

УДК 621.315.592

## НЕРІВНОВАЖНІ ЕЛЕКТРОНИ Й ДІРКИ В ГРАФЕНІ (ОГЛЯД)

*М. В. Стріха*

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,  
Київський національний університет ім. Тараса Шевченка.  
maksym\_strikha@hotmail.com

## НЕРІВНОВАЖНІ ЕЛЕКТРОНИ Й ДІРКИ В ГРАФЕНІ (ОГЛЯД)

*М. В. Стріха*

**Анотація.** Дано огляд теоретичних робіт з фізики нерівноважних електронів і дірок у графені, виконаних українськими науковцями. Ці дослідження дозволяють як верифікувати механізми розсіяння та рекомбінації носіїв, так і оцінити можливості застосування графену в нових електронних та оптоелектронних пристроях.

**Ключові слова:** графен, опір, міжзонне фотозбудження, фотопровідність, розігрів носіїв, перехідні процеси, оптична характеристика

## NON-EQUILIBRIUM ELECTRONS AND HOLES IN GRAPHENE (OVERVIEW)

*M. V. Strikha*

**Abstract.** The review of theoretical works on non-equilibrium electrons and holes physics in graphene, executed by the Ukrainian researchers, is presented. These works allow both to verify the channels of carriers recombination and scattering, and to estimate the possibilities for application of graphene in new electronic, and optoelectronic devices.

**Keywords:** graphene, resistance, interband photo-excitation, photoconductivity, heating of carriers, transitional processes, optical characterization

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ В ГРАФЕНЕ (ОБЗОР)

*М. В. Стріха*

**Аннотация.** Дан обзор теоретических работ по физике неравновесных электронов и дырок в графене, выполненных украинскими исследователями. Эти работы позволяют как верифицировать каналы рекомбинации и рассеяния носителей в графене, так и оценить возможности использования графена в новых электронных и оптоэлектронных устройствах.

**Ключевые слова:** графен, сопротивление, междузонное фотовозбуждение, разогрев носителей, переходные процессы, оптическая характеристика

## Вступ

Хоча графен було отримано тільки 2004 року, вже говорять про появу нової «фізики графену» — інтердисциплінарної науки, яка лежить на стику фізики твердого тіла, фізики високих енергій, фізичної хімії та інженерії [1–3]. Фізиці графену вже присвячено тисячі статей, а число посилань на піонерську роботу А. Гейма і К. Новосолова [4], де повідомлялось про одержання графену та перші вимірювання на новому матеріалі, на кінець листопада 2010 року перевищило 3300, збільшившись за останні 9 місяців на понад 1100. Присудження Нобелівської премії з фізики 2010 року авторам цієї роботи дало фізиці графену новий поштовх.

Важливо відзначити, що в творенні підвалин фізики графену помітну участь узяли українські теоретики В. П. Гусинін та С. Г. Шарапов (Ін-т теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України). Вони теоретично передбачили такі неординарні властивості графену, як незвичайний цілочисельний квантовий ефект Холла (КЕХ) [5,6], зсув фази квантових магнітних осциляцій [7] (зокрема, осциляцій Шубнікова-де Гааза [8]) і концентраційна залежність циклотронної маси [8,9]. Зокрема, КЕХ для діраківських ферміонів у графені є аномальним (напівцілим) з фактором заповнення  $\nu = \pm 4(n+1/2)$ ,  $n=0,1,\dots$ . Аномальність КЕХ викликана виродженням найнижчого рівня Ландау, яке дорівнює половині виродження вищих рівнів. Саме на основі експериментального спостереження цих передбачень загальноприйнятим фактом стало те, що квазічастинки у графені поблизу  $K$ -точки дотикання зони провідності й валентної зони описуються за допомогою рівняння діраківського типу, а не рівняння Шредингера, як у інших матеріалах з трансляційною симетрією. Передбачена у роботі [9] універсальна оптична провідність та її порогова залежність від густини носіїв також спостерігалася експериментально, що свідчить: керовані оптичні властивості графену мають великий потенціал застосувань в інфрачервоній оптиці та оптоелектроніці.

Іншою сферою, де внесок українських науковців був і є помітний, стала фізика нерівноважних електронів і дірок. Натхненником і центральною постаттю цих робіт став Ф. Т. Васько (Ін-т фізики напівпровідників НАН України).

Протягом останніх років розгорнулося інтенсивне експериментальне і теоретичне вивчення

явищ переносу [див. огляди 10, 11], включаючи й сильно нелінійний режим відгуку. Такі дослідження дозволяють як верифікувати механізми розсіяння та рекомбінації, так і оцінити можливості застосування графену в нових електронних та оптоелектронних пристроях. Далі наведений короткий огляд робіт з квазікласичних розрахунків явищ переносу для власного та легованого графену, які обумовлені розігрівом носіїв постійним електричним полем, а також фотозбудженням електрон-діркової плазми. Проведені розрахунки базуються на застосуванні загальних методів квантової кінетичної теорії, викладених у монографії [12].

## Концентраційна та температурна залежності опору графену

В [13] запропоновано феноменологічну модель релаксації імпульсу, що описує температурну та концентраційну залежності опору (остання визначається напругою на затворі  $V_g$ ; для стандартної товщини підкладки  $\text{SiO}_2$  у 300 нм маємо співвідношення  $n[\text{см}^{-2}] = 7,2 \cdot 10^{-10} V_g [V]$ ). Спадання піку опору графену з  $V_g$  та з температурою  $T$  (див. Рис. 1а) обумовлене як зміною концентрації з  $V_g$  та  $T$  (для власного графену, при  $V_g=0$ ), так і розсіянням на неоднорідностях з кореляційною довжиною  $l_c$  та на точкових дефектах (див. Рис. 1b та 1c).

Наведене на Рис. 1d порівняння результатів квазікласичних розрахунків, проведених на основі лінеаризованих рівнянь Больцмана для електронів та дірок (енергетичні спектри та розсіяння носіїв однакові у  $c$ - та  $v$ -зонах, так що задача зарядово-симетрична при  $V_g=0$ ) дозволяє отримати енергетичну залежність темпу релаксації імпульсу. Такий підхід дозволяє визначати параметри розсіяння до температур 500 К, де вже додається помітний вклад від розсіяння на акустичних фононах [14].

Вище обговорювався випадок ізотропної провідності нескінченного шару графену. Згідно до пізніших розрахунків [15], що виконані для графенової стрічки ширини  $w$ , яка розташована на відстані  $d$  від затвору (див. Рис. 2а), ефективна провідність стрічки  $\sigma_{eff}$  змінюється з ростом відношення  $d/w$  через неоднорідність розподілу носіїв, обумовлену конденсаторним ефектом (див. Рис. 2b). Крім того, ефективна провідність повинна залежати від орієнтації стрічки щодо кристалографічних осей, оскільки

ки через гексагональну симетрію графену існують малі поправки до розрахунків ізотропного наближення. В роботі [16] проаналізовано такий ефект та отримані умови спостереження такої анізотропії.

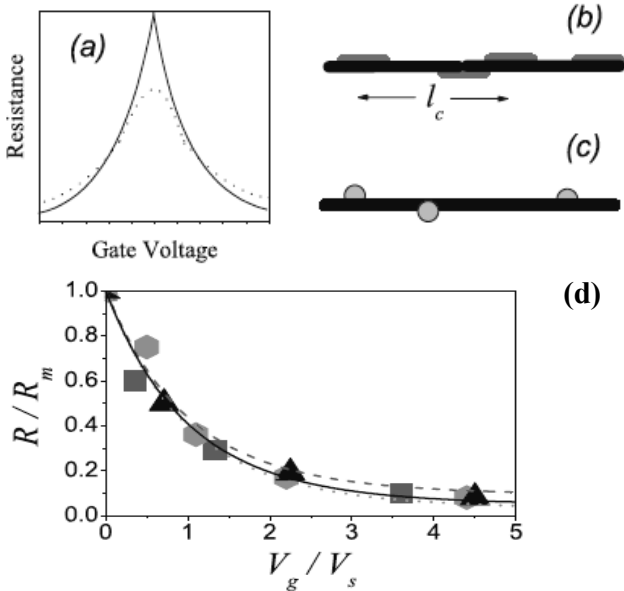


Рис. 1. (a) Залежність опору графену від  $V_g$ ; суцільна та пунктирна криві відповідають  $T=0$  та високим температурам. Неідеальний шар графену з неоднорідностями масштабу  $l_c$  (b) та з точковими дефектами (c). (d) Підгонка розрахунків нормованого опору в залежності від  $V_g$  до експериментальних даних, що дозволяє визначити темп релаксації імпульсу в залежності від енергії носіїв

**Міжзонне фотозбудження та фотопровідність**

Особливістю графену є можливість ефективного збудження електрон-діркових пар навіть при малих енергіях (у далекому або середньому ІЧ діапазонах), оскільки в ньому реалізується дозволений міжзонний перехід з матричним елементом швидкості  $\sim 10^8$  см/с. Тому оптичні властивості графену ефективно модулюються внеском нерівноважних носіїв при інтенсивній міжзонній генерації.

У роботі [17] досліджена фотопровідність власного (нелегованого) графену, що пов'язана з опроміненням інфрачервоними хвилями далекого та середнього ІЧ діапазону при температурах не вищих від кімнатної (коли внесок оптичних фононів у процеси релаксації несуттєвий). Розглянута модель, що враховувала збудження електрон-діркових пар падаючим випромінюванням, міжзонні генераційно-рекомбінаційні переходи, викликані тепловим випромінюванням, а також енергетичну ре-

лаксацію при внутрішньозонному розсіянні за участі акустичних фононів (див. Рис. 3a). Також врахована релаксація імпульсу, що обумовлена пружним розсіянням на дефектах. Ці процеси описуються інтегралами зіткнень борнівського наближення, що адаптовані до безмасового енергетичного спектру носіїв, які взаємодіють з поздовжніми акустичними фононами та з тепловим випромінюванням. Виявлено, що фотопровідність визначається конкуренцією між квазіпружною енергетичною релаксацією та генераційно-рекомбінаційними процесами (див. функцію розподілу на Рис. 3b). Тому поріг нелінійної фотопровідності виявляється досить низьким, що корелює з експериментальними даними.

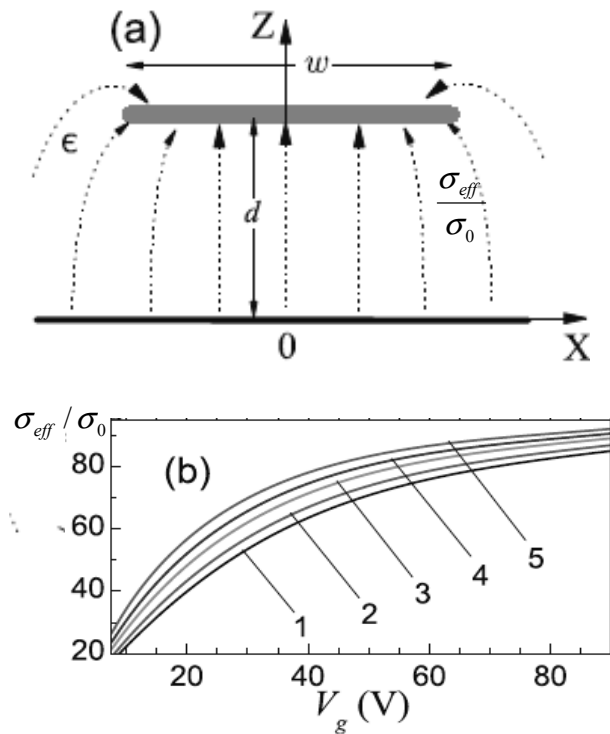


Рис. 2. (a) Поперечний переріз стрічки графену над затвором; розподіл поля показано штриховими стрілками. (b) Нормована ефективна провідність у залежності від  $V_g$  для різних значень геометричного фактору:  $d/w=0$  (1), 0.1 (2), 0.3 (3), 0.5 (4), та 0.8 (5)

Крім того, в [18] вивчалися нерівноважні електрон-діркові пари у власному (нелегованому при  $V_g=0$ ) графені при низьких температурах під дією далекого або середнього ІЧ випромінювання у широкому діапазоні його інтенсивностей. Розглянута модель аналогічна використаній у [17], але також врахована релаксація імпульсу, що обумовлена пружним розсіянням на дефектах. При інтенсивній гене-

рації характер нерівноважного розподілу носіїв визначається не тільки конкуренцією перелічених вище механізмів, а також і ефектом насичення поглинання (див. Рис. 3с). При цьому функція розподілу носіїв має області насичення в околі енергії генерації.

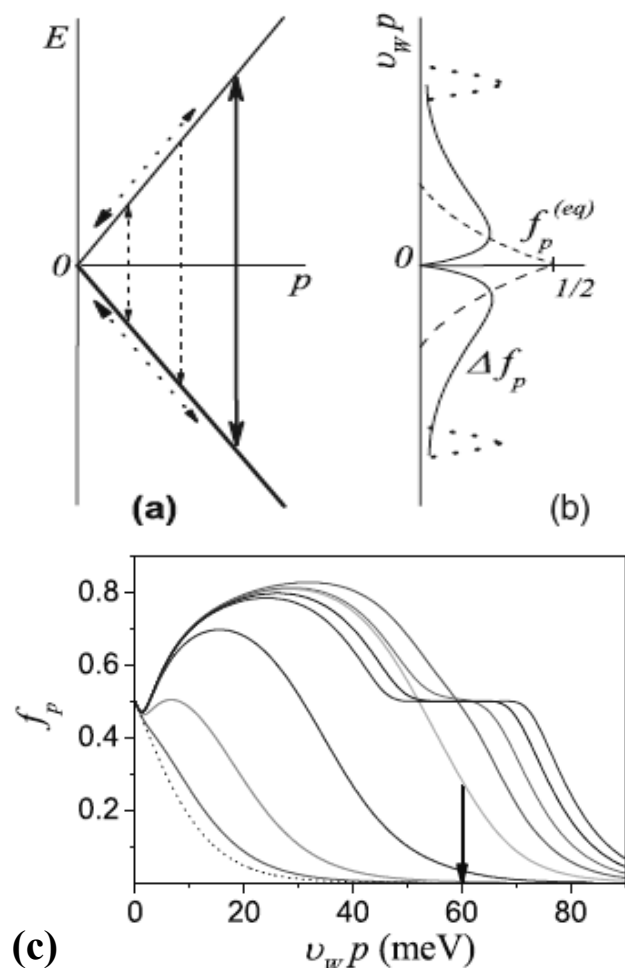


Рис. 3. (а) Схема міжзонних оптичних переходів та внутрішньозонної релаксації, що розглядалася в [17]. (б) Функції розподілу термалізованих та фотозбуджених носіїв (суцільна та штрихова криві, відповідно) у власному графені при низьких температурах. Точкові піки показують розподіл фотозбуджених носіїв. (с) Енергетичні залежності функцій розподілу електрон-діркових пар при генерації  $\text{CO}_2$  лазером з інтенсивностями  $10^{-2}$ ,  $10^{-2}$ , ...,  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup>

Показано, що при інтенсивній генерації середнього ІЧ діапазону має місце інверсія населеності (коли  $f_p > 1/2$ ) для енергій нижче енергії генерації, що може викликати нестійкість нерівноважної електрон-діркової плазми за рахунок від'ємного міжзонного поглинання. Інверсний розподіл носіїв міг би призводити до лазерного ефекту у терагерцовому спектральному діапазоні. Отримана нелінійна фотопр

відність як функція інтенсивності генерації, причому поріг нелінійності виявляється досить низьким, а при високих рівнях генерації має місце насичення. Хоча інтенсивність генерації змінюється у дуже широкому діапазоні (понад шість порядків), зміна концентрації фотозбуджених носіїв та спричиненої ними фотопровідності залишається в межах одного порядку. При цьому провідність виявляється досить чутливою до особливостей релаксації імпульсу.

Розглянуто також вплив теплового випромінювання (фотонний термостат з температурою, відмінною від температури зразка, тобто від фононного термостату) на явища переносу в шарі графену [19]. Для описаної вище моделі розраховані розподіли нерівноважних носіїв заряду та їх транспортні характеристики. Виявлено, що концентрація носіїв та провідність суттєво залежать від різниці температур фононів та фотонів через індуковану нерівноважним випромінюванням фотопровідність. Через це для підтримання режиму лінійного відгуку графен (як і інші безщілинні матеріали) потрібно ізолювати від випромінювання або контролювати опромінення зразка.

В оглядовій роботі [20] підсумовані результати вивчення впливу інтенсивної лазерної генерації на властивості графену: обговорені нерівноважні розподіли фотозбуджених носіїв, умови виникнення інверсії населеності та можливість режиму стимульованого випромінювання у терагерцовому діапазоні.

### Розігрів носіїв у графені постійним електричним полем

Вивчення гальваноманітних явищ для електрон-діркової плазми в одно- та багатошаровому графені (включаючи нелінійні ефекти у сильному електричному полі) почалося лише в останні роки, тому відносний внесок різних механізмів релаксації енергії ще не з'ясований, а характеристики генераційно-рекомбінаційних механізмів досі не встановлені.

Так само не проведений ще повний теоретичний розгляд гарячих носіїв у графені з урахуванням різних механізмів розсіювання енергії (квазіпружний канал з участю акустичних фононів та різко непружні переходи з участю оптичних фононів) та з аналізом ролі кулонівських зіткнень між носіями. Не здійснений досі аналіз вольт-амперних характеристик в

залежності від температури термостату та концентрацій носіїв. Крім того, у більшості випадків досліджувався монополярний транспорт у легованих зразках, тоді як біполярний перенос у електрон-дірковій плазмі вивчався лише в небагатьох роботах (такі експерименти можна проводити на однорідних нелегованих зразках, а розрахунки багатокомпонентної плазми складніші).

Слід відзначити, що вивчення механізмів релаксації та рекомбінації нерівноважних носіїв є підґрунтям для моделювання транзисторів на графенових структурах. Оскільки вже продемонстровані (див. огляди [10, 11]) планарні (що використовують латеральний *pn*-перехід) та польові (базовані на залежності провідності каналу від напруги затвору) транзистори (починаючи з [21] було опубліковано багато робіт на цю тему), то подальше вивчення фізики гальваноманітних ефектів у графені є необхідною умовою ефективного моделювання таких приладів.

У роботі [22] побудовано теорію нерівноважних носіїв заряду у графені при розігріві їх постійним електричним полем: розраховані вольт-амперні характеристики, вивчена роль механізмів релаксації імпульсу та енергії, а також генераційно-рекомбінаційних процесів. Знайдений розподіл електрон-діркових пар для випадків: (а) коли кулонівське розсіяння домінує, так що реалізується квазірівноважний розподіл з ефективними температурою та концентрацією, що визначаються з рівнянь балансу, та (б) коли розсіяння носіїв на носіях несуттєве і розподіл носіїв визначається конкуренцією між енергетичною релаксацією на акустичних фонах та міжзонними переходами, викликаними тепловим випромінюванням. Отримані функції розподілу зображені на Рис. 4а, б, с, відповідно. Нелінійні вольт-амперні характеристики для обох випадків зображені на Рис. 5а-е при різних температурах, від 4.2 К до 300 К. З наведених розрахунків видно, що поріг нелінійності виявляється низьким (через неефективну рекомбінацію та повільну енергетичну релаксацію), а насичення вольтамперної характеристики у сильному полі обумовлене незалежністю швидкості квазічастинок від енергії. При подальшому зростанні поля внесок нерівноважних носіїв з енергіями  $\sim 100$  меВ буде зростати, і тому слід враховувати процеси розсіяння на оптичних фонах.

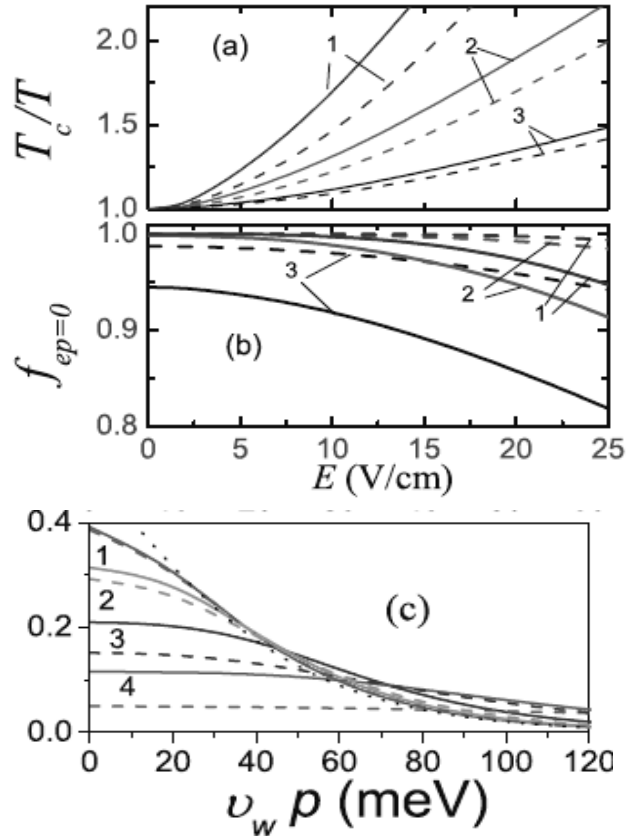


Рис. 4. Польові залежності ефективної температури  $T_c$  (а) та максимуму електронного розподілу  $f_{ep=0}$  (б) для графену *n*-типу при (б)  $T=77$  К (1), 150 К (2), 300 К (3). (с) Функції розподілу гарячих носіїв у власному графені при  $T=300$  К та  $E=1$  В/см (1), 3 В/см (2), 10 В/см (3), 30 В/см (4) (штрихові та суцільні криві відповідають  $l_c=10$  нм та 20 нм відповідно)

Аналогічні обчислення для випадку біполярного графену, коли треба аналізувати нееквівалентні розподіли електронів та дірок, проведені в [23]. Розігрів носіїв у легованому (біполярному) графені був розглянутий з врахуванням тих самих механізмів енергетичної релаксації та генераційно-рекомбінаційних процесів, що вивчалися в роботі [22]. При цьому ефективна температура та концентрації носіїв визначаються з рівнянь балансу енергії та двох рівнянь для концентрацій електронів та дірок. Крім залежності від  $E$  та  $T$ , нелінійна вольт-амперна характеристика тепер суттєво визначається напругою на затворі  $V_g$ .

#### Перехідні процеси при надкороткому фотозбудженні графену

Перехідна еволюція носіїв при міжзонному збудженні власного графену надкоротким лазерним імпульсом активно вивчається в останні

роки, оскільки такий метод дозволяє безпосередньо вимірювати часи релаксації фотозбуджених носіїв та верифікувати механізми релаксації. Крім того, для надкороткого імпульсу може бути досягнута висока інтенсивність генерації, й тому можлива реалізація нелінійного режиму перехідного відгуку.

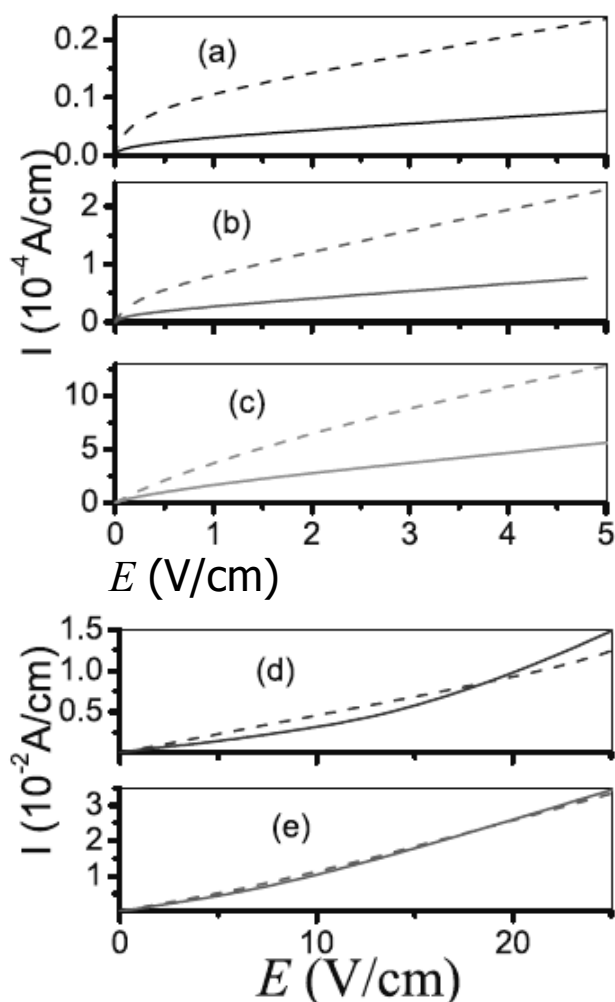


Рис. 5. Нелінійні вольт-амперні характеристики для різних температур:  $T=4.2$  К (а), 20 К (б), 77 К (в), 150 К (д), 300 К (е). Суцільні та пунктирні криві відповідають наближенням домінуючих та відсутніх міжчастинкових зіткнень

Теоретичний розгляд процесу міжзонного фотозбудження у ІЧ або видимій спектральній області з урахуванням розширення міжзонних переходів при розсіянні, а також розрахунок перехідних оптичних характеристик (диференціального відбиття та пропускання зондуючого випромінювання) та перехідної фотопровідності (відгук на слабе постійне поле) проведений у роботі [24]. Початковий розподіл носіїв після збудження імпульсом інтенсивності  $I_{ex}$  (див.

Рис. 6а) має форму гаусівського піку, що після випромінювання каскаду оптичних фононів швидко переходить до пасивної області з енергією, меншою від енергії оптичного фонону. Аналогічно до випадку нерівноважних носіїв при розігріві постійним електричним полем [22, 23], тут врахована квазіпружна енергетична релаксація на акустичних фононах та міжзонні генераційно-рекомбінаційні процеси за рахунок взаємодії з тепловим випромінюванням та розглянуті граничні випадки домінуючих міжчастинкових зіткнень та слабкої кулонівської взаємодії. Продемонстровано, що перехідні оптичні характеристики дозволяють верифікувати ці механізми релаксації.

З ростом інтенсивності імпульсу генерації при надшвидкому збудженні графену можна реалізувати режим осциляцій Рабі [25], коли відгук визначається нелінійною когерентною динамікою носіїв. Такий режим відповідає фемтосекундним збуджуючим імпульсам у видимому спектральному діапазоні при інтенсивностях, більших від декількох ГВт/см<sup>2</sup> (для ІЧ генерації потрібні інтенсивності, більші від декількох МВт/см<sup>2</sup>), коли площа імпульсу генерації  $A_{ex}$  буде кратною  $\pi$ . При цьому функція розподілу фотозбуджених носіїв (що залежить від часу та енергії) осцилює з часом та з ростом інтенсивності генерації. Такі ж осциляції демонструє й концентрація носіїв, як це показано на Рис. 6б. Аналогічно до концентрації, суттєво змінюються в умовах осциляцій Рабі й спектральні та часові залежності коефіцієнтів відбиття та пропускання. Розрахунки, що проведені з урахуванням процесів декогерентизації електрон-діркових пар при їх збудженні та каскадній емісії оптичних фононів, демонструють можливість спостереження осциляцій Рабі у наведених вище умовах.

Якщо час збудження  $\tau_p$  перевищує час декогерентизації, то осциляції Рабі пригнічені й має місце локальний у часі режим фотогенерації пар. При цьому нелінійність відгуку пов'язана з насиченням поглинання, яке обумовлене принципом Паулі. Нещодавно для телекомунікаційного спектрального діапазону був реалізований ефективний лазер, що використовує графен в якості насичуючого поглинача [26]. Тому всебічне вивчення ефекту насиченого поглинання є актуальним. У роботі [27] проведений аналіз процесу насичення поглинання при генерації у ІЧ діапазоні, коли важлива лише декогерен-

тизація за рахунок пружних зіткнень, або у видимій спектральній області, коли потрібно враховувати процес каскадного випромінювання оптичних фононів. На Рис. 7а зображений контурний графік піків фотозбудженої функції розподілу  $f_{pt}$  у процесі каскадного випромінювання оптичних фононів.

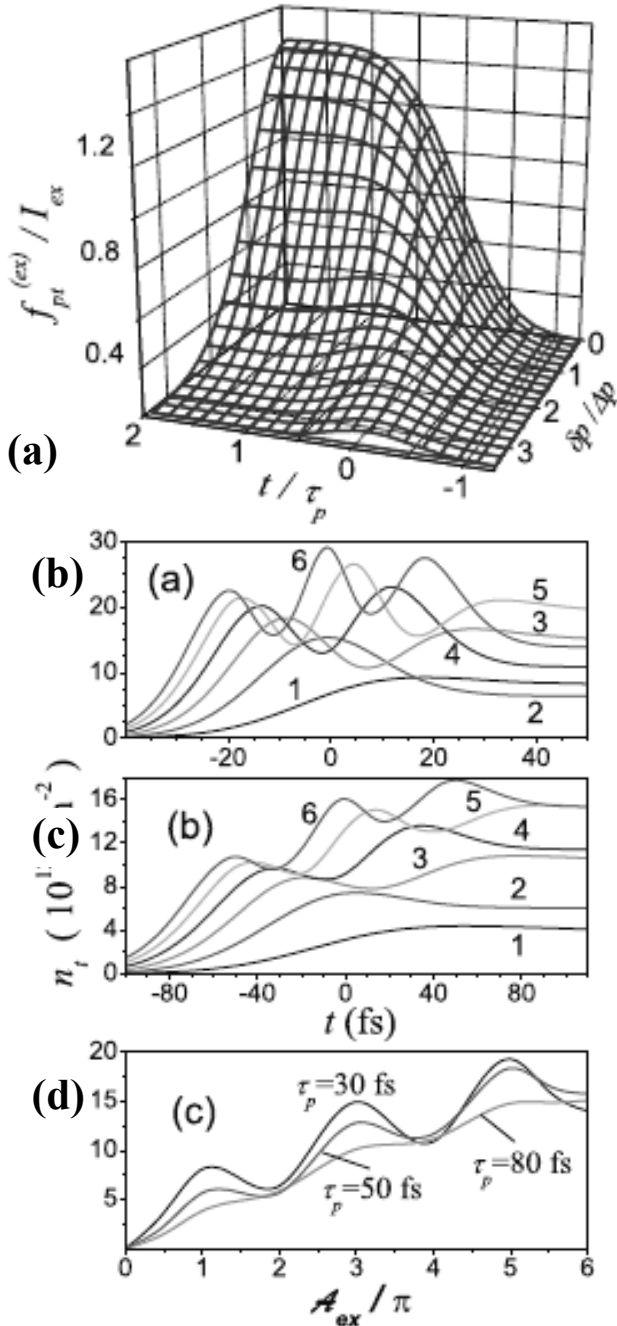


Рис. 6. (а) Часова еволюція функції розподілу фотозбуджених носіїв у випадку лінійної накачки,  $I_{ex} \ll 1$ . Еволюція концентрації у режимі Рабі-осциляцій при  $\tau_p = 30$  фс (b) та  $\tau_p = 80$  фс (c) та рівнях накачки  $A_{ex} = \pi$  (1),  $A_{ex} = 2\pi$  (2),  $A_{ex} = 3\pi$  (3),  $A_{ex} = 4\pi$  (4),  $A_{ex} = 5\pi$  (5), та  $A_{ex} = 6\pi$  (6). (d) Залежність концентрації від інтенсивності  $A_{ex}$  при різних  $\tau_p \gg t$

Для енергій, близьких до енергії збудження при  $t \sim \tau_p$  функція розподілу не мала, що й обумовлює ефект насичення. На нижніх піках реалізується умова  $f_{pt} > 1/2$  (області  $p, t$ -площини виділені червоною кривою), тобто має місце від'ємне поглинання зондуєчого ІЧ випромінювання. З ростом інтенсивності накачки  $S$  має місце зменшення коефіцієнту поглинання та зростання пропускання, як це показано на Рис. 7b та c, відповідно.

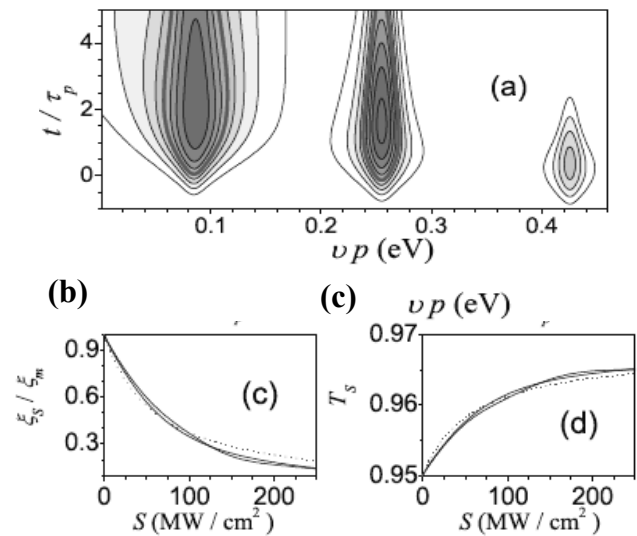


Рис. 7. (а) Контурний графік часової еволюції функції розподілу фотозбуджених носіїв при  $\tau_p = 0.3$  пс, інтенсивності накачки  $200 \text{ MW/cm}^2$  та енергії переходу  $0.8 \text{ eV}$ . Залежність усереднених по довжині імпульсу коефіцієнтів поглинання (b) та пропускання (c) від інтенсивності накачки  $S$

### Оптична характеристика графену

Оптичні властивості графену є одним із найбільш інформативних методів вивчення цього безщілинного матеріалу, оскільки ефективні міжзонні переходи мають місце на всьому спектральному інтервалі, починаючи від частот релаксації при розсіянні у неідеальній ґратці (див. огляд [28]). Такий метод характеристики дозволяє також визначати внесок у оптичні властивості нерівноважних вільних носіїв (електрон-діркових пар або одного типу носіїв у сильно легованих матеріалах), обумовлений паулівським блокуванням міжзонних переходів та внутрішньозонним друдівським поглинанням, яке виникає при врахуванні розсіяння. Таким чином, можлива ефективна модуляція

оптичних властивостей графену нерівноважними носіями, що дозволяє як визначити функції розподілу носіїв, так і застосувати ці ефекти у оптоелектронних пристроях. У роботах [29] та [30] вивчалися електрооптика та люмінесценція нерівноважних носіїв; проведені розрахунки використовують загальні методи оптики низьковимірних систем, що викладені у монографії [31].

Електрооптика відбиття та ефект Керра в графені виникають за рахунок розігріву та дрейфу носіїв в сильному електричному полі [29], див. схему на Рис. 8а. Динамічна провідність розрахована для спектральної області, де домінують міжзонні переходи, при малій анізотропії розподілу нерівноважних носіїв. Спектральні та польові залежності коефіцієнтів поглинання та диференціального відбиття шару графену, що зображені на Рис. 8b та 8c, відповідно, дозволяють визначити ефективну температуру та концентрацію носіїв. Крім того, ступінь еліптичності  $r$ - та  $t$ -хвиль, що обумовлена ефектом Керра, визначається дрейфовою швидкістю гарячих носіїв.

Більш детальну інформацію про функції розподілу нерівноважних носіїв в графені можна отримати зі спектральних та поляризаційних залежностей люмінесценції у середньому та ближньому ІЧ діапазонах. Спектральний розподіл та поляризаційні характеристики 3D фотонів, що випромінюються 2D електрон-дірковими парами з шару графену, вивчався у роботі [30]. Розглядалися випадки люмінесценції з епітаксiального зразка великої площі та з мікроструктур графену, що зазвичай отримуються методом «відлущування», див. Рис. 9а та 9б, відповідно. Також проаналізовані поляризаційні залежності випромінювання (див. Рис. 9с) і показано, що вони дозволяють виділити внесок нерівноважних носіїв у загальне випромінювання структури. Крім потреб характеристики, досить висока ефективність емісії у далекому та середньому ІЧ діапазонах відкриває можливість використання графену як випромінювача.

## Висновки

У квазікласичних розрахунках явищ переносу для власного та легованого графену, які обумовлені розігрівом носіїв постійним електричним полем, а також фотозбудженням

електрон-діркової плазми, виконаних з участю та під керівництвом Ф. Т. Васька, отримано низку важливих характеристик нерівноважних електронів і дірок у графені. Результати цих робіт стосуються зокрема концентраційної і температурної залежності опору графену; міжзонного фотозбудження і фотопровідності; розігріву носіїв у графені постійним електричним полем; перехідних процесів при надкороткому фотозбудженні графену; оптичної характеристики графену. Отримані результати мають не лише загальнотеоретичне значення, а й можуть бути використані новій вуглецевій оптоелектроніці.

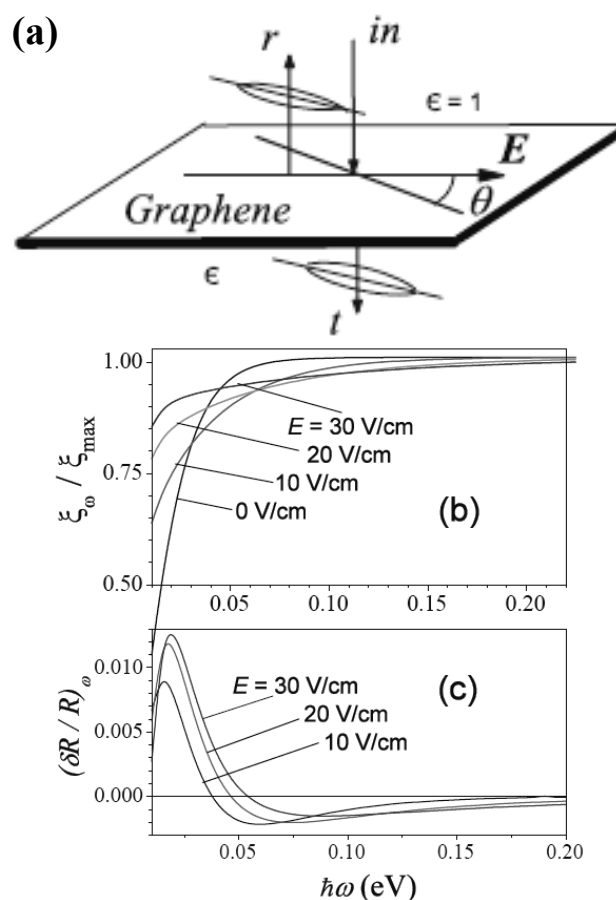


Рис. 8. (а) Схема електрооптичних вимірів для нормального розповсюдження падаючого ( $in$ ), відбитого ( $r$ ), та прохідного ( $t$ ) випромінювання через графен, до якого прикладене електричне поле  $E$ . Кут  $\theta$  визначає поляризацію  $in$ -хвилі, причому  $r$ - та  $t$ -хвилі будуть еліптично поляризованими. Спектральні залежності відносного поглинання (b) та диференціального відбиття (c) для власного графену при  $T=77$  К в різних полях  $E$

До цього моменту участь українських науковців у формуванні основ «фізики графену» обмежувалося переважно теорією. Однак зде-



шевлення графену (а відтак і його доступність), а також отримання в Інституті фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова перших зразків «українського» графену, вирощених на базі карбиду кремнію [32], відкривають можливість розгортання й експериментальних робіт з фізики графену в Україні.

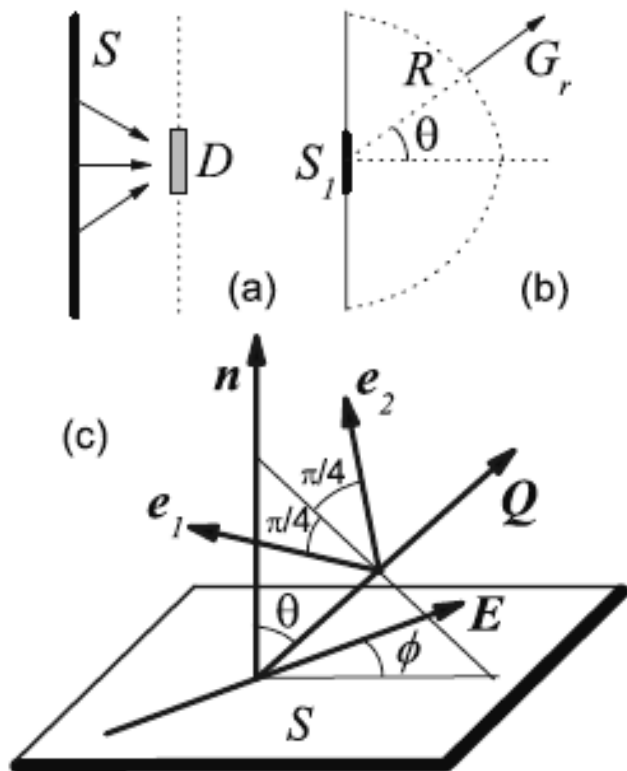


Рис. 9. Геометрія люмінесценції з шару графену: (а) від зразка великої площі з детектором ( $D$ ) у ближній зоні; (б) від зразка малих розмірів, де  $G_r$  — потік енергії у далекій зоні; (с) Поляризаційні характеристики випромінювання. Тут  $n$  — нормаль до шару графену,  $e_{1,2}$  — одиничні вектори поляризації. Кути  $\Theta$  та  $\phi$  визначають напрям поляризації та її орієнтацію в площині відповідно

### Подяка

Автор вдячний Ф. Т. Ваську за сприяння й обговорення під час написання цього огляду. Автор також вдячний С. Г. Шарапову за люб'язно надіслані матеріали його докторської дисертації.

### Література

1. Geim A. "Graphene: Status and Prospects". *Science* **324**, 1530 (2009).
2. Peres N. M. R., «Graphene, new physics in two dimensions», *Europhysics News* **40**, 17 (2009).

3. Стріха М. В. «Фізика графену: стан і перспективи», *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 1 (7), 5 (2010).
4. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., and Firsov A. A. «Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films», *Science* **306**, 666 (2004).
5. Gusynin V. P., Sharapov S. G. «Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene», *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 146801 (2005).
6. Gusynin V. P. Sharapov S. G. «Transport of Dirac quasiparticles in graphene: Hall and optical conductivities», *Phys. Rev. B.*, **73**, 245411 (2006).
7. Sharapov S. G., Gusynin V. P., Beck H. «Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations», *Phys. Rev. B.* **69**, 075104 (2004).
8. Gusynin V. P., Sharapov S. G. «Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations. II. Transport properties» *Phys. Rev. B.* **71**, 125124 (2005).
9. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. «Unusual Microwave Response of Dirac Quasiparticles in Graphene», *Phys. Rev. Lett.* **96**, 256802 (2006).
10. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., and Geim A. K. «The electronic properties of graphene», *Review of Modern Physics* **81**, 109 (2009).
11. Peres N. M. R. «Colloquium: The transport properties of graphene: An introduction». *Review of Modern Physics* **82**, 2673 (2010).
12. Vasko F. T., and Raichev O. E. «Quantum Kinetic Theory and Applications» (Springer, N. Y., 2005).
13. Vasko F. T., and Ryzhii V. «Voltage and temperature dependencies of conductivity in gated graphene», *Phys. Rev. B.* **76**, 233404 (2007).
14. Shao Q., Liu G., Teweldebrhan D., and Balandin A. A. «High-temperature quenching of electrical resistance in graphene interconnects». *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 202108 (2008).
15. Vasko F. T. «Anisotropic conductivity of doped graphene due to short-range nonsymmetric scattering», *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 212103 (2010).
16. Vasko F. T., and Zozoulenko I. V. «Conductivity of a graphene strip: width and gate-voltage dependencies», *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 092115 (2010).
17. Vasko F. T., and Ryzhii V. «Photoconductivity of an intrinsic graphene», *Phys. Rev. B.* **77**, 195433 (2008).
18. Satou A., Vasko F. T., Ryzhii V. «Nonequilibrium carriers in intrinsic graphene under interband photoexcitation», *Phys. Rev. B.* **78**, 115431 (2008).
19. Romanets P. N., Vasko F. T., and Strikha M. V. «Thermal-radiation-induced nonequilibrium carriers in intrinsic graphene», *Phys. Rev. B.* v. **79**, 033406 (2009).
20. Satou A., Ryzhii M., Vasko F. T., Otsuji T., and Ryzhii V. «Graphene under optical pumping: nonequilibri-

- um distributions, population inversion, and terahertz lasing». *Proceedings of SPIE*, **7211**, 721119 (2009).
21. Avouris P., Chen Zh., and Perebeinos V. «Carbon based electronics». *Nature Nanotechnologies*, **2**, 605 (2007).
  22. Balev O. G., Vasko F. T., and Ryzhii V. «Carrier heating in intrinsic graphene by a strong dc electric field». *Phys. Rev. B*, **79**, 165432, (2009).
  23. Balev O. G., and Vasko F. T. «Hot carriers in a bipolar graphene». *J. Appl. Phys.*, **107**, 124312 (2010).
  24. Romanets P. N., and Vasko F. T. «Transient response of intrinsic graphene under ultrafast interband excitation». *Phys. Rev. B*, **81**, 085421 (2010).
  25. Romanets P. N., and Vasko F. T. «Rabi oscillations under ultrafast excitation of graphene». *Phys. Rev. B*, **81**, 241411R (2010).
  26. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., and Ferrari A. C. «Graphene photonics and optoelectronics». *Nature Photonics*, **4**, 611 (2010).
  27. Vasko F. T. «Saturation of interband absorption in graphene». *Phys. Rev. B*, **82**, 2354xx (2010).
  28. Фальковский Л. А. «Оптические свойства графена и полупроводников типа  $A_4B_6$ ». УФН, **178**, 923 (2008).
  29. Strikha M. V., and Vasko F. T. «Electro-optics of graphene: Field-modulated reflection and birefringence». *Phys. Rev. B*, **81**, 115413 (2010).
  30. Vasko F. T., and Balev O. G. «Spectral and polarization dependencies of luminescence by hot carriers in graphene». *Phys. Rev. B*, **82**, 165449 (2010).
  31. Vasko F. T., and Kuznetsov A. V. «Electron States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures» (Springer, N. Y., 1998).
  32. Kiselev V. S., Lytvyn P. M., Yukhymchuk V. O., Belyaev A. E., Vitusevich S. A. «Synthesis and properties of porous SiC ceramics». *J. Appl. Phys.* **107**, 093510 (2010).