

---

## БАЗОВА КІНЕТИЧНА МОДЕЛЬ РЕНТГЕНОПРОВІДНОСТІ ШИРОКОЗОННИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

В.Я. ДЕГОДА, А.О. СОФІЄНКО

УДК 535.37  
©2010

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет  
(Просп. Академіка Глушкова, 2, к.1, Київ 03680; e-mail: degoda@univ.kiev.ua)

---

При реєстрації рентгенівського кванта напівпровідниковим детектором відбувається генерація вільних носіїв заряду в невеликому об'ємі (діаметр  $< 0,5$  мкм). Якщо до електродів напівпровідника прикласти різницю потенціалів, то відбувається направлений рух згенерованих вільних носіїв та відповідний імпульс струму в зовнішньому колі. Запропоновано логічну схему побудови базової кінетичної моделі рентгенопровідності напівпровідників, яка застосовує послідовний у часі розрахунок просторових розподілів вільних носіїв заряду та використовує дифузійно-дрейфову модель руху вільних носіїв у твердому тілі. Отримано базову форму імпульсу струму у зовнішньому колі в аналітичному вигляді для випадку ідеального напівпровідника, тобто такого, що не містить глибоких пасток і центрів рекомбінації. Одержано основні залежності форми імпульсу струму від місця поглинання рентгенівського кванта та величини прикладеного електричного поля.

---

### 1. Вступ

На сьогоднішній день напівпровідникові матеріали є найпоширенішими для застосування в детекторах іонізуючого випромінювання. Перевага напівпровідникових детекторів (НПД) перед іншими системами детектування (сцинтиляційні, трекові) полягає у прямому перетворенні енергії іонізуючого випромінювання в електричний струм, що дозволяє їх успішно застосування у спектрометричних дослідженнях. При цьому важливим критерієм якості детектора є ефективність збору заряду при реєстрації окремої іонізуючої частинки або кванта [1–5], і навіть невеликі втрати заряду при дрейфі на рівні декількох відсотків суттєво ускладнюють форму лінії в функції відгуку детектора [5–7]. Сучасні підходи щодо розрахунку динаміки збору заряду в НПД [5–8], на жаль, не

беруть до уваги вплив теплової швидкості носіїв на кінетику їх дрейфу, хоча навіть під час охолодження НПД до температур  $\sim 150$  К теплова швидкість все ще переважає за величиною дрейфову. Це необхідно враховувати під час теоретичного аналізу процесів збору заряду і формування імпульсу струму в зовнішньому електричному колі детектора. Усі фізичні процеси при дрейфі носіїв у НПД відомі, але для кількісного їх розрахунку не вистачає загальної кінетичної моделі. Побудову такої моделі слід розпочинати з розгляду якомога спрощеної фізичної картини і поступово крок за кроком її ускладнювати, наближаючись до реальної. Також слід починати розгляд для такого іонізуючого випромінювання, яке не створює в матеріалі детектора нові структурні дефекти. Виходячи з цих умов, слід розпочинати з побудови кінетичної моделі рентгенопровідності (РП) ідеального напівпровідникового кристала без центрів рекомбінації і запасання. Знаючи залежність форми імпульсу струму від дифузійно-дрейфових параметрів руху носіїв, можна зробити наступний крок – розгляд впливу мілких і глибоких пасток на імпульс струму і ефективність збору заряду та, відповідно, на функцію відгуку детектора.

### 2. Модель для кінетики рентгенопровідності

Рентгенопровідність з'являється під час поглинання рентгенівських квантів і механізмів генерації електронно-діркових пар, їх початковий середньостатистичний просторовий розподіл детально вивчався для генераційного етапу кінетичної теорії рентгенолюмінесценції (РЛ) [9, 10]. Слід зазначити, що траєкторії окремих високоенергетичних електронів,

що виникають при поглинанні рентгенівських квантів, неоднакові між собою і є статистично випадковими, тому для розгляду РЛ і РП вводиться поняття “середньостатистичного просторового розподілу електронних збуджень” для носіїв заряду у просторі [10].

В експериментальних дослідженнях РЛ і РП завжди бере участь велика кількість збуджуючих квантів ( $>10^6$ ), які неоднорідно поглинаються в матеріалі. Поглинання рентгенівського випромінювання визначається законом Бугера–Ламберта, як і при фотозбудженні, створюючи макронеоднорідність електронних збуджень у кристалі. Але на відміну від фотозбудження поглинання рентгенівських квантів супроводжується генерацією сотень–тисяч носіїв. Тому при рентгенівському опроміненні з’являється і локальна мікронеоднорідність збудження. Кінетика люмінесценції і провідності в цьому випадку повинна враховувати такі локальні мікронеоднорідності. У роботі [11] експериментально підтверджено, що провідність та люмінесценція широкозонних напівпровідників суттєво залежить від типу збудження і застосування класичних кінетичних рівнянь [12, 13] не дозволяють пояснити такі відмінності. Фізичні аспекти руху вільних носіїв заряду детально вивчали в кінетичній теорії фотопровідності (ФП) та теорії напівпровідників [12–16] і можуть бути застосованими для РП. Для побудови кінетичної моделі РП необхідно спочатку повністю розглянути кінетику руху згенерованих вільних носіїв заряду при поглинанні одного рентгенівського кванта. Для побудови базової моделі РП врахуємо лише основні процеси та використаємо такі припущення:

1. Енергія рентгенівського кванта є недостатньою для створення нових структурних дефектів у матеріалі детектора.
2. Вільні носії заряду генеруються в дуже малому об’ємі напівпровідника [10], а кількість згенерованих пар ( $N_0$ ) визначається енергією рентгенівського кванта ( $h\nu_X$ ) та шириною забороненої зони напівпровідника ( $E_g$ ) [17]:  $N_0 = h\nu_X(3E_g)^{-1}$ .
3. Початкові просторові розподіли електронів і дірок однакові.
4. Електричне поле в напівпровіднику є однорідним та визначається прикладеною різницею потенціалів на електричних контактах і товщиною зразка.
5. Локальна область генерації вільних носіїв при поглинанні рентгенівського кванта охолоджується за декілька десятків пікосекунд практично для усіх напівпровідників [9]. Це дозволяє знехтувати ло-

кальним нагріванням при поглинанні рентгенівського кванта.

Оскільки швидкість протікання різних процесів РП різна, то фактично кінетику РП в загальному вигляді можна розділити в часі на три основні етапи:

1. Генераційний ( $t = 0 - 10^{-12}$  с), протягом якого відбувається поглинання рентгенівського кванта і поява високоенергетичного фотоелектрона, який при термалізації генерує початковий середньостатистичний просторовий розподіл  $N_0$  вільних електронів і  $P_0$  вільних дірок ( $N_0 = P_0$ ).

2. Міграційний ( $t = 10^{-12} - 10^{-7}$  с), коли відбувається зміна просторового розподілу вільних носіїв за рахунок їх дифузійного–дрейфового руху (локалізація носіїв на можливих центрах рекомбінації та пастках, делокалізація з мілких пасток із подальшим збором заряду на електродах). Саме повний розрахунок цього етапу дозволяє встановити амплітуду і форму імпульсу струму в зовнішньому колі при поглинанні одного рентгенівського кванта.

3. Релаксаційний ( $t > 1$  с), зумовлений делокалізацією носіїв із глибоких пасток, які можуть повторно локалізуватися на центрах рекомбінації чи пастках або досягти контактів під дією зовнішнього поля з великим відставанням у часі, тобто створювати практично постійний фоновий струм.

Межі за часом між етапами досить умовні і можуть змінюватись навіть на порядки залежно від матеріалу напівпровідника, величини електричного поля і товщини зразка. Такий розподіл на етапи дозволяє значно спростити розрахунки, оскільки на кожному етапі домінує тільки декілька процесів.

Можна застосувати таку логічну схему побудови кінетики рентгенопровідності. Спочатку визначити форму імпульсу струму в зовнішньому колі при поглинанні одного рентгенівського кванта в ідеальному напівпровіднику, тобто в такому, що не містить пасток та центрів рекомбінації. Така форма імпульсу буде точкою відліку для подальшого врахування різного типу центрів, які будуть змінювати цей імпульс. Далі необхідно врахувати кулонівську взаємодію між вільними носіями протилежного знака. Після цього можна вводити в матеріал точкові дефекти. Спочатку мілкі пастки, потім продовжити розглядом глибоких пасток та центрів рекомбінації. Введення в систему розрахунків точкових дефектів дозволить встановити кінетику зміни просторових розподілів вільних носіїв і, відповідно, встановити зміни для форми імпульсу струму. Маючи форму імпульсу струму, який виникає в зовнішньому колі при поглинанні одного рентгенівського кванта, можна розраху-

вати і ефективність збору заряду. А додавання окремих імпульсів дозволить визначити загальний струм рентгенопровідності.

### 3. Генерація та рух вільних носіїв заряду

При взаємодії рентгенівського кванта з енергією 1 – 50 кеВ з твердим тілом основним процесом є фотопоглинання, іонізація речовини і поява високоенергетичного фотоелектрона. Фотоелектрон за рахунок іонізаційних втрат кінетичної енергії в процесі термалізації ( $10^{-13} - 10^{-12}$  с) створює в середньому  $N_0$  електронно-діркових пар у локальному об'ємі. При застосуванні дифузійної моделі термалізації фотоелектрона [10] можна одержати середньостатистичний просторовий розподіл концентрації згенерованих вільних носіїв заряду  $N_0(r)$ , який добре описується гаусовим розподілом:

$$N_0(r) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2} r_g^3} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_g^2}\right), \quad (1)$$

де  $r_g$  – параметр генераційного етапу, який однозначно визначається через параметри матеріалу та енергію рентгенівського кванта [10]. Такий просторовий розподіл вільних електронів та дірок може бути прийнятим за початковий для подальшого міграційного етапу. Згенеровані носії заряду за час  $\sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с стають тепловими [16] за рахунок взаємодії з фононами кристалічної ґратки.

### 4. Просторовий розподіл носіїв при дрейфі

При наявності зовнішнього електричного поля та градієнта концентрації згенерованих носіїв заряду у кристалі будуть існувати дрейфові і дифузійні струми, густина яких у загальному випадку визначається співвідношенням

$$\mathbf{J}^\pm = eN^\pm(x, y, z, t) \cdot \mu^\pm \mathbf{E} \pm eD^\pm \nabla N^\pm(x, y, z, t). \quad (2)$$

Знак “+” в (2) відноситься до дірок, а знак “–” до електронів,  $N^\pm(x, y, z, t)$  і  $N^-(x, y, z, t)$  – просторові розподіли концентрації згенерованих вільних носіїв відповідного знака,  $\mathbf{E}$  – вектор електричного поля,  $D^\pm$  – коефіцієнти дифузії носіїв,  $\mu^\pm$  – рухливості. Для однозначності у виборі напрямку дрейфу носіїв розглянемо декартову систему координат, в якій вісь  $OX$  проходить перпендикулярно до електродів детектора і є протилежною до напрямку електричного поля. Співвідношення (2) у прийнятій системі координат,

доповнене рівнянням неперервності, що визначає зміну з часом концентрації носіїв, дозволяє отримати систему кінетичних рівнянь дифузійно-дрейфового руху електронів та дірок:

$$\begin{cases} \frac{\partial N^-}{\partial t} = D^- \Delta N^- - \mu^- \mathbf{E} \nabla N^-, \\ \frac{\partial N^+}{\partial t} = D^+ \Delta N^+ + \mu^+ \mathbf{E} \nabla N^+. \end{cases} \quad (3)$$

Вважаємо, що розміри локальної області генерації вільних носіїв заряду є набагато меншими за товщину детектора ( $d$ ), а його поперечні розміри (вздовж напрямків  $OY$  і  $OZ$ ) значно перевищують товщину. Це дозволяє використовувати у ролі початкового розподілу носіїв наближення дельта-функції (адже параметр  $r_g$  із (1) є набагато меншим за розміри області дрейфу в НПД). Оскільки при досягненні носіями електродів вони вже зникають із загального розподілу, то для розв'язку системи рівнянь (3) необхідно застосувати такі граничні умови:

$$\begin{cases} N^+(0, y, z, t) = N^-(0, y, z, t) = 0, \\ N^+(d, y, z, t) = N^-(d, y, z, t) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Повний розв'язок рівнянь (3) визначає просторовий розподіл концентрації носіїв при дрейфі і може бути отриманий методом розділення змінних:

$$N^\pm(x, y, z, t) = \frac{N_0}{4\pi D^\pm t} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4D^\pm t}\right] \pm \frac{\mu^\pm E (x-x_0)}{2D^\pm} - \frac{(\mu^\pm E)^2 t}{4D^\pm} \left[ \times \frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \sin\left(\frac{\pi n x}{d}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin\left(\frac{\pi n x_0}{d}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 D^\pm t\right] \right\}, \quad (5)$$

де  $x_0$  – координата поглинання рентгенівського кванта в напівпровіднику. На рис. 1 наведено розраховані функції розподілу концентрації вільних електронів у напрямку осі  $OX$  у різні моменти часу для Si-го напівпровідникового детектора. У розрахунку використано дані по рухливості носіїв заряду в Si з роботи [17].

### 5. Форма імпульсу струму рентгенопровідності

Для розрахунку струму в зовнішньому електричному колі  $i(t)$ , що створюють при дрейфі до електродів

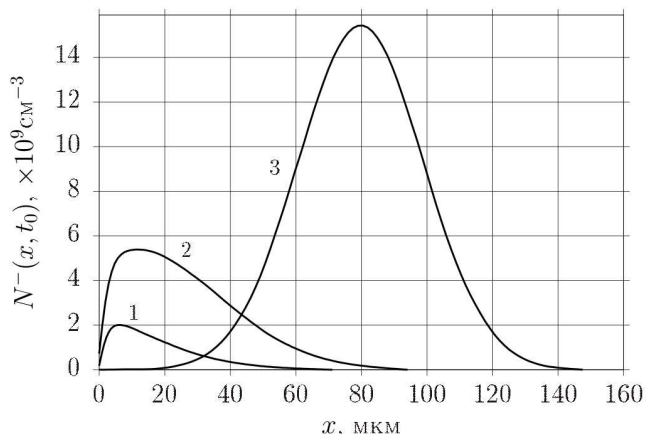


Рис. 1. Функція просторового розподілу електронів вздовж напрямку осі  $OX$  для плоского кристала Si в різні моменти часу: 1 – 125 нс; 2 – 100 нс; 3 – 50 нс;  $d = 300$  мкм;  $x_0 = 150$  мкм;  $E = 100$  В/см;  $T = 300$  К

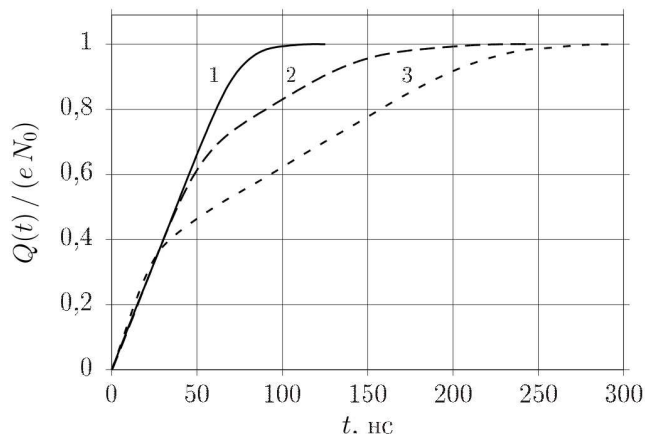


Рис. 3. Розрахунок кінетики збору відносної величини заряду на електродах Si-го детектора при дрейфі носіїв залежно від координати реєстрації: 1 – 150 мкм; 2 – 100 мкм; 3 – 50 мкм;  $d = 200$  мкм;  $E = 140$  В/см;  $T = 300$  К

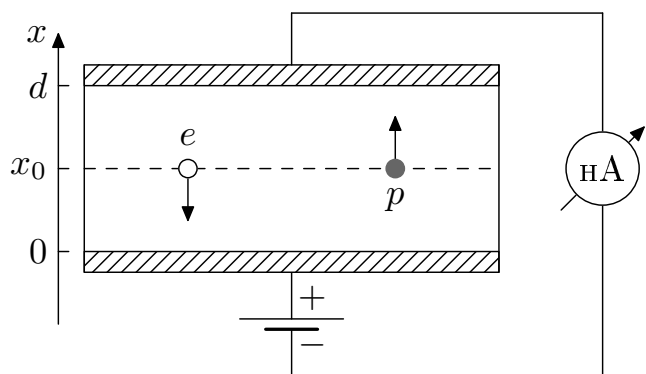


Рис. 2. Схема вимірювання струму рентгенопровідності в напівпровідниковому детекторі

згенеровані вільні носії заряду ( $q^-$  і  $q^+$ ) в електричному полі  $E = U_0/d$ , необхідно застосувати теорему Рамо–Шоклі для точкових зарядів [20, 21]. Оскільки робота електричного поля по переміщенню усіх вільних носіїв визначається як адитивна сума робіт по переміщенню кожного носія, то і величина струму в зовнішньому колі буде визначатися як адитивна сума струмів, які створюють усі вільні носії заряду:

$$i(t) = \frac{q^-(t) \mu^- E}{d} + \frac{q^+(t) \mu^+ E}{d} = \frac{eN_0 E}{d} [E(t) \mu^- + P(t) \mu^+], \quad (6)$$

де  $E(t)$  та  $P(t)$  – частка тих згенерованих електронів і дірок, які залишаються вільними в момент часу  $t$  і продовжують дрейф. Це співвідношення справедливе для однорідного електричного поля та у випадку,

коли можна знехтувати опором зовнішнього електричного кола детектора (відповідну схему вимірювання струму РП зображено на рис. 2). Використовуючи співвідношення (5), можна одержати відносну кількість вільних носіїв кожного знака  $E(t)$  та  $P(t)$  в кожен момент часу:

$$E(t) = \frac{1}{N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^d N^-(x, y, z, t) dx dy dz,$$

$$P(t) = \frac{1}{N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^d N^+(x, y, z, t) dx dy dz. \quad (7)$$

На рис. 3 наведено розраховані залежності відносної величини зібраного заряду на електродах Si-детектора при генерації носіїв у різних точках детектора, які свідчать про суттєвий вплив рухливості вільних носіїв на тривалість імпульсу струму.

На рис. 4 наведено розрахунок форми імпульсу струму для Si-детектора при різних напруженостях електричного поля. Наявність тривалого в часі затухання амплітуди розрахованих імпульсів струму є результатом саме дифузійного розширення просторового розподілу носіїв при дрейфі.

Розрахунок рівнянь (7) значно ускладнюється наявністю в (5) нескінченного ряду. Деяко спростити розрахунки можна, зваживши, що на практиці завжди виконується співвідношення:  $\mu^\pm E d / (2D^\pm) \gg 1$ . Тоді рівняння (7) після інтегрування можна звести до

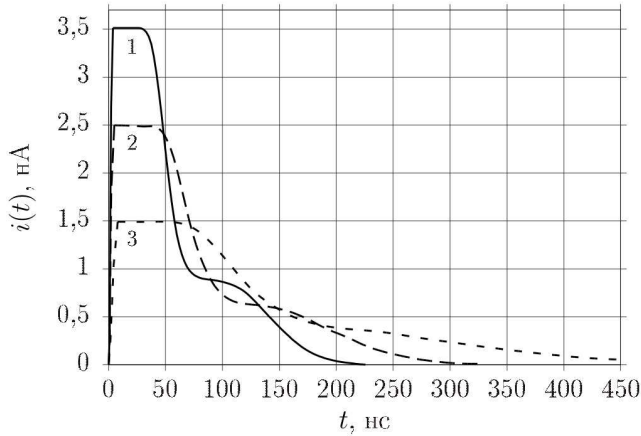


Рис. 4. Форма імпульсу струму в Si-му детекторі при різних значеннях напруженості електричного поля: 1 – 140 В/см; 2 – 100 В/см; 3 – 60 В/см;  $d = 200$  мкм;  $x_0 = 100$  мкм;  $T = 300$  К

такого спрощеного вигляду:

$$E(t) = \frac{2}{\pi} \exp \left[ \frac{\mu^- E}{4D^-} (2x_0 - \mu^- E t) \right] \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{n \exp \left[ - \left( \frac{\pi n}{d} \right)^2 D^- t \right] \sin \left( \frac{\pi n x_0}{d} \right)}{\left( \frac{\mu^- E d}{2\pi D^-} \right)^2 + n^2} \right\},$$

$$P(t) = \frac{2}{\pi} \exp \left\{ \frac{\mu^+ E}{4D^+} [2(d - x_0) - \mu^+ E t] \right\} \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^n n \exp \left[ - \left( \frac{\pi n}{d} \right)^2 D^+ t \right] \sin \left( \frac{\pi n x_0}{d} \right)}{\left( \frac{\mu^+ E d}{2\pi D^+} \right)^2 + n^2} \right\}. \quad (8)$$

Але навіть введення спрощень не дозволяє отримати систему рівнянь (8) в аналітичному вигляді в силу складності знаходження суми відповідного нескінченного ряду. Однак детальний аналіз співвідношень (8) дозволяє встановити, якій саме аналітичній функції вони найкраще відповідають, а це, в свою чергу, дозволяє запропонувати просту аналітичну залежність для їх апроксимації:

$$E(t) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{\mu^- E t - x_0}{\sqrt{\frac{1}{2} D^- t}} \right) \right]^{-1},$$

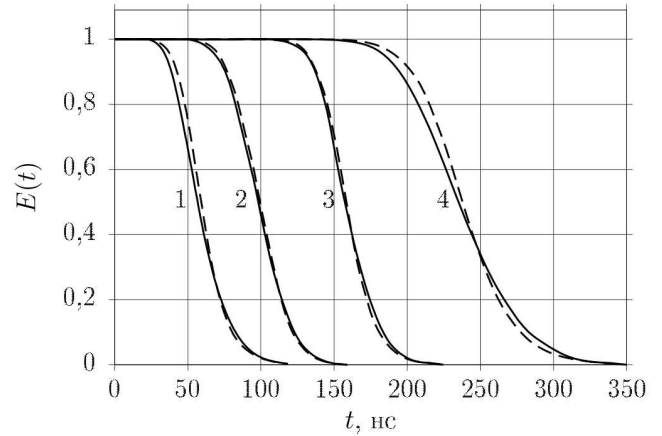


Рис. 5. Точний розрахунок функції  $E(t)$  (суцільна лінія) та її апроксимація (штрих-пунктир) для різних значень координати реєстрації ( $x_0$ ) та електричного поля ( $E$ ) в детекторі на основі ZnSe: 1 – 50 мкм, 120 В/см; 2 – 125 мкм, 180 В/см; 3 – 200 мкм, 180 В/см; 4 – 200 мкм, 120 В/см. Параметри розрахунку:  $d = 250$  мкм;  $\mu^- = 700$  см<sup>2</sup>/(В·с)

$$P(t) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{\mu^+ E t - (d - x_0)}{\sqrt{\frac{1}{2} D^+ t}} \right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

Використання апроксимуючих співвідношень у вигляді (9) дозволяє, по-перше, значно спростити розрахунки в обхід обчислення сум нескінченних рядів у (8), а по-друге, робить можливим аналітичний опис функції імпульсу струму, зберігаючи залежність від основних кінетичних параметрів руху носіїв.

На рис. 5, 6 наведено розрахунки функції  $E(t)$  та її апроксимації співвідношенням (9) при різних значеннях координати генерації носіїв та напруженості електричного поля для кристалів Si та ZnSe. Слід зазначити, що залежно від вибору матеріалу для напівпровідникового детектора, вплив на його спектретричні характеристики буде визначатися в основному трьома факторами: чистотою матеріалу, ефективністю реєстрації іонізуючого випромінювання, рухливістю вільних носіїв заряду.

При цьому досить перспективними останнім часом вважаються широкозонні напівпровідники, для яких ще не досягли такої ж чистоти матеріалу, як, наприклад, у кремнії, але відрізняються вони надзвичайно малими значеннями темного струму (на рівні 1 пА для монокристалів ZnSe при температурі 300 К і напруженості поля 500 В/см) та високою ефективністю поглинання іонізуючого випромінювання.

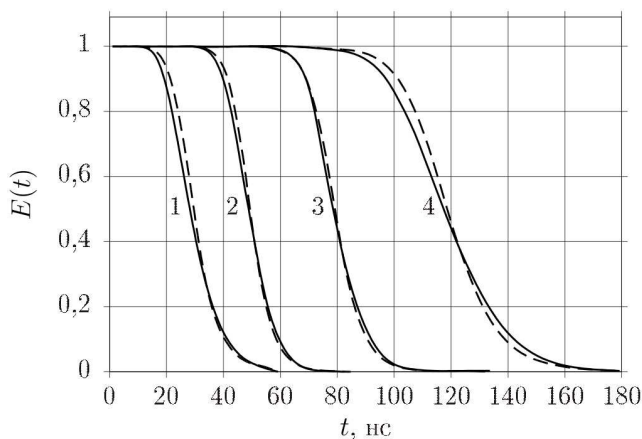


Рис. 6. Точний розрахунок функції  $E(t)$  (суцільна лінія) та її апроксимація (штрих-пунктир) для різних значень координати реєстрації ( $x_0$ ) та електричного поля ( $E$ ) в детекторі на основі Si: 1 – 50 мкм, 120 В/см; 2 – 125 мкм, 180 В/см; 3 – 200 мкм, 180 В/см; 4 – 200 мкм, 120 В/см. Параметри розрахунку:  $d = 250$  мкм;  $\mu^- = 1400$  см<sup>2</sup>/(В·с)

## 6. Висновки

Запропонована базова модель кінетики рентгенопровідності напівпровідників дозволяє одержати в першому наближенні форму імпульсу струму при поглинанні рентгеновського кванта в ідеальному напівпровіднику та проаналізувати вплив основних параметрів матеріалу і величини поля на його форму. Запропоновано в аналітичному вигляді співвідношення для імпульсу струму, який виникає в зовнішньому електричному колі при поглинанні рентгеновського кванта, що значно спрощує подальший розвиток кінетичної моделі рентгенопровідності напівпровідників. Наступний крок, який необхідно зробити – визначення впливу кулонівської взаємодії згенерованих вільних носіїв заряду та врахування впливу точкових дефектів (пастки та центри рекомбінації), які завжди існують в реальних матеріалах, на амплітуду та форму імпульсу струму при поглинанні рентгеновського кванта.

Роботу виконано при фінансовій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень України (проект Ф25.4/138).

1. R. Trammel and F.J. Walter, NIM **76**, 317 (1969).
2. U. Ankerhold, R. Berens, and P. Ambrosi, Radiation Protection Dosimetry **81**, 247 (1999).

3. J.D. Eskin, H.H. Barrett, and H.V. Barber, J. Appl. Phys. **85**, 647 (1999).
4. Н.Б. Строкан, ЖТФ **69**, вып. 5, 139 (1999).
5. Г.И. Айзенштат, М.Д. Вилисова, Е.П. Другова, М.А. Лелеков, Д.Ю. Мокеев, И.В. Пономарёв, Л.П. Пороховниченко, О.П. Толбанов, В.А. Чубирко, ЖТФ **76**, вып. 8, 46 (2006).
6. А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, ФТП **34**, вып. 2, 249 (2000).
7. Л.А. Бакалейников, Е.Ю. Флегонтова, К.Ю. Погребницкий, Е.В. Еремін, ЖТФ **74**, вып. 9, 77 (2004).
8. Y. Nemirovsky, A. Ruzin, V.A. Gnatyuk, G. Asa, and J. Gorelik, J. Electronic Materials **25**, 1221 (1996).
9. V. Ya. Degoda, УФЖ **44**, No. 4, 482 (1999).
10. В.Я. Дегода, А.О. Софієнко, УФЖ **52**, вип. 3, 256 (2007).
11. В.Я. Дегода, А.О. Софієнко, Вісник Київського університету, серія: фізика, № 9, 52 (2008).
12. А. Роуз, *Основы теории фотопроводимости* (Мир, Москва, 1966).
13. С.М. Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (ГИФМЛ, Москва, 1963).
14. М.Ф. Ламперт, П. Марк, *Инжекционные токи в твердых телах* (Мир, Москва, 1973).
15. А.И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников* (Наука, Москва, 1978).
16. К. Зеегер, *Физика полупроводников* (Мир, Москва, 1977).
17. А.И. Абрамов, Ю.А. Казинский, *Основы экспериментальных методов ядерной физики* (Наука, Москва, 1985).
18. Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов, *Электронные возбуждения и радиоллюминесценция щелочногалогидных кристаллов* (Зинатне, Рига, 1979).
19. В.Я. Дегода, Наукові записки Київського національного університету **XI**, 255 (2004).
20. S. Ramo, Proc. IRE **27**, 584 (1939).

21. W. Shockley, J. Appl. Phys. **9**, 635 (1938).

Одержано 08.04.09

БАЗОВАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ  
МОДЕЛЬ РЕНТГЕНОПРОВДИМОСТИ  
ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*В.Я. Дегода, А.А. Софиеенко*

Резюме

При регистрации рентгеновского кванта полупроводниковым детектором происходит генерация свободных носителей заряда в небольшом объеме (диаметр  $< 0,5$  мкм). Если к электродам полупроводника приложить разницу потенциалов, то происходит направленное движение сгенерированных свободных носителей и появляется соответствующий импульс тока во внешней цепи. Предложена логическая схема построения базовой кинетической теории рентгенопроводимости полупроводников, которая применяет последовательный во времени расчет пространственных распределений свободных носителей заряда и использует диффузионно-дрейфовую модель движения свободных носителей в твердом теле. Получена базовая форма импульса тока во внешней электрической цепи в аналитическом виде для случая идеального полупроводника, т.е. такого, который не содержит глубокие ловушки и центры рекомбинации.

Получены основные зависимости формы импульса тока от места поглощения рентгеновского кванта и величины прилагаемого электрического поля.

BASIC KINETIC MODEL FOR X-RAY CONDUCTIVITY  
IN WIDE-GAP SEMICONDUCTORS

*V. Ya. Degoda, A. O. Sofienko*

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics  
(2, Academician Glushkov Ave., Bld. 1, Kyiv 03127, Ukraine;  
e-mail: degoda@univ.kiev.ua)

S u m m a r y

A logical scheme for the development of a basic kinetic theory of X-ray conductivity in semiconductors has been proposed. It includes the calculation of spatial distributions of free charge carriers at successive time moments and uses the model of diffusion-driven drift motion of free charge carriers in a solid. An analytic expression for the basic shape of a current pulse in the external circuit has been obtained in the case of ideal semiconductor, i.e., when it does not contain deep traps and recombination centers. Basic dependences of the current pulse shape on the coordinate of an X-ray quantum absorption event and the strength of an applied electric field have been obtained.