

PACSnumbers: 72.20.Jv, 72.80.Tm, 73.30.+y, 73.50.Gr, 73.50.Pz, 73.61.Wp, 83.60.La

Фотогенерація носіїв заряду в тонких плівках нанокомпозитів ПЕПК–C₆₀

М. А. Заболотний, А. Ю. Сорока, О. П. Дмитренко, М. П. Куліш,
Ю. М. Барабаш*, М. О. Давиденко, С. Л. Студзинський, О. П. Оласюк,
О. М. Рарата

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

**Інститут фізики НАН України,
просп. Науки, 46,
03650, МСП, Київ-39, Україна*

На даний час є недостатньо вивченими етапи процесу фотогенерації носіїв заряду аморфних напівпровідників з домішками. Було досліджено фотогенераційні властивості аморфних напівпровідників, допованих фуллеренами в різних концентраціях. Встановлено, що температура топлення композитів полі-N-епоксипропілкарбазолу (ПЕПК) з фуллеренами C₆₀ зростає при збільшенні концентрації C₆₀. Спостерігалось збільшення ефективної температури при збільшенні концентрації C₆₀, що свідчить про участь C₆₀ у формуванні Кулонових пасток у центрах фотогенерації носіїв заряду. Значення ефективної температури з точністю у 10% збігається із значенням температури топлення композитів ПЕПК + C₆₀.

The process stages of charge-carriers' photogeneration in amorphous semiconductors with impurities are under investigation until now. Photogeneration properties of amorphous semiconductors doped by fullerenes of various concentrations are studied. As revealed, the melting point of composites of poly-N-epoxypropylcarbazole (PEPC) with fullerene C₆₀ increases with growing C₆₀ concentration. Increase of effective temperature with growing C₆₀ concentration takes place, indicating the participation of C₆₀ in the formation of Coulomb traps in the centres of charge-carriers' photogeneration. The value of effective temperature coincides with the value of the melting temperature of PEPC–C₆₀ composites with an accuracy of 10% .

На данный момент недостаточно изученными являются этапы процесса фотогенерации носителей заряда аморфных полупроводников с примесями. Были исследованы фотогенерационные свойства аморфных полупроводников, допированных фуллеренами в разных концентрациях. Уста-

новлено, що температура плавлення композитов поли-N-епоксипропилкарбазола (ПЭПК) с фуллеренами C_{60} возрастает при увеличении концентрации C_{60} . Наблюдалось увеличение эффективной температуры при увеличении концентрации C_{60} , что свидетельствует об участии C_{60} в формировании кулоновских ловушек в центрах фотогенерации носителей заряда. Значение эффективной температуры с точностью в 10% совпадает со значением температуры плавления композитов ПЭПК + C_{60} .

Ключові слова: карбазол, фуллерен, фотогенерація, ефективна температура.

(Отримано 8 липня 2011 р.)

1. ВСТУП

Величина квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду в світлочутливих органічних полімерних середовищах (ОПС) є базовою характеристикою, що визначає галузі їх застосування. При створенні fotocутливих середовищ для соняшних батарей, реверсивних шарів для реєстрації і аналізу дво- та тривимірної оптичної інформації, розробленні оптичних надчутливих сенсорів з підсиленням сигналів за допомогою селективних плазмоннообумовлених електромагнетних полів цей параметер є визначальним. Зрозуміло, що значення квантового виходу фотогенерації суттєво залежить від молекулярного складу і будови речовини. В органічних полімерних середовищах процес фотогенерації є багатоступеневим і, згідно розповсюджені точки зору [1–3], визначається особливостями будови fotocутливого середовища в околі центра фотогенерації. У випадку, коли рухливість носіїв заряду різного знаку є суттєво різною за величиною (сенсibiliзовані електронно-акцепторними домішками ПЕПК, ПВК) лінійні розміри області, де гемінальні заряди стають незалежними один від одного, близькі до Онзаґероного радіуса. З цього випливає, що силові поля, які детермінують процес відокремлення гемінальної електронно-діркової пари мають визначатися молекулярною будовою в околі центра фотогенерації, комплексу з перенесенням заряду (КПЗ) або ексиплексу. Відокремлення електронно-діркової пари в таких середовищах має дифузійно-дрейфовий характер і, зазвичай, описується Онзаґеровим моделем або його варіантами [2–5]. Провідність в цьому випадку має носити стрибкуватий характер. При такому підході не з'ясованою залишається природа ефективної температури [3], що визначає поведінку квантового виходу в області високих значень напружености електричного поля. Ще одним важливим фактором є те, що в моделях, які мають невелику кількість підгінних параметрів [6, 7], складно одержати числовий збіг між модельними і експериментальними значеннями часу та довжини термалізації, якщо не використовувати

можливість суттєвого збільшення маси носія заряду за рахунок взаємодії його з оточенням. Таке використання ефективної маси носія заряду обумовлює обґрунтування адекватності елементів зонної теорії для опису органічних полімерних середовищ. Це, в свою чергу, вимагає наявності делокалізованих силових факторів, що погано корелює з допущенням суттєво просторово обмеженого характеру центра фотогенерації. Таким чином, у загальному випадку, потрібно визначити: 1) від яких, локальних чи інтегральних, характеристик речовини сенсифікованого органічного полімерного середовища залежить процес фотогенерації носіїв заряду, 2) залежність ефективної температури від будови та характеристик речовини.

Серед різноманітних полімерних матеріалів можна виділити важливий клас π -спряжених карбазолвмісних органічних аморфних молекулярних напівпровідників.

При дослідженні фотовластивостей напівпровідників на основі органічних полімерних середовищ потрібно враховувати, що розподіл електронної густини основного та збуджених станів полімерних молекул є різним, що призводить до різної сили їхньої взаємодії з зовнішнім електричним полем [1–3]. З аналізу цього явища та дослідження смуг вбирання можливо одержати інформацію про здатність молекул до поляризації та про розподіл заряду в збуджених станах молекул. Інформацію про ті ж локальні характеристики полімерних молекулярних систем може бути одержано при дослідженні процесів фотогенерації носіїв електричного заряду (електронів та дірок).

Метою роботи було дослідження залежності ефективної температури (T_0) в шарах ПЕПК, леґованого фуллеренами С₆₀, від концентрації допантив та встановлення кореляції між значенням T_0 та температурою переходу речовини у в'язкоплинний стан.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Досліджувались зразки плівок ПЕПК з домішками фуллеренів С₆₀. При цьому враховувалось, що властивості наноккомпозитів визначаються не лише характеристиками складових частин, а й методом приготування [8]. Це загальне положення ілюструють спектри фотолюмінесценції зразків композита ПЕПК та С₆₀, одержаних методом поливу з толуольного розчину ПЕПК і С₆₀, а також одержаних за допомогою методи термічного вакуумного напорошення, які мають суттєві відмінності. Ця відмінність вказує на різний характер взаємодії в одержаних композитах, а отже, і різні їхні властивості та обумовлює необхідність детальної конкретизації технології одержання зразків.

Для приготування политих зразків попередньо виконувалося ро-

зчинення відомої кількості C_{60} в нагрітому до температури 50°C толуолі. Після повного розчинення порошку фуллерену розчин зважувався, що дозволяло визначити його вагову і об'ємну концентрацію. При приготуванні зразків композитів використовувався порошок ПЕПК. Розчинення порошку ПЕПК у толуолі виконувалося без нагрівання. Одержані розчини змішувалися між собою в частинах вибраних таким чином, щоб концентрація композита була рівною 0, 0,5, 0,7, 2,5 та 3 ваг.%. За допомогою одержаних розчинів шляхом поливу на тверду основу виготовлялися плівки товщиною $d = 0,9\text{--}1,2$ мкм. Після поливу зразки висушувалися в термошафі при температурі 80°C на протязі 4 год. Твердою підкладкою були кварцові прямокутні пластини розмірами 1×2 см з нанесеним на поверхню напівпрозорим електропровідним шаром SnO_2 з опором $30 \text{ Ом}/\text{см}^2$. Шар аморфного молекулярного напівпровідника (АМН) наносився на пластину з боку SnO_2 , на вільну поверхню шару АМН наносився струмопровідний контакт зі срібної пасти.

Вимірювання оптичних спектрів вбирання виконувалися на спектрофотометрі «Specord M-40».

Зразки також використовувалися для вимірювань густини фотоструму при їх опроміненні монохроматичним світлом у видимому діапазоні. Для опромінення зразків використовувалася лампа розжарення з набором світлофільтрів. Інтенсивність світла в діапазоні $0,2\text{--}5 \text{ Вт}/\text{м}^2$ змінювалася за допомогою нейтральних світлофільт-

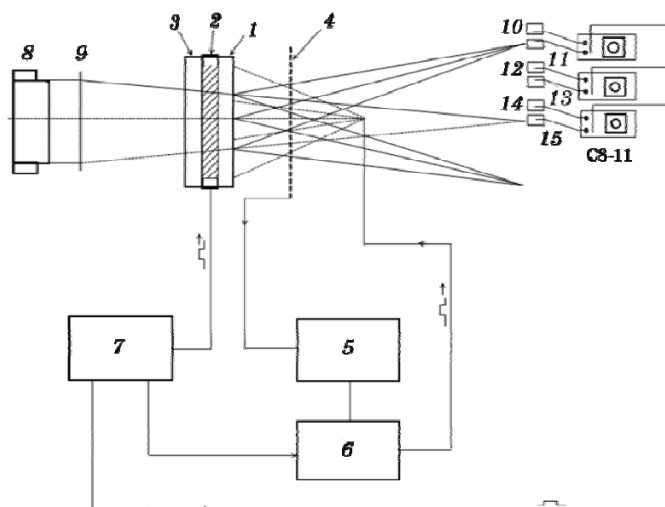


Рис. 1. Блок-схема устави для вимірювання температури топлення (1 — шар тонкої плівки; 2 — SnO_2 ; 3 — скло; 4 — вимірювальний зонд; 5 — блок вимірювань потенціалу тонкої плівки; 6 — високовольтний генератор; 7 — блок ізотермічного нагріву тонкої плівки; 8 — лазер ЛГ-38; 9 — Фур'є-лінза; 10–15 — фотоприймачі).

рів. Напруженість електричного поля в плівках при прикладенні електричної напруги до контактів срібла і SnO₂ вимірювалася в діапазоні $(1-20) \cdot 10^7$ В/м. Кінетика струму під час опромінення і після вимкнення світла реєструвалася за допомогою запам'ятовчого осцилографа.

Температура топлення була виміряна за відомою оптичною методикою визначення реологічних характеристик тонких плівок [9]. Блок схема устави представлена на рис. 1.

Згідно використаної методики, шар середовища був електрично заряджений до передпробійної різниці потенціалів. При його нагріванні тонка плівка досягає температури переходу у в'язкоплинний стан, коли стає можливим утворення фазової дифракційної ґратниці на вільній поверхні зразка під дією пондеромоторних сил, що обумовлені електрокапілярним ефектом [9].

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Для вибору довжини хвилі збуджувального світла було виконано вимірювання оптичних спектрів вбирання зразків плівкових композитів ПЕПК + С₆₀ при кімнатній температурі. Результати вимірювань наведено на рис. 2.

Порівняння ліній 1 та 2 (рис. 2), що відповідають спектрам ПЕПК та ПЕПК з 0,5 ваг.% С₆₀ показує, що вплив домішок у малих концентраціях збільшує інтенсивність вбирання в короткохвильово-

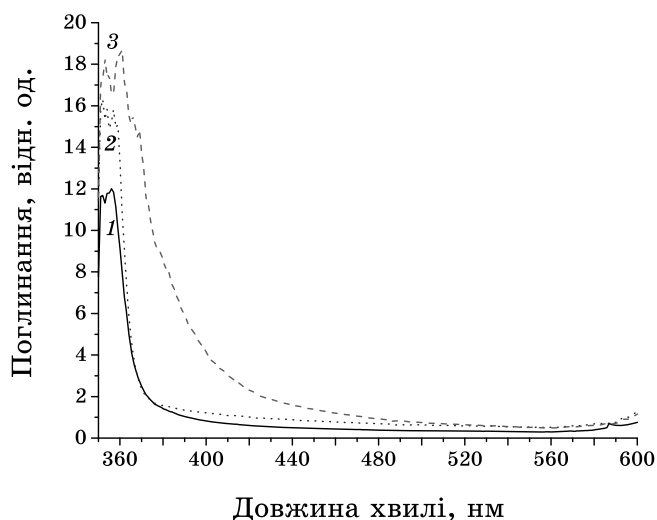


Рис. 2. Спектри вбирання політих зразків на кварці для ПЕПК (1), ПЕПК з 0,5 ваг.% С₆₀ (2) та ПЕПК з 3 ваг.% С₆₀ (3) (джерело випромінення — воднева лампа, температура — 300 К).

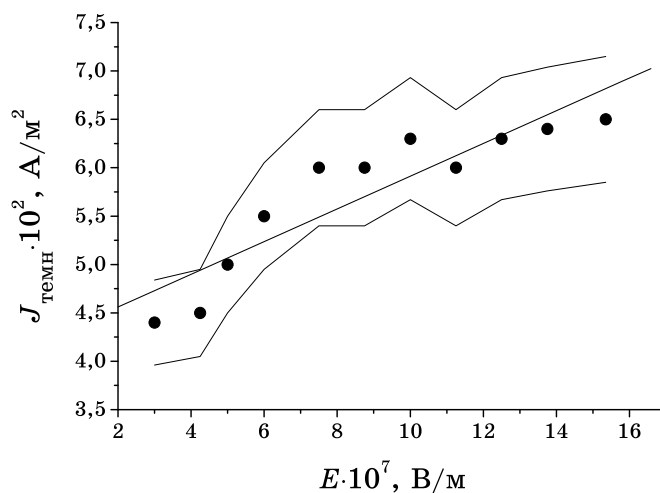


Рис. 3. Залежність темного струму від прикладеного поля для зразка ПЕПК з 0,7 ваг. % C_{60} .

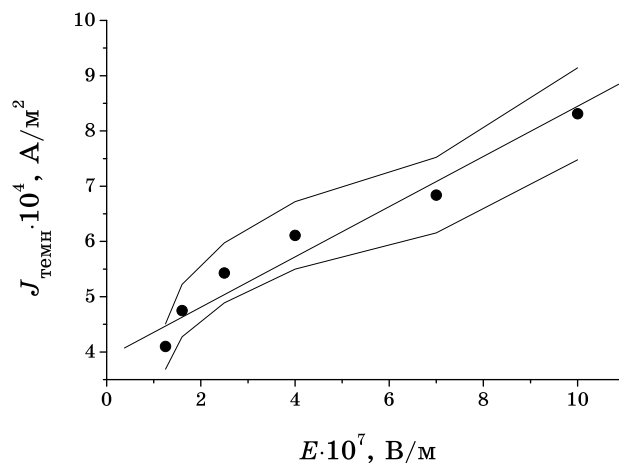


Рис. 4. Залежність темного струму від прикладеного поля для зразка ПЕПК з 2,5 ваг. % C_{60} .

вій ділянці спектру ($\lambda < 375 \text{ nm}$) та не впливає на характер вбирання в довгохвильовій області ($\lambda > 375 \text{ nm}$). Це може свідчити про адитивний характер вбирання складових композита. При збільшенні концентрації домішки (не менше 1 ваг. %) спектри вбирання суттєво змінюються: виникає широка розмита смуга в області довжин хвиль $\lambda > 375 \text{ nm}$. Це може свідчити про участь димерів у формуванні нових центрів вбирання, які відповідають за вбирання в області $\lambda > 375 \text{ nm}$ [10].

Поява смуг у наноккомпозиті ПЕПК з фуллеренами, які нехарактерні для чистого ПЕПК і чистого С₆₀ [11], зазвичай пояснюється утворенням комплексів з перенесенням заряду в системі ПЕПК + С₆₀ [12, 13]. Виникнення цих комплексів має призводити до появи енергетичних рівнів, що формують зони стрибкового транспорту носіїв заряду [14].

Використання описаних зразків для виконання досліджень об'ємнообумовлених процесів фотопровідності та пов'язаного з нею квантовим виходом фотогенерації вимагала відокремлення темнових, інжекційних та фотостимульованих процесів, які визначають густину струму шару АМН ($j(E)$) у відповідності до наступного рівняння [15]:

$$j(E) = j_{\text{темн}}(E) + j_{\text{ф}}(E), \quad (1)$$

де $j_{\text{темн}}(E)$ — густина інжекційного та термопольового струму; $j_{\text{ф}}(E)$ — густина фотоструму.

Виміри густини струму в зразках ПЕПК, допованих С₆₀, були виконані при вимкненому освітленні. Результати цих вимірів для зразка ПЕПК з 0,7 ваг.% С₆₀ представлено на рис. 3, а для зразка з вмістом 2,5 ваг.% С₆₀ показано на рис. 4. Значення густини струму між напорошеними контактами в загальному випадку визначалося термопольовою генерацією носіїв заряду та інжекційними процесами з металу в шар АМН. З наведених даних видно, що при $E > 5 \cdot 10^7$ В/м густина фотоструму слабо залежить від напруженості електричного поля, що може свідчити про домінуючу роль процесів термопольової генерації носіїв заряду; польова залежність інжекційних струмів має описуватись експоненціальним співвідношенням типу Річардсона–Шоттки [1, 3].

У подальшому виконувались виміри густини струму ($j(E)$) в зразках при їхньому освітленні, і за допомогою співвідношення (1) визначалося значення $j_{\text{ф}}(E)$.

Виконані дослідження залежності густини фотоструму ($j_{\text{ф}}(E)$) в зразках сандвіч структур SnO₂–ПЕПК + С₆₀–Al від товщини плівки (d) в інтервалі 0,9–1,2 мкм показали його пропорційність товщині зразка та інтенсивності збуджувального світла в діапазоні напруженостей електричного поля 10^7 – 10^8 В/м, що підтверджує його об'ємнообумовлений характер.

На рисунках 3 та 4 спостерігається нелінійне зростання густини темного струму при збільшенні концентрації С₆₀, що можливо вказує на кластеризацію молекул фуллеренів у процесі формування твердих композитів на основі органічної полімерної матриці.

Виконані дослідження залежності густини фотоструму від інтенсивності збуджувального світла показали існуючий між ними пропорційний зв'язок, що ілюструє рис. 5.

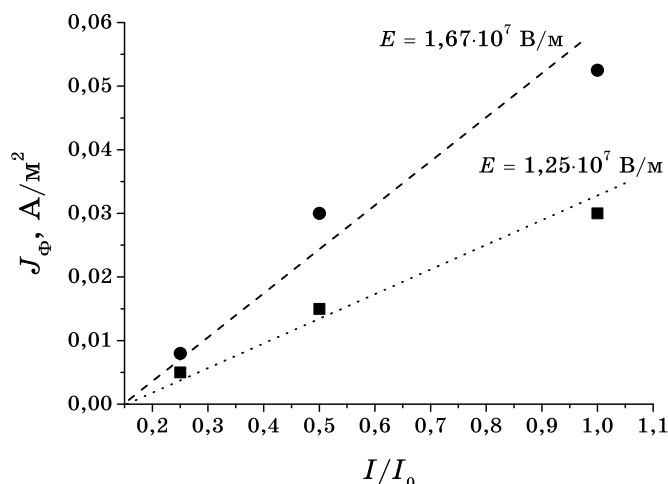


Рис. 5. Залежність фотоструму для зразку ПЕПК + 2 ваг.% C₆₀ від інтенсивності збуджувального світла у випадку різних значень напруженості поля.

З даних, наведених на рис. 5, випливає, що процес фотогенерації є лінійним залежно від величини інтенсивності світла. Це вказує на відсутність взаємного впливу центрів фотогенерації.

Для подальшої аналізи густини фотоструму можна скористатися тим, що залежність густини фотоструму (а також ефективності та квантового виходу фотогенерації) від напруженості прикладеного поля описується наступним чином [3, 15, 16]:

$$j_\phi(E) = j_\phi^0 \exp \left[\frac{\beta_{\text{ПФ}} \sqrt{E}}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (2)$$

де j_ϕ^0 — густина фотоструму, що слабо залежить від E , $\beta_{\text{ПФ}} = \sqrt{\frac{q^3}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$ — стала Пула–Френкеля; T — температура; T_0 — ефективна температура; ϵ — діелектрична проникність середовища; k_B — Больцманнова стала. Таке представлення добре описує особливості поведінки густини фотоструму раніше досліджених зразків фуллеренвмісних полімерів з різними сенсibilізаторами [1, 3, 15, 16]. Для аналізи експериментальних досліджень було використано значення $\ln(j_\phi(E))$, яке можна записати наступним чином:

$$\ln j_\phi(E) \cong \sqrt{E} \frac{\beta_{\text{ПФ}}}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right). \quad (3)$$

Як видно з означення сталої Пула-Френкеля, її значення залежить від величини діелектричної проникності середовища. Для тонкоплівкових композитів ПЕПК з С₆₀, одержаних за допомогою поливу з толуольного розчину, цей параметер не є точно визначеним. Тому значення сталої Пула-Френкеля було розраховано для декількох значень діелектричної проникності $\epsilon = 3, 3,5$ та 4. На основі цих розрахунків було одержано залежність добутку сталої Пула-Френкеля на різницю оберненої температури і оберненої ефективної температури $\left(\gamma = \frac{\beta_{\text{ПФ}}}{k_{\text{Б}}} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right] \right)$ від величини ефективної те-

мператури T_0 , тобто величини, що визначає кут нахилу залежності $\ln j_{\text{Ф}}(E)$. Ці дані представлено на рис. 6.

З рисунка 6 видно, що кут нахилу залежності $\ln j_{\text{Ф}}(E)$ суттєво залежить як від діелектричної проникності середовища, так і від T_0 . Використовуючи значення діелектричної проникності $\epsilon = 3$, яке близьке до відповідної величини ϵ для чистого ПЕПК [3], було розраховано теоретичну залежність $\ln j_{\text{Ф}}(E)$ для зразків ПЕПК з різною концентрацією фуллеренів. Крім того, виконано порівняння розрахованих та експериментальних результатів залежностей $\ln j_{\text{Ф}}(E)$. Кут нахилу теоретичної залежності $\ln j_{\text{Ф}}(E)$ змінювався за рахунок зміни T_0 . Значення T_0 вибиралося таким чином, щоб середньоквадратична різниця між теоретичною і експериментальною кривою була найменшою. Результати такого зіставлення у випадку наноккомпозитів ПЕПК-С₆₀ з вмістом фуллеренів 0,7 ваг.% наведено на рис. 7, а для концентрації 2,5 ваг.% С₆₀ представлено на рис. 8. Скориставшись експериментальними та теоретичними результатами, визначили ефективну температуру T_0 для обох зразків.

З наведених даних видно, що спостерігається збільшення ефективної температури для зразків ПЕПК при збільшенні вмісту С₆₀, що може свідчити про зменшення ролі тунельних процесів при відокремленні електрон-діркової пари та про участь С₆₀ у формуванні Кулонових пасток у центрах фотогенерації носіїв заряду [4].

На рисунку 9 наведено результати вимірювань температури переходу у в'язкоплинний стан ($T_{\text{пл}}$) для зразків ПЕПК з 0; 0,7; 2,5; та 3 ваг.% С₆₀. З рисунку 9 видно, що температура переходу наноккомпозитів ПЕПК-С₆₀ у в'язкоплинний стан збільшується при зростанні концентрації С₆₀. При підвищенні вмісту фуллеренів С₆₀, температура $T_{\text{пл}}$ зростає, що свідчить або про покращення міжмолекулярної взаємодії, або про утворення твердих недеформованих наноструктур з участю С₆₀, розміри яких залежать від концентрації фуллерену [17]. Важливо відмітити, що значення температури переходу композитів у в'язкоплинний стан $T_{\text{пл}}$ з точністю до 10% збігається зі значеннями ефективної температури ($T_0 \approx T_{\text{пл}}$). Це може свідчити про те, що або 1) ефективна температура, як і температура то-

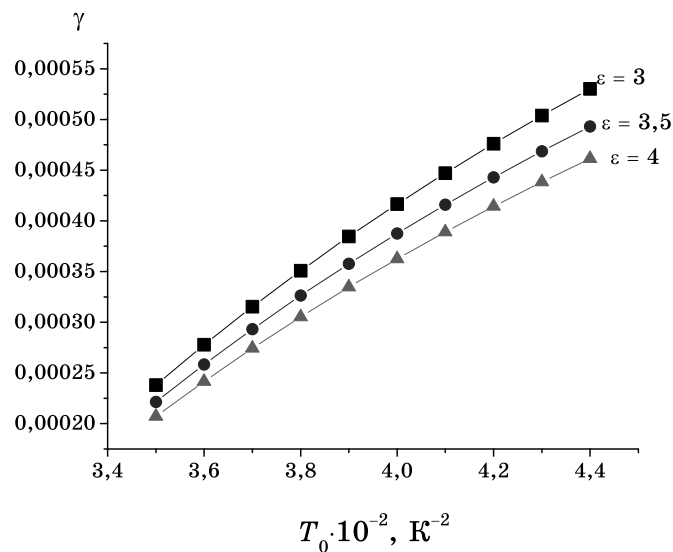


Рис. 6. Залежність параметра γ при кімнатній температурі від величини ефективної температури для різних значень діелектричної проникності ϵ .

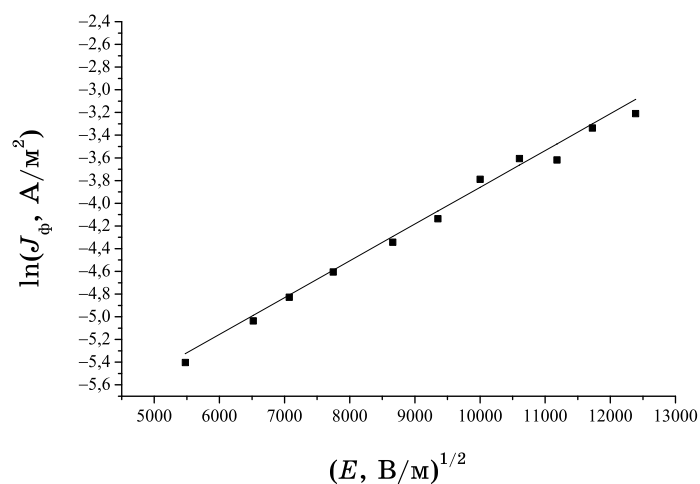


Рис. 7. Залежність теоретичного (суцільна лінія) та експериментального (маркери) значення логаритму фотоструму від напруженості прикладеного поля для зразка ПЕПК з 0,7% C_{60} діелектричної проникності $\epsilon = 3$, температури у 300 К та значення ефективної температури у 360 К.

плення, визначається силами міжмолекулярної взаємодії нанокмпозита, або 2) обидві характеристики обумовлюються процесами коагуляції C_{60} в полімерній матриці.

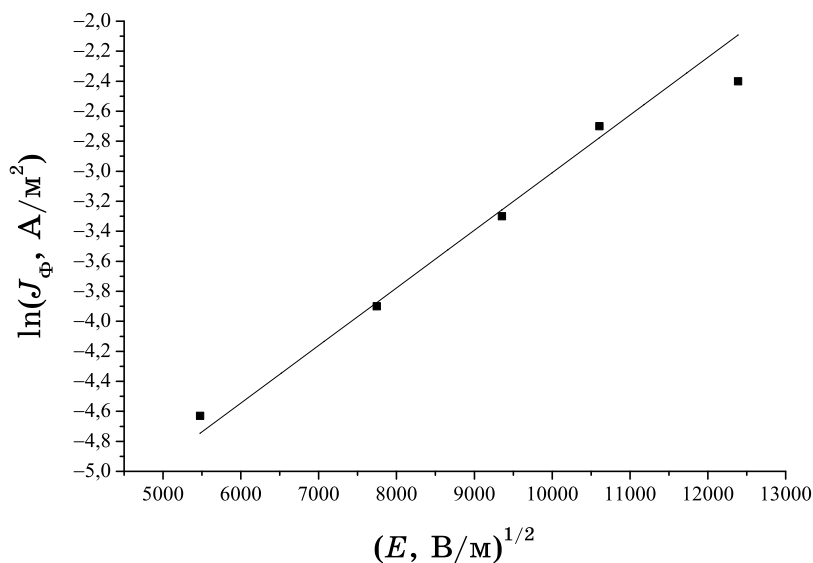


Рис. 8. Залежність теоретичного (суцільна лінія) та експериментального (маркери) значення логаритму фотоструму від напруженості прикладеного поля для зразка ПЕПК з 2,5% С₆₀ діелектричної проникності $\epsilon = 3$, температури у 300 К та значення ефективної температури у 380 К.

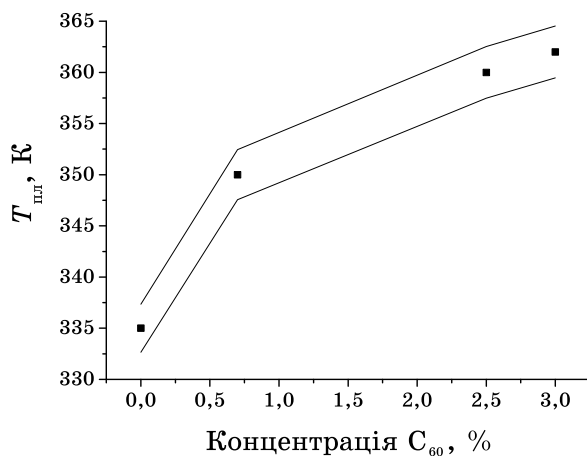


Рис. 9. Залежність температури переходу наноккомпозитів ПЕПК-С₆₀ у в'язкоплинний стан від концентрації фуллеренів.

4. ВИСНОВКИ

1. При малих концентраціях фуллеренів у матриці ПЕПК (менше 0,5 ваг.%) спектер вбирання у видимій області формується незале-

жними оптичними переходами ПЕПК та C_{60} . При збільшенні концентрації допantu C_{60} (більше 1 ваг.%) у композитах ПЕПК з фуллеренами з'являються нові смуги. Такий нелінійний характер впливу концентрації C_{60} може свідчити про домінуючий характер взаємодії молекул ПЕПК з димерами C_{60} .

2. Залежність густини об'ємно генерованого фотоструму від напруженості електричного поля в плівках ПЕПК + C_{60} узгоджується з модифікованим законом Пула–Френкеля, що вказує на стрибкуватий механізм транспорту носія заряду під час процесу його фотогенерації.

3. Модифікована стала Пула–Френкеля залежить від концентрації C_{60} , що свідчить про зміну локальної діелектричної проникності в околі центра фотогенерації при зміні концентрації C_{60} .

4. Значення ефективної температури нанокompозитів ПЕПК з фуллеренами C_{60} зростає при збільшенні вмісту C_{60} , що свідчить про зменшення ролі тунельних процесів при відокремленні електрон-діркової пари та участь фуллеренів у формуванні Кулонових пасток у центрах фотогенерації носіїв заряду.

5. Температура топлення композитів ПЕПК + C_{60} залежить від концентрації C_{60} — при збільшенні концентрації вона зростає, що свідчить про покращення міжмолекулярної взаємодії або про утворення твердих недеформованих наноструктур за участю C_{60} .

6. Значення характеристичної температури з точністю у 10% збігається із значенням температури топлення нанокompозита ПЕПК + C_{60} , що вказує на залежність ефектів фотогенерації носіїв заряду та топлення від однакових процесів.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. M. Pope and C. E. Swenberg, *Annual Review of Physical Chemistry*, **35**: 613 (1984).
2. Э. Силиньш, М. Курик, В. Чапек, *Электронные процессы в органических молекулярных кристаллах* (Рига: Зинатне: 1988).
3. Н. Г. Кувшинский, Н. А. Давиденко, П. М. Комко, *Физика аморфных молекулярных полупроводников* (Киев: Лыбедь: 1994).
4. М. А. Заболотный, А. Г. Загородный, Н. П. Боролина, *Физика твердого тела*, **33**, № 8: 2345 (1991).
5. М. А. Заболотный, Н. П. Кулиш, О. П. Дмитренко, Е. С. Кобус, Ю. М. Барабаш, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **6**, № 4: 1043 (2008).
6. Ю. М. Барабаш, М. А. Заболотный, М. П. Кулиш, В. М. Харкянен, О. П. Дмитренко, О. С. Кобус, *Физика і хімія твердого тіла*, **10**, № 2: 258 (2009).
7. N. P. Kulish, Yu. M. Barabash, M. A. Zabolotny, D. A. Grinko, O. P. Dmitrenko, and E. S. Kobus, *Physics of the Solid State*, **50**, No. 7: 1374 (2008).
8. И. П. Суздаев, *Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов* (Москва: Комкнига: 2006).
9. Ю. М. Барабаш, М. С. Бородкина, И. А. Малахова, Н. А. Маршак, *Фунда-*

- ментальные основы оптической памяти и среды*, **15**: 9 (1984).
10. Т. Л. Макарова, *Физика и техника полупроводников*, **35**, № 3: 257 (2001).
 11. W. Zhao, T. N. Zhao, J. J. Yue, L. Q. Chen, and J. Q. Liu, *Solid State Communications*, **84**, No. 3: 323 (1992).
 12. М. А. Заболотный, Е. С. Кобус, О. П. Дмитренко, Н. П. Кулиш, Н. М. Белый, Е. В. Стасюк, Ю. М. Барабаш, Г. И. Довбешко, Е. М. Фесенко, Ю. П. Пирятинский, Д. А. Гринько, *Физика твердого тела*, **52**, № 4: 826 (2010).
 13. Е. Л. Александрова, *Физика и техника полупроводников*, **38**, № 10: 1153 (2004).
 14. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах* (Москва: Физматлит: 2005).
 15. Н. Г. Кувшинский, Н. Г. Находкин, М. А. Заболотный, В. М. Комко, *Украинский физический журнал*, **28**, № 11: 1729 (1983).
 16. V. Gulbinas, D. Hertel, A. Yartsev, and V. Sundström, *Physical Review B*, **76**: 235203_1 (2007).
 17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика* (Москва: Физматлит: 2003).