

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

**СЕНСОРНА
ЕЛЕКТРОНІКА
І МІКРОСИСТЕМНІ
ТЕХНОЛОГІЇ
2019 — Т. 16, № 3**

Науково-технічний журнал

Заснований 13.11.2003 року.
Виходить 4 рази на рік

УДК 681.586

Засновник Одеський національний
університет імені І. І. Мечникова

За підтримки Українського фізичного
товариства

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ
№ 8131

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

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

Видається за рішенням Вченої ради
Одеського національного університету
імені І. І. Мечникова
Протокол № 1 від 10.09.2019.

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

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

**SENSOR
ELECTRONICS
AND MICROSYSTEM
TECHNOLOGIES
2019 — VOL. 16, № 3**

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 «Djereło»
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 № 1,*
10.09.2019.

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

Редакційна колегія

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

О. Є. Бєляєв (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)
І. А. Кравченко (Одеса, Україна)
Є. Д. Крушкін (Іллічівськ, Україна)
Вільхо Лантто (Оулу, Фінляндія)
В. Г. Литовченко (Київ, Україна)
С. В. Ленков (Київ, Україна)
Є. В. Малахов (Одеса, Україна)
І. Г. Неівестний (Новосибірськ, Росія)
О. О. Птащенко (Одеса, Україна)
Д. Д. Ряботягов (Одеса, Україна)
С. М. Рябченко (Київ, Україна)
О. П. Солдаткін (Київ, Україна)
М. Ф. Стародуб (Київ, Україна)
Й. М. Стахіра (Львів, Україна)
М. В. Стріха (Київ, Україна)
О. В. Третяк (Київ, Україна)
А. Чаудхрі (Чандігар, Індія)

Editorial Board

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

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

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

V. M. Loktev

STATE, PROBLEMS AND WAYS OF SCIENCE DEVELOPMENT IN UKRAINE..... 5

B. M. Локтєв

СТАН, ПРОБЛЕМИ І ШЛЯХИ РОЗВИТКУ НАУКИ В УКРАЇНІ

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: 2D MOS ELECTROSTATICS AND VIRTUAL SOURCE MODEL 19

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: 2D ЕЛЕКТРОСТАТИКА MOS І МОДЕЛЬ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

Проектування і математичне моделювання сенсорів
Sensors design and mathematical modeling

Yu. Bunyakova, A. Glushkov, O. Khetselius, A. Svinarenko, A. Ignatenko, N. Bykowszczenko

MODELING OF NONLINEAR OPTICAL EFFECTS IN THE INTERACTION OF LASER RADIATION WITH ATMOSPHERE AND SENSING FOR ENERGY EXCHANGE IN A MIXTURE ATMOSPHERIC GASES 42

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

МОДЕЛЮВАННЯ НЕЛІНІЧНИХ ОПТИЧНИХ ЕФЕКТІВ ВЗАЄМОДІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З АТМОСФЕРОЮ І ДЕТЕКТУВАННЯ ЕНЕРГООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ В СУМІШУ АТМОСФЕРНИХ ГАЗІВ

Сенсори фізичних величин
Physical sensors

Ya. I. Lepikh, V. V. Yanko, V. I. Santonii

COMPUTER SYNTHESIS AND ANALYSIS OF WIDE-WIDE OPTICAL LOCAL RECEIVER..... 51

Я. І. Леніх, В. В. Янко, В. І. Сантоній

КОМП'ЮТЕРНИЙ СИНТЕЗ І АНАЛІЗ ШИРОКОКУТНОГО ПРИЙМАЛЬНОГО ПРИБОРУ ОПТИЧНОГО ЛОКАТОРА

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

V. V. Buyadzhi, A. V. Glushkov, E. V. Ternovsky, O. L. Mykhailov, O. Yu. Khetselius

DETERMINATION OF RADIATION DECAY PARAMETERS FOR HEAVY COMPLEX ATOMIC SYSTEMS 59

В. В. Буюджи, О. В. Глушков, Є. В. Терновський, О. Л. Михайлов, О. Ю. Хецеліус

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РАДІАЦІЙНОГО РОЗПАДУ ДЛЯ ВАЖКИХ СКЛАДНИХ АТОМНИХ СИСТЕМ

A. V. Glushkov, V. B. Ternovsky, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, P. A. Zaichko

RELATIVISTIC APPROACH TO CALCULATION OF IONIZATION CHARACTERISTICS FOR RYDBERG ALKALI ATOM IN A BLACK-BODY RADIATION FIELD 69

*О. В. Глушков, В. Б. Терновський,
В. В. Буяджи, А. В. Цудік, П. А. Заічко*

РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ПІДХІД ДО
РОЗРАХУНКУ ІОНІЗАЦІЙНИХ
ХАРАКТЕРИСТИК РІДБЕРГІВСЬКИХ
ЛУЖНИХ АТОМІВ У ПОЛІ ТЕПЛОВОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ

**Інформація для авторів.
Вимоги до оформлення
статей у журнал 78**

**Information for contributors. The
requirements on papers preparation..... 81**

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

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

УДК: 53,52

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179346>

СТАН, ПРОБЛЕМИ І ШЛЯХИ РОЗВИТКУ НАУКИ В УКРАЇНІ

В. М. Локтєв

Відділення фізики і астрономії Національної академії наук України,
e-mail: vfa@nas.gov.ua

Від редакції

На прохання редакції академік-секретар Відділення фізики і астрономії НАН України Локтєв Вадим Михайлович люб'язно погодився опублікувати у нашому журналі статтю за матеріалами його звітної доповіді, зробленої на Загальних зборах ВФА НАН України у квітні 2019 р.

Стаття містить важливий і безкомпромісний аналіз стану справ у науковій сфері в Україні загалом і в національній Академії наук України, зокрема.

Редакція нашого журналу вважає цей аналіз важливим і таким, що може бути цікавим для авторів і читачів нашого журналу.

Редакція висловлює вдячність шановному Вадиму Михайловичу за згоду опублікувати статтю.

СТАН, ПРОБЛЕМИ І ШЛЯХИ РОЗВИТКУ НАУКИ В УКРАЇНІ

В. М. Локтєв

Анотація. Стаття присвячена аналізу справ у науковій сфері в Україні в цілому, а також в академічній і університетській науці. Розглядаються проблеми пов'язані з вибором пріори-

тетних напрямів досліджень з огляду на розвиток науки у світі, перспективності окремих її напрямів з позицій розвитку світової економіки і місця науки у цих процесах.

Висловлюється занепокоєння ставленням до науки в Україні владних інституцій, недооцінкою важливості її для всіх сфер життєдіяльності держави, в тому числі, національної безпеки.

Ключові слова: Національна академія наук України, наука, фізика, дослідження, проблеми

STATE, PROBLEMS AND WAYS OF SCIENCE DEVELOPMENT IN UKRAINE

V. M. Loktev

Abstract. The article deals with the analysis of affairs in the scientific field in Ukraine as a whole, as well as in academic and university science. The problems related to the choice of priority directions of research in view of the development of science in the world, the prospects of its individual directions from the standpoint of the development of the world economy and the place of science in these processes are considered.

Concerns are expressed about the attitude of power institutions to the science in Ukraine its importance underestimation for all spheres of the state's life, including national security.

Keywords: National academy of sciences of Ukraine, science, physics, research, problems

СОСТОЯНИЕ, ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ РАЗВИТИЯ НАУКИ В УКРАИНЕ

В. М. Локтев

Аннотация. Статья посвящена анализу дел в научной сфере в Украине в целом, а также в академической и университетской науке. Рассматриваются проблемы связанные с выбором приоритетных направлений исследований, учитывая развитие науки в мире, перспективности отдельных ее направлений с позиций развития мировой экономики и места науки в этих процессах. Высказывается обеспокоенность отношением к науке в Украине властных институций, недооценкой важности ее для всех сфер жизнедеятельности государства, в том числе, национальной безопасности.

Ключевые слова: Национальная академия наук Украины, наука, физика, исследование, проблемы

Насамперед ми маємо оцінити наукові результати, отримані минулого року у Відділенні фізики і астрономії НАН України. Зазвичай ми подаємо їх як такі, що відповідають світовому рівню, проте, що таке світовий рівень і чим він визначається, не уточнюємо. Хоча про нього можуть свідчити, наприклад, імпаکت-фактори журналів, у яких опубліковано результати досліджень. У цьому плані все більш-менш гаразд, оскільки переважну більшість робіт було оприлюднено в досить престижних міжнародних журналах, що вказує на зацікавленість у них фахової спільноти. Але чи можна ці результати, часто-густо отримані спільно з нашими зарубіжними колегами, зіставити з тими, що входять до чільної десятки найкращих у світовому рейтингу? Такого на моїй пам'яті жодного разу ще не було.

Тоді чи маємо ми привід для незадоволення? Мені здається, ні, оскільки все ж таки щороку вдається «видати на-гора» кілька пристойних результатів, а творче співробітництво із закордонними колегами лише підкреслює високу кваліфікацію наших учених.

Наразі фізика, залишаючись основним ідеологічним фундаментом пізнання і проникнувши практично в усі природничі дисципліни та навіть деякі гуманітарні, втратила першість щодо уваги суспільства. Тепер на перші місця вийшла медицина і науки, що її обслуговують.

Тому, попри низку доволі яскравих результатів, отриманих фізиками минулого року, жоден з них не потрапив до найвизначніших наукових досягнень 2018 р. Така тенденція спостерігається вже не один рік, але так, щоб у цьому переліку взагалі не було фізики, я не пам'ятаю.

Натомість в останні 10–15 років у сфері наук, що вивчають живу матерію, сталися кардинальні зміни, які інакше, ніж проривом, не назвеш. Тривалий час спостерігався «перекіс» у бік різних напрямів фізики, що було виправдано, оскільки відбувався процес пізнання найбільш фундаментальних законів природи, проте природи неживої. Поступово, в міру накопичення знань і розкриття бага-

тьох таємниць, почався розворот загального фронту світових досліджень у бік фізики живого, який ми, нажаль, прогавили. Однак різні властивості біоструктур, редагування геномів, перетворення стовбурних клітин, робота мозку тощо ще чекають на послідовний опис і розуміння саме з точки зору фізичного підходу до розкриття механізмів біологічних явищ на мікрорівні. Скажу більше: строгого, фізично обґрунтованого і, головне, однозначного визначення живого стану і досі немає.

Проте минулорічні результати в галузі фізики, хоч і не потрапили до десятки найкращих, все ж мають велике пізнавальне і прикладне значення. Наведу лише деякі:

- прибуття після двох років польоту космічного апарата до астероїда Бенну; цей астероїд, що віддалений від Землі на 130 млн км і має лише 500 м у діаметрі, є найменшим об'єктом, якого дістався штучний апарат, виконавши при цьому рекордні навігаційні маневри, оскільки сила тяжіння самого астероїда не може утримувати поблизу нього жодних предметів;

- відкриття найвіддаленішої від Сонця карликової планети Фараут, відстань до якої у 120 разів більша за відстань від Землі до Сонця; це початок дослідження окраїн нашої планетної системи;

- розроблення надпровідного токамаку «Китайське сонце»; в Інституті плазми АН Китаю зуміли розігріти плазму до температури 10^8 °С (це в 6 разів вище за температуру в ядрі Сонця), тобто фактично досягнуто параметрів, необхідних для термоядерного синтезу;

- створення у Техаському університеті комірки пам'яті завтовшки в один атом – так званого атомристора;

- відкриття фахівцями Ізраїлю, Канади та США нового типу шуму між наноконтактами, що мають різні температури; так званий дельта-Т шум відрізняється від відомих раніше білого (теплого) і дробового (флуктуаційного) шумів;

- оприлюднення наприкінці минулого року каталогів гравітаційно-хвильових подій від вересня 2015 до середини 2018 р., які містять

відомості про всі сплески гравітаційних хвиль, що реєструвалися земними детекторами і спричинені злиттям різних об'єктів з гігантськими масами.

Якщо порівняти наші найкращі результати з фізики зі світовими, то перетинань практично немає. Безперечно, ми займаємося питаннями, які на часі, але з відомих причин диктувати моду навряд чи можемо, і згадок про нас у світових рейтингах, на жаль, не знайдеш. Може, й через те, що ми публікуємо відносно мало робіт у найавторитетніших журналах. Тим не менш, ситуацію з публікаціями у галузі фізики я б не назвав кричущою. Приблизно 40–45 % наших робіт опубліковано в іноземних журналах з досить високими імпаکت-факторами. Проблема полягає скоріше у підвищенні авторитету вітчизняних журналів, зокрема тих, які вже мають імпаکت-фактор і він щороку зростає.

Втім, усе сказане з приводу публікацій у найближчій перспективі може не мати жодного значення, оскільки Євросоюз прийняв нову парадигму публікаційної політики – план S, яким забезпечується повна відкритість наукових статей, що тягне за собою низку фінансових і організаційних змін та інших вимог до авторів. Це нове для нас і надзвичайно складне питання, яке потребує окремого обговорення і розроблення власної політики щодо оприлюднення наших результатів у журналах відкритого доступу. Такі зміни мають як позитивні наслідки, так і такі, що викликають занепокоєння.

Коротко і вже не вперше зупинюся на системі наукометричних оцінок. Мені часто дорікають за буцімто перебільшення її ролі, нагадуючи, як саме я кілька разів доповідав, що деякі країни від неї відмовляються. Нагадаю, це насправді так, але від цієї системи починають відмовлятися після 10–15 років її повсюдного застосування. А ми, не бажаючи пройти через наукометричний період, з цим зволікаємо, що погано. Коли і наука, і країна перебувають далеко не в найкращому стані, то однаково підтримувати всі напрями неможливо, і тут у пригоді можуть стати відповідні індекси, публікації у рейтингових журналах,

запрошені доповіді, що й становить рейтинг науковця.

Я вже говорив, що 15–20 років тому Китай, наприклад, платив до \$10 тис. за публікацію в журналах груп Nature або Science, без обмежень запрошував повертатися додому вчених з найбільшими цитат-індексами, пропонуючи їм такі самі зарплати, які вони отримували у західних університетах. Такої ж політики дотримуються і деякі інші країни, які хочуть прискорити розвиток своєї наукової сфери. При цьому слід усвідомлювати, що різниця між індексом Гірша 10 і 5, образно кажучи, як між небом і землею, а от величини 40 і 35 – це майже один і той самий рівень. І коли науковців такого рівня стає достатньо, пільги знімають, оскільки система вже сама продукує цих учених без спеціальних заохочень. Проте зауважу: як свідчать результати досліджень, надто велика кількість високоцитованих учених, навпаки, спотворює відому гіпотезу, сформульовану одним з ідеологів наукометрії Дерекком Прайсом ще у 1970-х роках, що половина наукових відкриттів у країні належить ученим, число яких дорівнює кореню квадратному із загальної кількості її дослідників.

А що наразі маємо ми? За даними наукометричного аналізу науковців України, який здійснює та оприлюднює Національна бібліотека України ім. В.І. Вернадського, до бази Scopus входять близько 41 000 українських учених, з яких тих, що відповідають критерію Прайса, — не більше 200. Станом на 02.02.2019 індекс Гірша 1 і більше (1+) мали 40 300 осіб, 15+ – приблизно 1000 науковців (<2,5 %), 20+ – близько 600, 25+ – 280, 30+ – 80. Окремо зауважу: якщо вибрати 200 українських учених, які за критерієм Прайса працюють на світовому рівні, тобто публікують стільки ж вагомих результатів, скільки решта 40 200, то їхні індекси Гірша дорівнюють 24–25 і вище, а частка становить менш як піввідсотка.

Натомість я не поділяю точку зору, що цифра має правити бал, однак і взагалі її не враховувати не можна. Все ж таки не дуже правильно, що ані зарплата, ані статус, ані

врешті-решт членство в Академії нею не визначаються, особливо тепер, коли всі ці дані легко доступні та жваво обговорюються. Ми знаємо, що бюрократи полюбують формальні показники, оскільки вони зручні, але не можна заперечувати, що наукометрія є гарним і поки що практично єдиним інструментом моніторингу стану наукового сектору в цілому. Її дані в деяких країнах використовують при виборі напряму досліджень або розподілі коштів, оскільки ніхто не хоче витратити їх всліпу. А маючи відповідну інформацію і керуючись нею як додатковою, можна концентрувати бюджет на окремих напрямках для їх підсилення або для адекватної підтримки тих, хто йде на передньому краї.

У цьому контексті, гадаю, і наше Відділення, і Академія могли б сформулювати свою позицію. Я особисто вважаю, що порівняння вчених за їхніми індексами цитування слід вводити з великою обережністю, оскільки розкриття таємниць природи – процес творчий і не підлягає чіткому плануванню чи коректному вимірюванню. Водночас не можу знайти переконливих аргументів для спростування думки про те, що коли роботи того чи іншого автора мало згадують у фаховій літературі, то вони або з якихось причин маловідомі, або нікому не цікаві, або випереджають свій час (проте таке трапляється надзвичайно рідко). У будь-якому разі низьке цитування має бути важливим сигналом для вченого. Можу навіть припустити, що неупереджена наукометрія за окремими винятками дає більш реалістичне і об'єктивне уявлення про здобутки окремого науковця, ніж вчені ступені, звання та посади. Однак хочу підкреслити, що все сказане стосується передусім фундаментальних (basic) досліджень, оскільки прикладні (applied) дослідження слід оцінювати за іншими критеріями. До того ж, окремого ставлення потребують молоді вчені, оскільки їхні формальні показники вочевидь не можуть бути високими, тому так важлива підтримка наукової молоді «зверху», що Академія і намагається робити в міру своїх сил. Наукометрична оцінка окремих науковців тісно

пов'язана з оцінюванням установ, нещодавнє запровадження якого стало подією, що може вплинути на нашу діяльність в цілому. Маю на увазі застосування у повному обсязі методики рейтингування інститутів. Це означає, що багаторічні суперечки між ученими і чиновниками завершилися. При цьому прибічники наукометрії все зводили до індексів і кількісних показників. Інші, насамперед гуманітарії, переважно з Академії, заперечували, що протиприродно оцінювати вченого за формальними показниками, які тільки шкодять науці і не мають з нею нічого спільного.

З цього приводу доречно нагадати, що небажання використовувати наукометрію прямо чи опосередковано призвело до відомої реформи РАН, в якій 6 років тому перемогла консервативна точка зору щодо визначальної ролі експертів, а їх перевірки встановили, що 97 % установ працюють на світовому рівні. Вважають, що така «блискуча» самооцінка стала спусковим гачком реорганізації РАН. У 2013 р. Російську академію, яка продемонструвала, що самовдосконалюватися не спроможна, указом президента було відсторонено від управління майном та інститутами, які сьогодні підпорядковуються новоствореному Міністерству науки і вищої освіти.

Минуло всього два роки, і комісії, сформовані поза Академією, провели комплексне оцінювання, основане на наукометрії. Вони перевірили 454 установи, з яких до першої категорії потрапили 142 інститути (30 %), до другої – 205 (45 %), до третьої – 107 (25 %). У галузі природничих наук (фізика, хімія і біологія) співвідношення таке: 21 (12 %), 82 (45 %) і 76 (43 %), тобто помітно гірше, ніж у цілому по Академії, хоча, здавалося б, ці науки краще за інші представлені інститутами зі світовим рівнем роботи. Проте оцінювання такого уявлення не підтвердило, оскільки оцінювали не старі (безумовно, яскраві) заслуги, а нинішній стан кожної установи. Це ставить певні питання і перед нами, коли процедуру оцінювання пройдуть усі інститути без урахування їх меморіальної складової. Погодьтеся, наші перевірки доволі м'які, і більшість установ у нас отримує гарні

оцінки, але чи буде так і надалі, не знаю – методика постійно вдосконалюється, а фінансові органи постійно націлюють на жорсткіший і більш критичний підхід. Хотілося б лише, щоб його реалізовували чесні та компетентні фахівці, відомі не лише своєю професійною підготовкою, а й бездоганною репутацією.

Знаючи ці перипетії, Президія спрямовує нас на поступову оптимізацію мережі академічних установ і закриття тих, які не відповідають сучасним вимогам. Однак цей процес відбувається дуже повільно. Залишається лише сподіватися, що це не кампанія, а наполеглива важка робота, яка не має на меті обов'язково припинити діяльність тієї чи іншої установи заради скорочення. Керівництво установ має стежити за відповідними, зокрема й наукометричними, показниками роботи, бо єдина форма нашого захисту – це результативна і, наголошую, корисна для держави наукова діяльність, яку можна чимось підтвердити.

Якщо вона відповідає прийнятним критеріям і має фундаментальні результати, статті в міжнародних виданнях, впровадження розробок, захисти, поповнення молоддю тощо, то таку організацію, звісно, ніхто не чіпатиме.

Повторю, що вказівки щодо вдосконалення Академії йдуть «зверху», і їх не можна ігнорувати. Тому Президія НАН України вимагає від відділень певних дій щодо долі таких установ.

Наприклад, приєднання їх до більш потужних з позбавленням статусу юридичної особи або зниження їх статусу. Навряд чи ми уникнемо цього, хоча так зване реформування за умови виконання всіх положень чинного законодавства про працю – надзвичайно складна справа.

Інший бік цієї проблеми – підготовка резерву керівних кадрів. Останніми роками директорський корпус установ ВФА вдалося дещо оновити, але в цьому питанні є великі труднощі, іноді важко знайти претендентів не лише на директорське крісло, а й на посади завідувачів відділів. Проблема не нова, але потребує обговорення. Наприклад, щодо

обмежень на вік посадової особи і кількість каденцій. У наших умовах загалом прогресивна вимога щодо обов'язкової регулярної ротації кадрів заради праведної боротьби з геронтократією та створення кар'єрних ліфтів ігнорує «маленьку деталь», а саме: глибокий провал у віковому розподілі чисельності співробітників НАН

України, в якому відносно мало людей від 30 до 55 років – основне джерело заміни. Отже, чітко дотримуючись закону і маючи благі наміри, якими, як відомо, вимощена дорога в пекло, можна зашкодити справі. Тому вважаю, що правило зміни керівництва за віком або після двох посадових термінів доцільно було б тимчасово пом'якшити з огляду на специфіку кожної конкретної установи, яку й має визначати незалежне та об'єктивне оцінювання. І якщо воно засвідчить, що установа працює на світовому рівні, то не слід вважати заміну директора такою вже обов'язковою, особливо якщо рівноцінного кандидата на «крісло» немає.

Наступне питання – співпраця із закладами вищої освіти та МОН України. Загалом вона відбувається у нормальному режимі, і у ВФА практично немає інститутів, провідні співробітники яких не брали б участь у підготовці студентів. Проте вважаю, що ми могли б прийняти на курсові і дипломи більше число студентів. Крім того, Міністерство і Академія продовжують пошук нових форм виховання фахівців сучасного рівня. Зокрема, підписано угоди щодо створення спільних центрів магістерської підготовки, які готуватимуть учених та інженерів для високотехнологічних галузей. Нещодавно Кабінет Міністрів затвердив на посаді директора Київського академічного університету члена-кореспондента О.А. Кордюка, який робить спроби якомога раніше залучати студентів до наукової роботи через впровадження нестандартних шляхів взаємодії КАУ з іноземними університетами.

Що стосується шкільної освіти, то Колегія МОН України затвердила шкільні програми з фізики і астрономії, розроблені в Академії, але не можна сказати, що Міністерство

допомагає просувати їх у школи. Національна академія педагогічних наук України провела дві наради з питання цих шкільних програм, теж схвалила їх, але чи доходять вони до шкіл, мені невідомо, оскільки, з розмов з викладачами загальної фізики у КПІ, тепер за рівнем знань середньостатистичний абітурієнт-відмінник поступається навіть абітурієнту-хорошисту десятирічної давнини. І хоча розробники ЗНО вдосконалюють тести, знання не покращуються. Дуже дивно, що при вступі до вишу ЗНО з фізики і астрономії можна замінити на ЗНО з іноземної мови. Розумних пояснень цієї «раціоналізації» я не маю, проте бачу її наслідки – суцільна депрофесіоналізація суспільства, яку ми відчуваємо вже тепер. Причина доволі банальна – рівень викладання спадає разом із загальним рівнем науки в країні. Що з цим робити, не знаю.

Проте не слід забувати, що той, хто контролює освіту, визначає спроможність країни до розвитку, який, якщо ситуація не зміниться, може взагалі припинитися. Надзвичайну небезпеку для держави, рівень природничої освіти в якій знижується, недвозначно відображують слова, викарбувані на фронтоні Стелленбоського університету (ПАР): *«Знищення будь-якої нації непотребує атомних бомб або використання ракет великого радіусу дії. Варто лише знизити якість освіти і дозволити списування на іспитах. Тоді пацієнти вмиратимуть від рук таких лікарів. Будівлі руйнуватимуться від рук таких інженерів. Гроші втрачатимуться від рук таких економістів і бухгалтерів. Справедливість зникатиме в руках таких прокурорів і суддів. Крах освіти – це крах нації»*. До цих мудрих слів мені нічого додати.

Не знаю, який стан справ стосовно ЗНО у гуманітаріїв, але у природничих науках воно явно не ознаменувало прогресу, до того ж випускників шкіл, охочих пройти ЗНО з фізики, зовсім мало, і щороку їх число меншає. Ті ж, хто обирає природничий фах, здобувши освіту, лише поповнюють струмки відпливу інтелекту з нашої країни, які останніми роками перетворилися на

повноводні ріки. Парадоксально, але потоки валюти туди-сюди ретельно підраховують, а односторонній плин мізків і генофонду, які дорожчі за будь-яку валюту, майже нікого не хвилює. Причому відтік мізків критично позначається саме на Академії. Влада ж так і не висловила свого ставлення до цього небезпечного для країни явища – втечі з неї науково освічених громадян.

Кілька слів про найболючішу проблему – фінансовий стан наших установ. Вона настільки складна, що оминати її неможливо. Стан з бюджетним фінансуванням і Академії, і науки в цілому видається мені кричущим, про що неодноразово вже йшлося, проте роками нічого не змінюється. Тому дещо іронічно зауважу, що оскільки фінансові запити Академії задовольняються погано, взаємовідносини між нами – секціями, відділеннями, установами, відділами – ускладнюються. Перефразовуючи Михайла Булгакова: вчені – люди гарні, але грошове питання їх зіпсувало. Якщо ж серйозно, тут є два аспекти – фінансування Академії і розподіл отриманих коштів. Якщо про перше все детально відомо, то принципи розподілу між секціями і відділеннями фактично закриті. Але знаючи, як вони розподіляються у ВФА, думаю, щось подібне відбувається і в цілому. Тобто, незважаючи на ряд пропозицій, навіть вимог щодо використання якісних критеріїв оцінки, по суті зберігаються старі радянські відсотки, змінити які в умовах жорсткого дефіциту коштів нереально. Єдине, що вдалося здійснити у ВФА, – це символічний перегляд фінансування після того, як комісія нашого відділення у 2016 р. провела рейтингування, на основі якого три кращі установи отримали крихітне, я б сказав практично невідчутне, збільшення базового фінансування, а установи з кінця переліку – таке саме крихітне зменшення.

Не знаю, що нас чекає у майбутньому, але, мені здається, без певної модернізації НАН України, оновлення її структури, напрямів діяльності, так щоб вони більше відповідали потребам суспільства, відстежували русла світових тенденцій, не обійтись. Мені важко

сформулювати дорожню карту – це справа колективна, крім того, мене легко звинуватити у певному популізмі, але я б не чекав змін, які нам можуть бути нав'язані зверху, як це сталося у Росії, або які накреслить нещодавно створена Наукова рада, а спробував би діяти на випередження, позаяк будь-які наші наміри можуть виявитися запізненими.

Якщо послухати членів Наукового комітету, то щось уже зроблено, але в інститутах результати цих дій поки що не відчують. Можливо, ще зарано? Нічого страшного – ми терплячі, чекатимемо. Багато надій покладається на Національний фонд. Отже, не можна сказати, що все завмерло і що хоча б активні науковці нічого не роблять, але більшість учених та й чиновників визнають, що сучасний рівень української науки є недостатньо високим, а тому пошуки варіантів стратегії наукового розвитку країни не припиняються. Зокрема, один із проектів підготувала спеціально створена комісія при Президії НАН України під головуванням віце президента Академії академіка А.Г. Загороднього. Цією ж проблемою займається громадська ініціативна група під співкерівництвом академіка Я.С. Яцківа і члена-кореспондента А.М. Негрійка, нею ж опікуються і в МОН, і, не виключено, ще де-небудь. Ніхто відкрито не оголошує напрямів зрозумілого науковій спільноті реформування та основних його положень. А питання це складне і багатогранне, в якому необхідно дійти якогось певного консенсусу, оскільки повної згоди не буде ніколи. І чим докладніше ми намагатимемося окреслити майбутнє, тим краще, оскільки переважна більшість з нас свідомо того, що розвиток наукової галузі без прив'язки до розвитку таких найважливіших сфер, як освіта, зокрема шкільна, охорона здоров'я, економіка, оборона, сільське господарство, транспорт, демографія, екологія тощо, є абсолютно неможливим. Тому без участі університетів та високотехнологічної промисловості, в тому числі оборонної, нічого не вийде. Потрібно шукати зв'язки і баланс між різними галузями розвитку країни в цілому, а це завдання

не для окремого відділення. Напевно, перші орієнтири мають пролунати від політиків, потім економісти, юристи мають сформулювати стратегічні плани та глобальні цілі, оцінивши наші можливості з точки зору потреб науки і освіти. Однак є й інша точка зору – Академія має проявити ініціативу в цьому питанні. Як би там не було, наша парафія – передовсім наука та її модель, адекватна загальнодержавному розвитку, і тут можна виокремити три складові: наука академічна, університетська і галузева, причому в якому стані перебуває остання, сказати важко. Діючий раніше «трикутник» зруйновано, а чи можна щось відновити без одного з «кутів», судити не беруся. Немає жодного законодавчого документа, який би не загалом, а з цифрами формулював стратегічну мету науково-технологічного розвитку країни, вказував, чого конкретно від нас очікують і що на нас покладають. Тому без загальної стратегії важко розробляти «парціальну». Немає сумнівів, що ресурсів на всіх не вистачить, але ми весь час говоримо про підтримку найкращих, про використання усього можливого заради основних пріоритетів. Не обійтися і без перетворення наукової сфери на більш привабливу для молоді. Заохотити молодь можна лише цікавою роботою, яка за рівнем відповідає світовій. На цьому слід зосередити наші зусилля. З огляду на демографічні тенденції і глобальну боротьбу за таланти, зробити це дуже непросто, проте іншого не дано. Інакше кажучи, розробляючи стратегію навіть для Академії, ми маємо насамперед визначити цілі: ми хочемо бути серед розвинених країн чи бажаємо лише втримати нинішній рівень, не сподіваючись будь-коли потрапити на передній край, і плануємо користуватися лише чужими досягненнями. Усі ці питання тією чи іншою мірою відображено у «Білій книзі», підготовленій учасниками Форуму української наукової діаспори (Київ, 20–22 жовтня 2018 р.).

Раніше у суспільстві була помітна «реклама науки», проголошувалося, що наука – це добре, а знання є цінністю. Тепер добре – заробляти гроші, докладаючи мінімум

інтелектуальних зусиль, тому наука не за-
требувана. Крім того, НАН України як
суспільний інститут на тлі сучасного життя
выглядає доволі архаїчно, навіть безвідносно
до таких проблем, як середній вік її членів або
їх якісний склад. Зрозуміло, у такій ситуації,
не ініціюючи швидких і кардинальних, а не
косметичних змін, рухатися вперед важко.

З іншого боку, безсумнівно сприяють роз-
витку амбіційні завдання міжнародного рівня,
які слід ставити, створюючи відповідні умо-
ви для роботи. Як науковець, я відчуваю, що
для дослідника участь у розв'язанні великих
проблем є первинною. Друге місце посідає
можливість проведення досліджень на сучасних
інструментах, відкритість, мобільність, а вже
потім — рівень соціального забезпечення, проте
без нього взагалі нікого не утримати. Будь-який
науковець, особливо молодий, має отримувати
достойну зарплату і хоче бути впевненим у бла-
гополучному сьогодні та майбутньому.

Ще одна доволі гостра пробле-
ма – це співвідношення академічної та
університетської науки. Не секрет, що три-
валий час ми жили в умовах пріоритетності
першої, на яку фактично і покладалося за-
безпечення інноваційного розвитку країни.
Тепер, наскільки я розумію, тренд посту-
пово змінюється, і значні кошти починають
спрямовуватися в університети. Останні у
цьому зацікавлені, бо прагнуть потрапити
до різних міжнародних рейтингів, які визна-
чають престиж вишу і до яких без потужно-
го дослідницького сектору шлях закритий.
Тому майбутня стратегія має враховува-
ти і цю обставину через, скажімо, розумну
міжвідомчу кооперацію. Пропонують безліч
приманок, аби студент обрав для навчання
той чи інший виш або ту чи іншу наукову
організацію для подальшої роботи, але на
другому етапі Академія і університети стають
конкурентами. Мені здається, цього можна
уникнути за допомогою організації спільних
досліджень. При цьому пріоритет має зали-
шитися за тим місцем, у якому результат мож-
на отримати скоріше чи якісніше. Це також
один із типів мобільності або, якщо хочете,
академічної свободи творчості. Можна діяти

і в інший спосіб: більш короткотермінові
чи більш ризиковані проекти краще вико-
нувати в університетах, а довгострокові і
високовартісні, які потребують складного
обладнання, – в академічних інститутах або
наукових центрах. Злиття ж університетів
з Академією або їх незалежне існування
позбавляє науку варіативності розвитку, яка
є корисною для наукового пошуку.

Можливо, висловлені міркування дехто
розцінить як маячню. Будь ласка, але вони
спричинені тим, що навколишній світ стрімко
розвивається, а ми застрягли у минулому.
Змінюватися потрібно швидко, і реагувати
слід не лише на наслідки змін у суспільстві,
а намагатися хоч інколи діяти на виперед-
ження. Нажаль, у нас усвідомлення ситуації
приходить з великим запізненням. У нас є
Концепція розвитку Академії, але, як мені
здається, вона не містить конкретних кроків
чи хоча б приблизної оцінки часу виконання
тих чи інших проголошених заходів. Тому
в пошуку пріоритетів реформування НАН
України як наукової інституції, напевно, було
б слушно почати з мозкового штурму, хоча
при цьому ми не зможемо оминати питання
належної фінансової підтримки реформ, про
необхідність яких чутно з усіх боків. Кажучи
про реформи, маю на увазі і зміни, які ми
могли б провести за власним лекалом, якщо,
звичайно, усвідомимо їх необхідність.

Так, ми всі вийшли з СРСР, в якому було
придушено багато свобод, але на науку
виділялася помітна частина бюджету. Ра-
дянський Союз посідав друге місце у світі за
витратами на наукові дослідження, і провідна
роль у досягненні наукового паритету із Захо-
дом належала Академії. Розпад СРСР дав нам
політичну, інтелектуальну і духовну свободу,
але при цьому ми стикнулися з безпрецедент-
ним скороченням підтримки науки (аналогів
у світі немає). І постає цілком природне за-
питання: а чи є наука стійкою до таких «не
пробних» збурень? З одного боку, ми вижили,
а з іншого — перетворилися на другорядну за
рівнем сучасних наукових досягнень країну,
обравши як наукова організація страусовий
стиль поведінки — нічого цього не помічати.

Ще раз наголошую, ми – спадкоємці потужної і без перебільшення передової в науковому плані держави, в якій наукові пошуки велися по всьому фронту, а радянська влада в особі перших персон вимагала від учених результатів лідерського рівня. В Україні влада від проблем науки відсторонилася, внаслідок чого наука деградувала, широкого фронту досліджень наразі немає, і ми фактично прогавили появу у світовій науці цілих напрямів, оскільки їх ніхто не відстежував, а коли про них навіть і знали, започаткувати щось за браком коштів і кадрів не могли. Час минув, і зміни, подобаються вони нам чи ні, охопили всі сторони нашого життя, а ми з року в рік продовжуємо фінансувати напрями, що були актуальними в 1970–1980-х роках. З іншого боку, в країні з'явилися різні економічні клани і найпотужніші з них (сировинний, фінансовий, аграрний) в науці не зацікавлені та коштів на її підтримку не дають. Проте ніхто ще не спростував сенс комуністичного гасла «Наука – це продуктивна сила», і так воно і є в країнах з розвинутою промисловістю. В Україні про нього забули, а отже, ми дивимося у хвіст американських, європейських, азійських локомотивів, які через широке впровадження сучасних наукових розробок мають значний прибуток, але віддаляються від нас з величезною швидкістю.

У світі щороку зростає кількість наукових публікацій у топових журналах, на ґрунті яких, власне, і постають згодом інноваційні застосування. В Україні, звісно, такої тенденції не спостерігається, що легко пояснити об'єктивними обставинами, але є і суб'єктивна складова – наше недовірливе ставлення до великої кількості публікацій. Вважаю, що доки наукові керівники високого рангу, а за ними й доволі велика частина вітчизняних дослідників називатимуть публікаційну активність графома нією, Україна з цієї прірви не вибереться. У мене немає жодного сумніву, що в разі, якщо у нас будуть графомани таких журналів, як *Science*, *Nature*, *Phys. Rev. Lett.*, *Phys. Rev.*, *Rev. Mod. Phys.* з імпаکت-факторами 5–7 і вище, нам поч-

нуть заздрити інші країни. Проте наразі *status quo* інший, і з цим нічого не зробиш. Тому і здається природною дивна картина: будь-який представник влади на питання, хто винний, що ситуація з інноваціями в Україні прямо протилежна світовій, миттєво відповідає: «наука» або ще точніше – «Академія наук». Нам закидають, що ми не забезпечуємо прориви, не створюємо високотехнологічні продукти і стали лише обтяжливим соціальним тягарем для суспільства, тому краще буде без нас, оскільки все, що потрібно, можна купити. Це типовий погляд нашого вищого державного керівництва і, нажаль, більшості олігархів. Звідси антиакадемічні маніфести і нападки на Академію, яка виявилася жертвою такого ставлення у суспільстві². Тим самим Академію практично вилучили з процесу формування економічної політики держави, а влада, давайте відверто визнаємо, просто не знає, що з нами робити. І стає дедалі ясніше, що очільники країни ні на що серйозне в організації наукової сфери не спроможні, оскільки це питання їх не дуже хвилює. Ми не зуміли знайти переконливих аргументів, щоб змінити ці тенденції, а насправді, скоріше боялися дратувати владу, не заявили гучний протест, не опиралися. Ми сидимо, образно кажучи, як у фортеці, на стінах якої написали: «У нас усе чудово, проблем немає, не треба нас чіпати!». Ніхто й не чіпає, але дійшло до того, що жодна партія, жодний кандидат у Президенти не включає у свої програми пунктів про розвиток науки, і це вже вважають нормальним. Таке пасивне перебування у фортеці – найбільш програшна позиція, оскільки ці мури самі впадуть через недофінансування, неувагу і просто суспільне забуття. При цьому є багато зацікавлених осіб, які зовсім не забули про різноманітне майно Академії, про її земельні ділянки і лише очікують на команду «фас».

Сакраментальне питання «Хто винний?» вже неактуальне, та і не має однозначної відповіді. Я б на нього взагалі не зважав. А от питання «Що робити?» залишається на часі, особливо тоді, коли клани при владі частково або цілком змінюються і на сцену вихо-

дять нові, раніше невідомі персонажі, з якими потрібно розпочинати роботу. Напевно, є сенс намагатися досягти якогось консенсусу з владою, тим більше, що є Науковий комітет, який може допомогти в цьому, хоча особисто я не покладаю великих сподівань на конструктивний діалог з представниками влади – це ілюзія. Втім, Академія не має права замикатися у своїй кастовій кривді, мріючи про втрачене минуле, яке ніколи вже не повернеться. Ми як суворі опоненти мусимо критикувати дії влади, особливо у питаннях науки і освіти, але ця критика має бути обґрунтованою і відкритою. Без неї громадянське суспільство приречене на застій. Так, серед нас, на жаль, немає А.Д. Сахарова, який умів по-справжньому сміливо і принципово говорити з можновладцями, натомість нас багато, і хотілося б розраховувати на «колективного» Андрія Дмитровича. Звісно, ніхто з нас не налаштований на ворожнечу, а наші тихі міркування влада не чує, хоча загальновідомо, що в країні, де влада на критику вчених відповідає презирливим мовчанням, громадяни не мають шансів на достойне життя.

Будь ласка, не сприймайте мої слова як необґрунтовані закиди всім нам. Ні, просто важко позбутися відчуття, що «так жити далі не можна». Роль науки в країні сильно принижена, і слід шукати траєкторію виходу з такої ситуації. Мені, повторю, здається, що поштовх має йти від держави, але, мабуть, саме ми в той чи інший спосіб маємо його ініціювати, може, разом з університетами, представниками промисловості, яка потребує наукових розробок. Деякі колеги, які займаються прикладними питаннями, закликають провести наукову мобілізацію і сконцентруватися на якихось двох-трьох важливих для країни завданнях навіть на шкоду фундаментальній науці, мовляв, потім усе окупиться. Дивно, але того ж самого вимагає влада, яка була б у захваті, якби наука стала корисною і комерціалізувалася. Крім того, не можна не помічати, що Україна давно вже окупована високими технологіями іноземного виробництва. Гляньте, на чому ми їздимо, які гаджети в наших кишенях, через які

мережі ми пірнаємо в інтернет. І так не лише у побуті. Згадаймо, які військові стандарти ми впроваджуємо, які літаки використовуємо? Усе це результати праці вчених, які займаються фундаментальною наукою, але про неї чомусь усі забувають. Як приборчик пріоритетного розвитку фундаментальної науки і вважаючи її самодостатньою цінністю, хочу наголосити, що мої емоційні виступи на її захист далекі від реальності, оскільки її потрібно вже занести у Червону книгу України. Причому ми не одні такі у світі. Щоб бути правильно зрозумілим, наведу прогноз відомого американського футуролога Брюса Стерлінга (Bruce Sterling) стосовно фундаментальної науки у XXI ст., який він дав приблизно 15 років тому: «Академічна сфера не збереже традиції, що існували протягом дев'яти століть. Вона стане індустріальною – усе розумно, мобільно, проте жорстко сфокусовано на продукції та прибутку, і лише небагатьом резервуарам абстрактного знання пощастить вижити під напором ринку. Класичні дисципліни зміняться, підлаштувавшись під бізнес. Фізика елементарних частинок, яка була потрібна холодній війні, може бути затребувана нанотехнологіями. Напрями досліджень із запаморочливою швидкістю змінюватимуться, залишаючи без роботи будь-якого професора, який намагатиметься залишатися старомодним, біологія об'єднається з кібернетикою...». Можна ставитися до цих слів з недовірою, вважати їх фантазією, але не можна не визнати, що ми є живими свідками початку такого майбутнього, коли науку все відвертіше заганятимуть у ярмо корисності, вимагатимуть чогось конкретного і такого, що можна продати, не вбачаючи жодної різниці між завданнями фундаментального гатунку і розробками на потребу промисловості. Проте НАН України завжди вирізнялася цілеспрямованістю досліджень на впровадження, а отже, подібний розвиток подій не має бути для нас новиною. Є, щоправда, і протилежна точка зору, за якою фундаментальна наука збережеться, не тому що зміниться суспільне ставлення до неї, а тому що завжди народжуватимуться молоді

люди, які нічим іншим займатися не захочуть, оскільки така діяльність не лише збагачує національну культуру і культуру людства, а й дає насолоду вільної, нічим не обмеженої творчості. Що конкретно можна запропонувати в цій ситуації, мені сказати складно, але ж ми – дослідники, і аналізувати непрості проблеми для нас звична справа. Не знаю, що саме зараз планують «верхи», проте є відчуття, що питання анафема Академії або як мінімум її автономії з порядку денного не знято. На мій власний розсуд, принаймні у найближчій перспективі цього робити не варто, оскільки втрати виявляться значно більшими. В Академії зосереджено все ще потужний інтелектуальний потенціал, і її розвал знищить його. Від'їзд науковців за кордон також слід якось гальмувати, але не указами чи заборонами, а затребуваністю і підвищенням престижу наукових професій. Якщо інтелектуальний рівень нашої країни, постійно спадаючи, перетне певну межу, ми ніколи не зможемо його потім відновити, що призведе до непоправних змін – ми будемо не лише неспроможні виробляти наукомістку продукцію, а й не зможемо навіть зрозуміти, що саме відбувається у науковому світі і перетворимося на пересічних споживачів. За такого сценарію настане повна деградація країни, яка не буде вже нікому потрібною. Я дещо згущую фарби, але такий розвиток подій не є неймовірним, і тут конструктивна позиція вчених, насамперед фізиків, може бути вкрай важливою. Саме тому я і звертаюся до великої аудиторії читачів, можливості якої знайти відповіді набагато більші, а розуміння проблем глибше. Крім того, жодного з нас не може не хвилювати майбутнє Академії. Перетнувши віковий рубіж, ми разом з Академією переживаємо скрутні часи, оскільки розвиватися за фінансового голодомору неможливо, а вихід зі стану стагнації потребує значних ресурсів, яких не-має. При цьому будь-яка бездіяльність вступає у протиріччя з інтенсивним розвитком всього і вся навколо нас. Навіть у такій несприятливій для творчої роботи ситуації Академії належить більша частина результатів високо-

го рівня серед тих, що отримані науковою сферою України. Але щороку, дивлячись на підсумки світових досягнень, відчуваєш, що цього критично мало. Жалюгідне фінансування не може забезпечити оновлення Академії в її нинішньому складі, а отже, слід думати в напрямі її скорочення. Водночас необхідно стукати в усі двері, щоб домогтися не лише розширення грантової підтримки зі збереженням базового фінансування, а й істотного збільшення самих грантів за умови, що експертиза їх має бути незалежною і професійно бездоганною.

Досить важко в нинішній ситуації знайти приводи для оптимізму. Можливо, вони полягають у надії, що ми вистоїмо, збережемо Академію і доведемо нашим урядовцям, депутатам різного рівня, пересічним громадянам, що без дбайливого захисту наукової праці щасливе майбутнє в Україну не прийде. Із втратою науки неминує вмирає освіта, якісна медицина, обороноздатність країни – це аксіома! Отже, розвиток фундаментальної науки і науково спрямованої освіти, а також створення умов для роботи вчених – найважливіші обов'язки сучасної держави, про які у нас чомусь забули. Саме на цьому слід весь час наголошувати. Врешті-решт, наука і освіта разом з технологічними досягненнями людства на відміну від політики, релігії, національних пріоритетів є тими небагатьма чинниками, які об'єднують, а не роз'єднують не лише окремі нації, а й усе людство. Тому закликаю, не шкодуючи сил, всіляко намагатися донести до свідомості, насамперед пересічних громадян, а потім вже і владних структур, що наука потребує довіри і підтримки не тільки і не стільки через її утилітарні можливості, а через її більш високе завдання – нести світло знань, підтримувати добросовісність, порядність та нормальні людські стосунки.

Стаття надійшла до редакції 28.08.2019 р.

UDC: 53,52

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179346>

STATE, PROBLEMS AND WAYS OF SCIENCE DEVELOPMENT IN UKRAINE

V. M. Loktev

Department of physics and astronomy of the National academy of science of Ukraine

Summary

The article deals with the analysis of affairs in the scientific field in Ukraine as a whole, as well as in academic and university science. The problems related to the choice of priority directions of research in view of the development of science in the world, the prospects of its individual directions from the standpoint of the development of the world economy and the place of science in these processes are considered.

Concerns are expressed about the attitude of power institutions to the science in Ukraine its importance underestimation for all spheres of the state's life, including national security.

Particular attention in the analysis is given to physics, which remains the foundation of the nature and the world knowledge, penetrating not only natural sciences, but also in some humanitarian.

Approaches to assessing the scientific activity of individual scientists and research institutes of the NAS of Ukraine and other scientific organizations, including the use of scientific and metric data, are discussed.

Considerable attention is paid to the problem of science financing in Ukraine, attitude to it not only of the authorities, but also society as a whole, the interconnection of science and education, personnel policy and the threatening intelligence leakage from Ukraine abroad.

Keywords: National academy of sciences of Ukraine, science, physics, research, problems

УДК: 53,52

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179346>

СТАН, ПРОБЛЕМИ І ШЛЯХИ РОЗВИТКУ НАУКИ В УКРАЇНІ

V. M. Loktev

*Відділення фізики і астрономії Національної академії наук України,
e-mail: vfa@nas.gov.ua*

Реферат

Стаття присвячена аналізу справ у науковій сфері в Україні в цілому, а також в академічній і університетській науці, зокрема. Розглядаються проблеми пов'язані з вибором пріоритетних

напрямів досліджень з огляду на розвиток науки у світі, перспективності окремих її напрямів з позицій розвитку світової економіки і місця науки у цих процесах.

Висловлюється занепокоєння ставленням до науки в Україні владних інституцій, недооцінкою важливості її для всіх сфер життєдіяльності держави, в тому числі, національної безпеки.

Особлива увага в аналізі приділяється фізиці, яка залишається фундаментом пізнання природи і світу, проникнувши не тільки у природничі дисципліни, а навіть у де-які гуманітарні.

Обговорюються підходи щодо оцінки наукової діяльності як окремих науковців, так і науково-дослідних інститутів НАН України та інших наукових організацій, у тому числі з використанням науково-метричних даних.

Значна увага приділяється проблемі фінансування науки в Україні, ставлення до неї не тільки владних структур, а і суспільства в цілому, взаємозв'язку науки і освіти, кадровій політиці і загрозливому витоку інтелекту з України за кордон.

Ключові слова: Національна академія наук України, наука, фізика, дослідження, проблеми

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

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

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179347>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: 2D ЕЛЕКТРОСТАТИКА MOS І МОДЕЛЬ 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: maksym_strikha@hotmail.com

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: 2D ЕЛЕКТРОСТАТИКА MOS І МОДЕЛЬ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У четвертій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, докладно розглянута 2D електростатика MOS. Показано, що вона 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. Такі ефекти називають ще ефектами короткого каналу. 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.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, 2D електростатика, метрика транзисторів, керування транзисторами, віртуальний витік

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: 2D MOS ELECTROSTATICS AND VIRTUAL SOURCE MODEL

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha

Abstract. In the fourth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the 2D electrostatics of MOS is considered in detail. It is demonstrated, that 2D electrostatics degrades electron transport in field effect transistors by increasing the subthreshold swing and causing the DIBL effect, which in its turn increases the output conductivity and reduces the threshold voltage in short-channel transistors. Since these effects are more pronounced in short-channel transistors, they are also called short channel effects. As transistors get smaller and smaller, the main challenge with circuitry is to control the short-channel effects. As a rule, numerical modeling is required.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, 2D electrostatics, transistor metrics, transistor control, virtual source

ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: 2D ЭЛЕКТРОСТАТИКА MOS И МОДЕЛЬ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА

Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха

Аннотация. В четвертой из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, подробно рассмотрена 2D электростатика MOS. Показано, что она ухудшает характеристики транспорта электронов в полевых транзисторах, увеличивая подпороговый разброс и вызывая эффект снижения барьера, обусловленный стоком (DIBL), который в свою очередь увеличивает выходную проводимость и уменьшает пороговое напряжение в короткоканальных транзисторах. Эти эффекты называют также эффектами короткого канала. По мере того, как транзисторы становятся все миниатюрнее, основной вызов, с которым встречаются схемотехники, сводится к контролю короткоканальных эффектов. Как правило, для этого требуется численное моделирование.

Ключевые слова: нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, 2D электростатика, 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. Ми розглянули фізичну структуру MOSFET та його вольт-амперні характеристики (ВАХ) двох типів – вихідні й передавальні, описали 10 метричних показників MOSFET, достатніх для аналізу якості нанотранзисторів, обговорили принципи керування польовими транзисторами через прикладання напруги на затвор. Показано, що завжди існує бар'єр на межі поміж стоком і каналом провідності, який отримав назву віртуального стоку.

Нашу наступну статтю [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 ВАХ.

У продовження викладу фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, розпочатого в [1, 2], у статті [3] розглянуто фізику процесів у напівпровідниковій підкладці MOSFET. Ця фізика визначається вигином зон, що залежить від поверхневого потенціалу ψ_s , який у свою чергу визначається напругою на затворі V_G . Ми одержали достатньо загальну формулу, що пов'язує V_G з ψ_s , також для цілком іншої структури MOS, структури з надтонкою кремнієвою підкладкою (Extremely Thin Silicon-On-Insulator/ETSOI),

що характерна для теперішньої тенденції мініятуризації транзисторів. Ми пересвідчилися, що основні особливості структури ETSOI подібні до властивостей масивної структури MOS.

На продовження огляду фізичних принципів моделювання нанотранзисторів [1–3] у цій оглядово-методичній статті ми розглянемо 2D електростатику MOS й зумовлені нею ефекти, а далі сформулюємо вже класичну модель віртуального витоку без явного врахування можливості балістичного транспорту.

Ми досі обговорювали, яким саме чином поверхневий потенціал напівпровідникової підкладки змінюється зі збільшенням напруги на затворі, застосовуючи виключно 1D електростатику. Однак у нанотранзисторах з короткими каналами провідності потенціали, прикладені до витоку і до стоку, створюють сильне електричне поле вздовж напрямку каналу. Цілком очевидно, що електростатичний потенціал у короткоканальному MOSFET буде сильно змінюватися і в напрямку x , і в напрямку y (рис. 1).

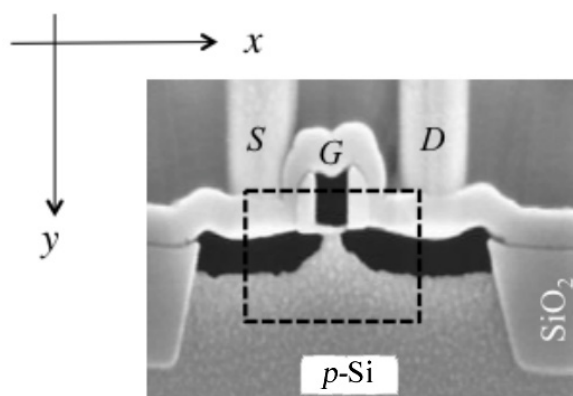


Рис. 1. Мікрограма перерізу MOSFET, отримана на скануючому електронному мікроскопі (Texas Instruments, 1997), на якій добре видно всі контакти й діелектричний прошарок, що ізолює затвор від каналу провідності.

Врахування 2D електростатики, особливо в нанотранзисторах, спричиняє важливі наслідки для режимів роботи MOSFET. Як зображено на рис. 2 ліворуч, прикладення великої напруги на стік зсуває характеристику $\log_{10} I_{DS} \propto V_{GS}$ ліворуч.

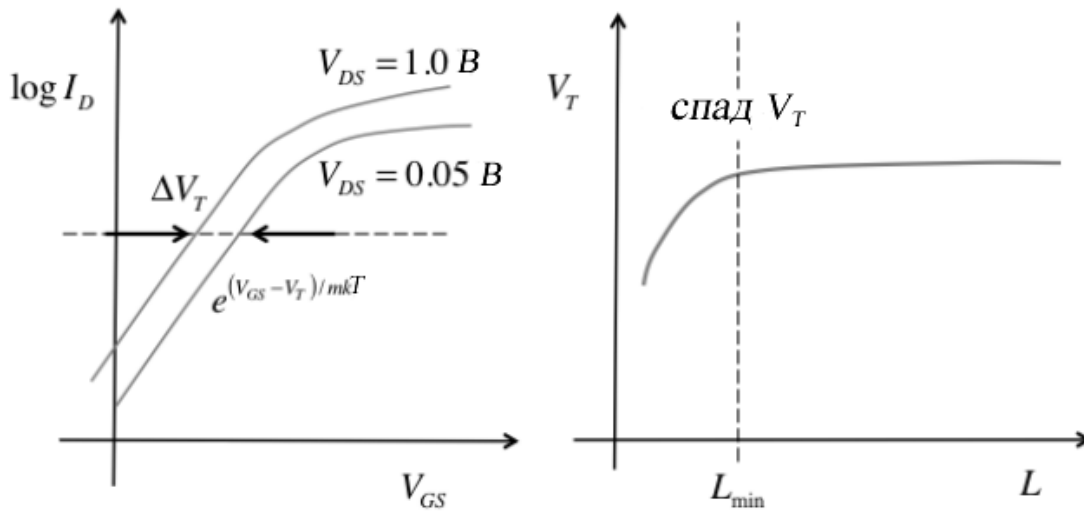


Рис. 2. Приклади того, як урахування 2D електростатики позначається на характеристиках короткоканальних транзисторів. Ліворуч: режим ефекту зниження бар'єру, індукованого стоком (DIBL), що зсуває передавальні характеристики $\log_{10} I_{DS} \propto V_{GS}$; така поведінка може бути також інтерпретована як зменшення порогової напруги V_T зі збільшенням напруги на стоку. Праворуч: спад V_T як результат зниження порогової напруги у нанотранзисторах.

Цей зсув на рис. 2 пов'язаний з ефектом зниження бар'єру, індукованого стоком $DIBL = -\Delta V_{GS} / \Delta V_{DS}$ (див. рис. 11 статті [1]), де ΔV_{GS} – така зміна напруги на затворі, яка необхідна для того, щоб підтримати струм стоку незмінним при зміні напруги на стоку на величину ΔV_{DS} . Якщо взяти невеликий струм, який відповідає транзистору в режимі «ON» (пунктирна лінія на рис. 2), то ми побачимо, що велика напруга на стоку зменшує величину порогової напруги на ΔV_T . Однак, одержаний раніше вираз для V_T (див. формулу (13) зі статті [3]) не містить залежності від напруги на стоку, й причина цього полягає в неврахуванні 2D електростатики. Іншим проявом 2D електростатики є залежність V_T від довжини каналу провідності (рис. 2, праворуч). Вихідний опір транзистора так само пов'язаний з 2D електростатикою. Ці та інші питання, пов'язані з 2D електростатикою, ми обговоримо далі.

2. 2D електростатика MOS

Врахувати 2D електростатику можна шляхом чисельного розв'язання двовимірного рівняння Пуассона, а коли йдеться про транзистор із дуже коротким каналом, то слід розв'язувати тривимірне рівняння Пуассона. Чисельне моделювання широко застосовується в проектуванні нанометрових транзисторів для промислового виробництва. Наше ж завдання полягає в тому, щоб побудувати якісно правильну фізичну картину процесів у MOSFET.

2D рівняння Пуассона

Закон Гаусса для електричного зміщення записується як

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(x, y) = \rho(x, y), \quad (1)$$

де \vec{D} – вектор зміщення, ρ – густина заряду. Зв'язок зміщення з електричним полем визначається співвідношенням

$$\vec{D}(x, y) = \epsilon_s \vec{E}(x, y), \quad (2)$$

де ϵ_s – діелектрична проникність напівпровідника або оксидної плівки, які ми тут вважаємо просторово однорідними. Електроста-

тичний потенціал пов'язаний з електричним полем:

$$\vec{E}(x, y) = -\vec{\nabla} \psi(x, y), \quad (3)$$

тож рівняння Пуассона набуває вигляду

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon_s}. \quad (4)$$

Нас особливо цікавлять розв'язки рівняння Пуассона в підпороговій області та на самому початку режиму інверсії, коли врахування 2D електростатики дозволяє зрозуміти природу ефекту *DIBL* і спаду V_T . В підпороговому режимі

$$\rho(x, y) \approx q[N_D^+(x, y) - N_A^-(x, y)] \approx -qN_A, \quad (5)$$

де остання рівність впливає з припущення бар'єру Шоттки (вільні носії в каналі провідності – дірки - створені тільки акцепторами з концентрацією N_A , які повністю іонізовані й однорідно розподілені).

Шар діелектрика та електрод затвору є частинами каналу провідності й повинні бути включені в розгляд при знаходженні $\psi(x, y)$. Електронним (чи дірковим) зарядом у шарі діелектрика зазвичай нехтують, тож рівняння Лапласа для цього шару запишеться як

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0. \quad (6)$$

В загальному випадку для знаходження електростатичного потенціалу слід чисельно розв'язати систему рівнянь (4) та (6). Ми ж надалі обговоримо якісні підходи до розуміння розв'язків цих рівнянь.

Особливу увагу приділимо короткоканальним транзисторам, ефекти 2D електростатики в яких особливо істотні. У випадку достатньо довгого каналу провідності потенціал змінюється вздовж напрямку каналу повільно, тож

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (7)$$

і рівняння (4) зводиться до одновимірного рівняння Пуассона (див. вираз (57) статті [2]).

Значна й суттєва частина сучасної традиційної моделі MOSFET побудована в припущенні (7). Цей підхід називають наближенням плавного каналу (*gradual channel approximation*). Стандартний підхід до моделювання короткоканальних MOSFET зводиться до розробки моделі для достатньо довгого каналу провідності з подальшим урахуванням ефектів, спричинених 2D електростатикою [4–7].

Спад порогової напруги та DIBL

Перепишемо рівняння (4) з урахування (5) для режиму виснаження в вигляді

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}. \quad (8)$$

Для *n*-MOSFET електростатичний потенціал зростає від витoku до стоку, тож $d\psi/dx > 0$. Електричне поле, $-d\psi/dx$, також збільшується від витoku до стоку, тому кривизна потенціалу $d^2\psi/dx^2$ додатна. Це так само впливає з результатів моделювання нанотранзисторів, зображених на рис.16 та 17 статті [1]: як при низькій, так і при високій напрузі на стоку залежність $E_C(x)$ має від'ємну кривизну, тож кривизна електростатичного потенціалу додатна.

Враховуючи додатну кривизну $\psi(x)$, перепишемо (8) в вигляді

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \frac{qN_A|_{eff}}{\epsilon_s}, \quad (9)$$

де

$$N_A|_{eff} = \frac{qN_A}{\epsilon_s} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} < N_A. \quad (10)$$

Рівняння (9) – це одновимірне рівняння Пуассона для електростатичного потенціалу вглиб напівпровідникової підкладки з ефективною концентрацією акцепторів, меншою від їхньої фактичної концентрації. Згідно з виразом (13) роботи [3], порогова напруга пов'язана з концентрацією акцепторів як:

$$V_T = V_{FB} + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_A (2\psi_B)}}{C_{ox}} + 2\psi_B \quad (11)$$

Оскільки врахування 2D електростатики ефективно зменшує N_A (10), можна очікувати зниження порогової напруги. При скороченні довжини каналу кривизна потенціалу $d^2\psi/dx^2$ збільшується, що зменшує ефективну концентрацію акцепторів і знижує порогову напругу. Саме це зумовлює зменшення V_T зі скороченням каналу провідності (спад V_T). Через аналогічні міркування можна зрозуміти явище *DIBL* і зменшення V_T зі збільшенням напруги на стоку при фіксованій довжині каналу: зі зростанням V_{DS} кривизна потенціалу $d^2\psi/dx^2$ збільшується, ефективна концентрація акцепторів $N_A|_{eff}$ і порогова напруга V_T зменшуються.

Врахування 2D електростатики тягне ще один наслідок. Бар'єр між витокком і каналом критично важливий для функціонування транзистора. В ідеалі висота цього енергетичного бар'єру цілком контролюється напругою на затворі, а напруга на стоку ніяк на неї не впливає (див. рис. 3, згори).

У реальному транзисторі потенціал стоку досягає таки вершини бар'єру й дещо знижує її (рис. 3, знизу). Через нижчий бар'єр проходить більший струм при тій самій напрузі на затворі. Можна сказати й по-інакшому: потрібна менша напруга на затворі, щоб забезпечити потрібний струм, оскільки бар'єр було знижено через вплив обох потенціалів – і затвору і стоку. Цей ефект *DIBL* зсуває передавальну характеристику $\log_{10} I_{DS} \propto V_{GS}$ ліворуч (рис. 2).

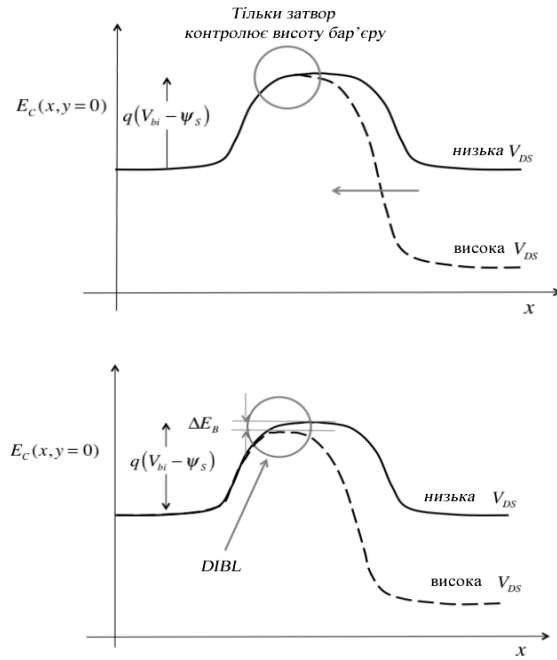


Рис. 3. Вплив напруги на стоку V_{DS} на висоту бар'єру. Згори: напруга V_{DS} не впливає на висоту бар'єру. Знизу: напруга V_{DS} дещо знижує висоту бар'єру (ефект *DIBL*).

Такий підхід зі зниженням бар'єру також дозволяє зрозуміти, чому врахування 2D електростатики знижує ефективну концентрацію акцепторів. Для сильно легованих підкладок зони складніше вигнути, а при врахуванні 2D електростатики стік допомагає затвору знизити бар'єр. Довжина області каналу провідності, що перебуває під впливом стоку, залежить від 2D геометрії транзистора, до обговорення якої ми переходимо.

Геометричне екранування

Екранування зарядів характерне для металів та напівпровідників. Якщо в певному середовищі утворився «ефективний заряд» (надлишок позитивного заряду над негативним, чи навпаки), рухливі носії струму розташовуються так, щоб нейтралізувати (екранувати) цей заряд. Характерну відстань, на якій заряд екранується, називають довжиною екранування, або ж довжиною Дебая L_D :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s kT}{q^2 n_0}}, \quad (12)$$

де n_0 – концентрація електронів.

У MOSFET реалізується інший варіант екранування електричного поля. Рис.4 ілюструє так зване «геометричне екранування».

Зображено три структури MOSFET. Для DG ETSOI силові лінії електричного поля стоку закорочуються на верхньому й нижньому електродах затворів, проникаючи в канал тільки на відстань порядку Λ . Якщо величина Λ менша від довжини каналу провідності L , $\Lambda < L$, електричне поле стоку не може «досягнути» початку каналу провідності й тому не може понизити бар'єру. В цьому випадку ефект *DIBL* практично відсутній. Точне значення довжини геометричного екранування визначається 2D геометрією транзистора, але інтуїтивно зрозуміло, що чим щільніше оточений канал затворами, тим ефективніше буде геометричне екранування. На рис. 4 найсильніше геометричне екранування реалізується в структурі DG ETSOI, й тому ETSOI з подвійним затвором менш за все підпадає під вплив ефектів, пов'язаних із 2D електростатикою.

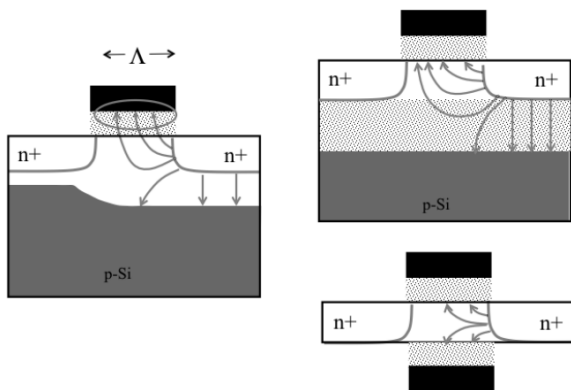


Рис. 4. Геометричне екранування в трьох типах MOSFET. Ліворуч: масивна структура MOSFET. Праворуч згори: однозатворний SG ETSOI. Праворуч знизу: двозатворний DG ETSOI. В ефективному MOSFET силові лінії електричного поля від стоку проникають у канал провідності лише на відстань $\approx \Lambda$, оскільки більша частина ліній закорочується на верхньому й нижньому затворах [8].

Хоч розрахунок величини Λ для довільної геометрії затворів транзистора може виявитися дуже складним [9, 10], евристичні міркування підказують, від чого може залежати величина Λ . Насамперед звернімося

до одновимірного рівняння Пуассона вглиб кремнієвої підкладки

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s}. \quad (13)$$

Це рівняння можна наближено переписати як:

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} \approx \frac{V_G - \psi_s}{\Lambda^2}, \quad (14)$$

беручи до уваги, що для $V_G > \psi_s$ (напруга на затворі вища від значення поверхневого потенціалу), значення $d^2\psi/dy^2$ буде додатним, а коефіцієнт пропорційності в (14) обрано з міркувань вимірності як обернений квадрат довжини. Прирівнюючи (13) і (14), одержуємо:

$$\frac{V_G - \psi_s}{\Lambda^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s}. \quad (15)$$

Використаємо відомий розв'язок у режимі виснаження [2, 3]

$$V_G = -\frac{Q(\psi_s)}{C_{ox}} + \psi_s = \frac{qN_A W_D}{C_{ox}} + \psi_s, \quad (16)$$

де W_D – товщина шару виснаження, C_{ox} – ємність оксидної плівки. З (15) та (16), використовуючи формулу (5) статті [3], одержуємо

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\epsilon_s W_D t_{ox}}{\epsilon_{ox}}}. \quad (17)$$

де t_{ox} – товщина оксидної плівки.

З (8) та (4) одержуємо одновимірне рівняння Пуассона вздовж провідного каналу:

$$\frac{d^2\psi_s(x)}{dx^2} = \frac{\psi_s - V_G}{\Lambda^2} + \frac{qN_A}{\epsilon_s}, \quad (18)$$

в якому ми відразу визначилися, що шукаємо поверхневий потенціал уздовж провідного

каналу $\psi_s(x) = \psi_s(x)|_{y=0}$. Заміною змінних

$$\phi = \psi_s - V_G + \frac{qN_A}{\epsilon_s} \Lambda^2 \quad (19)$$

одержуємо просте диференціальне рівняння

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} - \frac{\phi}{\Lambda^2} = 0, \quad (20)$$

у розв'язок якого $\phi = \exp(\pm x/\Lambda)$ входить величина Λ , визначена за (17).

Отже, ми одержуємо характеристичну довжину геометричного екранування Λ , на якій збурення, викликане потенціалом стоку, загасає. Якщо довжина каналу провідності $L > \Lambda$, то ефекти *DIBL* у короткоканалних транзисторах будуть незначні. Величини $L \approx (1.5 - 2)\Lambda$ прийнятні для сьогоденних короткоканалних MOSFET. Як впливає з (17), мають перевагу тонкі діелектричні прошарки та тонкі області виснаження. Як зображено на рис. 4, у таких випадках силові лінії електричного поля стоку скоріш за все закоротяться або на затворі, або на незарядженій області підкладки, замість того, щоб досягнути початку каналу провідності й знизити, нехай навіть не набагато, бар'єр.

Отже, вище запропонована евристична оцінка характеристичної довжини геометричного екранування Λ . Здійснено також акуратніші оцінки Λ для різних структур MOS [9–11]. В цілому, $\Lambda_{BULK} > \Lambda_{DG\ ET\ SOI}$. Транзистор тим кращий, чим менша довжина геометричного екранування. Загальна закономірність така, що чим щільніше канал провідності оточено провідними електродами, зокрема, затворними, тим менша довжина геометричного екранування.

2D електростатика: ємнісна модель

На рис. 5 зображено корисний метод врахування 2D електростатики. Кожний конденсатор на цьому рисунку моделює електростатичний зв'язок усіх чотирьох терміналів MOSFET з вершиною бар'єру, віртуальним витоком *VS*. Сама вершина бар'єру міститься поблизу середини каналу провідності за низьких значень V_{DS} і зсувається до витоку зі збільшенням напруги на стоку, тож параметри конденсаторів залежать від напруги на

стоку [12]. Потрібно розв'язати 2D рівняння Пуассона при заданій геометрії MOSFET для оцінки ємності кожного конденсатора, однак, ємнісний аналіз мережі конденсаторів може і в найзагальнішому випадку привести до корисних результатів. Рис. 5 відповідає масивній структурі MOS. Аналогічні мережі конденсаторів може бути побудовано для будь-яких інших структур MOS, таких як SG (виток – затвор) і DG (стік – затвор) SOI MOSFET [12].

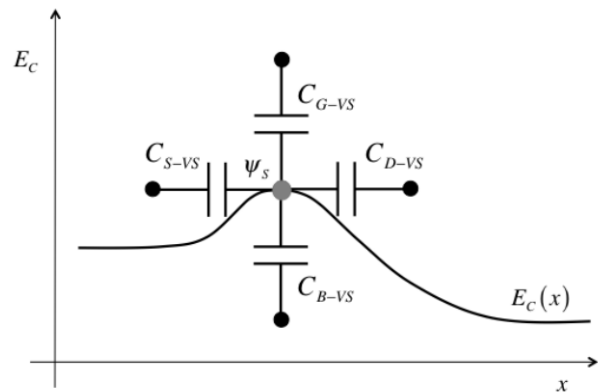


Рис. 5. Ємнісна 2D електростатична модель для масивної структури MOS. Кожний конденсатор моделює електростатичний зв'язок електродів витоку, стоку, затвору й підкладки з вершиною енергетичного бар'єру.

Для аналізу простої мережі конденсаторів на цьому рисунку використано принцип суперпозиції конденсаторів. Спочатку припустимо, що напруга на термінали не подається, але заряд на вершині бар'єру ненульовий ($Q_s \neq 0$). Еквівалентна електрична схема, що відповідає такій ситуації, зображена на рис. 6 ліворуч.

Сумарна ємність на *VS* записується як

$$C_{\Sigma} = C_{G-VS} + C_{S-VS} + C_{D-VS} + C_{B-VS}, \quad (21)$$

а відповідний потенціал у точці, що відповідає *VS*, дорівнює

$$\psi_s = \frac{Q_s}{C_{\Sigma}}. \quad (22)$$

Тепер припустимо, що напругу до затвору прикладено, але решту терміналів заземлено. Відповідна еквівалентна схема зображена на рис. 6, праворуч. Вклад у потенціал у точці *VS* від терміналу затвору тепер дорівнюватиме

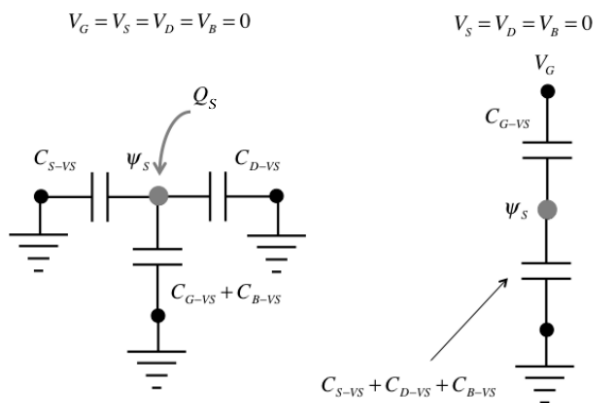


Рис. 6. Спрощені еквівалентні схеми конденсаторів без прикладення напруги. Ліворуч: із зарядом Q_s на віртуальному витoku (VS). Праворуч: з нульовим зарядом на VS і ненульовою напругою на затворі.

$$\psi_s = \left(\frac{C_{G-VS}}{C_\Sigma} \right) V_G; \quad (23)$$

аналогічні вклади одержимо і від усіх решти терміналів: для цього слід подати на потрібний термінал напругу, а решту терміналів заземлити. Після підсумовування всіх вкладів від чотирьох терміналів і потенціалу від ненульового заряду при нульових напругах на всіх терміналах одержуємо

$$\psi_s = \left(\frac{C_{G-VS}}{C_\Sigma} \right) V_G + \left(\frac{C_{S-VS}}{C_\Sigma} \right) V_S + \left(\frac{C_{D-VS}}{C_\Sigma} \right) V_D + \left(\frac{C_{B-VS}}{C_\Sigma} \right) V_B + \frac{Q_s}{C_\Sigma}. \quad (24)$$

Цей вираз порівняємо з аналогічним 1D результатом (формула (11) статті [3]), з якого випливає, що

$$\psi_s = V_G + \frac{Q_s}{C_{ox}}. \quad (25)$$

Можна показати, що 2D результат (24) зводиться до 1D (25) у тому випадку, якщо ємність оксидного шару затвору набагато більша від ємностей решти терміналів. У цьому випадку потенціал на вершині бар'єру цілком контролюється напругою на затворі, а решта терміналів на нього не впливають. Саме цього прагнуть усі розробники транзисторів. Тому вони або створюють якомога більшу ємність затвору, роблячи тоншим шар діелектрика або ж добираючи діелектрик з якомога вищою

діелектричною проникністю, або ж максимально, наскільки це можливо, зменшують ємність решти терміналів шляхом геометричного екранування з метою електростатично ізолювати решту терміналів від впливу на віртуальний виток у точці вершини бар'єру. При цьому, однак, збільшення ємності затвору може тягнути більше ємнісне навантаження на попередній вихідний каскад в інтегральній схемі, а звідси й збільшення тривалості фронтів імпульсів, затримок тощо.

Розглянемо випадок, коли напругу прикладено тільки до затвору та стоку, а решту терміналів заземлено. В підпороговому режимі, коли малим зарядом можна знехтувати, вираз (24) спрощується до

$$\psi_s = \left(\frac{C_{G-VS}}{C_\Sigma} \right) V_G + \left(\frac{C_{D-VS}}{C_\Sigma} \right) V_D. \quad (26)$$

Отже, тільки затвор та стік впливають на потенціал у точці віртуального стоку VS:

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial V_G} = \frac{C_{G-VS}}{C_\Sigma}, \quad \frac{\partial \psi_s}{\partial V_D} = \frac{C_{D-VS}}{C_\Sigma}. \quad (27)$$

У транзисторі високої якості контроль з боку затвору має бути значно ефективнішим, аніж з боку стоку: $\partial \psi_s / \partial V_G \gg \partial \psi_s / \partial V_D$. Також прагнуть до того, щоб зміни потенціалу відповідали змінам напруги на затворі: $\partial \psi_s / \partial V_G \approx 1$. Таким чином, критерії ефективного транзистора з високими технологіями формування зводяться до виконання подальших умов:

$$\begin{aligned} C_{G-VS} &\gg C_{D-VS}, \\ C_{G-VS} &\approx C_\Sigma. \end{aligned} \quad (28)$$

Зменшення товщини діелектричного шару збільшує C_{G-VS} , а геометричне екранування зменшує C_{D-VS} .

Конденсатори в еквівалентній схемі можна безпосередньо пов'язати з передавальними характеристиками MOSFET. Струм стоку експоненційно залежить від висоти бар'єру між витком і провідним каналом (див. напр. вираз (7) статті [1]):

$$I_{DS} \propto e^{-E_{SB}/kT} = e^{q\psi_S/kT}. \quad (29)$$

Перепишемо вираз (26) інакше:

$$\psi_S = \frac{V_G}{m} + \frac{DIBL}{m} V_D, \quad (30)$$

$$m \equiv \frac{C_\Sigma}{C_{G-VS}}, \quad (31)$$

де

$$DIBL \equiv \frac{C_{D-VS}}{C_{G-VS}}.$$

Тепер струм стоку (29) можна з допомогою (30) переписати як:

$$I_{DS} \propto e^{q\psi_S/kT} = e^{q(V_G + DIBL \times V_D)/mkT}. \quad (32)$$

Підпороговий розкид при сталій напрузі на стоку, згідно з виразом (4) статті [1], визначається як

$$SS = \left[\frac{\partial(\log_{10} I_{DS})}{\partial V_{GS}} \right]^{-1} = 2.3m kT \quad (33)$$

і дає таку зміну напруги на затворі, яка призводить до зміни струму в 10 разів. Підпороговий розкид контролюється величиною $m \geq 1$, тож $SS \geq 60 \text{ мВ} / \text{декада}$. Поклавши $C_{G-VS} = C_{ox}$ і $C_{B-VS} = C_D$ (ємність напівпровідникової підкладки в режимі виснаження), з (31) одержимо

$$m = 1 + \frac{C_D}{C_{ox}} + \frac{C_{S-VS} + C_{D-VS}}{C_{ox}}. \quad (34)$$

Цей вираз порівнюємо з виразом (31) статті [3] для коефіцієнта ефекту підкладки в режимі виснаження, який було одержано для 1D електростатичної моделі. Перший доданок, одиниця, відповідає ідеальному підпороговому розкиду. Другий доданок відповідає за 1D ефект (див. вираз (31) статті [3]), зумовлений падінням напруги на затворі й підкладці в режимі виснаження. Такий доданок відсутній для структури ETSOI в режимі повного виснаження – на відміну від масивної структури MOSFET. Третій доданок зумовлений врахуванням 2D електростатики. Ми бачимо, що врахування 2D електростатики збільшує коефіцієнт ефекту підкладки й одночасно

збільшує підпороговий нахил. Цей ефект, зображений на рис. 7, небажаний, і його зазвичай намагаються зменшити.

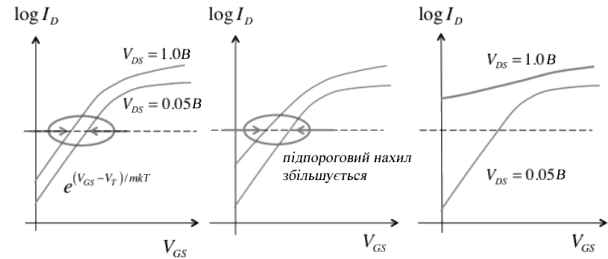


Рис. 7. Поява ефекту DIBL (ліворуч) і збільшення підпорогового нахилу (посередині). Праворуч зображено ефект пробію (punch through), який ми обговоримо нижче.

Слід окремо відзначити, що ємнісна модель 2D електростатики описує ефект DIBL. Як видно з (32), якщо збільшити V_D на ΔV_D , то для підтримання струму стоку сталим необхідно зменшити V_G . Потрібне зменшення V_G становитиме

$$\Delta V_G = -DIBL \times \Delta V_D, \quad (35)$$

що фактично і є визначенням ефекту DIBL.

Отже, ємнісна модель дозволяє якісно зрозуміти ефекти, спричинені врахуванням 2D електростатики, для строгого опису яких потрібно чисельно розв'язувати рівняння Пуассона. В ефективних транзисторах вплив ємності затвору на віртуальний витік (точку вершини потенціального бар'єру для носіїв у каналі) повинен домінувати над впливом з боку інших терміналів, еквівалентні ємності яких збільшують підпороговий розкид і спричиняють ефект зниження бар'єру, індукованого стоком, DIBL.

3. Масштабування транзисторів

Останні понад 50 років позначені стрімким поступом у сфері мініатюризації інтегральних схем, масштабування (або скейлінга – від англ. Scaling) транзисторів і самих електронних пристроїв. Якщо масштабування транзисторів виконане коректно, продуктивність інтегральних схем підвищується. Виконуючи

масштабування короткоканальних транзисторів, паралельно прагнуть позбутися від ефектів $2D$ електростатики.

Головна мета масштабування зображена на рис. 8: при зменшенні всіх лінійних розмірів транзистора у κ разів напруги й струми всіх його характеристик так само повинні зменшитися в κ разів.

стають непринятно великими й транзистор може бути пробито. Ефект пробую транзистора ми обговоримо нижче. Завдання масштабування в κ разів вбачають так само в тому, щоб зменшити L_{min} у κ разів таким чином, щоб масштабований транзистор з довжиною

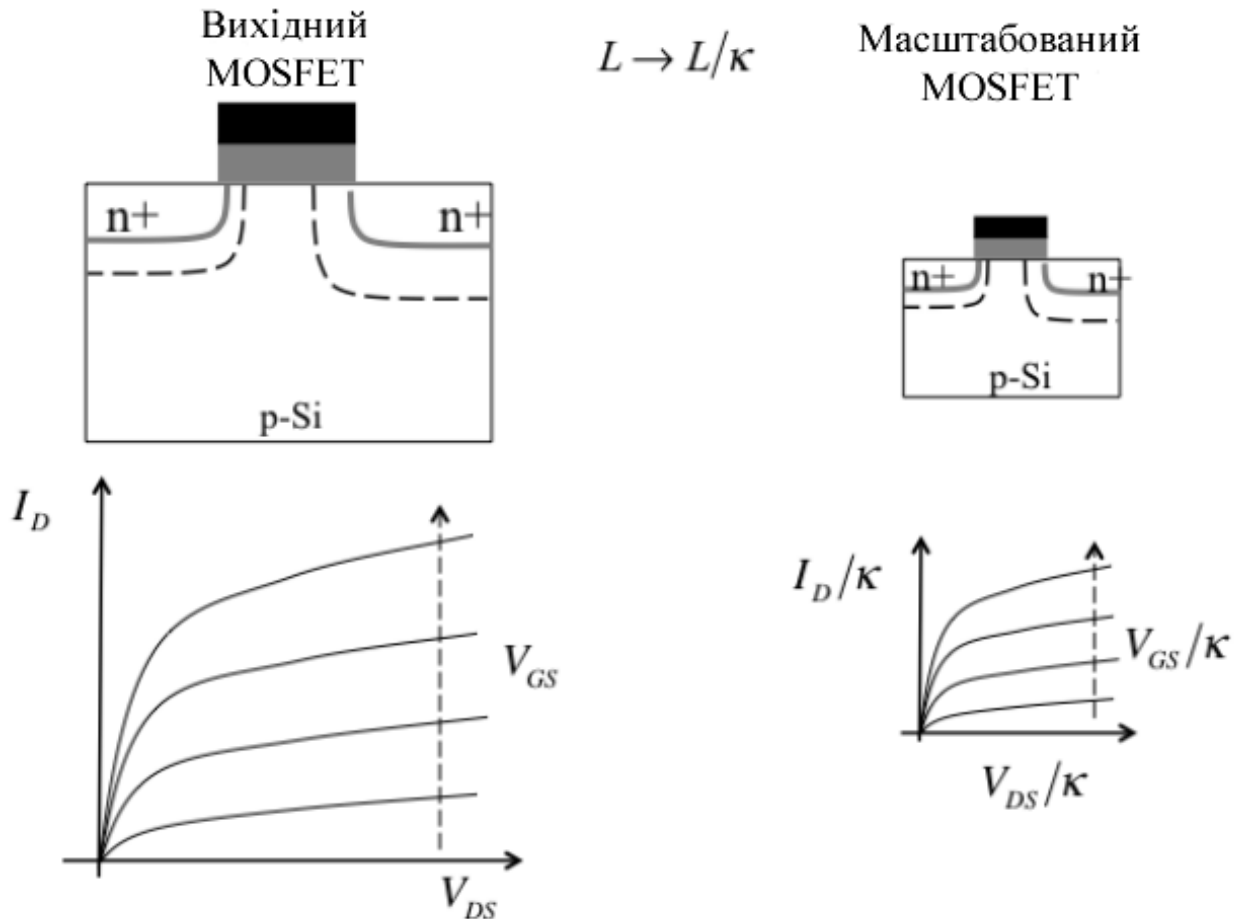


Рис. 8. Масштабування транзистора. Ліворуч зображено вихідний транзистор і набір його характеристик. Праворуч зображено масштабований транзистор із коефіцієнтом масштабування $\kappa > 1$.

Рис. 8 (праворуч) ілюструє очікувану зміну порогової напруги V_T зі зменшенням довжини каналу провідності MOSFET. Зменшення V_T у короткоканальних транзисторах викликане ефектами $2D$ електростатики. Нижче від деякої мінімальної довжини каналу L_{min} напруга V_T не тільки дуже мала, але й надто чутлива до довжини каналу L . Нижче від L_{min} підпороговий розкид SS та $DIBL$

$L = L_{min}/\kappa$ не підпадав дії короткоканальних $2D$ ефектів.

Описаний вище підхід до масштабування транзисторів був запропонований Робертом Деннардом понад 40 років тому [13], і досі служить дороговказом до масштабування не тільки транзисторів, але й інтегральних схем. Основна ідея масштабування за Деннардом полягає в тому, щоб усі розміри транзисторів зменшити в κ разів, збільшити концентрацію

легування в те ж число разів, і зменшити напругу живлення в κ разів. Така постановка задачі підтримує електричне поле в каналі в ході масштабування постійним. Масштабування за Деннардом включає:

1) Зменшення всіх розмірів:

$$\begin{aligned} L, W &\Rightarrow (L, W) / \kappa, \\ t_{ox} &\Rightarrow t_{ox} / \kappa, \\ W_D &\Rightarrow W_D / \kappa, \\ y_j &\Rightarrow y_j / \kappa; \end{aligned} \quad (36)$$

2) Збільшення легування каналу:

$$N_A \Rightarrow \kappa N_A; \quad (37)$$

3) Зменшення напруги джерела живлення:

$$V_{DD} \Rightarrow V_{DD} / \kappa. \quad (38)$$

Величина W_D – це ширина області виснаження, а y_j – це глибина p - n -переходу витоку/стоку.

Розглянемо процес масштабування, використовуючи найпростіші міркування й оцінки. Перш за все, електричне поле в каналі дорівнює $E \approx V_{DD}/L$ і тому і V_{DD} і L слід зменшити однаково для того, щоб електричне поле в вихідному й у масштабованому каналі залишалось постійним.

Низькопольова швидкість електронів – це рухливість, помножена на електричне поле. Припускаючи, що рухливість під час масштабування не змінюється, бачимо, що швидкість носіїв струму так само не зміниться. Деннард припустив, що високопольова швидкість дорівнює швидкості насичення v_{sat} , яка зазвичай є матеріальним параметром, що не змінюється при масштабуванні. Отже, швидкість носіїв при масштабуванні не змінюється в усьому діапазоні полів.

Важливо масштабувати товщину області виснаження

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_A}(V_{bi} + V_{DD})},$$

де V_{bi} – вбудований потенціал p - n -переходів. Якщо $V_{DD} \gg V_{bi}$, то збільшення легування в κ разів і зменшення V_{DD} в це ж число разів

приводить до зменшення ширини області виснаження в κ разів. Якщо t_{ox} і y_j масштабувати так само, то ефекти $2D$ електростатики в масштабованому транзисторі стануть виявлятися сильніше при довжині каналу провідності в κ разів коротшій, аніж у вихідному транзисторі. Як наслідок величина L_{min} зменшиться приблизно в κ разів.

Ємність дорівнює

$$C = \frac{\varepsilon A}{t}, \quad [\Phi]$$

де t – товщина оксидного шару або ж області виснаження. Оскільки всі товщини зменшуються в κ разів, а площа A – в κ^2 разів, то всі ємності зменшаться в κ разів, однак C_{ox} , як ємність оксидного шару на одиницю поверхні, збільшиться в κ разів.

Розглянемо вплив масштабування Деннарда на важливі характеристики транзистора. Заряд інверсійного шару дорівнює

$$Q = -C_{ox}(V_G - V_T).$$

Оскільки C_{ox} зростає в κ разів, а напруги зменшуються в таке ж число разів, то заряд інверсійного шару на одиницю поверхні при масштабуванні не змінюється.

Тепер розглянемо струм

$$I_{DS} = WQv.$$

Оскільки заряд і швидкість не змінюються при масштабуванні, а ширина зменшується в κ разів, то й струм зменшується в κ разів.

Тож наведемо загальні висновки для масштабування Деннарда при збереженні електричного поля сталим:

$$\begin{aligned} Q &\Rightarrow Q, \\ v &\Rightarrow v, \\ C &\Rightarrow C/\kappa, \\ C_{ox} &\Rightarrow \kappa C_{ox}, \\ I_{DS} &\Rightarrow I_{DS}/\kappa. \end{aligned} \quad (39)$$

Використовуючи масштабування Деннарда, перевіримо роботоспроможність масштабованих мереж. Затримка мережі – це час,

необхідний для видалення заряду $C \cdot V_{DD}$, накопиченого мережевими ємностями,

$$\tau = \frac{C \cdot V_{DD}}{I_{DS}}.$$

Як видно, затримка мережі τ зменшиться в κ разів. Потужність $P_D = V_{DD} I_{DS}$ зменшується в κ^2 разів. Густина потужності в одиницях Wm/m^2 при масштабуванні не змінюється. Оскільки розмір кожного транзистора зменшується в κ^2 разів, то щільність пакування транзисторів D збільшиться в κ^2 разів. Нарешті, така важлива метрика, як добуток потужності на затримку мережі $P_D \cdot \tau$ зменшується в κ^3 разів.

Отже, для масштабування за Деннардом при збереженні сталості електричного поля маємо:

$$\begin{aligned} \tau &= C \cdot V_{DD} / I_{DS} \Rightarrow \tau / \kappa, \\ P_D &= V_{DD} I_{DS} \Rightarrow P_D / \kappa^2, \\ P_D / A &\Rightarrow P_D / A, \\ D &= \frac{N_{FET}}{A} \Rightarrow D \times \kappa^2, \\ P_D \cdot \tau &= C \cdot V_{DD}^2 \Rightarrow P_D \cdot \tau / \kappa^3. \end{aligned} \quad (40)$$

Здійснити масштабування за Деннардом не так легко, як видається на перший погляд, оскільки деякі величини масштабуванню не підлягають. Згадаймо, наприклад, вираз для порогової напруги V_T (11). Напруга плоских зон V_{FB} не масштабується, а потенціал ψ_B відносно нечутливий до масштабування, тож у відповідності до сценарію Деннарда $V_T \Rightarrow V_T / \kappa$. Врахуємо, однак, що застосування нетрадиційних режимів легування [7] може позначитися на результатах масштабування.

Стокова область виснаження залежить від

$\sqrt{(V_{bi} + V_{DD}) / N_A}$. Оскільки вбудований потенціал V_{bi} не масштабується, то $W_D \Rightarrow W_D / \kappa$ (36). Підпороговий розкид нечутливий до масштабування. Всі ці чинники позитивні.

Разом із тим, розробники транзисторів та інтегральних схем постійно вдосконалюють масштабування, прагнучи запропонувати пристрої з ще більшим заощадженням потужності й меншою затримкою.

Однак сьогодні масштабування пристроїв наражається на серйозні виклики, і дехто навіть передрікає швидкий кінець ери масштабування. Одна з проблем пов'язана з оксидним шаром затвору, оскільки досягнуто межі у зменшенні товщини цього шару до величини порядку 1.5 нм, що відповідає декільком молекулам SiO_2 [14]; подальше зменшення товщини призведе до надмірного протікання струму. Ця обставина спонукає переходити від плоских MOSFET до FinFET [15], які забезпечують кращий електростатичний контроль за тією самою товщиною оксидної плівки [16]. Ще один виклик дальшому масштабуванню транзисторів пов'язаний із невдалими спробами масштабування підпорогового розкиду SS . Якщо задатися максимально дозволеним струмом у режимі «OFF», то величина SS повинна не набагато перевищувати 60 мВ/декада і струм повинен лінійно зростати вище від порогу, для чого потрібна $V_{DD} \approx 1V$, щоб досягнути потрібного значення струму I_{DS} в режимі «ON». Як наслідок, не вдається масштабувати напругу живлення. Вже запропоновано декілька нових архітектур транзисторів для розв'язання цієї та подібних проблем [17].

4. Пробіи транзисторів

Посилення 2D ефектів може призвести до електричного пробоя каналу, тобто до закорочування стоку на витік. У такій ситуації струм іде від стоку й до витоку за відсутності або за мінімального впливу напруги на затворі (рис. 9).

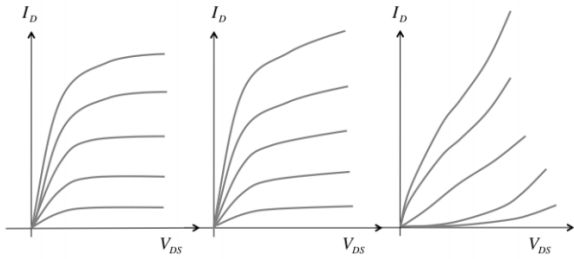


Рис. 9. Наслідки впливу 2D ефектів на вихідні характеристики MOSFET. Ліворуч: достатньо довгий канал провідності з дуже великим вихідним опором. Посередині: короткий канал з низьким опором. Праворуч: транзистор, пошкоджений пробоем.

На рис. 9 ліворуч вплив ефектів 2D електростатики незначний: підпороговий розкид лише трохи більший за 60 мВ/декада і ефект *DIBL* прийнятний. Коли 2D ефекти стають помітними (рис. 9 посередині), підпороговий розкид суттєво зростає, а ефект *DIBL* робиться дуже великим, 100 мВ/В і вище. За домінування 2D ефектів (рис. 9 праворуч) спостерігається різка деградація функціональності транзистора. Струм тільки слабо залежить від напруги на затворі, а *DIBL* взагалі не піддається визначенню, оскільки підпорогові вихідні характеристики при низьких та високих напругах на стоку навіть не паралельні до осі напруг.

Рис. 9 демонструє також те, як врахування 2D електростатики впливає на вихідні характеристики транзисторів. При достатньо довгому каналі провідності струм стоку в області насичення стає сталим і вихідна напруга прямує до нескінченності (див. рис. 7 зі статті [1]). Для MOSFET із коротким каналом вихідна напруга суттєво зменшується. Причину цього зрозуміти легко: струм пропорційний до $(V_{GS} - V_T)$, а V_T зменшується зі зростанням напруги на стоку через ефект *DIBL*. Не відразу очевидно, що роль 2D електростатики в підпороговій області, де формується й вимірюється *DIBL* і де заряд у каналі нехтовно малий, так само важлива, як і вище від порогу, де рухливий заряд у каналі великий. Показано, однак, що в ефективних транзисторах одні й ті ж ефекти *DIBL* 2D електростатики спостерігаються як нижче, так і вище від порогової напруги [11, 18]. Нарешті, праворуч на рис. 9 зображені вихідні харак-

теристики транзистора з пробоем: напруга на стоку дуже сильно впливає на струм навіть в області насичення.

Пробій відбувається тоді, коли електричне поле стоку покриває весь канал провідності аж до витoku: приблизно тоді, коли область виснаження стоку змикається з областю виснаження витoku (рис. 10, ліворуч).

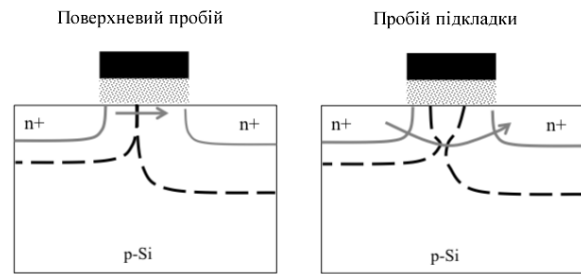


Рис. 10. Перерізи MOSFET, що демонструють межі виснаження при поверхневому пробіі (ліворуч) і при пробіі підкладки (праворуч).

Як зображено праворуч на рис. 10, межі областей виснаження можуть мати складні профілі, зумовлені як режимами 2D легування, так і ефектами 2D електростатики. Внаслідок цього змикання та перекриття областей виснаження може відбуватися як поблизу поверхні поділу Si/SiO₂, так і глибше в підкладці, і у відповідності до цього відбувається або поверхневий пробій, або пробій підкладки.

Критерій уникнення пробоею $L > W_S + W_D$ може прислужитися тільки для дуже грубої оцінки. Пояснення цього дає рис. 11.

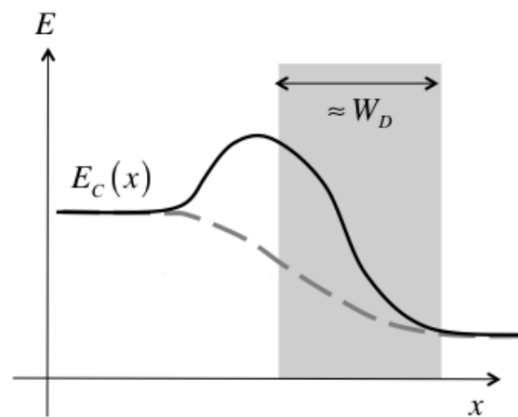


Рис. 11. Ілюстрація пробоею. Суцільна лінія відповідає нормальному стану транзистора, пунктирна – пробоею. Сіра зона зображає область виснаження стоку.

Абсолютний пробій відбувається тоді, коли потенціал стоку не просто покриває весь канал провідності й не просто знижує бар'єр, а ліквідує бар'єр цілковито. За такої ситуації електрони перетікають від витoku на стік, не потребуючи дії потенціалу затвору. Пробій можна визначити й інакше: як ситуацію, коли контроль над струмом з боку стоку такий самий ефективний, як і контроль з боку затвору. Згідно з ємнісною моделлю (27), пробій відбувається, коли $C_{G-VS} = C_{D-VS}$. Реальну напругу на стоку, що викликає пробій, можна оцінити чисельно, розв'язуючи 2D рівняння Пуассона для транзистора з конкретною структурою.

Отже, ми обговорили, як 2D електростатика порушує роботу короткоканалних транзисторів. Як же функціонує електростатично добре збалансований MOSFET (рис. 12)? У такому транзисторі є область поблизу початку каналу провідності, яка перебуває під сильним контролем з боку затвору. В цій області поле dE_c/dx мале і вона включає в себе вершину бар'єру, «екрановану» від впливу потенціалу стоку, що дозволяє утримувати ефект *DIBL* незначним.

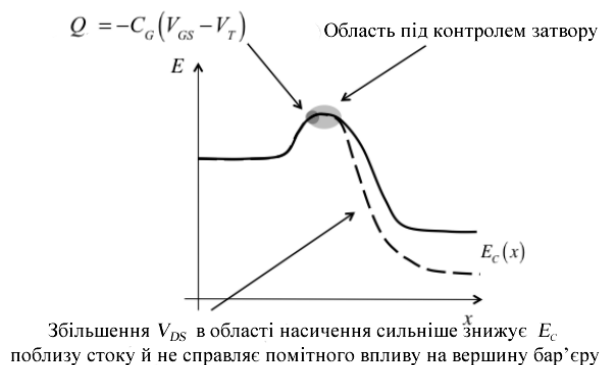


Рис. 12. Зонна діаграма електростатично добре збалансованого MOSFET при великій напрузі і на стоку, і на затворі. Як показує пунктирна лінія, зростання напруги на стоку збільшує потенціал в області насичення, не зачіпаючи бар'єр на початку каналу, що перебуває під контролем затвору.

Потенціал поблизу вершини бар'єру контролює висоту бар'єру, а разом і струм стоку в транзисторі. В ідеалі цей потенціал пови-

нен визначатися тільки затвором, як у виразі (25). На практиці напруга на стоку завжди справляє деякий вплив на потенціал поблизу вершини бар'єру, як, наприклад, згідно з (26); особливо це стосується короткоканалних MOSFET. Глобальне завдання, що стоїть перед дизайнерами транзисторів, полягає в тому, щоб гарантувати, що заряд інверсійного шару на вершині бар'єру підлягає класичному 1D результату, а саме:

$$Q|_{x=0} = -C_G(V_{GS} - V_T), \quad (41)$$

де $x = 0$ відповідає вершині бар'єру. Можна припустити, що саме 1D електростатика MOS, у рамках якої одержано вираз (41), застосовна до вершини бар'єру, оскільки саме в цій точці $d^2\psi/dx^2 = 0$, і 2D рівняння Пуассона зводиться до 1D рівняння. Однак при врахуванні 2D електростатики порогова напруга виявляється залежною від напруги на стоку:

$$V_T = V_{T0} - \delta V_{DS}, \quad (42)$$

де параметр δ враховує *DIBL*.

Струм у MOSFET при високій напрузі на стоку створюють електрони, які долають бар'єр, дифундують крізь невелику область за вершиною бар'єру на початку каналу, що характеризується низьким полем, а потім входять в область з високим полем у стоковій частині каналу. «Вузкою горловиною», що обмежує струм стоку, є ця невелика область із низьким полем. Ця картина функціонування MOSFET подібна до картини роботи біполярного транзистора з двома *p-n*-переходами, де роль витoku відіграє емітер, низькопольова область на початку каналу відіграє роль бази, а високопольова область стоку – це аналог колектора. Аналогія між MOSFET і біполярним транзистором дуже тісна [19].

При низькій напрузі на стоку струм пропорційний до V_{DS} , однак, при високій стоковій напрузі струм у добре збалансованому MOSFET залежить від V_{DS} меншою мірою. В транзисторі з довгим каналом струм насичується. Це відбувається тому, що сильний

контроль затвору екранує потенціал в околі початку каналу від впливу потенціалу стоку. Збільшення V_{DS} за межі напруги насичення V_{DSAT} перш за все збільшує потенціал та електричне поле поблизу стокового кінця каналу провідності. В добре збалансованому MOSFET напруга стоку лише несуттєво впливає на потенціал на самому початку каналу, що в підсумку призводить до скінченної вихідної провідності транзистора. Хоча й немає причин вважати, що роль $2D$ електростатики нижче від порогу така ж, як і вище від порогу, однак, досвід застосування моделі віртуального витоку для добре збалансованих MOSFET свідчить, що це справді так [18], і чисельне моделювання підтверджує такий висновок [11].

Викладена картина впливу електростатики в ефективних транзисторах буде використана пізніше для глибшого розуміння фізики нанотранзисторів.

5. Модель віртуального витоку

Спрощену модель віртуального витоку, модель VS нульового рівня, було викладено в [2]. Цю модель побудовано з використанням простих традиційних міркувань, на відміну від сучасної моделі VS [18], яку було розроблено спеціально для фізики нанотранзисторів. Далі ми уточнимо модель нульового рівня й викладемо вихідну модель VS та фізичні принципи, що лежать в її основі.

Струм стоку MOSFET в загальному випадку записується як

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q}{x=0} \right| (V_{GS}, V_{DS}) \left\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right\rangle_{x=0}, \quad (43)$$

де $x = 0$ відповідає точці віртуального витоку VS на вершині бар'єру. Струм неперервний, тому ми можемо обчислювати його там, де нам зручніше. В ефективному MOSFET на вершині бар'єру, як впливає з аналізу $1D$ електростатики, $Q(V_{GS}, V_{DS}) \approx Q(V_{GS})$. Маємо зробити тільки невелику поправку на ефект $DIBL$. Далі ми уточнимо модель VS нульового рівня, взявши до уваги ефекти електростатики MOS. Що ж до швидкості електронів

$\left\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right\rangle_{x=0}$ у застосуванні до нанотранзисторів, то нам доведеться відмовитися від

концепції «згори – вниз», яку ми досі використовували в цій серії статей, присвячених фізиці нанотранзисторів, і скористатися узагальненою моделлю транспорту електронів Ландауера – Датта – Лундстрома (ЛДЛ) [20–25], яка єдина повноцінно описує класичний транспорт у нанoeлектроніці.

Модель VS нульового рівня базується на двох окремих виразах (28) статті [2] для струму стоку в лінійній області і в області насичення:

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} \mu |Q(V_{GS})| V_{DS}, \quad (44)$$

$$I_{DSAT} = W v_{sat} Q(V_{GS}),$$

які зображені пунктирними прямими на рис. 13. Реальна вихідна характеристика, зображена на цьому рисунку суцільною лінією, є наслідком плавного поєднання лінійної області та області насичення з допомогою виразу для середньої швидкості, що залежить від напруги на стоку, в вигляді

$$\left\langle v_x(V_{DS}) \right\rangle = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat},$$

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{\left[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta \right]^{1/\beta}}, \quad (45)$$

де F_{SAT} – функція насичення струму стоку, а напруга насичення на стоку

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat} L}{\mu}. \quad (46)$$

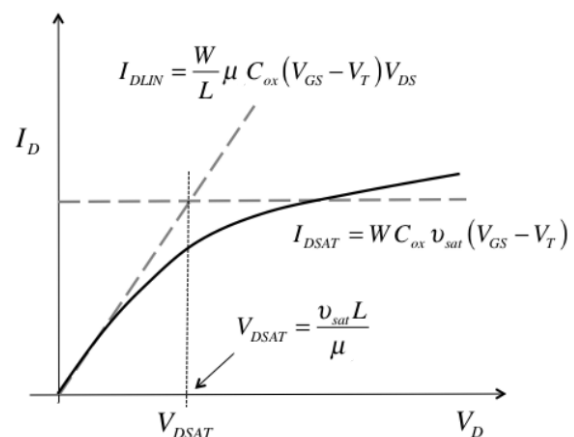


Рис. 13. Вихідна характеристика n-MOSFET, вміщеного за схемою зі спільним витоком, при деякому фіксованому значенні напруги на затворі (суцільна лінія). Пунктирні прямі відповідають струму в лінійній області та в області насичення згідно з виразом (44).

Раніше заряд на вершині бар'єру був описаний так:

$$\begin{aligned} Q(V_{GS}) &= 0, \quad V_{GS} \leq V_T, \\ Q(V_{GS}) &= -C_{ox}(V_{GS} - V_T), \quad V_{GS} > V_T, \quad (47) \\ V_T &= V_{T0} - \delta V_{DS}. \end{aligned}$$

Ми тепер розуміємо, що C_{ox} в (47) потрібно замінити на ємність C_G , описувану виразом (58) зі статті [3], як послідовна комбінація C_{ox} та ємності напівпровідника в режимі інверсії C_S^{inv} , тож $C_G < C_{ox}$. Ми також розуміємо тепер, як описати $Q(V_{GS}, V_{DS})$ нижче від порогу. Таким чином, ми можемо уточнити модель VS , включивши до неї як підпорогову провідність, так і надпорогову.

Підпорогова область

Коли напруга на затворі нижча від порогового значення, MOSFET перебуває в підпороговому режимі. Рис. 14 подає хід залежності $Q(V_{GS}) \propto V_{GS}$ в лінійному масштабі і в логарифмічному. Раніше ми показали (див. вираз (45) зі статті [3]), що поверхнева електронна концентрація в масивному MOSFET в підпороговому режимі описується виразом

$$Q(V_G) = -(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT}. \quad (48)$$

Аналогічний результат (див. вираз (96) зі статті [3]) було одержано й для ETSOI, тільки з $m = 1$. Ключовою для обох випадків є експоненційна залежність $Q(V_G) \propto \exp[q(V_{GS} - V_T)/mkT]$ в підпороговому режимі.

З (43) та (48) одержуємо вираз для струму в масивному MOSFET в підпороговому режимі:

$$I_{DS} = W(m-1)C_{ox} \frac{kT}{q} e^{q(V_G - V_T)/mkT} \langle v_x \rangle \Big|_{x=0}. \quad (49)$$

Нагадаємо, що відповідно до ємнісної моделі (34),

$$m = 1 + \frac{C_\Sigma}{C_{ox}}, \quad (50)$$

де C_Σ - сумарна ємність, що впливає на віртуальний витік VS . У випадку масивного MOSFET це сума ємностей усіх чотирьох терміналів (21).

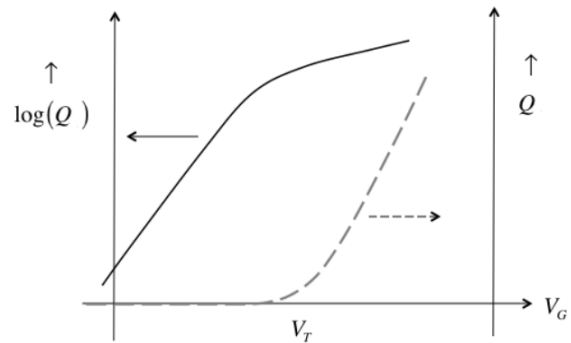


Рис. 14. Зарядова густина в інверсійному шарі в залежності від напруги на затворі (пунктирна крива), а також у логарифмічному масштабі (суцільна крива).

Для струму стоку в підпороговому режимі маємо також вираз для підпорогового розкиду (4) зі статті [1]:

$$SS = \left[\frac{\partial(\log_{10} I_{DS})}{\partial V_{GS}} \right]^{-1} = 2.3 m \frac{kT}{q}. \quad [B/декада] \quad (51)$$

Підпороговий розкид зазвичай наводять у мВ/декада; $SS < 100$ мВ/декада вважають прийнятним значенням.

Рис. 15 показує, чому підпороговий розкид є такою важливою метрикою транзисторів.

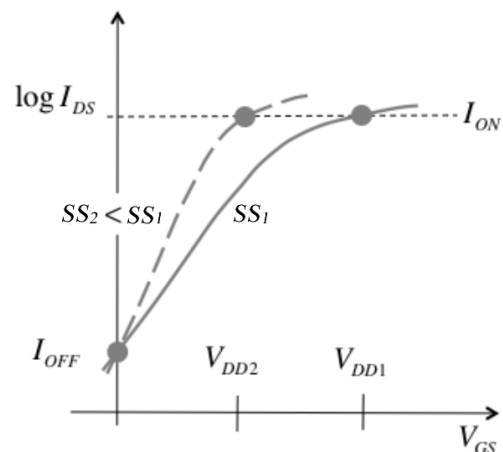


Рис. 15. Зв'язок підпорогового розкиду SS із напругою джерела живлення V_{DD} . Струм у режимі «ON» відповідає максимальній напрузі джерела живлення, прикладений до затвору.

Низькі значення I_{OFF} бажані для будь-яких пристроїв, оскільки тоді електронна схема пристрою не споживає надлишкової потужності в режимі очікування. Для заданого значення I_{OFF} метрика SS визначає ту напругу джерела живлення V_{DD} , яка забезпечить потрібний струм I_{ON} . Його високі значення сприятливіші для прискореного функціонування електронної схеми, оскільки всі ємності схеми можуть заряджатися й розряджатися швидше. У транзистора з меншим SS потрібне значення струму I_{ON} досягається при меншій напрузі джерела живлення V_{DD} . Електронна схема працюватиме з тією ж швидкістю, але оскільки потужність пропорційна до V_{DD}^2 , то схема буде розсіювати меншу потужність. Сьогодні, коли на одному кристалі інтегральної схеми розміщують мільярди транзисторів, розсіювана потужність набуває критичного значення – як активна потужність у робочому режимі, що пропорційна до V_{DD}^2 , так і потужність у режимі очікування, що визначається величиною I_{OFF} .

Згідно з (51), найменший підпороговий розкид SS при кімнатній температурі дорівнює 60 мВ/декада. Повністю виснажені транзистори, такі, як ETSOI MOSFET, характеризуються значенням $m = 1$ і найбільш придатні для досягнення найменших значень SS . Вище від порогу струм зростає приблизно лінійно зі збільшенням напруги на затворі, тож мінімальна межа для SS , що дорівнює 60 мВ/декада, визначає і нижню межу напруги джерела живлення V_{DD} . На практиці зараз ця нижня межа дорівнює 1 В. Нагадаємо, що масштабування транзисторів за Деннардом при збереженні електричного поля сталим потребує масштабування V_{DD} (38) з кожною новою технологічною генерацією. Оскільки в підпорогового розкиду SS є нижня межа (при кімнатній температурі!), то потужність джерела живлення масштабуванню вже не

підлягає. Ця обставина і є суттю критичної нині проблеми дисипації потужності інтегральних схем [26].

Отже, в підпорогового розкиду є нижня межа з урахуванням того, що $m \geq 1$. Рис. 16 пояснює природу такої межі.

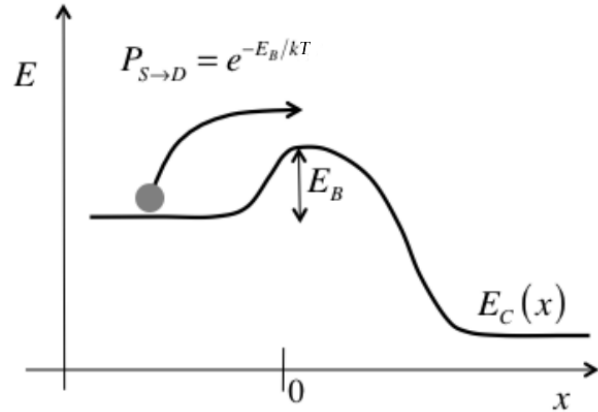


Рис. 16. Термоіонний струм у MOSFET.

Струм стоку формують електрони, які були емітовані витоком і, подолавши бар'єр, далі скочуються до стоку. Ймовірність такої термоіонної емісії експоненційно залежить від висоти бар'єру E_B :

$$P_{S \rightarrow D} = e^{-E_B/kT}. \quad (52)$$

Така експоненційна залежність тягне за собою експоненційну залежність $Q \propto V_{GS}$ і обмежує підпороговий розкид значенням $SS \geq 60$ мВ/декада при кімнатній температурі. Запропоновано фізичні підходи, що дозволяють подолати таке обмеження [27, 28].

Залишається обговорити середню швидкість електронів у каналі провідності $\langle v_x \rangle|_{x=0}$ в підпороговому режимі; адже наведений вище вираз (15) застосовний тільки вище від порогу. В підпороговому режимі середня швидкість у точці віртуального витоку (вершина бар'єру) визначається виразом

$$\langle v_x \rangle|_{x=0} = \frac{D}{L} \left(\frac{n_s(0) - n_s(L)}{n_s(0)} \right), \quad (53)$$

де D - коефіцієнт дифузії електронів. З простої моделі термоіонної емісії випливає, що

$$n_S(L) / n_S(0) = e^{-qV_{DS}/kT},$$

тож

$$\langle v_x \rangle \Big|_{x=0} = \frac{D}{L} (1 - e^{-qV_{DS}/kT}) = \frac{kT}{q} \frac{\mu}{L} (1 - e^{-qV_{DS}/kT}), \quad (54)$$

де було використано співвідношення Ейнштейна між коефіцієнтом дифузії електронів D і їх рухливостю μ . Підставляючи (54) до (49), одержуємо стандартний вираз для струму в підпороговому режимі [7]:

$$I_{DS} = \mu C_{ox} \frac{W}{L} (m-1) \left(\frac{kT}{q} \right)^2 e^{q(V_{GS}-V_T)/mkT} (1 - e^{-qV_{DS}/kT}). \quad (55)$$

Відзначмо ще один момент. З рис. 16 зовсім не очевидно, що електрони повинні дифундувати крізь весь канал провідності. Фізично більш коректним видається те, що електрони дифундують крізь низькопольову область каналу, а потім сильне електричне поле швидко проносить їх крізь решту довжини каналу. У відповідності до такої моделі довжину каналу провідності L слід було б замінити на певне менше значення довжини дифузійної області $l < L$. Через це на практиці складно визначити передекспоненційний фактор, однак вираз (55) забезпечує задовільний опис реальних транзисторів у цілому [7].

З-під порогу в область вище від порогу

Вираз (48) визначає залежність $Q(V_{GS})$ нижче від порогу, а в режимі сильної інверсії, згідно з формулою (58) статті [3], $Q(V_{GS}) = -C_G^{inv} (V_{GS} - V_T)$. Однак, перехід з підпорогового режиму в режим сильної інверсії є поступовим, і це потрібно враховувати. Це особливо важливо при моделюванні і при чисельному розв'язанні рівнянь Пуассона – Больцмана для $Q(\psi_S)$, що лежать в основі так званих моделей поверхневого потенціалу [29].

Поведінку $Q \propto V_{GS}$ можна описати емпірично. Один із запропонованих [30] виразів має вигляд:

$$Q(V_{GS}) = -m C_G^{inv} \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(1 + e^{q(V_{GS}-V_T)/mkT} \right). \quad (56)$$

Для значень $V_{GS} \ll V_T$ можна використати розклад $\ln(x) \approx 1 + x$ і переписати (56) як

$$Q(V_{GS}) = -m C_G^{inv} \left(\frac{kT}{q} \right) e^{q(V_{GS}-V_T)/mkT}, \quad (57)$$

що близько до формули (48). В практичних розрахунках передекспоненційний множник не є істотним, тож емпіричний вираз (57) цілком прийнятний.

Для $V_{GS} \gg V_T$ вираз (56) дає вже відомий правильний результат:

$$Q(V_{GS}) = -C_G^{inv} (V_{GS} - V_T). \quad (58)$$

Таким чином емпіричний вираз (56) придатний для опису поведінки $Q \propto V_{GS}$ від підпорогової області до області з сильною інверсією. Модель віртуального витоку VS використовує дещо покращену версію виразу (46), забезпечуючи тим краще поєднання областей зі слабкою та сильною інверсією [18].

На завершення відзначмо тісний зв'язок між струмами I_{OFF} та I_{ON} . Ми бачили, що $I_{OFF} \propto \exp[(V_{GS} - V_T)/mkT]$, а струм $I_{ON} \propto V_{GS} - V_T$, тож у підсумку

$$\ln I_{OFF} \propto I_{ON}. \quad (59)$$

Системні дизайнери могли б зменшити порогову напругу V_T з тим, щоб збільшити I_{ON} , що збільшить швидкодію, однак, це тягне за собою експоненційне зростання I_{OFF} і як наслідок збільшення дисипації потужності в режимі очікування. Рис. 17 може правити за приклад такого компромісу застосовно до технології 65 нм NMOS. Цей фундаментальний компроміс є безпосереднім наслідком фізичних принципів функціонування MOSFET.

Вираз (46) дає значення напруги на стоку V_{DSAT} в режимі сильної інверсії. Модель віртуального витоку VS зводить V_{DSAT} у режимі сильної інверсії до kT/q в підпороговому режимі емпірично. Характерна похибка такої евристичної процедури менша за 10% [18].

Як демонструє рис. 7 зі статті [2], модель VS з високою точністю описує експериментальні дані для нанотранзисторів. Це викликає подив, бо такі параметри, як μ і v_{sat} , ма-

ють очевидний і ясний фізичний сенс у тому випадку, коли довжина каналу провідності в багато разів переважає середню довжину вільного пробігу, але це не та ситуація, яка має місце в нанотранзисторах. Тож лишається поки розглядати ці величини як емпіричні параметри. Далі буде розвинуто теорію транспорту електронів у нанотранзисторах, і ми побачимо, що ці параметри можуть набути ясного фізичного змісту.

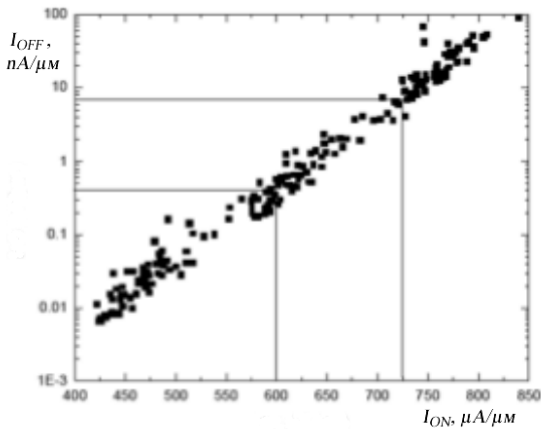


Рис. 17. Графік залежності $\log_{10} I_{OFF} \propto I_{ON}$ для технології 65 нм NMOS [31].

Підіб'ємо підсумки. В цій статті ми докладно розглянули електростатику MOS. У перших статтях нашої серії ми показали, що ID електростатика дозволяє зрозуміти, як відбувається вигин зон і зниження бар'єру, що дозволяє потокові електронів рухатися від витoku й до стоку. Врахування $2D$ електростатики призводить до деградації транспорту електронів у польових транзисторах, збільшуючи підпороговий розкид і спричиняючи ефект $DIBL$, який у свою чергу збільшує вихідну провідність і зменшує порогову напругу в короткоканальних транзисторах. Кількісне врахування $2D$ електростатики потребує чисельного підходу, але всі суттєві ефекти можна фізично зрозуміти й на якісному рівні.

Ефекти $2D$ електростатики погіршують функціонування транзисторів і призводять до 1) підпорогового розкиду, вищого за фундаментальну межу в 60 мВ/декада , 2) зсуву прохідних характеристик $\log_{10} I_{DS} \propto V_{GS}$ ліворуч при збільшенні напруги на стоку ($DIBL$),

3) виникнення залежності порогової напруги від параметрів затвору й напруги на стоку, 4) низького вихідного опору. Коли ефекти $2D$ електростатики сильні, затвор уже не контролює струму в колі «витік – стік» і транзистор зазнає пробою. Оскільки ці ефекти дужче виявляються в короткоканальних транзисторах, їх ще називають ефектами короткого каналу. Мірою того, як транзистори робляться дедалі мініатюрнішими, основний виклик, що постає перед схемотехніками, полягає в контролі короткоканальних ефектів. Зазвичай, для цього потрібне чисельне моделювання.

Повертаючись до виразу (43), бачимо, що залежність $Q|_{x=0}(V_{GS}, V_{DS})$ має цілком прийнятне фізичне пояснення. Щож до співмножника $\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle|_{x=0}$ з цього виразу, то в наших подальших статтях ми побудуємо адекватну фізичну картину транспортних явищ у нанотранзисторах, виходячи з узагальненої моделі транспорту електронів Ландауера-Датта-Лундстрома [24, 25], і встановимо її зв'язок з традиційним підходом «згори – вниз».

На завершення наголосімо: стаття є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [25], 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 tekhnologii. **15**, No 4, 18 – 40 (2018).
- [2]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnologii. **16**, No 1, 24 – 49 (2019).
- [3]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnologii. **16**, No 2, 5 – 31 (2019).

- [4]. R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals* (New York: Addison- Wesley: 1996).
- [5]. B. Streetman, S. Banerjee, *Solid State Electronic Devices* (New York: Prentice Hall: 2005).
- [6]. Y. Tividis, C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
- [7]. Y. Taur, T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
- [8]. D. Frank, Yuan Taur, H.-S. Philip Wong, *IEEE Device Research Conf. Technical Digest*, 18 – 21 (1999).
- [9]. D. Frank, Yuan Taur, H.-S. Philip Wong, *IEEE Electron Device Lett.*, **19**, 385 – 387 (1998).
- [10]. Jing Wang, P. Solomon, M. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **51**: 1361 – 1365 (2004).
- [11]. Qian Xie, Jun Xu, Yuan Taur, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **59**: 1569 – 1579 (2012).
- [12]. Risho Koh, Haruo Kato, H. Matsumoto, *Japanese J. Appl. Phys.*, **35**, 996 – 1000 (1996).
- [13]. R. H. Dennard, F. H. Gaensslen, H.-N. Yu, V. L. Ridout, E. Bassous, A. R. LeBlanc, *IEEE J. Solid-State Circuits*, **51**, 256 – 264 (1974).
- [14]. Chenming Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits* (London, UK: Pearson India: 2009).
- [15]. Chenming Hu. *What Else Besides FinFET?*: www.synopsys.com/community/resources/events/keynote-finfet.html.
- [16]. X. Huang, W.-C. Lee, C. Kuo, D. Hisamoto, L. Chang, J. Kedzierski, E. Anderson, H. Takeuchi, Y.-K. Choi, K. Asano, V. Subramanian, T.-J. King, J. Bokor, Chenming Hu, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 67 – 70 (1999).
- [17]. M. Jeong, B. Doris, J. Kedzierski, K. Rim, M. Yang, *Science*, **306**, 2057 – 2060 (2004).
- [18]. A. Khakifirooz, O. M. Nayfeh, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 1674 – 1680 (2009).
- [19]. E. O. Johnson, *RCA Review*, **34**: 80 – 94 (1973).
- [20]. S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport* (Singapore: World Scientific: 2012).
- [21]. M. Lundstrom, C. Jeong, *Near-equilibrium transport. Fundamentals and Applications* (Singapore: World Scientific: 2013).
- [22]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. *Ukr. Fiz. Zhurn. Ohliady*, **10**, 3 – 32 (2015).
- [23]. Yu. A. Kruglyak, *Nanoehlektronika «snizu – vverh»* (Odessa: TES: 2015).
- [24]. S. Datta, *Lessons from Nanoelectronics. Part A: Basic Concepts* (Singapore: World Scientific: 2017).
- [25]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT.
- [26]. D. J. Frank, R. H. Dennard, E. Nowak, P. M. Solomon, Yuan Taur, H.-S. Philip Wong, *Proc. IEEE*, **89**, 259 – 288 (2001).
- [27]. J. Appenzeller, Y.-M. Lin, J. Knoch, Ph. Avouris, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 196805-1-4 (2004).
- [28]. S. Salahuddin, S. Datta, *Nano Lett.*, **8**, 405 – 410 (2008).
- [29]. G. Gildenblat, X. Li, W. Wu, H. Wang, A. Jha, R. van Langevelde, G. D. J. Smit, A. J. Scholten, D. B. M. Klassen, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **53**: 1979 – 1993 (2006).
- [30]. G. T. Wright, *Electron Lett.*, **21**, 221 – 222 (1985).
- [31]. A. L. Steegen, R. Mo, R. Mann *et al*, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 64 – 67 (2005).

Стаття надійшла до редакції 14.06.2019 р.

PACS numbers: 72.80.Ey, 85.30.-z, 85.30.De, 85.30.Tv, 85.40.-e
DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179347>

PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: 2D MOS ELECTROSTATICS AND 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@hotmail.com

Summary

In the fourth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, the 2D electrostatics of MOS is considered in detail. As it was discussed in our previous articles 1D electrostatics gives good understanding of the bend of zones and of lowering of the potential barrier between source and drain, which allows the flow of electrons to move from source to drain. On the contrary, 2D electrostatics degrades electron transport in field effect transistors by increasing the subthreshold swing and causing the *DIBL* effect, which in its turn increases the output conductivity and reduces the threshold voltage in short-channel transistors. Quantitative consideration of 2D electrostatics requires a numerical approach, but at the same time all the significant effects are physically understandable on qualitative level. 2D electrostatics destroys the functioning of transistors and leads to: 1) a sub-threshold swing greater than the fundamental limit of 60 mV/decade , 2) the shift of the transfer characteristics to the left with increasing of drain voltage (*DIBL*), 3) the threshold depends on the gate parameters and voltage on the drain, 4) low output resistance. When 2D electrostatic effects are strong, the gate loses control over the current and the transistor undergoes punch-through. Since these effects are more pronounced in short-channel transistors, they are also called short channel effects. As transistors get smaller and smaller, the main challenge with circuitry is to control the short-channel effects. As a rule, numerical modeling is required.

Keywords: nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, 2D electrostatics, transistor metrics, transistor control, virtual source

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

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179347>

ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: 2D ЕЛЕКТРОСТАТИКА MOS І МОДЕЛЬ 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: maksym_strikha@hotmail.com

Реферат

У четвертій із серії методично-оглядових статей, орієнтованих на студентів, аспірантів, викладачів вищої школи та дослідників, докладно розглянута 2D електростатика MOS. Як було показано в перших статтях цієї серії, врахування 1D електростатики дозволяє зрозуміти вигини зон і зниження потенціального бар'єру між витоком і стоком, що дозволяє потоку електронів рухатися від витоку до стоку. Натомість 2D електростатика погіршує характеристики транспорту електронів у польових транзисторах, збільшуючи підпороговий розкид і викликаючи ефект *DIBL*, який у свою чергу збільшує вихідну провідність і зменшує граничну напругу в короткоканальних транзисторах. Кількісне врахування 2D електростатики потребує чисельного підходу, разом з тим всі суттєві ефекти фізично зрозумілі й на якісному рівні. Врахування 2D електростатики погіршує функціонування транзисторів і призводить до: 1) підпорогового розкиду, більшого, ніж фундаментальна межа в 60 мВ/декада, 2) зсуву прохідних характеристик $\log_{10} I_{DS} \propto V_{GS}$ ліворуч при збільшенні напруги на стоку (ефект *DIBL*), 3) виникнення залежності значення порогу від параметрів затвору і напруги на стоку, 4) низького вихідного опору. Коли ефекти 2D електростатики сильні, затвор уже не контролює струму в колі «витік – стік» і транзистор зазнає пробою. Оскільки ці ефекти виявляються дужче в короткоканальних транзисторах, їх ще називають ефектами короткого каналу. Мірою того, як транзистори робляться дедалі мініатюрнішими, основний виклик, яким постає перед схемотехніками, полягає в контролі над короткоканальними ефектами. Зазвичай для цього потрібне чисельне моделювання.

Ключові слова: наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, 2D електростатика, метрика транзисторів, керування транзисторами, віртуальний витік

ПРОЕКТУВАННЯ І МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СЕНСОРІВ

SENSORS DESIGN AND MATHEMATICAL MODELING

PACS 64.60.A+82.70.R UDC 530.182, 510.42
DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179348>

MODELING OF NONLINEAR OPTICAL EFFECTS IN THE INTERACTION OF LASER RADIATION WITH ATMOSPHERE AND SENSING FOR ENERGY EXCHANGE IN A MIXTURE ATMOSPHERIC GASES

Y. Bunyakova¹, A. Glushkov¹, O. Khetselius¹, A. Svinarenko¹, A. Ignatenko¹, N. Bykowszczenko²

¹Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine
E-mail: bunyakovayy@gmail.com

²Technical University of Szczecin, Wały Chrobrego, 4, 70-502, Szczecin, Poland

MODELING OF NONLINEAR OPTICAL EFFECTS IN THE INTERACTION OF LASER RADIATION WITH ATMOSPHERE AND SENSING FOR ENERGY EXCHANGE IN A MIXTURE ATMOSPHERIC GASES

Y. Bunyakova, A. Glushkov, O. Khetselius, A. Svinarenko, A. Ignatenko, N. Bykowszczenko

Abstract. It is presented an advanced quantum-kinetic model to describe the nonlinear-optical (spectroscopic) effect caused by the interaction of infrared laser radiation with a gas atmosphere. We determine the quantitative features of energy exchange in a mixture of CO₂-N₂-H₂O atmospheric gases of atmospheric gases, which can be used in the development of new sensory spectroscopic technologies for observing the state of the atmosphere.

Keywords: kinetics of energy exchange, gases in atmosphere, laser radiation, sensing

МОДЕЛЮВАННЯ НЕЛІНІЧНИХ ОПТИЧНИХ ЕФЕКТІВ ВЗАЄМОДІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З АТМОСФЕРОЮ І ДЕТЕКТУВАННЯ ЕНЕРГООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ В СУМІШУ АТМОСФЕРНИХ ГАЗІВ

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

Анотація. Розроблено вдосконалену квантово-кінетичну модель для опису нелінійно-оптичного (спектроскопічного) ефекту, спричиненого взаємодією інфрачервоного лазерного випромінювання з атмосферою. Визначені кількісні особливості обміну енергією в суміші $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ атмосферних газів, які можуть бути використані при розробці нових сенсорних спектроскопічних технологій спостереження за станом атмосфери.

Ключові слова: кінетика енергообміну, атмосферні гази, випромінювання лазера, детектування

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТМОСФЕРОЙ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЭНЕРГООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В СМЕСИ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ

*Ю. Я. Бунякова, А. В. Глушков, О. Ю. Хецелиус, А. А. Свинаренко, А. В. Игнатенко,
Н. Быковиценко*

Аннотация. Разработана усовершенствованная квантово-кинетическая модель для описания нелинейно-оптического (спектроскопического) эффекта, вызванного взаимодействием инфракрасного лазерного излучения с атмосферой. Определены количественные особенности обмена энергией в смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ атмосферных газов, которые могут быть использованы при разработке новых сенсорных спектроскопических технологий наблюдения за состоянием атмосферы.

Ключевые слова: кинетика энергообмена, атмосферные газы, излучение лазера, детектирование

1. One of the most important problems in the modern sensor electronics, molecular and environmental physics is connected with a searching new physical effects and construction of new sensors (e.g. [1-7]). In this paper we present theoretical fundamentals a new, improved quantum-kinetic atomic-molecular approach to theoretical modeling of nonlinear optical (spectroscopic) effects in the interaction of electromagnetic (laser) radiation with the gas atmosphere of an industrial

city and quantitatively elucidate the features of energy $\text{CO}_2\text{-N}_2$ in the energy- N_2 exchange of atmospheric gases during the passage of powerful laser radiation pulses. This topic is of a great importance for further solving the problems of laser (lidar) sounding of atmosphere and creation new sensor devices on the laser system basis [1-21]. The required theoretical modeling is based on the numerical solution of the differential equation system, which describes the time evolution of

the relative populations of levels of atmospheric gas molecules.

First, let us consider qualitatively some fundamental aspects of the interaction of electromagnetic radiation with atoms and molecules of the atmospheric environment. Indeed, in the case of an intense external field, a nonlinear response of atoms and molecules will obviously occur. It should be noted that cases of both resonant and non-resonant interaction of electromagnetic radiation with atoms and molecules of atmospheric gases can be considered separately.

The obvious consequence of resonant interaction (in particular, absorption) of electromagnetic radiation (hereinafter, as a rule, will be coherent, that is, laser radiation) by molecular gases of the atmosphere is the quantitative redistribution of molecules by the energy levels of internal degrees of freedom. In turn, this will change the so-called gas absorption coefficient. Changing the population levels of the mixture of gases causes a disturbance of thermodynamic equilibrium between the vibrations of molecules and their translational motion, resulting in kinetic cooling of the environment.

At the same time, as shown in [2,5], it is very important to use more realistic and accurate values of constant constants in the corresponding quantum-kinetic models. For example, we are talking about realistic data regarding the dependence of the resonance absorption coefficient of CO₂ (and other atmospheric gases too) over time.

At the same time, in the interaction of laser radiation with a mixture of atmospheric gases, relatively complex processes of resonant excitation transfer, in particular, from CO₂ molecules to nitrogen molecules, will take place. As a result, a quantitative change in the polarizability of the atmosphere will be observed. As a result, the complex dielectric constant of the atmospheric medium will change, which will lead to a significant transformation of the energy of laser pulses in the gas atmosphere [1-4].

Indeed, in a nonlinear medium, the dielectric constant depends on the intensity of the electromagnetic wave I :

$$\varepsilon = \varepsilon(I) = \bar{\varepsilon}_0 + \varepsilon_N(I) \quad (1)$$

$$I = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} |\bar{E}|^2$$

where c is the speed of light, E is the electric field strength of the wave.

Obviously, expression (1) defines a specific type of nonlinear interaction - nonlinear response of the medium. In (1) the index "0" indicates the undisturbed value of the dielectric constant:

$$\bar{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 + i\alpha_0/k_0, \quad (2)$$

and the index "N" - the corresponding increase due to nonlinear interaction. It should be noted that a generalization of equation (1) in the case of propagation of radiation in an aerosol medium leads to introduction of the corresponding additive [1]:

$$\bar{\varepsilon}_a = \sum_{\nu=1}^N \varepsilon_{a\nu}(\vec{r} - \vec{r}_\nu), \quad (3)$$

which is the sum of the perturbations of the complex dielectric constant from the individual centers. In (3), the vector \vec{r}_ν determines the position of the particles in space, N is the total number of particles. The value $\bar{\varepsilon}_a$ is equal to the value of the complex dielectric constant of the particle and its halo, when the observation point is inside the localized inhomogeneity, and is equal to zero otherwise. The halos around the aerosol particles are due to the perturbation of the dielectric constant due to temperature, vapor, or plasma inhomogeneities (see more details in Refs. [1-6]). The latter result from the nonlinear interaction of laser radiation with the substance of particles.

When laser radiation interacts with atoms and molecules of atmospheric gases, there is also the so-called Kerr electronic effect, which arises due to the deformation of the electron density distributed by the field, almost immediately following the change of field, as well as the orientation effect of Kerr [1]. The relaxation time of this effect for atmospheric air under normal conditions is 10^{-13} s. This effect leads to the dependence of the dielectric constant on the field of the electromagnetic wave in the formula (1) of the form

$$\varepsilon_N = \varepsilon_2 |E|^2. \quad (4)$$

Based on the measurement of nonlinear air polarization, it was shown [3] that the contribution of the electronic mechanism to nonlinear air polarization is very small, and the value of the constant for air is $5 \cdot 10^{-16}$ units SGSE. For Gaussian beams and plateau beams, the Kerr effect leads to the self-focusing of light, described in detail, for example, in [1-4]. If the length of the nonlinear interaction (self-focusing) is a Gaussian beam with radius R_0

$$L_N = \frac{R_0}{\sqrt{\varepsilon_2 |E|^2}} = R_0 \left(\frac{8\pi\varepsilon_2}{c\sqrt{\varepsilon_0}} I \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

then the realization of the effect on distance $L_{||}$ is possible if the threshold intensity is defined [1]:

$$I_{IOP} \geq \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \frac{R_0^2}{\varepsilon_2 L_{||}^2}. \quad (6)$$

$$I_{IOP} \approx 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ for } R_0 = 0,1$$

and $L_{||} = 10^3$ m. If $L_{||} = 10^5$ m, then $I_{IOP} \approx 10^8 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

For infrared laser wavelength $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, the critical autofocus ($L_{||} = L_d$) power is as follows:

$$P_{kp} = \pi R_0^2 I_{IOP} = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8k^2\varepsilon_2} = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ W}. \quad (7)$$

Correspondingly, one has $P_{kp} = 1,7 \cdot 10^9 \text{ W}$ for $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$.

2. Here we construct an improved quantum-kinetic model to describe the nonlinear-optical (spectroscopic) effect caused by the interaction of infrared laser radiation with a gas atmosphere and consider the quantitative features of energy exchange in a mixture of CO_2 - N_2 - H_2O atmospheric gases of atmospheric gases [2,5].

Typically, for the quantitative description of energy exchange and the corresponding relaxation processes in a mixture of CO_2 - N_2 - H_2O gases in the laser radiation field, one should first consider the kinetics of three levels: 10^0 , 00^1

(CO_2) i $v = 1$ (N_2). The system of differential equations of balance for relative populations is written in the following form:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= -\beta(\omega + 2gP_{10})x_1 + \beta\omega x_2 + 2\beta gP_{10}x_1^0 + F_N(x_1), \\ \frac{dx_2}{dt} &= \omega x_1 - (\omega + Q + P_{20})x_2 + Qx_3 + P_{20}x_2^0 + F_N(x_2), \\ \frac{dx_3}{dt} &= \delta Qx_2 - (\delta Q + P_{30})x_3 + P_{30}x_3^0 + F_N(x_3). \end{aligned} \quad (8)$$

Here, $x_1 = N_{100}/N_{\text{CO}_2}$, $x_2 = N_{001}/N_{\text{CO}_2}$, $x_3 = \delta N_{\text{N}_2} / N_{\text{CO}_2}$; N_{100} , N_{001} are the level populations 10^0 , 00^1 (CO_2); N_{CO_2} is concentration of CO_2 molecules; N_{N_2} is the level population $v=1$ (N_2); Q is the probability (s^{-1}) of resonant transfer in the reaction $\text{CO}_2 \rightarrow \text{N}_2$, ω is a probability (s^{-1}) of CO_2 light excitation, $g = 3$ is statistical weight of level 02^0 , $\beta = (1+g)^{-1} = 1/4$; δ is ratio of common concentrations of CO_2 and N_2 in atmosphere ($\delta = 3.85 \cdot 10^{-4}$); $F_N(x)$ – additional nonlinear term; x_1^0 , x_2^0 and x_3^0 are the equilibrium relative values of populations under gas temperature T :

$$\begin{aligned} x_1^0 &= \exp(-E_1/T), \\ x_2^0 &= x_3^0 = \exp(E_2/T) \end{aligned} \quad (9)$$

Values E_1 and E_2 in (1) are the energies (K) of levels 10^0 , 00^1 (consider the energy of quantum N_2 equal to E_2); P_{10} , P_{20} and P_{30} are the probabilities (s^{-1}) of the collisional deactivation of levels 10^0 , 00^1 (CO_2) and $v = 1$ (N_2).

Note that having obtained the solution of the differential equation system (8), one can further calculate the absorption coefficient of radiation by CO_2 molecules:

$$\alpha_{\text{CO}_2} = \sigma(x_1 - x_2)N_{\text{CO}_2}. \quad (10)$$

The σ in (10) is dependent upon the thermodynamical medium parameters according to [1]. The different estimates (c.g. [1-5]) show that for emission of the CO_2 -laser the absorption coefficient:

$$\alpha_g = \alpha_{CO_2} + \alpha_{H_2O}. \quad (11)$$

is equal in conditions, which are typical for summer mid-latitudes $\alpha(H=0) = (1.1-2.6) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, from which $0.8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ accounts for CO_2 and the rest – for water vapour (data are from ref. [2]).

On the large heights the sharp decrease of air moisture occurs and absorption coefficient is mainly defined by the carbon dioxide. T

It is known [2-5] that the resonance absorption by the molecules of the atmospheric mixture of laser radiation is determined by the change in the population of the low-lying level $10^0 0$ (CO_2), the population of the level $00^0 1$ and vibration-translational relaxation (VT-relaxation), as well as intergenerational vibration relaxation (VV'-relaxation). For the wavelength of infrared laser radiation (eg, CO_2 laser of $10.6\mu\text{m}$), the duration of the corresponding pulse will satisfy the inequality $t_R \ll t_i < t_{VT}$, where t_R, t_{VT} are the values of time, respectively, of rotational and oscillatory relaxation. For accurate numerical calculations, it is important to accurately determine the probabilities of $P_{10^0}, P_{20^0}, P_{30^0}$ deactivation due to the levels of $10^0 0, 00^0 1$ (CO_2) and $v = 1$ (N_2), the probability of Q resonance energy transfer $CO_2 \rightarrow N_2$, the excitation probability ω pulse of CO_2 laser and other constants.

computing was performed with using the PC code Superatom [24-28]). It is clear that the time dependence of the relative resonance absorption coefficient of laser radiation by CO_2 molecules for different laser pulses differs. In Table 1 we list the Temporary dependence of resonant absorption relative coefficient $\bar{\alpha}_{CO_2}$ (sm^{-1}) for rectangular (R), gaussian (G) and soliton-like (S) laser pulses (intensity I, $10^5 \text{ W}/\text{sm}^2$) on the height $H=10\text{km}$: A- data of modelling [1,2]; B and C- our data.

The effect of kinetic cooling of the CO_2 is determined by the condition (for Odessa region):

$$\alpha_{H_2O}^0 < (E_1 / (E_2 - E_1)) \alpha_{CO_2}^0 = 1.51 \alpha_{CO_2}^0. \quad (12)$$

Note that expression (12) is significantly different from early qualitative estimates [1,2,5]. The numerical parameters obtained allow us to further quantify the effects of the kinetic cooling of CO_2 , depending on the parameters of the model of the atmosphere and the parameters of laser radiation. The analysis shows that the energy flux that causes the gas to heat through the absorption of water vapor radiation is proportional to the intensity of the laser radiation.

Table 1.

Temporary dependence of resonant absorption relative coefficient $\bar{\alpha}_{CO_2}$ (sm^{-1}) for rectangular (R), gaussian (G) and soliton-like (S) laser pulses (intensity I, $10^5 \text{ W}/\text{sm}^2$) on the height $H=10\text{km}$: A- data of modelling [2]; B and C –our data.

t μs	A I= 10^5 R	A I= 10^6 R	B I= 10^5 R	B I= 10^6 R	B I= 10^5 G	B I= 10^6 G	C I= 10^5 S	C I= 10^6 S
0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
1	0.48	0.12	0.46	0.12	0.41	0.11	0.43	0.10
2	0.34	0.08	0.32	0.07	0.26	0.04	0.29	0.05
3	0.41	0.27	0.37	0.19	0.31	0.18	0.34	0.19
4	0.48	0.35	0.44	0.29	0.37	0.26	0.39	0.27

Below we present the results of computing the relative absorption coefficient $\bar{\alpha}_{CO_2}$ (normalized to linear absorption coefficient) based on the solutions of the system (8). All data obtained for the distribution of pressure altitude and temperature are taken from the model of the atmosphere of the middle latitudes (Odessa) [22, 23]. The

At the same time, when the critical value of the critical parameter is reached, the heating of the steam will prevail over its cooling for any moment of time. In such a physical situation, the effect of kinetic cooling will cease to exist. In any case, the quantitative manifestation of the kinetic effect may vary for different atmospheric

conditions, laser radiation parameters, and different values of atomic-molecular parameters (set of energy, spectroscopic and radiation characteristics). Obviously, this will significantly influence and appropriately determine the energy conditions of the laser sounding of the atmosphere of an industrial city, and the latter, in turn, will redefine the quantitative possibilities of finding quantitative characteristics of spatio-temporal fields of concentrations of substances in the atmosphere of an industrial city.

References

- [1]. Zuev V. E., Zemlyanov A. A., Kopytin Y. D., Kuzikovskiy A. V. Powerful laser radiation in an atmospheric aerosol. -Novosibirsk, 1984. -224p.
- [2]. Khetselius, O. Yu. Optimized Perturbation Theory for Calculating the Hyperfine Line Shift and Broadening of Heavy Atoms in a Buffer Gas. *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics*; Cham: Springer, **2015**, Vol. 29, pp 55-76
- [3]. Gordiets B. F., Osipov A. I., Kokhlov R. V. About cooling the gas under powerful CO₂ laser radiation passing in atmosphere. *J. Techn. Phys.* **1974**, Vol. 14, 1063-1069.
- [4]. Geints Y. E. and Zemlyanov A. A., Near- and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: a comparative analysis. *Appl. Opt.* **2017**, 56, 1397-1404
- [5]. 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.
- [6]. Wei, P.-S., Hsieh, Y.-C., Chiu, H.-H., Yen, D.-L., Lee, C., Tsai, Y.-C., & Ting, T.-C. Absorption coefficient of carbon dioxide across atmospheric troposphere layer. *Heliyon*. **2018**, 4(10), e00785.
- [7]. Glushkov A. V., Malinovskaya S. V., Ambrosov S. V., Shpinareva I. M., Troitskaya O. V., Resonances in quantum systems in strong external fields consistent quantum approach. *Journ. Techn. Phys.* 1997, 38(2):215-218.
- [8]. Glushkov A. V., Dan'kov S. V., Prepelitsa G., Polischuk V. N., Efimov A. V., QED theory of nonlinear interaction of the complex atomic systems with laser field multi-photon resonances. *Journ. Techn. Phys.* **1997**, 38(2):219-222.
- [9]. Glushkov A. V., Shpinareva I. M., 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.
- [10]. Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Gurnitskaya E. P., Loboda A. V., Mischenko E. V., Florko T. A., Sukharev D. E., Collisional Shift of the TI Hyperfine Lines in Atmosphere of Inert Gases. *AIP Conference Proceedings*. **2008**, 1058, 231-233.
- [11]. Florko T. A., Ambrosov S. V., Svinarenko A. A., Tkach T. B., Collisional shift of the heavy atoms hyperfine lines in an atmosphere of the inert gas *Journal of Physics: Conf. Series*. 2012, 397(1), 012037.
- [12]. Glushkov, A.; Loboda, A.; Gurnitskaya, E.; Svinarenko, A. QED theory of radiation emission and absorption lines for atoms in a strong laser field. *Phys. Scripta*. **2009**, T135, 014022.
- [13]. Khetselius, O. Y. Relativistic Energy Approach to Cooperative Electron- γ -Nuclear Processes: NEET Effect. *Quantum Systems in Chemistry and Physics*; Springer: Dordrecht, **2012**; Vol. 26, pp 217-229.
- [14]. Buyadzhi V. V., Glushkov A. V., Mansarlisysky 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.
- [15]. Bunyakova, Yu. Ya.; Glushkov, A. V.; Khetselius, O. Yu.; Ignatenko, A. V.; Bykowszczenko, N.; Buyadzhi, V. V. New approach and microsystem technology of advanced analysis and forecasting the air pollutant concentration temporal dynamics in atmosphere of the industrial cities. *Sensor Electr. and Microsyst. Technol.* **2017**, 14(3), 65-78.

- [16]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.
- [17].Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Zaichko P. A, Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators). *Dynamical Systems Theory*. Eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski, Vol. T1 (Lodz Univ.). **2013**, 467-477.
- [18].Glushkov, A; Khetselius, O; Svinarenko, A.; Buyadzhi, V. Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions. *Odessa: TEC*, **2015**.
- [19].Glushkov, A. V. Atom in electromagnetic field. *KNT: Kiev*, **2005**
- [20].Glushkov A. V., Advanced Relativistic Energy Approach to Radiative Decay Processes in Multielectron Atoms and Multicharged Ions. In: Nishikawa K, Maruani J, Brandas E, Delgado-Barrio G, Piecuch P (eds) *Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications*. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics, vol 26. Springer, Dordrecht. **2012**, pp 231-252.
- [21].Glushkov A. V., Ternovsky V. B., Buyadzhi 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,
- [22].Bunyakova, Yu. Ya.; Glushkov, A. V. Analysis and forecast of the impact of anthropogenic factors on air basein of an industrial city. *Ecology: Odessa*, **2010**.
- [23].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.
- [24].Glushkov, A. V. *Methods of a Chaos Theory*. Astroprint: Odessa, **2012**.
- [25].Khetselius, O. Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method. *Dynamical Systems Applications*; Awrejcewicz, J., Kazmierczak, M., Olejnik, P., Mrozowski, J., Eds.; Lodz Univ.: Lodz, 2013; Vol. T2, pp 145-152
- [26].Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Buyadzhi V. V., Florko, T. A., Shakhman A. N., 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.
- [27].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.
- [28].Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., *Methods of computational mathematics and mathematical physics*. P. 1. TES: Odessa, **2015**.

Стаття надійшла до редакції 12.08.2019 р.

PACS 64.60.A+82.70.R UDC 530.182, 510.42
DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179348>

MODELING OF NONLINEAR OPTICAL EFFECTS IN THE INTERACTION OF LASER RADIATION WITH ATMOSPHERE AND SENSING FOR ENERGY EXCHANGE IN A MIXTURE ATMOSPHERIC GASES

Y. Bunyakova¹, A. Glushkov¹, O. Khetselius¹, A. Svinarenko¹, A. Ignatenko, N. Bykowszczenko²

¹Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine

E-mail: bunyakovayy@gmail.com

²Technical University of Szczecin, Way Chrobrego, 4, 70-502, Szczecin, Poland

Summary

The aim of the work is to develop and present a new approach for advanced analysis, modeling of nonlinear optical effects in the interaction of laser radiation with atmosphere and studying the quantitative features of the energy exchange in a mixture atmospheric gases. The obvious consequence of resonant interaction (in particular, absorption) of electromagnetic radiation (a rule, coherent, that is, laser radiation) by molecular gases of the atmosphere is the quantitative redistribution of molecules by the energy levels of internal degrees of freedom. In turn, this will change the so-called gas absorption coefficient. Changing the population levels of the mixture of gases causes a disturbance of thermodynamic equilibrium between the vibrations of molecules and their translational motion, resulting in kinetic cooling of the environment. It is presented an advanced quantum-kinetic model to describe the nonlinear-optical (spectroscopic) effect caused by the interaction of infrared laser radiation with a gas atmosphere. We determine the quantitative features of energy exchange in a mixture of CO₂-N₂-H₂O atmospheric gases of atmospheric gases, which can be used in the development of new sensory spectroscopic technologies for observing the state of the atmosphere. The results of computing the relative absorption coefficient (normalized to linear absorption coefficient) are presented.

Keywords: kinetics of energy exchange, gases in atmosphere, laser radiation, sensing

МОДЕЛЮВАННЯ НЕЛІНІЧНИХ ОПТИЧНИХ ЕФЕКТІВ ВЗАЄМОДІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З АТМОСФЕРОЮ І ДЕТЕКТУВАННЯ ЕНЕРГООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ В СУМІШУ АТМОСФЕРНИХ ГАЗІВ

*Ю. Я. Бунякова¹, О. В. Глушков¹, О. Ю. Хецеліус¹, А. А. Свинаренко¹, Г. В. Ігнатенко¹,
Н. Биковицено²*

¹Одеський державний екологічний університет, Львівська 15, Одеса, 65016
E-mail: bunyakovayy@gmail.com

²Технічний університет Щеціна, вул. Wały Chrobrego, 4, 70-502, Щецін, Польща

Реферат

Метою роботи є розробка нового підходу до вдосконаленого аналізу, моделювання нелінійних оптичних ефектів при взаємодії лазерного випромінювання з атмосферою та вивчення кількісних особливостей обміну енергією в суміші атмосферних газів. Внаслідок резонансної взаємодії (зокрема, поглинання) електромагнітного випромінювання молекулярними газами атмосфери має місце кількісний перерозподіл молекул за енергетичними рівнями внутрішніх ступенів свободи. У свою чергу, це змінює званий коефіцієнт поглинання відповідного газу. Зміна рівня населеностей суміші газів спричиняє порушення термодинамічної рівноваги між коливаннями молекул та їх поступальним рухом, що призводить до кінетичного охолодження середовища. Представлена вдосконалена квантово-кінетична модель для опису нелінійно-оптичного (спектроскопічного) ефекту, спричиненого взаємодією інфрачервоного лазерного випромінювання з атмосферою газу. Представлена вдосконалена квантово-кінетична модель для опису нелінійно-оптичного (спектроскопічного) ефекту, спричиненого взаємодією інфрачервоного лазерного випромінювання з атмосферою газу. Визначені кількісні особливості обміну енергією в суміші атмосферних газів CO₂-N₂-H₂O атмосферних газів, які можуть бути використані при розробці нових сенсорних спектроскопічних технологій спостереження за станом атмосфери. Представлені результати обчислення відносного коефіцієнта поглинання (нормованого до лінійного коефіцієнта поглинання).

Ключові слова: кінетика енергообміну, атмосферні гази, випромінювання лазера, детектування

СЕНСОРИ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

PHYSICAL SENSORS

УДК 621.396.967

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179349>

КОМП'ЮТЕРНИЙ СИНТЕЗ І АНАЛІЗ ШИРОКОКУТНОГО ПРИЙМАЛЬНОГО ПРИЛАДУ ОПТИЧНОГО ЛОКАТОРА

Я. І. Лепіх, В. В. Янко, В. І. Сантоній

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

КОМП'ЮТЕРНИЙ СИНТЕЗ І АНАЛІЗ ШИРОКОКУТНОГО ПРИЙМАЛЬНОГО ПРИЛАДУ ОПТИЧНОГО ЛОКАТОРА

Я. І. Лепіх, В. В. Янко, В. І. Сантоній

Анотація. Проведено аналіз проблематики в специфічній області оптико-електронного приладобудування. Описано розроблений оптичний прилад, який забезпечує діаграму спрямованості оптичного локатора (ОЛ), за його використанням, втричі ширше, ніж в разі застосування стандартної лінзи. Описано технологію його розробки в програмному середовищі 3D моделювання. Описана сутність і ціль комп'ютерного трасування променів в аспекті поставленого завдання, обробка і оцінка отриманих даних.

Ключові слова: оптична локація, 3D моделювання, трасування променів, лінза

COMPUTER SYNTHESIS AND ANALYSIS OF WIDE-WIDE OPTICAL LOCAL RECEIVER

Ya. I. Lepikh, V. V. Yanko, V. I. Santoniy

Abstract. The analysis of problems in the specific area of optoelectronic instrumentation is conducted. Describes the developed optical device, which provides the radiation pattern of the optical locator (OL), using it, three times wider than in the case of using a standard lens. The technology of its development in the 3D modeling software environment is described. The essence and purpose of computer ray tracing in the aspect of the task, processing and evaluation of the received data are described.

Keywords: optical location, 3D modeling, ray tracing, lens

КОМПЬЮТЕРНЫЙ СИНТЕЗ И АНАЛИЗ ШИРОКОУГОЛЬНОГО ПРИЕМНОГО ПРИБОРА ОПТИЧЕСКОГО ЛОКАТОРА

Я. И. Лепих, В. В. Янко, В. И. Сантоний

Аннотация. Проведен анализ проблематики в специфической области оптико-электронного приборостроения. Описан разработанный оптический прибор, который обеспечивает диаграмму направленности оптического локатора (ОЛ), с его использованием, втрое шире, чем в случае применения стандартной линзы. Описана технология его разработки в программной среде 3d моделирования. Описана сущность и цель компьютерной трассировки лучей в аспекте поставленного задания, обработка и оценка полученных данных.

Ключевые слова: оптическая локация, 3d моделирование, трассировка лучей, линза

Вступ

Для багатьох практичних завдань потрібне широке поле зору ОЛ. Деякі з них:

- визначення цілей;
- охорона периметрів;
- контроль завод.

Досить часто не потрібно навіть визначення напрямку на заваду, а важливий лише сам факт його появи. В цьому випадку прийнятий оптичний сигнал може бути сфокусований на чутливу поверхню одного фотоприймального перетворювача. Сучасні швидкодіючі фотодіоди (наприклад лавинні) мають чутливу поверхню, що не перевищує в діаметрі 1 mm. Це накладає значні обмежен-

ня на вхідну оптику і веде до її ускладнення. Рішення проблеми секторуванням діаграми (застосування більшої кількості фотодіодів) викликає проблеми сполучення секторів та підвищення ціни пристрою.

Постановка задачі

Якщо ціль (об'єкт) оптичної локації може з'явитися з випадкового азимутального напрямку, доцільно домагатися віялової діаграми спрямованості для приймального та випромінювального оптичних елементів. Для приймального оптичного елемента завдання зводиться до можливості фокусування дуги що світиться, з кутом рівним

необхідному кутку зору ОЛ, в площу чутливої поверхні оптоелектронного перетворювача при відповідному юстируванні. Розглянемо застосування звичайної сферичної лінзи для поставленого завдання.

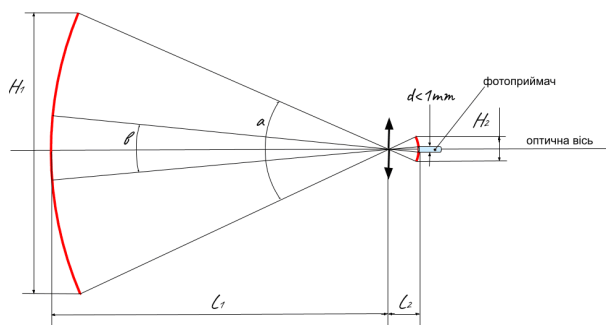


Рис. 1. Оптична схема застосування сферичної лінзи в ОЛ з ширококутним полем зору.

L_1 і L_2 – відстані від лінзи до дуги що світиться і її зображення;

d – діаметр чутливої поверхні фотоприймача;

H_1 і H_2 габаритні розміри дуги і її зображення;

β – реальний кут зору ОЛ;

α – необхідний кут зору ОЛ.

Для підвищення чутливості локатора необхідно збільшувати вхідну апертуру приймального оптичного приладу, в нашому випадку діаметр лінзи - D . З Рисунка 1 для тонких лінз справедливо

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{L_2}{L_1}. \quad (1)$$

На відстань L_2 можна накласти обмеження

$$L_2 \geq F \geq D, \quad (2)$$

тому що діаметр лінзи не може бути менше своєї фокусної відстані - F . Тоді

$$H_2 \geq D \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right). \quad (3)$$

Для кута зору локатора - 60° і вхідній апертурі - 50 mm (3) габаритна довжина зображення дуги складе більше 25 mm . Без

додаткової оптичної обробки (складний об'єктив з великою кількістю лінз і т.д.) побудувати такий локатор не є можливим. Якщо використовується один фотодіод, чутлива поверхня якого має діаметром 1 mm , то кут зору ОЛ з тонкої сферичної лінзою буде менше $2,3^\circ$. На практиці отримати кут зору більше $1,6^\circ$ досить складно. Необхідно розробити оптичний прилад, що дозволяє побудувати ОЛ з максимально широким реальним кутом зору.

Метод розв'язання задачі

Технологія розробки оптичного приладу для широкого кута ОЛ

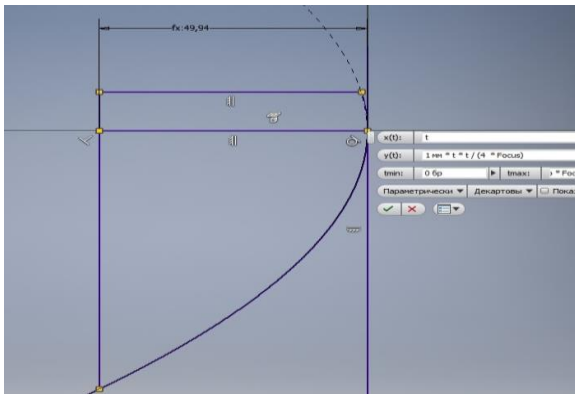
Прилад розроблявся методом ітеративної корекції його 3D моделі з дослідженням оптичних властивостей комп'ютерним трасуванням променів на кожному циклі. Трасування променів проводилась методом інверсного трасування, коли джерелом світла стає опромінений об'єкт. У нашому випадку це дуга що світиться з кутовим розміром 60° . 3D сцена складається з двох об'єктів: дуги що світиться довжиною 10 m і досліджуваного оптичного приладу. Здійснюється юстирування системи зміщенням і поворотом приладу таким чином щоб зображення дуги потрапило на спеціальну поверхню. Оцінюється габаритний розмір і сфокусованість зображення. Оскільки в даному випадку досліджується кут діаграми спрямованості, то ми не оцінюємо енергетичні інтегральні параметри прийнятого оптичного сигналу.

Оптичний прилад з розширеною діаграмою спрямованості

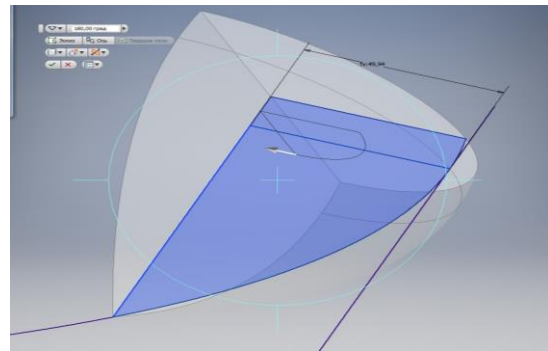
Аналіз варіантів базових типів оптичних приладів показав, що для поставленої задачі оптимальною є призма зі складною дзеркальною поверхнею внутрішнього відбиття. Вхідною поверхнею є круговий сегмент циліндра, що одночасно є вимогою конструкції локатора і служить розширенню діаграми. Для вибору форми поверхні, що відбиває були вивчені рішення для дзеркальних антен НВЧ діапазону. Максимально широкий огляд має тороїдально-параболічний рефлектор.

Він утворюється обертанням утворюючої, що є відрізком параболи, навколо вісі, що перпендикулярна вісі абсцис параболи. Точка фокусу параболи при такому обертанні утворює «фокальну дугу», уздовж якої розташовуються перетворювачі. Такий рефлектор поєднує властивості параболічного і сферичного дзеркал. Використання тороїдально-параболічного рефлектора дозволяє організувати приймання в широкому секторі («вузлі сканування») уздовж фокальної дуги без помітного розфокусування. Використовується офсетний виріз сегмента базової фігури, причому таким чином, щоб площина

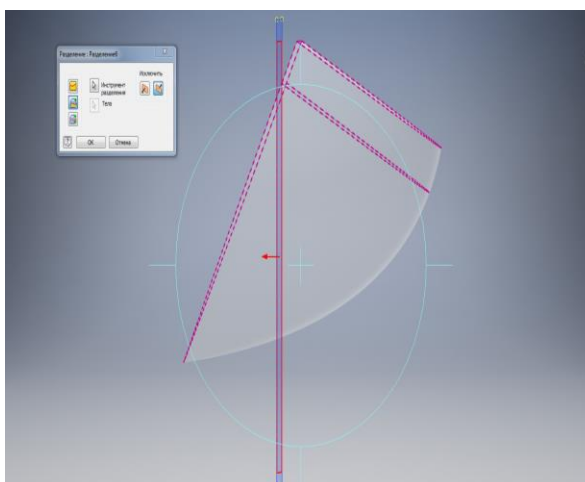
віялової діаграми спрямованості лягла під кутом 45° до вісі обертання (Рис. 2). Поверхня призми, що виконує роль тороїдально-параболічного дзеркала покривається тонким шаром металу. Існує декілька технологій цієї процедури. Добрий результат дає напилення у вакуумі, наприклад, алюмінію. Призма розраховувалась для виготовлення з оптичних марок скла. Та її лабораторний варіант з органічного скла показав практично розраховані оптичні характеристики. Усі поверхні, не задіяні у формуванні зображення, бажано зробити матовими і покрити світло поглинаючим шаром.



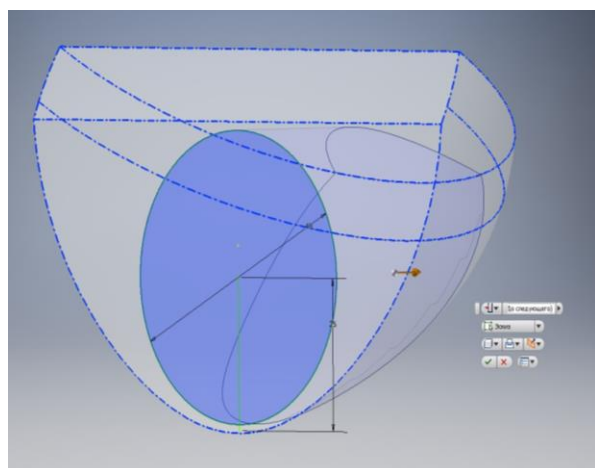
Побудова параболи обертання на базовому ескізі за формулою: $y = \frac{x^2}{4 \cdot F}$, де F - фокусна відстань



На відміну від параболоїда обертання, тороїдально-параболічне дзеркало будується обертанням параболи навколо вісі паралельній вісі x на відстань $F \cdot k$, де k - варійований параметр



Формування вертикального кута діаграми спрямованості



Формування кругової апертури. Офсетний виріз забезпечує фокусування на спеціальну поверхню у верхній частині приладу

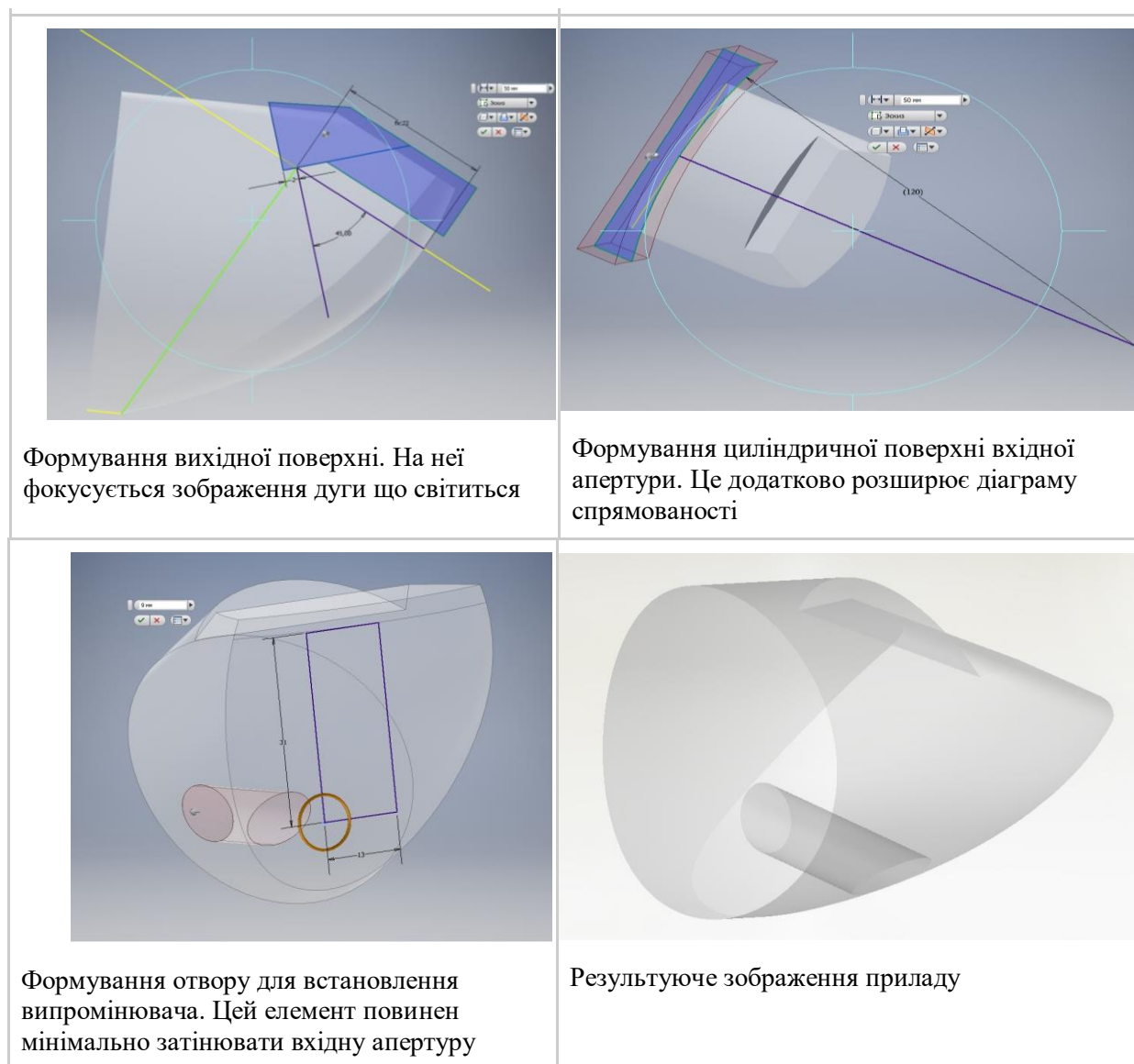


Рис. 2. Послідовність побудови 3D моделі оптичного приладу.

На рис. 2 наведена послідовність синтезу оптичного приладу з розширеною діаграмою спрямованості у програмному середовищі Autodesk Inventor. При кожній корекції 3D моделі проводилося трасування променів в програмі аналізу оптичних об'єктів компанії Lambda Research Corporation - TracePro. На рисунку 3 надані скріншоти такого дослідження. Завдяки аналізу ходу променів вдалося вибрати найбільш оптимальне положення отвору для встановлення лазерного випромінювача.

Вісь циліндричного отвору паралельна променям, заломленим вхідною поверхнею, що забезпечує мінімальне затінення. Крім того, цей отвір розташований в місці з мінімальною щільністю променів що проходять.

Після кожної модифікації 3D моделі оптичного приладу проводився експорт файлу моделі у програмне середовище TracePro. Потім виконується її позиціонування, уточнення параметрів джерел світла, трасування променів і аналіз отриманих результатів.

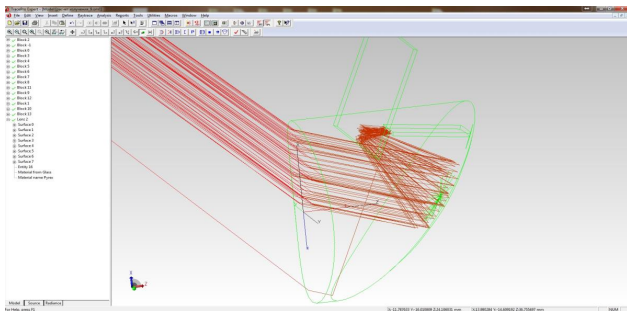
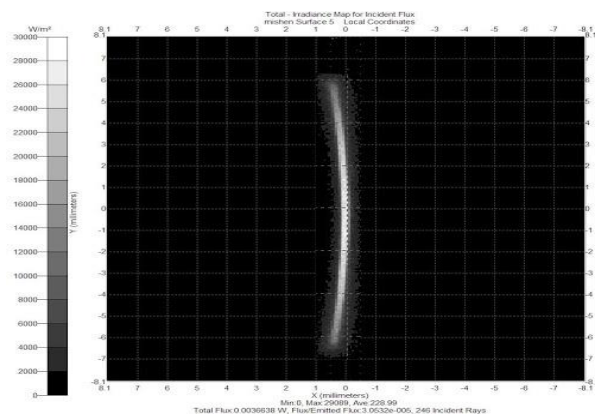
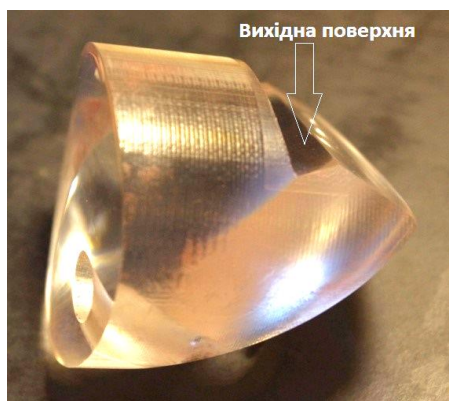


Рис. 3. Трасування променів що виходять з дуги що світиться.



а)



б)

Рис. 4. а) дійсне зображення дуги що світиться у 60° на вихідній поверхні оптичного приладу; б) фото його реалізації з оргскла.

На рисунку 3 а) наведено скріншот програми TracePro з інтегральною оцінкою трасування променів. Кожен промінь, що пройшов через вихідну поверхню залишає крапку, яскравість якої залежить від енергетичних характеристик променя. Фактично це комп'ютерна модель дійсного зображення дуги що світиться в 60° на вихідній поверхні оптичного приладу. Га-

баритний розмір зображення дорівнює **12 мм**. Якщо в ОЛ використовується один фотодіод, який має чутливу поверхню 1mm^2 , то кут зору ОЛ із застосуванням запропонованого приладу складе 5° . Це майже втричі більше, ніж в разі тонкої сферичної лінзи. Однак цього не достатньо для побудови ОЛ з кутами зору в десятки градусів

Заключення

Існують певні вирішення цієї задачі. Але в будь-якому випадку, розроблений нами прилад суттєво спрощує ці рішення, має кращі технічні характеристики і меншу вартість.

Список використаної літератури

- [1]. Aksenenko M. D., Baranochnikov M. L. Priemniki opticheskogo izlucheniya. M.: Radio i svyaz', 1987.
- [2]. Ishanin G. G., Pankov E. D., Andreev A. L., Pol'shchikov G. V. Istochniki i priemniki izlucheniya. SPb.: Politekhnik, 1991.
- [3]. Ponomarenko V. P., Filachev A. M. Fotopriemniki i fotopriemnye moduli novogo pokoleniya // Prikladnaya fizika. – 2001. – № 6. – S. 20–38.
- [4]. Windisch R. ta inshi. Mikrolinzovye svetodiody s gigabajtnym bystrodeystviem i vysokoy effektivnost'yu // Electron. Lett. 2000. – T. 36, № 4. – S. 351–352.
- [5]. Kozincev V. I., Belov M. L., Orlov V. M. Osnovy impul'snoj i lazernoj lokacii: Ucheb. posobie dlya vuzov. M.: Izd-vo MGTU im. N. E. Baumana, 2006. – 512.
- [6]. Alyamovskij A. A. SolidWorks 2007/2008. Komp'yuternoe modelirovanie v inzhenernoj praktike. – Sankt-Peterburg: BHV-Peterburg, 2008 – S. 698 – 699.
- [7]. Navchalnyi posibnyk TracePro [Elektronnyi resurs]. Rezhym dostupu: <http://www.lambdares.com/tracepro> (data zvernennia: 16.01.2017).
- [8]. TracePro, User's Manual, Release 6.0 Revision 03-Nov-2009 Lambda Research Corporation 25 Porter Road Littleton, MA 01460

Стаття надійшла до редакції 12.08.2019 р.

UDC 621.396.967

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179349>

COMPUTER SYNTHESIS AND ANALYSIS OF THE WIDE-ANGLE OPTICAL LOCATOR RECEIVING APPARATUS

Ya. I. Lepikh, V. V. Yanko, V. I. Santoniy

Interdepartmental Scientific and Educational Physical - Technical Center of the Ministry of Education and Science and the National Academy of Sciences of Ukraine at the Odesa I. I. Mechnikov National University, 2, Dvoryanskaya st., Odessa, 65082, Ukraine, tel. 723-34-61, e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

Summary

The analysis of the problems in a specific field of optoelectronic instrumentation, namely: the field of application and means of achieving a wide-angle field of view has been made. A comparative calculation of the use of a spherical flat lens for the formation of a wide-angle directional diagram is presented. The technology for the development of optical instruments using computer simulation in Autodesk Inventor 3d synthesis software environment and the Lambda Research Corporation - TracePro program for analyzing optical objects by ray tracing is described. The searching by the classification features of an optical device that is synthesized, by analogy to the microwave range of reflector antennas has been substantiated. The developed optical device is described, which is a prism with a complex mirror surface of internal reflection, which provides the directional diagram of an optical locator (OL) when it is attracted three times wider than in the standard lens case using. Skin windows of program windows are given that explain the sequence of actions with geometric objects during the optical device construction. The essence and purpose of computer ray tracing in the aspect of the task, the processing and evaluation of the data are described.

Keywords: optical location, 3d modeling, ray tracing, lens

КОМП'ЮТЕРНИЙ СИНТЕЗ І АНАЛІЗ ШИРОКОКУТНОГО ПРИЙМАЛЬНОГО ПРИБОРУ ОПТИЧНОГО ЛОКАТОРА

Я. І. Лепіх, В. В. Янко, В. І. Сантоній

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

Реферат

Проведено аналіз проблематики в специфічній області оптико-електронного приладобудування, а саме: сфери застосування та засоби досягнення ширококутного поля зору. Наводиться порівняльний розрахунок застосування сферичної плоскої лінзи задля формування ширококутної віялової діаграми спрямованості. Описано технологію розробки оптичних приладів за допомогою комп'ютерного моделювання в програмному середовищі 3D синтезу Autodesk Inventor та в програмі аналізу оптичних об'єктів трасуванням променів Lambda Research Corporation - TracePro. Обґрунтовується пошук за класифікаційними ознаками оптичного приладу, що синтезується, за аналогією дзеркальних антен НВЧ діапазону. Описано розроблений оптичний прилад що є призмою зі складною дзеркальною поверхнею внутрішнього відбиття, який забезпечує діаграму спрямованості оптичного локатора (ОЛ), за його залученням, втричі ширше, ніж в разі застосування стандартної лінзи. Наводяться скріншоти вікон програм які пояснюють послідовність дій з геометричними об'єктами під час побудови оптичного приладу. Описані сутність і ціль комп'ютерного трасування променів в аспекті поставленого завдання, обробка і оцінка отриманих даних.

Ключові слова: оптична локація, 3D моделювання, трасування променів, лінза

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

PACS 64.60.A+82.70.R UDC 184.182

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179351>

DETERMINATION OF RADIATION DECAY PARAMETERS FOR HEAVY COMPLEX ATOMIC SYSTEMS

V. V. Buyadzhi, A. V. Glushkov, E. V. Ternovsky, O. L. Mykhailov, O. Yu. Khetselius

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

DETERMINATION OF RADIATION DECAY PARAMETERS FOR HEAVY COMPLEX ATOMIC SYSTEMS

V. V. Buyadzhi, A. V. Glushkov, E. V. Ternovsky, O. L. Mykhailov, O. Yu. Khetselius

Abstract. The combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth order ab initio model potential optimized one-particle representation are used for precise computing the energy levels and radiative decay probabilities (radiation amplitudes) of heavy alkali elements, in particular, there are listed data for the $7s_{1/2} - np_{1/2,3/2}$, $np_{1/2,3/2} - nd_{3/2,5/2}$ ($n=7-10$) transitions in Fr and some E1 and E2 transitions in a single ionized Hg^+ atom. The comparison of the calculated values with available theoretical and experimental (compillated) data is performed..

Keywords: radiative decay parameters, heavy atomic systems, relativistic energy approach

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РАДІАЦІЙНОГО РОЗПАДУ ДЛЯ ВАЖКИХ СКЛАДНИХ АТОМНИХ СИСТЕМ

В. В. Буяджи, О. В. Глушков, Є. В. Терновський, О. Л. Михайлов, О. Ю. Хецеліус

Анотація. Комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська теорія збурень багатьох тіл з одночастково оптимізованим потенціалом *ab initio* моделі нульового порядку використовуються для точного розрахунку рівнів енергії і ймовірностей радіаційного розпаду (радіаційних амплітуд) важких лужних елементів, зокрема, наведені дані для переходів $7s_{1/2} - np_{1/2^3/2}, np_{1/2^3/2} - nd_{3/2^5/2}$ ($n=7-10$) в Fr і деяких переходів E1 і E2 в однократно іонізованому атомі Hg. Проведено порівняння розрахункових значень з наявними теоретичними і експериментальними (узагальненими) даними.

Ключові слова: параметри радіаційного розпаду, важкі атомні системи, релятивістський енергетичний підхід

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ СЛОЖНЫХ АТОМНЫХ СИСТЕМ

В. В. Буяджи, А. В. Глушков, Е. В. Терновский, А. Л. Михайлов, О. Ю. Хецелиус

Аннотация. Комбинированный релятивистский энергетический подход и релятивистская теория возмущений многих тел с одночастичным оптимизированным потенциалом *ab initio* модели нулевого порядка используются для расчета уровней энергии и вероятностей радиационного распада (радиационных амплитуд) тяжелых щелочных элементов, в частности, приведены данные для переходов $7s_{1/2} - np_{1/2^3/2}, np_{1/2^3/2} - nd_{3/2^5/2}$ ($n=7-10$) в Fr и некоторых переходов E1 и E2 в однократно ионизированном атоме Hg. Проведено сравнение расчетных значений с имеющимися теоретическими и экспериментальными (обобщенными) данными.

Ключевые слова: параметры радиационного распада, тяжелые атомные системы, релятивистский энергетический подход

1. Introduction

Study of energy and radiative parameters of complex atomic systems, including systems in highly-excited, Rydberg states is of a great interest to create new quantum (atomic) sensor devices, quantum computer systems etc. It is self-understood that the correct data about different radiation, energetic and spectroscopic characteristics of the multielectron atoms and corresponding ions, namely, radiative decay widths, probabilities and oscillator strengths

of atomic transitions, excitation and ionization cross-sections are needed in different atomic, molecular physics topics, laser physics and quantum electronics, as well as in astrophysics and laboratory, thermonuclear plasma diagnostics and in fusion research [1-9]. In this light, a special interest attracts studying the energy and radiative characteristics of the heavy complex atomic systems. There have been sufficiently many reports of calculations and compilation of energies and oscillator strengths for these atoms and corresponding ions (see, for example, [4-

23]). In many papers the standard Hartree-Fock, Dirac-Fock methods, model potential approach, quantum defect approximation etc in the different realizations have been used for calculating energies and oscillator strengths. However, it should be stated that for the heavy alkali atoms (such as caesium and francium and corresponding ions) and particularly for their high-excited (Rydberg) states, there is not enough precise information available in literatures.

In order to determine the transition probabilities one usually uses usually a standard amplitude approach. Each of theoretical approaches to calculation of transition probabilities contains critical factors (configuration interaction or multiconfiguration treatment, spectroscopic coupling schemes and relativistic corrections, exchange-correlation corrections convergence of probabilities results and of the dipole length and velocity forms, accuracy of transition energies etc) which need to be adequately taken care of to get reliable results.

One of the powerful approached to studying energy and spectral parameters of complex atomic systems is provided by a relativistic energy approach, which allows correctly to calculate the radiative decay characteristics for atoms and ions and new data on the transition probabilities for some interesting atoms and ions. Originally the energy approach to radiative and autoionization processes in multielectron atoms and ions has been developed by Ivanova-Ivanov et al [10-12]. More advanced version of the relativistic energy approach has been further developed in Refs. [13-15]). The energy approach is based on the Gell-Mann and Low S-matrix formalism combined with the relativistic perturbation theory (PT). In relativistic case the Gell-Mann and Low formula expressed an energy shift ΔE through the electro-dynamical scattering matrix including interaction with as the photon vacuum field as a laser field. The first case is corresponding to determination of radiative decay characteristics for atomic systems. Earlier we have applied the corresponding generalized versions of the energy approach to many problems of atomic, nuclear and even molecular spectroscopy, including, cooperative electron-gamma-nuclear “shake-up” processes, electron-muon-

beta-gamma-nuclear spectroscopy, spectroscopy of atoms in a laser field etc [21-29]. Different advanced computational generalizations have been considered in Refs. [16-23].

In this paper the combined relativistic energy approach (REA) [10-13] and relativistic perturbation theory (PT) with the zeroth order ab initio one-particle representation [28-31] is used for computing spectral parameters of the heavy complex systems (Fr, Hg⁺). The comparison of the calculated data with available theoretical and experimental data is performed.

2. The theoretical method

In the relativistic energy approach (REA) an imaginary part of the electron energy shift of an atom is directly connected with a radiation decay possibility (transition probability). An approach, is based on the Gell-Mann and Low formula with the QED scattering matrix. The total energy shift of the state in relativistic atom can be presented in the standard form:

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

where Γ is interpreted as the level width, and the transition probability $P = \Gamma$. In the papers of different authors, the $\text{Re}\Delta E$ calculation procedure has been generalized for the case of nearly degenerate states, whose levels form a more or less compact group. One of these variants has been previously [23,26] introduced: for a system with a dense energy spectrum, a group of nearly degenerate states is extracted and their matrix M is calculated and diagonalized. If the states are well separated in energy, the matrix M reduces to one term, equal to ΔE . The non-relativistic secular matrix elements are expanded in a PT series for the interelectron interaction.

The complex secular matrix M is represented in the form [11, 28, 29]:

$$M = M^{(0)} + M^{(1)} + M^{(2)} + M^{(3)}; \quad (2)$$

where $M^{(0)}$ is the contribution of the vacuum diagrams of all order of PT, and $M^{(1)}$, $M^{(2)}$, $M^{(3)}$ those of the one-, two- and three- quasiparticle diagrams respectively. $M^{(0)}$ is a real matrix, proportional to the unit matrix. It determines only the

general level shift. It is usually assumed $M^{(0)} = 0$. The diagonal matrix $M^{(1)}$ can be presented as a sum of the independent one-quasiparticle contributions. For simple systems (such as alkali atoms and ions) the one-quasiparticle energies can be taken from the experiment. Substituting these quantities into (5) one could have summarized all the contributions of the one -quasiparticle diagrams of all orders of the formally exact relativistic PT. However, the necessary experimental quantities are not often available.

An imaginary part of electron energy can be defined in the lowest order of the perturbation theory as [10-12]:

$$\text{Im}\Delta E(B) = -\frac{e^2}{4\pi} \sum_{\substack{\alpha > n > f \\ \alpha < n \leq f}} V_{\alpha n \alpha n}^{|\omega_{\alpha n}|} \quad (3a)$$

where $(\alpha > n > f)$ for electron and $(\alpha < n < f)$ for vacancy. The matrix element is determined as follows:

$$V_{ijkl}^{|\omega|} = \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \Psi_i^*(r_1) \Psi_j^*(r_2) \frac{\sin|\omega|r_{12}}{r_{12}} (1 - \alpha_1 \alpha_2) \Psi_k^*(r_2) \Psi_l^*(r_1) \quad (3b)$$

The separated terms of the sum (3) represent the contributions of different channels; for example, a probability of the dipole transition is as follows:

$$\Gamma_{\alpha_n} = \frac{1}{4\pi} \cdot V_{\alpha_n \alpha_n}^{|\omega_{\alpha_n}|} \quad (4)$$

Substitution of the expansion for $\sin|\omega|r_{12}/r_{12}$ on spherical harmonics to matrix element of interaction gives as follows [11,13]:

$$V_{1234}^{\omega} = [(j_1)(j_2)(j_3)(j_4)]^{1/2} \sum_{\lambda\mu} (-1)^\mu \begin{pmatrix} j_1 j_3 & \lambda \\ m_1 - m_3 & \mu \end{pmatrix} \times \text{Im} Q_\lambda(1234) \quad (5)$$

$$Q_\lambda = Q_\lambda^{\text{Coul}} + Q_\lambda^{\text{Br}}, \quad (6)$$

where j_i is the total single electron momentums, m_i – the projections; Q^{Coul} is the Coulomb part of interaction, Q^{Br} – the Breit part. The imaginary part Q_λ^{Coul} contains the radial R_λ and angular S_λ integrals as follows:

$$\text{Im} Q_\lambda^{\text{Coul}}(12;43) = Z^{-1} \text{Im} \{ R_\lambda(12;43) S_\lambda(12;43) + R_\lambda(\tilde{1}\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) S_\lambda(\tilde{1}\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) + R_\lambda(1\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) S_\lambda(1\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) + R_\lambda(\tilde{1}\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) S_\lambda(\tilde{1}\tilde{2};\tilde{4}\tilde{3}) \} \quad (7)$$

The angular coefficient has only a real part:

$$S_\lambda(12;43) = S_\lambda(13) S_\lambda(24) \quad S_\lambda(13) = \{ \lambda l_1 l_3 \} \begin{pmatrix} j_1 & j_3 & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$\{ \lambda l_1 l_3 \}$ means that λ, l_1 and l_3 must satisfy the triangle rule and the sum $\lambda + l_1 + l_3$ must be an even number. The rest terms in (7) include the small components of the Dirac functions. The tilde designates that the large radial component f must be replaced by the small one g , and instead of $l_i, \tilde{l}_i = l_i - 1$ should be taken for $j_i < l_i$ and $\tilde{l}_i = l_i + 1$ for $j_i > l_i$. The detailed expressions for the Coulomb and Breit parts and the corresponding radial R_λ and angular S_λ integrals can be found in Refs. [11]. The total probability of a λ - pole transition is usually represented as a sum of the electric P_λ^E and magnetic P_λ^M parts. The electric (or magnetic) λ - pole transition $\gamma \rightarrow \delta$ connects two states with parities which by λ (or $\lambda + 1$) units. In these designations

$$\begin{aligned} P_\lambda^E(\gamma \rightarrow \delta) &= 2(2j+1) Q_\lambda^E(\gamma\delta; \gamma\delta) \quad Q_\lambda^E = Q_{\lambda,\lambda}^{\text{Cul}} + Q_{\lambda,\lambda-1}^{\text{Br}} + Q_{\lambda,\lambda+1}^{\text{Br}} \\ P_\lambda^M(\gamma \rightarrow \delta) &= 2(2j+1) Q_\lambda^M(\gamma\delta; \gamma\delta) \quad Q_\lambda^M = Q_{\lambda,\lambda}^{\text{Br}}. \end{aligned} \quad (9)$$

In our work the relativistic wave functions are determined by solution of the Dirac equation with the potential, which includes the Ivanoval-Ivanov “outer electron- ionic core” potential [10] and polarization potential [4]. The calibration of the single model potential parameter has been performed on the basis of the special ab initio procedure [13,29]. In Refs. [13] the lowest order multielectron effects, in particular, the gauge dependent radiative contribution $\text{Im} \delta E_{\text{niniv}}$ for the certain class of the photon propagator calibration has been treated. The value of this contribution allows to estimate an effectiveness of quantitative accounting for the multielectron correlation effects. The minimization of the gauge-non-invariant contribution $\text{Im} \delta E_{\text{niniv}}$ provides a reasonable criterion in the construction of an optimized one-electron representation in the relativistic many-body perturbation theory. The minimization procedure leads to the system of the integral-differential equation that can be solved using one of the standard numerical codes. In result, this provides the construction of the optimized one-particle representation

and improves an effectiveness of the numerical code. As it is known (c.f.[1,27]), an accuracy of computing the transition probabilities can be significantly increased by means of adding a multi-electron polarization exchange-correlation potential into the transition amplitude. The correct relativistic expression for the polarization operator has been presented in Refs. [3,4] and used by us in this work. All calculations are performed on the basis of the code Superatom (version 93).

3. The results and conclusions

We applied the above described approach to compute the oscillator strengths (reduced dipole matrix elements) for a number of transitions in spectra of the heavy alkali atom of francium. In Table 1 there are listed the theoretical reduced dipole matrix elements for a number of transitions, computed within: i) relativistic Hartree-Fock (RHF) method, ii) the empirical relativistic model potential method (ERMP), iii) the relativistic single-double (SD) method in which single and double excitations of the Dirac-Hartree-Fock (DHF) wave function are included to all orders of perturbation theory [5] and iv) our data. Let us note that the precise experimental data for the $7p_{1/2,3/2}-7s$ transition are as follows: $7p_{1/2}-7s=4.277$ and $7p_{3/2}-7s=5.898$ [9]. The important features of the approach used are using the optimized one-particle representation and an effective taking into account the exchange-correlation (including the core polarization) effects (see Refs. [3,4,11,38-31]). An estimate of the gauge-non-invariant contributions (the difference between the oscillator strengths values calculated with using the transition operator in the form of “length” G1 and “velocity” G2) is about 0.3%. The REA results, obtained with using the different photon propagator gauges (Coulomb, Babushkin, Landau) are practically equal.

Further we present the data of calculations of the energies and probabilities of radiation transitions (oscillator forces), in particular, E1 transitions: $5d^{10}7p(P_{1/2},P_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2},P_{3/2})-5d^{10}7s(S_{1/2})$, E2 quadrupole transition $5d^9 6s^2(D_{5/2},D_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$ in a single ionized Hg^+ atom. It should be noted that the ion is characterized by, firstly, not good enough level of study of spectral characteristics, and secondly, it is very interesting from the point of view of necessity of correct consideration of both relativistic and correlation corrections, since the transitions pass in a sufficiently strong field of the nucleus with charge $Z = 80$. Within our formalism, the above states are usually interpreted as one- and three-quasiparticle electron states ($6s$) (vacancies $5d^{-1}$) above the skeleton of filled electron shells $5d^{10}6s^2$.

In Tables 2.3, we provide our theory data as well as experimental data (Moore, NBS) and alternative theoretical calculations of the energies and probabilities of dipole E1 transitions $5d^{10}7p(P_{1/2},P_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2},P_{3/2})-5d^{10}7s(S_{1/2})$, E2 quadrupole transition $5d^9 6s^2(D_{5/2},D_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$ in Hg^+ (HF - Hartree-Fock data, DF - Dirac-Fockdata, DF (exp.) – Dirac-Fock (using experimental transition lengths), RPT-MP - data of relativistic PT with model potential (MP) zero approximation, Our-our theory; Exp. – experimental data (from NBS) [4,7,30]. The analysis of the presented data shows that, first, the standard methods HF, DF in a single-configuration variant give a very high error in the calculation of energies and probabilities of radiation transitions, and when used in the DF scheme of experimental transition lengths, the accuracy of calculations is significantly, since it is obvious that using empirical data makes it possible to efficiently take into account some of the very important in quantitative terms of correlation corrections

Table 1

Theoretical reduced dipole matrix elements for a number of transitions of Fr (see text)

Transition	i: RHF	ii: ERMP	iii: SD-DHF	iv: Our data
$7p_{1/2}-7s$	4.279 4.304	-	4.256	4.272 (G1) 4.274 (G2)
$8p_{1/2}-7s$	0.291 0.301	0.304	0.327 0.306	0.339
$9p_{1/2}-7s$	-	0.096	0.110	0.092
$7p_{3/2}-7s$	5.894 5.927	-	5.851	5.891
$8p_{3/2}-7s$	0.924	0.908	0.934 0.909	0.918
$9p_{3/2}-7s$	-	0.420	0.436	0.426

Table 2.

Transitions energies for $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2})-5d^{10}7s(S_{1/2})$, $5d^96s^2(D_{5/2}, D_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$ in Hg^+ (in Ry): HF - Hartree-Fock data, DF - Dirac-Fockdata, DF (exp.) – Dirac-Fock (using experimental transition lengths), RPT-MP - data of relativistic PT with model potential (MP) zero approximation, Our-our theory; Exp. – experimental data (from NBS);

Method	E_{6s}	$7P_{1/2}-6S_{1/2}$	$7P_{3/2}-6S_{1/2}$	$7P_{1/2}-7S_{1/2}$	$7P_{3/2}-7S_{1/2}$	$D_{3/2}-S_{1/2}$	$D_{5/2}-S_{1/2}$
Exp.	-1.378	0.987	1.020	0.115	0.148	0.461	0.324
HF	-1.07	0.721	0.721	0.095	0.095	0.863	0.863
DF	-1.277	0.904	0.922	0.109	0.127	0.608	0.460
RPT-MP	-1.377	0.986	1.019	0.114	0.147	0.462	0.325
Our	-1.378	0.987	1.020	0.115	0.148	0.462	0.324

Table 3.

Probabilities of E1 transitions $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2})-5d^{10}7s(S_{1/2})$ in Hg^+ (in s^{-1}): HF - Hartree-Fock data, DF - Dirac-Fockdata, DF (exp.) – Dirac-Fock (using experimental transition lengths), RPT-MP - data of relativistic PT with model potential (MP) zero approximation, Our-our theory; Exp. – experimental data (from NBS);

Method	$7P_{3/2}-6S_{1/2}$	$7P_{1/2}-6S_{1/2}$	$7P_{3/2}-7S_{1/2}$	$7P_{1/2}-7S_{1/2}$	$D_{3/2}-S_{1/2}^*$	$D_{5/2}-S_{1/2}^*$
Exp.	$1.53 \cdot 10^8$	$2.35 \cdot 10^7$	$1.44 \cdot 10^8$	$6.37 \cdot 10^7$	53.5 ± 2.0	11.6 ± 0.4
HF	$4.75 \cdot 10^6$	$4.75 \cdot 10^6$	$3.65 \cdot 10^7$	$3.65 \cdot 10^7$	1360	1360
DF	$8.45 \cdot 10^7$	$1.67 \cdot 10^7$	$6.89 \cdot 10^7$	$4.71 \cdot 10^7$	257.0	77.4
DF (E_{exp})	$1.17 \cdot 10^8$	$2.04 \cdot 10^7$	$1.10 \cdot 10^8$	$5.52 \cdot 10^7$	63.9	13.3
RPT-MP	$1.49 \cdot 10^8$	$2.31 \cdot 10^7$	$1.41 \cdot 10^8$	$6.33 \cdot 10^7$	54.53	11.84
Our	$1.51 \cdot 10^8$	$2.33 \cdot 10^7$	$1.43 \cdot 10^8$	$6.35 \cdot 10^7$	53.84	11.72

Note: $*5d^96s^2(D_{5/2}, D_{3/2})-5d^{10}6s(S_{1/2})$;

Our theory consistently performs an efficient accurate account of the main exchange-correlation effects, which will include the effects of the mutual shielding of particles, the exchange-polarization quasiparticles through the polarizable many-electron core, as well as their interaction with the atomic core through photonic vacuum, iterative corrections and other. This, as a result, provides a physically reasonable agreement between theory and experiment.

References

- [1]. Grant, I. P. Relativistic Quantum Theory of Atoms and Molecules. Theory and Computation (Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics). Springer: New York, 2007.
- [2]. Khetselius, O. Yu. Hyperfine structure of atomic spectra; Astroprint: Odessa, 2008.
- [3]. Glushkov, A. V. Relativistic Quantum theory. Quantum mechanics of atomic systems. Astroprint: Odessa; 2008.
- [4]. Glushkov, A.; Khetselius, O.; Svinarenko, A.; Buyadzhi, V. Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions. Odessa: TEC, 2015.
- [5]. Safronova U. I., Johnson W., Derevianko A., Relativistic many-body calculations of energy levels, hyperfine constants, electric-dipole matrix elements, static polarizabilities for alkali-metal atoms. Phys. Rev. A. 1999, 60, 4476-4486.
- [6]. Simmons M., Safronova U. I., Safronova M. S., Blackbody radiation shift, multipole polarizabilities, oscillator strengths,

- lifetimes, hyperfine constants, and excitation energies in Hg⁺. *Phys. Rev. A.* **2011**, 84, 052510.
- [7].Ostrovsky V. N., Sheinerman S. A., Radiation transitions in the outer shells of the Hg + ion. / *Opt. Spectr.* **1989**, 67, 6-22.
- [8].Svinarenko A. A., Spectroscopy of autoionization states in spectra of helium, barium and lead atoms: New spectral data and chaos effect. *Photoelectronics*, 2013, 22, P. 31-36.
- [9].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. .
- [10].Ivanov, L. N.; Ivanova, E. P. Method of Sturm orbitals in calculation of physical characteristics of radiation from atoms and ions. *JETP.* **1996**, 83, 258-266
- [11].Ivanova, E. P.; Ivanov, L. N.; Glushkov, A. V.; Kramida, A. E. High order corrections in the relativistic perturbation theory with the model zeroth approximation, Mg-Like and Ne-Like Ions. *Phys. Scripta* **1985**, 32, 513-522.
- [12].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.
- [13].Glushkov A. V., Advanced Relativistic Energy Approach to Radiative Decay Processes in Multielectron Atoms and Multicharged Ions. In: *Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications.*, vol 26. Springer, Dordrecht. **2012**, pp 231-252.
- [14].Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Buyadzhi V. V., Florko, T. A., Shakhman A. N., 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.
- [15].Khetselius, O. Yu., Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems. Astroprint: Odessa, **2011**.
- [16].Glushkov A. V., Malinovskaya S. V., Ambrosov S. V., Shpinareva I. M., Troitskaya O. V., Resonances in quantum systems in strong external fields consistent quantum approach. *Journ. Techn. Phys.* **1997**, 38(2):215-218.
- [17].Glushkov A. V., Dan'kov S. V., Prepelitsa G., Polischuk V. N., Efimov A. V., Qed theory of nonlinear interaction of the complex atomic systems with laser field multi-photon resonances. *Journ. Techn. Phys.* **1997**, 38(2):219-222.
- [18].Glushkov A. V., Shpinareva I. M., 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.
- [19].Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Gurnitskaya E. P., Loboda A. V., Mischenko E. V., Florko T. A., Sukharev D. E., Collisional Shift of the TI Hyperfine Lines in Atmosphere of Inert Gases. *AIP Conference Proceedings.* **2008**, 1058, 231-233.
- [20].Florko T. A., Ambrosov S. V., Svinarenko A. A., Tkach T. B., Collisional shift of the heavy atoms hyperfine lines in an atmosphere of the inert gas *Journal of Physics: Conf. Series.* **2012**, 397(1), 012037.
- [21].Glushkov, A.; Loboda, A.; Gurnitskaya, E.; Svinarenko, A. QED theory of radiation emission and absorption lines for atoms in a strong laser field. *Phys. Scripta.* **2009**, T135, 014022.
- [22].Khetselius, O. Y. Relativistic Energy Approach to Cooperative Electron- γ -Nuclear Processes: NEET Effect. *Quantum Systems in Chemistry and Physics*; Springer: Dordrecht, **2012**; Vol. 26, pp 217-229.
- [23].Buyadzhi V. V., Glushkov A. V., Mansarlisysky V. F., Ignatenko A. V., Svinarenko A. A., Spectroscopy of atoms in a strong laser field: New method to sensing AC Stark effect, multiphoton resonances parameters and ionization cross-sections. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* **2015**, 12(4), 27-36.

- [24].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.
- [25].Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Zaichko P. A, Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators) // *Dynamical Systems Theory*. Eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski, Vol. T1 (Lodz Univ.). **2013**, 467-477.
- [26].Glushkov A. V., Ternovsky V. B., Buyadzhi 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.
- [27].Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Dubrovskaya Yu. V., Chernyakova Yu. G., Ignatenko A. V., Serga I. N., Vitavetskaya L. A., Relativistic quantum chemistry and spectroscopy of exotic atomic systems with accounting for strong interaction effects. In: Wang YA, Thachuk M, Krems R, Maruani J (eds) *Concepts, Methods and Applications of Quantum Systems in Chemistry and Physics*. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics, vol 31. Springer, Cham, **2018**, pp 71-91.
- [28].Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Gurskaya M. Yu., Kuznetsova A. A., Dubrovskaya Yu. V., Serga I. N. and Vitavetskaya L. A., Computational modelling parity nonconservation and electroweak interaction effects in heavy atomic systems within the nuclear-relativistic many-body perturbation theory. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2017**, 905, 012029.
- [29].Svinarenko A. A., Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Ternovsky V. B., Dubrovskaya Yu. V., Kuznetsova A. A., Buyadzhi V. V., Theoretical Spectroscopy of Rare-Earth Elements: Spectra and Autoionization Resonance. In: Jose EA (ed) *Rare Earth Element*. InTech, Orjuela, **2017**, pp 83-104.
- [30].Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B., Kuznetsova A. A., Bashkarev P. G., 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.
- [31].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.
- [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**.

Стаття надійшла до редакції 14.08.2019 р.

PACS 64.60.A+82.70.R UDC 530.182, 510.42
 DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179351>

DETERMINATION OF RADIATION DECAY PARAMETERS FOR HEAVY COMPLEX ATOMIC SYSTEMS

V. V. Buyadzhi, A. V. Glushkov, E. V. Ternovsky, O. L. Mykhailov, O. Yu. Khetselius

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

Summary

Study of energy and radiative parameters of complex atomic systems, including systems in highly-excited, Rydberg states is of a great interest to create new quantum (atomic) sensor devices, quantum computer systems as well as for different atomic and laser physics and quantum electronics. The combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth order ab initio model potential optimized one-particle representation are used for precise computing the energy levels and radiative decay probabilities (radiation amplitudes) of heavy alkali elements (francium) and singly ionized atom of Hg. There are listed data for the $7s_{1/2} - np_{1/2,3/2}$, $np_{1/2,3/2} - nd_{3/2,5/2}$ ($n=7-10$) transitions in Fr and the energies and probabilities of radiation transitions (oscillator forces), in particular, E1 transitions: $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2}) - 5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2}) - 5d^{10}7s(S_{1/2})$, E2 quadrupole transition $5d^9 6s^2(D_{5/2}, D_{3/2}) - 5d^{10}6s(S_{1/2})$ in a single ionized Hg^+ atom. The comparison of the calculated values with available theoretical and experimental (compillated) data is performed. The analysis of the presented data shows that, first, the standard methods HF, DF in a single-configuration variant give a very high error in the calculation of energies and probabilities of radiation transitions, and when used in the DF scheme of experimental transition lengths, the accuracy of calculations is significantly , since it is obvious that using empirical data makes it possible to efficiently take into account some of the very important in quantitative terms of correlation corrections. Our theory consistently performs an efficient accurate account of the main exchange-correlation effects, which will include the effects of the mutual shielding of particles, the exchange-polarization quasiparticles interaction through the polarizable many-electron core and others.

Keywords: radiative decay parameters, heavy atomic systems, relativistic energy approach

PACS 64.60.A+82.70.R УДК 530.182, 510.42
DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179351>

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ РАДІАЦІЙНОГО РОЗПАДУ ДЛЯ ВАЖКИХ СКЛАДНИХ АТОМНИХ СИСТЕМ

В. В. Буяджи, О. В. Глушков, Є. В. Терновський, О. Л. Михайлов, О. Ю. Хецеліус

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

Реферат

Вивчення енергетичних та випромінювальних параметрів складних атомних систем, включаючи системи у високо збуджених та рідбергівських станах, представляє великий інтерес для створення нових квантових (атомних) сенсорних пристроїв, квантових комп'ютерних систем, а також для різних задач атомної і лазерної фізики та квантової електроніки. Комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська багаточастинкова теорія збурень з оптимізованим модельним наближенням використовуються для точного розрахунку рівнів енергії і ймовірностей радіаційного розпаду (радіаційних амплітуд) важких лужних елементів (франції) і одноіонізованого атома Hg. Перераховані дані для переходів $7s_{1/2} - np_{1/2,3/2}$, $np_{1/2,3/2} - nd_{3/2,5/2}$ ($n=7-10$) у Fr та енергій та ймовірностей випромінювання переходи (коливальні сили), зокрема, переходи E1: $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2}) - 5d^{10}6s(S_{1/2})$, $5d^{10}7p(P_{1/2}, P_{3/2}) - 5d^{10}7s(S_{1/2})$, E2 перехід $5d^9 6s^2 (D_{5/2}, D_{3/2}) - 5d^{10}6s (S_{1/2})$ в однократно у іонізованому атомі Hg. Проводиться порівняння обчислених значень з наявними теоретичними та експериментальними (складеними) даними. Аналіз представлених даних показує, що, по-перше, стандартні методи типу Хартрі-Фока та Дірака-Фока (ДФ) в одноконфігураційному варіанті дають дуже високу похибку в обчисленні енергій і ймовірностей радіаційних переходів і при використанні в схемі ДФ експериментальних довжин переходу точність обчислень суттєво зростає, оскільки використання емпіричних даних дозволяє ефективно врахувати деякі дуже важливі в кількісному відношенні кореляційні поправки. Розвинута теорія послідовно виконує ефективне урахування основних обмінно-кореляційних ефектів, зокрема, ефектів взаємного екранування частинок, обмінно-поляризаційну взаємодію квазічастинок через поляризує мий багатоелектронний остов та інші.

Ключові слова: параметри радіаційного розпаду, важкі атомні системи, релятивістський енергетичний підхід

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

PACS 32.80.Fb, 32.70.Cs UDC 184.182

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179352>

RELATIVISTIC APPROACH TO CALCULATION OF IONIZATION CHARACTERISTICS FOR RYDBERG ALKALI ATOM IN A BLACK-BODY RADIATION FIELD

A. V. Glushkov, V. B. Ternovsky, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, P. A. Zaichko

Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine

E-mail: glushkovav@gmail.com

RELATIVISTIC APPROACH TO CALCULATION OF IONIZATION CHARACTERISTICS FOR RYDBERG ALKALI ATOM IN A BLACK-BODY RADIATION FIELD

A. V. Glushkov, V. B. Ternovsky, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, P. A. Zaichko

Abstract. The combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth Dirac-Fock-Sham approximation are used for computing the thermal Blackbody radiation ionization characteristics of the alkali Rydberg atoms, in particular, the sodium in Rydberg states with principal quantum number $n=10-100$. The detailed analysis of the data of computing ionization rates for the Rydberg sodium atom demonstrates physically reasonable agreement between the theoretical and experimental data. The accuracy of the theoretical data is provided by a correctness of the corresponding relativistic wave functions and accounting for the exchange-correlation effects.

Keywords: Rydberg alkali atoms, relativistic theory, Blackbody radiation field

РЕЛЯТИВИСТСЬКИЙ ПІДХІД ДО РОЗРАХУНКУ ІОНІЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РІДБЕРГІВСЬКИХ ЛУЖНИХ АТОМІВ У ПОЛІ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

О. В. Глушков, В. Б. Терновський, В. В. Буяджи, А. В. Цудік, П. А. Заічко

Анотація. Комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська теорія збурень багатьох тіл з з оптимізованим дірак-кон-шемівським нульовим наближенням використовуються для обчислення іонізаційних характеристик лужних рідбергівських атомів в полі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, зокрема, атома натрію в рідбергівських станах з головним квантовим числом $n = 10-100$. Аналіз даних обчислення швидкості іонізації атома натрію у рідбергівських станах демонструє фізично розумну згоду між теоретичними і експериментальними даними. Точність теоретичних даних забезпечується коректністю обчислення відповідних релятивістських хвильових функцій і повнотою урахування обмінно-кореляційних ефектів.

Ключові слова: рідбергівські лужні атоми, релятивістська теорія, теплове випромінювання

РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ ИОНИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РИДБЕРГОВСКИХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ В ПОЛЕ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Глушков, В. Б. Терновский, В. В. Буяджи, А. В. Цудик, П. А. Заичко

Аннотация. Комбинированный релятивистский энергитический подход и релятивистская теория возмущений многих тел с оптимизированныи дирак-кон-шөмоским нулевым приближением используются для вычисления ионизационных характеристик щелочных ридберговских атомов в поле теплового излучения черного тела, в частности, атома натрия в ридберговских состояниях с главным квантовым числом $n=10-100$. Анализ данных вычисления скоростей ионизации атома натрия в ридберговских состояниях демонстрирует физически разумное согласие между теоретическими и экспериментальными данными. Точность теоретических данных обеспечивается корректностью вычисления соответствующих релятивистских волновых функций и полнотой учета обменно-корреляционных эффектов.

Ключевые слова: ридберговские щелочные атомы, релятивистская теория, тепловое излучение

Introduction

A significant progress in experimental laser physics, appearance of the tunable lasers allow to study unique properties of atoms and ions in the Rydberg states. The experiments with Rydberg atoms had very soon resulted in the discovery of an important ionization mechanism, provided by unique features of the Rydberg atoms. Relatively

new topic of the modern theory is connected with consistent study of ionization of Rydberg atoms by blackbody radiation [1-5]. An account for the AC Stark shift, fast redistribution of the levels' population and photoionization provided by the environmental black-body radiation (BBR) field became of a great importance for successfully handling atoms in their Rydberg states [1-14]. Spectroscopic data on the excita-

tion and ionization processes of Rydberg atoms by black-body radiation are very important not only for the above numerous applications, including spectroscopy of ultracold plasma, but also for the physics of the Rydberg atoms in resonators, Rydberg masers, and microwave detection techniques quantum level of sensitivity, optical and atomic standards of frequency, atomic clocks, which in turn opens new ways of constructing quantum standards for measuring fundamental constants (including the elucidation of drift value of the fine structure constant) testing physical postulates of inertial navigation, magnetometry and more. Finally, it is important that many of the effects of low-energy quantum optics and electrodynamics (e.g., indiscriminate Rabi oscillation damping in a resonator quantum field or Cummings collapse, Dicke radiation, processes in single-atom masers, two-photon masers, two-photon masers, , the subtle effects associated with the quantum properties of the photonic field in the microwave range) can be quantitatively adequately studied on the basis of physical systems with RA.

The standard methods for computing the spectroscopic parameters of the Rydberg atoms in the BBR field are based on the different versions of the model potential (MP), quasiclassical methods (see e.g., [5-24]). It should be mentioned the simple and quite effective quasiclassical approach to compute the thermal ionization rate for Rydberg atoms [1,4,5]. Naturally, the standard methods of the theoretical atomic physics, including the Hartree-Fock and Dirac-Fock ones, should be used in order to determine a thermal ionization characteristics of neutral and Rydberg atoms. The correct calculation of spectroscopic parameters for the heavy Rydberg atoms in a black-body radiation field requires using strictly relativistic models and an accurate accounting for the exchange-polarization effects.

In this paper an energy approach and relativistic perturbation theory (PT) with the model density functional Dirac-Kohn-Sham zeroth approximation [25-33] are used to compute the spectroscopic parameters (rate of the BBR-induced decay, radiative lifetimes) of the Rydberg alkali atom atom in a black-body radiation field.

2. The Rydberg atom in a Blackbody radiation field: theoretical approach

The physical aspects of interaction of the Rydberg atom with black-body electromagnetic radiation field are considered many times from different points of view. One could remind that the frequency of a greater part of the black-body radiation field photons ω does not exceed 0.08 atomic units including temperatures of the order thousand K. The standard approach supposes using (in a case of alkali atom) the known one-particle model approximation for calculating the energy and spectral parameters such as (excitation and ionization probabilities, ionization cross section etc). Usually one should start from a product with the Planck's distribution for the thermal photon number density [1,9]:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3 [\exp(\omega/kT) - 1]}, \quad (1)$$

where c is the speed of light and k is the Boltzmann constant, Ionization probability (rate) of the bound state nl results in the integral over the Blackbody radiation frequencies:

$$W_{nl}(T) = c \int_{|E_{nl}|}^{\infty} \sigma_{nl}(\omega) \rho(\omega, T) d\omega. \quad (2)$$

The total expression for the magnitude of the full rate of the Rydberg atom ionization can be written as the sum

$$W_{BBR}^{tot} = W_{BBR} + W_{SFI} + W_{BBR}^{mix} + W_{SFI}^{mix} \quad (3)$$

where the first term in (3) describes the direct photoionization rate from the initially excited state nL , the second term, second term is the ionization rate of the atoms in the high-lying states inhabited by thermal radiation, an electric field; the third term in (3) is the full rate of direct ionization of the Rydberg atom in the surrounding to the initially excited states; lastly, the latter is the ionization of high-lying states inhabited by the known two-stage process.

The total width of an experimentally observable Rydberg state of an atom or ion (naturally

isolated from all external fields except BBR) consists obviously of natural, spontaneous radiation width and BBR-induced (thermal) width:

$$\Gamma_{nl}^{tot} = \Gamma_{nl}^{sp} + \Gamma_{nl}^{BBR}(T) \quad (4)$$

It should be mentioned that the above formulas for determining probabilities, transition rates, lifetimes are written in a non-relativistic approximation and are actually used in the vast majority of modern theories and model representations about the processes of excitation and ionization of Rydberg atom in the field of thermal radiation (see, e.g., [1]). It should be emphasized that, in fact, the process of excitation and ionization of RA by thermal radiation is not a simple process, as it may seem at first glance; moreover, I emphasize the theoretical and experimental complexities of the description of Rydberg atom.

From a theoretical point of view, the sequential consideration of the process should include direct photoionization from the initially excited state nL, ionization by pulling electric impulses of high-lying Rydberg states inhabited by thermal radiation, direct photoionization of the adjacent rarefied states, thermal radiation, at the end of the ionization by electrical impulses above the located states, populated by two-many-step processes. In our view, in any case, the most correct and consistent quantum theory of excitation and ionization of Rydberg atom in the field of thermal radiation is preferably based on the principles of QED, or the corresponding relativistic approximation.

We apply a generalized energy approach [25-29] to compute the Rydberg atoms spectroscopic characteristics (rate of decay or ionization, radiative lifetimes etc). The radiation decay probability is connected with the imaginary part of electron energy shift. The latter is presented as: $\Delta E = \text{Re}\Delta E + i \Gamma/2$, where Γ is a level width, and decay probability $P=\Gamma$. The imaginary part of a shift ΔE is defined in the PT second order as (in atomic units):

$$\text{Im} \Delta E = (1/4\pi) \sum_{\alpha>n>f} V_{\alpha n \alpha n}^{|\alpha_{lm}|}, \quad (5)$$

where $(\alpha>n>f)$ for electron and $(\alpha<n<f)$ for vacancy. The matrix element is determined as follows:

$$V_{ijkl}^{|\omega|} = \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \Psi_i^*(r_1) \Psi_j^*(r_2) \frac{\sin|\omega|r_{12}}{r_{12}} (1 - \alpha_1 \alpha_2) \Psi_k^*(r_2) \Psi_l^*(r_1) \quad (6)$$

The effective lifetime τ_{eff} of the Rydberg atom state is naturally inversely proportional to the full decay rate of the excited state as a result of spontaneous transitions $\Gamma_0(\tau_0)$ and transitions induced by thermal radiation $\Gamma_{BBR}(\tau_{BBR})$, that is, it can be written:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \Gamma_0 + \Gamma_{BBR} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{BBR}} \quad (7)$$

The detailed description of the matrix elements and procedure for their computing are presented in Refs. [2,28-33]. The relativistic wave functions are calculated by solution of the relativistic Dirac equation with the model Dirac-Kohn-Sham zeroth approximation plus correlation potential [29-32]. All calculations (the numeral code Superatom-ISAN, version 93 is used) are performed with an accurate accounting for the exchange-correlation effects (including polarization, screening effects, continuum pressure and others) as the effects of the PT second and higher orders.

3. The results and conclusions

In Table 1, we present our theoretical data as well as experimental Gallakher-Cooke data (Virginia group) and Gounand estimates for the effective lifetime of the Rydberg states 17p, 18p in the spectrum of the Na atom [4,5,9].

In 1 we present experimental and theoretical data on the total rate of BBR-induced ionization for the Rydberg nS states of the sodium atom (T = 300K): Experiment (circles and squares) [3]; Theory: an improved quasiclassical model of Beterov etal (continuous line) [5] and our theory (dashed line).

In the case of states with n below 15, the experimental data were obtained using a fluorescence technique at a temperature of 400K. The lifetime of states with n more than 15 were measured using the field ionization method. Comparison of our data with the experimental results shows a physically reasonable good agreement of these data, and for nS and nD states the agreement is better than for nP states.

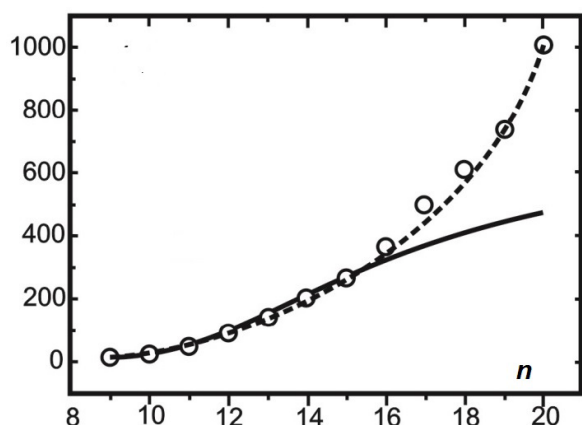


Figure 1. The total rate of BBR-induced ionization for the Rydberg nS states of the sodium atom ($T = 300K$): Experiment (circles and squares); Theory: an improved quasiclassical model of Beterov et al (continuous line) and our theory (dashed line).

for these states are quite large, while for the nD states of the sodium atom the pattern is fundamentally different. In our theory, the effects sought are taken into account quite carefully and correctly, and therefore the theory is in a physically reasonable agreement with the experiment.

References

- [1].Beterov I. I., Tretyakov D. B., Ryabtsev I. I., Entin V. M., Ekers A., Bezuglov N. N., Beterov I. I., Ionization of Rydberg atoms by blackbody radiation. *New Journ. of Phys.* **2009**, 11, 013052.
- [2].Glushkov, A. V. *Relativistic Quantum theory. Quantum mechanics of atomic systems.*

Table 1.

**Our theoretical data, Gounand estimates and experimental Gallakher-Cookt data (Virdg-
inia group) for the effective lifetime (μs) of the Rydberg states 17p, 18p in the spectrum of
the Na atom ($T = 300K$)**

State	Exp. data Gallakher- Cooke	Data by Gounand	Theory Gallakher- Cooke	This work
17p	$11.4 \pm \begin{matrix} +5.6 \\ -1.4 \end{matrix}$	48.4	15.5	16.8
18p	$13.9 \pm \begin{matrix} +8.8 \\ -2.9 \end{matrix}$	58.4	17.9	18.5

Analysis of the data shown in Fig. 1 shows that, first, both theories describe the experimental data for the nS states and the nD states of the sodium atom from n to 15 fairly well, but a significant deviation of the quasiclassical calculation data from the experiment is further observed. The most adequate explanation of this important fact was provided by Beterov et al in the known papers [1,5], attributing the deviation of quasiclassical theory from experiment to the overriding importance of exchange-correlation corrections, in particular, for nS states. In fact, for nS states there is a certain anomaly, because the orbital for the desired states penetrates deep enough into the atomic core, which causes quite strong interaction with it. An additional factor is the known fact, namely, the quantum defects

Astroprint: Odessa; 2008.

- [3].Glushkov, A; Khetselius, O; Svinarenko, A.; Buyadzhi, V. *Spectroscopy of autoionization states of heavy atoms and multiply charged ions.* Odessa: TEC, **2015**
- [4].Gallagher T. F., Cooke W. E., Effects of blackbody radiation on highly excited atoms. *Phys. Rev. A.* **1980**, . 21, 588-598.
- [5].Beterov I. I., Ryabtsev I. I., Tretyakov D. B., Entin V. M., Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg nS , nP , and nD alkali-metal atoms with $n \sim 80$. *Phys. Rev. A.* **2009**, 79, 052504.
- [6].Khetselius O. Yu., Florko T. A., Svinarenko A. A., Tkach T. B. (2013) Radiative and collisional spectroscopy of hyperfine lines of the

- Li-like heavy ions and Tl atom in an atmosphere of inert gas. *Phys Scr.* 2013, T153:014037.
- [7]. 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.
- [8]. 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.
- [9]. Buyadzhi V. V., Zaichko P. A., Gurskaya M. Y., Kuznetsova A. A., Ponomarenko E. L., Ternovsky V. B., Relativistic theory of excitation and ionization of Rydberg atomic systems in a Black-body radiation field. *J. of Phys.: Conf. Ser.* **2017**, 810, 012047
- [10]. Glushkov A. V., Ternovsky V. B., Buyadzhi 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.
- [11]. 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.
- [12]. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Zaichko P. A., Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators) // *Dynamical Systems Theory*. Eds. J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski, Vol. T1 (Lodz Univ.). **2013**, 467-477.
- [13]. Khetselius, O. Yu. Hyperfine structure of atomic spectra; Astroprint: Odessa, 2008.
- [14]. Svinarenko A. A., Spectroscopy of autoionization states in spectra of helium, barium and lead atoms: New spectral data and chaos effect. *Photoelectronics*, 2013, 22, P. 31-36.
- [15]. Dubrovskaya Yu V, 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., Quantum structure of electroweak interaction in heavy finite Fermi-systems. Astroprint: Odessa, **2011**.
- [17]. Florko T. A., Ambrosov S. V., Svinarenko A. A., Tkach T. B., Collisional shift of the heavy atoms hyperfine lines in an atmosphere of the inert gas *Journal of Physics: Conf. Series.* **2012**, 397(1), 012037.
- [18]. Glushkov A. V., Malinovskaya S. V., Ambrosov S. V., Shpinareva I. M., Troitskaya O. V., Resonances in quantum systems in strong external fields consistent quantum approach. *Journ. Techn. Phys.* **1997**, 38(2):215-218.
- [19]. Glushkov A. V., Dan'kov S. V., Prepelitsa G., Polischuk V. N., Efimov A. V., Qed theory of nonlinear interaction of the complex atomic systems with laser field multi-photon resonances. *Journ. Techn. Phys.* **1997**, 38(2):219-222.
- [20]. *Glushkov A. V., Shpinareva I. M., 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.
- [21]. Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Gurnitskaya E. P., Loboda A. V., Mischenko E. V., Florko T. A., Sukharev D. E., Collisional Shift of the Tl Hyperfine Lines in Atmosphere of Inert Gases. *AIP Conference Proceedings.* **2008**, 1058, 231-233.
- [22]. Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Dubrovskaya Yu. V., Chernyakova Yu. G., Ignatenko A. V., Serga I. N., Vitavetskaya

- L. A., 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.
- [23].Glushkov, A.; Loboda, A.; Gurnitskaya, E.; Svinarenko, A. QED theory of radiation emission and absorption lines for atoms in a strong laser field. *Phys. Scripta*. **2009**, T135, 014022.
- [24].Khetselius, O. Y. Relativistic Energy Approach to Cooperative Electron- γ -Nuclear Processes: NEET Effect. *Quantum Systems in Chemistry and Physics*; Springer: Dordrecht, **2012**; Vol. 26, pp 217-229.
- [25].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.
- [26].Svinarenko AA, Glushkov AV, Khetselius OYu, Ternovsky VB, Dubrovskaya YuV, Kuznetsova A. A., Buyadzhi V. V., Theoretical Spectroscopy of Rare-Earth Elements: Spectra and Autoionization Resonance. In: Jose EA (ed) Rare Earth Element. InTech, Orjuela, **2017**, pp 83-104.
- [27].Ivanov, L. N.; Ivanova, E. P. Method of Sturm orbitals in calculation of physical characteristics of radiation from atoms and ions. *JETP*. **1996**, 83, 258-266.
- [28].Ivanova, E. P.; Ivanov, L. N.; Glushkov, A. V.; Kramida, A. E. High order corrections in the relativistic perturbation theory with the model zeroth approximation, Mg-Like and Ne-Like Ions. *Phys. Scripta* **1985**, 32, 513-522.
- [29].Glushkov A. V., Advanced Relativistic Energy Approach to Radiative Decay Processes in Multielectron Atoms and Multicharged Ions. In: *Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications.*, vol 26. Springer, Dordrecht. **2012**, pp 231-252.
- [30].Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Buyadzhi V. V., Florko, T. A., Shakhman A. N., 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.
- [31].Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B., Kuznetsova A. A., Bashkarev P. G., 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.
- [32].Khetselius O. Yu., Glushkov A. V., Gurskaya M. Yu., Kuznetsova A. A., Dubrovskaya Yu. V., Serga I. N. and Vitavetskaya L. A., Computational modelling parity nonconservation and electroweak interaction effects in heavy atomic systems within the nuclear-relativistic many-body perturbation theory. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2017**, 905, 012029.
- [33].Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., Methods of computational mathematics and mathematical physics. P. 1. TES: Odessa, **2015**.

Стаття надійшла до редакції 14.08.2019 р.

PACS 32.80.Fb, 32.70.Cs UDC 184.182

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179352>

RELATIVISTIC APPROACH TO CALCULATION OF IONIZATION CHARACTERISTICS FOR RYDBERG ALKALI ATOM IN A BLACK-BODY RADIATION FIELD

A. V. Glushkov, V. B. Ternovsky, V. V. Buyadzhi, A. V. Tsudik, P. A. Zaichko

Odessa State Environmental University, L'vovskaya, 15, Odessa, 65016, Ukraine

E-mail: glushkovav@gmail.com

Summary

Spectroscopic data on the excitation and ionization processes of Rydberg atoms by black-body radiation are very important for numerous applications, including spectroscopy of ultracold plasma, physics of the Rydberg atoms in resonators, Rydberg masers, and microwave detection techniques on quantum level of sensitivity, optical and atomic standards of frequency, atomic clocks, magnetometry and more. In this paper the combined relativistic energy approach and relativistic many-body perturbation theory with the zeroth Dirac-Fock-Sham approximation are used for computing the thermal Blackbody radiation ionization characteristics of the alkali Rydberg atoms, in particular, the sodium in Rydberg states with principal quantum number $n=10-100$. The detailed analysis of the data of computing ionization rates for the Rydberg sodium atom demonstrates physically reasonable agreement between the theoretical and experimental data. The deviation of the data of quasiclassical calculations from the experiment is due to the neglect of quantitatively important exchange-correlation effects, especially in the case of nS states. The accuracy of our theoretical data is provided by a correctness of the corresponding relativistic wave functions and accounting for the exchange-correlation effects.

Keywords: Rydberg alkali atoms, relativistic theory, Blackbody radiation field

PACS 32.80.Fb, 32.70.Cs УДК 184.182

DOI <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2019.3.179352>

РЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ПІДХІД ДО РОЗРАХУНКУ ІОНІЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РІДБЕРГІВСЬКИХ ЛУЖНИХ АТОМІВ У ПОЛІ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

О. В. Глушков, В. Б. Терновський, В. В. Буяджи, А. В. Цудік, П. А. Заїчко

Одеський державний екологічний університет, Львівська 15, Одеса, 65016

E-mail: glushkovav@gmail.com

Реферат

Спектроскопічні дані про процеси збудження та іонізації атомів рідбергівських атомів у полі випромінювання чорного тіла є дуже важливими для численних застосувань, включаючи спектроскопію ультрахолодної плазми, фізику рідбергівських атомів в резонаторах, рідбергівських мазерів, розвиток нових методів мікрохвильового детектування на квантовому рівні чутливості, оптичні атомні стандарти частоти, атомні годинники, магнітометрія тощо. Комбінований релятивістський енергетичний підхід і релятивістська теорія збурень багатьох тіл з оптимізованим дірак-кон-шемівським нульовим наближенням використовуються для обчислення іонізаційних характеристик лужних рідбергівських атомів в полі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, зокрема, атома натрію в рідбергівських станах з головним квантовим числом $n = 10-100$. Аналіз даних обчислення швидкості іонізації атома натрію у рідбергівських станах демонструє фізично розумну згоду між теоретичними і експериментальними даними. Відхилення даних квазікласичних розрахунків від експерименту пов'язано із неврахуванням кількісно важливих обмінно-кореляційних ефектів, особливо у випадку nS -станів. Точність наших теоретичних даних забезпечується коректністю обчислення відповідних релятивістських хвильових функцій і повнотою врахування обмінно-кореляційних ефектів.

Ключові слова: рідбергівські лужні атоми, релятивістська теорія, теплове випромінювання

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ. ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ У ЖУРНАЛ

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

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

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

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

термінів і вузькопрофільних жаргонних висловів.

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

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

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

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

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

Рукописи надсилати за адресою:

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

Телефон / факс +38(048) 723-34-61,

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

http://semst.onu.edu.ua

Здійснюється анонімне рецензування рукописів статей.

Правила підготовки рукопису:

Рукописи повинні супроводжуватися офіційним листом, підписаним керівником установи, де була виконана робота. Це правило не стосується робіт представлених авторами із закордону чи міжнародними групами авторів.

Авторське право переходить Видавцю.

Титульний аркуш:

1. PACS і Універсальний Десятковий Код Класифікації (УДК) (для авторів із країн СНД) – у верхньому лівому куті. Допускається декілька відділених комами кодів. Якщо ніякі коди класифікації не позначені, код(и) буде(-уть) визначено Редакційною Колегією.

2. Назва роботи (по центру, прописними літерами, шрифт 14pt, жирно).

3. Прізвище (-а) автора(-ів) (по центру, шрифт 12pt).

4. Назва установи, повна адреса, телефони і факси, e-mail для кожного автора, нижче, через один інтервал, окремим рядком (по центру, шрифт 12pt).

5. Анотація: до 1000 символів.

6. Ключові слова: їхня кількість не повинна перевищувати восьми слів. В особливих випадках можна використовувати терміни з двома — чи трьома словами. Ці слова повинні бути розміщені під анотацією і написані тією самою мовою.

П.п. 2,3,4,5,6 послідовно викласти українською, англійською і російською мовами.

Для авторів з закордону, які не володіють українською або російською мовами, пп. 2-5 викладаються англійською мовою.

7. До кожного примірника статті додаються реферати українською / російською (в залежності від мови оригіналу статті), та англійською мовами (кожен реферат на окремому аркуші). Особливу увагу слід приділяти написанню резюме статті англійською мовою. Для цього доцільно користуватися послугами кваліфікованих спеціалістів-лінгвістів з подальшим науковим редагуванням тексту автором(-ами). Перед словом «реферат» необхідно написати повну назву статті відповідною мовою, УДК, прізвища та ініціали авторів, назви установ. Реферат обсягом 200-250 слів має бути структурованим: мета

(чітко сформульована), методи дослідження, результати дослідження (стисло), узагальнення або висновки. Після тексту реферату з абзацу розміщуються ключові слова.

8. Текст статті повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, на білому папері формату А4. Поля: зліва - 3см, справа - 1,5см, вверху і знизу - 2,5см. Шрифт 12pt. Підзаголовки, якщо вони є, повинні бути надруковані прописними літерами, жирно.

Рівняння повинні бути введені, використовуючи MS Equation Editor або MathType. Роботи з рукописними вставками не приймаються. Таблиці повинні бути представлені на окремих аркушах у форматі відповідних текстових форматів (див. вище), чи у форматі тексту (з колонками, відділеними інтервалами, комами, крапкам з комою, чи знаками табулювання).

9. У кінці тексту статті указати прізвища, імена та по батькові усіх авторів, поштову адресу, телефон, факс, e-mail (для кореспонденції).

10. Список літератури повинен бути надрукований через 1,5 інтервали, з літературою, пронумерованою в порядку її появи в тексті. Бібліографія друкується лише латиницею (кирилиця подається в транслітерації). Порядок оформлення літератури повинен відповідати вимогам ВАК України, наприклад:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors* // *Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Підписи до рисунків і таблиць повинні бути надруковані в рукописі з двома пробілами після списку літератури. Виносок, якщо можливо, бажано уникати.

Приймаються тільки високоякісні рисунки. Написи і символи повинні бути надруковані усередині рисунку. Негативи, слайди, і діапозитиви не приймаються.

Кожен рисунок повинен бути надрукова-

ний на окремому аркуші і мати розмір, що не перевищує 160x200 мм. Для тексту на рисунках використовуйте шрифт 10pt. Одиниці виміру повинні бути позначені після коми (не в круглих дужках). Усі рисунки повинні бути пронумеровані в порядку їх появи в тексті, з частинами позначеними як (а), (б), і т.д. Розміщення номерів рисунків і напису усередині малюнків не дозволяються. Зі зворотної сторони, напишіть олівцем назву, прізвище(а) автора(-ів), номер малюнка і позначте верх стрілкою.

Фотографії повинні бути оригінальними. Кольоровий друк можливий, якщо його вартість сплачується авторами чи їх спонсорами.

12. Стаття має бути підписана автором (усіма авторами) з зазначенням дати на останній сторінці.

Автори несуть повну відповідальність за бездоганне мовне оформлення тексту, особливо за правильну наукову термінологію (її слід звіряти за фаховими термінологічними словниками).

13. Датою надходження статті вважається день, коли до редколегії надійшов остаточний варіант статті після рецензування.

Після одержання коректури статті автор повинен виправити лише помилки (чітко, синьою або чорною ручкою неправильно закреслити, а поряд з цим на полі написати правильний варіант) і терміново відіслати статтю на адресу редколегії електронною поштою.

Підпис автора у кінці статті означає, що автор передає права на видання своєї статті редакції. Автор гарантує, що стаття оригінальна; ні стаття, ні рисунки до неї не були опубліковані в інших виданнях.

Відхилені статті не повертаються.

INFORMATION FOR AUTHORS

THE REQUIREMENTS ON PAPERS PREPARATION

Journal «Sensor Electronics and Microsystems Technologies» publishes articles, brief messages, letters to Editors, and comments containing results of fundamental and applied researches, on the following directions:

1. Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors
2. Sensors design and mathematical modeling
3. Physical sensors
4. Optical, optoelectronic and radiation sensors
5. Acoustoelectronic sensors
6. Chemical sensors
7. Biosensors
8. Nanosensors (physics, materials, technology)
9. Sensor materials
10. Sensors production technologies
11. Sensors and information systems
12. Microsystems and nano-technologies (MST, LIGA-technologies et al.)
13. Sensor's degradation, metrology and certification

The journal publishes the custom-made reviews on actual questions appropriate to the mentioned subjects, current information – chronicle, special papers devoted to known scientists, paid advertising messages, conferences announcements.

The basic article text should meet the SAC Ukraine Presidium Decree requirements from 15.01.2003 № 7-05/1 (SAC Bulletin № 1, 2003) and be structured. The materials sent to Editors, should be written with the maximal text presentation clearness and accuracy. In the submitted manuscript the actuality of problem should be reflected, the purpose of the work should be formulated. It must contain an original part

and conclusions providing the received results essence and their novelty understanding. The authors should avoid the new terms and narrow-profile jargon phrase unreasonable introduction.

Journal Edition asks authors at a direction of articles in a print to be guided by the following rules:

1. Manuscripts should be submitted in duplicate in Ukrainian, English, or Russian, a hard copy and supplemented with a text file and figures on a CD. Manuscripts which are offered by authors from Ukraine or CIS countries to the edition in English are necessarily supplemented by Ukrainian or Russian version. An electronic copy may be submitted by e-mail.

2. Acceptable text formats: MS Word (rtf, doc).

3. Acceptable graphic formats for figures: EPS, TIFF, BMP, PCX, CDR, WMF, MS Word and MS Graf, JPEG. Figures created using software for mathematical and statistical calculations should be converted to one of these formats.

4. For articles of authors from Ukraine there should be expert conclusions about an opportunity of an open print.

Manuscripts should be sent to:

Lepikh Yaroslav Illich, The Vice Editor, Odesa National I. I. Mechnikov University, ISEPTC (RL-3), str. Dvoryanskaya, 2, Odessa, 65082, Ukraine.

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

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

http://semst.onu.edu.ua

Manuscripts of articles anonymous reviewing is carried out

The manuscript preparation rules:

The manuscripts should be supplemented with the Official letter signed by a chief manager of the institution where the work was performed. This rule does not apply to papers submitted by authors from abroad or international groups of authors.

Copyright transfer to the Publisher.

Title Page:

1. PACS and Universal Decimal Classification code (for authors from CIS) in the top left corner. Several comma-separated codes are allowed. If no classification codes are indicated, the code(s) will be assigned by the Editorial Board.

2. Title of the paper (central, capital, bold, 14pt).

3. Name (-s) of the author(-s) below, in one space (central, normal face, 12pt).

4. Name of affiliated institution, full address, phone and fax numbers, e-mail addresses (if available) for each author below, in one space (central, normal face, 12pt).

5. Abstract: up to 1000 characters.

6. Keywords: its amount must not exceed eight words. In the specific cases it is acceptable to use two- or three-word terms. These words must be placed under the abstract and written in the same language.

Items 2,3,4,5,6 must be presented in series in Ukrainian, English and Russian languages.

For authors from abroad which do not know Ukrainian or Russian languages, items 2-5 may be presented only in English.

7. To each copy of the article abstracts in Ukrainian / Russian (depending on language of the original all authors of article), and the English language are applied (each abstract on a separate sheet). The special attention should be given to the writing of the article summary in English. For this purpose it is expedient to use the qualified experts - linguists with the further scientific editing the text by the author (-s). Before the word "abstract" it is necessary to write the full article name by the appropriate language, UDC, surnames and the initials of the authors, names of affiliated institutions. The abstract in volume of 200-250 words must be

structured: the purpose (precisely formulated), research methods and results (shortly), generalizations or conclusions. After the text of the abstract from the item key words are placed.

8. Article text should be printed 1,5-spaced on white paper A4 format with a 12pt, margins: left – 3sm, right – 1,5, upper and lower – 2,5sm. Titles of the sections if it is present should be typed bold, capitals.

Equations should be entered using MS Equation Editor or MathType. Papers with handwritten equations are not accepted. Notations should be defined when the first appearing in the text.

Tables should be submitted on separate pages in the format of appropriate text formats (see above), or in the text format (with columns separated by interval, commas, or tabulation characters).

9. At the article text end one must indicate surnames, names and patronymics of all authors, the mail address, the phone, a fax, e-mail (for the correspondence).

10. List of references should be 1,5-spaced, with references numbered in order of their appearance in the text. The bibliography is printed only by the roman type (cyrillics represents in transliteration).

The literature registration order should conform to DAS of Ukraine requirements, for example:

[1]. I.M. Cidilkov skii. *Elektrony i dyrki v poluprovodnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

[2]. J.A. Hall. *Imaging tubes*. Chap. 14 in *The Infrared Handbook*, Eds. W.W. Wolfe, G.J. Zissis, pp. 132-176, ERIM, Ann Arbor, MI (1978).

[3]. N. Blutzer, A.S. Jensen. *Current readout of infrared detectors // Opt. Eng.*, 26(3), pp. 241-248 (1987).

11. Figures and tables captions should be printed in the manuscript double-spaced after the list of references. Footnotes should be avoided if possible.

Only high-quality pictures can be accepted. Inscriptions and symbols should be printed inside picture. Negatives, and slides are not accepted.

Each figure should be printed on a separate page and have a size not exceeding 160x200 mm. For text inside figures, use 10pt. Measurement units should be indicated after a comma (not in blankets). All figures are to be numbered in order of its appearance in the text, with sections denoted as (a), (b), etc. Placing the figure numbers and captions inside figures is not allowed. On the backside, write with a pencil the paper title, author(s) name(s) and figure number, and mark the topside with an arrow.

Photographs should be submitted as original prints. Color printing is possible if its cost is covered by the authors or their sponsors.

12. The article must be signed by author (all authors) with the date indication on the last page.

Authors bear full responsibility for irreproachable language make out of the text, es-

pecially for a correct scientific terminology (it should be verified under terminological dictionaries of the appropriate speciality).

13. The date of article acceptance is that one when the final variant comes to the publisher after a prepublication review.

After obtaining the proof sheet the author should correct mistakes (clearly cancel incorrect variant with blue or black ink and put the correct variant on border) and send urgently the revised variant to the editor by e-mail.

Author's signature at the article end vouches that author grants a copyright to the publisher. Author vouches that the work has not been published elsewhere, either completely, or in part and has not been submitted to another journal.

Not accepted manuscripts will not be returned.

Комп'ютерне верстання – О. І. Карлічук

Підп. до друку 11.09.2019. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 9,77. Тираж 300 пр. Зам. №2002.

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