УДК 621.375.826:006.91

О.С. Гаркавенко, канд. техн. наук, доц., С.В. Лєнков, д-р. техн. наук, проф.,
Ю.О. Гунченко, канд. техн. наук, доц., В.А. Мокрицький, д-р. техн. наук, проф.

ВИПРОМІНЮВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО P-N -ПЕРЕХОДУ ПІД ДІЄЮ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У роботі досліджені епітаксійні $p-n-$ переходи з GaP, що представляють собою підкладки товщиною ~ 400 мкм із епітаксійним шаром $p-$ типу провідності товщиною 20 мкм. Оцінюється кількісне значення інтенсивності рекомбінаційного випромінювання.

Ключові слова: епітаксійний шар, рекомбінаційне випромінювання, лазерний імпульс, напівпровідниковий кристал.

We have studied the epitaxial transitions, which constitute the substrate thickness of 400 microns with epitaksionnym fiber type thickness of 20 microns. Estimated the quantitative value of the intensity of recombination radiation.

Keywords: epitaxy layer, recombination radiation, the laser pulse, the semiconductor crystal.

Вступ. Відомо, що епітаксійний $p-n-$ перехід з фосфіду галію, легованого цинком і киснем, при прямому зміщенні випромінює у видимій області спектра $\lambda = 710$ нм – червоний колір [1].

В роботі досліджені епітаксійні $p-n-$ переходи з GaP, що представляють собою підкладки товщиною ~ 400 мкм із епітаксійним шаром $p-$ типу провідності товщиною 20 мкм. Лазерне випромінювання із $\lambda = 1{,}06$ мкм і піковою потужністю $P = 1{,}3$ кВт, тривалістю імпульсу $\tau = 250$ нс і частотою повторення $f = 50$ кГц (використовувався технологічний лазер ЛТІ-502 на АІГ у режимі модульованої добротності), сфокусоване за допомогою формуючої оптики в пляму діаметром 40 мкм, сканувалося перпендикулярно площині $p-n-$ переходу (рис. 1). Глибина проникнення лазерного випромінювання в пластину досягає $L \sim 350$ мкм. При цьому спостерігалося червоне світіння із $\lambda = 710$ нм у максимумі випромінювання, інтенсивність якого склала ~ 10^{18} фотон/(см^2·с) (вимірялася за допомогою каліброваного фотоприймача) (рис. 2).

Аналіз результатів, гіпотеза. При аналогічних експериментах з монокристалічними пластинами GaP $n-$ або $p-$ типу провідності без епітаксійного $p-n-$ переходу ніякого випромінювання із пластин не спостерігалося. Це говорить про те, що ні двохфотонне поглинання, ні теплове світіння не можуть бути відповідальні за спостережуване випромінювання $p-n-$ переходу.

Автори припускають, що спостережуване випромінювання відбувається за рахунок неелектричної інжекції електронів у $p-n-$ перехід. Пропонується наступна модель механізму цього явища: при поглинанні потужного лазерного випромінювання в області впливу на кристал напівпровідникова сполука GaP дисоціює на легколетючий неметалічний газоподібний компонент – фосфор і нелетучий рідкий металевий компонент – галій [2, 3]. Випарюваний фосфор під дією локального нагрівання і тиску вилітає в навколишній простір з великою швидкістю. При цьому виникає реактивна сила, що притискає рідкий металевий галій до $p-n-$ переходу структури GaP. При гальмуванні атомів галію вільні електрони інжектуються в $p-n-$ перехід, викликаючи випромінювальну рекомбінацію й описане вище червоне світіння [4].

© Гаркавенко О.С., Лєнков С.В., Гунченко Ю.О., Мокрицький В.А., 2011

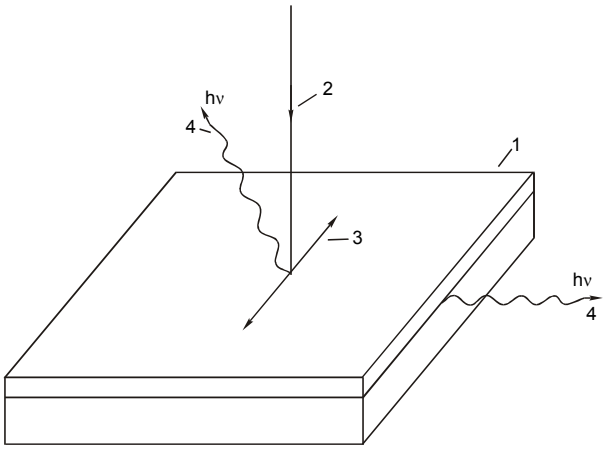


Рис. 1. Схема досліду:
1 – епітаксійний $p-n$ – перехід з GaP;
2 – скануючий лазерний пучок;
3 – напрямок сканування; 4 – випромінювання червоного кольору з $p-n$ – переходу

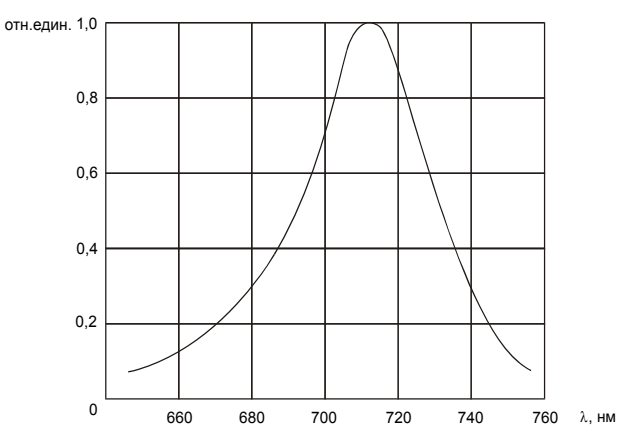


Рис. 2. Спектр випромінювання $p-n$ – переходу

в $\vartheta_1 = \left[\dfrac{2(\alpha' E - NE_D}{\dfrac{N}{2}m_2}\right]^{\frac{1}{2}}$ **е, формулу видалити**

Модель досліджуваного явища. Розглянемо більш докладно запропоновану модель в умовах впливу одиночного лазерного імпульсу на напівпровідниковий кристал. Максимальна зміна температури області кристала, підданої дії імпульсу лазерного випромінювання тривалістю τ_0, пропорційна повній енергії імпульсу E:

$$\Delta T_{\max} = \frac{\alpha L}{cm_1 N}\exp\left[-\frac{\sigma}{cm_1 N}\tau_0\right]\int_0^{\tau_0} P(t)dt = \frac{\alpha'}{cm_1 N}, \qquad (1)$$

де α – коефіцієнт поглинання; c – питома теплоємність матеріалу; m_1 – маса молекули GaP; σ – коефіцієнт теплообміну; $P(t)$ – потужність випромінювання.

Кількість тепла, що виділяється в цій області, дорівнює:

$$cm_1 N\Delta T_{\max} = Q = \alpha' E,\ \alpha' = \alpha L. \qquad (2)$$

Із закону збереження енергії виходить, що тепло Q йде на дисоціацію молекул фосфіду галію: $GaP = Ga_{(рід)} + \frac{1}{2}\cdot P_{2(газ)}$ або $GaP = Ga_{(рід)} + \frac{1}{4}\cdot P_{4(газ)}$ (у наших умовах найбільш імовірна перша [5]) і на передачу молекулам фосфору кінетичної енергії $\dfrac{m_2\vartheta_1^2}{2}$. Тоді:

$$Q = NE_D + N_1\frac{m_2\vartheta_1^2}{2} \qquad (3)$$

де N – число молекул фосфіду галію, підданих лазерному впливу; $N_1 = \dfrac{N}{2}$, m_2, ϑ_1 – число, маса й швидкість молекул фосфору, що випаровуються, відповідно; E_D – енергія дисоціації молекул фосфіду галію.

З (1), (2) і (3) знайдемо ϑ_1:

$$\vartheta_1 = \left[\frac{2(\alpha' E - NE_D}{\frac{N}{2}m_2}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (4)$$

Рівняння руху рідкого металевого галію до $p-n$ – переходу під дією реактивної сили має вигляд:

$$m_3\frac{d\vartheta_2}{dt} = -\vartheta_1\frac{dm_3}{dt} \qquad (5)$$

Рішення (5) являє собою рівняння Ціолковського [6]:

$$\vartheta_2 = \vartheta_0 + \vartheta_1 \ell n\frac{m_0}{m_3}, \qquad (6)$$

де ϑ_0 й m_0 – початкові значення швидкості й маси рідкого галію при $t = 0$.

У нашому випадку $\vartheta_0 = 0$, а m_3 – маса рідкого галію, притиснутого до $p-n$ – переходу. У такий спосіб:

$$\vartheta_2 = \vartheta_1 \ell n\frac{m_0}{m_3} = \left[\frac{2(\alpha' E - NE_D)}{\frac{N}{2}m_2}\right]^{\frac{1}{2}}\ell n\frac{m_0}{m_3} \qquad (7)$$

Оскільки атоми й електрони в рідкому галії до гальмування рухаються з однаковою швидкістю, то вираз для щільності електронного струму, інжектованого в $p-n-$ перехід, має вигляд:

$$j = n \cdot e \cdot \vartheta_2 , \qquad (8)$$

Вона дорівнює щільності струму, що тече через $p-n-$ перехід:

$$j_0 = j \text{ або} \qquad (9)$$

$$j_s(e^{eu/kT} - 1) = n \cdot e \cdot \vartheta_2 ,$$

де j_s – струм насичення; u – напруга в $p-n-$ переході.

З (9) знаходимо концентрацію електронів n, інжектованих у $p-n-$ перехід:

$$n = \frac{j_s(e^{eu/kT} - 1)}{n \cdot e \cdot \vartheta_2} . \qquad (10)$$

Повну швидкість внутрішньої випромінювальної рекомбінації R_r, що визначає повний потік рекомбінаційного випромінювання I без врахування перепоглинання епітаксійною структурою, можна представити у вигляді:

$$I \sim R_r \sim \frac{nd}{\tau} , \qquad (11)$$

де τ – час життя носіїв заряду; а d – товщина $p-n-$ переходу.

Підставляючи в (11) значення n з (10), остаточно одержимо:

$$I \sim \frac{j_s(e^{eu/kT} - 1)d}{e\tau\left[\frac{2(\alpha' E - NE_D}{\frac{N}{2}m_2}\right]^{\frac{1}{2}} \ell n\frac{m_o}{m_3}} . \qquad (12)$$

Заключення. Оцінимо кількісне значення інтенсивності рекомбінаційного випромінювання. В умовах нашого експерименту $E = 3250$ ерг, $\alpha' = 6{,}55 \cdot 10^4$, $E_D = 3{,}54 \cdot 10^{-2}$ ерг, $N = 6 \cdot 10^9$, $NE_D = 21{,}24 \cdot 10^7$ ерг, $m_2 = 99{,}2 \cdot 10^{-24}$ г, $\frac{N}{2}m_2 = 297 \cdot 10^{-15}$ г, $m_0 = 128 \cdot 10^{-15}$ г, $m_3 = 77 \cdot 10^{-19}$ г, $0\,\tau = 10^{-7}$ с, $d \sim 0{,}1$ мкм, $j_s = 100$ мА/см^2, $u = 0{,}47$ В, $T = 293$ К.

Підставляючи значення цих величин в (12), одержимо $I \sim 1{,}3 \cdot 10^{18}$ фотон/(см^2·с), що добре узгоджується з отриманим експериментальним значенням.

На рисунку 3 представлена залежність інтенсивності рекомбінаційного випромінювання від енергії лазерного імпульсу, розрахована за формулою (12).

З рисунку видно, що із збільшенням енергії лазерного імпульсу інтенсивність рекомбінаційного випромінювання зменшується. Очевидно, це пов'язано з тим, що із збільшенням енергії лазерного імпульсу епітаксійна структура сильно нагрівається й $p-n-$ перехід починає деградувати.

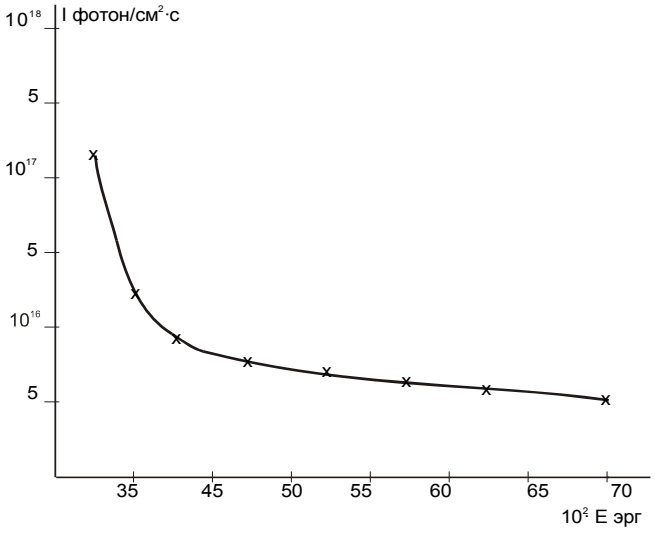


Рис. 3. Залежність інтенсивності рекомбінаційного випромінювання від енергії лазерного імпульсу

1. О. Маделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. – М.: Мир, 1967. 2. А.С. Гаркавенко, П.С. Кособуцкий, В.А. Мокрицкий. Формирование омических контактов на поверхности полупроводниковых соединений. Технол. и конструир. в электрон. аппаратуре. № 2, 1993. – С. 40–41. 3. П.С. Кособуцкий, А.С. Крочук, Р.И. Пелещишин, А.С. Гаркавенко. Способ формирования омических контактов на поверхности соединений A_3B_5. А.С. № 96073532 от 27.07.1995 г. 4. А.С. Гаркавенко, С.В. Лєнков, В.А. Мокрицький. Напівпровідникові лазери з електронним збудженням / Монографія. – Одеса: Астропринт, 2006. – 400 с. 5. Л.И. Марина, А.Я. Нашельский, Л.И. Колесник. Полупроводниковые фосфиды $A^{III}B^{V}$ и твердые растворы на их основе. – М.: Металлургия, 1974. – 232 с. 6. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. Справочник по физике. – М.: Наука, 1974.

Надійшла до редколегії 15.09.11