

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ВОЛИНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЛЕСІ УКРАЇНКИ
Кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики
імені А.В. Свідзинського

На правах рукопису

Федік Богдан Васильович

**«Проблеми моделювання кінетично-динамічних процесів релаксаційної
оптики»**

Спеціальність 104 «Фізика та астрономія»
Освітньо-професійна програма «Фізика та астрономія»
Робота на здобуття освітнього ступеня «Магістр»

Науковий керівник:

Трохимчук Петро Павлович,

кандидат фізико-математичних наук, доцент

РЕКОМЕНДОВАНО ДО ЗАХИСТУ

Протокол № _____

засідання кафедри теоретичної та
комп'ютерної фізики імені А.В.Свідзинського

від _____ 2024

Завідувач кафедри

доц. Сахнюк В.Є. _____

ЛУЦЬК – 2024

АНОТАЦІЯ

Федік Богдан Васильович.

Проблеми моделювання кінетично-динамічних процесів релаксаційної оптики

Кваліфікаційна робота присвячена системному аналізу кінетично-динамічних процесів релаксаційної оптики в антимоніді та арсеніді індію. В роботі наведено основні експериментальні результати по взаємодії лазерного випромінювання з антимонідом та арсенідом індію включаючи вимірювання ефекту Холла з пошаровим стравлюванням шарів, метод оберненого резерфордівського розсіяння іонів, вольт-амперні характеристики.

Для моделювання отриманих результатів були використані та проаналізовані наступні моделі:

1. Модифіковані моделі фотоефекту (одно та дводифузійне наближення).
2. Моделі насичення збудження відповідних хімічних зв'язків в режимі насичення збудження.
3. Модель перевипромінювання та перепоглинання. Промодельований оптичний урка-процес

Вибрані критерії випромінювання для лазерного легування та відпалу іонно-імплантованих шарів не лише антимоніду та арсеніду індію а й інших напівпровідникових матеріалів.

Ключові слова: релаксаційна оптика; антимонід індію; арсенід індію, кінетично-динамічні моделі, фотоефект, двовимірні решітка сфалериту, оптичний урка-процес.

SUMMARY

Fedik Bohdan Vasyliovych.

Problems of modeling kinetic and dynamic processes of Relaxed Optics

The qualification work is devoted to the systematic analysis of kinetic-dynamic processes of relaxation optics in antimonide and indium arsenide. The paper presents the main experimental results on the interaction of laser radiation with antimonide and indium arsenide, including measurements of the Hall effect with layer-by-layer etching, the Rutherford ion backscattering method, and Volt-Ampere characteristics.

The following models were used and analyzed to simulate the obtained results:

1. Modified models of the photoeffect (one and two-diffusion approximations).
2. Excitation saturation models of the corresponding chemical bonds in the excitation saturation regime.
3. Model of reradiation and reabsorption. Optical Urca process is modeled.

Selected radiation criteria for laser doping and annealing of ion-implanted layers not only of antimonide and indium arsenide, but also of other semiconductor materials.

Keywords: Relaxed Optics; indium antimonite; indium arsenide, kinetic-dynamic models, photoeffect, two-dimensional sphalerite lattice, optical urka-process.

Зміст

Вступ	5
Розділ 1. Експериментальні результати по опроміненню антимоніду індію та арсеніду індію рубіновим та неодимовим лазерами.....	8
1.1. Підготовка зразків для вимірювання ефекту Холла, для лазерно опромінених зразків.....	8
1.2. Експериментальні результати.....	14
Розділ 2. Кінетично динамічні моделі релаксаційної оптики що базується на модифікованій теорії фотоефекту.....	23
2.1. Модифікована модель фотоефекту.....	23
2.2. Однодифузійне наближення.....	27
2.3. Дводифузійне наближення.....	31
Розділ 3. Каскадна фізико-хімічна модель насичення збудження.....	35
Розділ 4. Проблема моделювання впливу процесів переопромінення на ефекти релаксаційної оптики.....	54
Висновки	59
Список використаних джерел	60

Вступ

Релаксаційна оптика – це розділ сучасної фізики, виникнення якого обґрунтовано розвитком лазерних технологій. [1-18]

З фізичної точки зору – це синтез квантової електроніки, нелінійної оптики, радіаційної фізики твердого тіла, фізичної хімії та фізики оптичних явищ [19-41].

Для моделювання процесів релаксаційної оптики можуть бути використані та адаптовані теорії та моделі з цих всіх розділів сучасної науки.

Актуальність дослідження зумовлена швидким розвитком високотехнологічних галузей, таких як фотоніка, оптоелектроніка, квантові технології та нанотехнології. Сучасні матеріали та пристрої, що використовуються в цих галузях, все частіше працюють у режимах, де кінетично-динамічні процеси релаксації відіграють вирішальну роль у визначенні їхніх характеристик та ефективності.

Пошук та розвиток нових технологічних напрямків та підходів моделювання є важливим. Використання методу одержаного резерфордівського розсіювання іонів та іонне вимірювання ефекту Холла з пошаровим стравлюванням є ефективним для шарів товщиною 200–600 нм. Використання модифікованих моделей фотоефекту та поетапного збудження відповідних хімічних зв'язків в режимі насичення збудження дозволяють пояснити як макроскопічних так і мікроскопічних механізмів утворення лазерно-індуктивних донорних центрів в антимоніді та арсеніді індію.

Актуальним є дослідження процесів перепоглинання та перевипромінювання при опроміненні *InSb* та *InAs* серіями наносекундних імпульсів неодимового лазера порівняно низької інтенсивності (оптичних урка-процесів).

Актуальність також пов'язана з формуванням критеріїв опромінення для відповідних технологічних процесів.

Метою дослідження є системний аналіз і моделювання процесів релаксаційної оптики в антимоніді та арсеніді індію, отриманих вимірюванням

ефекту Холла з пошаровим послідовним стравлюванням, резерфордівського оберненого розсіяння іонів водню та гелію, а також відповідними вольт–амперними характеристиками. Ці результати були використані для моделювання. Для макроскопічних закономірностей було використано модифіковану теорію фотоефекту, тоді як для моделювання мікроскопічних характеристик. Каскадна модель збудження хімічних зв'язків в режимі насичення збудження, а також, побудована модель, яка пояснює оптичний урка–процес.

Особистий внесок автора. Провів системний аналіз моделювання релаксаційно-оптичних процесів в антимоніді та арсеніді індію.

Практична значимість наведені результати можуть бути покладені в основу створення лазерних технологій для антимоніду та арсеніду індію.

Об'єктом дослідження. Релаксаційно оптичні процеси в антимоніді та арсеніді індію.

Предметом дослідження є виявлення впливу параметрів лазерного опромінення на нелінійно та релаксаційно оптичні процеси в антимоніді та арсеніді індію.

Методи дослідження.

1. Системний аналіз експериментальних результатів лазерно–індукованих процесів в антимоніді та арсеніді індію.
2. Фізико–хімічні методи моделювання кінетично–динамічних процесів релаксаційної оптики в антимоніді та арсеніді індію, включаючи модифіковані моделі фотоефекту, каскадні моделі збудження хімічних зв'язків в режимі насичення збудження (сферичне, циліндричне та пряме наближення), і процеси перепоглинання та перевипромінювання в антимоніді та арсеніді індію.

Наукова новизна одержаних результатів. Проведений детальний системний аналіз процесів нелінійної та релаксаційної оптики в арсеніді та антимоніді індію.

Матеріали магістерської роботи були апробовані на наступних конференціях та опубліковані в їх матеріалах [42–44] :

1. Трохимчук П. П., Федік Б. В. Проблеми моделювання кінетично-динамічних процесів релаксаційної оптики./ Матеріали 5-их читань Анатолія Вадимовича Свідзинського.. Луцьк, 29 лютого – 01 березня 2024.
2. Трохимчук П., Федік Б. Фотонна ефективність: ретроспектива та перспектива. / Тез. доп. XII Міжнар. наук.-практ. конф. Conf. RNAOPM'2024. База практик «Гарт» ВНУ ім. Лесі Українки, 01-04 червня 2024 року.
3. Трохимчук П., Федік Б. Деякі проблеми моделювання релаксаційних оптичних процесів в антимоніді та арсеніді індію. Тез. доп. VIII міжнародної науково-практичної конференції «Фізика і хімія твердого тіла: стан, результати та перспективи» 18-19 жовтня 2024 року, Луцьк ЛНТУ.

Розділ 1

Експериментальні результати по опроміненню антимоніду індію та арсеніду індію рубіновим та неодимовим лазерами

1.1. Підготовка зразків для вимірювання ефекту Холла, для лазерно опромінених зразків.

Для дослідження використовувалися пластини n – та p – типу антимоніду та арсеніду індію (кристалографічна орієнтація $\{110\}$ та $\{111\}$, іонно-імплантовані шари $Mg^+/InSb$ енергія іонів $E = 100\text{кеВ}$; доза впроваджуваної домішки $\Phi = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) та іонноімплантовані шари $S^+/InAs$ (енергія іонів $E = 40 \text{ кеВ}$; доза – $\Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2}$). Опромінення проводилось імпульсами рубінового лазера (тривалість імпульсу $\tau_i = 20 \text{ нс}$; довжина хвилі випромінювання $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$; густина енергії в імпульсі $I_0=0,01\text{--}0,5 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$); випромінювання неперервного CO_2 -лазера ($\lambda=10,6 \text{ мкм}$; густина потоку потужності $15 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$; час опромінення $0,1\text{--}6,0 \text{ с}$); а також імпульсами CO_2 -лазера (тривалість імпульсу $\tau_i=1 \text{ мкс}$; $\lambda=10,6 \text{ мкм}$; $I_0=0,4\text{--}10 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$) [1,2,27]. А також мілісекундними імпульсами рубінового лазера $\tau_i = 5 - 6 \text{ мс}$, $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$, густина енергії в імпульсі $34 - 40 \text{ Дж}/\text{см}^2$, та серіями 10 нс процесів неодимового лазера (частота повторення імпульсів $12,5 \text{ Гц}$, довжина хвилі $\lambda=1,06 \text{ мкм}$, енергія в імпульсі $\sim 0,02 \text{ Дж}/\text{см}^2$) [24].

Дефектність досліджуваних зразків визначалася зі спектрів обернено розсіяних протонів у режимі каналювання з енергією 500 кеВ та іонів гелію з енергією $1,8 \text{ МеВ}$. Відносна зміна дефектності реєструвалась у приповерхневому шарі за співвідношенням [42,45]

$$x_D = \frac{H_0 - H_h}{H_r - H_h}, \quad (1.1)$$

де H_0 та H_h – вихід обернено розсіяних іонів від опроміненого та неопроміненого кристала в режимі каналювання;

H_r – вихід обернено розсіяних іонів від неупорядкованого кристала.

Електрофізичні характеристики опромінюваних зразків отримувалися за допомогою вимірювання ефекту Холла в поєднанні з пошаровим травлюванням [1,2,45]. Форма зразка наведена на Рис. 1.1 [42].

Для точкових холлових контактів і відносних розмірів зразка $0/85 \leq a/b < \infty$ Курт і Ліпман запропонували наближену формулу для поправочного коефіцієнта, справедливу для малих кутів Холла:

$$K_{a/b} = 1 - \frac{16}{\pi^2} e^{-\pi \frac{a}{b}} \left(1 - \frac{8}{9} - e^{-\pi \frac{a}{b}}\right) \left(1 - \frac{\theta^2}{3}\right). \quad (1.2)$$

Для нашого випадку, $a/b = 1$ тому неважко порахувати $K_{a/b} = 0.683$, а похибка, яка виникає без урахування поправочного коефіцієнта $\delta = 31.7\%$.

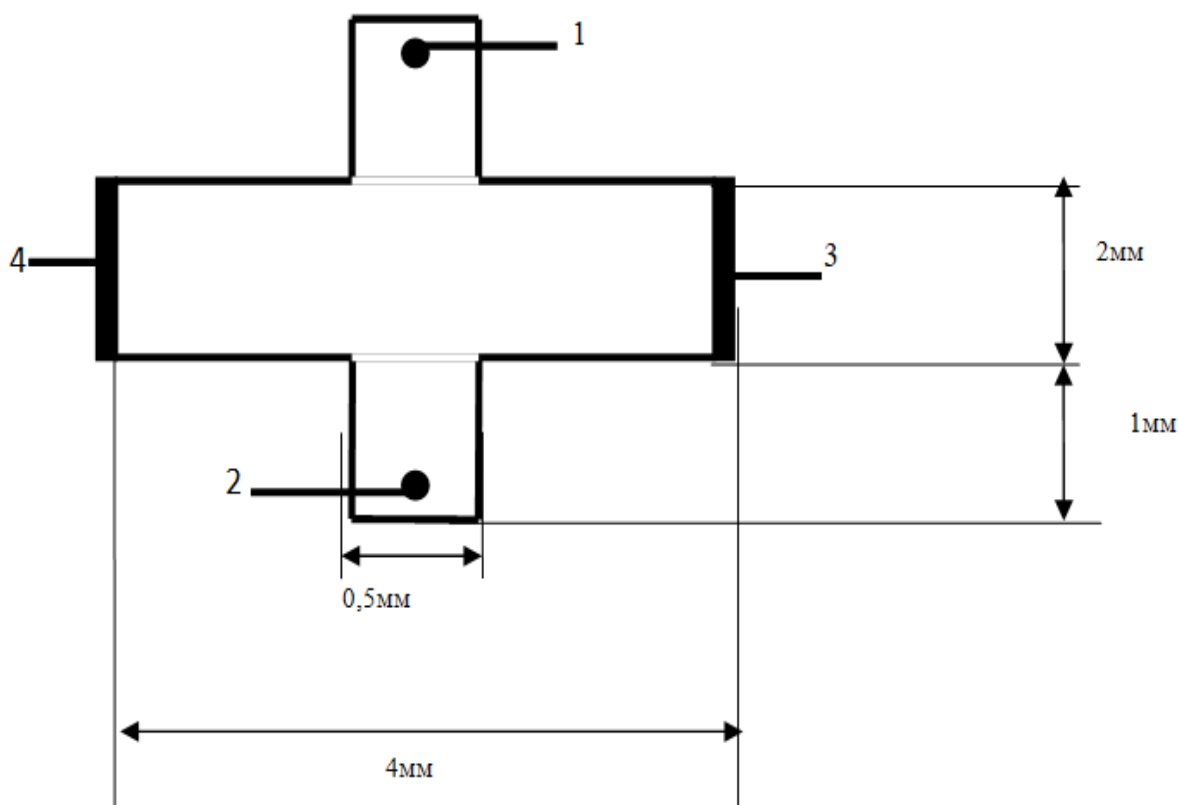


Рис.1.1. Хрестоподібний вигляд зразка для вимірювання ефекту Холла: 1, 2 – холлівські контакти, 3, 4 – струмові контакти [1,2].

Наведемо розрахункові формули для визначення концентрації та холлівської рухливості носіїв у стравлюваному шарі [1,2,45]. Введемо такі позначення: R_1 , R_2 , R_c , – опір кристала до, після стравлювання й опір стравленого шару, відповідно. За законом паралельного з'єднання провідників знайдемо опір R_c :

$$R_c = \frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2} = \frac{U_{\text{Холл.1}} U_{\text{Холл.2}}}{\frac{U_{\text{Холл.2}}}{I} - \frac{U_{\text{Холл.1}}}{I}}, \quad (1.3)$$

тут $U_{\text{Холл.1}} = IR_1$, а $U_{\text{Холл.2}} = IR_2$

З іншого боку холлівська напруга визначається як:

$$U_{\text{Холла}} = R^{\text{Холл}} \frac{IB}{(d+x)}, \quad (1.4)$$

де $R^{\text{Холл}} = \frac{A}{nq}$ – стала Холла, A – коефіцієнт, який залежить від напруженості магнітного поля (для нашого випадку $A \sim 1$),

$$\frac{U_{\text{Холл.С}}}{I} = R_c = R^{\text{Холл.С}} \frac{B}{x}, \quad (1.5)$$

тут x – товщина стравленого шару, B – індукція магнітного поля.

В результаті маємо:

$$n_c = \frac{(U_{\text{Холл.2}} - U_{\text{Холл.1}})B}{IU_{\text{Холл.1}}IU_{\text{Холл.2}}xq}, \quad (1.6)$$

робочу формулу для визначення концентрації носіїв заряду в стравленому шарі. Холлівська рухливість носіїв заряду визначатиметься за формулою:

$$\sigma_{\text{Холл.}} = \frac{I}{qn_c S}, \quad (1.7)$$

де S – площа поперечного перерізу напівпровідникового зразка.

Метод Ван дер Пау використовується для вимірювання ефекту Холла в зразках довільної форми Рис. 1.2 [1,2,45]. Цей метод також використовувався для вимірювання електромагнітних властивостей іонно-імплантованих шарів для основних напівпровідників [45] Рис. 1.2.(b), (c).

Для симетричної структури опір шару визначається як

$$\zeta_s = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{U_{34}}{I_{12}} \quad (1.8)$$

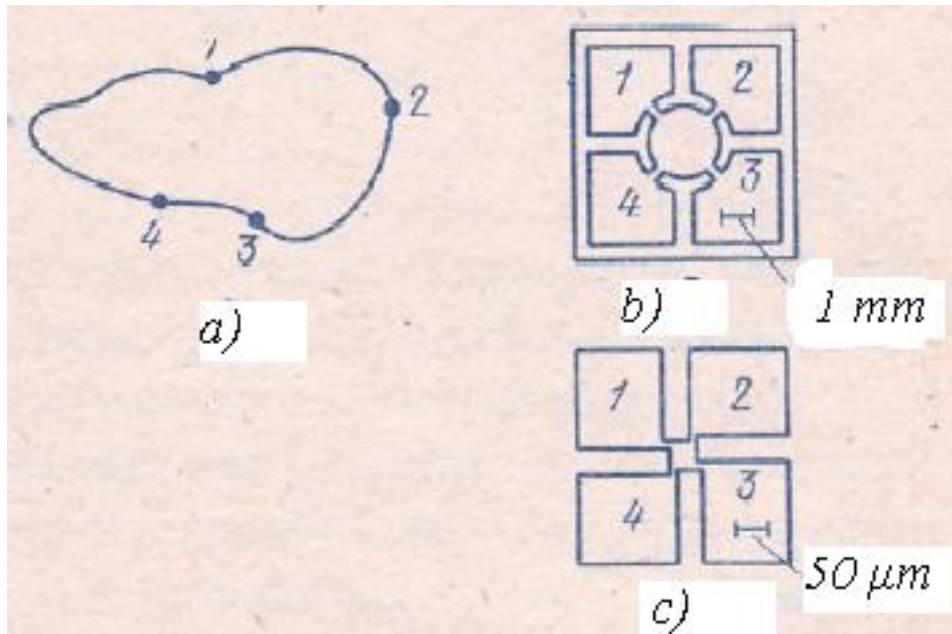


Рис. 1.2. Схема методу Ван дер Пау: а) асиметрична структура; б) симетрична структура для профілів вимірювання; в) симетрична структура для точного вимірювання [45].

Коефіцієнт Холла шару $R_{H,s}$ визначається як

$$R_{H,s} = \frac{\Delta U_{H,13}}{2I_{24}B}. \quad (1.9)$$

За допомогою формул (1.7) і (1.8) визначається ефективна поверхнева концентрація носіїв n_{sef} і мобільність Холла μ_{sef} можна представити в наступній формі

$$n_{sef} = \frac{r}{qR_{H,s}}, \quad (1.10)$$

$$\mu_{sef} = \frac{R_{H,s}}{r\zeta_s} = \frac{1}{n_{sef}q\zeta_s}, \quad (1.11)$$

де r – фактор Холла. Він визначається як кореляція рухливості Холла до рухливості в дрейфі.

$$r = \frac{\mu_H}{\mu_c} = \frac{\overline{\tau_R^2}}{\overline{\tau}^2}, \quad (1.12)$$

де τ_R – час релаксації носіїв.

Ефективне обчислення значень поверхневої концентрації носіїв n_{sef} та холлівської рухливості μ_{sef} .

$$\mu_{sef} = \frac{\int_0^d n(x)\mu_H(x)\mu_c(x)dx}{\int_0^d n(x)\mu_c(x)dx}, \quad (1.13)$$

$$n_{sef} = \frac{\left[\int_0^d n(x)\mu_c(x)dx\right]^2}{\int_0^d n(x)\mu_H(x)\mu_c(x)dx} \quad (1.14)$$

де d – глибина опромінених шарів до $p - n$ переходу.

Справжні значення n_{sef} і μ_{sef} можна визначити за допомогою наступних формул

$$\mu_s = \frac{\int_0^d n(x)\mu_c(x)dx}{\int_0^d n(x)dx} \quad (1.15)$$

$$n_s = \int_0^d n(x)dx \quad (1.16)$$

Для визначення характеристик шару використовувався метод пошарового стравлювання [44,45]. Відповідні характеристики ефекту Холла мають такий вигляд:

$$\mu_{ef,i} = \frac{R_{H,s,i}\sigma_{s,i}^2 - R_{H,s,i+1}\sigma_{s,i+1}^2}{\sigma_{s,i} - \sigma_{s,i+1}} = \frac{\int_{x_i}^{x_{i+1}} n(x)\mu_H(x)\mu_c(x)dx}{\int_{x_i}^{x_{i+1}} n(x)\mu_c(x)dx}, \quad (1.17)$$

$$n_{ef,i} = \frac{\sigma_{s,i} - \sigma_{s,i+1}}{q(x_{i+1} - x_i)\mu_{ef,i}} = \frac{\left[\int_{x_i}^{x_{i+1}} n(x)\mu_c(x)dx\right]^2}{(x_{i+1} - x_i) \int_{x_i}^{x_{i+1}} n(x)\mu_c(x)\mu_H(x)dx}, \quad (1.18)$$

Оскільки з рівнянь (1.17) і (1.18) ми отримуємо диференціальні значення концентрації і рухливості, цей метод можна використовувати в експерименті для випадку порівняно товстих шарів (товщина розмитого шару повинна бути співмірна з товщиною опроміненого шару). Швидкість струму залежить від

рівня опромінення, тому ми повинні контролювати товщину стравленого шару в процесі вимірювання. Ця процедура була реалізована для хрестоподібного зразка Рис. 1.1.

Для рубінового лазера використовувалась світловодна пластина арсеніду галію циліндричної форми (товщина – 2 см, діаметр – 5 см, діаметр одного волокна – 5 мкм). Для рівномірності опромінення зразка можна використовувати металеві сітки і світловодної пластини (*ZnSe*, *ZnS*, *InP*, *Si*) або лише металеві сітки (для CO_2 – лазера). Використання таких пристроїв дозволяє зробити розподіл інтенсивності в імпульсі більш розмитим Рис. 1.3. Рівномірність освітлення на плямі діаметром 10 мм становила 10%.

Товщину розмитого шару можна визначити за допомогою інтерференційного мікроскопа (точність $\sim 300 \text{ \AA}$), еліпсометр (точність $\sim 50 \text{ \AA}$) і фазово–контрастного мікроскопа (точність $\sim 20 \text{ \AA}$).

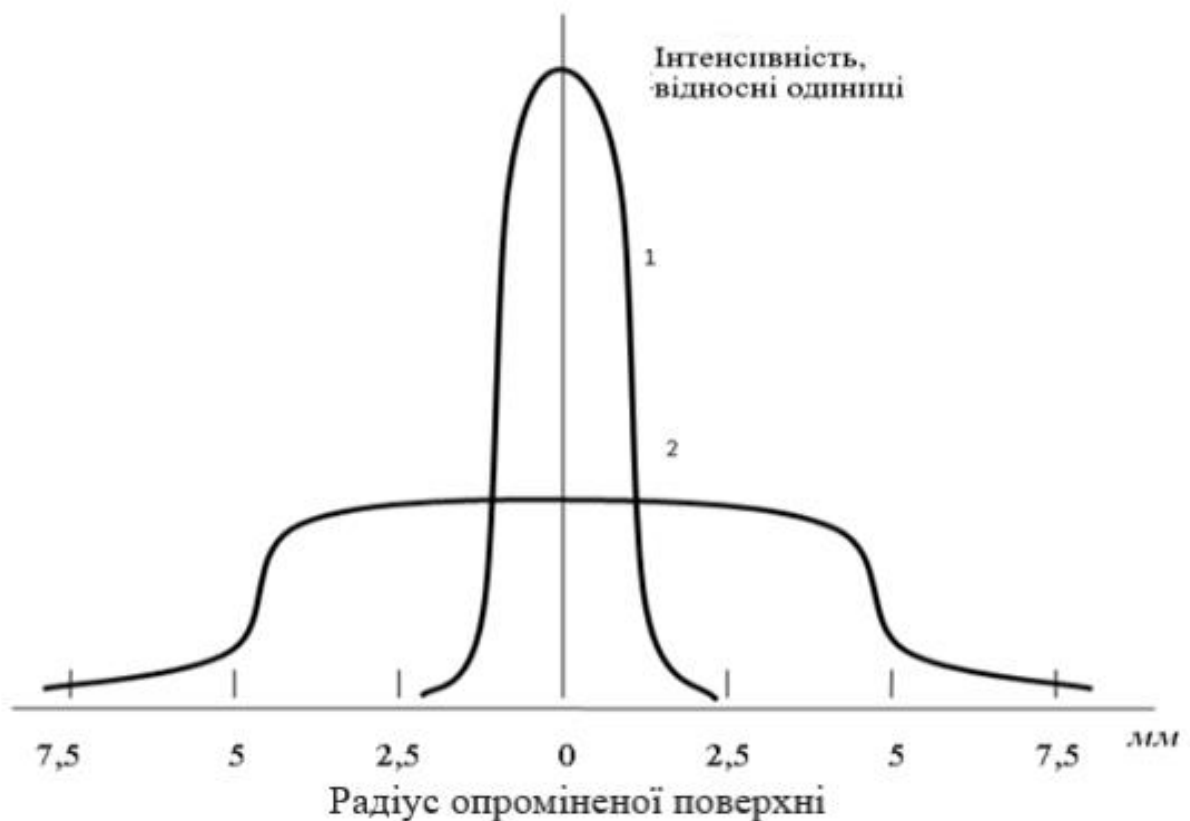


Рис. 1.3. Профіль розподілу інтенсивності в імпульсі: 1 – лазер, 2 – після світловодної пластини з арсеніду галію; режим опромінення TEM00 [1,2].

Для вимірювання ефекту Холла відносно тонких шарів ми повинні враховувати квантову [46] та дробову квантову [47] природу ефекту Холла.

Методи резерфордівського оберненого розсіювання та вимірювання ефектів Холла з пошаровим стравлюванням є прямим експериментальним методом для вимірювання необоротних змін в опроміненних матеріалах. Поріг чутливості оберненого резерфордівського розсіювання є $10^{17} \div 10^{18} \text{см}^{-3}$. Чутливість методу Холла визначається концентрацією носіїв в неопроміненій області.

Ці методи можна використовувати для порівняльного вимірювання незворотних змін електронної (метод Холла) та іонної (метод оберненого резерфордівського розсіювання) підсистем опроміненого матеріалу.

1.2. Експериментальні результати.

Вперше електрофізичні результати необоротної взаємодії лазерного випромінювання та *InSb* були отримані в [24].

Профілі розподілу об'ємної концентрації електронів після лазерного опромінення представлені на Рис. 1.4. [24].

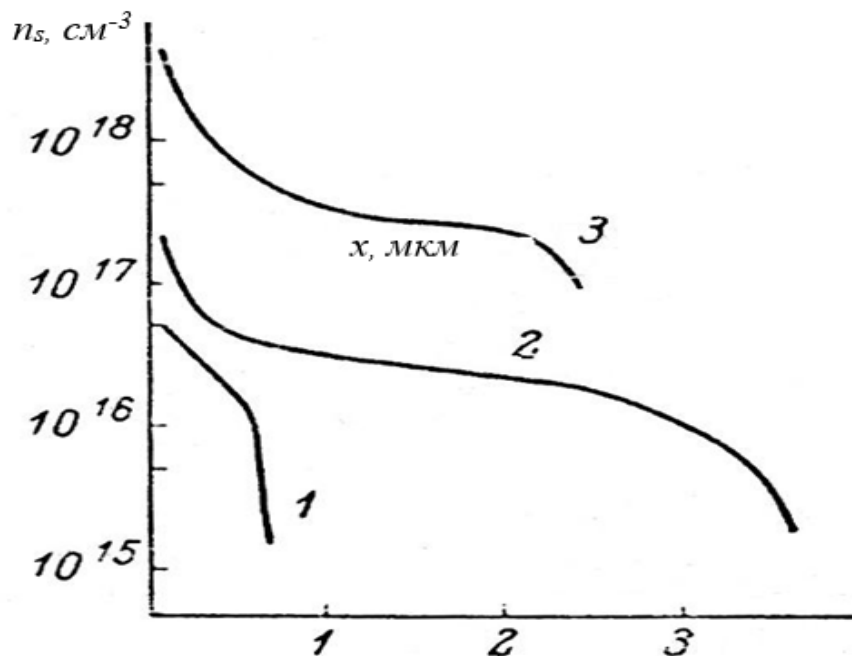


Рис. 1.4. Профілі об'ємного розподілу електронів після лазерного опромінення 1–2 рубіновий лазер, 3 – YAG:Nd лазер. Густина енергії в імпульсі. $\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$, 1 – 5, 2 – 40 [24].

Опромінення створювалося за допомогою рубінового лазера ($\lambda = 0.69\text{мкм}$, $\tau_i = 5 - 6\text{мс}$) і серії імпульсів Nd: YAG лазера ($\lambda = 1.06\text{мкм}$, $\tau_i = 10\text{мс}$, частота повторення імпульсів становила $12,5\text{ Гц}$). Залежність шарової концентрації електронів після опромінення рубіновим лазером представлена на Рис. 1.4 [24]. Значення порогової енергії створення n – шарів дорівнює $\sim 5\text{ Дж/см}^2$ для рубінового лазера. Для густини енергії мала місце тенденція насичення шарової концентрації $\sim 30\text{ Дж/см}^2$ Рис. 1.5 [24]. Для цього значення опромінення має місце плавлення поверхні.

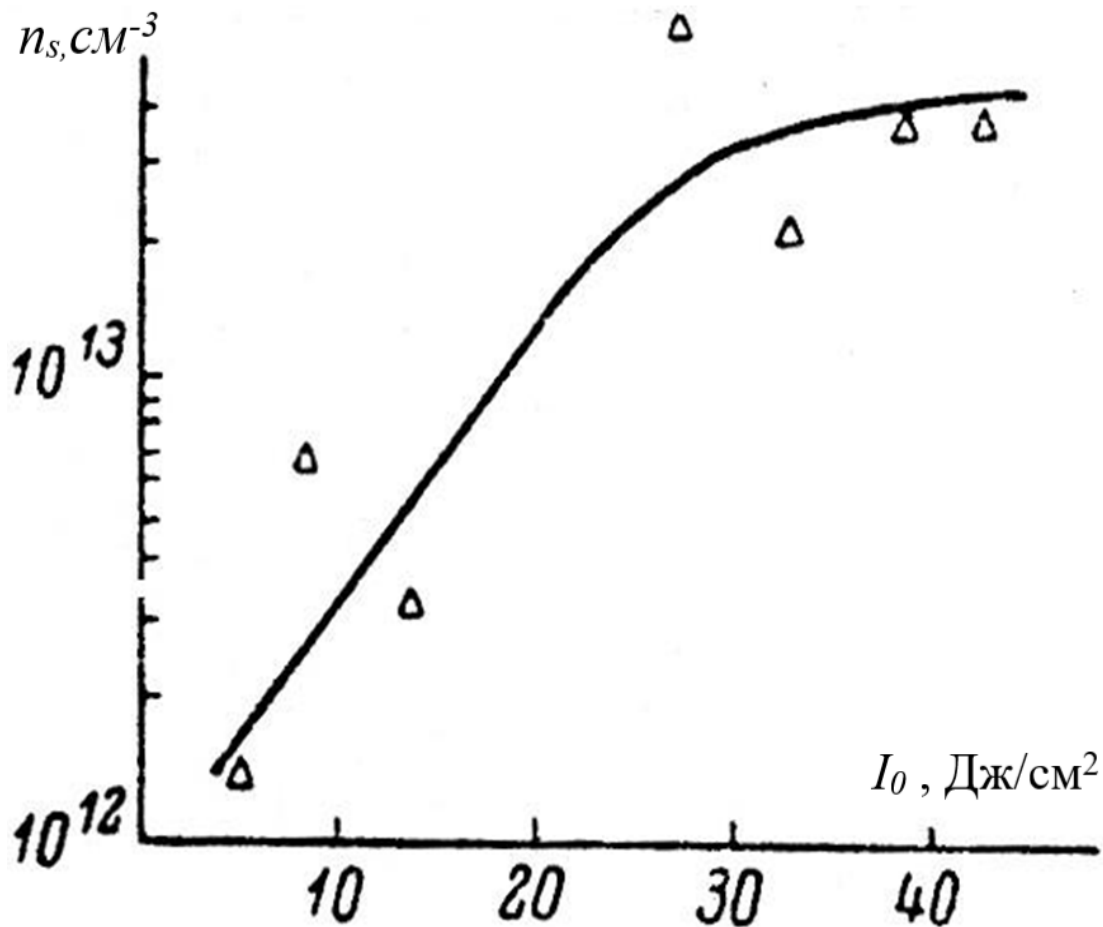


Рис. 1.5. Залежність шарової концентрації електронів від густини енергії в імпульсі [24].

Інтегральний розподіл електронів по глибині n -шару представлений на (Рис.1.6.) [24].

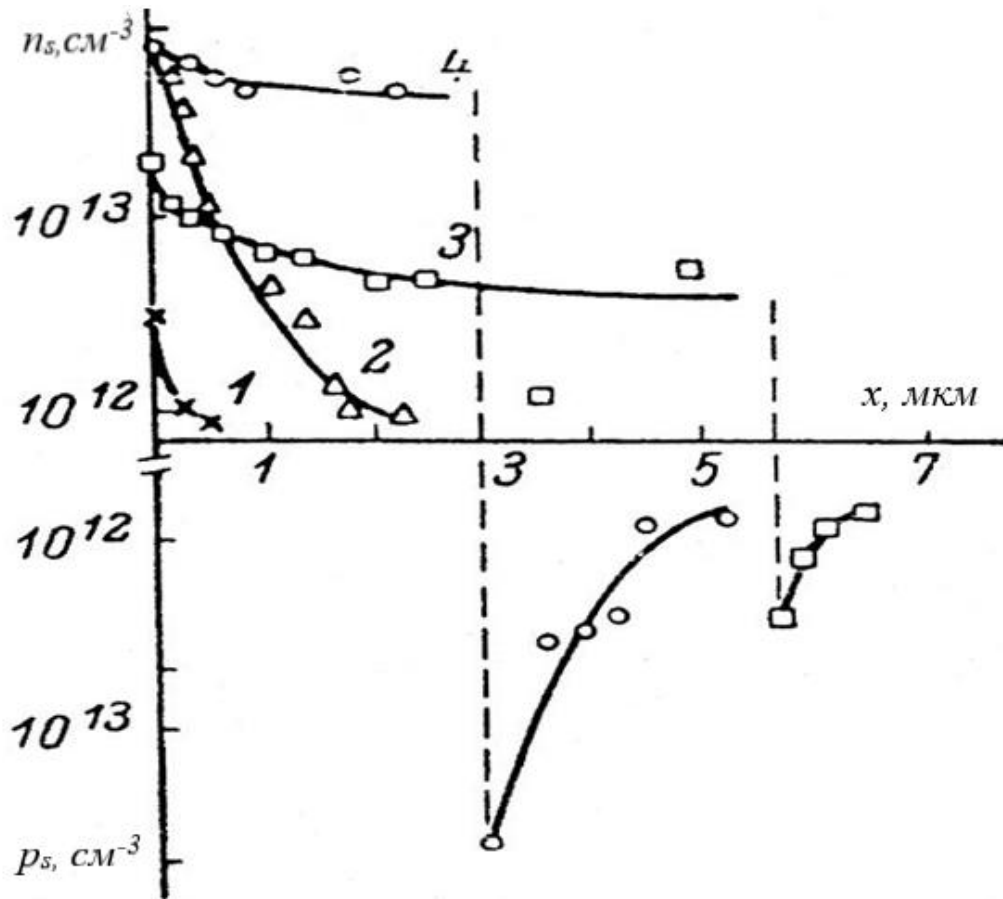


Рис. 1.6. Профілі поверхневого розподілу електронів після лазерного опромінення: 1–3 – рубіновий лазер; 4–YAG: Nd лазер; 2 – густина опромінення через захисну плівку. Густина енергії в імпульсі Дж/см²: 1–5; 2–15; 3–40 [24].

Тепловий відпал опромінених шарів показує, що повне відновлення p – типу провідності проходить для температури в інтервалі 375 – 400°C [24]. Вплив температури відпалу на зміну характеристик шару представлено на (Рис.1.7.) [24].

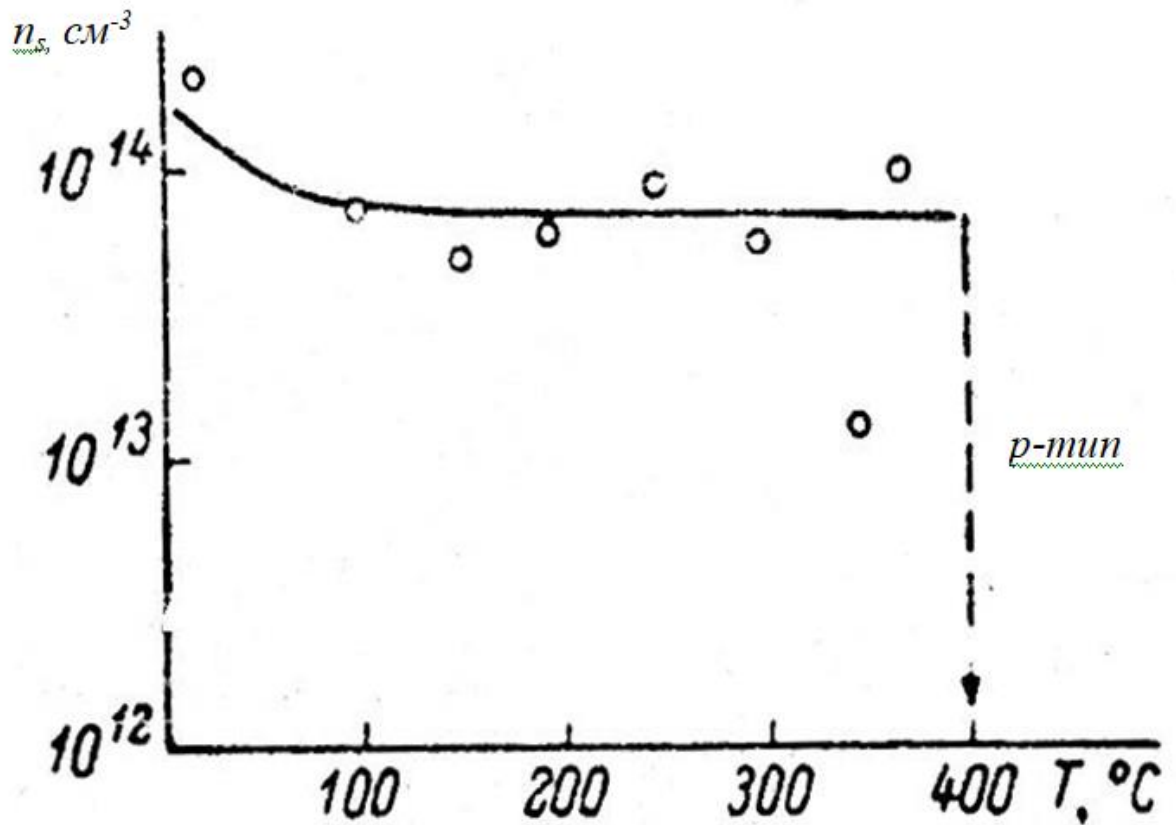


Рис. 1.7. Тепловий відпал лазерно-індукованих донорних шарів (час відпалу -10^3 с) [24].

Холлівські вимірювання (Рис. 1.7) засвідчили, що при опроміненні p - $InSb$ та p - $InAs$ концентрованими потоками оптичного випромінювання, що лежить у смузі власного поглинання ($h\nu > E_g$), проходить генерація n -центрів. При цьому форма і місце положення концентраційного профілю носіїв заряду в інверсійному шарі залежить від густини енергії в імпульсі.

Для малих I_0 ($I_0 \leq 0,1$ Дж·см⁻² для $InSb$ та $I_0 \leq 0,16$ Дж·см⁻² для $InAs$) профілі відповідають закону Бугера–Ламберта [1,2]. Для більш високих значень I_0 спостерігається перерозподіл n -центрів по глибині та утворення більш глибоких інверсійних шарів [1,2].

Енергетична залежність для розподілу n -центрів у приповерхневому шарі представлена на Рис. 1.8. кривою 1. Після термообробки кількість носіїв у шарі зменшується. Однак частина n -центрів зберігає свою стійкість при $T=400^\circ\text{C}$ в $InSb$ та при $T=800^\circ\text{C}$ в $InAs$.

За спектрами оберненого резерфордівського розсіяння іонів у режимі каналювання зареєстрована генерація дефектів ґратки в приповерхневому шарі кристалів *InSb* під дією випромінювання рубінового лазера з густиною енергії в імпульсі $I_0 = 0,018 \div 0,078 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ до рівня, який реєструється методикою. Відносна зміна дефектності χ_D зображена кривою 2 на Рис. 1.8.

Зіставляючи дані для $\chi_D = f(I_0)$ та для $n_s = f_2(I_0)$ (де n_s – шарова концентрація), легко побачити, що генерація n – центрів обумовлена дефектоутворенням під дією лазерного випромінювання в області власного поглинання. Дані температурної залежності холлівської рухливості ($\sim T^{1/2}$) в області температур $77\text{--}300^\circ\text{K}$ дозволяють допустити, що головний вплив на процес переносу заряду в інверсійних шарах мають вакансії та лінійні дефекти [1,2].

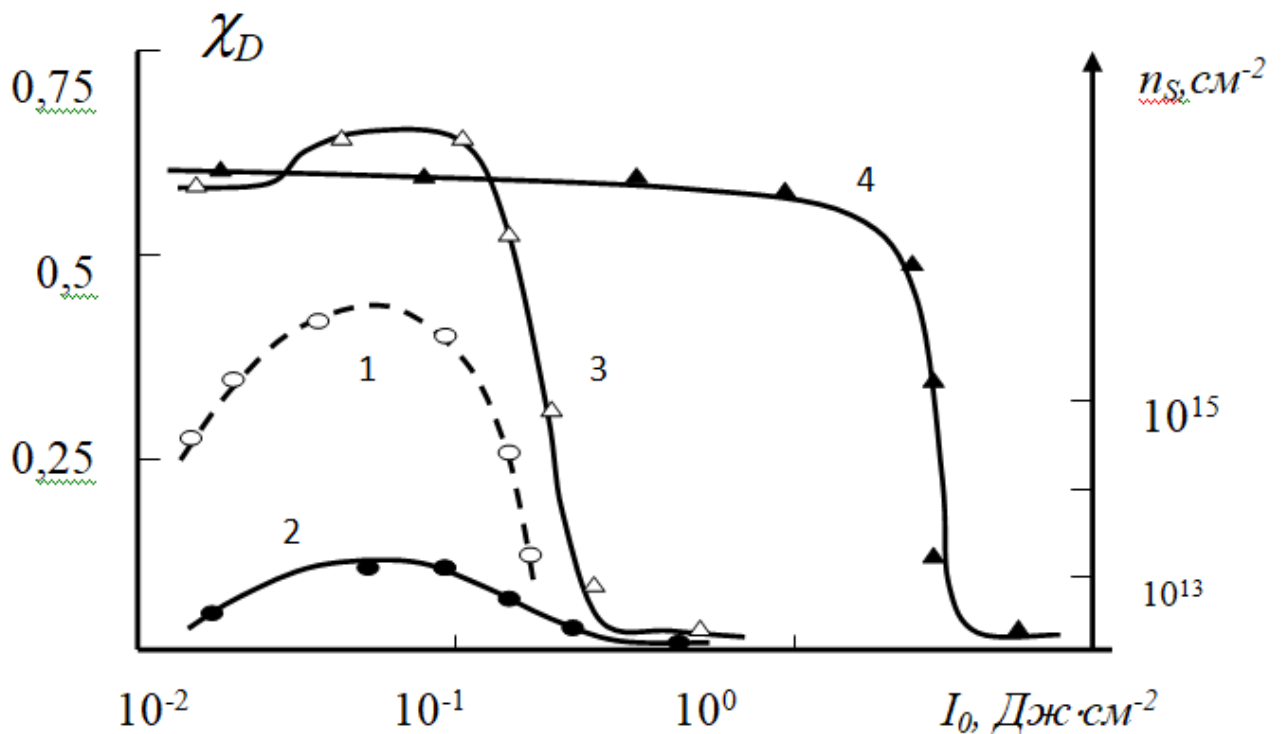


Рис. 1.8. Лазерний ефект в *InSb* та $Mg^+/InSb$: 1 – енергетична залежність утворення донорних центрів у *InSb* (точки – експериментальні дані); 2 – $\chi_D = f(I_0)$ у *InSb*; 3, 4 – $\chi_D = f(I_0)$ у $Mg^+/InSb$ після опромінення імпульсами рубінового (3) та лазера на CO_2 (4) [1,2,27].

При цьому концентраційний профіль залежить від кристалографічної орієнтації (Рис. 1.9) [1,2]. Тобто утворення донорних центрів та зв'язаних з ними зміщень атомів залежить від кристалографічної орієнтації кристалу. Це обумовлено тим, що кристали *InSb* мають значний процент ковалентних зв'язків, що й призводить до анізотропії дефектоутворення. Це здається несподіваний результат: в кубічному кристалі спостерігається анізотропія.

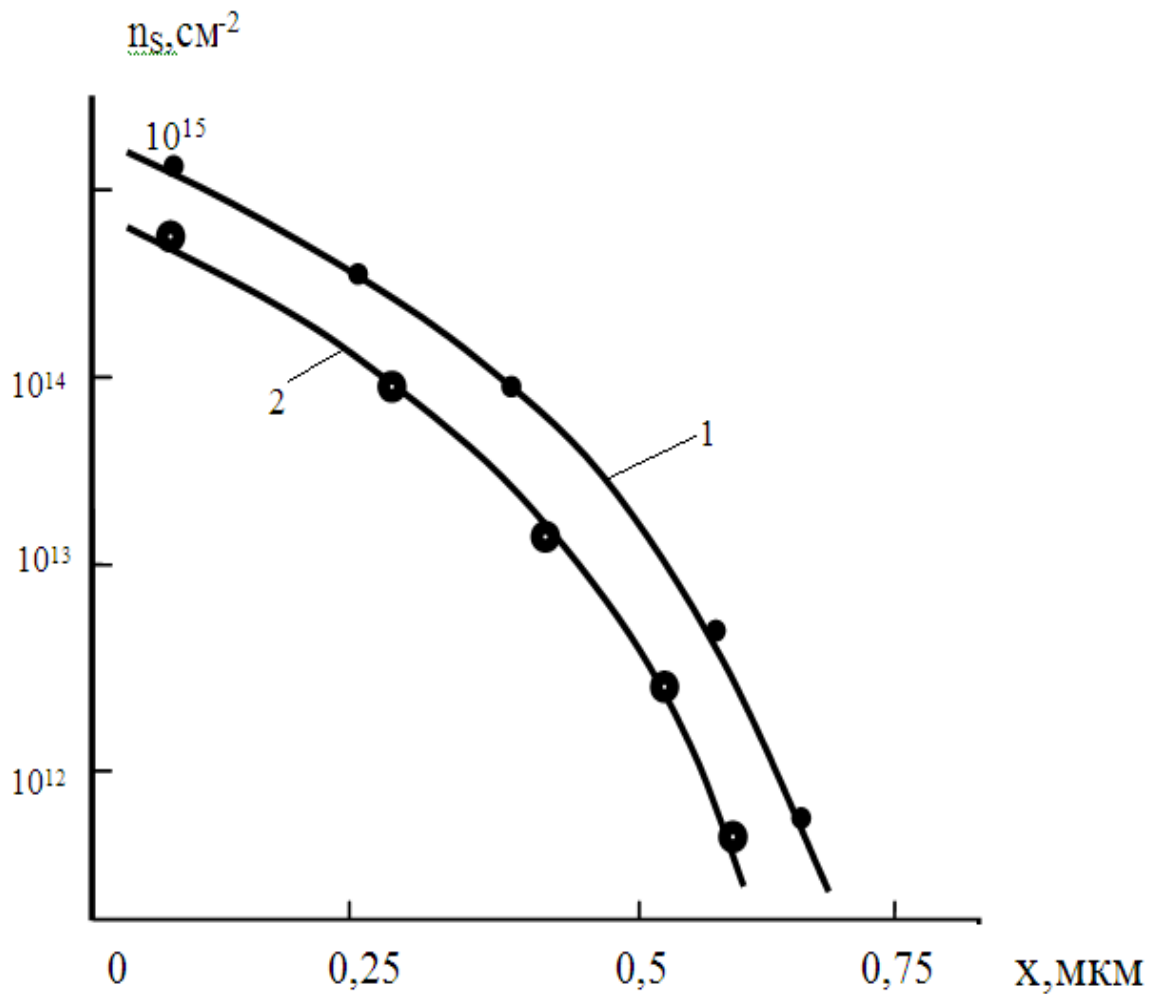


Рис. 1.9. Залежність дефектоутворення в *InSb* від кристалографічної орієнтації. Крива 1 – {111}; крива 2 – {110}; $I_0 = 0,1 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ [1,2].

Стійкість створених донорних центрів залежить від інтенсивності опромінення (Рис. 1.10) [1,2]. Ці результати отримані на основі спектрів резерфордівського оберненого розсіювання протонів з енергією 500 keV . При інтенсивності опромінення $I_0 < 0.1 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ кількість приповерхневих пошкоджень зменшується навіть при кімнатній температурі.

Більш висока інтенсивність опромінення приводить до більш стабільних структур. Для інтенсивності опромінення більше ніж $I_0 = 0.2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ для InSb і $I_0 = 0.3 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ для InAs дослідження температурної стабільності не проводились.

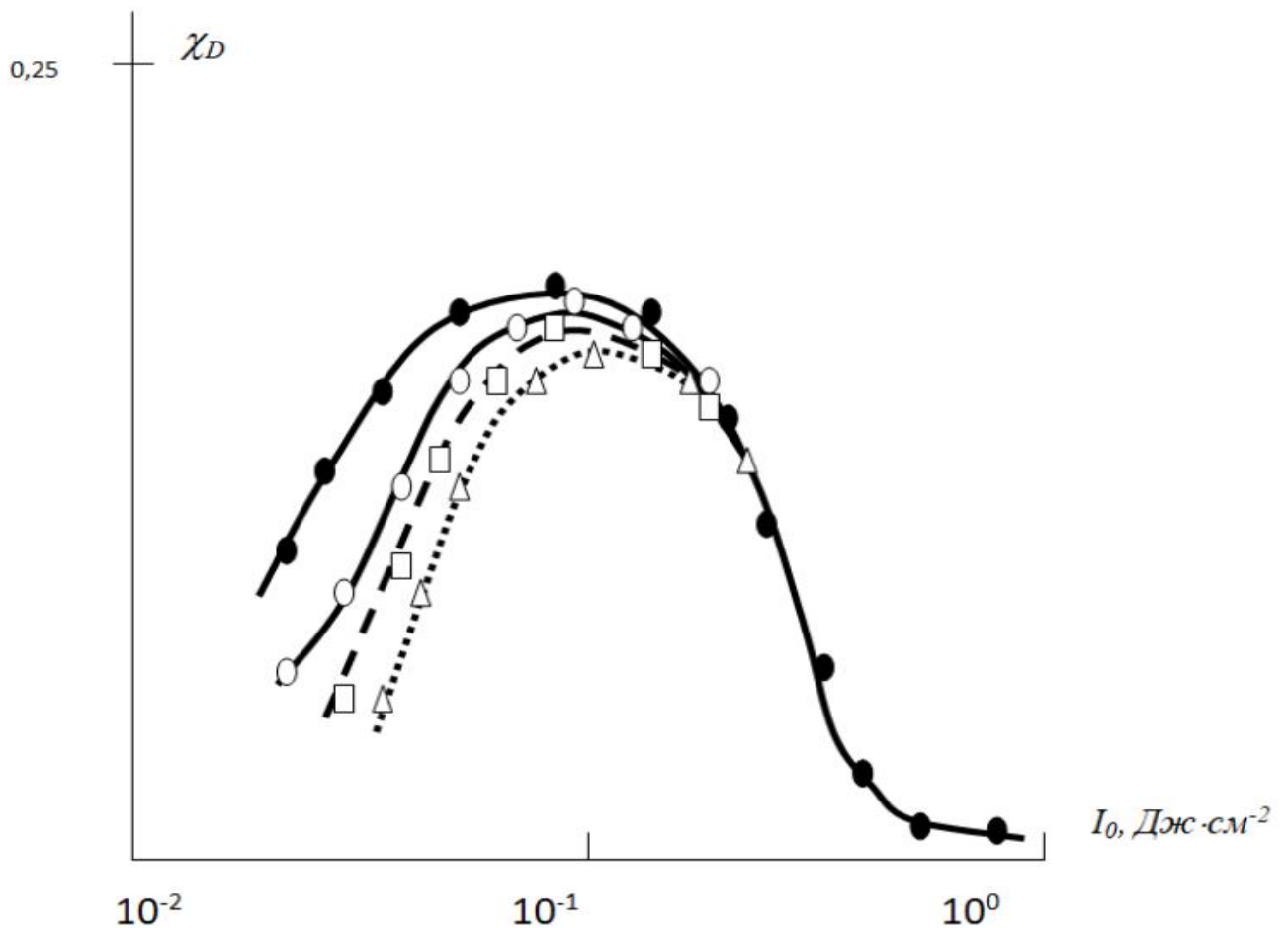


Рис. 1.10. Динаміка поведінки дефектів у антимоніді індію після опромінення рубіновим лазером: • – 2 – 4 години після опромінення; ° – 48 – годин після опромінення; □ – один тиждень після опромінення. Δ – два тижні після опромінення [1,2].

Результати, аналогічні (Рис. 1.10.), були отримані для *InAs* (Рис. 1.11.) [1,2].

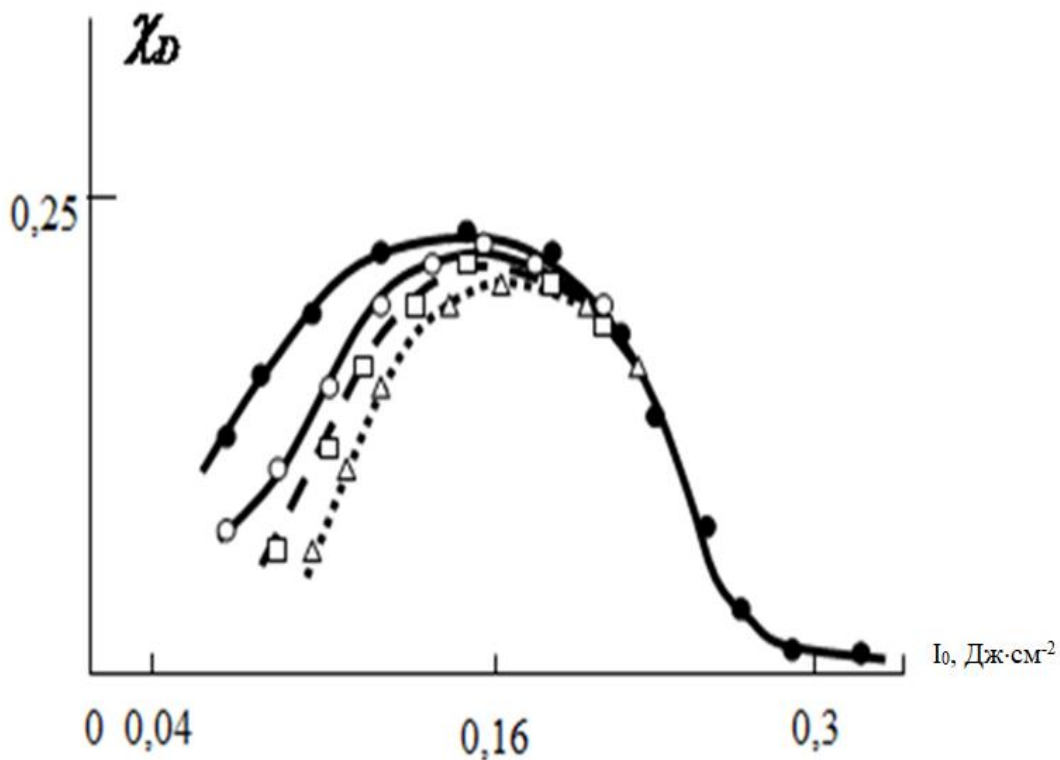


Рис. 1.11. Динаміка поведінки дефектів у арсеніді індію після опромінення рубіновим лазером: ● – 2 – 4 години після опромінення; ○ 48 – годин після опромінення; □ – один тиждень після опромінення [1,2].

Результати Рис. 1.10 та Рис. 1.11 дозволяють показати перехід від випромінювальної до безвипромінювальної (структурної) релаксації.

На Рис. 1.12. 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) [1,2]. 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} ,

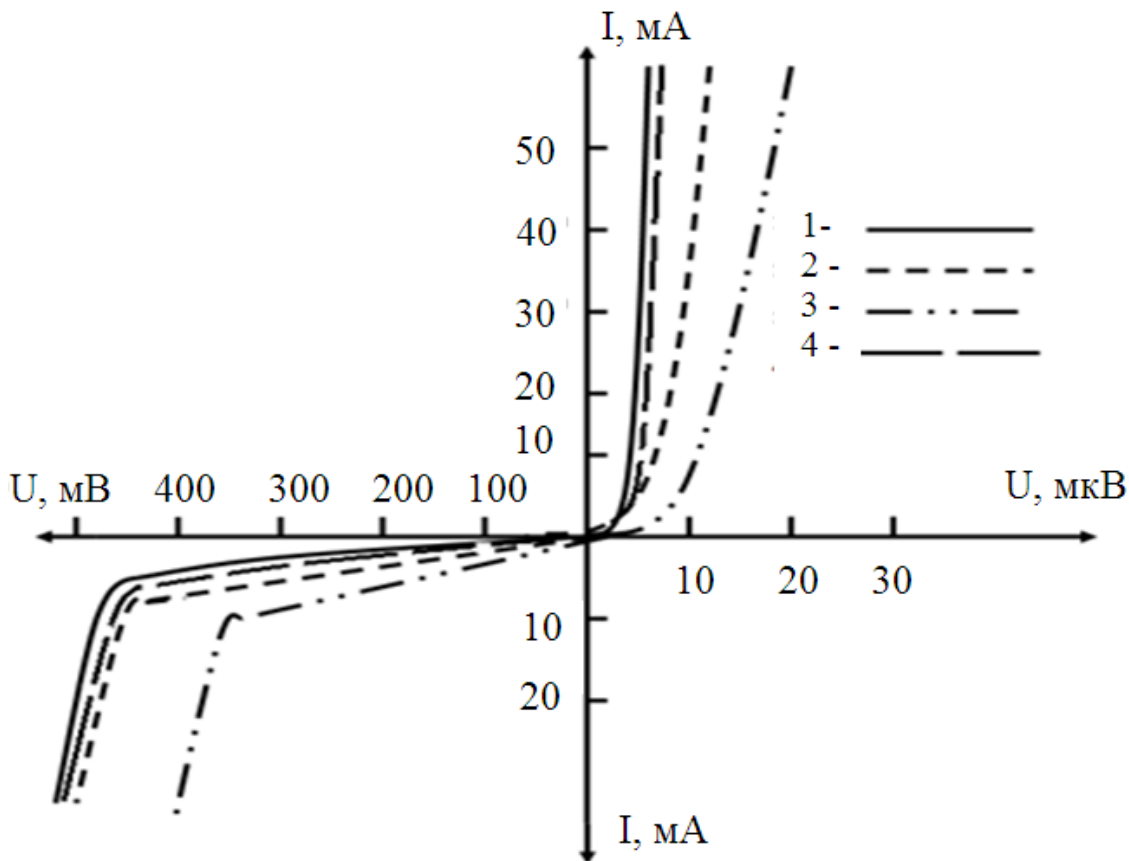


Рис. 1.12. Вольт–амперні характеристики $p - n$ переходів (крива 1 лазерновідпалені шари $Mg^+/InSb$ випромінюванням неперервного лазера на CO_2 з густиною енергії 10 Дж/см^2) та $n - p$ переходів (лазернолегованим випромінюванням рубінового лазера: крива 2 – $0,1 \text{ Дж/см}^2$ антимонід індію, крива 3 – $0,16 \text{ Дж/см}^2$ арсенід індію); крива 4 лазерно відпалені шари $S^+/InAs$ випромінюванням неперервного лазера на CO_2 з густиною енергії 12 Дж/см^2 [1,2].

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

Розділ 2.

Кінетично динамічні моделі релаксаційної оптики що базується на модифікованій теорії фотоефекту

2.1. Модифікована модель фотоефекту.

Наведемо спрощену модель, за допомогою якої можна пояснити результати незворотної взаємодії випромінювання рубінового лазера на антимонід. Для цього нам потрібно модифікувати систему кінетичних рівнянь, яка використовується для опису явищ внутрішнього фотоефекту. При внутрішньому фотоефекті виникає два типи електричних зарядів: негативний та позитивний.

Запишемо систему рівнянь для внутрішнього фотоефекту [1,2,36,37] у наступному вигляді кінетичних рівнянь для електричного поля та руху зарядів під дією поля та дифузії, а також рівняння неперервності:

$$\frac{dp}{dt} = G - \frac{p - p_0}{\tau} - \frac{1}{e} \operatorname{div} j^+; \quad (2.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = G - \frac{n - n_0}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j^-; \quad (2.2)$$

$$j^+ = e\mu_p p E - eD_p \operatorname{grad} p; \quad (2.3)$$

$$j^- = e\mu_n n E - eD_n \operatorname{grad} n; \quad (2.4)$$

$$j = j^+ + j^-; \quad (2.5)$$

$$\operatorname{div} E = e(\Delta p - \Delta n) / \varepsilon \varepsilon_0, \quad (2.6)$$

де j^+ та j^- – густина діркового та електронного струмів, відповідно; $\mu_p, \mu_n = b\mu_p$ та $D_p, D_n = bD_p$ – рухливості та коефіцієнти дифузії для дірок та електронів; b – відношення рухливостей; $p, \Delta p$ та $n, \Delta n$ – концентрації дірок та електронів, а також їхніх змін; G – функція генерації носіїв; E – напруженість електричного поля.

Для більшості випадків гарною апроксимацією є припущення, що для всього зразка справедлива умова електронейтральності $\Delta n = \Delta p$.

Система рівнянь фотоефекту доволі складна, тому для кожного конкретного випадку її спрощують.

В якості прикладу розглянемо стаціонарний $\frac{d}{dt} = 0$ внутрішній фотоефект у власному напівпровіднику $n_0 = p_0 = n_i$ у вигляді пластини, поперечні розміри якої набагато більші від її товщини. При цих умовах задачу можна вважати одновимірною. Якщо на одиницю поверхні падає за одиницю часу потік фотонів I_0 , то швидкість генерації носіїв на відстані x буде рівною

$$G = \alpha I_0 \quad (2.6)$$

де α – лінійний коефіцієнт поглинання випромінювання.

Тоді систему рівнянь для внутрішнього фотоефекту можна представити у вигляді [36,37]:

$$0 = \alpha I_0 e^{-\alpha x} - \frac{\Delta p}{\tau} - \frac{1}{e} \frac{dj_x^+}{dx}; \quad (2.7)$$

$$j_x^+ = e\mu_p n_i E_x - eD_p \frac{d\Delta p}{dx}; \quad (2.8)$$

$$j_x^- = eb\mu_n n_i E_x - ebD_p \frac{d\Delta n}{dx}; \quad (2.9)$$

$$0 = j_x^+ + j_x^-; \quad (2.10)$$

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{dE_x}{dx} = \Delta p - \Delta n; \quad (2.11)$$

Якщо накласти умову електронейтральності $\Delta p = \Delta n$ та відсутності зовнішнього електричного поля, то $E_x = 0$ то отримаємо диференціальне рівняння:

$$L \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \Delta p = -\alpha I_0 \tau e^{-\alpha x}, \quad (2.12)$$

де $L = \sqrt{D\tau}$ – довжина дифузії.

Розв'язок рівняння має вигляд [36,37]:

$$\Delta p = C_1 \exp\left\{-\frac{x}{L}\right\} + C_2 \exp\left\{\frac{x}{L}\right\} + \frac{\alpha I_0 \tau e^{-\alpha x}}{1 - \alpha^2 L^2}. \quad (2.13)$$

Сталі інтегрування C_1 та C_2 визначаються із граничних умов:

$$j_x^+ = -e\vartheta \Delta p, \text{ при } x = 0;$$

$$j_x^+ = 0, \text{ при } x = \infty,$$

де ϑ – швидкість поверхневої рекомбінації.

Тоді наш розв'язок приймає вигляд

$$\Delta p = \frac{\alpha I_0 \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \left[\frac{\alpha L^2 - \tau}{L - \vartheta \tau} \exp\left\{-\frac{x}{L}\right\} - e^{-\alpha x} \right]. \quad (2.14)$$

При $\alpha L^2 \gg \tau, L \gg \vartheta \tau$ наш розв'язок набуде вигляду

$$\Delta p = \frac{\alpha I_0 \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \left[\alpha L \exp\left\{-\frac{x}{L}\right\} - e^{-\alpha x} \right]. \quad (2.15)$$

На освітлюваній поверхні

$$\Delta p = \frac{\alpha I_0 \tau}{\alpha L - 1}. \quad (2.15)$$

По аналогії з рівняннями для фотоэффекту наведемо кінетично-динамічний ланцюжок рівнянь, які використовуються для розв'язку задачі про підпорогове дефектоутворення та тепловий відпал дефектів (ефекти нижче порога теплового руйнування напівпровідника). Відміна від рівнянь фотоэффекту та, що в даному випадку в середовищі лишаються довготривалі зміни [1,2]. Для цього записуються два диференціальні рівняння: дифузії та теплопровідності з відповідними крайовими та початковими умовами. Запишемо рівняння дифузії в найбільш простому вигляді [1,2]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + A \frac{\partial N}{\partial x} - D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{\alpha \eta (1-R) I_0 \exp(-\alpha x)}{h \nu \tau_r}. \quad (2.16)$$

$$A = \frac{\alpha \eta (1-R) I_0}{h \nu \tau_r}, \quad (2.17)$$

де η – коефіцієнт утворення дефекту;

R – коефіцієнт оптичного відбиття;

x, t – просторові та часові параметри відповідно;

I_0 – щільність світлового потоку.

N – концентрація фотостимульованих пошкоджень (необоротне збудження твердої речовини);

Часові та граничні умови мають такі форми [1,2]:

$$N(x, 0) = N(\infty, t) = 0, \quad (2.18)$$

$$\left. \frac{\partial N}{\partial x} \right|_{x=0} = \nu N \Big|_{x=0} \quad (2.19)$$

$$N(0, \tau_i) = A. \quad (2.20)$$

Умови (2.18) очевидні. Умова (2.19) ілюструє рух збуджень в об'ємі кристала, оскільки вони (дефекти) відпалюються на поверхні. Умова (2.20) ставиться для випадку, коли процеси оптичної генерації дефектів є більш інтенсивними, ніж терморелаксаційні процеси.

Друге рівняння (теплопровідності) для одновимірного випадку можна записати в наступному вигляді [1,2]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha(1-R)I_0}{kT_i} \exp(-\alpha x) \quad (2.21)$$

з часовими і граничними умовами

$$T(x, 0) = 0, \quad (2.22)$$

$$T(\infty, t) = 0, \quad (2.23)$$

де T – температура ;

κ, k – коефіцієнти температуропровідності та теплопровідності відповідно.

Розв'язок системи (2.21) – (2.23) має наступний вигляд для об'ємного напівпровідника [1,2]

$$T(x, t) = \frac{2(1-R)I_0}{\tau_i k} (\kappa t)^{\frac{1}{2}} \operatorname{ierfc} \left[\frac{x}{2(\kappa t)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (2.24)$$

і для поверхні [1,2]

$$T(0, t) = \frac{2(1-R)I_0}{\tau_i k} \left(\frac{\kappa t}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

За допомогою розв'язків (2.24), (2.25) можна отримати температурну залежність для основних феноменологічних коефіцієнтів системи (2.17)–(2.20).

Для пояснення основних експериментальних даних про взаємодію випромінювання рубінового лазера з *InSb* систему (2.17)–(2.20) можна представити в більш простому вигляді [42].

$$\frac{N}{\tau'} - D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{\alpha \eta (1-R) I_0 \exp(-\alpha x)}{h \nu \tau_r}. \quad (2.26)$$

Для випадку $L \gg x$ розв'язок (2.26) має наступний з часовими та граничними умовами (2.18) та (2.19).

$$N = \frac{\alpha \eta \tau_i I_0 (1-R)}{(\alpha^2 L^2 - 1) \tau_r} \left[\frac{\alpha L^2 + \nu \tau_r}{L + \nu \tau_r} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \exp(-\alpha x) \right]. \quad (2.27)$$

Далі ми можемо знехтувати поверхневими явищами ($\alpha L^2, L \gg v\tau_r$). Це відповідає експериментальним даним про незворотну взаємодію в об'ємі (але не на поверхні) напівпровідника [1,2]. У цьому випадку (2.27) має наступний вигляд

$$N(x) = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'}{h\nu(\alpha^2L^2-1)} \left[\alpha L \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \exp(-\alpha x) \right]. \quad (2.28)$$

Для знаходження шарової концентрації (2.28) необхідно помножити на x . Результат буде наступним

$$N_s(x) = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu(\alpha^2L^2-1)\tau_r} \left[\alpha L \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \exp(-\alpha x) \right]. \quad (2.29)$$

Час релаксації τ_r визначається з функціональної залежності $T(x,t)$ для кожного шару і відповідний коефіцієнт дифузії визначається як

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right). \quad (2.30)$$

З (2.29) можна отримати два граничні наближення. Перше з них називається кінетичним ($\alpha L \ll 1$)

$$N_{k_s} = \frac{\alpha\eta(1-R)I_0\tau'x}{h\nu\tau_r} \exp(-\alpha x). \quad (2.31)$$

а друга називається динамічним ($\alpha L \gg 1$)

$$N_{D_s} = \frac{\alpha x(1-R)I_0\tau'}{h\nu\tau_r} \exp\left(-\frac{x}{L}\right). \quad (2.32)$$

2.2. Однодифузійне наближення

За допомогою формул (2.29), (2.31), (2.32) отримано розрахункові профілі розподілу донорних центрів в *InSb* після опромінення рубіновим лазером (Рис. 2.1).

В основу розрахунку були покладені наступні умови та наближення

$$L = \left[D_0 \tau_r \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.33)$$

У цьому наближенні маємо один механізм розсіювання як $D_0 = 0,05 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ коефіцієнт самодифузії атомів *In*; $E_a = 1,81 \text{ eV}$ енергія активації дифузії атомів *In*

[1,2,48,49]; τ_r визначається функціональною залежністю $T(t)$ і дорівнює $(10 \div 10^3)$ τ_i ; $\tau_i \sim 10^{-7}$ с – час життя нестабільних носіїв у кристалі [38]; $R = 0,45$ для $h\nu = 1,78$ eV; $\eta = 0,2$ (йонний механізм); $\alpha = 2 \cdot 10^5$ см⁻¹; $\tau_i = 2 \cdot 10^{-8}$ с. Проведено прив'язку розрахункових результатів до експериментальних даних для $I_0 = 0,1$ Дж · см⁻².

На Рис. 2.1 основні розрахункові дані збігаються з експериментальними результатами [1,2]. Більш високе значення теоретичних даних для кривої 7 пояснюється залежністю коефіцієнта дифузії від глибини.

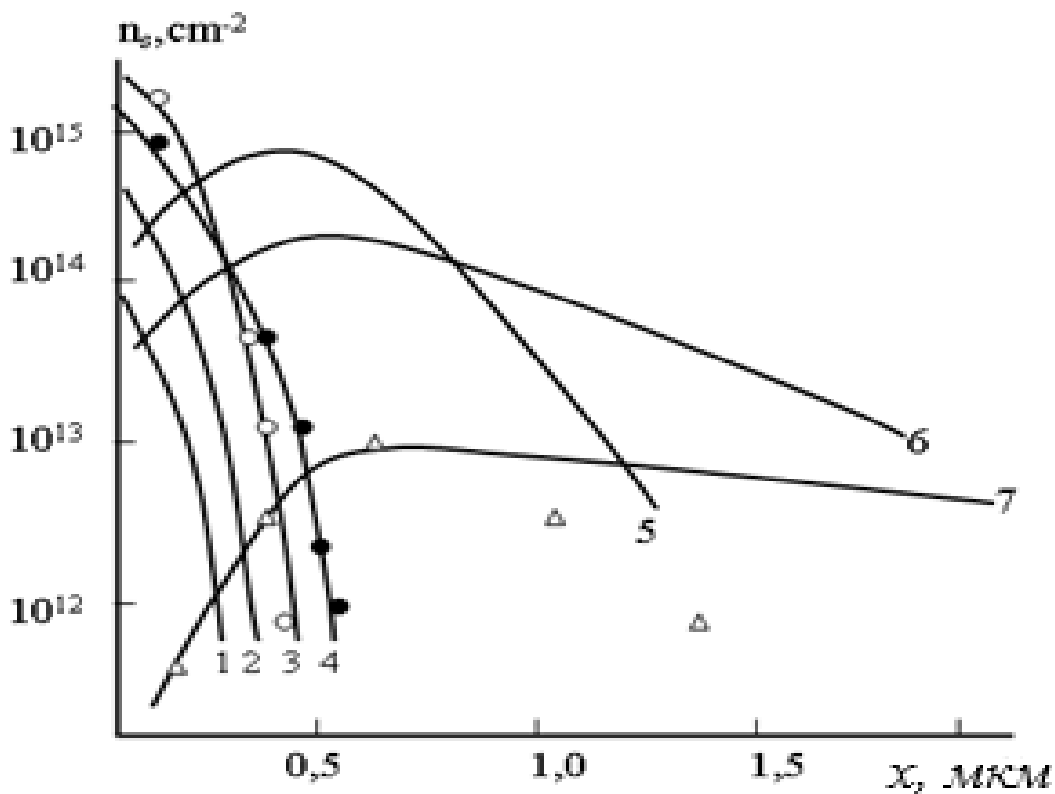


Рис. 2.1. Розраховані профілі розподілу концентрації донорних центрів в *InSb* для різних умов опромінення (Дж · см⁻²; крива 1 – 0,018; 2 – 0,04; 3 – 0,07; 4 – 0,096; 5 – 0,12; 6 – 0,14; 7 – 0,16) [1,2].

Аналогічні результати отримано для *InAs* [1,2]. Модельні профілі розподілу лазерно-генерованих донорних центрів представлені на Рис. 2.2 [1,2].

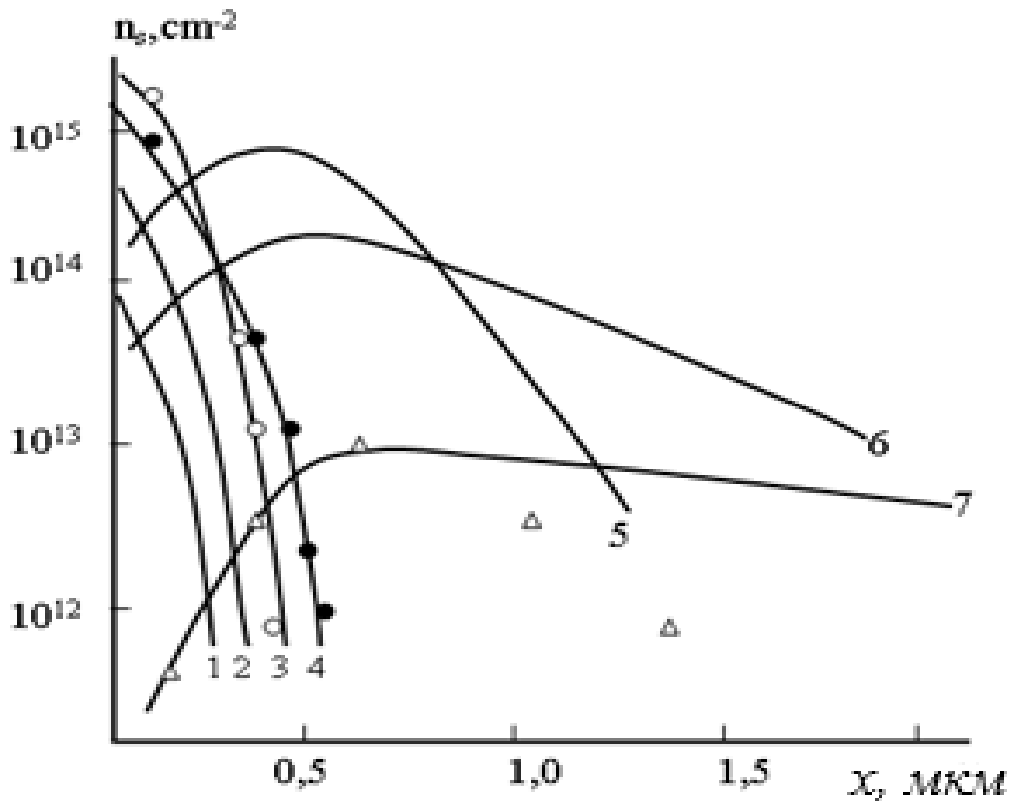


Рис. 2.2. Розраховані профілі розподілу концентрації донорних центрів в *InAs* для різних режимів опромінення ($\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}$; крива 1 – 0,10; 2 – 0,12; 3 – 0,14; 4 – 0,16; 5 – 0,24; 6 – 0,30; 7 – 0,40) [1,2].

Груба оцінка ефективного перерізу розсіювання може бути представлена наступною схемою. Показник поглинання світла має наступний вигляд (2.34).

$$\alpha = \sum_i N_i \sigma_i. \quad (2.34)$$

Де N_i це концентрація власних центрів розсіювання світла, σ_i переріз розсіювання відповідних центрів. Для самопоглинання кількість центрів розсіювання N_i дорівнює густині атомів у ґратці. Для *InSb* $N \sim 4 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3}$; для рубінового лазера $\alpha = 2 \cdot 10^5 \text{см}^{-1}$. Для цього випадку переріз ефективного розсіювання (поглинання) $\sigma = \alpha/N = 5 \cdot 10^{-17} \text{см}^{-2}$. Для більш детальної оцінки впливу анізотропії на поглинання лазерного випромінювання використано двовимірну ґратку сфалериту Рис. 2.3 [1,2,6].

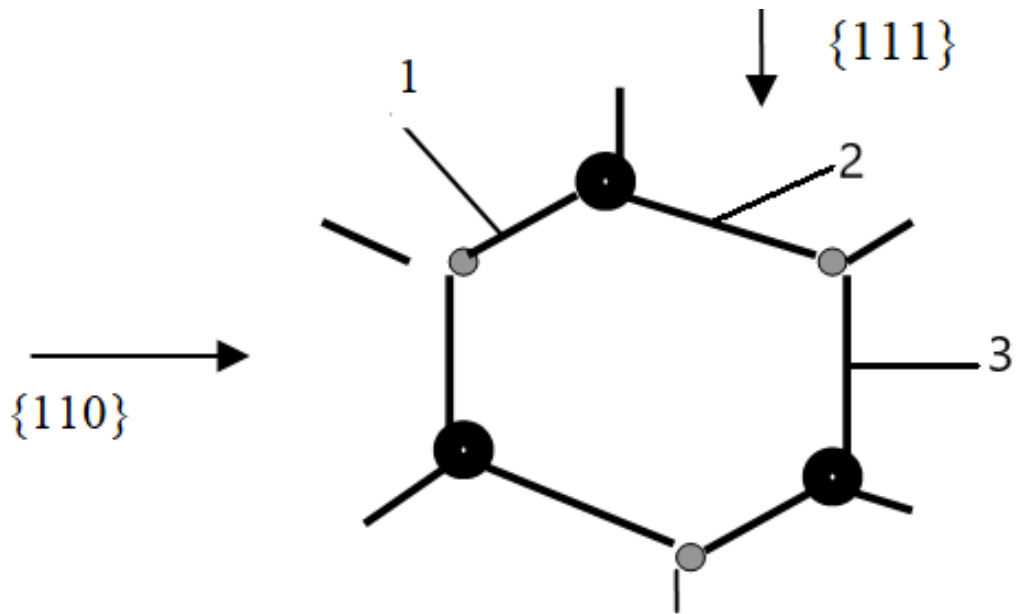


Рис. 2.3. Двовимірне зображення кристалічної решітки A_3B_5 (включаючи *InSb* та *InAs*) кубічної симетрії (сфалерит). Зв'язок 1 є чисто ковалентним [1,2,6].

Зв'язку 1 відповідає чистий ковалентний зв'язок: для *InSb* і *InAs* він дорівнює сумі відповідних ковалентних радіусів. Для *InSb* довжина зв'язку 1 дорівнює $2,8 \cdot 10^{-8}$ см. Кут між напрямками $\{111\}$ зв'язку 1 та $\{110\}$ дорівнює $37,5^\circ$ для зв'язку 1, тобто «довжина розсіювання» для нашої оцінки дорівнює $7 \cdot 10^{-9}$ см. «Ефективна довжина» ковалентного зв'язку для напрямків $\{110\}$ і $\{111\}$ дорівнює $1,56 \cdot 10^{-8}$ см і $2,33 \cdot 10^{-8}$ см відповідно. Для сферичних, еліптичних та гантельних конфігурацій ефективний переріз розсіювання визначається від $(4 - 6) \cdot 10^{-17}$ см². Менше значення перерізу розсіювання, ніж квадрат «ефективної довжини», пояснюється великим об'ємом «іонних центрів» *In* і *Sb*. Для цього оціночного коефіцієнта анізотропії поглинання, включаючи поверхневу густину ковалентних зв'язків, дорівнює квадрату тангенса нашого кута – 0,45. Експериментальні дані [1,2] відповідають нашій оцінці.

Для більш точного моделювання результатів, які представлені на Рис. 2.1 та Рис. 2.2 розглянемо, як різниця коефіцієнтів самодифузії індію та сурми впливає на формування профілів розподілу донорних центрів в антимоніді індію при опроміненні імпульсами рубінового лазера тривалістю імпульсу 20 нс.

Для одного коефіцієнта дифузії загальний вигляд формули для профілю розподілу донорних центрів має вигляд (2.29) [1,2].

Далі використовувалися кінетичне (формула (2.31)) і динамічне (формула (2.32)) наближення. Довжина дифузії визначається за допомогою кореляції:

$$L = \sqrt{D\tau_r}. \quad (2.35)$$

Слід зазначити, що профілі розподілу необхідно розраховувати за формулою (2.29). Однак при розрахунку лівої частини кривих (Рис.2.1) можна використовувати вираз (2.31), а при розрахунку правої частини кривих – формулу (2.32).

2.3. Дводифузійне наближення

Тепер перейдемо від однодифузійного наближення до дводифузійного та використовуємо ці результати для моделювання для *InSb* та *InAs*.

Замість дифузії донорних центрів розглядаємо самодифузію атомів індію та сурми, які обумовлені вторинними ефектами релаксаційної оптики. Як відомо з літератури [1,2], атоми індію і сурми або індію і миш'яку мають різні коефіцієнти самодифузії. Крім того, згідно з теорією Капаєва–Копасва–Молоткова [1,2] інтенсивна генерація електронів (у нашому випадку донорних центрів) відбувається в приповерхневому шарі, тому слід очікувати, що приповерхнева ділянка є більше збагачена іонами сурми.

Коефіцієнт самодифузії (правильніше буде говорити фотостимульованої дифузії) атомів сурми менше, ніж атомів індію. Це підтверджується експериментальними результатами Л. Прінслу та М. Лі [39] для опромінення телуриду кадмію аргоновим лазером: іони телуру залишаються в приповерхневій зоні, а іони кадмію йдуть в глибину опромінюваного матеріалу.

Літературні дані щодо самодифузії атомів індію та сурми в антимоніді індію суперечливі [38,48,49]. Тому будемо використовувати ті дані, які відповідають експериментальним даним, а саме: коефіцієнт самодифузії атомів індію вищий, ніж сурми.

Для оцінки дифузійних «хвостів» кривих 5 – 7 Рис. 2.1 та Рис. 2.2 використаємо модифіковану формулу (2.32) для іонів сурми та індію.

$$N_{D_{si}} = \frac{\eta x(1-R)I_0 \tau'}{h\nu L_i \tau_r} \exp\left(-\frac{x}{L_i}\right), i \in (In, Sb) \quad (2.32a)$$

Відповідно [1,2,38,48,49] температурна залежність коефіцієнтів дифузії представлена у вигляді

$$D_i = D_{0i} \exp\left(-\frac{Q_i}{kT}\right), i \in (In, Sb). \quad (2.30a)$$

де Q_i – власна енергія активації самодифузії.

Для розрахунку вибираємо наступні дані [38,48,49]

$$D_{0In} = 1,76 \cdot 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}, \quad D_{0Sb} = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Далі розрахунок проводився таким чином. Наведені дані були взяті для розрахунку [1,2], однак співвідношення енергій активації самодифузії взяли таким, як у [48], що відповідає експериментальним даним. Потім за формулою (2.30) оцінювали коефіцієнт самодифузії сурми для температури 800 К (температура плавлення антимоніду індію [38]). Надалі сценарій розрахунку був наступним. Дифузійна довжина 0,7 мкм (крива 7 Рис. 2.1) відповідає дифузії сурми, оскільки отримуємо інвертований шар донорного типу на підкладці p – типу. Час релаксації дорівнює релаксації $10^3 \tau_i = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Тоді коефіцієнт дифузії атомів сурми визначається з рівняння [1,2]:

$$D_{sb} = \frac{L_{sb}^2}{\tau_r} = 2,45 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Отримані розрахункові дані дозволяють якісно пояснити поведінку «хвостів» кривих Рис. 2.1. Глибина формування донорних центрів для кривої 7 Рис. 2.2 (~1,5 мкм) приблизно відповідає глибині тому, що концентрація центрів p – типу (атомів індію) стає більшою ніж концентрація центрів n –типу (атомів сурми). Ці довжини, яка розраховується за співвідношенням [1,2]

$$x_{eq} = \frac{L_{In} L_{sb}}{L_{In} - L_{sb}} \ln \frac{L_{In}}{L_{sb}} = 1,5 \text{ мкм}$$

ми отримуємо дифузійну довжину атомів індію $L_{In} = 4,2 \text{ мкм}$

Коефіцієнт дифузії атомів індію визначається аналогічно як сурмі і дорівнює

$$D_{In} = \frac{L_{In}^2}{\tau_r} = 8,82 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$$

Маючи ці дані, ми тепер можемо визначити енергії активації фотостимульованої дифузії атомів індію та сурми. Вони визначаються з рівняння:

$$Q_{In(Sb)} = kT \ln \frac{D_{0In(Sb)}}{D_{In(Sb)}} \quad (2.36)$$

Після підстановки відповідних даних маємо $Q_{In} = Q_{Sb} = 4,3 \text{ eV}$. Значення цілком відповідають літературним даним [48,49]. Ці дані відносяться до матеріалу n – типу. Ми маємо опромінення матеріалу p – типу, і для цього матеріалу атоми індію мають більшу рухливість, ніж атоми сурми. Природно, треба враховувати фотостимульовану дифузію [1,2], яка зменшує енергію активації.

Такі розрахунки дозволяють якісно коректно пояснити тенденцію поведінки хвостів профілів розподілу «дифузійного» типу (криві 5-7 Рис. 2.1) донорних фотостимульованих центрів, в антимоніді індію, і в принципі цей метод розрахунку. можна поширити на всі подвійні сполуки, включно з процесами лазерного легування телуриду кадмію за допомогою випромінювання аргонового лазера [1,2,39].

Аналогічні результати були отримані для арсеніду індію [1,2]. Наступними були дані для оцінки $D_{0In} = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ $D_{0As} = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$ час релаксації $\tau_r = 10^3 \tau_i = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Довжина дифузії атомів As дорівнює 0,7 мкм (для кривої 7 Рис.2.2). Від величини цієї довжини, яка розраховується відповідно до кореляції $x_{eq} = \frac{L_{In}L_{Sb}}{L_{In}-L_{Sb}} \ln \frac{L_{In}}{L_{Sb}} = 1,5 \text{ мкм}$, ми отримуємо дифузійну довжину атомів індію $L_{In} = 4,2 \text{ мкм}$ [1,2]. Власні коефіцієнти самодифузії порівнюються

$$D_{As} = \frac{L_{As}^2}{\tau_r} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}, \quad D_{In} = \frac{L_{In}^2}{\tau_r} = 3 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$$

та енергії активації дифузії яка визначається за формулою (2.36) $Q_{In} = 1,76 \text{ eV}$, $Q_{As} = 2,8 \text{ eV}$ [1,2].

Представлена дводифузійна модель показує, наскільки ефективним може бути врахування різної рухливості атомів-компонентів напівпровідника (в даному випадку антимоніду та арсеніду індію). для пояснення ефектів незворотної взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками. Для більш детального опису, моделювання та пояснення ефектів незворотної взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками необхідно розвивати методи нелінійної динаміки.

Розділ 3.

Каскадна фізико-хімічна модель насичення збудження

З точки зору фізичного статусу твердого тіла ланцюг можливих необоротних утворень в *InSb* після опромінення рубіновим лазером зі збільшенням рівня інтенсивності опромінення може бути наступним: екситони; мультиекситони; екситонні краплі; дифузійна, мартенситна або дифузійно-мартенситна фази; руйнування та випаровування матеріалів [1,2]. Ці перетворення можна моделювати за допомогою різних фізичних теорій.

Проблема фазової стійкості структур може бути розв'язана за допомогою каскадної моделі послідовного збудження хімічних зв'язків [1–18].

Процес розсіювання світла в твердому тілі можна представити в наближенні близькодії. Коли енергія фотона $h\nu \gg E_a$, де E_a – порогова енергія іонізації (розриву) відповідного хімічного зв'язку, потім відбуваються каскади зіткнень (вторинні ефекти розсіювання іонізованих електронів). Це може бути причиною створення зсувів атомів (іонної підсистеми кристала). Ці пошкодження можуть мати інший характер, ніж класичні дефекти.

Просте представлення каскадної іонізації можна представити в наступному вигляді [1,2]. Повну кількість обірваних (розірваних) зв'язків, які утворюються з початкового фотона, можна визначити наступним способом. Це число залежить від енергії кванта $h\nu$ і має назву каскадної функції $N(h\nu)$.

Імовірність передачі енергії від фотона до зв'язків $(T, T+dT)$ у діапазоні енергій залежить від $h\nu$ і дорівнює:

$$W(h\nu, T)dT = \frac{d\sigma_T}{\sigma}, \quad (3.1)$$

де $d\sigma_T(E_m^0, T)$ – диференціальний переріз передачі енергії, $\sigma = \sigma(h\nu)$.

Згідно з визначенням каскадної функції, вільний електрон з енергією T після наступного зіткнення створює $N(T)$ обірвані зв'язки. Враховуючи ймовірний характер передачі енергії від фотона до валентного зв'язку, середнє число всі іонізації початкового іонізованого електрона можна представити у наступному вигляді:

$$\int_{E_d}^{E_m} N(T)W(h\nu, T)dT. \quad (3.2)$$

Фотон, «прабатько» каскаду, передає енергію T хімічного зв'язку (валентного електрона) і поширюється на інші зв'язки кристалу. Якщо енергія після першого розсіювання змінюється з $h\nu$ на E_m , то середня кількість обірваних зв'язків дорівнює $N(E_m)$. Якщо $W(h\nu, E_m)dE_m$ – ймовірність збереження енергії після першого розсіювання в інтервалі $(h\nu, E_m + dE_m)$, тоді середнє число всіх переміщень після першого розсіювання дорівнює:

$$\int_{E_d}^{E_m^0} N(E_m)W(h\nu, E_m)dE_m. \quad (3.3)$$

Сума цих двох інтегралів дорівнює повному числу обірваних зв'язків $N(h\nu)$. Оскільки ці інтеграли однакові, то:

$$N(h\nu) = 2 \int_{E_d}^{E_m^0} N(E_m)W(h\nu, E_m)dE_m. \quad (3.4)$$

Тому для каскадної функції маємо інтегральне рівняння. Його розв'язки залежать від диференціального перерізу $d\sigma_T$, при цьому:

$$d\sigma_T = \frac{\pi R_0^2}{E_{max}} dT; \quad (3.5)$$

$$W(E_m^0, T)dT = \frac{d\sigma_T}{\sigma} = \frac{dT}{E_{max}} \quad (3.6)$$

Для еліпсоїдальної форми зв'язків (ковалентні зв'язки)

$$d\sigma_T = \frac{\pi ab}{E_{max}} dT \quad (3.7)$$

Де a, b – довжина півосей одноосьового еліпсоїда (сфероїда).

Рівняння (3.4) має розв'язок $N(E) = kE$, k визначається з умови $N(\bar{E}_a) = 1$, де \bar{E}_a – енергія першого фотона або згенерованого електрона з енергією з інтервалу $E_a \leq \bar{E}_a < 2E_a$

Точніше значення \bar{E}_a не можна визначити, оскільки функція $N(E)$ в наближенні «порогового» значення енергії іонізації, є ступеневою (те саме значення для $E_a \leq \bar{E}_a < 2E_a$). Можна визначити $k = \frac{0.5}{E_d}$, тому:

$$N(E) = \frac{0.5E}{E_a}. \quad (3.8)$$

Просторовий розподіл обірваних зв'язків, які створюються каскадом, можна представити в наступному вигляді. Енергія, що втрачається при пружному зіткненні на одиницю шляху вибраного діапазону енергії, дорівнює

$$\frac{dE_m}{dl} = N_0 \int_0^{E_{max}} T d\sigma_T = 0.5\pi R_0^2 N_0 E_m \quad (3.9)$$

(для зіткнення електронів з еквівалентними масами $E_{max} = E_m$). Енергію початкового фотона $h\nu$ що збуджує електрон на кінці траси довжиною l можна визначити з рівняння $dE/dx = -cE$:

$$E_m(l) = h\nu \exp(-cl) \quad (3.10)$$

де $c = const$.

Відношення величини енергії фотонів рубінового лазера (1,78 eB) до значення забороненої зони *InSb* ($E_g = 0.18$ eB) є ~ 10 . У [1,2].

Основні параметри каскадних процесів в *InSb* для цього режиму взаємодії наступні [1,2].

По-перше, це довжина повної втрати енергії фотона ($E_m(L) = h\nu$)

$$L = \frac{2}{\sigma_0 N_0} \ln \frac{h\nu}{E_g}. \quad (3.11)$$

По-друге – повне число іонізованих (розірваних) хімічних зв'язків на довжині L . Воно дорівнює

$$n = n_1 L = 2 \ln \frac{h\nu}{E_a}. \quad (3.12)$$

По-третє, середня відстань між двома розсіюваннями

$$l_0 = \frac{1}{\sigma_0 N_0}. \quad (3.13)$$

По четверте, радіус сфери повної взаємодії фотона з речовиною

$$r_K = \frac{1}{\sigma_0 E_j} \sqrt{2 \ln \frac{h\nu}{E_g}}. \quad (3.14)$$

Оцінка поглинання опромінення рубіновим лазером ($h\nu = 1.78\text{eV}$) у *InSb* для кімнатної температури можна визначити за допомогою цих формул [1,2]. Для цього напівпровідника ширина забороненої зони відповідає чистий ковалентний зв'язок. Тому $E_a = E_g$, і $E_m^0 = h\nu$. Кількість чистих ковалентних зв'язків дорівнює $N_0/2$ оскільки два атоми створюють один ковалентний зв'язок, де N_0 – атомна щільність напівпровідника. Для *InSb* переріз розсіювання світла $\sigma_0 = 12.3\text{\AA}$. Тому $L = 53.5\text{\AA}$, $n = 4.6$, $l_0 = 11.7\text{\AA}$ і $r_k = 25.2\text{\AA}$.

Часові та енергетичні характеристики процесів можна оцінити за допомогою наступного способу. Надалі ми будемо використовувати двовимірне представлення кристалічної решітки *InSb* Рис. 3.1. Зв'язок 1 відповідає забороненій зоні та має значення $0,18\text{ eV}$, зв'язок 2– $1,95\text{ eV}$ і зв'язок 3– $2,15\text{ eV}$ [1,2]. Для *InAs* зв'язок 1 має значення $0,36\text{ eV}$, зв'язок 2– $3,8\text{ eV}$, зв'язок 3– $4,2\text{ eV}$ [1,2].

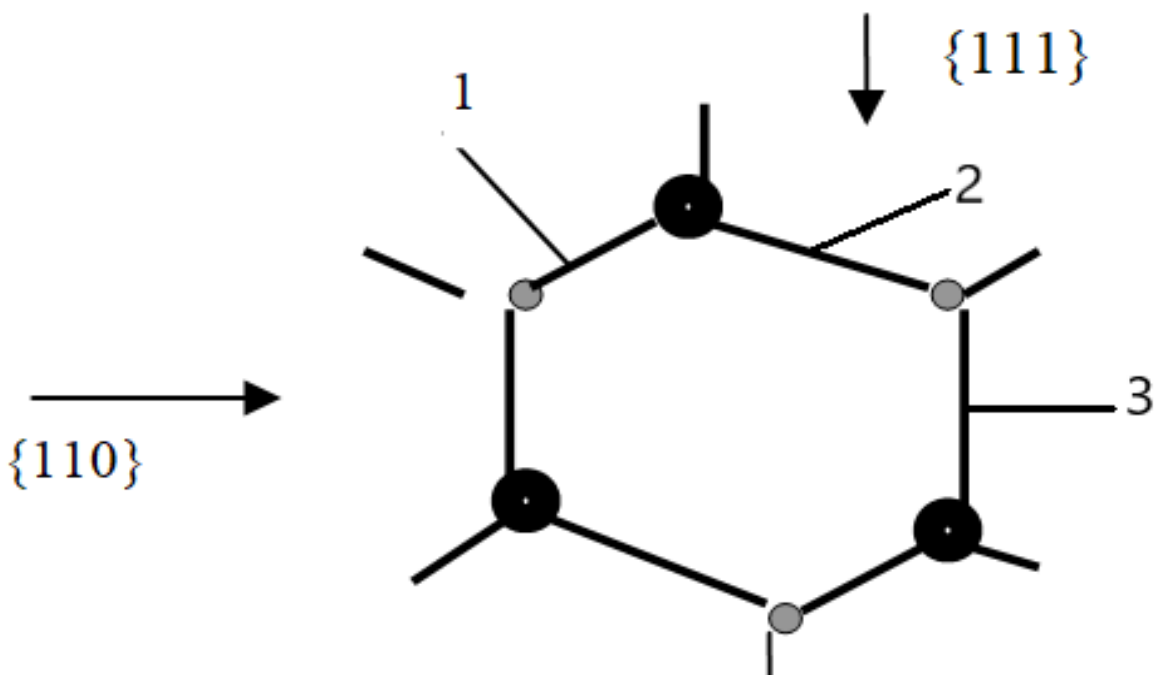


Рис. 3.1. Двовимірне зображення кристалічної решітки A_3B_5 (включаючи $InSb$ та $InAs$) кубічної симетрії (сфалерит). Зв'язок 1 є чистим ковалентним [1,2,6].

Метод оцінки рівня насиченого збудження власних хімічних зв'язків може бути використаний для вибору оптимального режиму оптичного накачування напівпровідникового лазера [1,2,6] і для створення стійких $n - p$ - контактів на напівпровідниках [1,2,6] і для створення шарів з новими фазами, у тому числі наноструктур [1,2,6].

Для цих кристалів енергія цих зв'язків дорівнює енергії забороненої зони E_g (0,18 eV для $InSb$ і 0,36 eV для $InAs$ при кімнатній температурі). На Рис. 3.1 цей зв'язок позначений як 1. Для цього зв'язку іони In і Sb (або In і As) розташовані на мінімальній відстані (сума власних ковалентних радіусів). Інші хімічні зв'язки в цій кристалічній симетрії мають більші розміри. З геометричної точки зору в кристалічному напрямку $\{111\}$ переріз ефективної взаємодії кванта світла зі зв'язком 1 більш ефективний, ніж у напрямку $\{110\}$. Кут між зв'язком 1 і напрямком $\{110\}$ є $37,5^\circ$. Кванти рубінового лазера в лінійному режимі випромінювання практично не взаємодіють з іншими зв'язками, тому що їх енергії менше енергії цих зв'язків. Відношення ефективного квадрата зв'язку 1 для напрямків $\{110\}$ і $\{111\}$ дозволяє пояснити відповідними експериментальними даними (орієнтаційний ефект створення донорних центрів).

Оцінення режиму насичення збудження для сферичного випадку [1,2].

$$E_1 = 2hv \frac{3}{4\pi r_k^3}, \quad (3.15)$$

Фактор 2 включає велике відбивання випромінювання від поверхні антимоніду індію. Для $InSb$ $E_1 = 8.6 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3}$. Наступним етапом збудження є іонізація вторинних валентних зв'язків з енергією 1,95 eV (для двовимірного зображення кристалічної решітки $InSb$). З урахуванням перших процесів $r_{k2} \approx 4.5 \text{ \AA}$ для цього другого процесу. Тому

$$E_2 = 2hv \frac{3}{4\pi r_k^3} \quad (3.16)$$

Для *InSb* $E_2 = 1510 \text{ Дж/см}^3$. Після врахування глибини опромінюваного шару (від 0,2 мкм до 0,6 мкм) діапазон зміни густини енергії наступний: від

$E_{1s} = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$ до $E_{2s} = 0.03 \text{ Дж/см}^2$. Подальше збільшення інтенсивності випромінювання призводить до іонізації третього валентного зв'язку з енергією 2,15 eV. Режим насичення його збудження призводить до плавлення опроміненого напівпровідника. Для *InSb* це значення становить $E_{3s} = 0.16 \text{ Дж/см}^2$.

Прямий метод оцінки енергетичних характеристик цих процесів може бути реалізований наступним чином [1,2,6]. Енергія «розриву» хімічних зв'язків одного типу визначається формулою

$$E_{di} = N_i E_i, \quad (3.17)$$

Коли N_i – щільність власних зв'язків; E_i – енергія розриву (іонізації) одного зв'язку.

Для *InSb* $N_1 = N_2 = N_3 = N_0/2$ і дорівнюють $1.4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $E_1 = E_g = 0.18 \text{ eV}$ і тому $E_{d1} = N_1 E_g = 403.2 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3}$ і $E_{d2} = N_1 E_2 = 4368 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3}$.

Поверхневу щільність опромінення можна визначити за допомогою наступної формули

$$E_{sis} = \frac{E_{di}}{\alpha_i}, \quad (3.18)$$

Де α_i – відповідний коефіцієнт поглинання для перших зв'язків *InSb* $\alpha_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, для другого – $\alpha_2 \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$. Другий коефіцієнт поглинання є нелінійним і враховує багатофотонні процеси. Для *InSb* ці значення наступні

$E_{s1s} = 0.002 \text{ Дж/см}^2$ і $E_{s2s} = 0.04368 \text{ Дж/см}^2$. Ці значення потрібно помножити на 2 (з урахуванням відбивання), тому наступними є реальні значення $E_{s1sr} = 0.004 \text{ Дж/см}^2$, $E_{s2sr} = 0.08797 \text{ Дж/см}^2$ і

$E_{\Sigma\Gamma(2)} \approx 0.092 \text{ Дж} / \text{см}^2$. Енергія «розриву» третіх хімічних зв'язків дорівнює $E_{d3} = N_1 E_3 = 4816 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3}$. Якщо $\alpha \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ ми маємо $E_{s3s} = 0.04816 \text{ Дж} / \text{см}^2$ і $E_{s3sr} = 0.096 \text{ Дж} / \text{см}^2$. Сумарна поверхнева густина енергії трьох зв'язків дорівнює $E_{\Sigma\Gamma(3)} \approx 0.188 \text{ Дж} / \text{см}^2$. Значення $E_{\Sigma\Gamma(2)} \approx 0.092 \text{ Дж} / \text{см}^2$ представлена кривою 2 на Рис. 2.1 а $E_{\Sigma\Gamma(3)} \approx 0.188 \text{ Дж} / \text{см}^2$ – крива 7 на Рис. 2.1.

Суттєва різниця між оцінками каскадного та прямого методів спричинена неврахуванням реальної геометрії «фотонної» зони та розривом лише «вибраних» зв'язків. Але каскадне наближення може бути використано для оцінки процесу формування хвильових зон. Затемнення «фотонних» зон є початком хвильової зони формування. Практично мінімальне значення $E_{1s} = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ Дж} / \text{см}^2$ для *InSb* є порогом утворення різних коливань електромагнітних хвиль, у тому числі плазмових. Цю величину можна представити як максимальне значення оптичної накачки для генерації напівпровідникового лазера на *InSb* $h\nu = E_g = 0.18 \text{ eV}$ [1,2,6].

Питання стабільності отриманих шарів можна пояснити збільшенням часу релаксації фотозбуджень [1,2,6]. Час оптичного збудження ковалентного зв'язку з енергією $0,18 \text{ eV}$ можна визначити з принципу невизначеності

$$\tau_x = \frac{h\nu}{E_g} \quad (3.19)$$

Для *InSb* $\tau_{ex} = 3.7 \cdot 10^{-15} \text{ с}$. Ланцюжок часів релаксації можна визначити як [6]:

1) Час адиабатичної релаксації

$$\tau_{ar} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{h\nu}{E_g}}. \quad (3.20)$$

Це час релаксації тільки електронної підсистеми опромінених матеріалів. Для *InSb* $\tau_{er} = 8.1 \cdot 10^{-11} \text{ с}$.

1) Перший час неадиабатичної релаксації

$$\tau_{nr_1} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{h\nu + E_g}{kT}} \quad (3.21)$$

Цей час включає неадіабатичну релаксацію до кімнатної температури. Для *InSb* $\tau_{nr_1} = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

2) Другий час неадіабатичної релаксації

$$\tau_{nr_2} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{hv + E_g + r_k}{E_g + kT + r_{mc}}} \quad (3.22)$$

У цей час включається процес насичення збудженням одного зв'язку, в нашому випадку одного хімічного зв'язку. Для *InSb* $\tau_{nr_2} = 3.9 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

3) Третій час неадіабатичної релаксації

$$\tau_{nr_3} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{hv + E_g + 2r_k}{E_g + kT + r_{mc}}} \quad (3.23)$$

У цей час включається процес насичення збудження двох зв'язків, в нашому випадку двох хімічних зв'язків. Для *InSb* $\tau_{nr_3} = 1.4 \cdot 10^4 \text{ с}$.

Четвертий час неадіабатичної релаксації

$$\tau_{nr_4} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{hv + E_g + 3r_k}{E_g + kT + r_{mc}}} \quad (3.24)$$

У цей час включається процес насичення збудження трьох зв'язків, в нашому випадку трьох хімічних зв'язків. Для *InSb* $\tau_{nr_4} = 6.9 \cdot 10^8 \text{ с}$.

Оцінки часів релаксацій за допомогою формул (3.1) – (3.23) є грубими та приблизними, оскільки не враховують колективні динамічні процеси (нагрівання, плавлення та ін.).

Ієрархія значень цих часів відповідає експериментальним даним Рис. 2.2. Проблеми стабільності утворення пошкоджень в опроміненому рубіновим лазером антимоніди індію можуть мати наступне пояснення. Для низьких інтенсивностей опромінення ми маємо часи релаксації τ_{r_1} і τ_{r_2} , від $\sim 10^{-7} \text{ с}$ до $\sim 10^{-2} \text{ с}$, ці значення відповідають часу життя нерівноважних носіїв (τ_{r_1}) і екситонних крапель (τ_{r_2}) в *InSb*. Для інтенсивностей Рис. 2.2 ми можемо використовувати часи релаксації τ_{r_3} і τ_{r_4} . Ці часи релаксації є результатом змін інтенсивності випромінювання $0.02 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ до $0.1 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$. Щільність $0.1 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ має максимальне значення і відповідає розриву двох з трьох хімічних зв'язків у двовимірному поданні. У цьому стані опромінений матеріал

має кристалічну (твердотільну) структуру, і тому ми маємо максимально зміщені атоми. Після підвищення інтенсивності опромінення до 0.16 Дж/см^2 (крива 3 на Рис. 2.2) маємо розплавлення матеріалу, максимум розподілу донорних центрів зміщується на 0.7 мкм в глибину опроміненого матеріалу [1,2,6].

Після подальшого збільшення інтенсивності опромінення до $0.22 - 0.26 \text{ Дж/см}^2$ ми маємо створення п'яти фаз з тригональною, тетрагональною, гексагональною, полікристалічною та аморфною симетріями [1,2,6]. Здійснюється візуальне руйнування опромінених матеріалів при інтенсивності опромінення 0.3 Дж/см^2 [1,2,6]. Для пояснення цих результатів можна використати теорію фазових переходів і методи незворотної кінетики.

Аналогічне пояснення було використано для *InAs* крива 4–6 на Рис. 2.1. Часи релаксації для режимів насичення збудження наступні: зв'язок 1 – $1,05 \text{ с}$; зв'язки 1 і 2 – $3,4 \cdot 10^5 \text{ с}$, для всіх трьох зв'язків – $1,1 \cdot 10^{11} \text{ с}$ відповідно. Атомна густина *InAs* становить $1,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Об'ємні густини енергії, які необхідні для розриву відповідних зв'язків, дорівнюють: 690 Дж/см^3 для зв'язку 1; 7296 Дж/см^3 для зв'язку 2; 8064 Дж/см^3 для зв'язку 3. Тому відповідна поверхнева густина енергії: $E_1 = 6,9 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ для зв'язку 1, $E_2 = 7,3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ для зв'язку 2, $E_3 = 8,1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ для зв'язку 3. Поверхнева густина енергії, яка необхідна для розриву зв'язку 1 і 2, рівна $E_{12} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ і для всіх трьох зв'язків – $E_{123} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$. Коефіцієнт відбивання випромінювання рубінового лазера для *InAs* становить $0,45$. Отже, розрахункові значення відповідних опромінь такі: $E_{1est} = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$, $E_{12st} = 0,145 \text{ Дж/см}^2$, $E_{123est} = 0,29 \text{ Дж/см}^2$, що дозволяє пояснити експериментальні дані Рис. 2.2 для *InAs* [1,2].

Цей метод може бути використаний для розрахунків та оцінки експериментальних даних незворотної взаємодії лазерного випромінювання з іншими напівпровідниками.

Наближення каскадних функцій можна використовувати лише для опромінення $h\nu > E_g$.

Результати моделювання основних характеристик каскадних процесів взаємодії деяких напівпровідників з опроміненням рубіновим лазером представлені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1. Деякі каскадні характеристики *InAs*, *Ge* та *Si* після опромінення лазером відповідно до формул (4.4) – (4.7)

	σ_0, A^2	L, A	n	l_0, A	r_k, A
<i>InAs</i>	9,0	37,1	3,2	11,7	20,9
<i>Ge</i>	7,6	10,4	2	5,2	6,1
<i>Si</i>	6,3	6,6	1	6,6	6,6

Оцінки власних часів збудження для деяких напівпровідників для лінійного режиму опромінення наведені в таблиці 3.2.

Таблиця 3.2. Оцінка часів збудження та релаксації за характеристиками каскадних процесів з табл. 3.1. Лінійні режими опромінення [1,2].

	$t_{ex}, 10^{15}c$	t_{ar}, c	t_{nr_1}, c
<i>InAs</i>	1,8	$2,7 \cdot 10^{-13}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$
<i>Ge</i>	1,0	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$
<i>Si</i>	0,6	$3,1 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-3}$
<i>GaAs</i>	0,49	$1,9 \cdot 10^{-15}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
<i>CdTe</i>	0,41	$1,26 \cdot 10^{-15}$	$3,8 \cdot 10^{-12}$

Більш реальний час неадіабатичної релаксації для *Ge*, *Si*, *GaAs* і *CdTe*

$$\tau'_{nr_1} = \tau_{ex} \cdot e^{\frac{h\nu}{E_g} + \frac{(E_g - h\nu)}{kT}}, \quad (3.21a)$$

Де $n = 2$ для *Ge* і $n = 1$ для *Si*, *GaAs* і *CdTe*.

Оцінки власних часів релаксації для деяких напівпровідників для нелінійного режиму опромінення представлені в Таблиці 3.3. Результати, які

пораховані за формулою (3.21a), наведені для *Ge*, *Si*, *GaAs* і *CdTe*. Ці оцінки дуже приблизні, але дозволяють пояснити основні особливості нерівноважної та необоротної взаємодії лазерного випромінювання з речовиною.

Таблиця 3.3. Оцінки часів збудження та релаксації за характеристиками каскадних процесів з Табл. 3.1. Нелінійні режими опромінення [1,2].

	$t_{nr_2}, \text{с}$	$t_{nr_3}, \text{с}$	$t_{nr_4}, \text{с}$
<i>InAs</i>	1,05	$3,4 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{11}$
<i>Ge</i>	$2 \cdot 10^{-4}$	0,012	0,7
<i>Si</i>	0,22	24	$2,6 \cdot 10^3$

Власні оцінки енергетичних характеристик для часів неадіабатичної релаксації t_{r1} з Табл. 3.2 представлені в Табл. 3.4. Ці оцінки показують залежність енергетичних характеристик падаючого світлового випромінювання як характеристик власне каскадного процесу.

Оцінка часу релаксації у формі (3.16a) містить експоненціальний член $e^{\frac{h\nu}{E_g}}$. Цей член збільшує час релаксації. Тому необхідно звести до мінімуму перетворення фемтосекундних лазерних імпульсів в пікосекундні імпульси. Ця процедура реалізується за допомогою фотонної енергії накачування поблизу забороненої зони *InSb* і *InAs* [1,2,6]. Ця умова повинна виконуватись і для прийому лазерного випромінювання з можливими короткими імпульсами при оптичному накачуванні [1,2,6].

Таблиця 3.4. Оцінки енергетичних характеристик для власних часів неадіабатичної релаксації $t_{nr_1}, \text{с}$ з Табл. 3.2 (каскадне наближення) [1,2].

	$N_{ph}, \text{см}^{-3}$	$E, \text{Дж/см}^3$	$P, \text{Вт/см}^3$
<i>InAs</i>	$2,6 \cdot 10^{19}$	15	$8,75 \cdot 10^6$
<i>Ge</i>	$1,05 \cdot 10^{21}$	$3,02 \cdot 10^2$	$9,2 \cdot 10^7$
<i>Si</i>	$8,3 \cdot 10^{20}$	240	$1,2 \cdot 10^5$

Оцінки насичених об'ємних густин енергії E_{d1} для *InAs*, *Ge*, *Si*, *GaAs* і *CdTe* представлені в Табл. 3.5.

Таблиця 3.5. Оцінки енергетичних характеристик E_{d1} деяких напівпровідників у прямому наближенні [1,2].

	$N_0/2, \text{см}^{-3}$	E_g, eV	$E_{d1}, \text{Дж/см}^3$
<i>InAs</i>	$1,9 \cdot 10^{22}$	0,36	1094,4
<i>Ge</i>	$2,2 \cdot 10^{22}$	0,66	2323,2
<i>Si</i>	$2,4 \cdot 10^{22}$	1,1	4224
<i>GaAs</i>	$2,5 \cdot 10^{22}$	1,35	5616
<i>CdTe</i>	$1,5 \cdot 10^{22}$	1,6	3840

Оцінки відповідних поверхневих густин енергії E_{s1s} і E_{s1sr} для *InAs*, *Ge*, *Si*, *GaAs* і *CdTe* представлені в Табл. 3.6.

Було враховано, що коефіцієнти відбивання рівні 0,25 для *InAs* і 0,1 для інших напівпровідників. Усі оптичні та інші фізичні характеристики представлено згідно [50].

Власні кінетичні характеристики опроміненої релаксації можна отримати наступним шляхом.

Грубо кажучи час релаксації t_{nr_1} – час, який використовується для визначення порогової інтенсивності лазерного опромінення. Для *InSb* та *InAs* ці порогові значення рівні $7,8 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3}$ і $3,1 \cdot 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3}$.

Таблиця 3.6. Оцінки густин енергії E_{s1s} та E_{s1sr} для деяких напівпровідників у прямому наближенні для опромінення рубіновим лазером.

	$\alpha, \text{см}^{-1}$	$E_{s1s}, \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$	$E_{s1sr}, \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$
<i>InAs</i>	10^5	0,011	0,014

<i>Ge</i>	10^2	23,23	25
<i>Si</i>	$2 \cdot 10^3$	1,11	1,3
<i>GaAs</i>	$1,5 \cdot 10^3$	2,56	2,8
<i>CdTe</i>	10^3	1,92	2,1

Гарним доказом нашого фізико-хімічного моделювання процесів релаксаційної оптики є процес рекристалізації твердого тіла іонно-імплантованих шарів $Mg^+/InSb$ при імпульсному та стаціонарному опроміненні CO_2 – лазером (з активацією акцепторної домішки [1,2,6]) і сублімації цих матеріалів при опроміненні CO_2 – лазером з більш високою густиною потужності [1,2].

Ефект CO_2 – лазерного відпалу є в основному фотостимульованим (фотохімічним) явищем, оскільки значення інтегральних енергетичних характеристик для стаціонарного режиму опромінення більше на $\sim 10\%$, ніж для імпульсного режиму опромінення. У цьому випадку основним механізмом розсіювання (поглинання) світла є поглинання на глибоких метастабільних станах [1,2]. Час релаксації збуджених станів практично нескінченний, тому інтегральна інтенсивність опромінення повинна бути меншою, ніж для опромінення рубіновим лазером.

Аналогічні явища пояснюють лазерний відпал іонно-імплантованих шарів *Si* [1,2]. Ці результати та експериментальні дані [1,2] можна пояснити на основі різних поглинальних властивостей кристала, чистого аморфного кремнію та аморфного кремнію з домішкою *Ga* [1,2]).

Кореляція між коефіцієнтами поглинання для трьох типів кремнію показує, що поглинання випромінювання Nd:YAG лазера ($h\nu = 1,17 \text{ eV}$) і є максимальною для легованих аморфних шарів, на 2 – 3 порядки більші як для чистого кремнію. Мала величина коефіцієнта поглинання для кристалічного кремнію і велика для легованого аморфного матеріалу дозволяють використовувати опромінення Nd:YAG і рубінових лазерів для ефективного лазерного відпалу іонно-імплантованих шарів *Si*. Це значення є наслідком

факту, що кристалічний кремній має непрямі зона-зонні переходи. Більш короткі імпульси можуть бути викликані ініціацією додаткового руйнування («обірваних» зв'язків) в опромінених матеріалах. Тому в даному випадку використовують більш кращі режими опромінення одноімпульсного або багатоімпульсного Nd:YAG лазерів.

Рубіновий лазер має більший коефіцієнт поглинання на 1,5 порядку в чистому кремнії, отже із-за цього опромінення імпульсами рубінового лазера іонно-імплантованих шарів кремнію дає гірші результати, як опромінення неодимовим лазером.

Режим багатоімпульсного опромінення *InSb* Nd:YAG лазером (крива 2 Рис. 2.1) може супроводжуватися вторинним ефектом опромінення з $h\nu = E_g$, але сумарний нагрів опромінюваних матеріалів у цьому випадку невеликий. Глибина створення донорних центрів зумовлена двома ефектами: поглинанням первинного опромінення лазера Nd: YAG та вторинного опромінення з $h\nu = E_g$. До речі, можуть бути й проміжні дискретні значення кратні E_g .

Режим одноімпульсного опромінення рубіновим лазером з щільністю $40 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ (крива 3 Рис.2.1) супроводжується вторинним опроміненням з $h\nu = E_g$ і нагріванням, у тому числі плавленням, опромінюваного матеріалу.

Більш низька інтенсивність для рекристалізації аморфних плівок *Ge*, *Si* та *GaAs* рубіновим лазером на його кристалічних матрицях зумовлена більш високими значеннями коефіцієнтів поглинання для аморфних плівок (метастабільні центри розсіювання світла) у порівнянні з чистим кристалом (стабільні центри розсіювання світла).

Використання розриву двох зв'язків у двовимірному зображенні кристалічної ґратки сфалериту для створення стабільного незворотного стану в *InSb* може бути «імпульсним» критерієм створення підпорогових дефектів у режимі насичення збудження двох хімічних зв'язків для двовимірної кристалічної решітки сфалериту [1,2,6]. Розрив трьох зв'язків у цьому представленні є доповненням до відомого критерію Ліндемана плавлення матеріалу [1,2,6]. Відому проблему Хакена (хаотизацію лазерного

випромінювання) можна пояснити як вторинну рекристалізацію опроміненого напівпровідника [26].

Збільшення інтенсивності лазерного випромінювання більше порогу насичення одного або кількох хімічних зв'язків обумовлює появу нових фаз. Перший ефект був названий металізацією напівпровідника. Це може мати нерівноважний і необоротний характер. У незворотному випадку це може бути викликано фазовими переходами дифузійного типу. Для більш складних (подвійних і потрійних) напівпровідників його компоненти мають різні коефіцієнти самодифузії і, крім того, згідно з теорією Капаєва-Копаєва-Молоткова [1,2], «металічні» компоненти розподілені в приповерхневому шарі. Ці експериментальні дані були отримані для подвійних ($CdTe$ [39] та $InSb$ [1,2,24]) та потрійних ($Hg_xCd_{1-x}Te$ [1,2]) напівпровідників. У випадку опромінення напівпровідників з пошкодженою поверхнею створювалася заморожена дифракційна картина [1,2,28], у тому числі створення модульованих наногорбів [28]. Тому в цьому випадку фазові переходи можуть мати мартенситний і дифузійно-мартенситний тип [28]. Створення нових фаз повинно супроводжуватися відповідним опроміненням. Перехід системи в більш стабільний стан супроводжується випромінюванням.

Трек втрати енергії розсіювання фотонів можна представити у вигляді циліндра, який побудований на основі двовимірного зображення решітки сфалериту $InSb$ (Рис. 3.1). Це наближення отримало назву «циліндричного».

Параметри цього циліндра визначалися наступним чином: напрямок $\{111\}$ – паралельно до осі циліндра, напрямок $\{110\}$ – паралельно до основи циліндра. Кут між зв'язком 1 і напрямком $\{110\}$ дорівнює $37,5^\circ$. Постійна ґратки $InSb$ дорівнює $0,65$ нм і відповідає зв'язку 3 на (Рис. 3.1). Відповідно до цих даних параметри нашого циліндра такі: діаметр основи D дорівнює $0,8$ нм, а висота H – $0,82$ нм.

Об'єм дії одного фотона рубінового лазера можна визначити як добуток об'єму циліндра на кількість обірваних зв'язків

$$V_{ZIn} = \pi R^2 \cdot H_{\text{цил}} \cdot n_{\text{об}} = 1,7715 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3 \quad (3.20)$$

Фотонна об'ємна щільність насичення зв'язку 1 на Рис.3.1 визначається як

$$n = \frac{V_0}{V_{ZIn}}; n = \frac{1 \text{ см}^3}{1,77 \cdot 10^{-22}} = 5,6 \cdot 10^{20}; \quad (3.21)$$

Де $V_0 = 1 \text{ см}^3$.

Відповідна об'ємна густина енергії визначається формулою

$$I_V = 2hv \frac{1}{\pi R^2 H_{\text{cyl}}} \quad (3.22)$$

і дорівнювали

$$I_V = n \cdot hv; I_V = 158 \text{ Дж/см}^3.$$

Множник 2 у (3.22) враховує значення відбивання випромінювання рубінового лазера від *InSb*. Відповідна поверхнева густина опромінення, необхідна для насичення збудження зв'язку 1, дорівнює

$$I_s = \frac{I_V}{\alpha}; I_s = \frac{158}{2 \cdot 10^5} = 79 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$$

де α – поглинання (для *InSb* це дорівнює $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$).

Оцінку насичення збудження зв'язку 2 на (Рис.3.1) можна здійснити аналогічно зв'язку 1. Енергія іонізації цього зв'язку дорівнює 1,95 eV. Далі наведено відповідні характеристики для цього випадку

$$V_{06} = 4,1 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3;$$

$$n = 0,24 \cdot 10^{22},$$

$$I_{v2} = 6,84 \cdot 10^2 \text{ Дж/см}^3$$

$$I_{s2} = 0,0684 \text{ Дж/см}^2$$

де I_{s2} – поверхнева щільність. У цьому випадку поглинання α вирівнюється $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Для подальшого підвищення інтенсивності опромінення також реалізується розрив зв'язку 3. Грубо кажучи, характеристики насичення цього явища аналогічні відповідним характеристикам зв'язку 2:

$$I_{v3} = 6,84 \cdot 10^2 \text{ Дж/см}^3; I_{s3} = 0,0684 \text{ Дж/см}^2.$$

Сумарне інтегральне значення поверхневої густини опромінення для різкого відповідного числа зв'язків для *InSb* дорівнює $E_{s1sr} = 0,008 \text{ Дж/см}^2$ для

зв'язку 1; $E_{s2sr} = 0,0692 \text{ Дж/см}^2$ для зв'язку 1 і 2 $E_{\Sigma r(3)} \approx 0,15 \text{ Дж/см}^2$ для всіх трьох зв'язків.

Це наближення дає краще пояснення експериментальних даних як сферичне наближення [1,2], але гірше як прямий метод. Ланцюжок відповідних часів релаксації визначено в [6]. Ці значення відповідають експериментальним даним Рис. 2.2. Після подальшого збільшення інтенсивності опромінення до $0,34 - 0,40 \text{ Дж/см}^2$ ми маємо створення п'яти фаз з тригональною, тетрагональною, гексагональною, полікристалічної та аморфною симетріями [1,2]. Здійснюється візуальне руйнування опромінених матеріалів за інтенсивністю опромінення $0,4 \text{ Дж/см}^2$. Для пояснення цих результатів можна використати теорію фазових переходів і методи необоротної кінетики. Результати його моделювання дозволяють об'єднати в одну систему основні ефекти взаємодії лазерного випромінювання з кристалами.

Насиченням зв'язку збудження є оптичний накачування напівпровідникового лазера [1,2]. Для *InSb* довжина хвилі цього лазерного випромінювання дорівнює значенню його ширини забороненої зони або енергії зв'язку 1 (цей кристал має пряму заборонену зону). Насичення збудження зв'язку 2, в тому числі раніше зв'язку 1, (Рис. 3.1) викликано створенням довгоживучого стану (оборваних зв'язків) і припиненням лазерного опромінення. Таким чином, для створення пошкоджень в режимі насичення необхідно розрізати тільки дві зв'язки з трьома. Цей результат відповідає максимальному значенню кривих на Рис. 2.2. Це можна представити як доповнення до відомих критеріїв Ліндемана і Зейтца [1,2] дефектів створення в твердому тілі. Насичення збудженням всіх трьох зв'язків викликається режимом вільного колективного руху твердого тіла, включаючи плавлення. У цьому випадку має здійснюватися перерозподіл атомів індію та сурми в *InSb*. Ці атоми мають різні коефіцієнти самодифузії. Це викликає рекристалізацію опромінених матеріалів другого порядку, що відповідає вторинному випромінюванню. Це явище називається хаотизацією лазерного

випромінювання або проблемою Хакена [26]. У цьому випадку криві на (Рис. 2.2) прямують до мінімуму. Але відновлення початкових електрофізичних властивостей матеріалів не має місця. Відновлення обірваних зв'язків може бути викликано генерацією оптичного випромінювання з різними довжинами хвиль. Цей ефект відомий як ефект ексимерного лазера. Це зумовлено утворенням старих і нових фаз опромінених матеріалів. Появу нових фаз можна моделювати за допомогою теорії катастроф [4]. Усі ці ефекти зумовлені прямою іонізацією відповідних хімічних зв'язків. Тому необхідно враховувати лазерний відпал напівпровідників з іонною імплантацією. Природа розсіювання світла (стабільні чи нестабільні центри) повинна бути включена в пояснення отримання негативних результатів відпалу іонно-імплантованих шарів антимоніду індія, телуриду ртуті кадмію та телуриду свинцю та олова випромінювання рубінового та неодимового лазерів [1,2]. Для ефективного лазерного відпалу напівпровідників необхідно вибрати лазерне опромінення з максимальним поглинанням у домішковій (іонно-імплантованій дефектній структурі) області спектру поглинання. У цьому випадку теплові ефекти є вторинними ефектами релаксації опромінених матеріалів. Тому необхідно оцінити всі можливі механізми релаксації: кінетичні та динамічні; та можливі механізми збудження (ієрархічна фотоіонізація). У цьому випадку ми повинні включити відповідний ланцюжок часів релаксації. Це необхідно для більш повного представлення та моделювання реальних і можливих фізичних процесів для відповідних режимів взаємодії. Таким чином, це представлення моделювання обірваних зв'язків, які створюються за допомогою лазерного випромінювання, є дуже ефективним методом. Це дозволяє врахувати ефекти рівноважних, нерівноважних і необоротних релаксацій.

Розділ 4.

Проблема моделювання впливу процесів переопромінення та перепоглинання на ефекти релаксаційної оптики

Проблема моделювання процесів необоротної взаємодії лазерного випромінювання з твердим тілом є дуже складною задачею [1-38]. Основні незворотні ефекти можуть носити фотохімічний, термічний або плазмовий характер [1,2]. Але ці процеси можуть мати різну дію. Це можуть бути конкурентні процеси. Проблема моделювання та спостереження нелінійних ефектів в області власного поглинання речовини є досить складною проблемою [1,2]. Таким чином, маємо протиріччя: фотоіонізована природа лазерного випромінювання напівпровідників або інших твердих тіл і лише теплова або плазмова природа необоротної релаксації первинних збуджень. Процеси дуже великої лазерної накачки можуть викликати загасання коливань і появу хаотизації лазерного випромінювання [1,2,26].

Для режимів опромінення, коли час опромінення менше часу релаксації, основними процесами необоротних змін в опроміненних матеріалах у режимі насичення збуджень є прямі процеси фотоінізації, у тому числі багатофотонні процеси поглинання. Для антимоніду та арсеніду індію найбільш вірогідними нелінійними процесами для режиму імпульсного опромінення рубінового лазера є процес дроблення фотонів та їх поглинання. Перший ефект є основним для збудження першого хімічного зв'язку (один фотон розриває $\sim 4 - 5$ зв'язків). Цей факт зумовлений великим часом релаксації $\sim 10^{-7}$ с. Поглинання з підвищенням частоти є результатом розсіювання фотонів рубінового лазера на збуджених електронах першого зв'язку. Цей ефект викликаний розривом другого і третього хімічних зв'язків *InSb*.

Для часу опромінення, меншого за час першої релаксації $\sim 10^{-7}$ с, тут процеси випромінювальної релаксації незначні. Але для режимів опромінення з часом $\sim 10^{-3}$ с процеси переопромінення мають великий вплив на процеси формування незворотних змін в опроміненних матеріалах.

Профілі розподілу донорних центрів в *InSb* після лазерного опромінення мілісекундними імпульсами рубінового лазера та наносекундними серіями неодимового лазера подані на (Рис. 1.4) [24]. Випромінювання створювалося за допомогою рубінового лазера ($\lambda = 0,69 \text{ мкм}$, $\tau_i = 5\text{-}6 \text{ мс}$) крива 1 і 3 (Рис. 1.4) і серії імпульсів Nd: YAG лазер ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $\tau_i = 10 \text{ нс}$ частота повторення імпульсів становила $12,5 \text{ Гц}$) криві 1 (Рис. 1.4). Залежність шарової концентрації електронів після опромінення рубіновим лазером представлена на кривій 1 (Рис. 1.4) Значення порогової енергії творення n -шарів дорівнює $\sim 5 \text{ Дж/см}^2$. Для щільності енергії мала місце тенденція до насичення шарової концентрації $\sim 30 \text{ Дж/см}^2$. Для цього значення опромінення має місце плавлення поверхні.

Більш висока концентрація донорних центрів для більш коротких режимів опромінення (Рис. 2.1) зумовлена процесами перевипромінювання. Для режимів опромінення $\tau_i \gg \tau_{r1}$ ми маємо два види опромінення: первинне, основне, опромінення рубіновим лазером $h\nu = 1,78 \text{ eV}$, і вторинне перевипромінювання $h\nu = E_g = 0,18 \text{ eV}$ для *InSb* [1,2,13].

Приблизну оцінку ефектів переопромінення можна зробити за допомогою наступних формул. Перша частина перепоглинання рівняється $I_{r1} = \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} I_0 e^{-\alpha x}$. Нехай ця частина поглинутого випромінювання перевипромінюється. У наступний час поглинене випромінювання може бути представлене в наступному вигляді [13].

$$I_{r2} = \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_{r1}}{\tau_i}\right) I_0 e^{-\alpha x} + \frac{\tau_{r1}}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_{r1}}{\tau_i}\right) I_0 e^{-\alpha_1 x} I_0 e^{-\alpha_2 x} \quad (4.1)$$

де α_1 – коефіцієнт поглинання випромінювання $h\nu = E_g$ (лазерний ефект) і α_2 – коефіцієнт поглинання «переопроміненого» випромінювання.

Другий член у (4.1) представляє зворотне поглинання, яке викликає незворотні зміни в напівпровіднику. Часи другої і третьої релаксації значно більші за час опромінення. Тому другий доданок у (4.1) можна представити як “незворотний” доданок. Для отримання числа перевипромінювання n треба

другий доданок формули (4.1) помножити на n і прирівняти до інтенсивності насичення збудження I_{sat} [13].

Коли

$$n = \frac{\tau_i I_{sat}}{\tau_r \left(1 - \frac{\tau_r}{\tau_i}\right) I_0}. \quad (4.2)$$

Після підстановки належне значення I_{sat} для [331, 337] і I_0 для Рис. 2.1 маємо $n \cong 10 \div 300$ [13].

Це дуже грубі оцінки. Але експериментальні дані Рис. 2.1 та Рис.2.2 і підтверджують цю гіпотезу. Поверхневі та об'ємні концентрації донорних центрів після опромінення наносекундними імпульсами рубінового лазера на 3–4 порядки більше, ніж після мілісекундного опромінення (Рис.2.1 , Рис.2.2).

Для цього випадку ми можемо запропонувати наступну просту модель. Частина поглиненого випромінювання з урахуванням процесу n – переопромінення можна представити у вигляді

$$I_n = \frac{\tau_r}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_r}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_r}{\tau_i} \left(1 - \frac{\tau_r}{\tau_i} \right) \dots \right) \right) I_0 e^{-\alpha x}. \quad (4.3)$$

Використовуючи формулу геометричної прогресії, це співвідношення можна представити в наступному вигляді:

$$I_n = \frac{\frac{\tau_r}{\tau_i}}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_i}} I_0 e^{-\alpha x}. \quad (4.4)$$

За допомогою формули (4.4) можна отримати співвідношення для $\frac{\tau_r}{\tau_i}$ для кривих 2 і 3 Рис. 2.1. У цьому випадку ми можемо приблизно оцінити I_n як середнє значення для хвостів цієї кривої і $I_0 e^{-\alpha x}$ як середнє значення для їх приповерхневих частин. Для цього випадку маємо $\frac{\tau_r}{\tau_i} \approx 0,05 - 0,1$. Для опромінення рубіновим лазером крива 2 на Рис. 2.1 можна визначити час релаксації $\tau_r \approx (0,05 - 0,1) \tau_i \approx (0,25 - 0,5) \text{ мс}$. Цей час дорівнює нулю для кривої 1 Рис. 2.1, оскільки процеси вторинного переопромінення не впливають на необоротні процеси.

Можна порівняти ефективність генерації донорних центрів генерації для наносекундного (крива 3 Рис. 2.1) і мілісекундного (крива 2 Рис. 1.4) режимів опромінення. Крива 3 Рис. 2.1 представляє чистий незворотний процес. Тому порівняльну ефективність використання мілісекундного лазерного випромінювання для створення незворотних змін в опроміненій речовині можна визначити за допомогою наступної формули [13].

$$\beta = \frac{I_{sat}/N_{avcat}}{I_{ir}/N_{avir}}. \quad (4.5)$$

Це значення дорівнює $2,5 \cdot 10^{-6}$ для приповерхневої частини кривої 2 (Рис. 1.4) та $2,5 \cdot 10^{-7}$ для хвостової частини кривої 2 Рис. 1.4. Для кривої 1 Рис. 1.4 ця ефективність дорівнює $2 \cdot 10^{-6}$. Таким чином процеси переопромінення можна використовувати для формування більш глибоких шарів опроміненої речовини.

Форми профілів донорних центрів також різні. Максимум розподілу зміщується в об'ємі для наносекундного режиму опромінення. Цей ефект не характерний для мілісекундного режиму опромінення Рис. 2.1.

Багатоімпульсний режим опромінення наносекундним Nd:YAG лазером аналогічний рубіновому лазеру в мілісекундному режимі, але для цього випадку ми маємо більш дискретний процес опромінення. Перевипромінювання зумовлює зменшення концентрації донорних центрів і збільшенням глибини донорних шарів.

Ефект первипромінювання в релаксаційній оптиці аналогічний відомим Урка-процесу Гамова [13] і тому може бути названий оптичним Урка–процесом.

Стільникова модель [40] лазерного відпалу може бути реалізована і в цьому випадку. Ця модель може бути використана для моделювання вторинних процесів плазмової та термічної релаксації, включаючи також створення наноструктур після подальшого збільшення інтенсивності лазерного опромінення [28]. Ці наноструктури (нанопагорби) мають різну висоту, яка регулюється інтерференційною картиною [28]. Ця закономірність може мати

різну природу: взаємодія падаючого та відбитого випромінювання [13], падаючого та перевипромінюваного випромінювання [13] та ін.

Самі ж процеси такого типу отримали назву лазерної імплантації [1,2]. Вони можуть бути використані для створення нових оптоелектронних технологій. Проблеми створення тривимірних періодичних електронних структур є досить актуальною у сучасній оптоелектроніці.

За допомогою цих процесів ми можемо отримувати потрібні властивості матеріалів і пристроїв. Висока термостабільність отримання донорних центрів на антимоніді індію дозволяє підвищити чутливість фотоприймачів на антимоніді та арсеніді індію. Але для цього необхідно вибрати відповідний режим опромінення.

Цей метод дозволяє отримати матеріали з властивостями, які неможливо отримати за допомогою інших методів. Таким чином, використання цього методу розширює фундаментальні та прикладні аспекти сучасної лазерної фізики та оптоелектроніки.

ВИСНОВКИ

1. Проаналізовані експериментальні доні по взаємодії лазерного випромінювання з антимонідом та арсенідом індію
2. Наведена процедура вибору форми зразків для вимірювання ефекту Холла та обґрунтована методика оберненого резерфордівського розсіяння іонів та вимірювання ефекту Холла з пошаровим стравлюванням матеріалу.
3. Розглянуто адаптовані моделі фотоефекту (одно та дводифузійне наближення для пояснення форми лазерно-індукованих профілів розподілу донорних центрів в *InSb* та *InAs*).
4. Проаналізовано каскадну модель збудження хімічних зв'язків в режимі насичення збудження та проведене мікроскопічне моделювання наведених експериментальних результатів.
5. Представлено феноменологічна модель яка дозволяє пояснити лазерно-індуковані процеси переопромінення та перепоглинання в антимоніді індію (оптичний урка–процес).
6. Запропоновані критерії вибору параметрів лазерного випромінювання для лазерного легування матеріалів, лазерного відпалу іонно-імплантованих шарів напівпровідників, та інших видів лазерних обробок.

Список використаних джерел

1. Trokhimchuck P.P. Foundation of Relaxed Optics. Lutsk:Vezha, 2006. 294 p.;
2. Trokhimchuck P.P. Foundations of Relaxed Optics. Lutsk:Vezha, 2011. 627 p.
3. Trokhimchuck P.P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions. Lutsk: Vezha-Print, 2013. 280 p.
4. Трохимчук П. П. Нелінійні динамічні системи: підручник. Луцьк: Вежа-Друк, 2020. 316 с.
5. Trokhimchuck P.P. Photon Efficiency: Retrospective and Perspective. IJARPS, vol.9, is. 5, 2022. P. 114.
6. Trokhimchuck P. P. Problem of saturation of excitation in Relaxed Optics. Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, vol. 14, is.2-3,2012. P.363–370.
7. Trokhimchuck P.P. Problems of modeling the creation the surface laser-induced structures in Relaxed Optics. Bulletin of Karazin Kharkiv National University. Physics. Is. 27, 2017. P. 35 – 43.
8. Trokhimchuck P. P. Problems of modeling the phase transformations in Nonlinear and Relaxed Optics (review) P. P. Trokhimchuck Int J. Eng. Res. @ Developm. (IJERD). Vol.14, Is.2, 2018. P. 48-61.
9. Trokhimchuck P. P. Problems of reradiation and reabsorption in Nonlinear and Relaxed Optics. IJARPS, Vol. 4, Is.2, 2017. P.37-50
10. Trokhimchuck P. P. Radiation Physics of Status Solid. Lutsk: Vezha, 2007. 394 p. (In Ukrainian)
11. Trokhimchuck P. P. Recent Research and Development Satus of Relaxed Optics and Laser Technology: A Review. Optics and Photonics Journal 11 (7), 2021. P. 210-263
12. Trokhimchuck P. P. Relaxed Optics: Necessity of Creation and Problems of Development. IJARPS, vol. 2, is. 3, 2015. P. 22-33.
13. Trokhimchuck P. P. Relaxed Optics: Modelling and Discussions. Saarbrukken: Lambert Academic Press, 2020. 249 p.

14. Trokhimchuk P. P. *Relaxed Optics: Modelling and Discussions 2*. Saarbrücken-Cisinau: Lambert Academic Press, 2022. 210 p.
15. Trokhimchuk P. P. *Relaxed Optics: Realities and Perspectives*. Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2016. 260 p.
16. Trokhimchuk P. P. Role Physical-Chemical Processes in the Generation of Laser-Induced Structures. In: *Research Trends in Chemical Sciences*, ed. Ashok Kumar Acharya, vol. 11, ch.6. New Delhi, AkiNik Publications, 2020. P. 109-140.
17. Trokhimchuk P. P. Saturation of Excitation and Critical Processes in Nonlinear and Relaxed Optics. *Recent Review and Research in Physics*. Ed. Jayminkumar Rajanikant Ray, S.S. Sharma, vol. 1, ch. 3. New Dehly: AkiNik Publications, 2022. P. 69-98
18. Trokhimchuk P. P. Some Electrodynamics Problems of Modelling the Nucleation and Crystallization *IJARPS*, vol. 10, is. 3, 2023. P. 19-34.
19. *Advances in laser materials processing. Technology, research and applications*. Ed. Lawrence J. Amsterdam: Elsevier ltd., .2018. 780
20. *Advances Laser Technologies. Book of Abstracts of 19th International Conference on Advanced Laser Technologies. 3 – 8 September 2011 Golden Sands resort, Bulgaria*. 174 p.
21. Birnbaum M. Semiconductor surface damage produced by Ruby Laser. *Journal of Applied Physics*, vol. 36, Issue 11, 1965. P. 3688–3689.
22. BobytskiYa. V., Matviyishyn G. L. *Laser technologies. Part 1*. Lviv: Lvivska Politekhnika Publishing, 2015. 319 p. (in Ukrainian)
23. BobytskiYa. V., Matviyishyn G. L. *Laser technologies. Part 2*. Lviv: Lvivska Politekhnika Publishing, 2020. 320 p. (in Ukrainian)
24. Bogatyryov V.A., Kachurin G.A. The creation low resistively n -layers on *InSb* with help the impulse laser irradiation. *Physics and technical of semiconductors*, v.11, No.1, 1977. P.100-102. (In Russian)
25. Felsen L. B., Marcuvitz N. *Radiation and Scattering of Waves*. New York: John Wiley @ Sons, 1994. – 924 p.

26. Haken H. Laser light dynamics II. Amsterdam a.o, New York, North Holland 1986. 336 p.
27. Kurbatov L.N., Stoyanova I.G., Trokhimchuck P.P., Trokhin A.S. Laser annealing of semiconductors $A_{III}B_V$. Reports of Soviet Academy of Science, vol. 268, No.3, 1983. P. 594–597, (In Russian)
28. Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology, Model and Properties Nanowires Science and Technology ed. Nicoletta Lupu. Vukovar: Inech, 2010. P.61–82.
29. Mishra S. Laser Beam Micro Machining. Optics and Lasers in Engineering, vol. 73, 2015. P. 89-122.
30. Zewail A.H. Femtochemistry: Recent progress in studies and control of reactions and their transitions states. J. Phys. Chem., vol. 100, No.31, 1996. P. 12701 – 12704.
31. Ziętek B. Optoelektronika. Toruń: Wydawnictwo uniwersyte to Nikolaja Kopernika, 2005. – 615s. (In Polish)
32. Кушнір О., Корчак Ю., Луців-Шумський Л., Рихлюк С. Експериментальна оптика. Львів: Університетське видавництво імені Івана Франка, 2009. 466 с.
33. Lasers in Materials Science. Eds. Castillejo M., Ossi P. M., Zhigilei L. Springer Series in Materials Science, Volume 191. Stuttgart: Springer Verlag, 2012. 388 p.
34. Романюк М. О., Крочук А. С., Пашук І. Г. Оптика. Львів: Вид-во КНУ імені Івана Франка, 2012. 564 с. (українською)
35. Adachi S. Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors. Numerical Data and Graphical Information. Boston: Springer Verlag, 1999. 725 p.
36. Кухаркин Э.С. Основы технической электродинамики. М.: Высшая школа, 1969. 510 с. (російською)
37. Blatt F. Physics of Electronic Conduction in Solids. New York: McGraw-Hill Book Company, 1968. 235 p.
38. Von Madelung O. Physics of III - V Compounds. New York: John Wiley @ Sons, 1964. 409 p.

39. Prinsloo L. C., Lee M. R. Laser induced formation of a *Teon CdTe*. Internet Archive (University of Pretoria @ University of North South Africa). 2003-2005. 2p..
40. Philips J.C. Meta stable honeycomb model of laser annealing. *Journal of Applied Physics*, No.12, Vol. 52, 1981. P.7397–7402.
41. Popescu I.M., Preda A.M., Cristescu C.P., Sterian P.E., Lupașcu A.I. *Probleme rezolvate de fizică azerilor*. București: Editura tehnică, 1975. 443 p. (In Romanian).
42. Laughlin R. B. (1981). Quantized Hall conductivity in two dimensions. *Physical Review B*, 23(10), 5632–5633.
43. Trokhimchuk P., Fedik B. Photon efficiency: retrospective and perspective. *Proc. XII Int. Conf. RNAOPM'2024*. Base VNU “Hart”, June 01-04, 2024. P. 10-11.
44. Trokhimchuk P., Fedik B. Some problems of modelling Relaxed Optical processes in indium antimonide and indium arsenide. *Proc. VIII international scientific and practical conference «Physics and chemistry of solid: state, results and perspectives»* October 18-19, 2024. Lutsk: National Technical University, 2024. P. 177-178.
45. Ryssel H., Ruge I. *Ion Implantation*. New York a.o.: John Wiley @ Sons, 1986 459 p.
46. von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. (1980). New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance. *Physical Review Letters*, 45(6), 494–497.
47. Laughlin R. B. (1981). Quantized Hall conductivity in two dimensions. *Physical Review B*, 23(10), 5632–5633.
48. *Atomic diffusion in semiconductors* Ed. D. Show New York Plenum Press, 1973, 607 p.
49. Willoughby A. F. W. *Atomic diffusion in semiconductors* *Rep. Prog. Phys.* Vol 41 1978. P.1665-1705
50. Баранский П. И., Ключков В. П., Потикевич И. В. *Полупроводниковая электроника. Справочник*. – Киев: Научная мысль, 1975. 704с. (російською)