

Петро Трохимчук
 Діана Петрович
 Геннадій Березюк
 Михайло Пеньковський

Моделювання процесів релаксаційної оптики в арсеніді індію

Наведено результати моделювання ефектів релаксаційної оптики в арсеніді індію на прикладі взаємодії імпульсного випромінювання рубінового лазера з арсенідом індію. Для моделювання вибрано дводифузійну модель та фізико-хімічну модель каскадного збудження відповідного типу хімічних зв'язків в режимі насичення збудження. Також обговорено питання про фізико-хімічні аспекти інтерференційних явищ.

Ключові слова: релаксаційна оптика, арсенід індію, дводифузійна модель, фізико-хімічна модель каскадного збудження, інтерференційні явища, вольт-амперні характеристики, лазерне легування.

Постановка наукової проблеми та її значення. Арсенід індію відіграє надзвичайно важливу роль в сучасній оптоелектроніці. Насамперед, його використовують як детектори та джерело випромінювання в інфрачервоній області спектра [3]. Подальша мінітюаризація елементів оптоелектронних систем пов'язана із використанням методів релаксаційної оптики [5]. Тому наведемо результати моделювання незворотної взаємодії імпульсного випромінювання рубінового лазера з *p*-типом арсеніду індію та випромінювання CO₂-лазера з іонноімплантованими шарами S⁺/InAs.

Мета та завдання роботи – змоделювати профілі розподілу лазерно-індукованих донорних центрів у *p*-типі арсеніду індію та встановити оптимальні режими для отримання лазерного відпалу іонноімплантованих шарів S⁺/InAs.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Експериментальні результати по незворотній взаємодії імпульсного лазерного випромінювання рубінового лазера ОГМ-20 (тривалість імпульсу 20 нс, енергія кванта опромінення 1,78 еВ, густина енергії опромінення – 0,004–0,5 Дж/см²) з арсенідом індію (профілі розподілу приповерхневих донорних центрів) наведено на рис. 1.

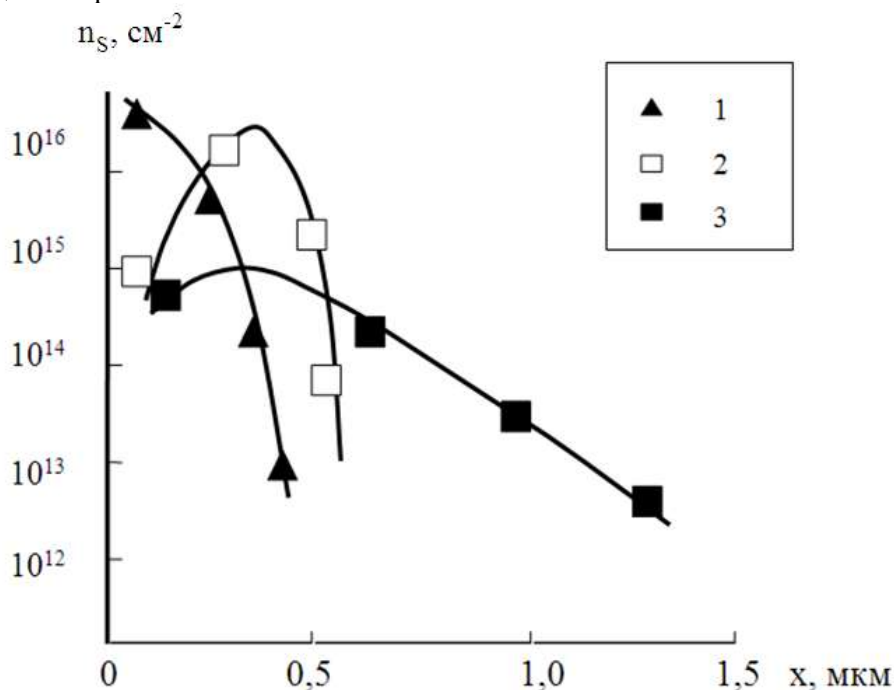


Рис. 1. Профілі розподілу донорних центрів у інверсійних шарах тарсеніду індію після опромінення імпульсами рубінового лазера тривалістю 20 нс з густиною енергії в імпульсі: 1 – 0,16 Дж/см²; 2 – 0,25 Дж/см²; 3 – 0,30 Дж/см²

Як видно з рис. 1, форма кривої 1 відповідає закону поглинання випромінювання на довжині хвилі випромінювання рубінового лазера (0,6943 мкм). Форма кривих 2 і 3 показує, що максимум лазерноіндукованих донорних центрів дифузійно зміщується углиб опроміненого матеріалу [5; 6].

Для пояснення цих результатів слід використати одно та двоцифурну моделі [5; 6]. Щоб пояснити поведінку профілів розподілу, побудовано модель, що заснована на модифікованому рівнянні фотоефекту [5; 6]. Загальний розв'язок такої задачі має вигляд:

$$N_s(x) = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu(\alpha^2L^2-1)\tau_r} [\alpha L \exp(-\frac{x}{L}) - \exp(-\alpha x)]. \quad (1)$$

З цієї формули ми можемо отримати два наближення. Перше наближення, що відповідає фотоіонізаційним процесам й отримало найменування кінетичного ($\alpha L \ll 1$), має вигляд:

$$N_{k_s} = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu\tau_r} \exp(-\alpha x). \quad (2)$$

Друге названо динамічним (тут – дифузійним) ($\alpha L \gg 1$):

$$N_{D_s} = \frac{\eta x(1-R)I_0\tau'}{h\nu L\tau_r} \exp(-x/L). \quad (3)$$

Тут N – концентрація фотостимульованих донорних центрів; α – коефіцієнт поглинання випромінювання; η – коефіцієнт дефектоутворення; R – коефіцієнт відбивання падаючого випромінювання; τ' – час життя нерівноважних носіїв у кристалі; τ_r – час релаксації системи (час перебування системи у збудженому стані); I_0 – щільність потоку падаючого випромінювання; L – дифузійна довжина пробігу донорного центра. Дифузійна довжина визначається за допомогою співвідношення:

$$L = \sqrt{D\tau_r}. \quad (4)$$

Розрахункові профілі розподілу донорних центрів, отримані за допомогою співвідношень (1)–(3), подано на рис. 2 [3; 5] (прив'язка експериментальних даних приводилась для кривої 4). Точки відповідають експериментальним даним для відповідної щільності енергії опромінення.

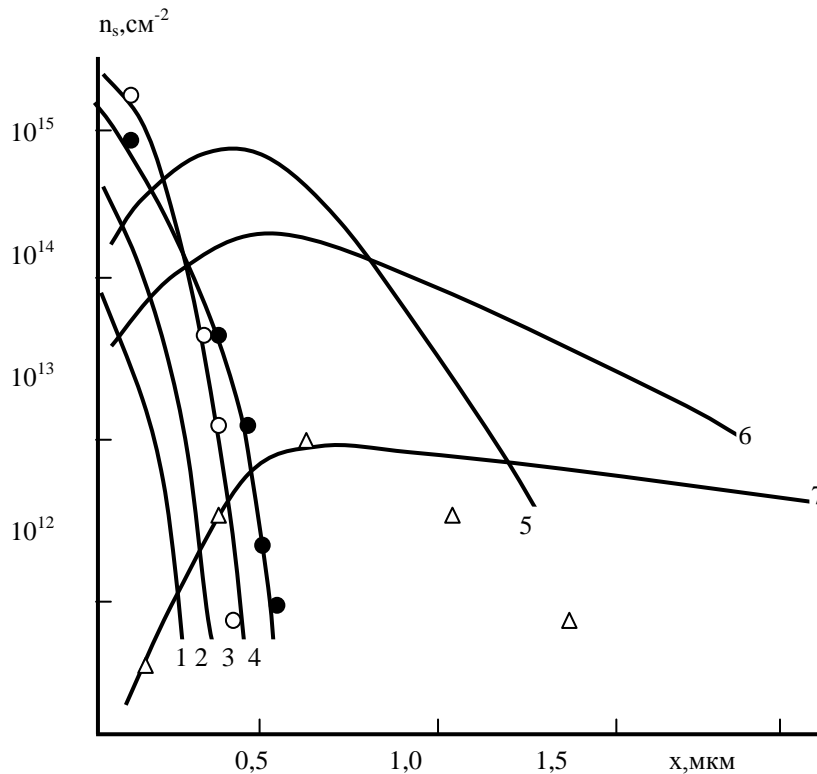


Рис. 2. Розрахункові профілі розподілу концентрації донорних центрів в InSb для різної щільності енергії опромінення (Дж·см⁻²; крива 1 – 0,04; 2 – 0,07; 3 – 0,12; 4 – 0,16; 5 – 0,20; 6 – 0,25; 7 – 0,3)

Слід зазначити, що профілі розподілу треба рахувати, використовуючи співвідношення (1). Проте розраховуючи ліву частину кривих рис. 1 (приповерхневу область), можна використовувати співвідношення (2), а при розрахунку правої частини кривих – співвідношення (3).

Перейдемо тепер від одnodифузійного наближення до дводифузійного. Замість дифузії донорних центрів розглядатимемо самодифузію атомів індію і миш'яку, обумовлену вторинними ефектами релаксаційної оптики. Як відомо з літератури [1; 6], атоми індію та миш'яку мають різні коефіцієнти самодифузії.

Літературні дані із самодифузії атомів індію і миш'яку в арсеніді індію суперечливі [1; 6]. Тому будемо використовувати ту інформацію, яка відповідає експериментальним даним, а саме коефіцієнт самодифузії атомів індію менший, ніж у миш'яку.

Для оцінки дифузійних «хвостів» кривих 5–7 рис. 1 використовуємо модифіковані для іонів миш'яку та індію формули (3):

$$N_{D_{i_i}} = \frac{\eta x(1-R)I_0 \tau'}{h\nu L_i \tau_r} \exp\left(-x/L_i\right), \quad i \in (In, Sb). \quad (5)$$

Згідно із [3; 4], температурна залежність коефіцієнтів дифузії задається у вигляді:

$$D_i = D_{0i} \exp\left(-Q_i/kT\right), \quad i \in (In, Sb), \quad (6)$$

де Q_i – відповідна енергія активації самодифузії.

Для розрахунку вибираємо такі дані [4]: $D_{0In} = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_{0Sb} = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$.

Далі для розрахунку вибиралися характеристики, наведені в [3; 5], проте співвідношення енергій активації самодифузії бралось таким, як у [1], що відповідає експериментальним даним. Потім, згідно із співвідношенням (6), оцінювався коефіцієнт самодифузії індію для температури 1215 К (температура плавлення арсеніду індію [4]). Дифузійна довжина 0,7 мкм (крива 7 рис. 1) відповідає дифузії миш'яку, оскільки ми отримуємо інвертований шар донорного типу на підкладці p -типу. Час релаксації дорівнює $10^3 \tau_i = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Тоді коефіцієнт дифузії атомів миш'яку визначається зі співвідношення:

$$D_{As} = \frac{L_{As}^2}{\tau_r} \quad \text{м}^2/\text{с}.$$

Отримані розрахункові дані дають підстави якісно пояснити поведінку «хвостів» кривих 5–7 рис. 2. Глибина утворення донорних центрів для кривої 7 рис. 2 (~1,5 мкм) приблизно відповідає глибині, на якій концентрація центрів p -типу (атоми індію) стає більше, ніж концентрація центрів n -типу (атоми миш'яку). Зі значення цієї довжини за співвідношенням: $x_{eq} = \frac{L_{In} L_{Sb}}{L_{In} - L_{Sb}} \ln \frac{L_{In}}{L_{Sb}} \quad \text{мкм}$

обчислюється дифузійна довжина пробігу атомів індію L_{In}

Коефіцієнт дифузії атомів індію визначається аналогічно, як і для сурми, та дорівнює:

$$D_{In} = \frac{L_{In}^2}{\tau_r} \quad \text{м}^2/\text{с}.$$

Маючи ці дані, можемо тепер визначити енергії активації фотостимульованої дифузії атомів індію і сурми. Вони визначаються зі співвідношення:

$$Q_{In(As)} = kT \ln \frac{D_{0In(As)}}{D_{In(As)}}. \quad (7)$$

Підставляючи відповідні дані, маємо: $Q_{In} = 1,76 \text{ еВ}$, $Q_{Sb} = 2,8 \text{ еВ}$. Ці значення приблизно удвічі менші за літературні (4,45 еВ та 4,0 еВ). Ці дані відносяться до матеріалу n -типу. Ми ж маємо опромінення матеріалу p -типу, а для цього матеріалу атоми індію рухливіші, ніж атоми миш'яку. Природно, що слід врахувати і дифузію (радіаційно (фото)стимульовану [2]), яка зменшує енергію активації.

Ці розрахунки дають підстави якісно правильно пояснити тенденцію поведінки хвостів профілів розподілу «дифузійного» типу (криві 5–7 рис. 2) донорних фотостимульованих центрів у арсеніді індію.

Наведена дводифузійна модель показує, наскільки ефективним може бути врахування різної рухливості атомів-компонентів напівпровідника (тут – антимоніду індію) для пояснення ефектів не-

зворотної взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками. Для детальнішого опису, моделювання і пояснення ефектів незворотної взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками, слід розвивати методи нелінійної динаміки.

Динаміка поведінки дефектів (міжвузлових атомів) наведена на рис. 2. Тут наведені залежності відносної дефектності опроміненого матеріалу від густини енергії опромінення та від часу релаксації. Відносна дефектність визначалась за спектрами оберненого резерфордівського розсіяння протонів з енергією 500 кеВ, отримані на прискорювачі High Voltage Ingeneering – 500.

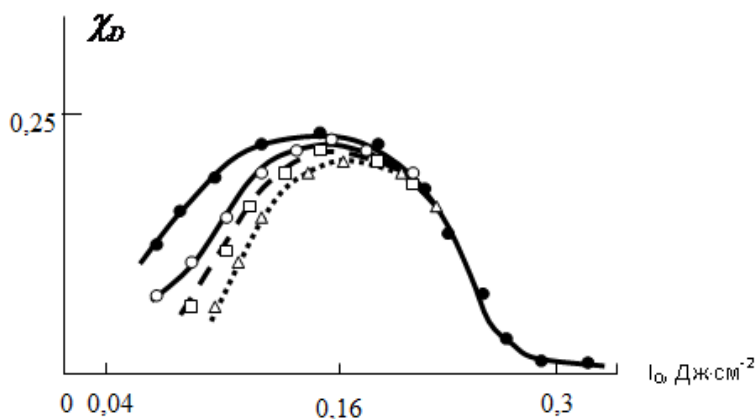


Рис. 3. Динаміка поведінки дефектів у шарах арсеніду індію після опромінення імпульсами рубінового лазера

Для пояснення результатів рис. 3 використано двовимірну ґратку сфалериту (рис. 4) та каскадну модель поетапного збудження відповідних хімічних зв'язків у режимі насичення збудження [5; 6]. Зв'язок один має енергію 0,36 еВ (ширина забороненої зони арсеніду індію), зв'язок 2 – 3,8 еВ та зв'язок 3 – 4,2 еВ.

Періоди релаксації для режимів збудження відповідного числа зв'язків у режимі насичення збудження для арсеніду індію такі: зв'язок 1 – 1,05 с; зв'язки 1 та 2 – $3,4 \cdot 10^5$ с, для всіх трьох зв'язків – $1,1 \cdot 10^{11}$ с відповідно. Для розрахунку використовувався метод ланцюжків релаксації, наведений у [5; 6].

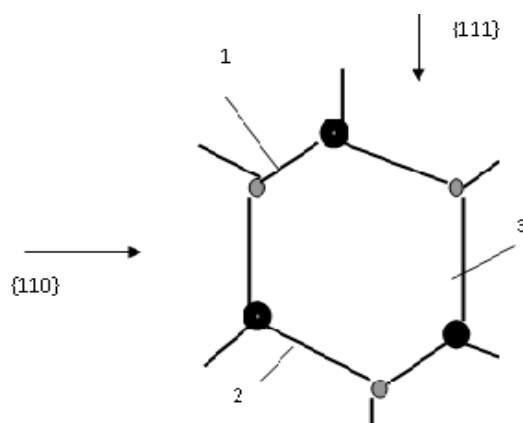


Рис. 4. Двовимірне представлення решітки сфалериту, включаючи арсенід індію. Зв'язок 1 чистий ковалентний та відповідає ширині забороненої зони

Розрахунок режимів опромінення, що призводять до незворотних змін, наведених на рис. 3, проведемо прямим методом [5; 6]. Густина атомів в арсеніді індію дорівнює $1,2 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Об'ємні густини енергії, які потрібні для розриву відповідних хімічних зв'язків, рівні: 690 Дж/см³ – для зв'язку 1; 7296 Дж/см³ – для зв'язку 2; 8064 Дж/см³ – для зв'язку 3. Тому відповідні поверхневі густини енергії дорівнюють: $E_1 = 6,9 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² – для зв'язку 1, $E_2 = 7,3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² – для зв'язку 2, $E_3 = 8,1 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² – для зв'язку 3.

Поверхнева густина енергії, яка потрібна для зруйнування зв'язків 1 і 2, дорівнює $E_{12} = 8 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² і для усіх трьох зв'язків $E_{123} = 0,61 \cdot 10^{-2}$ Дж/см².

Коефіцієнт відбивання рубінового лазерного випромінювання рубінового лазера від *InAs* дорівнює 0,45. Тому значення, які повинні були б спостерігатись на експерименті, дорівнюють

$E_{1\text{exp}} = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$, $E_{12\text{exp}} = 0,145 \text{ Дж/см}^2$, $E_{123\text{exp}} = 0,29 \text{ Дж/см}^2$, що гарно узгоджується з експериментальними результатами, наведеними на рис. 1 та рис. 3. Максимальна дефектність у приповерхневому шарі обумовлена розривом двох із трьох зв'язків.

На рис. 5 наведені вольт-амперні характеристики p - n - та n - p -переходів, отриманих на антимоніді індію (крива 2), та арсеніді індію (крива 3) p -типу після опромінення одиночними імпульсами рубінового лазера ОГМ-20 з тривалістю імпульсів 20 нс та на лазерновідпалених шарах Mg^+/InSb (крива 1) та S^+/InAs (крива 4). Іони магнію мали енергію 100 кеВ та дозу $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а іони сірки – енергію 100 кеВ та дозу 10^{15} см^{-2} .

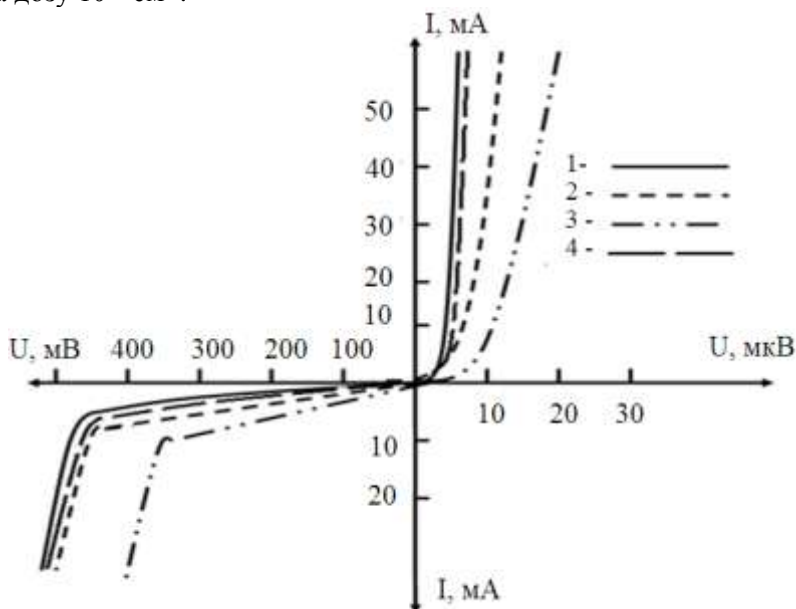


Рис. 5. Вольт-амперні характеристики p - n -переходів (крива 1 лазерновідпалені шари Mg^+/InSb випромінюванням неперервного лазера на CO_2 з густиною енергії 10 Дж/см^2) та n - p -переходів (лазернолеговані випромінюванням рубінового лазера: крива 2 – $0,1 \text{ Дж/см}^2$ антимонід індію, крива 3 – $0,16 \text{ Дж/см}^2$ арсенід індію); крива 4 лазерновідпалені шари S^+/InAs випромінюванням неперервного лазера на CO_2 з густиною енергії 12 Дж/см^2

Як видно з цих рисунків, вольт-амперні характеристики для структур із іонноімплантованими шарами кращі як для лазернолегованих. Слід зазначити, що криві 1 та 4 мають кращі характеристики тому, що акцепторний шар Mg^+/InSb та донорний S^+/InAs мають товщину $0,2 \text{ мкм}$, тоді як лазернолеговані шари донорного типу завтовшки $0,6\text{--}0,7 \text{ мкм}$. Хоча всі вольт-амперні характеристики для арсеніду індію отримані для n - p -переходів, однак S^+/InAs ці характеристики кращі, оскільки n -область більш однорідна та має більш різку границю з p -областю.

Висновки та перспективи подальшого дослідження. Отже, у пропонованій роботі наведено промодельовані ефекти релаксаційної оптики (лазерне легування та лазерний відпал іонно-імплантованих шарів).

Показано, що ефективними методами моделювання є однодифузійне та дводифузійне наближення, а також каскадна модель поетапного збудження відповідного типу та кількості хімічних зв'язків (пряме наближення).

Наведені вольт-амперні характеристики лазерно-індукованих p - n - та n - p -переходів показали, що кращі електрофізичні параметри мають лазерновідпалені іонноімплантовані діоди.

Подяка. Висловлюю вдячність О. Л. Чапкевичу за вимірювання спектрів оберненого резерфордівського розсіювання для лазерно-опромінених зразків арсеніду індію на прискорювачі «High voltage ingineering – 500» у лабораторії еліонних технологій НДІ прикладної фізики, м. Москва.

Джерела та література

1. Атомная диффузия в полупроводниках : сб. ст. / под ред. Д. Шоу. – М. : Мир, 1975. – 686 с.
2. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника : справочник / П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. – Киев : Наук. думка, 1975. – 704 с.

3. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп / О. Маделунг. – М. : Мир, 1967. – 368 с.
4. Трохимчук П. П. Радіаційна фізика твердого тіла : курс лекцій / П. П. Трохимчук. – Луцьк : РВВ «Вежа» Волин. держ. ун-ту ім. Лесі Українки, 2007. – 394 с.
5. Trokhimchuck P. P. Foundations of Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha, 2011. – 627 p.
6. Trokhimchuck P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk: Vezha-Print, 2013. – 280 p.

Трохимчук Петр, Петрович Диана, Березюк Геннадий, Пеньковський Михайл. Моделирование процессов релаксационной оптики в арсениде индия. Приведены результаты моделирования эффектов релаксационной оптики в арсениде индия на примере взаимодействия импульсного излучения рубинового лазера с арсенидом индия. Для моделирования были выбраны дводиффузионная модель и физико-химическая модель каскадного возбуждения соответствующего типа химических связей в режиме насыщения возбуждения. Моделирование проводилось для профилей распределения лазерно-генерированных донорных центров полученных измерением эффекта Холла в сочетании с послойным стравливанием и спектров обратного резерфордского рассеяния протонов с энергией 500 кэВ. Получено хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Также обсуждаются вопросы о физико-химических аспектах интерференционных явлений. Наводятся оценки порога возникновения интерференционных процессов при лазерном облучении.

Ключевые слова: релаксационная оптика, арсенид индия, дводиффузионная модель, физико-химическая модель каскадного возбуждения, интерференционные явления, вольт-амперные характеристики, лазерное легирование.

Trokhimchuck Petro, Petrovych Diana, Berezyuk Gennadiy, Pen'kovskiy Mychaylo. Modeling of Processes of Relaxed Optics in Indium Arsenide. Results of modeling of effects of relaxed optics on example of pulse Ruby-laser radiation with indium arsenide are represented. Two-diffusive model and physical-chemical model of cascade excitation of proper chemical bonds in regime of saturation of excitation were used. Questions of physical-chemical aspects of interference phenomena are discussed too. Modeling was realized for profiles of distribution of laser generated donor centers with help of measurement Hall effect with layerwise bleeding of irradiated layers and method of Rutherford backscatterind spectra of protons with energy 500 keV. Questions of physical-chemical aspects of interference phenomena are discussed too. Estimations of threshold of initiation of interference phenomena for laser irradiation are represented too.

Key words: relaxed optics, indium arsenide, two-diffusive model, physical-chemical model of cascade excitation, interference phenomena, volt-ampere characteristics, laser implantation.

Стаття надійшла до редколегії
26.06.2014 р.

УДК 544.18

Володимир Хоровець

Квантова геометродинаміка й однорідність простору-часу. Однорідно стаціонарний спіновий Всесвіт

Сформульовано принципи побудови квантової геометродинаміки. Показано, що простір-час, якщо немає матерії, має бути однорідним. Обертання Всесвіту з планківською частотою дає можливість ввести в 4-вимірну ріманову геометрію сталу Планка. Запропоновано рівняння квантової геометродинаміки.

Ключові слова: єдина фізична теорія, квантова геометродинаміка, однорідність простору-часу, однорідно-стаціонарний спіновий Всесвіт, рівняння квантової геометродинаміки.

Постановка наукової проблеми та її значення. Аналіз досліджень цієї проблеми. Єдина фізична теорія (ЄФТ) – це майбутня теорія, яка має об'єднати два розгалуження теоретичної фізики, витоки яких сягають загальної теорії відносності (ЗТВ) А. Ейнштейна (1916 р.) і квантової механіки (20-ті рр. XX ст.). Математичний апарат ЗТВ – це 4-вимірна ріманова геометрія [8], яка є своєрідною ареною цієї теорії.