквівалентного лінійного транзистора.

Вихідні характеристики ДМТС визначаються властивостями матеріалів, з яких виготовлена структура. Зокрема високоомний кремній має високу магніточутливість, але і високий температурний коефіцієнт вихідного сигналу в порівнянні зі зразками з низькоомного кремнію.

Список використаної літератури

- [1]. Ya. I. Lepikh, V. A. Smyntyna, V. F. Machulin. Investigations and achievements in sensorics area in 2008-//Sensor electronics and microsystem technologies. - 2009. -№ 3. -P. 5-9.
- [2]. Lepikh Ya. I., Dziadevych S. V., Druzhynyn A. O. та in. Stvorennia mikroelektronnykh datchykv novoho pokolinnia dlia intelektualnykh system-//Monohraf. za redakts. Ya. I. Lepikh. - Odesa. -Astroprynt. - 2010. -289 s.
- [3]. Lepikh, Ya., Machulin V., Lytovchenko V. та in. Sensoryka – perspektyvnyi napriam rozvytku suchasnykh intelektualnykh informatsiynykh system-//Visnyk NAN Ukrainy, 2010, No 11. - S. 27-29.
- [4]. Kozlovskij S. I. Kremnievyj dvukhkolekturnyj n-p-n tenzotranzistor s uskoryayushchim elektricheskim polem v baze // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. - 1995. - T. 29, No. 10. - S. 1783-1789.
- [5]. An Investigation of the Temperature Dependence of the Residual Signal of Dual-Collector Magnetotransistors / M. Glauberman, N. Kanishcheva, V. Kozel, I. Vikulin, V. Yegorov // Workshop "Sensors Springtime in Odessa", Techn. Dig. - Odesa, 1999. - P. 59-60.
- [6]. M. A. Glauberman, V. V. Egorov, N. A. Kanishcheva, V. V. Kozel, L. YU. Stankova. Vliyanie vneshnikh faktorov na parametry magnitotranzistornykh struktur // Foelektronika (Odesa). - 2000. - No. 9. - C. 79-85.
- [7]. Druzhynin A. O., Ostrovkyi O. P., Liakh N. S. Mahnitoopir nytkopodibnykh kristaliv Ge-Si // Fizyka i Khimiia tverdoho tila. - 2003. -T. 4, No 3. - S. 485-490.
- [8]. Patent na korysnu model No22368, Ukraina MPK G01K 7/00. Chutlyvyi element mikroelektronnoho termorezystyvnoho sensora dlia vymiruvannia kriohennykh temperatur v sylnykh mahnitnykh poliakh / Druzhynin A. O., Mariamova I. Y., Kohut I. T., Khoverko Yu. M.; Natsionalnyi universytet «Lvivska politekhnika» – No u200611374; Zaiavl. 30. 10. 2006;\$ Opubl. 25. 04. 2007, Biul. No 5. -3 s.
- [9]. Zi S. Fizika poluprovodnikovykh priborov. Per. s angl. / Pod red. R. A. Surisa. - M.: Mir, 1984. - T. 1, 456 s.

[10]. Stepanenko I. P. Osnovy teorii tranzistorov i tranzistornykh skhem. Izd. 4-e. - M.: Energiya, 1977. - 671 s.

[11]. Polyakova A. L. Deformaciya poluprovodnikov i poluprovodnikovyykh priborov. M.: Energiya, 1979. - 168 s.

[12]. G. G. Babichev, V. N. Guz', I. P. ZHad'ko, S. I. Kozlovskij, V. A. Romanov. Issledovanie bipolyarnogo dvukhkollektornogo tenzotranzistora

s uskoryayushchim elektricheskim polem

[13] Glauberman M., V.V.Egorov, V.V.Kozel. O edinom fizicheskom i modelnom predstavlenii magnitochuvstvitelnykh svoystv bipolyarnykh tranzistornykh struktur // Izvestiya vuzov. Fizika. - 2009. - No.1. - S. 58-66.

Стаття надійшла до редакції 11.03.2020 р.

UDC 621.382

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198924>

TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETIC SENSITIVE TRANSISTOR STRUCTURES PARAMETERS

M. A. Glauberman, Ya. I. Lepikh

Odesa I. I. Mechnikov National University

Dvoryans'ka str., 2, Odesa, 65082

Summary

Semiconductor magnetosensitive transistor structures (MTS), as investigations have shown can be the basis of effective magnetic field sensors, as well as sensors of other physical quantities. However, the practical such sensors application requires high metrological characteristics to investigate the effect of destabilizing factors on the MTS itself. Among the basic these factors is temperature. Its influence is so noticeable that the dependence of the MTS parameters on it can be used for sensors of other physical quantities. A number of papers have been devoted to the study of the temperature influence on the MTS characteristics. However, they are non-systemic in nature and differ in the results, and do not always have sufficient comparisons with the theory and explanation of the nature and mechanisms of temperature influence. This paper sets out the task of a consistent and systematic these problems study in order to obtain stronger knowledge of the temperature effect on the MTS characteristics.

The experimental and theoretical temperature dependences of the drift MTS (DMTS) current transmission coefficients in the magnetic field, the coordinate of the maximum mangitosensitivity site dependence on temperature, and the dependence of the DMTS mangitosensitivity on temperature for different materials are given.

The mechanisms of the temperature influence on the MTS, their characteristics dependences, in particular, the conversion parameters from the point of view of possible use in sensors, are analyzed.

Keywords: magnetosensitive transistor structures, semiconductor, temperature, magnetic field, sensors

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова,
вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082

Реферат

Напівпровідникові магніточутливі транзисторні структури (МТС), як показали дослідження, можуть бути основою ефективних сенсорів магнітного поля, а також сенсорами інших фізичних величин. Однак практичне застосування таких сенсорів вимагає для забезпечення високих метрологічних характеристик дослідження впливу дестабілізуючих чинників на самі МТС. В числі основних таких чинників є температура. Вплив її настільки помітний, що залежність параметрів МТС від неї можуть бути використаними для сенсорів інших фізичних величин.

Дослідженню впливу температури на характеристики МТС присвячено ряд робіт. Однак вони носять несистемний характер і різняться певними відмінностями результатів і не завжди мають достатнє порівняння з теорією і пояснення природи та механізмів температурного впливу. В даній роботі ставиться задача послідовного і системного вивчення означених питань з метою більш повного знання про вплив температури на характеристики МТС.

Наводяться температурні експериментальні і теоретичні залежності коефіцієнтів передачі струму в дрейфових МТС (ДМТС) в магнітному полі, залежність координати ділянки максимальної магніточутливості від температури та залежність магніточутливості ДМТС від температури для фізичних матеріалів.

Аналізуються механізми впливу температури на МТС, залежність їх характеристик, зокрема перетворювальних параметрів з позицій можливого використання в сенсорах.

Ключові слова: магніточутливі транзисторні структури, напівпровідник, температура, магнітне поле, сенсори

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

PACS 07.07.Df, 33.20.-t UDC 184.192

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198925>

SENSING COOPERATIVE ELECTRON-GAMMA-NUCLEAR EFFECT IN MULTIATOMIC MOLECULES AND ITS APPLICATION

A. V. Ignatenko, A. V. Glushkov, O. Yu. Khetselius, Yu. Ya. Bunyakova, A. A. Svinarenko
Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: ignatenkoav13@gmail.com

SENSING COOPERATIVE ELECTRON-GAMMA-NUCLEAR EFFECT IN MULTIATOMIC MOLECULES AND ITS APPLICATION

A. V. Ignatenko, A. V. Glushkov, O. Yu. Khetselius, Yu. Ya. Bunyakova, A. A. Svinarenko

Abstract. Nowadays, the cooperative spectral effects for polyatomic molecules in the external field of laser radiation are of great interest for sensor and quantum electronics, molecular spectroscopy. When a nucleus in a molecule absorbs or emits a photon, then it is possible changing the electron, vibrational and rotational energy of the molecule, and then the so-called cooperative electron-vibrational-rotational-nuclear transitions take place. The spectrum of a molecule contains a set of electron-vibrational-rotational-nuclear satellites, the appearance of which is caused by a change in the state of a molecular system interacting with a photon. This paper presents the first quantitative data on the probability of vibrational -nuclear transitions in the case of the radiation spectrum and absorption of the ^{186}Re nucleus ($E = 186.7 \text{ keV}$) in the ReO_4 molecule. It seems that the cooperative electron-gamma-nuclear effect in the spectra of polyatomic molecules can be used as a basis for the creation of new techniques and practical implementations of molecular sensors.

Keywords: sensor, multiatomic molecules, electron-gamma-nuclear effect

ДЕТЕКТУВАННЯ КООПЕРАТИВНОГО ЕЛЕКТРОН-ГАММА-ЯДЕРНОГО ЕФЕКТУ ДЛЯ БАГАТОАТОМНИХ МОЛЕКУЛ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ

Г. В. Ігнатенко, О. В. Глушков, О. Ю. Хецеліус, Ю. Я. Бунякова, А. А. Свинаренко

Анотація. За теперішнього часу величезний інтерес для сенсорної та квантової електроніки, молекулярної спектроскопії тощо викликає вивчення кооперативних спектральних ефектів в багатоатомних молекулах у зовнішньому полі лазерного випромінювання. Коли ядро в молекулі поглинає або випромінює фотон, то є можливим змінення електронної, коливальної та обертальної енергії молекули, і далі мають місце так звані кооперативні електронно-коливально-обертально-ядерні переходи. Спектр молекули містить набір електрон-коливально-обертально-ядерних супутників, поява яких зумовлена зміненням стану молекулярної системи, що взаємодіє з фотоном. В даній роботі представлені перші кількісні дані щодо ймовірностей коливально-ядерних переходів у випадку спектру випромінювання та поглинання ядра ^{186}Re ($E = 186.7$ кеВ) у молекулі ReO_4 . Представляється, що кооперативний електрон-гамма-ядерний ефект у спектрах багатоатомних молекул може бути використаний як основа для створення нових методик та практичних реалізацій молекулярних сенсорів.

Ключові слова: сенсор, багатоатомні молекули, електрон-гамма-ядерний ефект

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КООПЕРАТИВНОГО ЭЛЕКТРОН-ГАММА-ЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

А. В. Ігнатенко, А. В. Глушков, О. Ю. Хецеліус, Ю. Я. Бунякова, А. А. Свинаренко

Аннотация. В настоящее время огромный интерес для сенсорной и квантовой электроники, молекулярной спектроскопии и т.д. вызывает изучение кооперативных спектральных эффектов в многоатомных молекулах во внешнем поле лазерного излучения. Когда ядро в молекуле поглощает или излучает фотон, то становится возможным изменение электронной, колебательной и вращательной энергии молекулы, и дальше имеют место так называемые кооперативные электронно-колебательно-вращательно-ядерные переходы. Спектр молекулы содержит набор электрон-колебательно-вращательно-ядерных спутников, появление которых обусловлено изменением состояния молекулярной системы, взаимодействующей с фотоном. В данной работе представлены первые количественные данные о вероятностях колебательно-ядерных переходов в спектре излучения и поглощения ядра ^{186}Re ($E = 186.7$ кэВ) в молекуле ReO_4 . Представляется, что кооперативный электрон-гамма-ядерный эффект в спектрах многоатомных молекул может быть использован как основа для создания новых методик и практических реализаций молекулярных сенсоров.

Ключевые слова: сенсор, многоатомные молекулы, электронно-гамма-ядерный эффект

1. Introduction

Currently, one of the promising areas of a sensor electronics, atomic, nuclear and molecular spectroscopy and physics is creating atomic/molecular sensors to detect different compounds or phenomena. There are various types of molecular sensors, and, as a rule, the principles of their work are based on certain physical or chemical properties and phenomena (c.g., [1-20]). Being investigated the possibility of creating a molecular sensor of the concept of "electronic nose" – type analyzer vapor substances in the air is based on organic sensory polymer composites. A great interest attracts study of the cooperative molecular spectral effects for multiatomic molecules in an external laser radiation field [21-31]. Really, any alteration of the molecular state must be manifested in the quantum transitions, for example, in a spectrum of the γ -radiation of a nucleus of some molecular system. When the nucleus in the molecule absorbs or emits a photon, then it is possible changing the electronic, vibrational and rotational energy of the molecule, and therefore electronic-vibrational-rotational-nuclear transitions occur. Of course, the intensity of additional satellites is determined by the probability of such composite transitions for the core in a molecule" system. By changing the population of excited states of an atom or molecule by laser radiation, it is possible, firstly, to control the intensity of cooperative transitions and, secondly, to create new transitions that are shifted to the long-wavelength side relative to the absorption line and to the short-wavelength side relative to the gamma-emission line. In fact it is possible to transfer a part of the nuclear energy to an atom or molecule under radiating (absorption) the γ quanta by a nucleus (c.g., [21-31]). A spectrum contains a set of the electron-vibration-rotation satellites, which are due to an alteration of the state of system interacting with photon. The mechanism of forming satellites in the molecule is connected with a shaking of the electron shell resulting from the interaction between a nucleus and γ quantum.

Studying the co-operative dynamical phenomena due to interaction between atoms, ions, molecule electron shells and nuclei nucleons is now one of the quickly developing directions in a mod-

ern molecular spectroscopy and quantum electronics [27, 28]. A consistent quantum-mechanical approach to calculation of the electron-nuclear γ transition spectra of a nucleus in the multiatomic molecules has been earlier proposed [23-28]. It generalizes the well-known approach [21, 22] by Letokhov and Minogin, who firstly indicated on the rich cooperative electron-gamma-molecular quantum physics. Estimates of the vibration-nuclear transition probabilities in a case of the emission and absorption spectrum of nucleus ^{188}Os in the OsO_4 and ^{191}Ir in the IrO_4 were earlier listed [23-26]. In this paper we present the first accurate data on the vibration-nuclear transition probabilities in a case of the emission and absorption spectrum of the nucleus ^{186}Re ($E_\gamma^{(0)} = 186.7$ keV) in the ReO_4 . We believe that the cooperative electron-gamma-nuclear effect in spectra of multiatomic molecules can be used as a basis for creating new methodises and practical realizations of effective molecular sensors.

2. Theoretical treatment of cooperative electron-gamma-nuclear effect in multiatomic molecule

As the method of computing is earlier presented in details [22-24], here we consider the key topics only. Hamiltonian of interaction of the gamma radiation with a system of nucleons for the first nucleus is expressed through the co-ordinates of nucleons r_n' in a system of the mass centre of one nucleus: $H(r_n) = H(r_n')\exp(-ik_\gamma u)$, where k_γ is a wave vector of the γ quantum; u is the shift vector from equality state (coinciding with molecule mass centre) in a system of co-ordinates in the space. The matrix element for transition from the initial state "a" to the final state "b" is presented as:

$$\langle \Psi_b^* | H | \Psi_a \rangle \bullet \langle \Psi_b^* | e^{-ik_\gamma u} | \Psi_a \rangle \quad (1)$$

where a and b is a set of quantum numbers, which define the vibrational and rotational states before and after interaction (with γ quantum). The first multiplier in (1) is defined by the γ transition of nucleus and is not dependent on an internal structure of molecule in a good approximation. The 2nd multiplier is the matrix element of transition from the initial state "a" to the final state "b":

$$M_{ba} = \langle \Psi_b^*(r_e) | \Psi_a(r_e) \rangle \bullet \langle \Psi_b^*(R_1, R_2) | e^{-ik_\gamma R_1} | \Psi_a(R_1, R_2) \rangle \quad (2)$$

The expression (2) gives a general formula for calculating the probability of changing the internal state of molecule during absorption or emitting γ quantum by a nucleus. It determines an intensity of the corresponding γ -satellites. Their positions are fully determined as:

$$E_\gamma = E_\gamma^0 \pm R + \hbar k_\gamma v \pm (E_b - E_a)$$

Here M is the molecule mass, v is a velocity of molecule before interaction of nucleus with γ quantum; E_a and E_b are the energies of the molecule before and after interaction; E_γ is an energy of nuclear transition; R is an energy of recoil:

$$R = [(E_\gamma^{(0)})^2 / 2Mc^2]$$

One can suppose that only single non-generate normal vibration (vibration quantum $\hbar\omega$) is excited and initially a molecule is on the vibrational level $v_a = 0$. If we denote a probability of the corresponding excitation as $P(v_b, v_a)$ and use expression for shift u of the γ -active nucleus through the normal co-ordinates, then an averaged energy for excitation of the single normal vibration is as follows [22,23]:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\text{vib}} &= \sum_{v=0}^{\infty} \hbar\omega(v + \frac{1}{2}) \bar{P}(v,0) - \hbar\omega / 2 = \sum_{v=0}^{\infty} \hbar\omega(v + \frac{1}{2}) P(v,0) - \hbar\omega / 2 = \\ &= \sum_{v=0}^{\infty} \hbar\omega(v + \frac{1}{2}) \frac{z^v}{v!} e^{-z} - \frac{\hbar\omega}{2} = \frac{1}{2} R \left(\frac{M-m}{m} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

where $z = (R / \hbar\omega) [M - m / m] \cos^2 \vartheta$, and m is the mass of γ -active nucleus, ϑ is an angle between nucleus shift vector and wave vector of γ -quantum and line in \bar{E}_{vib} means averaging on orientations of molecule (or on angles ϑ). To estimate an averaged energy for excitation of the molecule rotation, one must not miss the molecule vibrations as they provide non-zeroth momentum $L = k_\gamma u \sin \vartheta$, which is transferred to a molecule by γ -quantum. Assuming that a nucleus is only in the single non-generate normal vibration and vibrational state of a molecule is not changed $v_a = v_b = 0$, one could evaluate an averaged energy

for excitation of the molecule rotations as follows:

$$\bar{E}_{\text{rot}} = \langle BL^2 \rangle = BL^2 \langle u^2 \rangle \overline{\sin^2 \vartheta} = \frac{1}{2} R (B / \hbar\omega) [(M - m) / m] \quad (4)$$

A shift u of the γ -active nucleus can be expressed through the normal co-ordinates $Q_{s\sigma}$ of a molecule:

$$u = \frac{1}{\sqrt{m}} \sum_{s\sigma} b_{s\sigma} Q_{s\sigma} \quad (5)$$

where m is a mass of the γ -active nucleus; components of the vector $b_{s\sigma}$ of nucleus shift due to the σ -component of “ s ” normal vibration of a molecule are the elements of matrix b [27, 32-37]; it realizes the orthogonal transformation of the normal co-ordinates matrix Q to matrix of masses of the weighted Cartesian components of the molecule nuclei shifts q . Further $M(b, a)$ is rewritten as multiplying matrix elements on molecule normal vibration, which takes contribution to a shift of γ -active nucleus:

$$M(b, a) = \prod_s \left\langle v_s^b \left| \prod_\sigma \exp(-ik_\gamma b_{s\sigma} Q_{s\sigma} / \sqrt{m}) v_s^a \right. \right\rangle \quad (6)$$

Usually wave functions of a molecule can be written for non-degenerate vibration as:

$$|v_s\rangle = \Phi_{v_s}(Q_s),$$

for double degenerated vibration as

$$|v_s\rangle = (v_s + 1)^{-\frac{1}{2}} \sum_{v_{s\sigma_1}, v_{s\sigma_2}, v_{s\sigma_3}} \Phi_{v_{s\sigma_1}}(Q_{s\sigma_1}) \Phi_{v_{s\sigma_2}}(Q_{s\sigma_2})$$

(where $v_{s\sigma_1} + v_{s\sigma_2} = v_s$) and analogously for triple degenerate vibration. In the simple approximation function $\Phi_{v_{s\sigma}}(Q_{s\sigma})$ can be chosen in a form of the linear harmonic oscillator one. More exact calculating requires a numerical determination of these functions. Taking directly the wave functions $|v_s^a\rangle$ and $|v_s^b\rangle$, determination of the matrix element (6) is reduced to calculation of the matrix elements on each component σ of the normal vibration.

3. Results and conclusions

Below we present the advanced data on the vibration-nuclear transition probabilities in a case of the emission and absorption spectrum of nucleus ^{186}Re ($E_\gamma^{(0)} = 186.7$ keV) in the molecule ReO_4 . Note that the main difficulty during calculating (6) is connected with definition of the values $b_{s\sigma}$ of the normalized shifts of γ -active decay. It is known that if a molecule has the only normal vibration of the given symmetry type, then the corresponding values of $b_{s\sigma}$ can be found from the well known Eckart conditions, normalization one and data about the molecule symmetry. For several normal vibrations of the one symmetry type, a definition of $b_{s\sigma}$ requires solving the secular equation for molecule $|GF-\lambda E|=0$. We have used the results of advanced theoretical calculating electron structure of the studied system within an advanced relativistic scheme of the density functional method (c.g., [27, 32, 38]). In table 1 we list the results of calculating probabilities of the first several vibration-nuclear transitions in a case of the emission and absorption spectrum of the nucleus ^{186}Re ($E_\gamma^{(0)} = 186.7$ keV) in the molecule ReO_4 .

In conclusion let us note that by changing the population of excited states of an atom or molecule by laser radiation, it is possible, firstly, to control the intensity of cooperative gamma-transition and, secondly, to create new gamma-transitions that are shifted to the long-wavelength side relative to the absorption line ($E_0 + R$) and to the short-wavelength side relative to the gamma-emission line ($E_0 - R$).

Table 1
Probabilities of the vibrational-nuclear transitions in spectrum of the ReO_4

Vibration transition $v_3^a, v_4^a - v_3^b, v_4^b$	$\bar{P}(v_3^a, v_4^a - v_3^b, v_4^b)$
0,0 – 0,0	0.74
1,0 – 0,0	0.014
0,1 – 0,0	0.067
1,0 – 1,0	0.68
0,1 – 0,1	0.61

Laser radiation can excite atoms or molecules with a specific projection of the speed of motion in the selected direction (the direction of the light wave), i.e. change the equilibrium distribution of particle velocities at levels associated with the laser field. As it was indicated by Letokhov, one could prepare the excited molecule moving with a velocity \vec{v}_{pe3} , which is determined by the optical resonance condition $\vec{k}_0 \vec{v}_{pe3} = \omega - \omega_0$, where \vec{k}_0 is a wave vector of a laser wave, \vec{v}_{pe3} is a frequency of a laser field and ω_0 is a frequency of molecular transition.

References

- [1]. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A. Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO₂-N₂-H₂O of atmospheric gases under interacting with laser radiation. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2006**, N4. P. 20-22.
- [2]. Floriko T., Ambrosov S. V., Svinarenko A. A., Tkach T. B., Collisional shift of the heavy atoms hyperfine lines in an atmosphere of the inert gas. *J. Phys: Conf. Ser.* **2012**, 397(1), 012037.
- [3]. Buyadzhi V., Glushkov A., Mansarliysky V., Ignatenko A., Svinarenko 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. Tech.* **2015**, 12(4), 27-36
- [4]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Solyanikova E. P., Serga E. N., Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. *Dynamical Systems - Theory and Applications* (Lodz Univ.). **2011**, LIF111
- [5]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Kuzakon V. M., Prepelitsa G. P., Solyanikova E. P., Svinarenko A. 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 Univ.). **2011**, BIF110

- [6]. Gubanova E. R., Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzi V. V., Pavlenko E. P., *New methods in analysis and project management of environmental activity: Electronic and radioactive waste*. FOP: Kharkiv, **2017**.
- [7]. Glushkov, A. V., Safranov, T. A., Khetselius, O. Yu., Ignatenko, A. V., Buyadzi, 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]. Kruglyak, Y. A., Strikha, M. V. Lessons of nanoelectronics: Hall effect and measurement of electrochemical potentials within «bottom-up» approach. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2013**, 10(1), 5.
- [9]. Glushkov, A.; Khetselius, O.; Svinarenko, A.; Buyadzi, V. *Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions*. Odessa: TEC, **2015**
- [10]. Glushkov A. V., Khetselius O., Svinarenko A., Buyadzi V., Ternovsky V., Kuznetsova A., Bashkarev P. Relativistic Perturbation Theory Formalism to Computing Spectra and Radiation Characteristics: Application to Heavy Element. In: Dimo I (ed) *Recent Studies in Perturbation Theory*. InTech, Uzunov, **2017**, pp 131-150.
- [11]. Svinarenko A., Glushkov A., Khetselius O., Ternovsky V., Dubrovskaya Yu., Kuznetsova A., Buyadzi V. Theoretical Spectroscopy of Rare-Earth Elements: Spectra and Autoionization Resonance. Jose EA (ed) *Rare Earth Element*. InTech, **2017**, pp 83-104.
- [12]. Khetselius O., Glushkov A., Gurskaya M., Kuznetsova A., Dubrovskaya Yu., Serga I., Vitavetskaya L. 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, 012029
- [13]. Glushkov A. V., Gurskaya M. Yu., Ignatenko A. V., Smirnov A. V., Serga I. N., Svinarenko A. A., Ternovsky E. V., Computational code in atomic and nuclear quantum optics: Advanced computing multiphoton resonance parameters for atoms in a strong laser field. *J. Phys: Conf. Ser.* **2017**, 905(1), 012004.
- [14]. Buyadzi, V. V., Zaichko, P. A., Antoshkina, O. A., Kulakli, T. A., Prepelitsa, P. G., Ternovsky, V. B., Mansarliysky, V. F., Computing of radiation parameters for atoms and multicharged ions within relativistic energy approach: Advanced Code. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2017**, 905(1), 012003
- [15]. Dubrovskaya YuV, Khetselius OYu, Vitavetskaya LA, Ternovsky VB, Serga IN, Quantum Chemistry and Spectroscopy of Pionic Atomic Systems with Accounting for Relativistic, Radiative, and Strong Interaction Effects. *Adv. Quantum Chem.* **2019**, 78, 193-222.
- [16]. Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Dubrovskaya Yu. V., Chernyakova Yu. G., Ignatenko A. V., Serga I. N., Vitavetskaya L. Relativistic quantum chemistry and spectroscopy of exotic atomic systems with accounting for strong interaction effects. In: *Concepts, Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry and Physics*, vol 31. Springer, Cham, **2018**, pp 71-91
- [17]. Glushkov A., Shpinareva I., Ignatenko V., Gura V. I., Study of atomic systems in strong laser fields: spectral hierarchy, dynamical stabilisation and generation of ultra-short vuv and x-ray pulses. *Sens. Electr. and Microsyst. Tech.* **2006**, 3(1), 29-35
- [18]. Glushkov A. V., Ternovsky V. B., Buyadzi V. V., Prepelitsa G. P., Geometry of a Relativistic Quantum Chaos: New approach to dynamics of quantum systems in electromagnetic field and uniformity and charm of a chaos. *Proc. Intern. Geom. Center.* **2014**, 7(4), 60-71.
- [19]. Glushkov, A. V., Butenko, Yu. V., Serbov, N. G., Ambrosov, S. V., Orlova, V. E., Orlov, S. V., Balan, A. K., Dormostuchenko, G. M. Calculation of the oscillator strengths in Fr-like multiply charged ions. *Journ. of Applied Spectr.* **1996**, 63(1), 28-30.
- [20]. Khetselius, O. Yu. *Hyperfine structure of atomic spectra*; Astroprint: Odessa, 2008.
- [21]. Letokhov V. S. *Laser Spectroscopy*. Academic Press: New York, **1987**.
- [22]. Letokhov V. S., Minogin V., Spectrum of gamma transitions of a nucleus in symmetric polyatomic molecule. *JETP.* **1975**, 69, 1569-1581.
- [23]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Malinovskaya S. V., Spectroscopy of cooperative laser-electron nuclear effects in multiatomic molecules. *Molec. Physics.* **2008**, 106, 1257-1260.

- [24]. Glushkov A. V., Kondratenko P. A., Buyadzhi V. V., Kvasikova A. S., Shakhman A. S., Sakun T. N., Spectroscopy of cooperative laser electron- γ -nuclear processes in polyatomic molecules. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2014**, 548, 012025.
- [25]. Glushkov A. V., Kondratenko P. A., Lopatkin Yu., Buyadzhi V., Kvasikova A., Spectroscopy of cooperative laser electron-g-nuclear processes in multiatomic molecules: OsO₄. *Photoelectron*. **2014**, 23, 142-146.
- [26]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Prepelitsa G. P., Shakhman A. N., Spectroscopy of cooperative laser-electron nuclear processes in diatomic and multiatomic molecules. *AIP Conf. Proceedings*. **2010**, 1290(1), 269-273
- [27]. Glushkov, A. V. *Relativistic Quantum theory. Quantum mechanics of atomic systems*. Astroprint: Odessa; **2008**.
- [28]. Khetselius, O. Yu., *Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems*. Astroprint: Odessa, **2011**.
- [29]. Khetselius, O. Y. Relativistic Energy Approach to Cooperative Electron- γ -Nuclear Processes: NEET Effect. In: *Quantum Systems in Chemistry and Physics*; Springer: Dordrecht, **2012**; Vol. 26, pp 217-229
- [30]. Glushkov A. V.; Ivanov, L. N. DC strong-field Stark effect: consistent quantum-mechanical approach. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **1993**, 26, L379-386.
- [31]. Glushkov A., Svinarenko A., Khetselius O., Buyadzhi V., Florko, T., Shakhman A., Relativistic quantum chemistry: An Advanced approach to the construction of the Green function of the Dirac equation with complex energy and mean-field nuclear Potential. In: *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics*. Cham: Springer, **2015**, pp 197-217
- [32]. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., *Methods of computational mathematics and mathematical physics. P. 1*. TES: Odessa, **2015**.
- [33]. Glushkov, A. V., Kivganov, A. F., Khokhlov, V. N., Buyadzhi, T. V., **Vitavetskaya**, L. A., Borovskaya, G. A., Polishchuk, V. N. Calculation of the spectroscopic characteristics of diatomic van der Waals molecules and ions: Inert gas atom—halogen-type inert gas ion in the ground state. *Russian Phys. Journ.* **1998**, 41(3), 223-226
- [34]. Glushkov, A. V., Antonenko, T. N., Serbov, N. G., Ambrosov, S. V., Orlova, V. E., Orlov, S. V., Dormostuchenko, G. M., Chernyshova, A. K. Transition energies and oscillator strengths in the spectrum of a CO molecule. *Journ. of Applied Spectr.* **1996**, 63(2), 279-282.
- [35]. Danilov, V. I., Kruglyak, Y. A., Pechenaya, V. I. The electron density-bond order matrix and the spin density in the restricted CI method. *Theor. Chimica Acta.* **1969**, 13(4), 288-296.
- [36]. Danilov, V. I., Kruglyak, Y. A., Kuprievich, V. A., Ogloblin, V. V. Electronic aspects of photodimerization of the pyrimidine bases and of their derivatives. *Theor. Chimica Acta.* **1969**, 14(3), 242-249
- [37]. Glushkov, A. V., Malinovskii, A. V., Efimov, V. A., Kivganov, A. F., Khokhlov, V. N., Vitavetskaya, L. A., Borovskaya, G. A., Calculation of alkaline metal dimers in terms of model perturbation theory. *J. Struct. Chem.* **1998**, 39(2), 179-185.
- [38]. Glushkov, A., Buyadzhi, 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

Стаття надійшла до редакції 05.12.2019 р.

PACS 07.07.Df, 33.20.-t UDC 184.192

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198925>

SENSING COOPERATIVE ELECTRON-GAMMA-NUCLEAR EFFECT IN MULTIATOMIC MOLECULES AND ITS APPLICATION

A. V. Ignatenko, A. V. Glushkov, O. Yu. Khetselius, Yu. Ya. Bunyakova, A. A. Svinarenko
Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: ignatenkoav13@gmail.com

Summary

One of the promising areas of sensor electronics, molecular spectroscopy and physics is the creation of molecular sensors for the detection of various compounds or phenomena, and, as a rule, the principle of operation of a molecular sensor is based on certain physical or chemical properties or effects. Nowadays, the cooperative spectral effects for polyatomic molecules in the external field of laser radiation are of great interest. When a nucleus in a molecule absorbs or emits a photon, then it is possible changing the electron, vibrational and rotational energy of the molecule, and then the so-called cooperative electron-vibrational-rotational-nuclear transitions take place. The spectrum of a molecule contains a set of electron-vibrational-rotational-nuclear satellites, the appearance of which is caused by a change in the state of a molecular system interacting with a photon. This paper presents the first quantitative data on the probability of vibrational -nuclear transitions in the case of the radiation spectrum and absorption of the ^{186}Re nucleus ($E = 186.7 \text{ keV}$) in the ReO_4 molecule. It seems that the cooperative electron-gamma-nuclear effect in the spectra of polyatomic molecules can be used as a basis for the creation of new techniques and practical implementations of molecular sensors.

Keywords: chemical sensor, multiatomic molecules, electron-gamma-nuclear effect

PACS 07.07.Df, 33.20.-t УДК 184.192

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198925>

ДЕТЕКТУВАННЯ КООПЕРАТИВНОГО ЕЛЕКТРОН-ГАММА-ЯДЕРНОГО ЕФЕКТУ ДЛЯ БАГАТОАТОМНИХ МОЛЕКУЛ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ

Г. В. Ігнатенко, О. В. Глушков, О. Ю. Хецеліус, Ю. Я. Бунякова, А. А. Свинаренко
Одеський державний екологічний університет, Львівська 15, Одеса, 65016
E-mail: ignatenkoav13@gmail.com

Реферат

Однією з перспективних областей сенсорної електроніки, молекулярної спектроскопії є створення молекулярних датчиків для виявлення різних сполук або явищ, причому, як правило принцип роботи того чи іншого молекулярного сенсора базується на певних фізичних чи

хімічних властивостях або ефектах. За теперішнього часу величезний інтерес викликають кооперативні спектральні ефекти для багатоатомних молекул у зовнішньому полі лазерного випромінювання. Коли ядро в молекулі поглинає або випромінює фотон, то є можливим змінення електронної, коливальної та обертальної енергії молекули, і далі мають місце так звані кооперативні електронно-коливально-обертально-ядерні переходи. Спектр молекули містить набір електрон-коливально-обертально-ядерних супутників, поява яких зумовлена зміненням стану молекулярної системи, що взаємодіє з фотоном. В даній роботі представлені перші кількісні дані щодо ймовірностей коливально-ядерних переходів у випадку спектру випромінювання та поглинання ядра ^{186}Re ($E = 186.7$ кеВ) у молекулі ReO_4 . Представляється, що кооперативний електрон-гамма-ядерний ефект у спектрах багатоатомних молекул може бути використаний як основа для створення нових методик та практичних реалізацій молекулярних сенсорів.

Ключові слова: сенсор, багатоатомні молекули, електрон-гамма-ядерний ефект



**СЕНСОРНА ЕЛЕКТРОНІКА
ТА МІКРОСИСТЕМНІ ТЕХНОЛОГІЇ
SENSOR ELECTRONICS AND
MICROSYSTEM TECHNOLOGIES**



Перше інформаційне повідомлення

Міністерство освіти і науки України, Відділення фізики і астрономії Національної академії наук України, Наукова рада з проблеми “Фізика напівпровідників та напівпровідникові пристрої” Національної академії наук України, Українське фізичне товариство, Державний фонд фундаментальних досліджень, Академія наук вищої школи України, Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України, Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр МОН і НАН України

п р о в о д я т ь

**9-ту Міжнародну науково-технічну конференцію
“Сенсорна електроніка та мікросистемні технології”
(СЕМСТ-9)**

(з виставкою розробок та промислових зразків сенсорів)

“СЕМСТ-9”, Україна, Одеса, 25 – 29 травня 2020 р.

Метою конференції та виставки є розгляд досягнень у цій галузі і широке обговорення сучасних проблем у різних напрямках сенсоріки

Конференція присвячується 155^ю річчю Одеського національного університету імені І.І. Мечникова

Голова конференції професор **Сминтина В.А.**(Одеса, Україна)

Заступник голови академік НАНУ **Беляєв О.Є.** (Київ, Україна)

Заступник голови професор **Д’Аміко А.** (Рим, Італія)

Заступник голови член-кореспондент НАНУ **Литовченко В.Г.** (Київ, Україна)

Учений секретар професор **Леніх Я.І.** (Одеса, Україна)

Програмний комітет

Голова програмного комітету проф. Сминтина В.А.

Блонський І.В. чл.-кор. НАНУ (Київ, Україна)

Бродин М.С. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Вербицький В.Г. проф. (Київ, Україна)

Вікулін І.М. проф. (Одеса, Україна)

Гриньов Б.В. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Ді Натале К. проф. (Рим, Італія)

Дзядевич С.В. (Київ, Україна)

Дружинін А.О. проф. (Львів, Україна)

Сльська Г.В. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Івасишин О.М. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Льченко М.Ю. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Калашников О.М. проф. (Ноттингем, Велика Британія)

Кияк Б. Р. проф. (Київ, Україна)

Кладько В.П., чл.-кор. НАНУ (Київ, Україна)

Коваленко О.В. проф. (Дніпро, Україна)

Корбутяк Д.В. проф. (Київ, Україна)

Ленков С.В. проф. (Київ, Україна)

Линьочева О.В. проф. (Київ, Україна)

Локтев В.М. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Ма Яохонг проф. (Джинан, КНР)

Медвідь А. проф. (Рига, Латвія)

Мельник В.П. проф. (Київ, Україна)

Моранте Дж. Р. проф. (Барселона, Іспанія)

Музика К.М. (Харків, Україна)

Никируй Л.І. проф. (Ів.-Франківськ, Україна)

Прокопенко І.В. проф. (Київ, Україна)

Рябченко С.М. чл.-кор. НАНУ (Київ, Україна)

Сизов Ф.Ф. чл.-кор. НАНУ (Київ, Україна)

Скришевський В.А. проф. (Київ, Україна)

Сліпченко М.І. проф. (Харків, Україна)

Стародуб М.Ф. проф. (Київ, Україна)

Стогній В.С. к.т.н. (Київ, Україна)

Стахіра Й.М. проф. (Львів, Україна)

Стріха М.В. проф. (Київ, Україна)

Стронський О.В., д.ф.-м.н. (Київ, Україна)

Тігіняну І. акад. (Кишинів, Молдова)

Ткач М.В. проф. (Чернівці, Україна)

Шерегій Є. проф. (Жешув, Польща)

Шовелон Ж.-М. проф. (Цедек, Франція)

Якименко Ю.І. акад. НАНУ (Київ, Україна)

Ящук В.М. проф. (Київ, Україна)

Організаційний комітет:

Лепіх Я.І. – голова	Ваксман Ю.Ф.	Кюсе М.
Борщак В.А. – секретар	Вергеліс К.О.	Ніцук Ю.А.
Балабан А.П.	Вілінська Л.М.	Теплякова І.В.
Бритавський Є.В.	Затовська Н.П.	Філевська Л.М.
Будіянська Л.М.	Іванченко І.О.	

Попередній список запрошених доповідачів

Беляєв О.С. (Київ, Україна)	Корбутяк Д.В. (Київ, Україна)	Сминтина В.А. (Одеса, Україна)
Блонський І.В. (Київ, Україна)	Лепіх Я.І. (Одеса, Україна)	Стародуб М.Ф. (Київ, Україна)
Гордієнко Ю.О. (Харків, Україна)	Литовченко В.Г. (Київ, Україна)	Ткач М.В. (Черівці, Україна)
Дзядевич С.В. (Київ, Україна)	Медвідь А. (Рига, Латвія)	Шовелон Ж-М (Цедекс, Франція)
Дружинін А.О. (Львів, Україна)	Мельник Р. проф. (Ватерлоо, Канада)	Шерегій Є. (Ржешув, Польща)
Єльська Г.В. (Київ, Україна)	Сизов Ф.Ф. (Київ, Україна)	Шпилевський С.М. (Мінськ, Білорусь)
Калашников О.М. (Ноттингем, Велика Британія)	Скришевський В.А. (Київ, Україна)	Ящук В.М. (Київ, Україна)

Примітка. Список запрошених доповідачів може бути доповнений

Наукові напрями конференції:

1. Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
2. Проектування та математичне моделювання сенсорів
3. Сенсори фізичних величин
4. Хімічні сенсори
5. Біосенсори
6. Радіаційні, оптичні та оптоелектронні сенсори
7. Акустoeлектронні сенсори
8. Наносенсори (фізика, матеріали, технологія)
9. Сенсори та інформаційні системи
10. Матеріали для сенсорів
11. Технологічні проблеми сенсорів
12. Мікросистемні технології (MST, LIGA-технологія та ін.)
13. Деградація, метрологія та атестація сенсорів

Тези доповідей будуть видані перед початком роботи конференції.

Вимоги до тез

Обсяг тез: одна повна сторінка, запрошені доповіді – дві.

Тези рецензуються. В тезах мають бути показані актуальність задачі, отримані науково-технічні результати та їх новизна.

Текст набирати на аркуші формату А4 з полями: ліве – 3,0 см, решта по –2,5 см в редакторі WinWord шрифтом Times New Roman. Назва – **жирним шрифтом 14 pt**, прізвища авторів -12 pt, інформація, яка стосується місця роботи авторів і адреса – курсивом 12 pt, все по центру, текст – 12 pt. Між рядками один інтервал. Серед авторів підкреслити доповідача, бажано його поставити на перше місце, оскільки листування буде вестися з першим (або підкресленим) автором. Надсилати тези та реєстраційні форми на кожного співавтора електронною поштою на e-mail semst-9@onu.edu.ua. Формули набирати у редакторі формул MS Word Equation або MathType. Всі підписи всередині рисунків, а також формули повинні бути шрифтом величиною 12 pt.

Умови публікації тез, прийнятих Програмним комітетом:

- сплата оргвнеску (одержане Оргкомітетом підтвердження із вказаним прізвищем учасника, доповідача) у визначений в інформаційному повідомленні термін;

Від одного автора приймається не більше двох тез.

За рекомендацією програмного комітету доповіді у форматі статті можуть бути опубліковані у міжнародних фахових науково-технічних журналах: “Сенсорна електроніка і мікросистемні технології”, “Фотoeлектроніка”.

Робочі мови конференції: українська, англійська, російська

Організаційний внесок за участь в конференції становить

для учасників з України	– 500 грн. (\$ по курсу на день розрахунку)
для учасників з СНД	– 700 грн. (\$ по курсу на день розрахунку)
з інших держав	– 1000 грн (\$ по курсу на день розрахунку)
для супроводжуваних осіб	– 250 грн (\$ по курсу на день розрахунку)

Сума оргвнеску вказана з врахуванням ПДВ.

Для аспірантів оргвнесок становить 50% від вказаного вище.

Для членів Українського фізичного товариства, що сплачують членські внески, надається знижка оргвнеску на 10 %.

Виставка

Участь у виставці безкоштовна. Заявка на участь у виставці подається до **30.03.20** і повинна містити короткий опис експонатів і необхідних умов експонування.

Основні дати конференції:

Прийом реєстраційних карток, тез доповідей і заявок на участь у виставці	до 30.03.2020
2 ^о інформаційне повідомлення	до 15.04.2020
Прийом оргвнеску	до 15.05.2020
Реєстрація і розміщення учасників	25.05.2020

Додаткова інформація

1. Одеса має пряме сполучення з багатьма країнами світу:
 - авіарейси: Варшава, Відень, Стамбул, Хайфа та ін.
 - залізниця: Берлін, Варшава, Мінськ та ін.
 - морський транспорт: Стамбул, Хайфа та ін.
 - автобуси: Барселона, Берлін, Варшава, Дрезден, Ліон, Лісабон, Мадрид, Марсель, Мюнхен, Париж, Прага та ін.
2. Проживання учасників планується в готелях, санаторії та в гуртожитках університету. У м. Одесі в цей час тепло і сухо, середня температура повітря становить 22-25^оС, працюють зони відпочинку на березі моря. Планується культурна програма, в рамках якої бажані зможуть ознайомитися з визначними пам'ятками Одеси, здійснити морську прогулянку та інше.

Спонсори конференції та організаційна підтримка

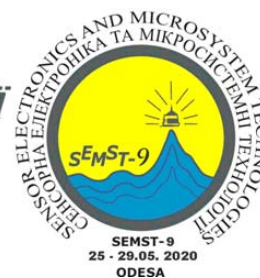
Для фінансової підтримки конференції запрошуються спонсори як з України, так і з закордону. Спонсори будуть спеціальним чином (за бажанням – з їх товарним знаком чи логотипом) вказані в інформаційних матеріалах конференції, що призначені для розсилки в більшість країн світу (більше 3 тисяч абонентів, у тому числі більше 500 фірм і організацій) і вказані на сайті конференції. З пропозиціями звертатись за нашими реквізитами.

Адреса для листування:

МННФТЦ, Оргкомітет “СЕМСТ-9”,
Одеський національний університет імені І.І.Мечникова
вул. Дворянська, 2, м. Одеса, 65082, Україна,
тел./факс +38(048)-723-34-61, Лепіх Ярослав Ілліч
E-mail: semst-9@onu.edu.ua, ndl_lepikh@onu.edu.ua
Додатково: інформація про конференцію розміщена на веб-стор:
<http://semst-9.onu.edu.ua/>



**СЕНСОРА ЕЛЕКТРОНІКА
ТА МІКРОСИСТЕМНІ ТЕХНОЛОГІЇ**
**SENSOR ELECTRONICS AND
MICROSYSTEM TECHNOLOGIES**



Call for papers

Ministry of Education and Science of Ukraine, Department of physics and astronomy of the National academy of sciences of Ukraine, Scientific Council of NASU on the problem "Physics of Semiconductors and Semiconductor Devices", Ukrainian Physical Society, the Academy of sciences of the higher school of Ukraine, V.E. Lashkaryov Institute for Semiconductor Physics of NASU, Odesa I. I. Mechnikov National University, Interdepartmental scientific-educational physics and technical centre of MES and NAS of Ukraine

Hold

**9th International Scientific and Technical Conference “Sensor Electronics and
Microsystem Technologies (SEMST-9)”**

(with the Exhibition of sensor developments and industrial samples)

“SEMST-9”, Ukraine, Odesa, May 25 – 29, 2020

The aim of the conference and the exhibition is to review achievements in the field and to discuss modern problems in various branches of Sensorics.

The conference is dedicated to the 155th anniversary of the Odesa I.I. Mechnikov National University

Chairmen Prof. **V.A. Smyntyna** (Odesa, Ukraine)

Vice-chairmen NASU Academician **A.E. Belyaev** (Kyiv, Ukraine)

Vice-chairmen Prof. **A.D. Amico** (Rome, Italy)

Vice-chairmen NASU corresponding member **V.G. Litovchenko** (Kyiv, Ukraine)

Scientific secretary Prof. **Ya.I. Lepikh** (Odesa, Ukraine)

Program committee:

Chairmen of the Program committee Prof. V.A. Smyntyna

Blonsky I.V. NASU Cor. Memb. (Kyiv, Ukraine)	Korbutyak D.V. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Slipchenko M.I. Prof. (Kharkov, Ukraine)
Brodin M.S. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Kovalenko A.V. Prof. (Dnipro, Ukraine)	Sheregiy E. Prof. (Rzeszow, Poland)
Chovelon G.M. Prof. (Cedex, France)	Lenkov S.V. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Starodub M.F. Prof. (Kyiv, Ukraine)
Di Natale C. Prof. (Roma, Italy)	Linyucheva O.V. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Stakhira I.M. Prof. (Lvov, Ukraine)
Druzhynin A.O. Prof. (Lvov, Ukraine)	Loktev V.M. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Strikha M.V. Prof. (Kyiv, Ukraine)
Dzyadevich S.V. (Kyiv, Ukraine)	Ma Yaohong Prof. (Jnan, China)	Stognii V.S. (Kyiv, Ukraine)
El'skaya A.V. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Medvids A. (Riga, Latvia)	Stronskiy O.V. Dr.Sc. (Kyiv, Ukraine)
Grynyov B.V. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Mel'nik V.P. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Tiginyanu I. Acad. (Kyshyniv, Moldova)
Il'chenko M.Yu. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Morante J.R. Prof. (Barcelona, Spain)	Tkach M.V. Prof. (Chernivtsy, Ukraine)
Ivashshin O.M. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)	Muzyka K.M. (Kharkov, Ukraine)	Verbitskiy V.G. Prof. (Kyiv, Ukraine)
Kalashnikov A.N. Prof. (Nottingham, United Kingdom)	Nykyruj L.I. Prof. (Ivano-Frankivs'k, Ukraine)	Vikulin I.M. Prof. (Odesa, Ukraine)
Kiyak B.R. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Prokopenko I.V. Prof. (Kyiv, Ukraine)	Yakimenko Yu.I. Acad. NASU (Kyiv, Ukraine)
Klad'ko V.P. NASU Cor. Memb. (Kyiv, Ukraine)	Riabchenko S.M. NASU Cor. Memb. (Kyiv, Ukraine)	Yashchuk V.M. Prof. (Kyiv, Ukraine)
	Sizov F.F. NASU Cor. Memb. (Kyiv, Ukraine)	
	Skrishvskiy V.A. Prof. (Kyiv Ukraine)	

Organizing committee

Lepikh Ya.I. – chairman	Filevskaya L.M.	Teplyakova I.V.
Borschak V.A. – secretary	Ivanchenko I.O.	Vaksman Yu.F.
Balaban A.P.	Kiose M.	Vergelis K.O.
Britavskii E.V.	Nitsuk Yu.A.	Vilinskaya L.V.
Budiyanskaya L.M.		Zatovskaya N.P.

The preliminary list of invited speaker

Belyaev A.E. (Kyiv, Ukraine)	United Kingdom)	
Blonsky I.V. (Kyiv, Ukraine)	Korbutyak D.V. (Kyiv, Ukraine)	Shpilevskiy E.M. (Minsk, Belarus)
Chovelon G.M. (Cedex, France)	Lepikh Ya.I. (Odesa, Ukraine)	Skrisheskiy V.A. (Kyiv, Ukraine)
Druzhynin A.A. (Lvov, Ukraine)	Litovchenko V.G. (Kiev, Ukraine)	Smyntyna V.A. (Odesa, Ukraine)
Dzyadevich (Kyiv, Ukraine)	Medvids A. (Riga, Latvia)	Strikha M.V. (Kyiv, Ukraine)
El'skaya A.V. (Kyiv, Ukraine)	Melnik R. (Waterloo, Kanada)	Starodub M.F. (Kyiv, Ukraine)
Gordienko Yu.O. (Kharkov, Ukraine)	Sizov F.F. (Kyiv Ukraine)	Tkach M.V. (Chernivtsi, Ukraine)
Kalashnikov O.M. (Nottingham)	Sheregiy E. (Rzeszow, Poland)	Yashchuk V.M. (Kyiv, Ukraine)

Comment. The list of invited speakers may be extended

Tentative key topics:

1. Physical, chemical and other phenomena, as foundations for sensor developments
2. Sensor design and mathematical modeling
3. Physical sensors
4. Chemical sensors
5. Biosensors
6. Radiation, optical and optoelectronics sensors
7. Acoustoelectronic sensors
8. Nanosensors (physics, materials, technologies)
9. Sensors and information systems
10. Sensor materials
11. Sensor technology problems
12. Microsystems technologies (MST, LIGA-technology and others)
13. Sensor degradation, metrology and certification

The Book of abstracts will be available at the conference registration.

The requirements to the abstracts

Abstracts are reviewed. In abstracts the urgency of the problem, the received scientific and technical results and their novelty should be shown.

The one-full-page abstract (two-page for the invited authors only) should be printed in black print on white paper (format A4) and formatted as follows: the left margin 3 cm, others – 2,5cm. The recommended font is “Times New Roman”. Center the title (capital letters, **bold**, 14 pt). One blank line. The authors’ names (normal font, 12pt), their affiliation(s), postal address and e-mail address for the corresponding author (italic, 12 pt). Underline the speaker among the authors. Please mention the corresponding author first. Leave one line blank. The font size for the main text is 12 pt, single interval spacing. Please send your abstracts and pre-registration form for each author on e-mail - semst-9@onu.edu.ua. The preferred equation editor is MS Equation editor, 12 pts font size. The font size for figure captions is 12 pts.

Conditions for the publication of theses accepted by the Program committee:

- conference fee payment (received by the Organizing Committee confirmation with the indication of the participant or the lecturer surname) in the specified in this information term;

No more than two abstracts will be accepted from one author.

The papers selected by the Program committee may be published in special issue of international scientific journals: “Sensor Electronics and Microsystem Technologies“, “Photoelectronics“.

Conference working languages are Ukrainian, English, Russian

Conference fee:

Participation in the Conference is subject to the payment of the following Conference fee:

- For participants from Ukraine – 500 UAH (\$ at the rate at date of calculation)
- For participants from CIS – 700 UAH (\$ at the rate at date of calculation)
- For participants from another countries – 1000 UAH (\$ at the rate at date of calculation)
- For accompanying persons – 250 UAH (\$ at the rate at date of calculation)

Conference fee includes VAT at 20%

Postgraduate students receive a 50% discount from the above fees.

Members of the Ukrainian Physical Society receive 10% discount from the above fees.

The Exhibition

Participation in the exhibition is free of charge. The application form for participation in an exhibition must be given till 30.03.20 and should contain the short description of exhibits and conditions necessary for exhibiting.

Important dates of the conference:

Deadline for Registration forms and abstracts.....	30.03.2020
The 2-nd announcement	15.04.2020
Deadline for payment.....	15.05.2020
Participant registration and accommodation	25.05.2020

The additional information

Odesa has direct connection with many cities:

- air traffic: Istanbul, Haifa, Vienna, Warsaw etc.
- the railway service: Berlin, Minsk, Warsaw etc.
- sea transportation: Istanbul, Haifa etc.
- bus traffic: Barcelona, Berlin, Dresden, Lyons, Lissabon, Madrid, Marseilles, Munich, Paris, Prague etc.

The participant accommodation is planned in hotels, sanatorium and hostels of the University. It is warm and dry in Odesa at the time of the conference, the average air temperature is 22-25⁰ C. Beaches and recreation facilities are available at the seashore. Within the framework of the cultural program participants will be able to acquaint themselves with outstanding sights, monuments and museums of Odesa, and participate in a see trip and the other.

Conference Sponsors and organizational support

Sponsors from Ukraine and abroad are invited for financial support of the Conference. The sponsors will be acknowledged in a special way (by their request - with a trade mark or logotype) in information materials intended for distribution in many countries and specified on a conference site.

Please submit your proposals to the Conference Organizing Committee.

Address for correspondence:

ISEPTC, Organizing committee "SEMST-9",
Odesa I. I. Mechnikov National University,
2, Dvoryanskaya str., Odesa, 65082, Ukraine,
Phone/fax 38 (048)-723-34-61, Lepikh Yaroslav Illich
E-mail: semst-9@onu.edu.ua, ndl_lepikh@onu.edu.ua
In addition: the conference information is on
web-site: <http://semst-9.onu.edu.ua/>

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ. ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ У ЖУРНАЛ

Журнал «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» публікує статті, короткі повідомлення, листи до Редакції, а також коментарі, що містять результати фундаментальних і прикладних досліджень, за наступними напрямками:

1. Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори
2. Проектування і математичне моделювання сенсорів
3. Сенсори фізичних величин
4. Оптичні, оптоелектронні і радіаційні сенсори
5. Акустoeлектронні сенсори
6. Хімічні сенсори
7. Біосенсори
8. Наносенсори (фізика, матеріали, технологія)
9. Матеріали для сенсорів
10. Технологія виробництва сенсорів
11. Сенсори та інформаційні системи
12. Мікросистемні та нанотехнології (MST, LIGA-технологія та ін.)
13. Деградація, метрологія і сертифікація сенсорів

Журнал публікує також замовлені огляди з актуальних питань, що відповідають його тематиці, поточну інформацію – хроніку, персоналії, платні рекламні повідомлення, оголошення щодо конференцій.

Основний текст статті повинен відповідати вимогам Постанови Президії ВАК України від 15.01.2003 р. №7-05/1 (Бюлетень ВАК України 1, 2003 р.) і бути структурованим. Матеріали, що надсилаються до Редакції, повинні бути написані з максимальною ясністю і чіткістю викладу тексту. У поданому рукописі повинна бути обґрунтована актуальність розв'язуваної задачі, сформульована мета дослідження, міститися оригінальна частина і висновки, що забезпечують розуміння суті отриманих результатів і їх новизну. Автори повинні уникати необґрунтованого введення нових термінів і вузькопрофільних жаргонних висловів.

Редакція журналу просить авторів при направленні статей до друку керуватися наступними правилами:

1. Рукописи повинні надсилатися у двох примірниках українською, або російською, або англійською мовою і супроводжуватися файлами тексту і малюнків на CD. Рукописи, які пропонуються авторами з України або країн СНД до видання англійською мовою обов'язково доповнюються україномовною або російськомовною версією. Електронна копія може бути надіслана електронною поштою.

2. Прийнятні формати тексту: MS Word (rtf, doc).

3. Прийнятні графічні формати для рисунків: EPS, TIFF, BMP, PCX, WMF, MS Word і MS Graf, JPEG. Рисунки створені за допомогою програмного забезпечення для математичних і статистичних обчислень, повинні бути перетворені до одного з цих форматів.

4. На статті авторів з України мають бути експертні висновки про можливість відкритого друку.

Рукописи надсилати за адресою:

Лепіх Ярослав Ілліч, Заст. гол. редактора, Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, МННФТЦ (НДЛ-3), вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, Україна.

Телефон / факс +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://www.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 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 надрукований 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.

До уваги авторів

Міжнародна агенція ISSN встановила скорочену назву нашого журналу «**Sens. elektron. mikrosist. tehnol.**» Просимо Вас у своїх посиланнях і бібліографічних даних статей використовувати саме таку назву оскільки по ній буде здійснюватися посилання на Вашу статтю.

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 conclu-

sions providing the received results essence and their novelty understanding. The authors should avoid the new terms and narrowprofile 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, Odesa, 65082, Ukraine.

Phone/fax +38(048) 723-34-61,

E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,

http://www.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 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 conclu-

sions. 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, especially 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.

To author attention

International agency ISSN has established our Journal shortcut – «**Sens. elektron. mikrosist. tehnol.**» We ask you in your references and article bibliographic dates use such name as on it the reference to your article will be carried out.

Комп'ютерне верстання – С. О. Остапенко

Підп. до друку 20.03.2020. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 6,98. Тираж 300 пр.
Зам. № 2070.

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