

УДК: 621.315.592

ДИНАМІЧНА ОПТИЧНА СПІНОВА ПОЛЯРИЗАЦІЯ ЕЛЕКТРОНІВ У НАПІВМАГНІТНОМУ НАПІВПРОВІДНИКУ

*П. М. Горлей¹, О. М. Мислюк¹, М. Вієра²,
П. П. Горлей^{1,3}, В. К. Дугаєв⁴, Ж. Барнас⁵*

¹Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
58012 м. Чернівці, вул. Коцюбинського 2. Тел.: (380-3722) 46877,
e-mail: semicon@chnu.cv.ua

²Dept. de Engenharia Electrotécnica, ISEL, Rua Conselheiro Emídio Navarro,
1950-062 Lisbon, Portugal

³CFIF, Instituto Superior Técnico, Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisbon, Portugal

⁴Department of Mathematics and Applied Physics, Rzeszów University of Technology, Powstańców
Warszawy 6, 35-959 Rzeszów, Poland

⁵Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, 60-179 Poznań, Poland

Анотація

ДИНАМІЧНА ОПТИЧНА СПІНОВА ПОЛЯРИЗАЦІЯ ЕЛЕКТРОНІВ У НАПІВМАГНІТНОМУ НАПІВПРОВІДНИКУ

П. М. Горлей, О. М. Мислюк, М. Вієра, П. П. Горлей, В. К. Дугаєв, Ж. Барнас

У роботі для спінової підсистеми напівпровідника з глибоким домішковим рівнем, що створюється елементом з незаповненою 3d- або 4f-оболонкою, отримано систему часових рівнянь, яка дає змогу розраховувати просторово-часові розподіли концентрацій і степені спінової поляризації зонних електронів і магнітних іонів, а також внутрішнього електричного поля в залежності від величин і сукупності керуючих параметрів (інтенсивності та типу поляризації світлової хвилі, хвильового вектора, напруженості зовнішнього електричного поля та часів довготривалої релаксації спінів електронів у зоні провідності та на домішковому рівні). Показано, що фізично коректні результати стосовно величини ступені спінової поляризації зонних електронів під дією циркулярно-поляризованого світла при умові домішкового поглинання одержуються при врахуванні початкового стаціонарного просторово-неоднорідного розподілу фазових змінних при їх розкладі у ряд Фур'є вже у наближенні однієї гармоніки.

Ключові слова: спінтроніка, напівмагнітний напівпровідник, поляризоване світло, спінова підсистема, час довготривалої релаксації, ступінь спінової поляризації

Abstract

DYNAMICAL OPTICAL SPIN POLARIZATION OF THE ELECTRONS IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTOR

P. M. Gorley, O. M. Mysliuk, M. Vieira, P. P. Horley, V. K. Dugaev, and J. Barnas

This paper is dedicated to investigations of a spin subsystem in semiconductor with deep impurity level, created by an element with incomplete 3d- or 4f-shell. We present the set of time-dependent equations, which allow calculation of space-time concentration distributions and spin polarization degree for the band electrons and magnetic ions, as well as inner electric field as a function of external control parameters (intensity, polarization type, and wave vector of the incident light wave, external electric field and a rate of long-term spin relaxation for the electrons in conduction band and

at impurity level). It was shown that the physically-accurate results concerning the spin polarization degree for the conductivity electrons subjected to the action of circularly-polarized light in the particular case of impurity absorption could be obtained, taking into account the initial stationary space-inhomogeneous distribution of the phase variables even if one considers only first harmonics in Fourier expansion.

Keywords: spintronics, diluted magnetic semiconductor, polarized light, spin subsystem, long-term relaxation time, spin polarization degree

Аннотация

ДИНАМИЧЕСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

П. Н. Горлей, О. М. Мислюк, М. Виєіра, П. П. Горлей, В. К. Дугаєв, Барнас Ж.

В работе для спиновой подсистемы полупроводника с глубоким примесным уровнем, созданным элементом с незаполненной 3d- или 4f-оболочкой, получено систему временных уравнений, которая дает возможность рассчитывать пространственно-временные распределения концентраций и степени спиновой поляризации зонных электронов и магнитных ионов, а также внутреннего электрического поля в зависимости от величин и совокупности управляющих параметров (интенсивности и типа поляризации световой волны, волнового вектора, напряженности внешнего электрического поля и времен долговременной релаксации спинов электронов в зоне проводимости и на примесном уровне). Показано, что физически корректные результаты касательно величины степени спиновой поляризации зонных электронов под воздействием циркулярно-поляризованного света при условии примесного поглощения получаются, когда учитывать начальные стационарные пространственно-неоднородные распределения фазовых переменных при их разложении в ряд Фурье уже в приближении одной гармоники.

Ключевые слова: спинтроника, полумагнитный полупроводник, поляризованная световая волна, спиновая подсистема, времена долговременной релаксации, степень спиновой поляризации

Вступ

Упродовж останніх років значний інтерес з прикладної та фундаментальної точок зору представляє собою вирішення проблеми створення принципово нового класу напівпровідникових спінтронних сенсорів (НСС) [1,2], робота яких базується не на перенесенні заряду електрона, а його спіну під дією зовнішніх полів (див., напр., [3] і приведену в ній літературу). Одними із найбільш перспективних для НСС матеріалів є напівмагнітні A_3B_5 та A_2B_6 напівпровідники, в яких у немагнітній ґратці знаходиться певне число домішкових елементів з некомпенсованими електронними спінами на 3d- або 4f-оболонках [4,5]. Встановлена дослідним чином величина часу спигової релаксації $\sim 10^{-7}$ с у твердому розчині GaMnAs [4] свідчить про принципову можливість контролю та керування спіном електронів у різних магніто-

та оптоелектронних пристроях [6,7]. Оскільки проведення експериментальних досліджень у галузі фундаментальної та прикладної спінтроніки спряжено зі значними труднощами технологічного та вимірного характерів, то особливої ваги на сучасному етапі цих досліджень набуває проведення теоретичного моделювання властивостей НСС на основі адекватних моделей трансформації станів спигової підсистеми під дією зовнішніх факторів. У якості останніх найбільш ефективними є магнітне поле та світлова хвиля (постійні за величиною або змінні, зокрема, циркулярно-поляризовані) [3-7]. В попередніх наших роботах [8, 9] на основі запропонованої системи часових кінетичних рівнянь для спигової підсистеми електронів у зоні провідності та на домішковому рівні було показано, що величина інтенсивності та тип поляризації світлової хвилі (ліво-, право-, чи

лінійно-поляризована) суттєво впливають на стаціонарні просторово-однорідні та просторово-неоднорідні розподіли концентрації зонних електронів і степені їх спінової поляризації η . При цьому внесок процесів довготривалої спінової релаксації (ДТСР) у зоні дозволених енергій у величину η є більш помітнішим, ніж аналогічний внесок від релаксаційних процесів у системі магнітних іонів. Оскільки робота НСС здебільшого відбувається при нестационарних умовах, то у даній статті з використанням методів теорії самоорганізації [10] для напівпровідника з параметрами InP:Fe досліджено просторово-часову еволюцію станів нестационарної спінової підсистеми носіїв у залежності від величини та сукупності керуючих параметрів, що дало можливість отримати нові узагальнюючі результати стосовно особливостей просторово-часових розподілів концентрації зонних електронів і ступені їх спінової поляризації в залежності від виду та параметрів зовнішніх керуючих параметрів (типу поляризації світлової хвилі, концентрації легуючої домішки, типу механізмів спінової поляризації зонних електронів і магнітної підсистеми). Зокрема, вперше показано, що динамічні розподіли фазових змінних вирішальним чином залежать від характеру просторового розподілу їх стаціонарних станів, а також відзначено важливість врахування процесів довготривалої спінової релаксації при розгляді трансформації динамічних станів досліджуваної спінової підсистеми. Отримані теоретичні результати можуть бути використані при конструюванні новітнього покоління різноманітних спінтронних сенсорів, які будуть відрізнятися від існуючих підвищеними швидкодією, чутливістю та розрізною здатністю [2,5-7].

Теорія

В якості вихідної моделі використаємо однорідний напівпровідник, зонна структура якого містить мілкі повністю іонізовані домішкові рівні (донорний і акцепторний з концентраціями N_d і N_a , відповідно), що обумовлюють тип власної провідності, а також глибокий рівень елементу з незаповненою 3d- або 4f- оболонкою з концентрацією N_T . Характерними та найбільш вивченими прикладами таких напівпровідників є GaAs:Mn, GaN:Mn та InP:Fe [11,12]. Прийmemo для визначеності, що напівпровідник

характеризується параметрами InP:Fe і володіє n-типом провідності [11,12]. Нехай на верхню грань зразка із такого напівпровідника падає циркулярно-поляризована однорідна монохроматична світлова хвиля, частота якої задовольняє умові домішкового поглинання. Тоді вихідна система рівнянь одновимірної польової задачі переносу спін-поляризованих електронів буде мати вигляд [8,13]:

$$\frac{\partial N_{\uparrow}}{\partial t} = -(SI_L + \sigma)N_{\uparrow} - \beta_{\uparrow}N_{\uparrow} + \beta_{\downarrow}N_{\downarrow} + \gamma_{\uparrow}n_{\uparrow}(N_T - N), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{\downarrow}}{\partial t} = -(SI_R + \sigma)N_{\downarrow} - \beta_{\downarrow}N_{\downarrow} + \beta_{\uparrow}N_{\uparrow} + \gamma_{\downarrow}n_{\downarrow}(N_T - N), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{\uparrow}}{\partial t} = (SI_L + \sigma)N_{\uparrow} - \alpha_{\uparrow}n_{\uparrow} + \alpha_{\downarrow}n_{\downarrow} - \gamma_{\uparrow}n_{\uparrow}(N_T - N) + \frac{1}{q} \frac{\partial j_{\uparrow}}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{\downarrow}}{\partial t} = (SI_R + \sigma)N_{\downarrow} - \alpha_{\downarrow}n_{\downarrow} + \alpha_{\uparrow}n_{\uparrow} - \gamma_{\downarrow}n_{\downarrow}(N_T - N) + \frac{1}{q} \frac{\partial j_{\downarrow}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}(N_D - N_A - N - n), \quad (5)$$

$$j_{\uparrow,\downarrow} = q \left(n_{\uparrow,\downarrow} \mu_n E + D_n \frac{\partial n_{\uparrow,\downarrow}}{\partial z} \right), \quad (6)$$

де

$$n_{\pm} = n_{\uparrow} \pm n_{\downarrow}, \quad N_{\pm} = N_{\uparrow} \pm N_{\downarrow}, \quad n_{T0} = N_D - N_A, \\ n_{T0} + p_{T0} = N_T, \quad N + P_T = N_T, \quad (7)$$

та

$$V_0 = \int_0^l E(z,t) dz, \quad (8)$$

V_0 — прикладена зовнішня напруга, l — довжина зразка, а z — біжуча координата вздовж зразка. Фізичний зміст позначень в (1)-(5) наступний: I_L та I_R — інтенсивності світлової хвилі, відповідно, лівої та правої поляризацій, S — площа поперечного перерізу центру іонізації глибокого домішкового рівня для електронів, σ — швидкість термоелектронної емісії; $\gamma_{\uparrow,\downarrow}$ — коефіцієнти, що відображають ефективність рекомбінації зонних електронів з дірками на глибоких домішкових центрах, $\alpha_{\uparrow,\downarrow}$ — зворотні

часи довготривалої релаксації електронів зони провідності, $\beta_{\uparrow,\downarrow}$ — зворотні часи довготривалої релаксації спінової підсистеми магнітних іонів, μ_n — дрейфова рухливість зонних електронів, що вважається незалежною від напруженості електричного поля та напрямку спіну; $E_0 = V_0/l$ — стаціонарне зовнішнє електричне поле. Всі інші позначення загальноприйняті.

Розв'язок системи рівнянь (1)-(5) знаходиться стандартним методом у вигляді розкладу фазових змінних у ряд Фур'є [10] для двох випадків — поблизу їх стаціонарних просторово-однорідного (so) [8] та просторово-неоднорідного (sn) [9] розподілів:

$$\begin{aligned} n_{\pm}(z;t) &= n_{\pm}^{so,sn}(z = \infty, z; \infty) + \\ &+ \sum_{m=1}^M (n_{\pm,mR}^{so,sn}(t) \cos mk_0 z + n_{\pm,ml}^{so,sn}(t) \sin mk_0 z), \\ N_{\pm}(z;t) &= N_{\pm}^{so,sn}(z = \infty, z; \infty) + \\ &+ \sum_{m=1}^M (N_{\pm,mR}^{so,sn}(t) \cos mk_0 z + N_{\pm,ml}^{so,sn}(t) \sin mk_0 z), \quad (9) \\ E(z;t) &= E^{so,sn}(z = \infty, z; \infty) + \\ &+ \sum_{m=1}^M (E_{mR}^{so,sn}(t) \cos mk_0 z + E_{ml}^{so,sn}(t) \sin mk_0 z), \end{aligned}$$

де $n_{\pm,mR}^{so,sn}$ і $n_{\pm,ml}^{so,sn}$, $N_{\pm,mR}^{so,sn}$ і $N_{\pm,ml}^{so,sn}$ та $E_{mR}^{so,sn}$ і $E_{ml}^{so,sn}$ — шукані дійсні (mR) і уявні (ml) амплітуди при m -тих гармоніках коливань концентрацій зонних електронів і на домішковому рівні та електричного поля, відповідно; а k_0 — хвильове число.

Підставляючи (9) у систему рівнянь (1)-(5) і вводячи безрозмірні величини

$$\begin{aligned} y_1 &= N/N_T, \quad y_2 = N_-/N_T, \quad y_3 = n/N_T, \\ y_4 &= n_-/N_T, \quad y_5 = E/E_0, \quad \tau = t\sigma, \\ x &= z/l_0, \quad k = k_0 l_0, \quad I_{L,R}^* = SI_{L,R}/\sigma \quad (10) \end{aligned}$$

нами отримано наступну систему рівнянь:

$$\frac{\partial y_i^{sn}(\tau)}{\partial \tau} = \Phi(y_i^{sn}, y_{i,mR(I)}^{sn}), \quad (11)$$

$$\frac{\partial y_{i,mR(I)}^{so,sn}(\tau)}{\partial \tau} = \Psi_{i,mR(I)}^{so,sn}(y_i^{so,sn}, y_{i,mR(I)}^{so,sn}), \quad (12)$$

де $\Phi(y_i^{sn}, y_{i,mR(I)}^{sn})$ і $\Psi_{i,mR(I)}^{so,sn}(y_i^{so,sn}, y_{i,mR(I)}^{so,sn})$ — функції фазових змінних і параметрів системи, які мають досить громіздкий вигляд і тому не можуть бути тут приведеними. При обмеженні у розкладах (9) трьома першими гармоніками ($M=3$) система рівнянь (11)-(12) перетворю-

ється в систему із 15 диференційних і шести алгебраїчних рівнянь відносно невідомих $n_{\pm,mR,ml}^{so,sn}$, $N_{\pm,mR,ml}^{so,sn}$ і $E_{mR,ml}^{so,sn}$, яка дає можливість досліджувати залежність фазових змінних від величин і типів керуючих параметрів, зокрема, інтенсивності (I_0) світлової хвилі та типу її поляризації (ліво ($I_L^* = I_0$), право ($I_R^* = I_0$) і лінійної ($I^* = I^* = I_0/\sqrt{2}$)), часів ДТСП зонних електронів ($\tau_e = \sigma/\alpha_{\uparrow}$) і магнітних іонів ($\tau_i = \sigma/\beta_{\uparrow}$), значень хвильового числа (k), величини напруженості зовнішнього електричного поля (E_0). Нижче наведено результати числових розрахунків просторово-часових розподілів концентрації електронів у зоні провідності та степені їх спінової поляризації при фіксованих значеннях керуючих параметрів, а також їх залежності від величин часів релаксації τ_e і τ_i .

Результати та їх обговорення

Розв'язок системи рівнянь (11)-(12) знаходився числовим методом Рунге-Кутта четвертого порядку [14]. Початковий крок інтегрування вибирався рівним $h = 0.05$, а величини початкових значень фазових змінних — близькими до нуля з подальшим уточненням їх приналежності до басейну притягання розв'язків системи. При розрахунках використовувалися параметри модельного напівпровідника InP:Fe для $T=300\text{K}$ [11-13]: $\gamma = 4 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $\sigma = 8 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, $N_D - N_A = 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $N_T = 7 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $l_0 = 10 \text{ мкм}$. $z_{\alpha} = \alpha_{\downarrow}/\alpha_{\uparrow} = 2.5$, $z_{\beta} = \beta_{\downarrow}/\beta_{\uparrow} = 4/3$, $z_{\gamma} = (\gamma_{\uparrow} N_T)/\sigma = 1.25$, а величина $I_0 = 3$ вибиралася з умови, щоб теоретично отримані в роботі значення степені спінової поляризації η_e відповідали експериментальним даним ($\eta_e = 0.42 \pm 0.08$ для GaSb [15]).

Дослідження збіжності числових розв'язків системи (11)-(12) показало, що обмеження у розкладі (9) тільки одним доданком є цілком достатнім для забезпечення достовірності отриманих результатів, оскільки врахування кожної наступної гармоніки приводить до зміни величини динамічної змінної менше, ніж на 2 %.

Нижче у якості прикладу приведено результати щодо впливу тільки ліво-поляризованого світла на спінову поляризацію зонних електронів, яка у відповідності з результатами робіт [8,9] забезпечує найбільшу степінь такої поляризації. Зауважимо, що згідно з проведеними дослідженнями право- та лінійно-поляризова-

на світлова хвиля приводить до якісно подібних до розглядуваного випадку результатів.

На рис. 1-4 представлено трьох-вимірні просторово-часові розподіли концентрації $n(x,t)$ та степені спінової поляризації зонних електронів $\eta_e(x,t)$ вздовж зразка, а також їх залежності від часів ДТСП τ_e і τ_i для двох випадків, коли розв'язки системи рівнянь (11)-(12) знаходилися поблизу їх стаціонарних просторово-однорідних станів [8] (на рис. 1-4 позначено як поверхні 1) та просторово-неоднорідних [9] розподілів (позначено на цих рисунках як поверхні 2), розраховані при $k = \pi/2$ і $E_0 = 3\text{кВ/см}$.

Порівняння між собою виглядів поверхонь 1 і 2 засвідчує, що врахування у вихідній системі (9) стаціонарних просторово-неоднорідних розподілів фазових змінних хоча і не змінює хвилюподібного характеру залежності $n(x,t)$ (рис.1), але приводить до збільшення нестационарної її величини майже вдвічі, а також зумовлює помітний зсув фази коливань у сторону більших довжин хвиль і суттєве зменшення амплітуди коливань. Важливо, що при цьому величина степені поляризації електронів зони провідності $\eta_e(x,t)$ (рис. 2) не тільки зростає більше ніж на 5% (від $\approx 44,3\%$ до $\approx 50\%$), але і залишається практично постійною за довжиною зразка.

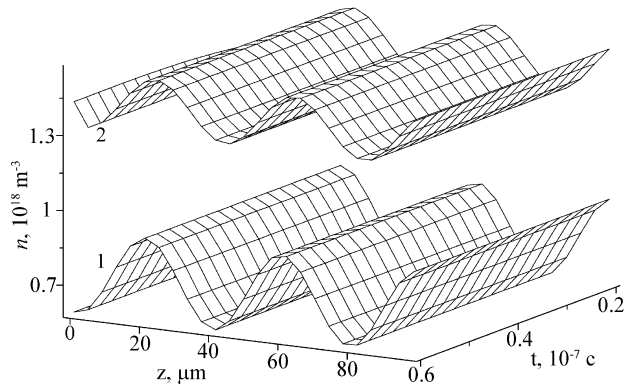


Рис. 1. Просторово-часовий розподіл концентрації зонних електронів $n(x,t)$ при врахуванні стаціонарних просторово-однорідних розподілів (поверхня 1) та для стаціонарних просторово-неоднорідних розподілів (поверхня 2) при фіксованих значеннях керуючих параметрів, числові значення яких приведено в тексті

Встановлено, що збільшення E_0 у межах $3 < E_0 < 50$ кВ/см майже не впливає на величину η , але приводить до нелінійного при врахуванні стаціонарних просторово-однорідних станів і лінійного для стаціонарних просторово-не-

однорідних розподілів зменшення амплітуди коливань $n(x,t)$. Збільшення величини хвильового числа від $k=1.0$ до $k=3.2$ знову ж таки не змінює η і обумовлює лінійне зменшення величини n з незалежним від типу враховуваних у (9) стаціонарних розподілів фазових змінних.

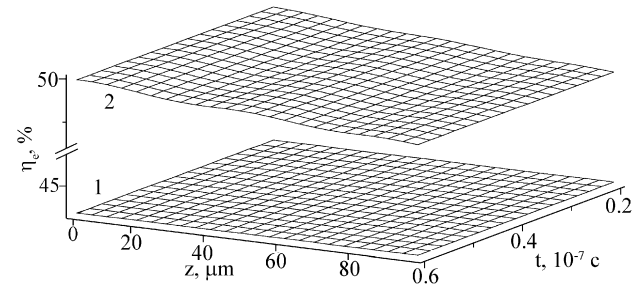


Рис. 2. Просторово-часовий розподіл степені спінової поляризації електронів зони провідності $\eta_e(x,t)$. Позначення як і на рис. 1

Залежності концентрації n та степені спінової поляризації η від величин ДТСП τ_e і τ_i при фіксованих значеннях $x=60\text{мкм}$, $t=3 \cdot 10^{-8}\text{с}$, $k = \pi/2$ і $E_0 = 3\text{кВ/см}$ представлено, відповідно, на рис.3 та рис.4. Видно, що просторово-неоднорідні розподіли у порівнянні з просторово-однорідними розподілами у формулах (9) приводять не тільки до збільшення n у півтора рази, а η – майже на 5%, але і забезпечують практичну незалежність цих параметрів від величин часів ДТСП. При цьому стаціонарні просторо-однорідні розподіли обумовлюють нелінійне зростання концентрації електронів при збільшенні часу довготривалої спінової релаксації електронів у зоні провідності τ_e при фіксованому значення τ_i та зменшення n при збільшенні τ_i та $\tau_e = \text{const}$. Важливо, що така тенденція впливу ДТСП τ_e на величини n і η зберігається на інтервалі значень $1 \cdot 10^{-9}\text{с} < \tau_e < 1 \cdot 10^{-7}\text{с}$. Якщо при цьому прийняти до уваги, що для $\tau_e = 1 \cdot 10^{-7}\text{с}$ величина $\eta \approx 70\%$ значно перевищує теоретично можливе значення $\eta_{\text{theor}} = 50\%$ [16], то можна заключити, що врахування у (9) стаціонарних просторо-однорідних розподілів фазових змінних приводить до некоректних результатів щодо величини η для досліджуваної моделі спінової підсистеми (1)-(5) у напівмагнітному напівпровіднику. Цей результат має принципове методологічне значення, оскільки при вирішенні подібних задач математичного моделювання властивостей динамічних (зокрема, сенсорних) систем здебільшого у розкладах типу (9) використовуву-

ються у якості вихідного наближення стаціонарні просторово-однорідні стани досліджуваної системи (див., напр., [10, 14, 17].

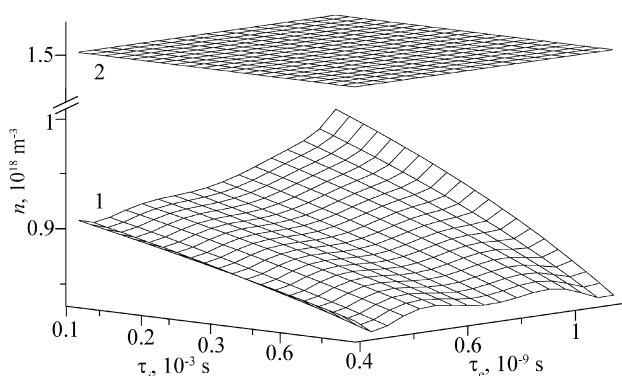


Рис. 3. Залежності $n(\tau_i, \tau_e)$ при врахуванні стаціонарних просторово-однорідних розподілів (поверхня 1) та для стаціонарних просторово-неоднорідних розподілів (поверхня 2) при фіксованих значеннях інших керуючих параметрів, числові значення яких приведено в тексті

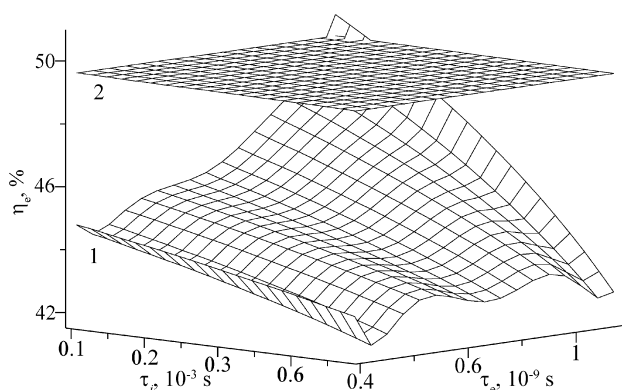


Рис. 4. Залежності $\eta(\tau_i, \tau_e)$. Позначення як і на рис. 3

Висновки

У роботі, виходячи із запропонованої в [8,9] системи диференційних рівнянь у часткових похідних щодо динаміки спіно-поляризованих електронів під дією поляризованої світлової хвилі, за допомогою розкладу фазових змінних у ряд Фур'є до третьої гармоніки включно при врахуванні стаціонарних просторово-однорідного та просторово-неоднорідного їх станів отримано відповідні системи часових рівнянь, які дають можливість розраховувати просторово-часові розподіли концентрацій і ступеней спінової поляризації зонних електронів і електронів на домішковому рівні, а також внутрішнього електричного поля в залежності від величин і су-

купності керуючих параметрів (інтенсивності та типу поляризації світлової хвилі, хвильового вектора, напруженості зовнішнього електричного поля та часів довготривалої релаксації τ_e і τ_i). Досліджено збіжність отримуваних числовим методом Рунге-Кутта розв'язків такої системи і показано, що обмеження уже першою гармонікою у розкладі фазових змінних у ряд Фур'є приводить до фізично коректних результатів при врахуванні їх початкового стаціонарного просторово-неоднорідного розподілу. Вперше встановлено, що динамічні розподіли фазових змінних суттєво залежать від характеру просторового розподілу їх стаціонарних станів, а також відзначено важливість врахування процесів довготривалої спінової релаксації при розгляді трансформації динамічних станів досліджуваної спінової підсистеми. Отримані результати з необхідністю потрібно враховувати при моделюванні процесів трансформації спінової системи і, відповідно, конструюванні приладів напівпровідникової сенсорики новітнього покоління з підвищеними швидкодією, чутливістю та розрізною здатністю [2,5-7], основним принципом функціонування яких є те, що фотовідгук робочого напівмагнітного напівпровідника визначається концентрацією поляризованих спінів електронів провідності, а не величиною їх заряду.

Робота виконана при частковій підтримці проекту УНТЦ №3098.

Список літератури

1. Parkin, S.; Xin Jiang; Kaiser, C.; Panchula, A.; Roche, K.; Samant, M., Magnetically engineered spintronic sensors and memory//Proceedings of the IEEE. — 2003. — V. 91, #5. — P. 661 — 680
2. Pearton S. J., Abernathy C. R., Ren Fan. Gallium Nitride Processing for Electronics, Sensors and Spintronics. — Springer-Verlag, London, 2006. — 380 p.
3. Meier F. and Zakharchenya B. P. Optical Orientation. — North-Holland, Amsterdam, 1984.
4. Ganichev S. and Prettl W., Spin photocurrents in quantum wells// J. Phys. Cond. Mat. — 2003. — 15. — P. R935-R983.
5. Zutić I., Fabian S. and Das Sarma S., Spintronics: fundamentals and applications// Rev. Mod. Phys. — 2004. — 76. — P. 323-410.
6. Awschalom D.D. and Samarth N. Semiconductor, Spintronics and Quantum Computation. — Springer, Berlin, 2002.
7. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., von Molnör S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., and Treger D.M., Spintronics:

- A spin-based electronics vision for the future// *Science*. — 2001. — 294. — P. 1488-1495.
8. Gorley P.M., Dugaev V.K., Barnaś J., Horley P.P., Mysliuk O.M., Spin polarization and relaxation in a semiconductor with impurity absorption of circularly polarized light// *J. Phys. Cond. Mat.* — 2007. — 19. — P. 266205.
 9. Gorley P.M., Mysliuk O.M., Vieira M., Horley P.P., Dugaev V.K., and Barnaś J., Spin polarization of a dilute magnetic semiconductor with the optical excitation of impurity levels// *Ukr. J. Phys. Opt.* — 2008. — 9(1). — P. 126
 10. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. — М.:Мир, 1979. — 512с.
 11. Ипполитова Г.К., Омеляновский Э.М., Павлов Н.М., Нашельский А.Я., Якобсон С.В., Поведение примеси Fe в InP и влияние ковалентности на спектр ЭПР иона Fe³⁺ в соединениях T_d-симметрии// *ФТП*. — 1977. — т. 11. — С. 1315
 12. Pressel K., Bohnert G., Dorner A., and Kaufmann B., Optical study of spin-flip transitions at Fe³⁺ in InP// *Phys. Rev. B*. — 1993. — 147. — P. 9411-9417.
 13. Picoli G., Gravey P., Ozcul C., and Vieux V., Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe: A new mechanism of resonance// *J. Appl. Phys.* — 1989. — 66. — P. 3798-3813.
 14. Samarskii A.A. and Gulín A. V., Numerical methods. — Nauka, Moscow, 1999.
 15. Parsons R. R., Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence// *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — 23. — pp. 1152-1154.
 16. Екимов А.И., Сафаров В.И., Оптическая ориентация носителей при межзонных переходах в полупроводниках// *Письма ЖЭТФ*. — 1970. — т. 12. — С. 293-297.
 17. You-Hsien Shiau, Hai-Pang Chiang. Fourier Series Expansion method in the Study of Gunn Effect: a comparison between periodic and non-periodic basis functions // *Chaos, Solitons and Fractals*. — 1998. — Vol. 9, No 6. — P. 979.