

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

**SENSOR
ELECTRONICS
AND MICROSYSTEM
TECHNOLOGIES
2015 — VOL. 12, № 3**

Scientific and Technical Journal

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

UDC 681.586

Founded by Odessa I. I. Mechnikov
National University

At support of the Ukrainian Physical Society

Certificate of State Registration KB № 8131

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

The Journal is reviewed by RJ «Dжерело»
and RJ ICSTI (Russia), is included in the
international base Index Copernicus

Publishes on the resolution of Odessa
I. I. Mechnikov National University
Scientific Council. *Transaction № 1,*
29, September, 2015

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

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

**СЕНСОРНА
ЕЛЕКТРОНІКА
І МІКРОСИСТЕМНІ
ТЕХНОЛОГІЇ
2015 — Т. 12, № 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 KB № 8131

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

Журнал реферується РЖ «Джерело»
і ВІНІТІ (Росія), включено в міжнародну базу
Index Copernicus

Видається за рішенням Вченої ради
Одеського національного університету
імені І. І. Мечникова
Протокол № 1 від 29.09.2015 р.

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

Editorial Board

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

A. E. Belyaev (Kiev, Ukraine)
I. V. Blonskii (Kiev, Ukraine)
V. G. Verbitsky (Kiev, Ukraine)
B. M. Galkin (Odessa, Ukraine)
Yu. A. Gulyaev (Moscow, Russia)
Yu. O. Gunchenko (Odessa, Ukraine)
A. D'Amiko (Rome, Italy)
N. Jaffrezik Renault (Lyon, France)
S. V. Dzyadevych (Kiev, Ukraine)
G. V. Elskaya (Kiev, Ukraine)
V. O. Ivanytsia (Odessa, Ukraine)
O. M. Kalashnikov (Nottingham, United Kingdom)
V. P. Kozemyako (Vinnitsa, Ukraine)
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)
A. F. Nazarenko (Odessa, Ukraine)
I. G. Neizvestny (Novosibirsk, Russia)
A. A. Ptashchenko (Odessa, Ukraine)
I. M. Rarenko (Chernoutsy, Ukraine)
N. N. Rozhitskii (Kharkov, 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)

Редакційна колегія

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

О. Є. Беляєв (Київ, Україна)
І. В. Блонський (Київ, Україна)
В. Г. Вербицький (Київ, Україна)
Б. Н. Галкин (Одеса, Україна)
Ю. В. Гуляєв (Москва, Росія)
Ю. О. Гунченко (Одеса, Україна)
А. Д'Аміко (Рим, Італія)
Н. Джафрезік Рене (Ліон, Франція)
С. В. Дзядевич (Київ, Україна)
Г. В. Єльська (Київ, Україна)
В. О. Іваниця (Одеса, Україна)
О. М. Калашніков (Ноттінгем, Велика Британія)
В. П. Кожемяко (Вінниця, Україна)
І. А. Кравченко (Одеса, Україна)
Є. Д. Крушкін (Іллічівськ, Україна)
Вілхо Лантто (Оулу, Фінляндія)
В. Г. Литовченко (Київ, Україна)
С. В. Ленков (Київ, Україна)
Є. В. Малахов (Одеса, Україна)
А. Ф. Назаренко (Одеса, Україна)
І. Г. Неізнестний (Новосибірськ, Росія)
О. О. Птащенко (Одеса, Україна)
І. М. Раренко (Чернівці, Україна)
М. М. Рожицький (Харків, 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)

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

ЗМІСТ

CONTENTS

Фізичні, хімічні та інші явища, на основі яких можуть бути створені сенсори

Physical, chemical and other phenomena, as the bases of sensors

Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha

GENERALIZED ELECTRON TRANSPORT MODEL FOR MICRO- AND NANOELECTRONICS..... 4

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТУ В МІКРО- І НАНОЕЛЕКТРОНІЦІ

V. G. Lytovchenko

SEMICONDUCTOR INVESTIGATIONS, LED TO THE p-n JUNCTION DISCOVERY BY UKRAINIAN SCIENTISTS 28

В. Г. Литовченко

ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ЩО ПРИВЕЛИ ДО ВІДКРИТТЯ p-n ПЕРЕХОДУ УКРАЇНСЬКИМИ УЧЕНИМИ

Physical sensors

Сенсори фізичних величин

Ya. I. Lepikh, A. A. Karpenko

ELECTROMAGNETIC WAVES RADIATOR WITH CONTROLLED CHARACTERISTICS 36

Я. І. Лепіх, А. О. Карпенко

ВИПРОМІНЮВАЧ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Biosensors
Біосенсори

I. D. Stolyarchuk, A. I. Savchuk, R. Wojnarowska, J. Polit

CHARACTERIZATION OF THE INTERACTION OF CdTe QUANTUM DOTS WITH HUMAN SERUM ALBUMIN BY OPTICAL SPECTROSCOPIC TECHNIQUES..... 40

І. Д. Столярчук, А. Й. Савчук, Р. Войнаровська, Я. Полім

ХАРАКТЕРИСТИКА ВЗАЄМОДІЇ КВАНТОВИХ ТОЧОК CdTe ІЗ СИРОВАТКОВИМ АЛЬБУМІНОМ ЛЮДИНИ МЕТОДАМИ ОПТИЧНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ

Персоналії. До 80-річчя академіка РАН Гуляєва Юрія Васильовича 47

Персоналії. До 75-річчя академіка НАН України Єльської Ганни Валентинівни... 51

Персоналії. До 75-річчя члена-кореспондента Національної академії наук України Сергія Михайловича Рябченка 53

Інформація для авторів. Вимоги до оформлення статей у журнал..... 56

Information for authors. The requirements on papers preparation 59

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

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

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

УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТУ В МІКРО- І НАНОЕЛЕКТРОНІЦІ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха*

Одеський державний екологічний університет

вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

тел. (067) 725 2209, E-mail: quantumnet@yandex.ua

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

пр. Науки, 41, Київ, Україна

тел. (044) 525 6033, E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТУ В МІКРО- І НАНОЕЛЕКТРОНІЦІ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

Анотація. У методичній статті, розрахованій на науковців, викладачів та студентів вищої школи, викладено узагальнену модель транспорту електронів у режимі лінійного відгуку, яку було розвинуто Р.Ландауером, С.Датта та М.Лундстромом (модель ЛДЛ). Цю модель може бути застосовано до провідника будь-якої розмірності, будь-якого масштабу і з довільним законом дисперсії, а також для опису транспорту в балістичному, квазі-балістичному або дифузійному режимі. У рамках моделі ЛДЛ обчислено провідність резисторів будь-якої розмірності, будь-якого масштабу і за довільного закону дисперсії, що працюють у балістичному або дифузійному режимі як поблизу $0^\circ K$, так і при вищих температурах. Також обговорюються поняття рухливості електронів, дисипація тепла і падіння напруги в балістичних резисторах.

Ключові слова: нанофізика, наноелектроніка, транспорт електронів, дисипація тепла

GENERALIZED ELECTRON TRANSPORT MODEL FOR MICRO- AND NANOELECTRONICS

Yu. A. Kruglyak, M.V.Strikha

Abstract. Generalized model of electron transport in the linear response regime developed by R. Landauer, S. Datta, and M. Lundstrom with application to the resistors of any dimension, any size and arbitrary dispersion working in ballistic, quasi-ballistic or diffusion regime is summarized in a tutorial article for the reseachers, university teachers and students. The LDL transport model is used to calculate conductivity of resistors of any dimension and scale and of an arbitrary dispersion working in the ballistic or diffusion regime as near $0^{\circ} K$ and at higher temperatures. The concept of electron mobility, as well as the dissipation of heat and the voltage drop in the ballistic resistors are also under consideration.

Keywords: nanophysics, nanoelectronics, electron transport, heat dissipation

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКЕ

Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха

Аннотация. В методической статье, рассчитанной на исследователей, преподавателей и студентов высшей школы, излагается обобщенная модель транспорта электронов в режиме линейного отклика, развитая Р. Ландауэром, С. Датта и М. Лундстромом применительно к проводникам любой размерности, любого масштаба и произвольной дисперсии, работающих в баллистическом, квази-баллистическом или диффузионном режиме. В рамках транспортной модели ЛДЛ рассматривается вычисление проводимости резисторов любой размерности, любого масштаба и произвольной дисперсии, работающих в баллистическом либо диффузионном режиме как вблизи $0^{\circ} K$, так и при более высоких температурах. Обсуждаются понятие подвижности электронов, а также диссипация тепла и падение напряжения в баллистических резисторах.

Ключевые слова: нанофизика, наноэлектроника, транспорт электронов, диссипация тепла

1. Вступ

У серії навчально-оглядових статей, які друкувалися в журналі «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології», починаючи з №4 за 2012 рік, автори у рамках концепції «знизу – вгору» сучасної наноелектроніки розглядали фізичні основи виникнення струму в наносистемах (№4, 2012), термоелектричні явища (№1, 2013), основи спінтроники (№2, 2013) та застосування методу нерівноважної функції Гріна (НРФГ) до транспортних задач (№№ 3, 4, 2013), класичний та квантовий ефекти Холла (№1, 2014), спіновий ефект Холла (№2, 2014), роль квантової інтерференції та дефазування (№3, 2014), роль електростатики і кон-

тактів (№4, 2014), рівноважну термодинаміку провідника зі струмом (№ 2, 2015).

Продовжуючи знайомити вітчизняних викладачів, аспірантів і студентів, які читають курси або навчаються на різних спеціалізаціях фізичного й інженерного профілю, із сучасною концепцією викладання фізики наносистем, автором якої є проф. Супрійо Датта (Supriyo Datta), сформульованої в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u] і до певної міри альтернативної традиційній, що відштовхується від розгляду аналогічних явищ у великих об'ємних провідниках, ми розглянемо у цій статті модель електронного транспорту – доволі просту, але водночас на диво корисну. Адже ця модель Ландауера-

Датти-Лундстрома (ЛДЛ) вже знайшла широке застосування при аналізі як електронного, так і фононного транспорту не тільки в режимі лінійного відгуку, але й у високовольтному режимі гарячих електронів, для нелокального і квантового транспорту, транспорту в неупорядкованих і наноструктурованих матеріалах, у резисторах як нанорозмірних, так і довгих чи об'ємних. Основи цієї моделі було закладено в працях Ландауера [1–3], продовжених Даттою [4–6] і розвинутих Лундстромом щодо найрізноманітніших матеріалів [7, 8].

Центральне місце в типовому сучасному електронному пристрої відіграє канал провідності, який характеризується густиною станів $D(E - U)$, де E – енергія станів провідника, а U – самоузгоджений електростатичний потенціал затвору, що дозволяє зміщувати стани вниз або вгору за шкалою енергії (рис. 1).

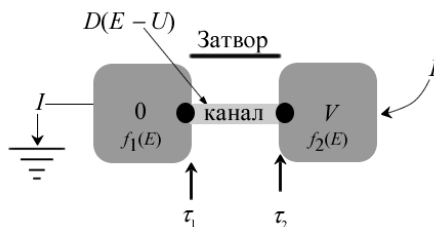


Рис. 1. Типовий електронний пристрій з контактами, що характеризуються часами прольоту τ .

Надалі ми розглядатимемо двохтермінальний пристрій ($U = 0$). Канал провідності перебуває між двома «ідеальними» контактами (виток і сток), які здатні до швидкого відновлення рівноваги в процесі електронного транспорту, і які характеризуються фермівськими функціями

$$f_1(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{F1})/kT} + 1} \quad (1a)$$

та

$$f_2(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{F2})/kT} + 1} \quad (16)$$

з відповідними електрохімічними потенціалами E_{F1} і E_{F2} . При прикладенні напруги V на стік електрохімічний потенціал E_{F2} знижується щодо потенціалу E_{F1} на величину qV .

Зв'язок контактів з каналом провідності характеризується часами прольоту τ , які дають уявлення про те, як швидко електрони можуть залишати контакт або провідник. Для нанорозмірних резисторів, наприклад, молекул, часи τ контролюються контактами. Для довгих резисторів із добрими контактами, як ми пересвідчимося пізніше, часи τ стають зіставними з часом прольоту всієї довжини каналу провідника. В загальному випадку якість двох контактів може бути різною, що призводить до різних значень τ_1 і τ_2 . Інколи час τ наочніше зображати в енергетичних одиницях $\gamma = \hbar/\tau$. Якщо каналом провідності є одна молекула, величина γ набуває простого фізичного змісту розширення енергетичних рівнів молекули за рахунок скінченності часу життя електронів на молекулярних рівнях.

2. Число електронів і струм у провіднику

Перейдімо до побудови математичної моделі транспорту ЛДЛ в концепції «знизу – вгору». Розпочати слід зі знаходження залежності концентрації електронів і струму в провіднику від електрохімічних потенціалів.

Вважаємо, що канал має зонну структуру, описувану законом дисперсії $E(k)$. Ця вимога, однак, не є обов'язковою [5]. Обговорення обмежень і застосовності моделі ЛДЛ можна знайти в [4–7].

Нехай спочатку тільки лівий контакт 1 зв'язаний з каналом провідності. Він прагне наповнити провідник електронами в силу свого електрохімічного потенціалу E_{F1} . Рівновага між контактом і каналом провідності встановиться тоді, коли число електронів з енергіями в проміжку від E до $E + dE$ по обидва боки від межі поділу контакт – провідник зрівняється:

$$N'_{01}(E)dE = D(E)dE f_1(E), \quad (2)$$

де N'_{01} – рівноважне число електронів у каналі, $D(E)$ – густина станів з енергією E (у ній вже враховано спінове виродження 2), а $f_1(E)$ – рівноважна фермівська функція контакту 1.

Процес встановлення рівноваги між контактом 1 і каналом описується простим кінетичним рівнянням

$$F_1 = \left. \frac{dN'(E)}{dt} \right|_1 = \frac{N'_{01}(E) - N'(E)}{\tau_1(E)}, \quad (3)$$

де швидкість подачі електронів у канал dN'/dt додатна, якщо число електронів у каналі N' менше від його рівноважного значення N'_{01} , і від'ємна в протилежному випадку. Якщо канал спочатку був порожній, то він заповнюється електронами аж до досягнення їх рівноважного числа; якщо ж канал переповнений електронами, то він спустошується доти, доки в каналі не залишиться те ж саме їхнє рівноважне число.

Якщо ж канал провідності пов'язаний тільки з контактом 2, аналогічні міркування приводять до подальшої пари рівнянь:

$$N'_{02}(E)dE = D(E)dE f_2(E), \quad (4)$$

$$F_2 = \left. \frac{dN'(E)}{dt} \right|_2 = \frac{N'_{02}(E) - N'(E)}{\tau_2(E)}. \quad (5)$$

Якщо ж канал провідності зв'язаний одночасно з двома контактами й вони обидва одночасно або наповнюють його електронами, або спорожняють, одержуємо:

$$\left. \frac{dN'(E)}{dt} \right|_{1+2} = F_1 + F_2 = \left. \frac{dN'(E)}{dt} \right|_1 + \left. \frac{dN'(E)}{dt} \right|_2. \quad (6)$$

У стані динамічної рівноваги доданки в лівій частині кінетичного рівняння (6) дорівнюють нулеві. Тому, прирівнюючи нулеві й праву частину (6) й підставляючи вирази для швидкостей на обох контактах 1 і 2 з виразів (3) і (5), для числа електронів у каналі провідності одержимо:

$$N'(E) = \frac{(1/\tau_1)}{(1/\tau_1) + (1/\tau_2)} N'_{01}(E) + \frac{(1/\tau_2)}{(1/\tau_1) + (1/\tau_2)} N'_{02}(E). \quad (7)$$

Задля простоти вважатимемо, що $\tau_1 = \tau_2$, й підставимо рівноважні значення чисел електронів N'_{01} і N'_{02} з виразів (2) и (4). Тоді для числа електронів у каналі у стані динамічної рівноваги у диференціальній формі одержуємо:

$$N'(E)dE = \frac{D(E)dE}{2} f_1(E) + \frac{D(E)dE}{2} f_2(E). \quad (8)$$

Залишається проінтегрувати по всьому спектру енергій – і ми отримаємо число електронів у каналі провідності в стані динамічної рівноваги двох контактів з електрохімічними потенціалами E_{F1} і E_{F2} , різниця між якими пропорційна напрузі, прикладеній до кінців провідника:

$$N = \int N'(E)dE = \int \left[\frac{D(E)}{2} f_1(E) + \frac{D(E)}{2} f_2(E) \right] dE. \quad (9)$$

Таким чином, ми отримали концентрацію електронів (яка визначає число електронів у провіднику з певними геометричними розмірами) як функцію густини станів провідника і фермівських функцій розподілу на контактах. Коли електронний пристрій (рис. 1) перебуває в рівновазі ($f_1 = f_2 \equiv f_0$), отримуємо стандартний вираз для рівноважного числа електронів у провіднику [9]:

$$N_0 = \int D(E) f_0(E) dE, \quad (10)$$

На відміну від (10), вираз (9) можна застосовувати як для рівноважного стану пристрою, зображеного на рис. 1, так і для випадку, коли цей пристрій виведено далеко за межі рівноваги.

Нагадаємо, що для 1D-, 2D- і 3D-провідників густина станів пропорційна, відповідно, довжині провідника L , площі його перерізу A і об'єму провідника Ω :

$$D(E) \sim \{L, A, \Omega\}, \quad (11)$$

а концентрація електронів визначається, відповідно, як

$$n_L = N/L, \quad n_S = N/A, \quad n = N/\Omega. \quad (12)$$

Перейдімо до обчислення струму в стані динамічної рівноваги. У цьому стані один з контактів наповнює канал провідності електронами, а другий спустошує його. Якщо

$E_{F1} > E_{F2}$, контакт 1 інjektує електрони, а контакт 2 поглинає їх, і навпаки, контакт 1 поглинає, а контакт 2 інjektує, якщо $E_{F1} < E_{F2}$.

Швидкості, з якими контакти 1 і 2 інjektують чи поглинають електрони, визначаються виразами (3) і (5). У стані динамічної рівноваги

$$F_1 + F_2 = 0. \quad (13)$$

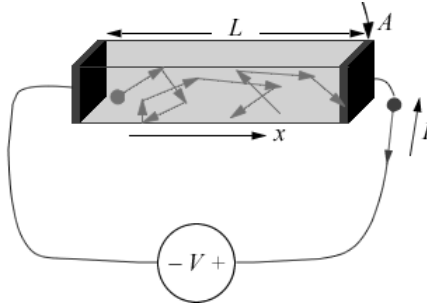


Рис. 2. Електронний транспорт у режимі дифузії через провідник з довжиною L і перерізом A . Ми використовуємо традиційне визначення: струм I і напрям руху електронів протилежні.

За домовленістю, яка бере початок ще у 18 столітті (коли матеріальним носієм струму вважали особливу невагому й невидиму рідину), струм вважають додатним, якщо він входить у контакт 2 з боку зовнішнього кола (рис. 2). Отже, цей напрям струму протилежний напрямку реального руху електронів. Звідси, з визначення струму як заряду, що проходить через одиничний переріз за одиницю часу, з урахуванням (13) маємо два тотожні записи

$$I' = qF_1 = -qF_2. \quad (14)$$

У кінцевому варіанті запишемо струм як середнє арифметичне двох тотожних струмів у (14):

$$I' = \frac{q}{2}(F_1 - F_2). \quad (15)$$

Тепер підставмо значення швидкостей з (3) і (5) в припущенні однаковості контактів ($\tau_1 = \tau_2 \equiv \tau$), а потім використаємо (2) і (4). Внаслідок цих операцій одержимо:

$$I'(E) = \frac{q}{2\tau(E)}(N'_{01} - N'_{02}) = \frac{2q}{h} \frac{\gamma(E)}{2} \pi D(E)(f_1 - f_2), \quad (16)$$

де характеристичний час прольоту τ записано в енергетичних одиницях, а саме:

$$\gamma \equiv \frac{\hbar}{\tau(E)}. \quad (17)$$

Інтегруючи (16) по всьому спектру енергій, остаточно для струму в стані динамічної рівноваги отримаємо:

$$I = \int I'(E)dE = \frac{2q}{h} \int \gamma(E)\pi \frac{D(E)}{2}(f_1 - f_2)dE. \quad (18)$$

Згідно з (18), струм виникає тільки тоді, коли фермівські розподіли на контактах різні, чи то через різницю хімпотенціалів, чи то через різницю температур, чи то з обох причин разом. Ситуацію за наявності різниці хімпотенціалів ми розглядаємо в цій статті. Ситуацію різниці температур буде розглянуто в наступній публікації.

Тож підіб'ємо підсумок. Ми одержали два основні рівняння транспортної моделі ЛДЛ:

$$N = \int \frac{D(E)}{2}(f_1 + f_2)dE, \quad (19)$$

$$I = \frac{2q}{h} \int \gamma(E)\pi \frac{D(E)}{2}(f_1 - f_2)dE. \quad (20)$$

Перше з них виражає число електронів у провіднику в стані динамічної рівноваги через густину станів напівпровідника і фермівські функції контактів, а друге визначає струм через ці ж характеристики плюс характеристичний час прольоту. Дальша побудова моделі ЛДЛ фактично зводиться до використання й розвитку цих двох основних рівнянь.

3. Моді провідності

Як і слід було очікувати, струм виявився пропорційний до різниці фермівських функцій контактів. Пізніше ми переконаємося, що комбінація фундаментальних констант $2q^2/h$ відіграє у виразі для струму (20) роль кванта провідності. А який фізичний зміст має добуток $\gamma\pi D/2$?

Параметр γ (17) має розмірність енергії, а розмірність густини станів D - це обернена енергія, тож добуток $\gamma\pi D/2$ безрозмірний. Звернімо увагу на те, що в нашій статті ми

оперуємо поняттям числа електронів (19), а не електронної концентрації (12), як це роблять у фізиці напівпровідників. Тому густина станів у нас має розмірність (енергія)⁻¹, а не (енергія · об'єм)⁻¹, як цю величину зазвичай вводять для 3D-зразку.

Зараз ми переконаємося, що добуток $\gamma\pi D/2 = M(E)$ має фізичний зміст числа мод (чи інакше, каналів) провідності резистора.

Розглянемо 2D балістичний резистор, витягнутий вздовж осі x , з довжиною L , меншою від середньої довжини вільного пробігу λ , і з шириною W уздовж осі y . Повна густина станів у ньому дорівнює:

$$D(E) = D_{2D}(E) L \cdot W, \quad (21)$$

$$D_{2D}(E) = g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2}, \quad (22)$$

де D_{2D} – густина станів на одиницю площі, отримана для параболічного спектру електро-

нів $E(k) = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ з ефективною масою m^*

і долинним виродженням g_v [9].

Визначимо характеристичний час τ . З (8) та (16) маємо:

$$\frac{qN'(E)dE}{I'(E)dE} = \frac{\hbar (f_1 + f_2)}{\gamma (f_1 - f_2)}. \quad (23)$$

Прикладемо до кінців провідника достатньо велику напругу, таку, щоб мали місце нерівності $E_{F2} \ll E_{F1}$, і, як наслідок, $f_2 \ll f_1$. Тоді з (23) одержуємо:

$$\frac{qN'(E)dE}{I'(E)dE} = \frac{\text{Накопичений заряд}}{\text{Струм}} = \frac{\hbar}{\gamma} = \tau(E). \quad (24)$$

Число електронів у каналі становить:

$$N'(E) = n'_S(E) L \cdot W, \quad (25)$$

де n'_S – електронна концентрація на одиницю площі, а струм, за визначенням, дорівнює:

$$I'(E) = qWn'_S(E) \langle v_x^+(E) \rangle. \quad (26)$$

Тому з (24) ми одержуємо:

$$\tau(E) = \frac{L}{\langle v_x^+(E) \rangle}, \quad (27)$$

що є просто середнім часом прольоту електрона через усю довжину пружного резистора.

Для оцінки τ потрібно обчислити середню швидкість прольоту від контакту 1 до контакту 2 в напрямку $+x$ (рис. 2). Ця швидкість у випадку балістичного транспорту, тобто без зміни напрямку руху, дорівнює:

$$\langle v_x^+(E) \rangle = v(E) \langle \cos \theta \rangle, \quad (28)$$

де кут θ відраховано від додатного напрямку осі x . Оскільки в нашому випадку

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta}{\pi} = \frac{2}{\pi}, \quad (29)$$

то для середньої швидкості у випадку параболічного дисперсійного співвідношення та ізоτροпії швидкості маємо:

$$\langle v_x^+(E) \rangle = \frac{2}{\pi} v = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2(E - E_C)}{m^*}}. \quad (30)$$

Визначаючи число мод провідності як

$$M(E) = \gamma(E) \pi \frac{D(E)}{2} \quad (31)$$

і використовуючи визначення γ з (17) і густини станів для 2D провідника з (21), для числа мод 2D провідника остаточно одержуємо

$$M(E) = WM_{2D}(E) = W \frac{\hbar}{4} \langle v_x^+(E) \rangle D_{2D}(E). \quad (32)$$

Аналогічні викладки для 1D та 3D провідників дають вирази для всіх трьох випадків, які нас цікавлять:

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

$$M(E) = WM_{2D}(E) = W \frac{\hbar}{4} \langle v_x^+(E) \rangle D_{2D}(E), \quad (33)$$

$$M(E) = AM_{3D}(E) = A \frac{\hbar}{4} \langle v_x^+(E) \rangle D_{3D}(E).$$

Звернімо увагу, що у випадку 2D провідника число мод провідності пропорційне ширині провідника W , а для 3D провідника – площі поперечного перерізу A .

Заслуговує на увагу фізичний зміст отриманих результатів (33). Так, для 2D провідника з урахуванням (30) і (22) число мод провідності

$$WM_{2D}(E) = g_v W \frac{\sqrt{2m^*(E - E_C)}}{\pi \hbar}. \quad (34)$$

Для часткового випадку параболічного закону дисперсії

$$E(k) = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (35)$$

записуючи хвильовий вектор через де-Бройлівську довжину хвилі

$$\lambda_B = 2\pi/k, \quad (36)$$

перепишемо (34) як:

$$WM_{2D}(E) = g_v \frac{Wk}{\pi} = g_v \frac{W}{\lambda_B(E)/2}. \quad (37)$$

З цього виразу стає зрозумілим фізичний зміст: число мод провідності 2D провідника (з урахуванням долинного виродження) показує, скільки пів-довжин де-Бройлівської хвилі, що відповідає енергії E , вкладається на ширині 2D провідника. Цілочисельність числа мод забезпечується крайовими умовами, згідно з якими хвильові функції електронів на обох краях 2D провідника повинні перетворюватися на нуль. Сам термін «моди» запозичено з теорії хвилеводів.

Тепер ми можемо базові рівняння моделі ЛДЛ (19) і (20) переписати в вигляді

$$N = \int \frac{D(E)}{2} (f_1 + f_2) dE, \quad (38)$$

$$I = \frac{2q}{h} \int \gamma(E) \pi \frac{D(E)}{2} (f_1 - f_2) dE.$$

Таким чином, для обчислення числа електронів і струму в провіднику, окрім фермівських функцій контактів, потрібно знати густину станів $D(E)$ і число мод $M(E)$ провідника.

Для параболічного закону дисперсії (35) вирази для густини станів добре відомі [9]:

$$D_{1D}(E)L = \frac{L}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E - E_C}} H(E - E_C), \quad (39)$$

$$D_{2D}(E)A = A \frac{m^*}{\pi \hbar^2} H(E - E_C), \quad (40)$$

$$D_{3D}(E)\Omega = \Omega \frac{m^* \sqrt{2m^*(E - E_C)}}{\pi^2 \hbar^3} H(E - E_C), \quad (41)$$

де $H(E - E_C)$ – східчаста функція Хевісайда, а відповідні моди провідності записуються як:

$$M_{1D}(E) = H(E - E_C), \quad (42)$$

$$M_{2D}(E) = g_v \frac{\sqrt{2m^*(E - E_C)}}{\pi \hbar} H(E - E_C), \quad (43)$$

$$M_{3D}(E) = g_v \frac{m^*(E - E_C)}{2\pi \hbar^2} H(E - E_C). \quad (44)$$

Поведінку густини станів $D(E)$ і числа мод $M(E)$ для 1D-, 2D- і 3D-провідників з параболічною дисперсією якісно зображено на рис. 3.

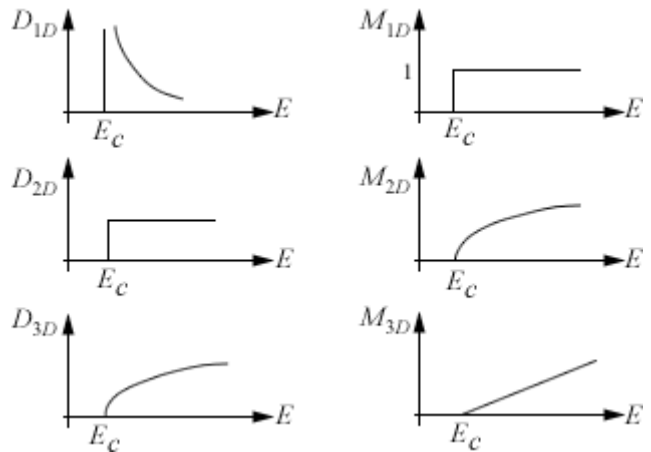


Рис. 3. Густина станів $D(E)$ і число мод $M(E)$ для 1D-, 2D- і 3D-провідників з параболічною дисперсією (35).

Густина станів для 1D провідника обернено пропорційна \sqrt{E} , для 2D провідника вона стала, для 3D – прямо пропорційна \sqrt{E} . Щодо мод провідності, то 1D провідник характеризується єдиною модою провідності, яка дорівнює функції Хевісайда, що дозволяє визначити її калібрування для використання її у формулах (39) – (44). Число ж мод 2D провідника прямо пропорційне \sqrt{E} , а 3D провідника – зростає з енергією лінійно.

На закінчення підіб'ємо певні підсумки:

1. Для обчислення концентрації носіїв струму слід знати густину станів $D(E)$.

2. Для обчислення струму слід знати число мод $M(E)$.

3. Число мод $M(E)$ пропорційне середній швидкості носіїв струму в напрямку їх руху, помноженій на густину станів $D(E)$.

4. Число мод $M(E)$ залежить від зонної структури й розмірності провідника.

Хоча вище ми розглядали провідники з параболічним законом дисперсії, формули (33) мають загальний характер. Ми використаємо їх пізніше, розглянувши в моделі ЛДЛ графен, який має лінійну дисперсію. Натомість для довільної залежності $E(k)$ розроблено кількісні методи обчислення числа мод провідності [10].

4. Коефіцієнт проходження

Досі ми розглядали балістичний транспорт. Перейдімо до розгляду дифузійного транспорту, коли $L \gg \lambda$. Електрони, інжектвані контактами 1 і 2, здійснюють випадкові блукання. Деякі з них приводять носіїв в кінцевому підсумку на контакт 1, інші – на контакт 2. Якщо до контакту 2 прикладено позитивний потенціал, то переважна частина електронних блукань закінчуватиметься саме на цьому контакті.

Ключовим параметром у моделі ЛДЛ є величина $\gamma\pi D(E)/2$, яка в випадку балістичного транспорту виявляється рівною числу мод провідності $M(E)$. Розширення γ і час прольоту τ пов'язані між собою: $\gamma = \hbar/\tau$. У режимі дифузійного транспорту природно очікувати збільшення часу τ , що тягне за собою зменшення величини $\gamma\pi D(E)/2$. Далі ми покажемо, що у випадку дифузійного транспорту $\gamma\pi D(E)/2 = M(E) \cdot T(E)$, де $T(E) \leq 1$ отримав назву коефіцієнта проходження (transmission coefficient).

У режимі балістичного транспорту електрони інжектуються в провідник під різними кутами, внаслідок чого час прольоту описується деякою функцією розподілу. Величину γ ми оцінювали через середній час прольоту

$$\gamma(E) = \frac{\hbar}{\langle \tau(E) \rangle}, \quad (45)$$

де

$$\langle \tau(E) \rangle = \frac{L}{\langle v_x^+(E) \rangle} = \frac{L}{v(E) \langle \cos \vartheta \rangle} = \frac{L}{v(E) (2/\pi)}. \quad (46)$$

Наше завдання зараз – оцінити $\langle \tau(E) \rangle$ у режимі дифузійного транспорту.

Скористаємося першим законом дифузії Фіка до потоку електронів у 2D провіднику:

$$J = q\bar{D} \frac{dn_s}{dx}, \quad (47)$$

де густина струму J пропорційна градієнтові концентрації електронів з коефіцієнтом дифузії \bar{D} як коефіцієнтом пропорційності.

Нехай електрони у провідник постачає тільки контакт 1, тобто $f_1 \approx 1$, а $f_2 \approx 0$. На лівому кінці провідника ($x = 0$) є ненульова концентрація електронів $\Delta n_s(0)$ (рис. 4).

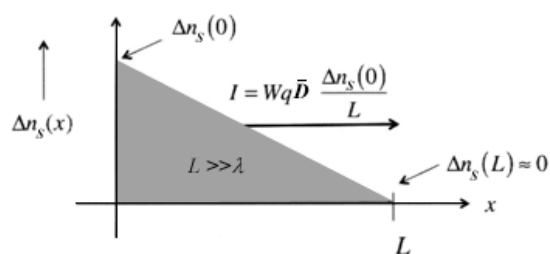


Рис. 4. До виведення часу прольоту τ_D в дифузійному режимі.

Оскільки ми не враховуємо процеси рекомбінації/генерації носіїв струму, то профіль концентрації електронів на всій довжині провідника буде лінійним з практично нульовим значенням концентрації на правому кінці провідника: $\Delta n_s \rightarrow 0$ за рахунок $f_2 \approx 0$. Час прольоту, згідно з (24), є відношенням накопиченого у провіднику заряду до струму:

$$\tau_D = \frac{qN}{I} = \frac{Wq\Delta n_s(0)L/2}{Wq\bar{D}\Delta n_s(0)/L} = \frac{L^2}{2\bar{D}}, \quad (48)$$

де накопичений у провіднику заряд qN є половина площі прямокутника (рис. 4), побудованого для 2D провідника з довжиною L й шириною W , а струм $I = J \cdot W$ і, згідно з (47), $dn_s/dx = \Delta n_s(0)/L$. Таким чином, час прольоту в дифузійному режимі

$$\tau_D = \frac{L^2}{2\bar{D}}, \quad (49)$$

тоді як у балістичному режимі

$$\tau_B = \frac{L}{\langle v_x^+ \rangle}. \quad (50)$$

Збираючи все разом, маємо:

$$\gamma(E)\pi \frac{D(E)}{2} = \frac{\hbar}{\tau_D} \pi \frac{D(E)}{2} = \frac{\hbar}{\tau_B} \pi \frac{D(E)}{2} \frac{\tau_B}{\tau_D} \equiv M(E)T(E), \quad (51)$$

де коефіцієнт проходження є співвідношення двох часів прольоту – в балістичному режимі й у дифузійному:

$$T(E) = \frac{\tau_B}{\tau_D}. \quad (52)$$

Іншими словами, за наявності розсіяння число мод $M(E)$ слід замінити на добуток $M(E) \cdot T(E)$.

Для оцінки $T(E)$ використаємо визначення коефіцієнту проходження (52) і вирази (49), (50). Тоді одержуємо:

$$T(E) = \frac{2\bar{D}}{L \langle v_x^+ \rangle}. \quad (53)$$

Спираючись на теорію випадкових блукань [11], можна показати, що коефіцієнт дифузії записується як

$$\bar{D} = \frac{\langle v_x^+ \rangle \lambda}{2}, \quad (54)$$

що разом з (53) дає простий вираз для коефіцієнту проходження

$$T(E) = \frac{\lambda}{L} \ll 1. \quad (55)$$

Як і слід було очікувати, коефіцієнт проходження в дифузійному режимі різко зменшується.

Вираз (55) справедливий для дифузійного режиму. Можна показати, що в загальному випадку коефіцієнт проходження

$$T(E) = \frac{\lambda(E)}{\lambda(E) + L}. \quad (56)$$

Цей вираз справедливий як для дифузійного режиму ($L \gg \lambda$), так і для балістичного ($L \ll \lambda$, тоді він прямує до одиниці), а також для проміжних випадків.

Тож у загальному випадку має місце співвідношення:

$$\gamma(E)\pi \frac{D(E)}{2} = M(E)T(E), \quad (57)$$

в якому число мод визначається загальними виразами (33), а коефіцієнт проходження може відповідати трьом різним експериментальним режимам:

$$\begin{aligned} \text{Дифузійний:} & \quad L \gg \lambda; \quad T = \lambda/L \ll 1, \\ \text{Балістичний:} & \quad L \ll \lambda; \quad T \rightarrow 1, \\ \text{Квазі-балістичний:} & \quad L \approx \lambda; \quad T < 1. \end{aligned} \quad (58)$$

Важливо, що порівняно просту транспортну модель ЛДЛ можна застосувати до всіх трьох режимів.

5. Режим лінійного відгуку

Для струму в моделі ЛДЛ отримано два вирази:

$$\begin{aligned} I &= \frac{2q}{h} \int \gamma(E)\pi \frac{D(E)}{2} (f_1 - f_2) dE, \\ I &= \frac{2q}{h} \int T(E)M(E) (f_1 - f_2) dE. \end{aligned} \quad (59)$$

Слід пам'ятати: при виведенні (59) ми фактично використовували наближення не надто високих напруг. Адже, якщо подати на провідник напругу, вищу від певного критичного значення, то внаслідок появи великої кількості непружних зіткнень у режимі гарячих електронів застосована нами модель незалежних мод провідності перестав працювати. Надалі ми запишемо вирази моделі ЛДЛ для режиму лінійного відгуку, що дозволить суттєво спростити їх порівняно з (59).

У режимі лінійного відгуку, або ж лінійного транспорту чи майже рівноважного транспорту (near-equilibrium transport), для фермівських функцій контактів (1а) і (1б) і рівноважної функції Фермі

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{F0})/kT} + 1} \quad (60)$$

має місце співвідношення:

$$f_1(E) > f_2(E), \quad (61)$$

і обидві функції $f_1(E)$ і $f_2(E)$ мало відрізня-

ються від рівноважної функції (60). При цьому вважаємо, що напруга, яка подається на контакти,

$$V = \Delta E_F / q = (E_{F1} - E_{F2}) / q. \quad (62)$$

настільки невелика, що фермівську функцію контакту 2 можна розкласти в ряд Тейлора за величиною ΔE_F , обмежившись лінійним членом розкладу:

$$f_2 = f_1 + \frac{\partial f_1}{\partial E_F} \Delta E_F = f_1 + \frac{\partial f_1}{\partial E_F} qV. \quad (63)$$

Враховуючи очевидну властивість фермівської функції

$$\left(\frac{\partial f}{\partial E_F} \right)_{E_F=E_{F0}} = \left(- \frac{\partial f}{\partial E} \right)_{E_F=E_{F0}},$$

а також співвідношення (61), остаточно для різниці фермівських функцій контактів у режимі лінійного відгуку маємо:

$$f_1 - f_2 = \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) qV. \quad (64)$$

Звідси для струму (59) і провідності в режимі лінійного відгуку одержуємо:

$$I = \left[\frac{2q^2}{h} \int T(E)M(E) \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE \right] V = GV, \quad (65)$$

$$G = \frac{2q^2}{h} \int T(E)M(E) \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE, \quad (66)$$

де другий вираз відомий як формула Ландауера для провідності.

Отже, ми отримали вираз для провідності, де її зв'язано з властивостями матеріалу провідника. Вирази (65) і (66) справедливі для 1D-, 2D- і 3D-провідників як у балістичному режимі, так і в дифузійному, якщо використати відповідні формули для числа мод (33).

6. Транспорт у масивних провідниках

Модель ЛДЛ придатна як для коротких, нанорозмірних, так і для довгих, масивних провідників. Коли канал провідності достатньо довгий, роль контактів нехтовно мала й провідність визначається властивостями матеріа-

лу провідника. Вираз для струму в масивному провіднику в режимі лінійного відгуку можна отримати з кожного із загальних співвідношень (59). Використаємо перше з них.

Перепишемо різницю фермівських функцій (64) як

$$f_1 - f_2 \approx - \frac{\partial f_0}{\partial E_{F0}} \Delta E_F. \quad (67)$$

Тоді для струму маємо:

$$I = \frac{2q}{h} \int \left[\gamma(E) \pi \frac{D(E)}{2} \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E_{F0}} \right) \Delta E_F \right] dE. \quad (68)$$

У масивних провідниках завжди реалізується дифузійний режим, тож

$$\gamma(E) = \frac{\hbar}{\tau(E)} = \frac{\hbar}{L^2 / 2D(E)}. \quad (69)$$

Розгляньмо 2D провідник. Для нього, згідно з (40),

$$D(E) = WLD_{2D}(E). \quad (70)$$

Підставляючи (69) і (70) до (68), для густини струму одержуємо

$$J_x = I/W = \left[\int qD(E)D_{2D}(E) \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E_{F0}} \right) dE \right] \frac{\Delta E_F}{L}. \quad (71)$$

Оскільки масивний провідник перебуває в режимі лінійного відгуку і майже рівноважного транспорту по всій довжині провідника, ми можемо припустити, що електрохімічний потенціал падає від контакту 1 до контакту 2 лінійно, і тому $\Delta E_F/L$ є градієнтом фермівської функції dE_F/dx , а (71) можна відтак переписати в вигляді:

$$J_x = \frac{\sigma}{q} \frac{d(E_F)}{dx}, \quad (72)$$

де введено питому провідність

$$\sigma = \int q^2 D(E)D_{2D}(E) \left(- \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (73)$$

Обидва рівняння (72) і (73) є стандартним результатом, який отримують зазвичай у термодинаміці незворотних процесів, або ж шляхом розв'язання транспортного рівняння Больцмана. Ми ж отримали ці стандартні ре-

зультати для масивних провідників, припустивши в моделі ЛДЛ тільки те, що довжина провідника набагато перевищує довжину вільного пробігу.

Рівняння (72) можна переписати в іншому вигляді. Для невідроджених 2D n -напівпровідників можемо записати [9]:

$$n_s = N_{2D} \exp[(E_F - E_C)/kT],$$

$$N_{2D} = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2},$$

$$E_F = E_C + kT \ln \frac{N_{2D}}{n_s},$$

$$\sigma = nq\mu.$$

Для цього випадку рівняння для густини струму (72) можна переписати як:

$$J_x = n_s q \mu E_x + q \bar{D} \frac{dn_s}{dx}, \quad (74)$$

де

$$\frac{\bar{D}}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (75)$$

– це співвідношення Ейнштейна між коефіцієнтом дифузії електронів і їх рухливості μ .

Рівняння (74), яке включає дрейфовий і дифузійний доданки, добре відоме в фізиці напівпровідників і зазвичай є початковим наближенням при аналізі різних напівпровідникових пристроїв [9]. Воно застосовне для невідроджених напівпровідників у наближенні сталої температури вздовж напівпровідника й передбачає, як ми бачили, майже рівноважний транспорт.

Досі йшлося тільки про транспорт електронів. Якщо ж ітиметься про транспорт «дірок», то в моделі ЛДЛ слід лишень пам'ятати, що «дірки» описуються своїм електрохімічним потенціалом $E_F^{(p)}$, відмінним від хімпотенціалу електронів E_F , для якого ми просто опускали верхній індекс (n) через його очевидність. Це пов'язано з тим, що в рівновазі перебувають окремо носії у зоні провідності, й окремо – у валентній зоні, оскільки процеси генерації/рекомбінації носіїв струму, які пов'язують заселеності в цих зонах, перебігають значно по-

вільніше, аніж процеси розсіювання, які встановлюють рівновагу в кожній з цих зон.

Для електронів у зоні провідності маємо рівняння (72), (73) і (61). Рівняння (72) і (73) було виведено без урахування природи носіїв струму. Тому для «дірок» у валентній зоні ці рівняння потрібно просто переписати з «дірковим» електрохімічним потенціалом, а саме:

$$J_x^{(p)} = \frac{\sigma}{q} \frac{d(E_F^{(p)})}{dx},$$

$$\sigma_p = \int q^2 D_p(E) D_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0^{(p)}}{\partial E} \right) dE,$$

$$f_0^{(p)}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{F0}^{(p)}}{kT}\right) + 1}.$$

При цьому повний струм є сумою струмів у кожній із зон.

Залишилося підвести підсумки. Формула Ландауера для провідності (66) описує електронний транспорт у провіднику з загальних позицій. Провідність пропорційна наборові фундаментальних констант ($G \approx 2q^2/h$), які визначають квант провідності, асоційований з контактами, як ми переконаємося далі. Провідність залежить від числа мод провідності $M(E)$ і від коефіцієнту проходження $T(E)$, який визначає ймовірність того, що електрон з енергією E , інжектований контактом 1, досягне контакту 2. Повну провідність знаходимо шляхом інтегрування вкладів від усіх мод провідності. Вираз (66) справедливий для 1D-, 2D- і 3D-провідників, потрібно тільки коректно вирахувати число мод провідності за (33). Справедливий він як для балістичних нанорезисторів, так і для масивних резисторів, а також коректно описує проміжні ситуації. Далі ми, спираючись на вираз Ландауера, обчислимо провідність для 1D-, 2D- і 3D-провідників, які працюють у балістичному, дифузійному чи проміжному режимі. При цьому електронний транспорт ми розглядаємо в ізотермічних умовах. Термоелектричні явища з позицій транспортної моделі ЛДЛ ми розглянемо в окремій статті.

7. Від балістичної провідності до дифузійної в моделі ЛДЛ

Розгляньмо електричну провідність у моделі ЛДЛ для 1D-, 2D- і 3D-провідників, починаючи з дуже коротких балістичних резисторів, потім перейдемо до звичайних резисторів, які працюють у дифузійному режимі, а надалі зупинимось на проміжних режимах. В 1D провіднику («нанодріт») завдовжки L електрони можуть квазікласично переміщуватися тільки вздовж однієї осі, в 2D провіднику («нанояма») завширшки W – вздовж двох осей, у 3D провіднику з площею перерізу A – електрони квазікласично рухаються вздовж усіх трьох декартових осей.

Згідно із загальноприйнятою домовленістю [9], опір R і його питоме значення ρ для провідників усіх трьох вимірностей запишемо так:

$$R_{1D} = \rho_{1D}L; \quad \rho_{1D} = \frac{1}{n_L q \mu}, \quad (76)$$

$$R_{2D} = \rho_{2D} \frac{L}{W}; \quad \rho_{2D} = \frac{1}{n_S q \mu}, \quad (77)$$

$$R_{3D} = \rho_{3D} \frac{L}{A}; \quad \rho_{3D} = \frac{1}{n q \mu}, \quad (78)$$

де μ – рухливість електронів, а n_L , n_S і n – концентрація електронів для провідників розмірності 1D, 2D і 3D, співвіднесена до їх довжини, площі й об'єму відповідно. Тому питомий опір має різну розмірність залежно від розмірності провідника. Такий запис фізично цілком коректний: у всіх випадках опір пропорційний довжині провідника, а для 2D і 3D провідників – ще й обернено пропорційний, відповідно, ширині W і площі A поперечного перерізу провідника, оскільки збільшення W та A фізично еквівалентне паралельному з'єднанню провідників. І, разом із цим, ми побачимо, що вирази (76) – (78) не завжди коректні: несподіванки зустрічаються навіть у таких простих на позір пристроях, якими є резистори різної вимірності.

Формула Ландауера для провідності

$$G = \frac{2q^2}{h} \int T(E)M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE \quad (79)$$

буде для нас вихідною точкою; вона справед-

лива для провідників будь-якої вимірності, якщо тільки використано коректні вирази для числа мод провідності $M(E)$.

Розгляньмо 2D провідник, провідність якого запишемо в вигляді

$$G = \frac{1}{\rho_{2D}} \frac{W}{L} = \sigma_S \frac{W}{L}. \quad (80)$$

Пізніше ми пересвідчимося, що в масивних і довгих 2D провідниках, які працюють у дифузійному режимі, питома поверхнева провідність σ_S не залежить від ширини W і довжини L провідника, натомість для коротких провідників σ_S починає залежати від довжини провідника, а для вузьких провідників провідність зростає зі збільшенням їхньої ширини східчасто.

Основну увагу ми приділимо 2D провідникам, хоч схожі міркування й викладки можна провести й для 1D та 3D провідників (для них ми наведемо лишень кінцеві формули). Щодо формули Ландауера (79) нагадаємо, що множник $(-\partial f_0 / \partial E)$ є наслідком розкладу в ряд Тейлора різниці функцій розподілу на контактах провідника у припущенні, що температура обох контактів однакова.

7.1. 2D балістичні резистори

У балістичних 2D резисторах коефіцієнт проходження $T(E) = 1$, а число мод провідності в (79), згідно до (33), $M(E) = WM_{2D}(E)$. Розгляньмо докладніше множник $(-\partial f_0 / \partial E)$ у формулі Ландауера, який отримав назву «фермівського вікна провідності».

На рис. 5 якісно зображено графік функції Фермі $f_0(E)$ і функції $(-\partial f_0 / \partial E)$ в залежності від енергії E .

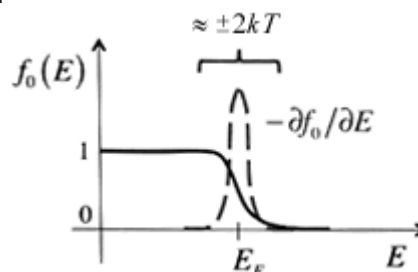


Рис. 5 – Фермівське вікно провідності.

Ми бачимо, що функція $(-\frac{\partial f_0}{\partial E})$ суттєво відмінна від нуля тільки в околі $\sim \pm 2 kT$ поблизу енергії Фермі E_F . Площа під цією кривою дорівнює одиниці, тож для низьких температур фермівське вікно провідності можна записати через дельта-функцію:

$$-\frac{\partial f_0}{\partial E} \approx \delta(E - E_F). \quad (81)$$

Використовуючи (81) і $T(E) = 1$, з формули Ландауера (79) отримаємо вираз для балістичної провідності

$$G^{ball} = \frac{2q^2}{h} M(E_F), \quad (82)$$

який є загальним і справедливим для резисторів будь-якої вимірності. Якщо число мод невелике, то його можна встановити з експериментальних вимірювань, і тоді провідність і, відповідно, опір не можуть набувати довільних значень, а квантуються згідно з

$$R^{ball} = \frac{h}{2q^2} \frac{1}{M(E_F)} = \frac{12.9}{M(E_F)} [кОм]. \quad (83)$$

Величину $R = \frac{h}{q^2} = 25,812807572 \text{ к}\Omega$ називають сталою Клітцинга на честь ученого, який, відкривши 1980 р. цілочисельний квантовий ефект Холла, вперше виявив можливість квантування опору. У 1998 році саме це значення було оголошено Міжнародним консультативним комітетом еталонним для визначення електричного опору. Наголосімо на важливій обставині: опір у балістичному режимі не залежить від довжини провідника. Це є фізично очікуваним результатом: лінійна залежність опору від L у виразах (76) – (78) є наслідком припущення про дифузійний характер руху електронів, яке було використано «за умовчанням», і за якого довший провідник означає більшу міру розсіяння. Натомість балістичний резистор електрон проходить без розсіяння взагалі.

Той факт, що опір квантується, надійно встановлено експериментально [12, 13]. В екс-

периментах ширина резистора W (2D каналу провідності у квантовій ямі $\text{AlAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) контролювалася електростатичною напругою на затворі V_G (достатньо велика негативна напруга на затворі взагалі «закриває» канал для електронів, і провідність стає рівною нулеві). Балістичний режим транспорту забезпечувався низькою температурою. Зі зменшенням негативної напруги на затворі й відповідним збільшенням ширини резистора провідність зростає сходишками (рис. 6) у відповідності до формули (82).

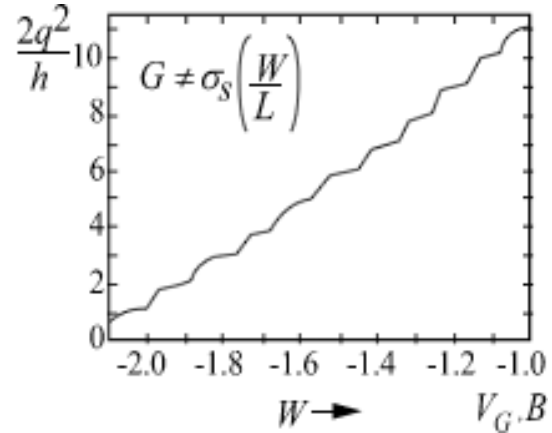


Рис. 6 – Квантування провідності електронного газу в інтерфейсі $\text{AlAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [12, 13].

Відзначмо, що сходишковий характер провідності в сучасних експериментах спостерігається навіть при кімнатних температурах завдяки проведенню вимірювань на нанорезисторах, де балістичний режим транспорту зумовлений вже не низькою температурою, а малими лінійними розмірами резистора між контактами 1 і 2.

7.1.1. Широки 2D балістичні резистори при $T = 0^\circ \text{ K}$

Ширина W резистора може стати настільки великою, що на ній вкладається дуже велике число півдовжин де бройлівських хвиль, і тому число мод провідності експериментально визначити вже неможливо. В цьому випадку, наприклад, для параболічного закону дисперсії з формул (34) і (43) маємо:

$$M(E_F) = WM_{2D}(E_F) = g_v W \frac{\sqrt{2m^*(E_F - E_C)}}{\pi \hbar}. \quad (84)$$

Число мод M_{2D} зручно пов'язати з поверхневою концентрацією електронів n_s , яку зазвичай можна надійно визначити експериментально. Всі стани з хвильовими векторами $k < k_F$ при $T = 0^\circ K$ зайнято електронами. Для поверхневої концентрації маємо:

$$n_s = g_v \frac{\pi k_F^2}{(2\pi)^2} \times 2 = g_v \frac{k_F^2}{2\pi}, \quad (85)$$

де двійка враховує спінове виродження, а g_v – долинне виродження. Звідси знаходимо k_F через поверхневу концентрацію і підставляємо в (37), тож остаточно

$$M_{2D}(E_F) = \sqrt{2g_v \frac{n_s}{\pi}}. \quad (86)$$

Рівняння (86) пов'язує число мод при енергії, що дорівнює енергії Фермі, з поверхневою густиною електронів 2D балістичного провідника. Звернімо увагу на те, що цей результат не передбачає якогось певного закону дисперсії, важливо лишень, що зонна структура ізотропна. А ось зв'язок k_F і E_F вже потребує конкретного закону дисперсії. Наприклад, для параболічної дисперсії хвильовий вектор k_F визначається з

$$\frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} = E_F - E_C. \quad (87)$$

7.1.2. Широки 2D балістичні резистори при $T > 0^\circ K$

Наближення (81) добре працює при низьких температурах. При вищих, або ж кімнатних температурах інтеграл у формулі Ландауера (79) слід ретельно обраховувати. Скориставшись виразом для фермівської функції, для балістичної 2D провідності ($T = 1$) маємо:

$$G_{2D}^{ball} = \frac{2q^2}{h} \int WM_{2D}(E) \left(-\frac{\partial}{\partial E} \right) \frac{1}{\exp(E - E_F/kT) + 1} dE. \quad (88)$$

Такі інтеграли часто зустрічаються в фізиці напівпровідників. Розглянемо інтеграл у (88) докладніше.

Фермівська функція f має корисну властивість:

$$\left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) = \left(+\frac{\partial f}{\partial E_F} \right), \quad (89)$$

яка дозволяє похідну в формулі (88) винести з-під знаку інтегралу. Тоді замість (88) з урахуванням (34) одержимо:

$$G_{2D}^{ball} = \frac{2q^2}{h} \frac{g_v W \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \left(\frac{\partial}{\partial E_F} \right) \int_0^\infty \frac{\sqrt{E - E_C}}{\exp(E - E_F/kT) + 1} dE. \quad (90)$$

Далі введемо нові змінні:

$$\eta \equiv (E - E_C) / kT; \quad \eta_F \equiv (E_F - E_C) / kT, \quad (91)$$

що дозволяє перетворити інтеграл (90) до вигляду

$$G_{2D}^{ball} = \frac{2q^2}{h} \frac{g_v W \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \left(\frac{\partial}{\partial \eta_F} \right) \int_0^\infty \frac{\sqrt{\eta}}{\exp(\eta - \eta_F) + 1} d\eta. \quad (92)$$

Інтеграли цього типу аналітично не обчислюються. Вони часто зустрічаються в фізиці напівпровідників і отримали назву інтегралів Фермі – Дірака. До виразу (92) входить інтеграл

$$\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\eta^{1/2}}{\exp(\eta - \eta_F) + 1} d\eta, \quad (93)$$

який називається інтегралом Фермі – Дірака порядку одна друга.

При диференціюванні інтегралу Фермі – Дірака по його параметру порядок інтегралу знижується на одиницю:

$$\frac{dF_j(\eta_F)}{d\eta_F} = F_{j-1}(\eta_F). \quad (94)$$

Використаємо цю властивість і перепишемо вираз (92) так:

$$G_{2D}^{ball} = \frac{2q^2}{h} \frac{g_v W \sqrt{2m^* kT}}{\pi \hbar} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F) = \frac{2q^2}{h} \langle WM_{2D} \rangle, \quad (95)$$

де

$$\langle M \rangle = \langle WM_{2D} \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} WM_{2D}(kT) \mathfrak{S}_{-1/2}(\eta_F), \quad (96)$$

а $WM_{2D}(kT)$ – це $WM_{2D}(E - E_C)$, обчислене при енергії $E - E_C = kT$. Порівнюючи (95) з (82), ми бачимо, що провідність 2D балістич-

них резисторів при скінченних температурах має той самий вигляд, що й при $T = 0^\circ K$: потрібно тільки замінити число мод $M(E_F)$ на $\langle M \rangle$ згідно з (96). Величина $\langle M \rangle$ – це число мод провідності 2D балістичного резистора при скінченних температурах у фермівському вікні провідності $-\partial f_0 / \partial E$.

При опрацюванні експериментальних даних для 2D провідників частіше легше визначити поверхневу концентрацію електронів n_S , аніж енергію рівня Фермі E_F , проте, вони пов'язані між собою і, знаючи n_S , можна знайти E_F . Для параболічної дисперсії цей зв'язок дається таким виразом:

$$n_S = \int_0^\infty D_{2D}(E) f_0(E) dE = g_v \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \mathfrak{Z}_0(\eta_F) = N_{2D} \mathfrak{Z}_0(\eta_F). \quad (97)$$

Ми розглянули тільки один приклад 2D резистора з параболічним законом дисперсії. Аналогічні інтеграли Фермі – Дірака різного порядку часто зустрічаються в задачах про провідники різної розмірності з різною зонною структурою. Тому корисно зупинитися на властивостях інтегралів Фермі – Дірака докладніше.

7.1.3. Інтеграл Фермі – Дірака

Інтеграл Фермі – Дірака порядку j в загальному вигляді записується як

$$\mathfrak{Z}_j(\eta_F) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{\eta^j}{\exp(\eta - \eta_F) + 1} d\eta, \quad (98)$$

де гамма-функція при n цілому додатному дорівнює:

$$\Gamma(n) = (n-1)!; \quad (99)$$

у загальному випадку

$$\Gamma(p+1) = p\Gamma(p) \quad (100)$$

і

$$\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}. \quad (101)$$

Важливою властивістю інтегралу Фермі – Дірака є пониження його порядку при диференціюванні інтегралу за його параметром (94). Наприклад, існує очевидний аналітичний вираз для інтегралу нульового порядку [14]:

$$\mathfrak{Z}_0(\eta_F) = \log(1 + e^{\eta_F}). \quad (102)$$

Тоді для інтегралу мінус першого порядку маємо:

$$\mathfrak{Z}_{-1}(\eta_F) = \frac{d\mathfrak{Z}_0(\eta_F)}{d\eta_F} = \frac{1}{e^{-\eta_F} + 1}. \quad (103)$$

Діючи таким чином далі, можемо отримати аналітичні поліноміальні вирази для будь-якого цілого від'ємного порядку [14 – 16].

Для невідроджених напівпровідників носії описуються статистикою Максвелла – Больцмана,

$$\eta_F = (E_F - E_C) / kT \ll 0, \quad (104)$$

і тому для них інтеграл Фермі – Дірака будь-якого порядку зводяться до експонент:

$$\mathfrak{Z}_j(\eta_F) \rightarrow e^{\eta_F}. \quad (\eta_F \ll 0) \quad (105)$$

Докладну інформацію про роль інтегралів Фермі – Дірака в фізиці напівпровідників, асимптотичні й наближені вирази для них, методи й алгоритми високоточних і наближених методів їх розрахунку можна знайти в [16].

7.1.4. 2D дифузійні резистори

Перейдімо від розгляду балістичного транспорту з коефіцієнтом проходження $T(E) = 1$, до дифузійного транспорту з $T(E) = \lambda(E)/L$. Модель ЛДЛ застосовна до провідників будь-якої вимірності, однак, ми як і раніше зосередимося на 2D резисторах, а пізніше наведемо остаточні результати для 1D і 3D резисторів.

Формулу Ландауера (79) перепишемо з урахуванням (33) для 2D резистора в дифузійному режимі, а саме:

$$G_{2D}^{diff} = \frac{2q^2}{h} \frac{W}{L} \int \lambda(E) M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (106)$$

Поява множника W/L узгоджується з традиційним визначенням (77) опору 2D провідника. В моделі ЛДЛ пропорційність провідності ширині резистора W пояснюється тим, що число мод провідності 2D провідника має бути пропорційне його ширині, а обернена пропорційність довжині провідника L спричинена дифузійним режимом.

7.1.5. Широки 2D дифузійні резистори при $T = 0^\circ \text{K}$

Для низьких температур вираз (106) суттєво спрощується за рахунок звуження фермівського вікна провідності (81), тож можна відразу записати

$$G_{2D}^{diff} = \frac{2q^2}{h} \frac{W}{L} M_{2D}(E_F) \lambda(E_F) = \frac{\lambda(E_F)}{L} G_{2D}^{ball}, \quad (107)$$

де балістична провідність визначається виразом (82). Якщо відома довжина вільного пробігу λ , то провідність у дифузійному режимі можна вирахувати через її значення в балістичному режимі.

Вище ми обговорили провідність в області низьких температур окремо для балістичного, й окремо для дифузійного режиму. Однак можна розглянути весь спектр режимів при переході від балістичного до дифузійного. Використаємо загальний вираз для коефіцієнту проходження (56)

$$T(E) = \frac{\lambda(E)}{\lambda(E) + L}, \quad (108)$$

тоді

$$G_{2D} = \frac{2q^2}{h} W M_{2D}(E_F) \frac{\lambda(E_F)}{\lambda(E_F) + L} = \frac{\lambda(E_F)}{\lambda(E_F) + L} G_{2D}^{ball}, \quad (109)$$

а для опору маємо:

$$R_{2D} = \left(1 + \frac{L}{\lambda(E_F)}\right) R_{2D}^{ball}. \quad (110)$$

Отриманий результат свідчить, що при низьких температурах опір 2D резистора в дифузійному режимі пропорційний довжині провідника, а в балістичному режимі - від довжини провідника не залежить.

7.1.6. Широки 2D дифузійні резистори при $T > 0^\circ \text{K}$

При ненульових температурах інтеграл (106) потрібно вираховувати. Діятимемо далі так: помноживши й розділивши його на

$$\langle M_{2D} \rangle \equiv \int M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE, \quad (111)$$

перепишемо (106) як:

$$G_{2D}^{diff} = \frac{2q^2}{h} \langle WM_{2D} \rangle \frac{\langle \langle \lambda \rangle \rangle}{L} = \frac{\langle \langle \lambda \rangle \rangle}{L} G_{2D}^{ball}, \quad (112)$$

де $\langle WM_{2D} \rangle$ визначається виразом (96), а усереднене значення довжини вільного пробігу визначається як

$$\langle \langle \lambda \rangle \rangle = \frac{\int \lambda(E) M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE}{\int M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE} = \frac{\langle M \lambda \rangle}{\langle M \rangle}. \quad (113)$$

Вираз (112) за формою такий самий, як і (107). При низьких температурах ми $\langle M \rangle$ заміняємо на $M(E_F)$, а $\langle \langle \lambda \rangle \rangle$ на $\lambda(E_F)$. Одиничні й подвійні кутові дужки вказують тільки на те, як здійснюється усереднення.

Щоб реально оцінити усереднене значення довжини вільного пробігу, потрібно знати дисперсійне співвідношення й вираз для залежності $\lambda(E)$. У випадку найбільш розповсюджених механізмів розсіяння $\lambda(E)$ може бути апроксимоване степеневим виразом [17]

$$\lambda(E) = \lambda_0 \left(\frac{E - E_C}{kT}\right)^r, \quad (114)$$

де значення показника степені r визначається вибором конкретного механізму розсіювання, а константа λ_0 в типових випадках ще й залежить від температури. Наприклад, при розсіянні електронів на акустичних фонах у 3D провіднику $r = 0$, а на заряджених домішках $r = 2$, що зумовлено різним виглядом інтегралу взаємодії електрона в одному випадку – з фононом, у другому – з кулонівським потенціалом іонізованої домішки [17].

Обидва інтеграли в (113) записуються через інтеграли Фермі – Дірака таким чином:

$$\langle \langle \lambda \rangle \rangle = \lambda_0 \times \left(\frac{\Gamma(r + 3/2)}{\Gamma(3/2)}\right) \times \left(\frac{\mathfrak{F}_{r-1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_F)}\right). \quad (115)$$

Якщо $r = 0$, то середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії, і $\langle \langle \lambda \rangle \rangle = \lambda_0$.

Ми не розглядатимемо весь спектр переходу від балістичного режиму до дифузійного. Відзначимо тільки, що, коли середня довжи-

на вільного пробігу не залежить від енергії, то опір резистора дорівнює

$$R = \left(1 + \frac{L}{\lambda_0}\right) R^{ball}, \quad (116)$$

що дуже схоже на вже відомий результат (110).

Далі ми обговоримо з позицій транспортної моделі ЛДЛ деякі загальні питання електронного транспорту, такі, як поняття рухливості носіїв струму, способи запису виразів для поверхонь 2D провідності, дисипацію потужності й падіння напруги в балістичному резисторі, й наведемо основні результати для 1D і 3D провідників.

8. Поняття рухливості

Традиційно обговорення опору провідників починають з визначень (76) – (78), які, однак, не можна застосувати до резисторів, які працюють у балістичному, чи квазібалістичному режимі. У цих режимах не зовсім зрозуміло, що означає рухливість носіїв струму. Транспортна модель ЛДЛ має за відправний пункт формулу Ландауера (79), й тому вона застосовна для всіх транспортних режимів, від балістичного до дифузійного, включаючи всі проміжні випадки. В рамках моделі ЛДЛ взагалі немає потреби звертатися до поняття рухливості. Проте це поняття й донині широко застосовують, попри те, що в окремих випадках воно призводить до непорозумінь. Так, вирази (76) – (78) стверджують, що провідність пропорційна добутковій концентрації електронів і рухливості, тоді як, згідно з формулою Ландауера (79), провідність визначають тільки ті електрони, енергія яких потрапляє в фермів-

ське вікно провідності $(-\partial f_0 / \partial E)$. Для напівпровідників *n*-типу це можуть бути всі електрони в зоні провідності (випадок невідроджених напівпровідників), а може бути й тільки мала їх частина (вироджені напівпровідники). Тому слід обговорити межі застосовності поняття рухливості в рамках концепції ЛДЛ.

Прирівняємо провідність за формулою Ландауера (79) і провідність 2D провідника за виразом (77):

$$G_{2D} = \frac{2q^2}{h} \int T(E) M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE \equiv n_s q \mu \frac{W}{L}. \quad (117)$$

Звідси формальну рухливість для 2D резистора можна записати як:

$$\mu_{2D}^{app} \equiv \frac{2q}{h} \frac{1}{n_s} \int T(E) L M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE. \quad (118)$$

Цей вираз ми візьмемо як визначення рухливості, яке, таким чином, сильно відрізняється від того визначення, яке виникає в моделі Друде [18]

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*}, \quad (119)$$

де τ – середній час розсіяння, або інакше, час релаксації імпульсу. Ми називаємо рухливість (118) формальною, бо це визначення (118) застосовне як для балістичної рухливості, так і для дифузійної. Наприклад, поклавши коефіцієнт проходження $T(E) = 1$, для балістичної рухливості одержуємо:

$$\mu_{2D}^{ball} \equiv \frac{2q}{h} \frac{1}{n_s} \int L M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE; \quad (120)$$

аналогічно, поклавши $T(E) = \lambda(E)/L$, отримаємо вираз для дифузійної рухливості:

$$\mu_{2D}^{diff} \equiv \frac{2q}{h} \frac{1}{n_s} \int \lambda(E) M_{2D}(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE. \quad (121)$$

Концепцію балістичної рухливості ввів у обіг Шур [19]; вона виявилася корисною для аналізу різних електронних пристроїв [20]. Порівнюючи вирази (120) і (121), ми бачимо, що дифузійна рухливість відрізняється від балістичної тільки заміною середньої довжини вільного пробігу на просто довжину балістичного резистора. Така заміна фізично виглядає цілком умотивовано. Адже рівновага в контактах досягається швидко за рахунок інтенсивних процесів розсіяння. Електрон, інжектований у балістичний канал витоком, брав участь у розсіянні у витоку, а наступного разу розсіявся, вже потрапивши у стік. Відстань між цими подіями – якраз і є довжиною резистора L , що й відіграє роль довжини вільного пробігу електрона. А в дифузійному випадку такою довжиною очевидно є $\lambda(E)$.

Проблеми в наноелектроніці виникають в області, проміжній між балістичним і дифузійним граничними режимами. В цій області коефіцієнт проходження визначається виразом (108) і можна показати [20], що для формальної рухливості має місце таке співвідношення:

$$\frac{1}{\mu^{app}} = \frac{1}{\mu^{diff}} + \frac{1}{\mu^{ball}}. \quad (122)$$

Воно схоже на традиційне правило Матіссена [17, 21], що відбиває фундаментальну фізичну обставину: сумарна обернена довжина вільного пробігу електрона дорівнює сумі обернених довжин вільного пробігу щодо всіх можливих механізмів розсіяння. Тому по-інакшому можемо запровадити в (121) формальну довжину вільного пробігу як:

$$\frac{1}{\lambda^{app}} = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{L}. \quad (123)$$

Отже, в граничних випадках формальна довжина вільного пробігу переходить або в реальну середню довжину вільного пробігу (дифузійний режим), або ж у довжину резистора (балістичний режим).

Вважаючи, що закон дисперсії параболічний, навіть у найзагальнішому випадку можемо записати рухливість через інтеграли Фермі – Дірака. Для початку розглянемо найпростіший випадок, коли $T = 0^\circ K$. Концентрація електронів у зоні провідності 2D-провідника дорівнює:

$$n_s = g_v \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_C) = D_{2D} (E_F - E_C), \quad (124)$$

а з формули (33) випливає, що

$$M_{2D} = \frac{\hbar}{4} \langle v_x^+ \rangle D_{2D}, \quad (125)$$

де швидкість

$$\langle v_x^+ \rangle = \frac{2}{\pi} v_F \quad (126)$$

записується через фермівську швидкість v_F .

Використовуючи (120) і (121) разом із (124) і (125), знаходимо, що

$$\mu_{2D}^{ball} = \frac{\bar{D}_{2D}^{ball}}{(E_F - E_C) / q}, \quad (127)$$

$$\mu_{2D}^{diff} = \frac{\bar{D}_{2D}^{diff}}{(E_F - E_C) / q}, \quad (128)$$

де коефіцієнти дифузії визначаються виразами:

$$\bar{D}_{2D}^{ball} = \langle v_x^+ \rangle \frac{L}{2}, \quad (129)$$

$$\bar{D}_{2D}^{diff} = \langle v_x^+ \rangle \frac{\lambda(E_F)}{2}. \quad (130)$$

Рівняння (127) і (128) нагадують співвідношення Ейнштейна між рухливістю і коефіцієнтом дифузії (75), де роль kT відіграє різниця $E_F - E_C$, бо ми розглядаємо випадок, коли $T = 0^\circ K$.

Рівняння (130) дає звичне визначення коефіцієнта дифузії, а ось (129) запроваджує нове поняття «балістичного коефіцієнта дифузії».

9. Способи запису 2D провідності

Згідно з виразом (107), питома дифузійна провідність, або ж інакше поверхнева провідність, при $T = 0^\circ K$ визначається формулою:

$$\sigma_s = \frac{2q^2}{h} M_{2D}(E_F) \lambda(E_F). \quad (131)$$

Однак вирази для поверхневої провідності зустрічаються в різних формах запису. Тому розглянемо ті з них, які зустрічаються найчастіше.

Нам уже відомий вираз для $M_{2D}(E)$ з (33), а саме:

$$M_{2D}(E) = \frac{\hbar}{4} \langle v_x^+(E) \rangle D_{2D}(E), \quad (132)$$

де для середньої швидкості у випадку параболічного закону дисперсії та ізотропної швидкості маємо рівняння (30), а саме:

$$\langle v_x^+ \rangle = \frac{2}{\pi} v. \quad (133)$$

Далі при розгляді загальних питань розсіяння при електронному транспорті для середньої довжини вільного пробігу в (131) ми одержимо

$$\lambda(E) = \frac{\pi}{2} v(E) \tau(E), \quad (134)$$

де τ – час імпульсної релаксації, тобто, час між двома послідовними актами розсіяння. Використовуючи (133) і (134), для поверхневої провідності (131) отримаємо широко використовуваний вираз:

$$\sigma_S = q^2 D_{2D}(E_F) \frac{v^2(E_F) \tau(E_F)}{2}. \quad (135)$$

Визначаючи електронний коефіцієнт дифузії як:

$$\bar{D}(E_F) = \frac{v^2(E_F) \tau(E_F)}{2}, \quad (136)$$

перепишемо (135) ще в одній формі:

$$\sigma_S = q^2 D_{2D}(E_F) \bar{D}(E_F). \quad (137)$$

Нарешті, для параболічного закону дисперсії

$$\frac{1}{2} m^* v^2(E_F) = E_F - E_C, \quad (138)$$

використавши (124), перепишемо (135) як

$$\sigma_S = n_S q \mu, \quad (139)$$

де рухливість має відомий з теорії Друде вигляд

$$\mu = \frac{q \tau(E_F)}{m^*}. \quad (140)$$

Вираз (140) добре відомий і дуже часто використовується, однак він не може бути базовим для аналізу роботи певного електронного пристрою. Типовим прикладом його незастосовності є графен, де зонний спектр є не параболічним, а лінійним, і формально ефективна маса носіїв дорівнює нулеві. Проте вихідні вирази (135) і (137) добре працюють і для графену.

Підіб'ємо підсумки. Ми отримали чотири різні способи запису питомої 2D провідності при $T = 0^\circ \text{K}$. Це вирази (131), (135), (137) і пара виразів (139)–(140). Усі ці вирази еквівалентні, але можуть застосовуватися в різних випадках. Формула (131) пов'язує питому провідність із числом мод провідності. Для користування формулами (135) і (137) потрібно знати густину станів резистора і швидкість носіїв

(або їх коефіцієнт дифузії) для енергії Фермі. Вираз (139) пов'язує питому провідність із поверхневою концентрацією електронів. Звичайно, роль фермівського вікна провідності $(-\partial f_0 / \partial E)$ залишається колишньою: провідність визначають тільки ті електрони, енергія яких потрапляє у вікно $\sim \pm 2 kT$ в околі енергії E_F .

При ненульових температурах замість виразу (131) маємо:

$$\sigma_S = \frac{2q^2}{h} \int M_{2D}(E) \lambda(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (141)$$

Зручно ввести питому поверхневу провідність у диференціальній формі $\sigma'_S(E)$, а саме:

$$\sigma_S = \int \sigma'_S(E) dE, \quad (142)$$

де

$$\sigma'_S(E) = \frac{2q^2}{h} M_{2D}(E) \lambda(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right). \quad (143)$$

Повну провідність (142) одержуємо підсумовуванням провідностей за всіма модами резистора. Формулу (143) для випадку ненульових температур можна записати по-різному так само, як це було показано вище для $T = 0^\circ \text{K}$.

10. Дисипація потужності в балістичних резисторах

Будь-який провідник, на який подано напругу V , розсіює потужність $P = VI = V^2/R$. Дисипація потужності зазвичай відбувається внаслідок електрон-фононої взаємодії, енергія якої передається гратці провідника й провідник через це гріється. В балістичних резисторах транспорт електронів відбувається без розсіяння, однак розсіювана потужність далі дорівнює V^2/R . Де ж ця потужність розсіюється? Оскільки дисипація потужності не може відбуватися в каналі провідності, то відповідь єдина – на контактах, де відбуваються інтенсивні процеси розсіяння, скеровані на швидке відновлення рівноважних значень електрохімічних потенціалів.

Дисипація потужності в балістичному резисторі ілюструється на рис. 7.

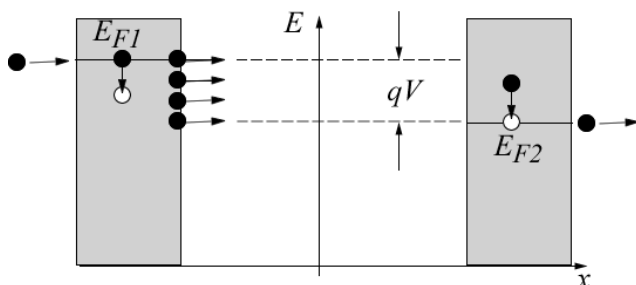


Рис. 7 – Дисипація потужності в балістичному каналі відбувається на контактах.

Струм виникає в фермівському вікні, створеному різницею фермівських функцій $f_1 - f_2$, відмінною від нуля, і, відповідно, різницею електрохімічних потенціалів $E_{F1} - E_{F2} = qV$. Як схематично зображено на рис. 7, коли електрон залишає контакт 1, у спектрі цього контакту утворюється незаповнений стан («дірка»). Досягнувши без розсіювання (балістично) контакту 2 з надлишком енергії порівняно з хімпотенціалом E_{F2} , електрон втрачає цей надлишок шляхом непружного розсіювання на контакті 2. Якщо електрон має енергію посередині вікна $E_{F1} - E_{F2} = qV$, то втрата енергії на контакті 2 складатиме $qV/2$ (половина потужності розсіюється на контакті 2). Зарядова нейтральність контакту 2 відновлюється тоді, коли електрон залишить контакт 2 і через зовнішнє коло досягне контакту 1. Електрон входить у контакт 1 з енергією E_{F1} , втрачає енергію непружно, заповнюючи собою «дірку», і розсіюючи потужність $qV/2$ на контакті 1.

Легко узагальнюючи ці міркування на будь-яку енергію електрона у вікні $E_{F1} - E_{F2} = qV$, доходимо висновку, що при транспорті електрона в балістичному каналі в режимі лінійного відгуку на двох контактах розсіюється сумарна потужність IV .

11. Падіння напруги в балістичних резисторах

В дифузійному режимі роботи однорідного резистора напруга падає лінійно вздовж його довжини. А як падає напруга в балістичному резисторі? Відповідь очікувана – на контактах (рис. 8).

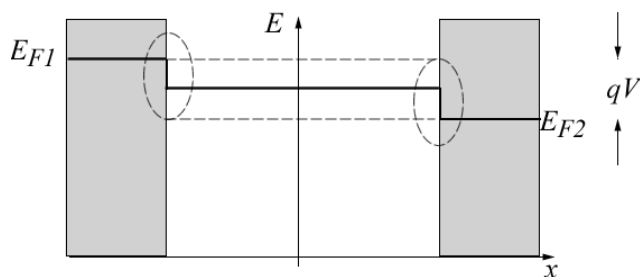


Рис. 8 – В балістичному резисторі з рівноправними контактами падіння напруги $V = (E_{F1} - E_{F2})/q$ розподіляється на контактах порівну.

В контакті 1 існує один визначений рівень Фермі E_{F1} , аналогічно і в контакті 2 існує теж один рівень E_{F2} . Всередині ж усього пристрою рівнів Фермі два. Частина електронних станів резистора заповнюється витоком. Оскільки вони перебувають у рівновазі з ним, то заповнені вони відповідно до фермівської функції контакту 1. Аналогічна ситуація має місце з боку стоку. Відповідні стани заповнюються згідно з фермівською функцією контакту 2. Розрахунок середнього значення електрохімічного потенціалу всередині балістичного резистора [5] дає результат, зображений на рис. 8. Коли контакти рівноправні, половина падіння електрохімічного потенціалу відбувається на витоку, половина – на стоці. Тому балістичний опір у 12.9 кОм називають ще квантом контактного опору.

12. 1D і 3D резистори

Формула Ландауера для провідності (79) справедлива для резисторів будь-якої вимірності, потрібно тільки коректно вирахувати число мод провідності $M(E)$. Повернімося до 2D провідника. Він довший у напрямку руху електронів і має скінченну ширину W . Рух електронів у перпендикулярному до довжини й ширини напрямку обмежений потенціальною ямою, їхня енергія квантується і визначається для нескінченно глибокої ями виразом:

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2} n^2, \quad (144)$$

де a – ширина потенціальної ями, n – ціле квантове число, яке перераховує рівні енергії

(«підзони»), з котрих заповнено електронами ті, що розташовані нижче від рівня Фермі. Кожна з підзон є модою (каналом) провідності для струму. Якщо ширина резистора W достатньо велика, то енергії нижчих підзон близькі одна до одної, і багато цих підзон заселено електронами. В цьому випадку число підзон пропорційне ширині резистора W , а для числа мод провідності маємо:

$$M(E) = WM_{2D}(E) = \sum_{n=1}^N W g_v \frac{\sqrt{2m^*(E - \varepsilon_n)}}{\pi \hbar}, \quad (145)$$

де сума береться за всіма підзонами.

Тепер розгляньмо 1D провідник. Його можна уявити як гранично вузький 2D резистор. Якщо його ширина стає такою ж малою, як і товщина уздовж осі z , то всі підзони розташовані далеко одна від одної за енергією, і їх можна легко полічити, так що згідно з (33)

$$M(E) = M_{1D}(E) = \text{Число підзон з енергією, меншою від } E. \quad (146)$$

Нарешті, якщо й товщина, й ширина великі, значно більші від де бройлівської довжини хвилі, то ми маємо об'ємний 3D провідник, де всі підзони розташовані близько одна від одної і число мод провідності згідно з (33) дорівнює:

$$M(E) = AM_{3D}(E) = Ag_v \frac{m^*(E - E_C)}{2\pi \hbar^2}, \quad (147)$$

де A – площа поперечного перерізу 3D провідника.

Для 1D резистора має місце суворе квантове обмеження руху в двох вимірах і число мод провідності дається простим виразом (146). Для 2D резистора суворе квантове обмеження залишається для руху вздовж тільки однієї осі, і число мод визначається виразом (145). Для 3D резистора квантових обмежень немає і число мод дається виразом (147). Ще раз нагадаємо, що формули (145) і (147) записано для параболічної дисперсії. Але їх неважко переписати для будь-якої аналітично визначеної дисперсії, наприклад, для лінійної, як це має місце в графені, якому ми присвятимо окрему статтю у рамках викладу концепції «знизу – вгору» транспортної моделі ЛДЛ. Якщо дисперсія задається емпірично, то залишається

застосувати чисельні методи. Щойно число мод оцінене, інтеграл у формулі Ландауера для провідності (79) також неважко оцінити для провідників будь-якої вимірності.

Вираз Ландауера (79) часом зручніше записати в іншому вигляді, а саме:

$$G = \frac{2q^2}{h} \langle\langle T \rangle\rangle \langle M \rangle, \quad \langle M \rangle = \int M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE, \quad (148)$$

$$\langle\langle T \rangle\rangle = \frac{\int T(E) M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE}{\int M(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE}.$$

Скористаємося загальним виразом для коефіцієнту проходження (108) і для простоти припустімо, що середня довжина вільного пробігу стала і дорівнює λ_0 . Тоді для провідності маємо:

$$G = \frac{2q^2}{h} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L} \langle M \rangle. \quad (149)$$

У випадку параболічного закону дисперсії для 1D резистора запишемо:

$$\langle M_{1D} \rangle = \sum_i \mathfrak{Z}_{-1}(\eta_{Fi}), \quad (150)$$

де

$$\eta_{Fi} = \frac{E_F - \varepsilon_i}{kT}. \quad (151)$$

і підсумовування в (150) ведеться за підзонами.

При $T = 0^\circ \text{K}$ провідність 1D резистора спрощується до

$$G_{1D} = \frac{2q^2}{h} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L} \times \text{Число підзон з енергією, меншою від } E_F. \quad (152)$$

У випадку статистики Максвелла – Больцмана

$$G_{1D} = q n_L \mu^{app} \frac{1}{L}, \quad (153)$$

де

$$\mu^{app} = \frac{\bar{D}}{(kT/q)}, \quad (154)$$

$$\bar{D} = \frac{v_T \lambda^{app}}{2}, \quad (155)$$

$$v_T = \sqrt{2kT / \pi m^*}, \quad (156)$$

$$\frac{1}{\lambda^{app}} = \frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{L}. \quad (157)$$

Для 2D резистора одержуємо:

$$\langle M \rangle = W \langle M_{2D} \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} W M_{2D}(kT) \sum_i \mathfrak{F}_{-1/2}(\eta_{Fi}), \quad (158)$$

де для параболічного закону дисперсії

$$M_{2D}(kT) = g_v \frac{\sqrt{2m^*kT}}{\pi\hbar}. \quad (159)$$

При $T = 0^\circ K$ вираз (149) для 2D резистора спроститься до

$$G_{2D} = \frac{2q^2}{h} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L} W M_{2D}(E_F). \quad (160)$$

У випадку статистики Максвелла – Больцмана одержуємо:

$$G_{2D} = qn_s \mu^{app} \frac{W}{L}. \quad (161)$$

Нарешті, для 3D резистора маємо

$$\langle M \rangle = A \langle M_{3D} \rangle = A M_{3D}(kT) \mathfrak{F}_0(\eta_F), \quad (162)$$

де

$$M_{3D}(kT) = g_v \frac{m^*kT}{2\pi\hbar^2} \quad (163)$$

і

$$\eta_F = \frac{E_F - E_C}{kT}. \quad (164)$$

При $T = 0^\circ K$ вираз (149) для 3D резистора спрощується до

$$G_{3D} = \frac{2q^2}{h} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L} A M_{3D}(E_F). \quad (165)$$

У випадку статистики Максвелла – Больцмана

$$G_{3D} = qn \mu^{app} \frac{A}{L}. \quad (166)$$

На завершення як приклад наведемо результат аналізу експериментальної вольт-амперної характеристики (ВАХ) вуглецевих нанотрубок. Це майже ідеальні 1D провідники. Експериментальні ВАХ одностінкових вуглецевих нанотрубок у металічному режимі завдовжки 1 мкм при $T = 4, 100, 200^\circ K$ у широкому діа-

пазоні напруг, отримані в [22], зображені на рис. 9.

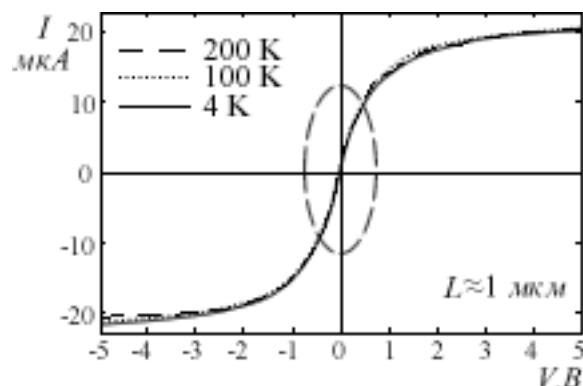


Рис. 9 – Вольт-амперна характеристика одностінкових вуглецевих нанотрубок у металічному режимі при трьох різних температурах [22]. Обведено ділянку лінійного відгуку.

З ділянки лінійного відгуку ВАХ отримуємо значення провідності 22 мкСм. Для таких вуглецевих нанотрубок наближення $T = 0^\circ K$ добре працює навіть для кімнатних температур, оскільки відстань між квантовими рівнями велика, і навіть при $T = 300^\circ K$ заселений електронами лише один найнижчий з-поміж них. Тому ми можемо використовувати вираз для провідності (152). Долинне виродження для вуглецевих нанотрубок дорівнює двійці. В припущенні, що заповнена лише одна підзона, для балістичної провідності одержуємо $G^{ball} = 154$ мкСм. Оцінка середнього шляху вільного пробігу з формули (152) дає $\lambda_0 = 167$ нм, що набагато менше від довжини використаних в експерименті нанотрубок (1 мкм), тому транспорт у таких нанотрубках дифузійний.

У цій статті ми прагнули продемонструвати, як використовувати формулу Ландауера для провідності за відсутності перепаду температур на кінцях провідника. Основні одержані результати можна коротко сформулювати так:

1. Усі провідники мають сталий опір навіть за відсутності розсіяння електронів. Балістичний опір – це нижня межа опору, яка вже не залежить від розмірів провідника. Для сучасних нанопристроїв цю межу можна ви-

явити навіть у експериментах при кімнатній температурі.

2. Балістичний опір квантується, квантом опору є величина $h/2q^2$.

3. Область переходу від балістичного транспорту до дифузійного стандартно описують у моделі ЛДЛ з допомогою коефіцієнту проходження.

4. Резистори усіх вимірностей 1D, 2D і 3D трактують у моделі ЛДЛ на один спосіб, а саме трактування припускає будь-який вигляд закону дисперсії.

5. При вивченні електричних властивостей будь-якого нового матеріалу, включаючи наносистеми, починати слід не від стандартних визначень (76) – (78), а з формули Ландауера (79).

На завершення наголосімо: робота є наслідком прослуховування одним з нас (ЮОК) курсів лекцій «Near-Equilibrium Transport: Fundamentals and Applications», прочитаних он-лайн в 2011 році проф. Марком Лундстромом (Mark Lundstrom), а також «Fundamentals of Nanoelectronics, Part I: Basic Concepts», прочитаних он-лайн в 2012 і 2015 роках проф. Супріє Датта (Supriyo Datta) 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 радіофізичного факультету Київського національного університету імені Т. Г. Шевченка.

Автори щиро вдячні Н. Ю. Кругляк за допомогу в роботі над статтею і в підготовці її до друку.

Список використаної літератури

1. R.Landauer, Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Dev., 1, 3: 223 – 231 (1957).
2. R.Landauer, Electrical resistance of disordered one dimensional lattices// Philos. Mag., 21: 863 – 867 (1970).
3. R.Landauer, Spatial variation of currents and fields due to localized scat-

terers in metallic conduction // J.Math. Phys., 37, 10: 5259 (1996).

4. S.Datta, Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport (Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Company, 2013: 2012, www.nanohub.org/courses/FoN1; 2015, www.edx.org/school/purdue).
5. S.Datta, Electronic Transport in Mesoscopic Systems (Cambridge: Cambridge University Press: 2001).
6. S.Datta, Quantum Transport: Atom to Transistor (Cambridge: Cambridge University Press: 2005).
7. M.Lundstrom, C.Jeong, Near-Equilibrium Transport: Fundamentals and Applications (Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Company: 2013); www.nanohub.org/resources/11763).
8. M.Lundstrom, Nanoscales Transistors (www.nanohub.org/courses/NT).
9. R.F.Pierret, Semiconductor Device Fundamentals (Reading, MA: Addison-Wesley: 1996).
10. C.Jeong, R.Kim, M.Luisier, S.Datta, M.Lundstrom. On Landauer versus Boltzmann and full band versus effective mass evaluation of thermoelectric transport coefficients, J.Appl.Phys., 107: 023707 (2010).
11. Howard C.Berg, Random walks in biology (Princeton: Princeton University Press: 1993).
12. B.J.van Wees, H.van Houten, C.W.J.Benakker, J.G.Williamson, L.P.Kouwenhoven, D.van der Marel, C.T.Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas, Phys. Rev. Lett., 60: 848 (1988).
13. D.F.Holcomb. Quantum Electrical Transport in samples of limited dimensions, Amer. J. Phys., 67, 4: 278 (1999).
14. D.Cvijovic. Fermi – Dirac and Bose – Einstein functions of negative integer order, Theoret. Math. Phys., 161, 3: 163 (2009).
15. R.Dingle. The Fermi – Dirac Integrals, Appl. Scientific Res., 6, 1: 225 (1957).
16. R.Kim, M.S.Lundstrom. Notes

- on Fermi – Dirac Integrals, www.nanohub.org/resources/5475.
17. Lundstrom Mark. Fundamentals of Carrier Transport, 2nd Ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press: 2000).
 18. Peter Yu, Manuel Cardona. Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties (Berlin: Springer: 2010).
 19. M.S.Shur. Low Ballistic Mobility in GaAs HEMTs, IEEE Electron Dev. Lett., 23, 9: 511 (2002).
 20. Jing Wang, Mark Lundstrom. Ballistic Transport in High Electron Mobility Transistors, IEEE Trans. Electron Dev., 50, 7: 1604 (2003).
 21. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, Физика твердого тела (М: Мир:1979).
 22. Zhen Yao, C.L.Kane, C.Dekker. High-Field Electrical Transport in Single-Wall Carbon Nanotubes, Phys. Rev. Lett. 84, 13: 2941 (2000).

Стаття надійшла до редакції 30.06.2015 р.

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

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

УДК 621.382.017

ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ЩО ПРИВЕЛИ ДО ВІДКРИТТЯ p-n ПЕРЕХОДУ УКРАЇНСЬКИМИ УЧЕНИМИ

В. Г. Литовченко

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
e-mail: lvg@isp.kiev.ua*

ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ЩО ПРИВЕЛИ ДО ВІДКРИТТЯ p-n ПЕРЕХОДУ УКРАЇНСЬКИМИ УЧЕНИМИ

В. Г. Литовченко

Анотація. В.Є. Лашкарьов (1903-1973 р.р.) – видатний учений України ХХ століття в галузі фізики напівпровідників та їх прикладних проблем. Основні результати отримані в галузі досліджень поверхні методом дифракції повільних електронів, фотоелектричних властивостей об'єму та поверхні напівпровідників, з вивченням в них термоелектричних ефектів. Використовуючи явище термоелектрорушійної сили на точковому контакті метал-напівпровідник (CuO) відкрив бар'єрну структуру p-n перехід і дав фізично правильне пояснення її унікальних випрямляючих властивостей (публікація в Известиях АН СРСР, с.Физ.5 , № 4-5, с. 442-446, 1941 г.). Згодом (1947 р.) саме така структура з двох суміжних точкових контактів- зондів з напівпровідником (Ge) була використана для відкриття транзисторного ефекта (1947 р., Бардин, Бреттен, Шріфер , нагороджені за це Нобелівською премією).

Структури з p-n переходом є до цього часу базовими для електронного приладобудування.

Ключові слова: напівпровідники, p-n перехід, германій, легування

SEMICONDUCTOR INVESTIGATIONS, LED TO THE p-n JUNCTION DISCOVERY BY UKRAINIAN SCIENTISTS

V. G. Lytovchenko

Abstract. V.E. Lashkarev (1903-1973) – famous scientist of Ukraine in semiconductor physics and application of it. The main achievements were obtained on the first researches of the surface by LEED (low-energy electron diffraction), the photoelectric properties of the bulk and surface of semiconductors, study of the semiconductor surface thermoelectric effects. Last, in particular, lead to discovery of the world level result: observation of the p-n junction on base of hetero structure Cu-Cu₂O-CuO (published in Izv. Acad. Sci. USSR, s.5, #4-5, pp.442-446, 1941). Structure with p-n junction till now is the base for electron device industry.

Keywords: semiconductors, p-n junction, germanium, doping

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, КОТОРЫЕ ПРИВЕЛИ К ОТКРЫТИЮ p-n ПЕРЕХОДА УКРАИНСКИМИ УЧЕНЫМИ

В. Г. Литовченко

Аннотация. В.Е. Лашкарев (1903 - 1973 г.г.) – выдающийся ученый Украины XX века в области физики полупроводников и их прикладных проблем. Основные результаты получены в области исследований поверхности методом дифракции медленных электронов, фотоэлектрических свойств объема и поверхности полупроводников, с изучением в них термоэлектрических эффектов. Используя явление термоэлектродвижущей силы на точечном контакте металл-полупроводник (CuO) открыл барьерную структуру p-n переход и дал физически правильное объяснение ее уникальных выпрямляющих свойств (публикация в Известиях АН СССР, с.Физ.5, № 4-5, стр. 442 -446, 1941 г.). Впоследствии (1947 г.) именно такая структура из двух смежных точечных контактов-зондов с полупроводником (Ge) была использована для открытия транзисторного эффекта (1947 г., Бардин, Бреттэн, Шриффер, награждены за это Нобелевской премией).

Структуры с p-n переходом является до сих пор базовыми для электронного приборостроения.

Ключевые слова: полупроводники, p-n переход, германий, легирование

Вступ

На початку 1941 року в центральних наукових журналах СРСР (Известия АН СРСР та ЖЭТФ). В.Є. Лашкарьовим були опубліковані його оригінальні роботи з дослідження потужного запираючого шару просторового заряду, який виникав на границі між дірковою та електронною ділянками напівпровідника. Це означало відкриття *p-n* переходу, який забезпечує основний механізм роботи напівпровідникових приладів, зокрема пояснює вентильний фотоэффект (так звану вентильну фото-ерс).

Отже, *p-n* перехід було відкрито у лабораторії Київського університету, в CuO_x шарі, з використанням оригінального біелектродного термозонду.

Згодом (1947 р.) *p-n* перехід був перевідкритий на Ge (Бардином, Шоклі, Бреттенном). Він є основною структурною частиною приладів напівпровідникової електроніки й до сьогодні.

Дослідження напівпровідників під керівництвом В. Є. Лашкарьова

Ретельні дослідження напівпровідників В. Є. Лашкарьов розпочав зразу після повернення в м. Київ після заслання (1938 р., тобто, ще до війни). Тоді найбільш розповсюдженими промисловими напівпровідниковими приладами були потужні селенові випростовачі та фоточутливі мідь-оксидні та сірчаносрібні фотоелементи. Механізму випростовування однак не було остаточно встановлено, хоч було ясно, що справа йде про наявність випрямляючого бар'єру, вбудованого, в напівпровідник. Вже тоді В.Є. Лашкарьов запропонував дослідження бар'єрного шару оригінальним методом термоелектричного зонда рис. 1, 2.

Розгорнута стаття В. Є. Лашкарьова на цю тему з'явилась якраз перед самим початком війни в Известиях АН СССР, ser. Fiz., 5, № 4-5, 442-478 (1941), [1]. Йшлося про розробку методу подвійного термозонду (thermo probe), запропонованого автором та застосованого для дослідження бар'єрних шарів міднооксидних (CuOx), сірчатосрібних фотоелементів та селенових випростувачів. Ці експерименти дозволили автору довести, що бар'єрний шар існує по обидва боки поверхневого шару напівпровідника, а носії струму в них мають протилежний знак, тобто *n* (електрони) або *p* (дірки). Запропоновано

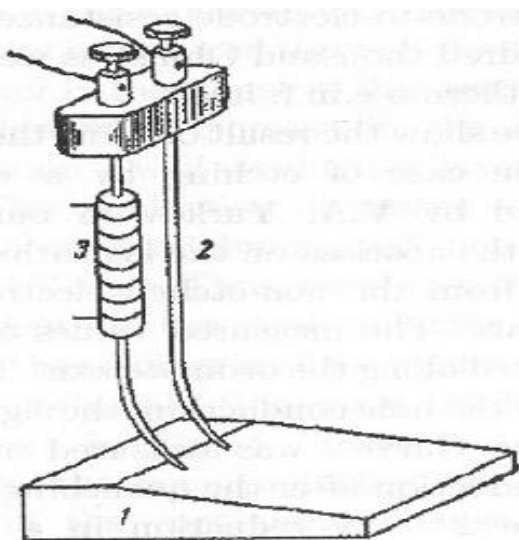


Рис. 1. Експериментальний зразок міднооксидного фотоелемента (1) з термозондом (2) та нагрівником (3).

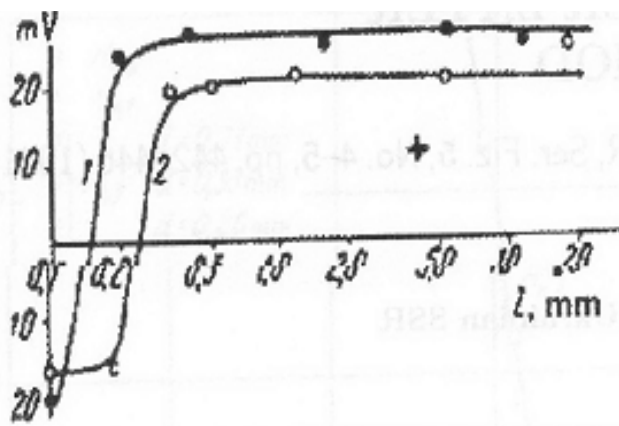


Рис. 2. Зміна величини термо-ЕРС зонду в залежності від відстані на поверхні зразка (1), отриманого після травлення в водному розчині гліцероля; (2) – в розчині ZnSO₄ в гліцерилі [1].

оригінальний механізм формування бар'єрного шару, а саме, наявність просторово розділених центрів з різним знаком захопленого заряду. Ці висновки демонструвались експериментами за зміною знаку термо-ЕРС при зондуванні останньої термозондом в структурі з клиноподібним по товщині профілем, Також була запропонована зонна модель з вигином зон від об'єму зразка (р-типу) до поверхні (п-типу), рис. 3. Це повністю відповідає сучасним уявленням про механізм дії напівпровідникових фотовольтаїчних приладів

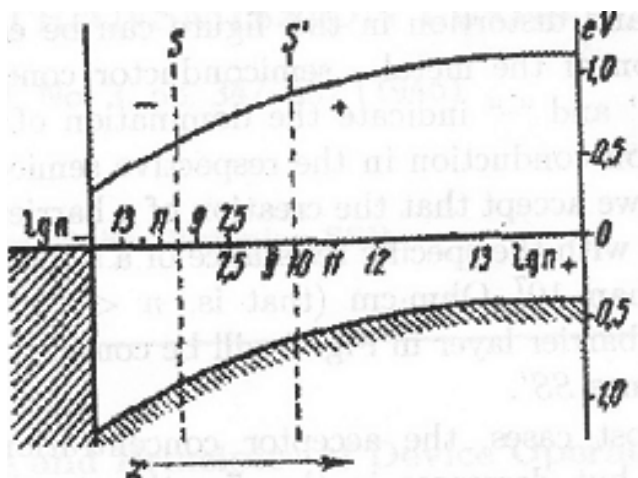


Рис. 3. Енергетична схема фотоелемента (випростувача) [1].

з р-п переходом. Зауважимо, що саме р-п бар'єрні фотоелементи забезпечують максимальні бар'єри (порівняно, наприклад, з

Шотткі контактними). Отже, В. Є. Лашкар'юв принаймні на 10-15 років випередив своїм відкриттям генеральний напрям розвитку напівпровідникової електроніки, як радіоелектроніки, так і фотоелектроніки.

Інший висновок мав принципове значення про явища термоелектрорушійних сил що виникають у напівпровідникових матеріалах. Цей ефект є набагато більшим, ніж в металах (зокрема, в силу слабкої теплопровідності та зміни електропровідності напівпровідників в широких межах). Як видно з рис.2, саме висока координатна роздільна здатність (менш 0,05 мм) дозволила В. Є. Лашкар'юву отримати координатну залежність термо-ЕРС та встановити геометричне положення і оцінити товщину р-п-переходу, що повністю узгоджувалось з його теоретичними розрахунками, виконаними на основі співвідношень рівняння Пуассона.

Згодом В. Є. Лашкар'юв створив в Університеті престижну НВЧ спецлабораторію, до якої були зараховані В. Г. Литовченко та В. І. Стріха.

Довгий час цю унікальну лабораторію очолював Віталій Ілларіонович Стріха, який сформував для неї оригінальний та перспективний напрям – фізика реальних контактів «метал – напівпровідник». Звичайно, в лабораторії були також і інші високофахові співробітники – інженери І. Самбур, І. Радзієвський, Г. Зарубін та ін. Литовченку В. Г. доручили ділянку по дослідженню електричних властивостей германієвого та кремнієвого матеріалу, з якого виготовлялись точкові НВЧ детектори. Віталію Стрісі – ділянку по вимірюванню та дослідженню параметрів цих діодів, випро-стувачів для радіолокаторів. Револьт Миколаєвич Бондаренко відповідав за технологію. Тобто НВЧ лабораторія працювала на повну потужність вже майже з самого початку її заснування передусім завдяки великому впливу В.Є. Лашкар'юва, одного з найдосвідченіших напівпровідниковців світового масштабу. Близько за півтора року, співробітниками НВЧ лабораторії Литовченком В. Г., В. І. Стріхою та В. М. Добровольським, було виконано два цикла робіт: 1) з фізики поверхні в точкових

контактах напівпровідників з металічним електродом, тобто, в НВЧ точкових діодах; та 2) з фізики легування «промислових» напівпровідників – германію та кремнію. Це були одні з перших (а деякі й перші) результати з фізики промислово важливих напівпровідників. Зокрема це стосується досліджень реальної поверхні напівпровідників – напрямку фізики твердого тіла, що тільки починав розвиватись.

На рис. 4 подана світлина засідання наукового семінару В. Є. Лашкар'юва на початку 60-х років, в якому брала участь велика кількість молодих науковців, яких активно залучав В. Є. Лашкар'юв.



Рис. 4. На засіданні наукового семінару в кабінеті В. Є.Лашкар'юва (1960 р.) (зліва направо: В. І. Ляшенко, Г. В. Лашкар'юв, І. М. Дикман, В. Г. Литовченко, М. К. Шейнкман, Г. А. Федорус, К. Д. Глінчук, Н. Б. Лук'янчикова, В. Є. Лашкар'юв).

Як уже зазначалось, дослідження В. Є. Лашкар'юва в галузі напівпровідників (термоелектричних, фотоелектричних, рентгенівських властивостей) розпочались ще в 1939-1941 роках в Інституті фізики АН України та Київському державному Університеті. Досліджувались широкозонні напівпровідники, переважно з прямозонною структурою з великим внеском йонного зв'язку (оксидні CuO , Cu_2O , ZnO , Fe_2O_3 , SeO_x , Ag_2S_3 та ін.).

Дослідження властивостей поверхні спочатку проводились переважно на плоскому контакті метал-напівпровідник В. Є. Лашкар'ювим разом з досвідченими фізиками В. І. Ляшенком, Г. А. Федорусом, а результати

були опубліковані у відомих фізичних журналах – ЖТФ; Изв. АН та ін. (1938-1941 р.р.). Вже тоді В.Є. Лашкар'єв, виконав прекрасний цикл досліджень із конденсаторної фото – ЕРС та по термо-ЕРС точкового контакту. Саме останні дослідження і привели до видатного відкриття В.Є. Лашкар'євим у 1940-му році - відкриття бар'єрної структури р-п переходу, яка складає основу сучасної напівпровідникової електроніки

Нажаль, це глобальне відкриття в зв'язку початком світової війни та з тотальною ізоляцією наших вчених, не стало гідним здобутком людства. Тому з певним запізненням зараз маємо донести до міжнародної спільноти велич досягнень української науки, інформуючи про такого рівня досягнення (як приклад – про І. Пулюя, О. Смакулу, М. Боголюбова), у міжнародних журналах (див. цитоване джерело [2]), на конференціях, семінарах тощо.

Дослідження В. Є. Лашкар'єва в післявоєнні роки було також пов'язано з прямозонними напівпровідниками, переважно – фоточутливими III-V (CdS, CdSe, CaTe, InSb та ін.), хоч за його увагою не залишилися матеріали прикладної електроніки – германій та кремній, тобто напівпровідники з валентним зв'язком та з алмазоподібною кристалічною структурою. Поштовхом до активних досліджень Ge було відкриття в США «поверхневого транзистора» (1947 р.), виготовленого на напівпровідникових структурах з плоскою, хімічно травленою поверхнею з суміжними точковими контактами. Масштабні дослідження більш хімічно стійкого напівпровідника кремнію, дали розробки планарної технології, а також створення польового транзистора на основі SiO₂-Si структури. Кремнієві транзистори вперше були запропоновані в 1957 році фірмою BELL. На цей період також припадає розгортання досліджень Ge та Si під керівництвом В. Є. Лашкар'єва в названій НВЧ спецлабораторії в Києві. Нижче наведемо декілька знакових результатів, отриманих вказаними співробітниками НВЧ лабораторії під керівництвом В. Є. Лашкар'єва [3-8]. Це стосується перших публікацій, де були досліджені властивості поверхні германію та кремнію в точко-

вому контакті, описана повільна зарядка – розрядка поверхневих станів широко вживаного точкового НВЧ діода конструкції: «бронзова голка – хімічно оброблена реальна поверхня германію». Виявлено визначальний вплив поверхневих станів на величину бар'єру та на поверхневі фотоэффекти: конденсаторну фото-ЕРС, а також на провідність тонких пластин (так званий ефект поля). Ці досліди стали базовими при формуванні загальної тематики названої спецлабораторії на всі наступні роки.

Наступний етап досліджень та цикл публікацій з співавторством В. Є. Лашкар'єва були викладені в центральних академічних фізичних журналах: ЖТФ, 1957, ФТТ, 1959, УФЖ, 1959). Отримано нові результати з легування германію мілкою донорною домішкою групи V антимоніду (Sb), та акцепторною домішкою – берилію (Be), групи II. Було показано, що досліджені добре розчинні домішки вводять мілкі рівні (центри), що першу чергу зсуває об'ємний рівень Фермі. Причому сурма не вводить додаткових рекомбінаційних центрів, а лише впливає на зростання рекомбінації через зміну заповнення зарядами вже існуючого «власного» центра, ймовірно, пов'язаного з комплексами структурних дефектів, що виникають при рості кристалу. Тоді як інша картина реалізується для берилію, додатково до цього механізму, берилій також вводить нові рекомбінаційні рівні, тому не є бажаною легуючою домішкою.

Робота, опублікована разом з В. Є. Лашкар'євим у центральному журналі в 1957 році (ЖТФ, 1957, т. 27, в.11, с.2437), мала назву: «Зависимость времени жизни сторонних носителей тока от концентрации примеси сурьмы в германии» (В. Е. Лашкар'єв, В. Г. Литовченко, И. М. Омеляновская, Р.Н. Бондаренко и В. И. Стриха). Її значення полягало в тому, що для роботи біполярних напівпровідникових приладів важливу роль відіграє така характеристика матеріалу, як час життя збуджених носіїв струму. Було відомо, що введення домішок до германію (наприклад нікелю, заліза, сурми та деяких інших), різко зменшує величину часу життя, але не була з'ясована природа цих змін. У даній роботі матеріал

вперше досліджувався в широкому діапазоні концентрацій Sb методом фото-ерс. Була ідентифікована природа зміни часу життя нерівноважних носіїв струму, а саме – зміна заповнення рекомбінаційних рівнів вихідного матеріалу.

У роботах, що були виконані невдовзі під керівництвом В. Є. Лашкар'ова (УФЖ, 1959, т. 4, № 3, с. 372-375. «Властивості германію з домішкою берилію» автори В. Є. Лашкар'ов, Р. М. Бондаренко, В. М. Добровольський, Г. П. Зубрін, В. Г. Литовченко, В. І. Стриха) досліджувався германій, легований елементом другої групи Періодичної таблиці Менделєєва – берилієм, який, як з'ясувалось, дає два рекомбінаційних рівня. Вирощування кристалів германію провадилося методом Чохральського. Одержані монокристали германію мали передбачений розрахунками питомий опір від 10^{-1} до 20 Ом см і провідність р-типу. З'ясувалась також аномально висока розчинність берилію, а саме, максимальна розчинність берилію при температурі затвердіння розплаву досягала 10^{19} см⁻³. Детальне дослідження германію, легovanого берилієм, було описано в роботі, опублікованій в новому на той час центральному академічному журналі Фізика Твердого Тіла (ФТТ), 1959, (збірник. ст.№ 2, с. 39-46): «Электрические и рекомбинационные свойства германия с примесью бериллия» (В. Е. Лашкарёв, Р. Н. Бондаренко, В. Н. Добровольский, Г. П. Зубрин, В. Г. Литовченко и В. И. Стриха).

Згодом, в Інституті фізики Академії наук України (1956 рік), проводилися дослідження поверхні германію та кремнію вже під безпосереднім керівництвом професора Василя Івановича Ляшенка, видатного українського фізика, заступника В. Є. Лашкар'ова по відділу, але при активному і частому спілкуванні та обговоренні з В. Є. Лашкар'овим.

Згадується активна участь В. Є. Лашкар'ова у обговоренні дискусійних питань, ініційованих новосибірськими фізиками (очолюваними А. В. Ржановим) про природу поверхневих фотоефектів, про вплив поверхневої області просторового заряду, про прилипання фото носіїв на поверхні напівпровідників, про особливості кінетики фотопровідності та про

природу фотovoltaїчних ефектів в умовах сильного впливу поверхні, рекомбінації на ній та про дискретний чи неперервний характер енергетичного спектру поверхневих станів і т. ін. Дискусія (що розпочалась у 1965 році на школі з фізики поверхні (Ужгородський Університет, база «Скалка»), продовжувалась декілька років, і кінець їй поклав лист В. Є. Лашкар'ова до А. В. Ржанова, теж директора (Новосибірського Інституту напівпровідників) де, після детального з ним обговорення, Вадим Євгенович чітко виклав фізичну суть позиції киян на природу та відмінності поверхневих фотоефектів від об'ємних. Суть відмінності полягала у локалізації поверхневого захопленого заряду та формуванні ізольованих поверхневих бар'єрів, що відсутнє у випадку об'єму.

В листі-відповіді В. Є. Лашкар'ов дипломатично написав: ми прийшли до висновку, що наші фізики правильно інтерпретують механізми досліджуваних явищ, а розходження з вами, на нашу думку, носять скоріше термінологічний характер.

Висновки

Підсумуємо описані вище матеріали з дослідження напівпровідників виконані під безпосереднім керівництвом В. Є. Лашкар'ова:

1. Уперше встановлено важливий вплив поверхневих ефектів (зарядження поверхневих рівнів, наявність проміжного діелектричного шару, зміна потенціального бар'єру) на роботу точкових НВЧ діодів.

2. Отримано оригінальний результат з легування германію мілкою донорною домішкою групи V – антимонід (Sb).

Показано, що ця широко вживана домішка не є рекомбінаційною, а формує мілкі легуючі донори. Рекомбінацію забезпечує інший центр, з глибоким рівнем 0.22 eV, який в основі має структурний дефект, що завжди присутній для прийнятої технології виготовлення германію (метод Чохральського).

3. Вперше досліджено рекомбінацію сильно розчинного в германії акцепторного елемента групи II берилію (Be). Встановлено, що Be є

двозарядною домішкою, тому формує 2 рівні: мілкий $E_v = 0,07$ eV (легуючий) та глибокий $E_{VR} \sim 0,17$ eV, який є рекомбінаційним.

4. Показана надвисока ефективність легування берилієм завдяки значній його розчинності (10^{19} см⁻³). Встановлено механізм цього ефекту – малий розмір атомів Be ($r \sim 1$ Å), завдяки чому він легко вбудовується у вузли ґратки без її істотної деформації. Фізичні ефекти та об'єкти досліджень, які запропонував В. Є. Лашкар'ов, залишаються актуальними і зараз і повністю відповідають світовому рівню напівпровідникової науки.

Список використаної літератури

- [1] V.E.Lashkaryov, Investigations of a barrier layer by the thermoprobe method, *Izv.Akad.Nauk SSSR Ser. Fiz.5. No.4-5*, hh.442-446 (1941). (angles frangl. In *Ukr.J.Phys.*, 2008, v.53, p.53-56, Special issue).
- [2] V.Litovchenko, M.Strikha, *European Phys.News*, No.45/1, 2014 “100 Years of Semiconductor Science, The – Ukrainian Contributions”.
- [3] N.M. Omel'janovs'ka, V.G. Litovchenko, V.I. Striha, R.M. Bondarenko, *Dovgochasovi inercijni javishha na tochkovomu germanievomu kontakti. Naukovij shhorichnik za 1956 rik, Vidavnictvo Kiivs'kogo universitetu*, 1957.
- [4] V.I. Striha, R.M. Bondarenko, N.M. Omel'janovs'ka, V.G. Litovchenko, «Vpliv pitomogo oporu i ob'emnogo chasu zhittja nosiiv strumu materialu na strumovu chutlivist' detektoriv santimetrovogo diapazonu», *Visnik Kiivs'kogo Universitetu № 1*, 1958, Serija Fizika ta himija, vip.1.
- [5] V.Є. Lashkar'ov, V.G. Litovchenko, N. M. Omel'janovs'ka, R.M. Bondarenko, V.I. Striha, *Zalezhnist' chasuzhittja storonnih nosiiv strumu vid koncentracii domishki surmi v germanii. Visnik Kiivs'kogo Universitetu № 1*, 1958, Serija Fizika ta himija, vip.1.
- [6] V.E. Lashkarjov, V.G. Litovchenko, N. M. Omel'janovskaja, R.N. Bondarenko, V. I. Striha, *Zavisimost' vremeni zhizni storonnih nositelej toka ot koncentracii primesi sur'mi v germanii. ZhTF*, 1957, t. 27, v.11. s.
- [7] V.Є. Lashkar'ov, R.M. Bondarenko, V.M. Dobrovol's'kij, G.P. Zubrin, V. G. Litovchenko, V.I. Striha, *Vlastivosti germaniju z domishkoju beriliju. UFZh*, 1959, t. 4, № 3, s. 372-375.
- [8] V.E. Lashkarjov, R.N. Bondarenko, V.N. Dobrovol'skij, G.P. Zubrin, V.G. Litovchenko, V.I. Striha. *Jelektricheskie i rekombinacionnye svojstva germanija s primes'ju berillija. FTT*, 1959, sb. statej 2, s. 39-46.

Стаття надійшла до редакції
18.08.2015 р.

PHYSICAL SENSORS

СЕНСОРИ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

УДК 621. 396. 67

ВИПРОМІНЮВАЧ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. І. Лепіх, А. О. Карпенко

Міжвідомчий науково-навчальний фізико-технічний центр
МОН і НАН України при ОНУ ім. І. І. Мечникова
e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

ВИПРОМІНЮВАЧ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З КЕРОВАНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. І. Лепіх, А. О. Карпенко

Анотація. У роботі розв'язана задача поліпшення параметрів Н-секторіального рупорного випромінювача – ширини головної пелюстки діаграми направленості (ДН), зменшення рівня бокових пелюсток, керування формою ДН за допомогою покриття внутрішньої порожнини випромінювача шаром з імпедансними властивостями на основі ребристих періодичних структур. При цьому просторові електромагнітні поля трансформуються в поверхневі хвилі, амплітуди і фази яких можуть бути підібрані таким чином, що забезпечується найменший рівень бічного і заднього випромінювання, внаслідок чого здійснюється значне підвищення коефіцієнта корисної дії, зменшується рівень бічних пелюсток, поліпшується симетричність головної пелюстки ДН випромінювача.

Ключові слова: випромінювач електромагнітних хвиль, поверхневі електромагнітні хвилі, ребриста поверхня з періодичними структурами, імпедансний шар

ELECTROMAGNETIC WAVES RADIATOR WITH CONTROLLED CHARACTERISTICS

Ya. I. Lepikh, A. A. Karpenko

Abstract. The problem of H-sectorial horn-type radiator parameter improvement – the width of the main directional lobe (DL), side lobe level reduction, DL form monitoring with the help of a covering of an internal radiator cavity by a layer with impedance properties is solved on the basis of ridge periodic structures. Thus spatial electromagnetic fields are transformed to surface waves, which amplitudes and phases can be picked up in such a manner that the least level of lateral and back radiation provides, therefore substantial efficiency increase is carried out, the level of a side lobe decreases, symmetry of major lobe of radiator DL is improved.

Keywords: Radiator of electromagnetic waves, surface electromagnetic waves, ridge surface with periodic structures, an impedance layer

ИЗЛУЧАТЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Я. И. Лепих, А. А. Карпенко

Аннотация. В работе решена задача улучшения параметров Н-секториального рупорного излучателя – ширины главного лепестка диаграммы направленности (ДН), уменьшение уровня боковых лепестков, управление формой ДН с помощью покрытия внутренней полости излучателя слоем с импедансными свойствами на основе ребристых периодических структур. При этом пространственные электромагнитные поля трансформируются в поверхностные волны, амплитуды и фазы которых могут быть подобраны таким образом, что обеспечивается наименьший уровень бокового и заднего излучения, в результате чего осуществляется значительное повышение коэффициента полезного действия, уменьшается уровень боковых лепестков, улучшается симметричность главного лепестка ДН излучателя.

Ключевые слова: излучатель электромагнитных волн, поверхностные электромагнитные волны, ребристая поверхность с периодическими структурами, импедансный слой

Вступ

Основними параметрами випромінювачів електромагнітних хвиль НВЧ діапазону є діаграма направленості, коефіцієнти стоячої хвилі та хвилі, що біжить, відбиття та діапазон випромінюваних частот.

Досягнення високої направленості при низькому коефіцієнті відбиття і малих геометричних розмірах антени є важливою задачею в теорії і практиці проектування антен НВЧ. Направлені властивості антени значною мірою залежать від форми фазового фронту в її відповідному перетині (апертурі).

Пристрій у вигляді імпедансної металеві гратки, що може використовуватися як частина конструкції перетворювача [1] дозволяє затримувати поверхневі електромагнітні хвилі (ПЕМХ) над площиною імпедансної металеві гратки з постійним коефіцієнтом затримки ξ у будь-якій точці площини гратки. Однак в цьому випадку, внаслідок сталого значення ξ , фазове співвідношення ПЕМХ на вході і виході гратки залишається незмінним і імпедансна металева гратка виступає тільки в ролі лінії затримки без перетворення форми сигналу, що не дає можливості впливати на форму фазово-

го фронту ПЕМХ, а, отже, і на основні характеристики – ДН та рівень бічного і заднього випромінювання. Також цей пристрій не є випромінювачем електромагнітних хвиль.

В роботі [2] описано пристрій, що являє собою плоский діелектричний хвилевід, розташований над кінцевим числом прямокутних нееквідистантно розміщених в екрані різнорозмірних канавок, що працює на ефекті перетворення поверхневих хвиль в об'ємні. Авторами розв'язана задача дифракції заданої неоднорідної хвилі, що поширюється над кінцевим числом прямокутних нееквідистантно розміщених в екрані різнорозмірних канавок. У цьому випадку над запропонованою ґраткою також виникають затримані ПЕМХ. Однак, вектор Умова-Пойтинга поля розсіювання, що виникає при цьому не рівнобіжний вектору групової швидкості ПЕМХ. У процесі поширення ПЕМХ над поверхнею такої ґратки виникає трансформація ПЕМХ в об'ємну електромагнітну хвилю, що відбивається від ґратки у вільний простір. Такий підхід може бути корисним, але він не дає можливості керувати формою фазового фронту ПЕМХ, який формує ДН і впливає на рівень бічного випромінювання.

В [3] нами запропоновано випромінювач електромагнітних хвиль НВЧ діапазону, що містить радіальну металеву ґратку, ребра якої мають різну висоту. За його допомогою розв'язується задача компенсації фазової похибки у випромінювачі, у якого змінюється лише широка стінка, та металевої імпедансної ґратки з ребрами прямокутного перетину, висота яких змінюється на трасі поширення ПЕМХ по внутрішній поверхні широкої стінки. При цьому кожне ребро ґратки має радіальну кривизну, що забезпечує умову перпендикулярності вектора швидкості ПЕМХ з його площиною.

Однак, по-перше, компенсація фазової похибки при такому рішенні можлива тільки для циліндричних електромагнітних хвиль у внутрішній порожнині для такого типу випромінювача і при умові, що джерело електромагнітних хвиль розташоване у точці, співпадаючій з центром його фазового фронту.

По-друге, при розширенні горизонтальної стінки рупорного випромінювача у його внутрішній порожнині виникають хвилі вищих типів, які будуть поширюватися з іншою швид-

кістю, що призведе до неконтрольованого спотворення форми фазового фронту на виході випромінювача, що в свою чергу призведе до спотворення ДН випромінювача.

В даній роботі поліпшення параметрів Н-секторіального рупорного випромінювача (ширини головної пелюстки, зменшення рівня бокових пелюсток, керування формою ДН) досягається шляхом керування формою фазового фронту, а також траєкторією поширення ПЕМХ.

Основна частина

Задача розв'язана шляхом покриття внутрішньої порожнини випромінювача НВЧ хвиль шаром з імпедансними властивостями, реалізованим на основі ребристих періодичних структур [4]. При цьому просторові поля трансформуються в поверхневі хвилі, амплітуди і фази яких можуть бути підібрані таким чином, щоб забезпечити найменший рівень бічного і заднього випромінювання.

Прямокутні ребра, що мають форму радіальних дуг з радіусом кривизни рівним відстані від точки фазового центра рупорного випромінювача до кожного поточного ребра, висота яких є функцією поперечного перетину широкої стінки випромінювача, при цьому ребра ґратки розташовано прямолінійно і паралельно одна одній, а їх висота змінюється по заданому закону не тільки в поперечному, але і в подовжньому напрямках площини ґратки, вздовж якої поширюються поверхневі електромагнітні хвилі. Внаслідок цього відбувається не тільки кероване затримання ПЕМХ по заданому закону у поперечному перетину ґратки, але і кероване їх затримання у напрямку поширення, що призводить до керованої зміни їхньої траєкторії по заданому закону, і це дозволяє ефективно формувати форму та ширину ДН випромінювача, а також зменшити рівень її бічних пелюсток. На рис. 1. наведено такий випромінювач з керованим фазовим фронтом.

Випромінювач дозволяє здійснювати керування не тільки формою фазового фронту, але і амплітудою ПЕМХ, траєкторією поширення, що дозволяє зменшити рівень хвиль вищих типів, використовувати ефекти фокусування

чи розсіювання ПЕМХ та здійснювати інші маніпуляції з ПЕМХ для ефективного впливу на формування ДН.

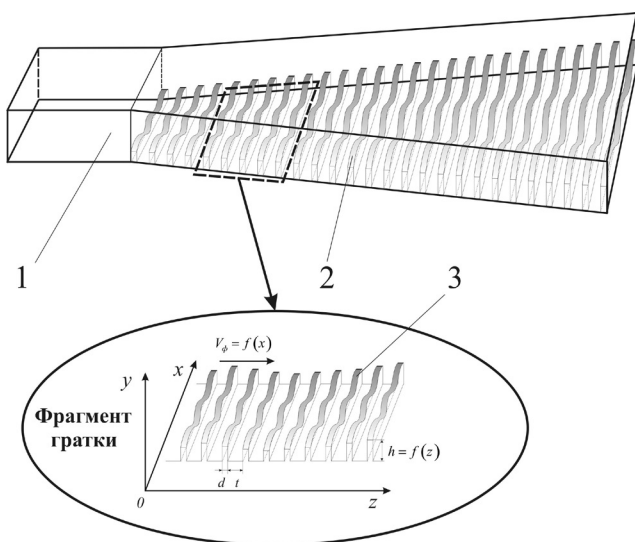


Рис. 1. Випромінювач з керованим фазовим фронтом. 1 – металевий корпус; 2 – ребриста імпедансна металева ґратка; 3 – ребро ґратки, де d – товщина ребра; h – змінна за координатами x і z конструктивна висота; t – відстань між ребрами; V_ϕ – фазова швидкість ПЕМХ, залежна від координат x, z .

Керування фазовою швидкістю ПЕМХ здійснюється за допомогою імпедансної структури у вигляді ребристої періодичної металевої ґратки (2) з прямокутними ребрами (3), висота яких змінюється в подовжньому і поперечному напрямках площини ґратки, вздовж якої поширюються ПЕМХ та реалізується наступним чином: на шляху поширення електромагнітних хвиль у випромінювачі розташовують металеву ґратку, що являє собою плоску металеву поверхню з ребрами різної висоти. У процесі взаємодії електромагнітного поля НВЧ з ребрами ґратки в її приповерхневому шарі виникають ПЕМХ. Фазова швидкість V_ϕ ПЕМХ у кожній точці площини xOz залежить від ефективної висоти ребра в даній точці і визначається співвідношенням:

$$V_\phi(x, z) = c / \sqrt{1 + \left(\frac{t}{t+d}\right)^2 \operatorname{tg}^2\left(\frac{2\pi h_y(x, z)}{\lambda_0}\right)^2}, \quad (1)$$

де d – товщина ребра; c – швидкість поширення електромагнітних хвиль у вільному просторі;

t – відстань між ребрами;

λ_0 – довжина хвилі у середині діапазону;

h_y – ефективна висота ребра, яка визначається за формулою:

$$h_y = h - 0.14(d + t), \quad (2)$$

де h – конструктивна (фактична) висота ребра.

Рівняння (1) пов'язує фазову швидкість ПЕМХ з геометрією кожної точки ребер імпедансної металевої ґратки, що обґрунтовує розв'язок поставленої задачі.

При $z = \text{const}$ траєкторія поширення ПЕМХ є прямолінійною і ґратка призводить до керованого затримання ПЕМХ тільки у площині, перпендикулярній вектору потоку густини потужності Умова-Пойтинга.

Механізм керування швидкістю поширення фазового фронту ПЕМХ полягає в залежності швидкості її поширення від висоти ребер імпедансної металевої ґратки, над якою поширюється ПЕМХ.

Висновки

В роботі показана можливість створення випромінювачів електромагнітних хвиль НВЧ діапазону рупорного типу, що можуть застосовуватись, зокрема, в антенних трактах систем радіозв'язку з керованими характеристиками і суттєво покращеними параметрами.

Список використаної літератури:

1. L. S. Benenson, A.G. Kjurkchan. «Metod razvjazki antenn pri pomoshhi periodicheskikh struktur» // Radiotekhnika, 1995 – №12. – S.62-69.
2. A. V. Ostankov «Matematicheskaja model difrakcii volny na konechnoj metallodielektricheskoi grebenke dlja proektirovanija antenn vytekajushhej volny». Vestnik Voronezhskogo gos. un-ta. 2009 g., T. 5., № 7, S. 89-91.
3. A. A. Karpenko, Ja. I. Lepih. Kompensacija fazovoj oshibki v izluchateljah SVCh-voln s pomoshhju impedansnoj struktury // Tehnologija

- i konstruovanie v jelektronnoj
apparature. 2007 – № 2 – S. 38-41.
4. Karpenko A.O., Lepikh Ya. I.
Viprominjuvach elektromagnitnih hvil
NVCh diapazonu z kerovanim fazovim

frontom. Patent na korisnu model' UA
№ 53694 (51)MPK (2009) H01Q 13/00.

Стаття надійшла до редакції 18.08.2015 р.

BIOSENSORS

БІОСЕНСОРИ

PACS: 78.67.Bf, 78.55.-M, 87.85.Rs, 87.85.fk, 87.14.E

CHARACTERIZATION OF THE INTERACTION OF CdTe QUANTUM DOTS WITH HUMAN SERUM ALBUMIN BY OPTICAL SPECTROSCOPIC TECHNIQUES

*I. D. Stolyarchuk^{*1,2}, A. I. Savchuk¹, R. Wojnarowska³, J. Polit³*

1Department of Physics of Semiconductors and Nanostructures, Chernivtsi National University, 2 Kotsiubynsky Street, 58012 Chernivtsi, Ukraine, +38 0372 584-755,

e-mail: istolyarchuk@ukr.net, a.savchuk@chnu.edu.ua

2 Department of Theoretical Physics and Methods of Teaching Physics, Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, 24 I. Franko str., 82100 Drohobych, Ukraine, +38 03244 35465,

istolyarchuk@ukr.net

3Centre of Microelectronics and Nanotechnology, University of Rzeszow, 1 Pigionia Street, 35959 Rzeszow, Poland, +48 17 851 86 70, e-mail: wojnarowska.renata@gmail.com,

polijack@univ.rzeszow.pl

CHARACTERIZATION OF THE INTERACTION OF CdTe QUANTUM DOTS WITH HUMAN SERUM ALBUMIN BY OPTICAL SPECTROSCOPIC TECHNIQUES

I. D. Stolyarchuk, A. I. Savchuk, R. Wojnarowska, J. Polit

Abstract. The interaction between CdTe quantum dots (QDs) and human serum albumin (HSA) was studied by absorption and photoluminescence spectroscopy. Three aqueous-compatible samples of colloidal CdTe nanoparticles with average size of 2.8, 2.9 and 3.1 nm were tested. In the absorption spectra of the colloidal CdTe QDs exciton band was found to be shifted to higher photon energy as compared with that for bulk crystals due to the quantum confinement effect. It was shown that addition of HSA to colloidal CdTe nanoparticles leads to a gradual decrease of absorption and broadening of exciton structure. The photoluminescence quenching results indicated that the quenching effect of QDs on HSA fluorescence depend on the size and temperature and the nature of quenching is static, resulting in forming QDs–HSA complexes. Stern – Volmer plots were made and quenching constants were thus obtained. The results suggested the quenching constants increasing with increasing of the sizes QDs and decrease with increasing temperatures of QDs-HSA solutions.

Keywords: CdTe, quantum dot, nanoparticles, nanocrystal, optical density, photoluminescence, fluorescence quenching, human serum albumin

ХАРАКТЕРИСТИКА ВЗАЄМОДІЇ КВАНТОВИХ ТОЧОК CdTe І СИРОВАТКОВИМ АЛЬБУМІНОМ ЛЮДИНИ МЕТОДАМИ ОПТИЧНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ

І. Д. Столярчук, А. Й. Савчук, Р. Войнаровська, Я. Політ

Анотація. Дослідження спектрів поглинання та фотолюмінесценції застосовувались для вивчення взаємодії між квантовими точками (КТ) CdTe і сироватковим альбуміном людини (HSA). Дослідження проводились для колоїдних розчинів наночастинок CdTe з середніми розмірами 2.8 нм, 2.9 нм та 3.1 нм. Екситонна структура в спектрах поглинання колоїдних розчинів наночастинок CdTe виявилась зміщеною в область високих значень енергій у порівнянні з об'ємними кристалами, що зумовлено проявом квантово розмірного ефекту. Додавання сироваткового альбуміну людини до колоїдного розчину КТ CdTe призводить до поступового зменшення поглинання та розмиття екситонної структури спектру. Дослідження гасіння фотолюмінесценції квантових точок CdTe при додаванні сироваткового альбуміну крові людини дозволили встановити статичний характер гасіння та формування комплексів нанокристал - сироватковий альбумін людини. Використовуючи рівняння Штерна - Фольмера було встановлено зростання константи гасіння зі збільшенням розмірів КТ та її зменшення із підвищенням температури розчинів КТ-HSA.

Ключові слова: CdTe, квантова точка, наночастинка, нанокристал, оптична густина, фотолюмінесценція, гасіння флуоресценції, сироватковий альбумін людини

ХАРАКТЕРИСТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdTe С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

И. Д. Столярчук, А. И. Савчук, Р. Войнаровская, Я. Полит

Аннотация. Оптическое поглощение и фотолюминесценция использовались для характеристики взаимодействия квантовых точек (КТ) CdTe с сывороточным альбумином человека (HSA). Исследования проводились для коллоидных растворов наночастиц CdTe со средними размерами 2.8 нм, 2.9 нм и 3.1 нм. Экситонная структура в спектрах поглощения коллоидных растворов КТ CdTe оказалась смещенной в область высоких значений энергий по сравнению с объемными кристаллами, что обусловлено проявлением квантово-размерного эффекта. Добавление сывороточного альбумина человека к коллоидному раствору КТ CdTe приводит к уменьшению поглощения и размытию экситонной структуры спектра. Исследование тушения фотолюминесценции квантовых точек CdTe при добавлении сывороточного альбумина человека позволило установить статический характер тушения и формирование комплексов нанокристалл - сывороточный альбумин человека. Используя уравнения Штерна - Фольмера было установлено рост константы тушения с увеличением размеров КТ и ее уменьшение с повышением температуры растворов КТ - HSA.

Ключевые слова: CdTe, квантовая точка, полупроводниковая наночастица, оптическая плотность, фотолюминесценция, тушение флуоресценции, сывороточный альбумин человека

1. Introduction

In the past decade, a variety of nanoscale structures have been used for a range of biological and biomedical applications. Major classes of biologically relevant nanostructures include semiconductor nanoparticles, magnetic nanoparticles, carbon-based nanostructures and metallic nanoparticles [1]. Research on semiconductor nanocrystals (NCs), also known as quantum dots (QDs), has increased rapidly in the past few decades [2]. QDs are useful as a novel probe in biosensor and bioimaging due to their unique size dependent optical and electrical properties. Moreover, semiconductor QDs are also becoming valuable analytical tools for biological and biomedical applications as they offer the opportunity to design luminescent probes for labeling, imaging, and sensing with unprecedented performance [3].

Due to the tremendous focus on applying the nanoparticles to biological and biomedical applications, there has been increasing interest in estimating the toxicity of II-VI undoped and doped semiconductor based nanoparticles. It is well known that the human serum albumin (HSA) is the most abundant protein in blood plasma and involved in the transport of a variety of endogenous and exogenous ligands. Transportation, distribution, physiological and toxicological actions of the ligands in vivo are closely related to their binding with proteins. So, it is very significant to investigate the interaction between the nanoparticles and the major carrier protein like HSA. Several reports have been devoted to study such kind of interaction between II-VI semiconductor based nanoparticles and bovin serum albumin (BSA) and HSA. Shao et al. speculated that the interaction of CdTe QDs with BSA was mainly attributed to electrostatic attraction [4]. Xiao et al. proved that binding of colloidal CdSe/ZnS QDs and HSA is a result of the formation of QDs–HSA complex and electrostatic interactions play major role in stabilizing the complex [5]. This group also studied [6] the conformation changes of HSA induced by CdTe quantum dots with different sizes and the obtained results indicated that the biological activity of HSA is weaker for quantum dots with bigger sizes. Wu et al. [7] reported on the interaction

between BSA and ZnS quantum dots by spectroscopic techniques and showed strong quenching of fluorescence. Recently, Hemmateenejad and Yousefinejad [8] have revealed the presence of static type of quenching mechanism in the binding of ZnS nanoparticles to HSA. Bhogale et al. [9] studied the interaction of ZnO nanoparticles with HSA and discussed the quenching of fluorescence of fluorophores in HSA, which was attributed to formation of HSA-ZnO complex in the solution.

In the present work, we report on investigation of the influence of CdTe quantum dots size and temperature on the interaction with human serum albumin. Main attention is paid to conventional UV-Vis absorption and fluorescence spectroscopic methods.

2. Experimental

2.1. Sample preparation

Aqueous synthesis of QDs offer many benefits for biological studies. The basic principle of chemical synthesis of nanostructured materials (the so-called bottom-up method) is to initiate chemical reactions and control the nucleation and growth of the reaction products. This can be achieved by conducting the reactions within a confined environment or controlling the reaction process via dynamic binding of surface ligands. In colloidal solution synthesis, controlling the size or shape is done by adjusting the ratio of the chemicals concentrations, selecting capping material, value of pH, and temperature. Nanoparticles of CdTe were prepared in aqueous solution at room temperature using procedure similar to described in [10]. Briefly, Cd precursor solutions were prepared by mixing 3 mmol of CdCl₂ with 225 ml of ultrapure water followed by 7.7 mmol of thioglycolic acid (TGA) under magnetic stirring. The pH value of the mixed solution was adjusted to 10.0 by dropwise addition of 1M NaOH solution. Then, gas mixture of Ar and H₂Te was passed through the solution. The reaction time was varied to achieve different molar ratio of Cd²⁺:Te²⁻:TGA.

Transmission electron microscopy (TEM) was used in order to confirm the nanoparticles of the

grown samples, estimate shape and determine the average size of nanocrystals. A TEM instrument Tecnai Osiris X-FEG TEM microscopy that provides maximum resolution of 0.136 nm has been used.

HSA was purchased from PJSC Biofarma (Ukraine) at the concentration of $1,5 \times 10^{-6}$ mol L⁻¹. Solutions of CdTe nanocrystals with HSA were prepared by adding the set amount of quantum dots (from $0,1 \times 10^{-6}$ mol L⁻¹ to $1,9 \times 10^{-6}$ mol L⁻¹) to fixed volume of HAS (1 mL) and stirred for 2 min. The experiments were started in 10 min after the sample was inserted in the instrument to allow the temperature to equilibrate.

2.2. Measurements

The absorption and photoluminescence spectra were recorded using UV-Vis spectrometer on the base of diffraction monochromator MDR-23 (LOMO). Quartz cells (1cm path length) and a thermostatic bath were used for all measurements. The excitation of photoluminescence was carried out by a He-Cd laser operating at wavelength of 325 nm and power of 10 mW.

3. Results and Discussion

The HR TEM image of typical colloidal CdTe nanoparticles is shown in Fig. 1. For this kind of microscopic analysis a drop of colloidal suspension is placed on special carbon-coated copper grid. As can be seen the shape of the nanoparticles is close to spherical and the average diameter of the nanoparticles is found to be approximately from 2.5 to 5 nm.

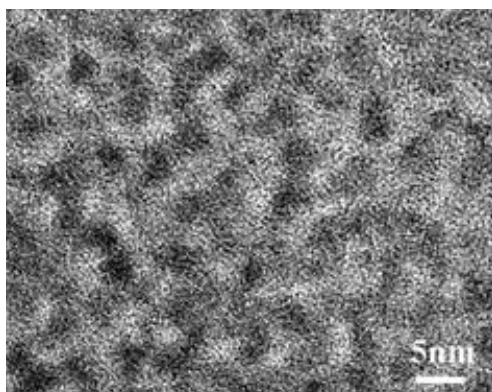


Fig. 1. HR TEM images of the colloidal CdTe quantum dots.

To study optical spectra three colloidal solutions were chosen with an average diameter of CdTe quantum dots about 2.8 nm, 2.9 nm and 3.1 nm. Fig. 2 shows optical density as a function of photon energy for four solution samples contained in the same quartz container with inner thickness of 10 mm which correspond to different materials. Curve 1 corresponds to the sample of CdTe nanoparticles with an average diameter of 2.9 nm and curve 2 corresponds to HSA solution. Curves 3 and 4 correspond to mixed solutions of CdTe quantum dots and HSA. In optical absorption spectrum of CdTe nanocrystals one can see clear exciton band with maximum at 2.32 eV. Its maximum is blue shifted as compared with bulk CdTe crystals. A blue shift with respect to the absorption peak of bulk crystals is due to the confinement effect. The correlation between the bandgap and the radius of semiconductor nanocrystals was given by Brus [11,12] in the following equation:

$$E(r) = E_g^{bulk} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2er^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) - \frac{1,8e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + P, \quad (1)$$

where $E(r)$ corresponds to the nanoparticles energy bandgap, E_g^{bulk} is the bulk semiconductor energy bandgap, r is the crystallite radius, m_e^* is the electron effective mass, m_h^* is the hole effective mass, e and P is the dielectric constant and polarization term, respectively. By neglecting small polarization term and using values of m_e^* , m_h^* , ϵ for bulk CdTe, the experimental value of $E(r) - E_g^{bulk} = 0.83$ eV an average radius of the studied CdTe nanoparticles was estimated as $r \approx 1.4$ nm.

As shown in Fig. 2 (curves 3 and 4), an addition of HSA to colloidal CdTe nanoparticles leads to a gradual decrease of optical density and broadening of exciton structure. However, energy position of the exciton band in this case remains not shifted. The obtained results indicate that the binding process between quantum dots and protein molecules may change the conformation of HSA.

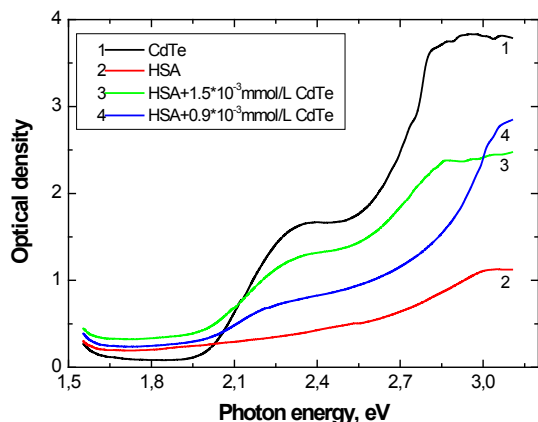


Fig. 2. Optical density as function of photon energy for solution of colloidal QDs CdTe with average size of 2,9 nm and HSA (curve 1 corresponds to CdTe QDs only, 2 corresponds to HSA solution only, 3 – corresponds to HSA + 1.5×10^{-3} mmol L⁻¹ QDs, 4 – corresponds to HSA + 0.9×10^{-3} mmol L⁻¹ QDs).

Photoluminescence is the process of photon emission as a result of the return of an electron in a higher energy orbital back to a lower orbital. A variety of the molecular interactions can result in quenching, including excited-state reactions, energy transfer, ground-state complex formation, and collisional quenching [11]. The mechanisms of quenching are usually classified as either dynamic quenching or static quenching. These can be distinguished by their varying dependence on temperature or by luminescence lifetime measurements. The dynamic quenching depends on diffusion, since higher temperature results in larger diffusion coefficients. For this reason, the quenching constants are expected to increase with increasing temperature. In contrast, increased temperature is likely to result in decreased stability of complexes, and, therefore, lower values of the static quenching constants [13]. Fig. 3 shows photoluminescence spectra of colloidal CdTe nanoparticles (curve 1), HAS (curve 5) and their solutions (curve 2-4). Main finding from these experiments is so-called quenching effect. The photoluminescence intensity of HSA progressively decreases with the increasing concentration of CdTe quantum dots. The fluorescence quenching mechanism can be analyzed quantitatively at different temperatures (293, 303 and 309 K) with the Stern–Volmer equation [14]:

$$\frac{F_0}{F} = 1 + k_q \tau_0 [Q] = 1 + K_{SV} [Q] \quad (2)$$

where F_0 and F are the fluorescence intensities before and after the addition of the quencher, K_q is the quenching rate constant of the bimolecular, τ_0 is the average lifetime of the fluorophore without quencher, K_{SV} and $[Q]$ are the Stern–Volmer dynamic quenching constant and the concentration of the quencher, respectively.

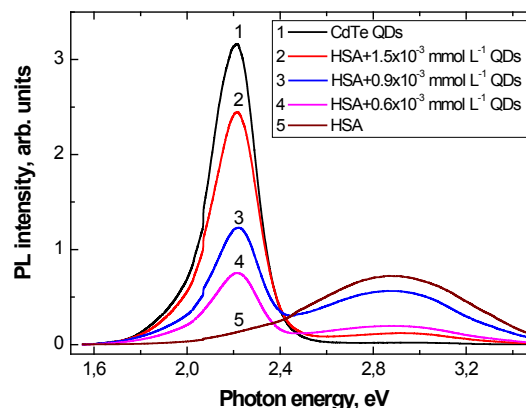


Fig. 3. Photoluminescence spectra of CdTe QDs (2,9 nm) in HSA (curve 1 corresponds to CdTe QDs only, 2 corresponds to HSA + 1.5×10^{-3} mmol L⁻¹ QDs, 3 – corresponds to HSA + 0.9×10^{-3} mmol L⁻¹ QDs, 4 – corresponds to HSA + 0.6×10^{-3} mmol L⁻¹ QDs, 5 - corresponds to HSA solution only).

Fig. 4 shows the Stern–Volmer plots of F_0/F versus $[Q]$ at three different temperatures. The quenching constants decrease with increasing temperatures, which indicates that the quenching mechanism mainly arises from static quenching [15]. As such, a ground state complex is formed between HSA and CdTe QDs that leads to fluorescence quenching.

The quenching ratio (F/F_0) of the HSA photoluminescence with different average radius of CdTe nanoparticles is shown in Fig. 5. For equal concentrations of nanoparticles in solutions with HSA the intensities of photoluminescence slowly decrease with an increase of size of quantum dots. These results indicated that the quenching effect of HSA on CdTe quantum dots photoluminescence depended on their sizes.

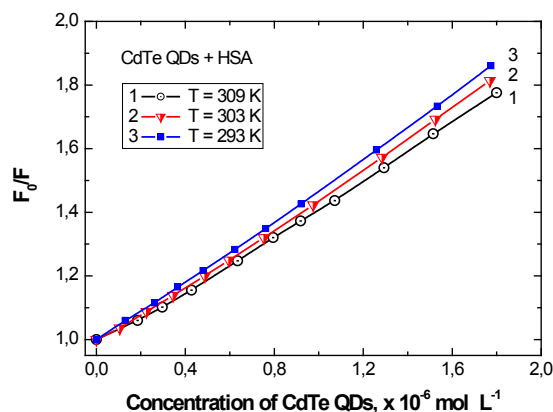


Fig. 4. The Stern–Volmer plots for HSA photoluminescence quenching by CdTe QDs for different temperatures.

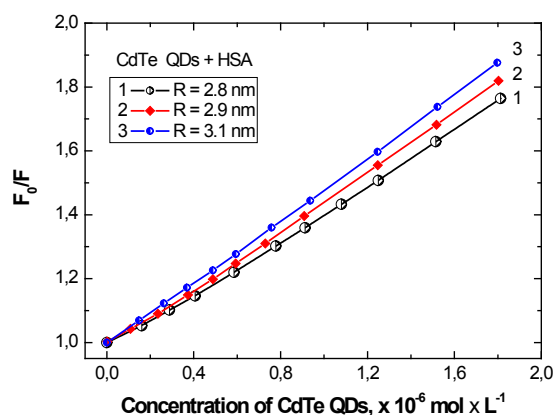


Fig. 5. The Stern–Volmer plots for HSA photoluminescence quenching by different average size of CdTe QDs at 293 K.

The quenching constants K_q of nanoparticles CdTe with average radius 2.8 nm, 2.9 nm and 3.1 nm for HSA were calculated to be 2.12×10^{13} , 2.14×10^{13} and 2.28×10^{13} L mol⁻¹ s⁻¹, respectively. According to the literature [16,17], for dynamic quenching, the maximum scatter collision quenching constant of various quenchers with the biopolymer is 2.0×10^{10} L mol⁻¹ s⁻¹. Considering that in our experiment the rate constants of the HSA quenching procedure initiated by nanoparticles were much greater than 2.0×10^{10} L mol⁻¹ s⁻¹, it can be concluded that the nature of quenching is not dynamic but probably static, resulting in forming QDs–HSA complexes.

4. Conclusions

In summary, three different CdTe QDs with average radiuses of 2.8 nm, 2.9 nm and 3.1 nm were obtained and their interactions with HSA were investigated. The addition of HSA to colloidal CdTe QDs leads to a gradual decrease of optical density and broadening of exciton structure. Photoluminescence spectroscopy provides qualitative and quantitative information about the interaction between QDs and HSA. Our results showed that the intrinsic fluorescence of HSA was quenched through static quenching mechanism. The quenching constants and the number of binding sites increase with increasing of average size of QDs.

References

- [1] K. S. Krishna, Y. Li, S. Li, C. S. S. R. Kumar, Lab-on-a-chip synthesis of inorganic nanomaterials and quantum dots for biomedical applications // *Advanced Drug Delivery Reviews*, 65, pp. 1470–1495 (2013)
- [2] I. Fenoglio, B. Fubini, E. M. Ghibaudi, F. Turci, Multiple aspects of the interaction of biomacromolecules with inorganic surfaces // *Advanced Drug Delivery Reviews*, 63, pp. 1186–1209 (2011).
- [3] J. B. Blanco-Canosa, M. Wu, K. Susumu, E. Petryayeva, T. L. Jennings, P. E. Dawson, W. R. Algar, I. L. Medintz, Recent progress in the bioconjugation of quantum dots // *Coordination Chemistry Reviews*, 263–264, pp. 101–137 (2014).
- [4] L.W. Shao, C.Q. Dong, F.M. Sang, H.F. Qian, J.C. Ren, Studies on Interaction of CdTe Quantum Dots with Bovine Serum Albumin Using Fluorescence Correlation Spectroscopy // *J. Fluoresc.*, 19, pp. 151–157 (2009).
- [5] Q. Xiao, S. Huang, Z.D. Qi, B. Zhou, Z.K. He, Y. Liu, Conformation, thermodynamics and stoichiometry of HSA adsorbed to colloidal CdSe/

- ZnS quantum dots // BBA-Proteins Proteome, 1784, pp. 1020–1027 (2008).
- [6] Q. Xiao, S. Huang, W. Su, P. Li, J. Ma, F. Luo and Y. Liu, Systematically investigations of conformation and thermodynamics of HSA adsorbed to different sizes of CdTe quantum dots // Colloids and Surfaces B: Biointerfaces, 102, pp. 76 - 81 (2013).
- [7] D. Wu, Z. Chen and X. Liu, Study of the interaction between bovine serum albumin and ZnS quantum dots with spectroscopic techniques // Spectrochimica Acta part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 84, pp. 178- 183 (2011).
- [8] J. Hemmateenejad and S. Yousefinejad, Interaction study of human serum albumin and ZnS nanoparticles using fluorescence spectrometry // J. Molecular Structure, 1037, pp. 317- 322 (2013).
- [9] E. A. Bhogale, N. Patel, J. Mariam, P.M. Dongre, A. Miotello, D.C. Kothari, Systematic investigation on the interaction of bovine serum albumin with ZnO nanoparticles using fluorescence spectroscopy // Colloids and Surfaces B: Biointerfaces, 102, pp. 257–264 (2013).
- [10] Korbytyak D.V., Kalytchuk S.M., Geru I.I., Colloidal CdTe and CdSe quantum dots: Technology of preparing and optical properties// J.Nanoelectronics and optoelectronics, 4(1), pp. 1-6 (2009).
- [11] Y.J. Hu, Y. Liu, L.X. Zhang, R.M. Zhao, S.S. Qu, Studies of interaction between colchicine and bovine serum albumin by fluorescence quenching method // J. Mol. Struct., 750, pp. 174–178 (2005).
- [12] L. E. Brus, Electronic wave functions in semiconductor clusters: experiment and theory // J. Phys. Chem., 90 (12), pp. 2555-2560 (1986).
- [13] M. G. Bawendi, M. I. Steigerwald, L. E. Brus, The Quantum Mechanics of Larger Semiconductor Clusters (“Quantum Dots”) // Annual Review of Physical Chemistry, 41, pp. 477-496 (1990).
- [14] J.R. Lakowicz, Principles of fluorescence spectroscopy, (3rd ed., Springer Science+Business Media, New York, 2006), p. 277.
- [15] J. N. Tian, J.Q. Liu, W.Y. He, Z.D. Hu, X.J. Yao, X.G. Chen, Probing the binding of scutellarin to human serum albumin by circular dichroism, Fluorescence Spectroscopy, FTIR, and Molecular Modeling Method // Biomacromolecules, 5, pp. 1956–1961 (2004).
- [16] J.B. Xiao, X.Q. Chen, X.Y. Jiang, M. Hilczer, M. Tachiya, Probing the interaction of trans-resveratrol with bovine serum albumin: a fluorescence quenching study with Tachiya model // J. Fluoresc., 18, pp. 671–678 (2008).
- [17] H. Cao, D.H. Wu, H.X. Wang, M. Xu, Effect of the glycosylation of flavonoids on interaction with protein // Spectrochimica Acta part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 73, pp.972–975 (2009).

Стаття надійшла до редакції 13.07.2015 р.

**Академик РАН
ЮРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ ГУЛЯЕВ
(к 80-летию со Дня рождения)**



Имя академика РАН Юрия Васильевича Гуляева – выдающегося ученого современности, автора многих фундаментальных работ в области физики твердого тела, радиофизики, электроники и информатики широко известно в мире. Он является одним из создателей новых научно-технических направлений – акустоэлектроники, акустооптики, спин-волновой электроники, биомедицинской радиоэлектроники.

Ю. В. Гуляев родился 18 сентября 1935 г. в поселке Томилино Люберецкого района Московской области. После завершения с отличием учебы в Московском физико-техническом институте (МФТИ) по специальности радиофизика в 1958 г. Ю. В. Гуляев начал свою научную деятельность в Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) АН СССР под руководством выдающихся физиков проф. В. Л. Бонч-Бруевича и проф. С. Г. Калашникова.

Он внес большой вклад в изучение неравновесных электронных процессов в полупроводниках. Ю. В. Гуляевым впервые была построена статистическая теория рекомбинации носителей заряда на дислокациях в полупроводниках. Им была рассмотрена статистика заполнения дислокаций в равновесных условиях, были найдены выражения для времен жизни носителей заряда, было изучено влияние на рекомбинацию

электрических полей вокруг дислокаций. Эти и другие работы Ю. В. Гуляева по теории рекомбинации носителей заряда в полупроводниках получили признание в мире и используются для расчета быстродействия полупроводниковых приборов. По этим работам Ю. В. Гуляев в 1962 г. успешно защитил кандидатскую диссертацию.

В 1962-1963 гг. Ю. В. Гуляев работал в Англии в Манчестерском университете, где занимался вопросами электропроводности сильно легированных полупроводников. Им совместно с С. Ф. Эдвардсом на основе использования техники континуальных интегралов Фейнмана впервые была получена общая формула для плотности состояний в сильно легированном полупроводнике.

В работах Ю. В. Гуляева конца 60-х годов, посвященных распространению электромагнитных волн в полупроводниках, предсказан и изучен ряд новых эффектов. Сюда относятся «радиоэлектрический эффект» – возникновение постоянной ЭДС в полупроводнике при прохождении электромагнитной волны, зависимость фотопроводимости от поляризации падающего излучения, отрицательная фотопроводимость полупроводников в квантующем магнитном поле, эффект Фарадея на «горячих» электронах в полупроводниках.

Ю. В. Гуляевым был теоретически предсказан и изучен новый класс кинетических явлений в полупроводниках, связанный с увлечением электронов акустическими волнами: акустомагнетозэлектрический эффект (1966 г., диплом на открытие № 133), акустотермический и акустомагнетотермический эффекты, акустоцентриционный эффект, приводящий к явлению звуколюминесценции, акустомагнитные эффекты.

В 1971 г. Ю. В. Гуляевым был предложен, так называемый, «звукоинжекционный транзистор» - первый прибор из серии полупроводниковых приборов с акустическим переносом заряда.

Ю. В. Гуляев является одним из создателей новой области физики и техники твердого тела – акустоэлектроники, изучающей эффекты и явления, связанные с распространением высокочастотных акустических волн в твердых телах и их взаимодействие с электромагнитными полями и носителями заряда.

В 1964 г. им совместно с В. И. Пустовойтом

была выдвинута идея использования поверхностных акустических волн (ПАВ) в электронике и предложена слоистая структура пьезоэлектрик–полупроводник в качестве базовой конструкции акустоэлектронных приборов.

В 1968 г. Ю. В. Гуляевым независимо и одновременно с американским физиком Дж.Блюстейном был предсказан и изучен новый фундаментальный тип ПАВ, известный в мировой литературе под названием «волн Гуляева-Блюстейна».

Ю. В. Гуляевым с сотрудниками был предсказан и изучен поперечный акустоэлектрический эффект на ПАВ, на котором базируются устройства быстрого преобразования Фурье, свертки, корреляции и другой обработки радиосигналов, введены периодические структуры на поверхности твердого тела в акустоэлектронику и создан ряд элементов обработки радиосигналов на этой основе. Эти и другие работы Ю. В. Гуляева и его сотрудников, а также его российских и зарубежных коллег в области акустоэлектроники привели к возникновению нового направления в технике обработки информации, связи, радиолокации, получающего с каждым годом все большее развитие. Мировой выпуск акустоэлектронных изделий, являющихся важными компонентами телевизоров и радиоприемников, систем радиолокации, навигации и связи, а в последние годы – сотовых телефонов, составляет сегодня миллиарды штук в год (в стоимостном отношении около 20 млрд. в год).

В 1979 г. Ю. В. Гуляев становится заместителем директора ИРЕ АН СССР академика В.А. Котельникова, с 1988 г. и по 2014 г. является директором, а с 2014 г. по настоящее время научным руководителем этого института. В 1979 г. он избран член-корреспондентом, а в 1984 г. академиком АН СССР.

За работы в области акустоэлектроники и микроволновой акустики Ю. В. Гуляев был удостоен Государственной премии СССР (1974 г.), Премии Совета Министров СССР (1989 г.), Государственной премии России (1993 г.) и Премии Европейского физического общества (1979 г.).

Работы Ю. В. Гуляева и его сотрудников по акустооптике составили основу элементной базы ряда акустооптических устройств обработки информации – анализаторов спектра света и радиосигналов, аналого-цифровых преобразователей, акустооптических процессоров и др. За эти работы Ю. В. Гуляев

был удостоен Государственной премии СССР (1984 г.).

Ряд работ Ю. В. Гуляева посвящен изучению динамики и вопросов управления излучением инжекционных лазеров.

В 1965 году Ю. В. Гуляевым было предсказано существование, так называемых, «вторых спиновых волн» в ферромагнетиках (аналог 2-го звука в жидком гелии, предсказанного Л.Д.Ландау) и построена их гидродинамическая теория.

В 1978 г. Ю. В. Гуляевым предложен и успешно развивается новый, «радиофизический» подход к изучению функционирования организма человека, основанный на комплексном измерении физических полей и излучений человека в процессе его жизнедеятельности. Ю. В. Гуляевым и Э. Э. Годиком с сотрудниками создана уникальная система измерения сверхмалых магнитных полей с рекордными характеристиками.

Отмеченные выше основные результаты Ю. В. Гуляева отражены в более чем 400 научных статьях, 5-и монографиях, более 10 международных патентах, более 50 авторских свидетельствах, 1 дипломе на открытие, многочисленных докладах и выступлениях на международных конференциях.

Вклад академика Ю. В. Гуляева в развитие науки и техники отмечен также присуждением ему, кроме вышеназванных высоких премий и наград: премии им. Б. П. Константинова РАН (1991 г.), Золотой медали им. А. С. Попова (1995 г.), а также ряда государственных орденов и медалей.

Академик Ю. В. Гуляев ведёт активную научно-организационную деятельность. По его инициативе и при непосредственном участии были созданы Саратовский и Ульяновский научные центры Российской Академии наук, которыми он успешно руководил.

Академик Ю. В. Гуляев также ведёт большую педагогическую работу. Он возглавляет кафедру твердотельной электроники и радиофизики Московского физико-технического института. Академиком Ю. В. Гуляевым создана мощная школа талантливых физиков, которые успешно работают в научных учреждениях и университетах многих стран, в том числе в нашем Одесском национальном университете имени И. И. Мечникова. Им подготовлено более 80 кандидатов наук, более 20 из них стали докторами наук, из них ныне: один – в нашем университете, один – академик и два – член-

корреспондента РАН.

Юрий Васильевич активно участвует в организации и проведении многих международных научно-технических форумов, в том числе проводимых нашим университетом «Сенсорная электроника и микросистемные технологии», являясь бессменным заместителем председателя конференции. Академик Ю. В. Гуляев является также членом редколлегии нашего журнала.

Юрию Васильевичу присущи такие замечательные качества как доброжелательность, открытость души, обаяние, мудрый юмор и оптимизм.

Редколлегия нашего журнала поздравляет Вас, Юрий Васильевич, с Юбилеем и желает Вам доброго здоровья, счастья и новых достижений в научном творчестве!

Несколько выдержек из интервью академика Ю. В. Гуляева

Как я стал физиком-теоретиком

– Сначала я попал в экспериментаторы. В отделе Сергея Григорьевича Калашникова, который в то время работал в одном из отраслевых институтов, мне, студенту-практиканту третьего курса МФТИ было предложено осуществить на практике один новый метод измерения параметров полупроводников. Полупроводники тогда были внове и вот мне пришлось столкнуться с теоретическими вопросами, о которых негде было узнать. Сергей Григорьевич посоветовал мне обратиться к Виктору Леопольдовичу Бонч-Бруевичу, известному физиком-теоретику, который тогда работал доцентом на кафедре у Калашникова в МГУ. Бонч (как все дружески звали Виктора Леопольдовича), дав мне необходимую консультацию, прямо спросил «А хотите ли Вы заняться серьезным образом теоретической физикой?» Я согласился. «Тогда, – сказал он, – вот Вам три задачи, решите – возьму к себе дипломником». Я работал неделю, все решил и принес Бончу на проверку. Мое решение оказалось верным. Виктор Леопольдович выполнил свое обещание и тут же обязал меня сдавать известный теорминимум Льву Давидовичу Ландау. Первый экзамен, математику, после месячной подготовки я сдавал лично академику Ландау, в его квартире... Конечно волновался. И когда лишь все осталось позади, Лев Давидович записал мое имя, фамилию. Яркое впечатление от общения с замечательным фи-

зиком-теоретиком осталось на всю жизнь. Так как теоретическую физику я изучал по великолепным учебникам Ландау и Лифшица, я считаю и их своими учителями. Еще один учитель живет в Англии. Это действительный член Королевского общества Великобритании сэр Сэмюэль Эдвардс, у которого я проходил стажировку в Манчестерском университете в начале 60-х годов.

Про акустоэлектронику

Акустоэлектроника в последние годы занимает одно из ведущих мест в физике полупроводников и диэлектриков. Это объясняется несколькими причинами: во первых, высокочастотный звук оказался весьма тонким орудием исследования различных свойств твердых тел; во-вторых, изучение акустоэлектронных явлений обогатило и расширило наши представления о свойствах полупроводников; в-третьих, эти явления открывают широкие возможности для создания новых, типов твердотельных приборов.

На практике чаще всего используются именно пьезоэлектрические полупроводники и диэлектрики, слоистые структуры пьезоэлектрик-полупроводник, хотя не исключается возможность применения и обычных полупроводниковых материалов типа германия и кремния. Но все же в пьезоэлектриках акустоэлектронные эффекты выражены наиболее ярко и они лучше исследованы.

Изучение физических процессов распространения ПАВ и практическое использование ПАВ в устройствах обработки информации быстро двинулось вперед после того, как был создан преобразователь встречно-штыревого типа – устройство, эффективно преобразующее ВЧ-сигнал в ПАВ и обратно. На основе акустоэлектронных явлений создается ряд новых твердотельных электронных приборов. Быстрый переход от исследовательских работ к практическому применению объясняется тем, что акустоэлектронные элементы позволяют получить уникальные технические характеристики устройств обработки информации и для производства многих таких приборов часто подходит существующая технологическая база для производства планарных интегральных схем. Отличаются акустоэлектронные приборы малыми габаритами и массой, надежностью в работе, низкой стоимостью. Очень важна их совместимость

с интегральными схемами, что позволяет осуществить комплексную миниатюризацию радиоэлектронной аппаратуры. Однако для того чтобы реализовать преимущества акустоэлектронных устройств в области высоких частот, необходимо развитие новой сверхпрецизионной (субмикронной) технологии.

Свойства ПАВ позволяют создать на их основе все самые распространенные типы радиоэлектронных устройств, усилители, генераторы, линии задержки, фильтры, запоминающие устройства, различные датчики и преобразователи и др.

Глобальные задачи физиков

Меня часто спрашивают, на пороге каких открытий стоят наши ученые? Время от времени появляются очень интересные открытия, которые совершенно меняют представление о природе. Тот же дробный Холл-эффект, за который была получена Нобелевская премия. Оказалось, что может «работать» не целый электрон, а его половина или треть. Это же глобальное открытие! Или, например, квантовая телепортация – мгновенное перемещение элементарной частицы на огромное расстояние. Явление квантовой телепортации совершенно меняет наше понятие о мире.

Но первая задача – понять, как образовалась Вселенная. Одна из гипотез: теория Большого взрыва.

Это значит, что когда-то Вселенная была размером с атом. Он взорвался, и появились звезды, галактика, Земля, мы с вами... Вопрос, чем принципиально отличается эта теория от той, что предлагает религия (Бог сотворил мир)? Ничем. На мой взгляд, идеологически это практически то же самое.

Вторая загадка – происхождение живого из неживого. Живое размножается и существует благодаря обмену веществ. Как получилось, что из неживой природы, где нет обмена веществ, вдруг возникла субстанция, где он есть? Это абсолютно не объяснено, здесь даже нет глубоких гипотез.

Третья задача – проблема сознания. Это потрясающая вещь! Тот же бобр грызет бревно и строит свой дом по инстинкту. А человек сначала построит дом в уме. Откуда у него способность к абстрактному мышлению? А как работает мозг, какие у него принципы обработки информации? Никто не знает!

Мысль передается на расстояние

А может ли мозг излучать электромагнитные волны, то есть передавать мысли на расстояние? В мозгу действительно протекают токи. В нашем институте есть аппаратура, с помощью которой мы измеряем величину этих токов. Например, изменение магнитного поля мозга при смене одной мысли на другую составляет примерно одну пикотесла. Очевидно, что сила соответствующего тока очень маленькая. Кроме того, ток ограничен размерами головы. Есть теория излучения электромагнитных волн различными антеннами. Если предположить, что мозг — антенна, то при таких супермаленьких токах и при таком размере получается ничтожно слабое излучение, и уже на расстоянии нескольких сантиметров его зарегистрировать практически невозможно. Но попробуем здесь применить принцип согласованного приема, когда принимаются сигналы, намного меньшие уровня шума. Этот прием мы использовали, например, в 1983 году, когда наш институт в команде с другими российскими организациями осуществлял локацию Венеры. Было запущено два спутника «Венера-15» и «Венера-16», которые летали вокруг планеты и с помощью локатора бокового обзора снимали ее рельеф. Как известно, Венера плотно окутана облаками, поэтому фотографирование ее поверхности с орбиты искусственных спутников не давало новой информации. Первые сведения о поверхности Венеры нам удалось получить благодаря радиоволнам, с помощью радиолокационной и радиоастрономической техники. Так вот, те сигналы, которые посылались на землю для обработки, были примерно на три-четыре порядка ниже уровня шума. И потому их выделять приходилось именно с помощью согласованного приема, с помощью приемника, который настроен исключительно на данный сигнал. Теоретически возможно, что голова человека — есть такой приемник, который может принимать суперслабые сигналы. В то же время по теории антенн и по теории потенциальной помехоустойчивости на электромагнитных волнах это невозможно, а других волн мы пока не знаем.

Подборку материалов сделал ученик академика Ю. В. Гуляева проф. Лепих Я. И.

До 75-річчя академіка НАН України Г. В. ЄЛЬСЬКОЇ



15 жовтня виповнилося 75 років визначному вченому в галузі молекулярної біології академікові НАН України Ганні Валентинівні Єльській.

Г. В. Єльська народилася в 1940 р. у Донецьку. Після закінчення із відзнакою Донецького медичного інституту в 1965 р. стала аспіранткою Інституту біохімії НАН України у відділі нуклеїнових кислот. У 1968 р. Ганна Валентинівна достроково захистила кандидатську, а в 1976 р. – докторську дисертації. З 1973 року працює в Інституті молекулярної біології і генетики НАН України, де пододала шлях від завідувача відділу механізмів трансляції генетичної інформації до директора, яким її обрано в 2003 р. Фундаментальні дослідження Г. В. Єльської були сконцентровані на вивченні факторів і молекулярних механізмів, які зумовлюють ефективність і точність експресії геному на рівні трансляції у вищих еукаріотів. Уперше на прикладі білків молока показано, що в регуляції синтезу специфічних білків надзвичайно важливу роль відіграє адаптація набору тРНК та аміноацил-тРНК синтетаз (ARSas) до амінокислотного складу білків, що певний час інтенсивно синтезують спеціалізовані клітини. Пізніше явище «функціональної адаптації тРНК» було підтверджене в зарубіжних лабораторіях на інших еукаріотичних об'єктах. Ганна Валентинівна була серед перших учених, котрі отримали

докази унікальної структурно-функціональної організації апарату трансляції у вищих еукаріотів, зумовленої компартменталізацією метаболічних процесів у еукаріотичній клітині. Під її керівництвом було проведено комплекс досліджень – від перших спостережень про наявність високомолекулярних комплексів ARSas у тваринних тканинах та зміну їхнього складу за різних патологічних і фізіологічних станів організму до нещодавно отриманих доказів участі фактора елонгації EF-1 у створенні «незвичайних» комплексів та його ролі разом з ARSas у «каналюванні» тРНК/аміноацил-тРНК у циклі елонгації поліпептидного ланцюга. Фундаментально-прикладний напрям діяльності відділу, очолюваного Г. В. Єльською, – це створення новітніх аналітичних систем (біо- та хемосенсорів) на основі різноманітних електрохімічних перетворювачів і біологічного матеріалу або біоміміків синтетичного походження. Найвагоміші результати отримано в розробленні сенсорів для медичної діагностики, потреб біотехнології, харчової промисловості, охорони довкілля. Визнанням пріоритетності й важливості досягнень у галузі біосенсорної технології можна вважати ряд міжнародних грантів, тісну кооперацію з провідними науковцями Японії, Франції, Німеччини, Великої Британії, Італії, численні доповіді на наукових форумах. Творчий доробок Ганни Валентинівни становлять понад 500 наукових праць. У 1986 р. за цикл робіт зі структурно-функціональних особливостей транспортних рибонуклеїнових кислот (тРНК) та аміноацил-тРНК синтетаз (ARSas) тваринного походження Г. В. Єльській зі співавторами присуджено Державну премію Української РСР у галузі науки та техніки. Ганна Валентинівна – голова спеціалізованої вченої ради із захисту кандидатських і докторських дисертацій, віце-президент Українського біохімічного товариства, керівник науково-технічної програми НАН України «Сенсорні системи для медико-екологічних та промислово-технологічних потреб». Вона головний редактор часопису «Biopolymers and cell», член редколегії наукових журналів «Ukrainica Bioorganica Acta», «Вісник Українського то-

вариства генетиків і селекціонерів», член редакційної ради часописів «Український біохімічний журнал», «Біотехнологія» і «Сенсорна мікроелектроніка і мікросистемні технології». Професійні досягнення дослідниці відзначено Премією НАН України ім. О. В. Палладіна (1976), Почесними Грамотами Президії Верховної Ради УРСР (1982) та України (2004). Г. В. Єльська – заслужений діяч науки і техніки України (1998), лауреат десятої загальнонаціональної програми «Людина року» в номінації «Вчений року». Нагороджена «Знаком Пошани» Київського міського голови (2004), знаком «Відмінник освіти України» (2005), Золотою медаллю Української федерації вчених (2006, 2008), Орденами княгині Ольги III ступеня (2009) та II ступеня (2015), відзнакою «European Quality Award».

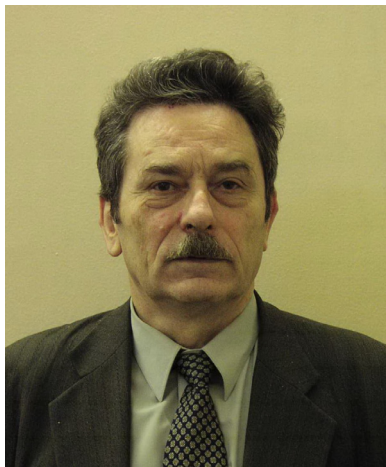
Ганна Валентинівна також є членом редколегії нашого журналу. Саме за її ініціативи і активної діяльності наш журнал включений

до списку ВАКу за спеціальністю «Біологія» і у ньому стали частіше публікуватись статті авторів з різних країн Європи за напрямком «Біосенсори».

Академік Єльська Г. В. є постійним і активним членом Програмного комітету Міжнародної науково-технічної конференції «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології», що проходять регулярно на базі нашого університету і виступала з пленарними доповідями. Все це свідчить про тісні творчі стосунки як з самою Ганною Валентинівною, так і між нашим університетом і інститутом, який вона очолює. Ми знаємо також Ганну Валентинівну як добру, порядну, доброзичливу і чуйну людину. Тож ми щиро вітаємо Вас, дорога Ганно Валентинівно, з Ювілеєм і зичимо творчого довголіття, наснаги, щастя, любові та нових творчих здобутків.

Редколегія

**Член-кореспондент Національної
академії наук України
СЕРГІЙ МИХАЙЛОВИЧ
РЯБЧЕНКО
(до 75-річчя від дня народження)**



22 жовтня 2015 р. виповнюється 75 років з дня народження члена-кореспондента НАН України, доктора фізико-математичних наук, професора, завідувача відділом фізики магнітних явищ Інституту фізики (ІФ) НАН України Сергія Михайловича Рябченка. С.М. Рябченко розпочав свою наукову діяльність в ІФ НАН України з навчання в аспірантурі під керівництвом академіка НАНУ А.Ф.Прихотька, куди він поступив у 1963 році після закінчення Дніпропетровського державного університету. Він багато контактував з членом-кореспондентом НАН України М. Ф. Дейгеним, який у ті роки створював свою наукову школу з досліджень ЕПР і радіоспектроскопії взагалі, і з його співробітниками. Внаслідок такої співпраці у науковому становленні С. М. Рябченка поєдналися певні риси наукових шкіл акад. А. Ф. Прихотька і чл.-кор. М. Ф. Дейгена. В 1968 р. С. М. Рябченко захистив кандидатську дисертацію на тему “Дослідження спин-спінових взаємодій у кристалах методом парамагнітного резонансу”, яка містила експериментальні дослідження форми ліній ЕПР, обумовленої спин-спіновими взаємодіями в кристалах і їх теоретичну обробку.

В період 1967-1990 рр. ним і групою співробітників під його керівництвом (А. Ф. Лозенко, Ф. В. Брагін, Д. Л. Лифар, А. В. Бондар, П. О. Троценко, В. Є. Гончарук та ін.), був виконаний широкий цикл робіт, присвячений властивостям квазідвовимірних кристалів, до-

сліджуваних методами магнітного резонансу (ЕПР, ЯКР, ЯМР, АФМР). Було виявлено внесок згинних коливань таких кристалів у парамагнітну та ядерну спин-граткову релаксацію, особливості критичних явищ при магнітному впорядкуванні низьковимірних магнетиків та їх прояв у магніторезонансних спектрах, досліджено антиферомагнітний резонанс у шаруватих легкоплощинних антиферомагнетиках і виявлено особливості магнітопружних явищ в них. На основі значної частини цих досліджень С. М. Рябченко захистив у 1978 р. докторську дисертацію “Магнітний резонанс квазідвовимірних кристалів”. Дослідження з цього циклу увійшли до робіт за які в 1991 р. в групі співавторів С. М. Рябченку була присуджена Держпремія України. Певні аспекти цієї тематики залишаються актуальними та привертають увагу С. М. Рябченка і зараз. Серед робіт цього напрямку слід відзначити теоретичну роботу, виконану у 1985 р. спільно з акад. В.Г.Бар’яхтаром і акад. НАН України В.М.Локтевим, в якій було виявлено зміни згинної жорсткості низьковимірних магнітних кристалів. До важливих результатів отриманих у 90-ті роки (спільно з к.ф.-м.н. А. Ф. Лозенко і іншими) слід віднести виявлену магнітопружну природу антиферомагнітних доменів у легкоплощинних шаруватих антиферомагнетиках та пояснення на цій основі аномально сильної вимушеної магнітострикції цих сполук у відносно невеликих зовнішніх полях.

Окремий цикл робіт 80-х років був присвячений магніторезонансним дослідженням неспіврозмірних фаз, що виникають за певних умов в кристалах з структурними фазовими переходами, зокрема сегнетоелектричного і сегнетоеластичного типів. Були з’ясовані прояви неспіврозмірності у спектрах ЯКР і ЯМР, виявлено внесок у ядерну спин-граткову релаксацію особливих збуджень – “фазонів”, притаманних неспіврозмірним структурам.

В 1976-77 рр. С.М.Рябченком із співавторами було вперше виявлено і пояснено, як наслідок носій-іонної обмінної взаємодії, явище гігантського спінового розщеплення електронних енергетичних зон у магнітозмішаних (напівмагнітних) напівпровідниках та гігантське спінове розщеплення екситонних спектральних ліній у цих сполуках. Цей результат вартий особливого відзначення, бо його наслідки, разом з дослідженнями інших авторів, призвели до утворення широкого напрямку на межі фізики напівпровідників і фізики магніт-

них явищ, присвяченого оптичним, магнітооптичним, транспортним та ін. явищам у магнітозмішаних напівпровідниках, що ведуться в лабораторіях багатьох країн світу.

В експериментальних та теоретичних дослідженнях з цього напрямку, проведених С.М.Рябченком спільно з Ю.Г.Семеновим, А. В. Комаровим, О. В. Терлецьким, були визначені параметри носій-іонної обмінної взаємодії для багатьох кристалів (кубічних і гексагональних) на базі сполук $A^{2-x}Me_xB^6$ (де Me- іони Mn, Fe, рідше Co), досліджено вплив флуктуацій складу твердих розчинів на форму екситонних спектрів, з'ясовані питання динамічної взаємодії спінових підсистем вільних носіїв заряду і локалізованих магнітних моментів домішкових іонів, тощо. Спільно з Ю. Г. Семеновим розглянуті теоретичні підстави та експериментальні прояви утворення в цих кристалах вільних та зв'язаних магнітних поляронів. В роботі С. М. Рябченка з проф. Е. А. Пашицьким (1979 р.) було вперше передбачене індуковане носіями струму феромагнітне впорядкування напівмагнітних напівпровідників. Зараз це впорядкування, яке у $A^{III}MnB^V$ має місце при достатньо високих температурах, привертає велику увагу дослідників у багатьох країнах (Японія, США, Німеччина, Франція, Польща, Росія та ін.), як перспективне для спінтронічних застосувань. Дослідження С. М. Рябченка в цьому напрямку продовжуються і зараз. З початку 90-х років центр уваги в них перемістився на напівпровідникові квантоворозмірні наноструктури, створені з використанням напівмагнітних напівпровідників. Дослідження включають міжнародне наукове співробітництво з вченими Росії, Польщі, ФРН, Франції. Проявом цього співробітництва і визнання рівня робіт стали 3 гранти INTAS, що були виграні з цієї проблематики. Зроблено внесок в спостереження і пояснення ефекту "парамагнітного підсилення" гігантського спінового розщеплення екситонних ліній у немагнітних квантових ямах (КЯ) з напівмагнітними бар'єрами; спостережено і пояснено додаткові екситонні переходи в асиметричних КЯ, з'ясовано механізми передачі енергії до спінової підсистеми магнітних іонів через взаємодію з двовимірним електронним газом, що створюється у КЯ; розвинуті уявлення про природу поляризаційної анізотропії екситонної люмінесценції, випромінюваної нормально до КЯ, тощо.

Наприкінці 80-х років до тематики робіт С. М. Рябченка додалися дослідження магнітних і магніторезонансних властивостей високотемпературних надпровідників (ВТНП). Зокрема, було встановлено ступеневу (а не експоненційну) температурну залежність часу спин-граткової релаксації ядер міді при $T < T_c$, що потім знайшло пояснення як прояв D-типу спарювання носіїв у ВТНП, проведені дослідження впливу дефектів на ВТНП, виявлені прояви у ядерній спіновій луні захоплення магнітного потоку вихорами, тощо. З цієї проблематики було також виграно грант CRDF. Проведені дослідження температурних, кутових та магнітопольових залежностей густини критичного струму у епітаксійних ВТНП наноплівках (товщини 30-300 нм) з мозаїчно блоковою структурою і малокутовими межами розділу блоків. В результаті дано пояснення причини, чому густина критичного струму у таких плівках сягає значень, які на два порядки перевищують цей же параметр для монокристалів. Пояснення дано на основі моделі піннінгу вихорів Абрикосова нормальними до плівки дислокаціями, що утворюють дислокаційні стінки у малокутових межах поділу блоків, яка була запропонована проф. Е. А. Пашицьким і розвинута спільно з ним відповідно до проведених експериментів. Побудована цілісна модель температурних, кутових і польових залежностей критичного струму, зв'язана з параметрами блокової наноструктури.

З початку 2000-х років С. М. Рябченко включається також до досліджень нанорозмірних феромагнітних частиток і структур на їх основі. У цьому напрямі за його участі виконано великий обсяг досліджень нанопорошків манганітів, магнітостатичних, магнітотранспортних і магніторезонансних досліджень наногранулярних плівок, багатошарових магнітних наноструктур, отримані нові фізичні результати з питань проявів міжчастинкової взаємодії у таких структурах, особливостей магнітоопору в них.

В 90-х роках минулого століття С. М. Рябченко включився ще й в наукознавчі дослідження для формування науково-технічної політики, обґрунтування ролі, місця і форм організації науки в Україні за умов громадянського суспільства. Їх результати відбиті у публікаціях у відповідних виданнях, в різних доповідних, у доповідях на конференціях Європейського фізичного товариства, тощо.

С. М. Рябченком, разом із співавторами, опубліковано більше 180 робіт, в тому числі у таких престижних наукових журналах як Письма в ЖЕТФ, ЖЕТФ, Phys.Rev.B, J.Appl. Physics, Solid State Commun., Physica E:Low-dimension. syst. and nanostruct., Physica C: Superconductivity та ін. а також в українських журналах УФЖ, ФНТ. С. М. Рябченко неодноразово виступав з запрошеними доповідями на всесоюзних, українських і міжнародних конференціях і школах, входив до складу їх оргкомітетів, зокрема: Українські наукові конференції з фізики напівпровідників, дві з них проводилися на базі Одеського національного університету імені І. І. Мечникова, XXVIII Int. school & conf. on Semicond. Phys. Jaszowiec'99, Poland; EPS-11 "Trends in Physics", 6-10 September 1999, London; Europ. Magnet. Material. & Applicat. Conf., June 7-10, 2000, Kyiv, Ukraine; NATO AWR "Opt. Propert. of 2D Systems with Interacting Electrons", St. Petersburg, Russia, 13-16.06. 2002, Spintech-5, Krakow-2009 Poland та ін.

Поряд з науковою роботою С.М.Рябченко брав і бере участь у науково-організаційній та громадській роботі. У 70-80-ті роки він вчений секретар секції "Магнетизм" наукової ради АН України з фізики твердого тіла, член цієї ради, зараз її голова. Сергій Михайлович член наукової ради НАН України з фізики напівпровідників, був членом рад з радіоспектроскопії і з фізики магнітних явищ АН СРСР. Він член редколегії Українського фізичного журналу, журналів "Наука і наукознавство", "Наука інновації", а також нашого журналу, був членом Консультаційної ради журналу "Фізика низьких температур", одним з редакторів Centr. Europ. J. Phys., є рецензентом у багатьох фізичних журналах, як вітчизняних, так і зарубіжних. Неодноразово запрошувався до участі у орг-, або програмних комітетах наукових конференцій. У 1997-2001 рр. був Президентом Українського фізичного товариства.

В 1989 р. С. М. Рябченко був висунутий колективом ІФ НАН України кандидатом у народні депутати СРСР. Був членом Верховної Ради СРСР, заступником голови комітету ВР СРСР з науки і технологій. У 1991 році його призначено головою Комітету з науково-технічного прогресу при КМ України, котрий згодом був перетворений у Держкомітет України з питань науки і технологій. В структурі Уряду УРСР подібного органу не було, бо на-

уково-технічна політика була в СРСР прерогативою союзної влади. Спираючись на наукову громадськість С. М. Рябченко створив новий для України орган державної влади і проводив створення інших органів, структур і інституцій, необхідних державі з розвиненою наукою, реалізовував державну науково-технічну політику до 1995 р. Під час перебування на виборних та державних посадах він у міру можливого продовжував фахову наукову роботу, залишаючись керівником лабораторії ІФ НАН України на громадських засадах.

З 80-х років і по сьогодні С. М. Рябченко приділяє значну увагу підготовці фіхівців і наукових кадрів і суміщає наукову роботу із читанням лекцій на радіофізичному факультеті Київського університету ім. Тараса Шевченка. Сергій Михайлович керує дипломниками, аспірантами, пошукачами наукових ступенів. Загалом під його керівництвом підготовлено 9 кандидатів та 2 доктори фіз.-мат. наук. С. М. Рябченко є серед ініціаторів і одним із заступників керівника Сарбейвського загальнофізичного семінару, що вже давно і регулярно ведеться в ІФ НАНУ. За ці роки він набув статусу загальноміського наукового семінару з фізики, де не рідкість доповідачі і з інших міст і з-за кордону.

Узагальнюючи відзначені вище наукові здобутки можна стверджувати, що С.М.Рябченко збагатив науку досягненнями світового рівня, визнаними вітчизняною і міжнародною науковою громадськістю. Його активна громадянська позиція, наукова і науково-організаційна діяльність має позитивний вплив на стан наукового потенціалу України, розвиток у ній фізичної науки.

З приємністю відзначимо, що Сергій Михайлович бере активну участь у роботі редколегії нашого журналу, будучи її членом, а також у роботі Програмних комітетів наукових конференцій, що проводяться на базі нашого університету.

Ми переконані, що Сергій Михайлович і надалі буде так само плідно працювати на науковій ниві, зберігаючи при цьому активну громадянську позицію.

Тож бажаємо Вам, дорогий Сергію Михайловичу, доброго здоров'я, щастя, творчої наснаги і нових наукових здобутків!

Редколегія

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ. ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ У ЖУРНАЛ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Рукописи надсилати за адресою:

Лепіх Ярослав Ілліч, Заст. гол. редактора,
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, МННФТЦ (НДЛ-3),
вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082, Україна.
Телефон / факс +38(048) 723-34-61,
E-mail: semst-journal@onu.edu.ua,
http://www.semst.onu.edu.ua

Здійснюється анонімне рецензування рукописів статей.

Правила підготовки рукопису:

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

Авторське право переходить Видавцю.

Титульний аркуш:

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

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

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

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

5. Анотація: до 1000 символів.

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

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

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

7. До кожного примірника статті додаються реферати українською / 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 надрукований на окремому аркуші і мати розмір, що не перевищує 160x200 мм. Для тексту на рисунках використовуйте шрифт 10pt. Одиниці виміру повинні бути позначені після коми (не в круглих дужках). Усі рисунки повинні бути пронуме-

ровані 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 conclu-

sions providing the received results essence and their novelty understanding. The authors should avoid the new terms and narrowprofile jargon phrase unreasonable introduction.

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

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

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

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

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

Manuscripts should be sent to:

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

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

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

http://www.semst.onu.edu.ua

Manuscripts of articles anonymous reviewing is carried out

The manuscript preparation rules:

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

Copyright transfer to the Publisher.

Title Page:

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

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

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

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

5. Abstract: up to 1000 characters.

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

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

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

7. To each copy of the article abstracts in Ukrainian / 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 poprovdnikah*. Nauka, M. 450 s. (1972).

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

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

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

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

Each figure should be printed on a separate page and have a size not exceeding 160x200 mm.

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

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

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

Authors bear full responsibility for irreproachable language make out of the text, especially for a correct scientific terminology (it should be verified

under terminological dictionaries of the appropriate speciality).

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

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

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

Not accepted manuscripts will not be returned.

Комп'ютерне верстання – О. І. Карлічук

Підп. до друку 29.09.2015. Формат 60×84/8.
Ум.-друк. арк. 7,21. Тираж 300 пр.
Зам. № 1225

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