

PACS numbers: 42.70.Ln, 61.43.Dq, 68.35.bm, 72.40.+w, 73.50.Pz, 78.20.Nv, 82.35.Cd

Особливості процесу фотогенерації носіїв заряду в аморфних молекулярних напівпровідниках

М. А. Заболотний¹, Л. І. Асламова¹, Є. М. Бобошко^{2,4},
А. А. Колесніченко², Д. С. Леонов², Р. В. Литвин^{2,3},
А. Ю. Сезоненко², М. М. Ямшинський^{2,4}, М. Ю. Барабаш^{2,4}

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64,
01033 Київ, Україна

²Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна

³Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України,
вул. Омеляна Пріцака, 3,
03142 Київ, Україна

⁴Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
вул. Політехнічна, 35, корпус 9,
03056 Київ, Україна

В роботі вивчено тривалість і радіус термалізації носіїв заряду за фотогенерації їх в аморфних молекулярних напівпровідниках (АМН). В експериментах для мірянь спектральної чутливості використовували зразки у вигляді тонких шарів карбазолвмісних матеріалів, одержаних за допомогою поливу толуолових розчинів. Запропоновано феноменологічний модель процесу термалізації, яка ґрунтується на припущенні ньютонівського характеру залежності швидкості енергетичних втрат нерівноважним електроном. В рамках моделю встановлено залежності тривалості термалізації від частоти збуджувального світла, температури АМН і параметрів, що визначають швидкість і діапазон енергій. Показано, що в системі реалізуються втрати надлишкової енергії нерівноважним носієм електричного заряду. Продемонстровано співставлення їх з експериментальними даними. Метою роботи є експериментальне дослідження процесу термалізації карбазолвмісних АМН, що знаходяться в зовнішньому електричному полі під час фотозбудження їх, і розробка релевантного моделю процесу термалізації носіїв заряду.

The duration and radius of charge-carriers' thermalization during the

photogeneration of them in amorphous molecular semiconductors (AMS) are studied in present work. The samples in the form of thin layers of carbazole-containing materials obtained by pouring toluene solutions are used in the experiments of spectral-sensitivity measurements. A phenomenological model for the thermalization process based on the assumption of the Newtonian nature of the energy-loss rate dependence for non-equilibrium electron is proposed. Within the model, the dependences of the thermalization duration on the frequency of the exciting light, the AMS temperature and the parameters determining the speed and range of energies are established. As shown, the excess energy losses are realized in the system by an unbalanced electric-charge carrier. Comparison of them with experimental data is demonstrated. The aim of the work is both the experimental study of the thermalization process of carbazole-containing AMS located in an external electric field during photoexcitation of them and the development of a relevant model for charge-carriers' thermalization process.

Ключові слова: аморфні молекулярні напівпровідники, фоточутливість, радіус і час термалізації, напруженість електричного поля, спектральна залежність.

Key words: amorphous molecular semiconductors, photosensitivity, radius and time of thermalization, electric-field strength, spectral dependence.

(Отримано 15 лютого 2023 р.; остаточний варіант — 31 березня 2023 р.)

1. ВСТУП

Аморфні молекулярні напівпровідники (АМН) на основі спряжених полімерів з сенсibiliзуювальними домішками широко використовуються в оптоелектроніці, інформаційних і мікроелектронних системах, фоточутливих елементах сонячних батарей [1, 2]. Характерною особливістю більшості АМН є їхня істотна фоточутливість у видимій та інфрачервоній областях спектру, можливість керування реологічними, фотофізичними й електрофізичними характеристиками середовищ на їхній основі за допомогою вибору допувальних нанодомішок. Причиною цього є те, що молекули сенсibiliзатора діють не лише як центри вбирання світла, але також як центри (або їхні складові) фотогенерації носіїв заряду. Вивченими та широко використовуваними є АМН на основі полі-*N*-вінілкарбазола (ПВК), полі-*N*-епоксипропілкарбазола (ПЕПК), поліантрацелінгліциділового ефіру (ПАГЕ), полі-*N*-гліциділкарбазола (ПГК), карбазольмісного поліорганосилоксану (КСПО). Фоточутливість цих АМН зумовлено наявністю в них карбазолових ядер, що мають велику замкнену спряжену π -електронну систему, регулярністю їхньої структури та густиною пакування. Відомо [3, 4], що у ряді структур ПВК (ПЕПК)–ПГК–

КСПО реалізується поступове збільшення віддалі між карбазоловими ядрами за рахунок збільшення кількості атомів у ланках основного полімерного ланцюга, якими з'єднуються сусідні мономерні ланки. Збільшення віддалі між карбазоловими ядрами в полімерному ланцюзі приводить до зростання його гнучкості й одночасно до поліпшення умов щодо утворення комплексів із переносом заряду (КПЗ). В АМН, утворених на основі ПГК і ПАГЕ, структура ланцюга залишається практично незмінною, а змінюється лише вигляд донорного включення.

Останнім часом використовується у прикладних застосуваннях [1, 2] можливість керування оптичними характеристиками допованих АМН за допомогою зовнішнього електромагнетного, електричного та магнетного полів. Фізичною основою цього є те, що розподіли електронної густини основного та збуджених станів полімерних молекул, сенсibilізованих допантами, є різними. Це приводить до різних сил взаємодії утворених комплексів із зовнішнім електричним полем, що зумовлює можливість реалізації класичного чи то динамічного Штаркового ефекту.

Фоточутливість таких АМН зумовлено наявністю в них карбазолових ядер, що мають велику замкнену спряжену π -електронну систему, регулярністю їхньої структури та густиною пакування. У низці структур на основі ПВК, ПЕПК, ПАГЕ, ПГК та КСПО в якості сенсibilізаторів сполук 2,4,7-тринітро- (ТНФ) і 2,4,5,7-тетранітрофлюоренону (ТЕНФ), кислоти 2,4,7-тринітро-9-дицианометилефлюорен-4-карбоксиліку (КТНФДЦМК), тетраціаноквінодиметану (ТЦНК), андециліка ефіру кислоти 2,7-динітро (АЕКДДМФК), як відомо [3, 4], реалізується поступове збільшення віддалі між карбазоловими ядрами за рахунок збільшення кількості атомів у ланках основного полімерного ланцюга, якими з'єднуються сусідні мономерні ланки.

Відомо, що для цього типу АМН процес фотогенерації складається з декількох етапів, із яких можна виділити два головних. Перший триває близько 10^{-11} – 10^{-12} с [3–5]. Упродовж цього етапу після вбирання кванта світла формується нейтральний екситоноподібний стан, який завдяки автоіонізації переходить у йон, тобто у «гарячу» пару носіїв заряду. Утворена гаряча пара втрачає надлишкову енергію завдяки непружній взаємодії із сусідніми атомами та протягом часу термалізації t_t розділяється на довжину термалізації r_t . Процес термалізації можна вважати завершеним [5, 6], коли надлишкова енергія нерівноважної пари носіїв заряду зменшується до такого значення ΔW , що взаємодія із оточенням стає пружньою. Термалізація приводить до переходу рухомого носія заряду від фотогенерувального центру до молекули карбазолу АМН, що у свою чергу приводить до формування пари електрон–дірка, яка перебуває в тепловій рівновазі із на-

вколишнім середовищем. Потім розпочинається другий етап, під час якого реалізується дисоціація пари електрон–дірка в процесі дифузійно-дрейфового руху в електричному полі. Така багаступеневість процесу фотогенерації носіїв електричного заряду в АМН створює значні труднощі під час його експериментального дослідження, оскільки виміряти можливо тільки результат реалізації всіх етапів.

Додаткову складність аналізу процесу термалізації зумовлює відсутність адекватного моделю другого, рівноважного етапу процесу фотогенерації. Так, немає пояснення природи ефективної температури [4, 5], яка істотно впливає на інтенсивність впливу електричного поля на квантовий вихід фотогенерації носіїв електричного заряду. Запропоноване раніше [5, 6] пояснення природи ефективної температури проявом тунельних переходів близького електрону під час перебігу процесу фотогенерації пропонувало тлумачення не значення ефективної температури, а достатньо широкого діапазону «ефективних температур». Врахування ширини діапазону, визначеного для комплексів з перенесенням заряду ПВК (ПЕПК) із домішками сполук ТНФ, ТЕНФ, приводило до неоднозначності аналізу польової залежності квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду у зазначених комплексах. Відмітимо, що процес близький за перебігом термалізації має місце у водних середовищах за генерації бабстонів [7, 8].

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ

Вільні носії електричного заряду в АМН утворюються після проходження ланцюга окремих елементарних процесів, кожний з яких впливає на закономірності процесу фотогенерації. Для вивчення процесу фотогенерації носіїв електричного заряду в АМН особливий інтерес представляє залежність квантового виходу фотогенерації від довжини хвилі збуджувального світла. Це пояснюється тим, що така залежність в основному задається термалізацією, а не всією сукупністю процесів, які визначають процес фотогенерації.

Залежність квантового виходу фотогенерації η в антрацені та пентацені, а також в карбазольмісних сполуках досліджувалася в роботах [9]. Показано, що квантовий вихід фотогенерації носіїв заряду зростає зі збільшенням частоти вбираного світла. Через вивчення фотопроектів у пентацені та використання Онсагерового моделю для опису механізму дисоціації електронно-діркової пари [2] було виявлено зростання довжини термалізації носіїв заряду зі збільшенням частоти збуджувального світла. В роботі [9] було показано, що в полімерних напівпровідниках в околі границі власного вбирання світла спектральна залежність квантового ви-

ходу фотогенерації носіїв заряду може бути описана наближеним співвідношенням:

$$\eta(\hbar\omega) \approx C(\hbar\omega - E_G^{ad})^n, \quad n \approx 2/5, \quad (1)$$

де C — деяка функція температури та напруженості електричного поля, E_G^{ad} — ширина адіабатичної енергетичної щілини. Відмітимо, що задовільного моделю, який би обґрунтовував вираз (1), тоді не було.

У роботі були проведені додаткові дослідження залежності квантового виходу фотогенерації носіїв $\eta(\lambda)$ для більш широкого ряду АМН. В цих дослідженнях використовували зразки товщиною у 1,4–1,5 мкм, одержані на скляній основі із електропровідним підшаром SnO_2 за допомогою поливу із толуольного розчину стандартним методом [4]. Поверхня зразка в коронному розряді була заряджена позитивними йонами. Спектральну чутливість S_λ визначали по 20%-спаду потенціалу вільної поверхні АМН під дією випромінення інтенсивністю у 0,1 мВт/см². Результати експериментів ілюструють дані, наведені у таблиці.

В таблиці наведено дані по дослідженню спектральних залежностей чутливості S_λ , коефіцієнта вбирання зразка $k(\lambda)$, квантового виходу фотогенерації носіїв $\eta(\lambda)$ та енергії спорідненості до електрону. Згідно з наведеними в таблиці результатами залежність квантового виходу фотогенерації від λ (або енергії кванту світла W_ϕ) посилюється зі зменшенням енергії спорідненості до електрону сенсibilізатора. Такий характер залежності $\eta(\lambda)$ можна якісно зрозуміти, враховуючи, що початкову енергію гарячого електрона W_e (із нехтуванням внеску поляризаційних ефектів) можна оцінити як $W_\phi - I_d + E_A + U$. (Тут U — потенціальна енергія гарячого електрона.) У цьому випадку відносна зміна $\Delta W_e/W_e$ зі зміною W_ϕ визначається відношенням $\Delta W_\phi/(W_\phi - I_d + E_A + U)$, величина якого зростає зі зменшенням E_A .

2. ТЕОРЕТИЧНИЙ МОДЕЛЬ

В даній роботі запропоновано феноменологічний модель процесу термалізації «гарячих» носіїв заряду, який уможлиблює описати залежність характеристик цього процесу від довжини хвилі збуджувального світла, температури середовища, параметра, що визначається структурою фононного спектру, та напруженості зовнішнього електричного поля. Модель заснований на припущенні, що надлишок енергії «гарячого» нерівноважного носія заряду, який рухається у зовнішньому електричному полі, зменшується завдяки переходу її до сусідніх молекул із швидкістю переходу, що залежить від різниці температур «гарячих» електронів і ото-

чення.

Передбачається [5], що процес термалізації припиняється, коли енергія «гарячих» носіїв заряду зменшується до величини,

ТАБЛИЦЯ. Спектральна чутливість, коефіцієнт вибрання та квантовий вихід фотогенерації носіїв електричного заряду в АМН за двох довжинах хвиль випромінення. Величина I_d — потенціал йонізації АМН; E_a — енергія споріднености до електрона сенсibilізатора.¹

ФП	Сенсibilізатор	Кількість сенсibilізатора		$S_{\text{дв/о}} = 0,2 \text{ м}^2/\text{Дж}$		$k(\lambda), \%$		Зміна η зі зменшенням λ від 700 нм до 550 нм	E_a
		ваг. %	$\lambda = 700 \text{ нм}$	$\lambda = 550 \text{ нм}$	$\lambda = 700 \text{ нм}$	$\lambda = 550 \text{ нм}$	$\frac{S_{550}}{S_{700}} : \frac{k(550)}{k(700)}$		
ПВК $I_d = 7,6 \text{ еВ}$	ТНФ ТЕНФ ТНФДЦМ	3,0	0,16	3,0	20	60	6 разів	2,05	
		5,0	1,2	8,0	40	75	3,4 рази	2,35	
		3,0	3,0	6,0	60	85	1,5 разу	2,60	
ПЕКК $I_d = 7,6 \text{ еВ}$	ТНФ ТЕНФ Ud-ДДФК ТЕНФДЦМ ТЦХДН	3,0	0,15	5,0	10	70	5,2 разів	2,05	
		5,0	1,3	7,0	46	78	3,4 рази	2,35	
		4,0	3,0	8,0	55	70	2,1 рази	2,45	
		3,0	3,5	7,0	60	80	1,6 разу	2,6	
		1,0	1,0	1,2	65	85	1 раз	2,7	
ПАГЕ $I_d = 7,4 \text{ еВ}$	ТНФ ТЕНФ ТНФДЦМ ТЦХДН	4,3	0,4	5,0	10	75	2 рази	2,05	
		4	1,0	5,2	60	80	4 рази	2,35	
		3,6	2,0	2,0	70	75	1 раз	2,60	
		1,0	0,8	0,8	50	70	0,9 разу	2,70	
ПГК $I_d = 7,1 \text{ еВ}$	ТНФ	4,0	1,1	2,3	27	31	2 рази	2,05	

коли їхня температура на малу величину ΔT перевищує температуру навколишнього середовища T_0 . Водночас припускається, що потенціальна енергія взаємодії «гарячої» частинки із оточенням в процесі термалізації не змінюється.

Дослідження процесу термалізації фотозбуджених носіїв електричних зарядів в АМН проводиться протягом тривалого часу [2, 4, 5]. Незважаючи на істотні результати, досягнуті в даному напрямі (визначення порядку величин часу та довжини термалізації, співвідношень між загальними властивостями фононних спектрів і t_τ й r_τ , зв'язок між t_τ та коефіцієнтом дифузії носіїв заряду тощо), закономірності процесу термалізації не є з'ясованими.

Насамперед, таке положення пояснюється тим, що процес є нерівноважним. Це приводить, наприклад до того, що носій заряду під час термалізації не можливо характеризувати такими рівноважними параметрами як коефіцієнт дифузії чи рухливість. Під час створення моделей термалізації з використанням квантово-механічних характеристик стикаємося з труднощами дослідження відповідних гамільтоніанів і неповнотою інформації про значення перерізів взаємодії.

Нами запропоновано феноменологічний модель процесу термалізації гарячих носіїв заряду, який уможливорює описати залежність характеристик цього процесу від довжини хвилі збуджувального світла та температури середовища. Допускається, що потенціальна енергія взаємодії гарячої частинки із оточенням у процесі термалізації не змінюється, а зовнішні поля відсутні або малі та тому не впливають на процес термалізації. За такого розгляду надлишкова енергія нерівноважного носія заряду визначається його кінетичною енергією або температурою. Таке співвідношення уможливорює визначити швидкість переміщення нерівноважного електрона $v(t)$:

$$v(t) = \sqrt{\frac{3k_B T(t)}{m}}; \quad (2)$$

тут k_B — це Больцманнова стала, m — ефективна маса нерівноважного носія заряду.

З використанням припущення, що рух носія заряду прямолінійний під час термалізації, довжина термалізації може бути визначена за допомогою співвідношення:

$$r_\tau = \int_0^{t_\tau} v(t) dt = \sqrt{\frac{3k_B}{m}} \int_0^{t_\tau} \sqrt{T(t)} dt. \quad (3)$$

Процес втрати надлишкової енергії нерівноважним електроном визначається його взаємодією із фононами. Фононний спектр

задається структурою АМН і досліджений недостатньо. В таких випадках може бути виправданим використання феноменологічних моделей [8, 9], які уможливають пояснити залежності, що спостерігаються на експерименті, і одержати інформацію про мікропроцеси, що перебігають в АМН. Припустимо, що процес теплового переходу — ньютонівський, тобто коефіцієнт теплового переходу пропорційний різниці температур $T(t) - T_0$. Тоді температурна кінетика нерівноважного носія заряду визначається рівнянням (4) і початковою умовою:

$$\frac{dT(t)}{dt} + \kappa(T(t) - T_0) - \frac{2eF}{\sqrt{3k_B m}} \sqrt{T(t) - T_0} = 0, \quad (4)$$

де κ — параметер, що визначає швидкість втрати надлишкової енергії нерівноважним гарячим електроном, F — напруженість електричного поля, e — заряд електрона. Останній доданок в лівій частині рівняння (4) характеризує вплив зовнішнього поля на зміну кінетичної енергії нерівноважної частинки. В якості початкової умови використано вираз (5), згідно з яким $T(0)$ визначається енергією $\eta\omega$ увібраного кванта світла та роботою A , необхідною, щоб створити збуджений стан [5] (параметер A має залежати від значень I_d , E_A й енергій поляризаційних перебудов):

$$T(0) = \frac{2}{3k_B} (\hbar\omega - A). \quad (5)$$

Використовуючи вирази (2), (5) і рівняння (4), одержимо вираз для $v(t)$:

$$v(t) = \frac{2\sqrt{2eF}}{\kappa m \sqrt{3k_B}} + \exp\left(-\frac{\kappa t}{2}\right) \left[\sqrt{\frac{3k_B (\hbar\omega - A)}{m}} - \frac{2\sqrt{2eF}}{\kappa m \sqrt{3k_B}} \right]. \quad (6)$$

Величина κ , звичайно, має залежати як від форми фононного спектру, так і від особливостей взаємодії нерівноважного електрона із молекулами зразка. Однак у подальшій аналізі оберемо її константою.

Використовуємо визначену раніше умову

$$T(t_r) = T_0 + \Delta T. \quad (7)$$

Згідно з (7) процес термалізації закінчується, коли енергія нерівноважного електрона сягає межі можливості реалізації тільки пружних процесів.

Використовуючи співвідношення (5) і (6), одержимо рівняння для t_r в наступному вигляді

$$\frac{2\sqrt{2}eF}{\kappa m\sqrt{3k_B}} + e^{-\frac{\kappa t_r}{2}} \left[\sqrt{\frac{2(\hbar\omega - A)}{3k_B}} - \frac{2eF}{\kappa\sqrt{3k_B m}} \right] - \sqrt{\frac{3k_B(T_0 + \Delta T)}{m}} = 0. \quad (8)$$

Величини часу та довжини термалізації згідно з (8) визначаються виразами:

$$t_r = \frac{2}{\kappa} \ln \left[\frac{3k_B \kappa \sqrt{\hbar\omega - A} - 2\sqrt{2}eF}{3k_B \kappa \sqrt{T_0 + \Delta T} - 2\sqrt{2}eF} \right], \quad (9)$$

$$r_r = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}\kappa^2 m \sqrt{k_B}} \left[F e \kappa t_r + 3\kappa \sqrt{k_B^2 m (\hbar\omega - A)} - 2eF \right] \left(1 - e^{-\frac{\kappa t_r}{2}} \right). \quad (10)$$

Відмітимо, що експериментально встановлена та модельна залежності t_r (формули (1) і (10)) від енергії $\eta\omega$ (увібраного кванта світла) добре узгоджуються між собою.

З формул (9), (10) випливає, що для моделю (4) характерним є зростання t_r і r_r зі збільшенням енергії збуджувальних фотонів, зменшенням швидкості втрати надлишкової енергії нерівноважним гарячим електроном та збільшенням напруженості зовнішнього електричного поля.

Згідно з представленням (9) величина t_r зростає із $\eta\omega$ (зі зменшенням λ); це добре узгоджується із одержаними даними, зведеними в таблиці, як і з тими, що наведено в [4, 5]. Зіставлення виразу (9) із експериментальними даними, одержаними [6] у дослідженні пентацену, наведено на рис., а, б. Адекватний збіг поведінки теоретичних і експериментальних кривих свідчить про коректність запропонованого моделю процесу термалізації. Відзначимо, що залежність $r_r(\lambda)$ добре узгоджується із результатами моделю, що припускає втрату надлишкової енергії нерівноважного носія заряду завдяки зіткненню із навколишніми молекулами [5]. З виразу (9) також випливає, що довжина термалізації зростає зі зменшенням температури навколишнього середовища, що спостерігалось експериментально в [5, 10].

Отже, запропоновано модель процесу термалізації носіїв заряду, який пояснює якісно спектральну і температурну залежності довжини термалізації та квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду і визначає співвідношення між r_r й t_r , що перебуває в певній відповідності із експериментальними даними.

3. ВИСНОВКИ

Дослідження квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду в ПВК, ПЕПК, ПАГЕ, ПГК, сенсibilізованих акцепто-

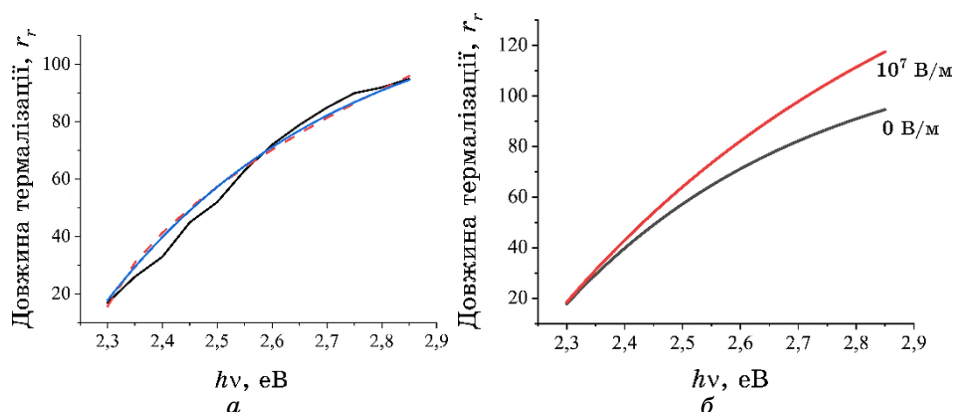


Рис. Залежності довжини термалізації в пентацені від енергії кванту збудження: (а) експериментальна (суцільна) та теоретична (розривна, суцільна синя); криві та спектральні залежності довжини термалізації нерівноважних електронів за різних значень напруженості електричного поля F (б).²

рами електронів ТНФ, ТЕНФ, КТНФДЦМК, АЕКДДМФК, ТЦНК, довели істотну залежність часу та радіуса термалізації від довжини хвилі збуджувального світла.

Запропоновано феноменологічний модель процесу термалізації носіїв заряду в АМН, в якому враховано вплив зовнішнього електричного поля. Положення моделю — надлишок енергії «гарячого» нерівноважного носія заряду, який рухається у зовнішньому електричному полі, зменшується завдяки переходу її до сусідніх молекул із швидкістю переходу, що залежить від різниці температур «гарячих» електронів та оточення. Процес термалізації є завершеним, коли надлишкова енергія нерівноважної пари носіїв заряду зменшується до такого значення, що взаємодія із оточенням стає пружним. Швидкість втрати надлишкової енергії гарячими носіями заряду пропорційна різниці температур нерівноважних носіїв заряду та навколишнього середовища.

В рамках цього моделю встановлено залежності довжини та часу термалізації від частоти збуджувального світла, температури АМН і параметрів, що визначають швидкість і діяпазон енергій, де реалізуються втрати надлишкової енергії нерівноважним носієм електричного заряду, та проведено зіставлення їх з експериментальними даними.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. Canek Fuentes-Hernandez, *Photorefractive Organic Materials and Applica-*

- tions (Cham: Springer: 2016), pp. 65–127; https://doi.org/10.1007/978-3-319-29334-9_2
2. Anna Köhler and Heinz Bässler, *Electronic Processes in Organic Semiconductors* (Wiley–VCH Verlag GmbH & Co. KGaA: 2015); <https://doi.org/10.1002/9783527685172.ch1>
 3. V. Gulbinas, D. Hertel, A. Yartsev, and V. Sundström, *Physical Review B*, **76**: 235203-1 (2007); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.235203>
 4. N. A. Davidenko and I. I. Davidenko, *Polymeric Composites for Information Technologies* (IPC ‘Taras Shevchenko National University of Kyiv’: 2016) (in Russian).
 5. Yu. M. Barabash, M. A. Zabolotny, M. P. Kulish, V. M. Kharkyanen, O. P. Dmitrenko, and O. S. Kobus, *Physics and Chemistry of Solid State*, **10**, No. 2: 258 (2009); <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol10/anotu1002.htm#up2>
 6. Heinz Bässler and Anna Köhler, *Photogeneration of Charge Carriers in Solution-Processable Organic Semiconductors*, **259**: 308 (2019); <https://doi.org/10.1002/9783527813872.ch5>
 7. M. Grogan and Nicholas M. Schneider, *Nano Lett.*, **14**, No. 1: 359 (2014); [doi:10.1021/nl404169a](https://doi.org/10.1021/nl404169a)
 8. M. A. Zabolotnyy, L. I. Aslamova, G. I. Dovbeshko, O. P. Gnatyuk, V. B. Neimash, V. Yu. Povarchuk, V. E. Orel, D. L. Kolesnyk, L. M. Kirkilevska, and G. I. Solyanyk, *Nuclear Physics and Atomic Energy*, **23**: 131 (2022); <https://doi.org/10.15407/jnpae2022.02.131>
 9. M. V. Kuryk, E. A. Silinsh, and V. Chapek, *Ehlektronnyye Sostoyaniya Organicheskikh Molekulyarnykh Kristallov* (Riga: Zinatne: 1988) (in Russian).

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv,
64/13, Volodymyrska Str.
UA-01601 Kyiv, Ukraine

²Technical Centre, N.A.S. of Ukraine,
13, Pokrovs'ka Str.,
UA-04070 Kyiv, Ukraine

³I. M. Frantsevych Institute for Problems in Materials Science, N.A.S. of Ukraine,
3, Omeljan Pritsak Str.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine

⁴National Technical University of Ukraine ‘Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute’,
37, Beresteyskyi Ave.,
UA-03056 Kyiv, Ukraine

¹ **TABLE.** Spectral sensitivity, absorption coefficient, and quantum yield of photogeneration of electric-charge carriers in AMS at two radiation wavelengths. The value of I_d is the ionization potential of AMS; E_a is the affinity energy for the electronic sensitizer.

² **Fig.** Dependences of the length of thermalization in pentacene on the energy of the excitation quantum: (a) experimental (solid) and theoretical (dashed, solid blue); curves and spectral dependences of the length of thermalization of non-equilibrium electrons at different values of the intensity of the eclectic field F (σ).