

3. Mendoza-Ruiz, D. C. Dispersion of graphite nanoparticles in a6063 aluminum alloy by mechanical milling and hot extrusion [Text] / D. C. Mendoza-Ruiz, M. A. Esneider-Alcala, I. Estrada-Guel, M. Miki-Yoshida, M. Lopez-Gmez, R. Martinez-Sanchez // Reviews on advanced materials science. — 2008. — Vol. 18. — P. 280–283.
4. Арзамасов, Б. Н. Конструкционные материалы [Текст] / Б. Н. Арзамасов. — М.: Машиностроение, 1990. — 687 с.
5. Ковалева, А. В. Композиционные материалы в технике и исследование возможностей получения изделий из разнородных материалов в литейном производстве [Текст]: учебное пособие / А. В. Ковалева, А. А. Черный. — Пенза: Пензенский государственный университет, 2008. — 161 с.
6. Андреева, А. В. Основы физикохимии и технологии композиций [Текст] / А. В. Андреева. — М.: Радиотехника, 2001. — 191 с.
7. Balog, M. Forged HITEMAL: Al-based MMCs strengthened with nanometric thick Al₂O₃ skeleton [Text] / M. Balog, P. Krizik, M. Nosko, Z. Hajovska, M. Victoria Castro Riglos, W. Rajner, D.-S. Liu et al. // Materials Science and Engineering: A. — 2014. — Vol. 613. — P. 82–90. doi:10.1016/j.msea.2014.06.070
8. Habibnejad-Korayem, M. Work hardening behavior of Mg-based nano-composites strengthened by Al₂O₃ nano-particles [Text] / M. Habibnejad-Korayem, R. Mahmudi, W. J. Poole // Materials Science and Engineering: A. — 2013. — Vol. 567. — P. 89–94. doi:10.1016/j.msea.2012.12.083
9. Ustinov, A. Diffusion welding of aluminium alloy strengthened by Al₂O₃ particles through an Al/Cu multilayer foil [Text] / A. Ustinov, Y. Falchenko, T. Melnichenko, A. Shishkin, G. Kharchenko, L. Petrushinets // Journal of Materials Processing Technology. — 2013. — Vol. 213, № 4. — P. 543–552. doi:10.1016/j.jmatprotec.2012.11.012
10. Sun, W. Preparation of nano-Al₂O₃ dispersion strengthened coating via coating-substrate co-sintering and underwater shock wave compaction [Text] / W. Sun, X. Li, K. Hokamoto // Ceramics International. — 2013. — Vol. 39, № 4. — P. 3939–3945. doi:10.1016/j.ceramint.2012.10.241
11. Дёмин, Д. А. Оптимизация технологического процесса в цехе предприятия [Текст] / Д. А. Дёмин // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. — 2005. — № 6/1. — С. 48–59.
12. Коваленко, Б. П. Оптимизация состава холоднотвердеющих смесей (ХТС) с пропиленкарбонатом [Текст] / Б. П. Коваленко, Д. А. Дёмин, А. Б. Божко // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. — 2006. — № 6. — С. 59–61.

УПРАВЛІННЯ ЯКІСТЮ КОМПОЗИЦІЙНОГО СПЛАВУ ТИПУ СПЕЧЕНИЙ АЛЮМІНІЄВИЙ ПОРОШОК (САП)

У статті представлений аналіз складу і властивостей різних дисперсно-зміцнених композиційних матеріалів на основі алюмінію, що застосовуються при виробництві аерокосмічної техніки. Проведено аналіз властивостей даних матеріалів для забезпечення управління їхньою якістю. Побудовано математичні моделі залежності параметрів САП від вмісту оксиду алюмінію і температури.

Ключові слова: композиційний матеріал, дисперсно-зміцнений, алюміній, міцність, математична модель, границя пластичності, границя міцності.

Макаренко Дмитрій Николаевич, асистент, кафедра автомобілей та транспортної інфраструктури, Національний аерокосмічний університет ім. Н. Е. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», Україна, e-mail: makaronesi@ukr.net.

Макаренко Дмитро Миколайович, асистент, кафедра автомобілів та транспортної інфраструктури, Національний аерокосмічний університет ім. М. Е. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», Україна.

Makarenko Dmytro, Zhukovsky National Aerospace University «Kharkiv Aviation Institute», Ukraine, e-mail: makaronesi@ukr.net

УДК 681.3

DOI: 10.15587/2312-8372.2014.34756

Федотов В. В.

СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

Досліджено та проаналізовано оптичні властивості напівпровідникових матеріалів. В результаті теоретичного аналізу було виявлено основні залежності показників заломлення, поглинання та відбиття від довжини хвилі випромінювання. Встановлено залежність між інтенсивністю падаючого пучка та інтенсивністю вихідного (відбитого або такого, що пройшов через напівпровідник) пучка з урахуванням коефіцієнту поглинання (відбиття) матеріалу.

Ключові слова: напівпровідник, оптична властивість, фотон, оптична ширина забороненої зони, показник заломлення.

1. Вступ

В останній час відбувається постійне зростання обсягів інформації, що передається в обчислювальних системах, що обумовлює для них актуальність проблем паралельного введення великої кількості інформації. Вже досить довгий час існують електрично керовані напівпровідникові транспаранти, які мають оптичні виходи. Однак, такі пристрої мають багато проблем. Вони, зазвичай, споживають багато енергії, тому і не використовуються масово у пристроях, що працюють в реальних цифрових системах [1].

Дослідження нелінійно-оптичних явищ у напівпровідниках викликає підвищений інтерес, як з погляду фундаментальної науки, так і з погляду величезних перспектив практичного використання результатів досліджень при створенні нових приладів квантової електроніки. Розвиток лазерної техніки й можливість генерації коротких і ультракоротких імпульсів дозволили виявити й досліджувати нові явища, у тому числі й вищеописаний ефект самовідбиття.

Найбільш характерною оптичною властивістю напівпровідника є існування краю поглинання E_0 . Для

фотонів з енергіями менше, ніж E_g , напівпровідник більш прозорий, фотони з енергіями, що перевищують E_g , поглинаються в ньому. Дослідження області прозорості дає нам інформацію про різні недосконалості в кристалічній решітці (наприклад, домішках, дефектах, фононах, носіях струму). Структура краю поглинання відбиває структуру зони провідності й валентної зони в області, де вони близькі один до одного.

Тільки останнім часом була звернена увага на оптичні властивості напівпровідників в області, що простирається від краю поглинання у бік високих енергій, де поглинання велике. Ці дослідження дали багато відомостей про зонну структуру напівпровідників в області, раніше недоступної, і у великій мірі сприяли детальному розумінню електронної структури напівпровідників. Знання зонної структури в областях, далеких від екстремумів валентної зони й зони провідності, необхідно для рішення багатьох проблем, таких, як проблема «гарячих електронів», ударна іонізація, ударна рекомбінація, квантовий вихід внутрішнього фотоефекта, зовнішня електронна емісія й оптичні властивості [2].

2. Аналіз літературних даних та постановка проблеми

У цей час істотно підвищився інтерес до досліджень ефектів когерентного нелінійного поширення лазерного випромінювання в напівпровідниках. До них можна віднести ефекти самофокусування, самоіндукованої прозорості, оптичної нутації, оптичної луни, бістабільності й мультистабільності, які пов'язані з більш загальним ефектом — так званим оптичним Штарк-ефектом. Ще одним із проявів оптичного Штарк-ефекту є ефект самовідбиття лазерного випромінювання, який був передвіщений і вивчений для середовища, що складається із дворівневих атомів. Фізично він полягає в тому, що в напівнескінченному оптичному однорідному нелінійному середовищу виникає зворотна хвиля на індукованій полем прямій хвилі просторово неоднорідному розподілі нелінійного показника переломлення середовища. Тому що напівпровідники мають широку розмаїтість механізмів і великих значень оптичних нелінійностей і малим часом релаксації, то варто очікувати більш яскравого прояву ефекту самовідбиття у власних напівпровідниках у системі екситонів і біекситонів. Добре відомо, наприклад, що процеси двохфотонного порушення біекситонів з основного стану кристала й оптичної екситон-біекситонної конверсії характеризуються гігантськими силами осцилятора й вузькими, δ -образними полосами випромінювання. Детально був вивчений ефект самовідбиття в напівпровідниках при різних механізмах нелінійності [3].

В низці робіт литовських авторів [4, 5] була досліджена кореляція мікроструктури пористих шарів n -GaAs і їх оптичних властивостей, що отримані методом спектральної еліпсометрії в діапазоні енергій квантів 1–5 еВ. В роботі [6] було виявлено синю та ультрафіолетову фотолюмінесценцію (УФ) в пористому n -GaP. Автори віднесли появу УФ смуги до квантово-розмірного збільшення ширини забороненої зони, тобто до ефектів квантового обмеження, а пік максимуму в синій області — до радіаційних переходів електронів на більш глибокі рівні. В [7] досліджувався вплив пористого шару на величину забороненої зони в GaP. Показано, що саме збільшення забороненої зони обумовлює також

зміни фотоакустичних спектрів, фотолюмінесценції та комбінаційного розсіяння.

Однак у цих роботах не розглядався ефект самовідбиття при обліку декількох механізмів нелінійності.

3. Мета та задачі дослідження

Проведене дослідження ставило за мету огляд сучасного стану досліджень оптичних властивостей напівпровідникових матеріалів у видимій та ультрафіолетовій областях спектру.

Для досягнення поставленої мети вирішувалася наступні задачі:

- проаналізувати оптичні властивості напівпровідникових матеріалів;
- виявити основні залежності показників заломлення, поглинання та відбиття від довжини хвилі випромінювання;
- встановити залежність між інтенсивністю падаючого пучка та інтенсивністю вихідного (відбитого або такого, що пройшов через напівпровідник) пучка з урахуванням коефіцієнту поглинання (відбиття) матеріалу.

4. Аналіз оптичних властивостей напівпровідникових матеріалів

Поглинання світла напівпровідниками обумовлено переходами між енергетичними станами зонної структури. З огляду на принцип заборони Пауля, електрони можуть переходити тільки із заповненого енергетичного рівня на незаповнений. У власному напівпровіднику всі стани валентної зони заповнені, а всі стани зони провідності незаповнені, тому переходи можливі лише з валентної зони в зону провідності. Для здійснення такого переходу електрон повинен одержати від світла енергію, що перевищує ширину забороненої зони. Фотони з меншою енергією не викликають переходів між електронними станами напівпровідника, тому такі

напівпровідники прозорі в області частот $\omega < \frac{E_g}{\hbar\omega}$, де E_g —

ширина забороненої зони, \hbar — постійна Планка. Ця частота визначає фундаментальний край поглинання для напівпровідника. Для напівпровідників, які найчастіше застосовуються в електроніці (кремній, германій, арсенід галію) вона лежить в інфрачервоній області спектра.

Додаткові обмеження на поглинання світла напівпровідників накладають правила відбору, зокрема закон збереження імпульсу. Закон збереження імпульсу вимагає, щоб квазіімпульс кінцевого стану відрізнявся від квазіімпульсу початкового стану на величину імпульсу

поглиненого фотона. Хвильове число фотона $\frac{2\pi}{\lambda}$, де λ —

довжина хвилі, дуже мала в порівнянні із хвильовим вектором зворотної решітки напівпровідника, або довжина хвилі фотона у видимій області набагато більше характерної межатомної відстані в напівпровіднику, що приводить до вимоги того, щоб квазіімпульс кінцевого стану при електронному переході практично рівнявся квазіімпульсу початкового стану. При частотах, близьких до фундаментального краю поглинання, це можливо

тільки для прямозонних напівпровідників. Оптичні переходи в напівпровідниках, при яких імпульс електрона майже не міняється називаються прямими або вертикальними. Імпульс кінцевого стану може значно відрізнятись від імпульсу початкового стану, якщо в процесі поглинання фотона бере участь ще 1/3 частка, наприклад, фонон. Такі переходи теж можливі, хоча й менш імовірні. Вони називаються непрямыми переходами.

Таким чином, прямозонні напівпровідники, такі як арсенід галію, починають сильно поглинати світло, коли енергія кванта перевищує ширину забороненої зони. Такі напівпровідники дуже зручні для використання в оптоелектроніці.

Непрямозонні напівпровідники, наприклад, кремній, поглинають в області частот світла з енергією кванта ледве більше ширини забороненої зони значно слабкіше, тільки завдяки непрямым переходам, інтенсивність яких залежить від присутності фононів, і отже, від температури. Гранична частота прямих переходів кремнію більше 3 еВ, тобто лежить в ультрафіолетовій області спектра.

При переході електрона з валентної зони в зону провідності в напівпровіднику виникають вільні носії заряду, а отже фотопровідність.

При частотах нижче краю фундаментального поглинання також можливе поглинання світла, що пов'язане з порушенням екситонів, електронними переходами між рівнями домішок і дозволених зон, а також з поглинанням світла на коливаннях решітки й вільних носіїв. Екситонні зони розташовані в напівпровіднику трохи нижче дна зони провідності завдяки енергії зв'язку екситону. Екситонні спектри поглинання мають водородоподібну структуру енергетичних рівнів. Аналогічним образом домішки, акцептори або донори, створюють акцепторні або донорські рівні, які лежать у забороненій зоні. Вони значно модифікують спектр поглинання легованого напівпровідника. Якщо при непрямозонному переході одночасно із квантом світла поглинається фонон, то енергія поглиненого світлового кванта може бути менше на величину енергії фонона, що приводить до поглинання на частотах трохи нижче по енергії від фундаментального краю поглинання.

Отже, одним із параметрів напівпровідників, який змінюється залежно від довжини хвилі є показник заломлення n . Для випадків оптичних напівпровідникових матеріалів, які проявляють нові властивості при зміні певних факторів, він розглядається у комплексному вигляді, а саме [8]:

$$n = n + j\chi, \quad (1)$$

де n — показник заломлення матеріалу, χ — показник поглинання матеріалу.

Дійсна і уявна частини показника заломлення в різних напівпровідникових матеріалах змінюються майже за однаковим законом. Проте значення величини уявної частини можуть значно поступатися значенням дійсної частини (майже у 10 разів). Однак саме уявна частина комплексного показника заломлення відповідає за прояв нелінійних ефектів в напівпровідниках при дії на них зовнішнього електричного поля [9].

Ще одним важливим параметром, який залежить від довжини хвилі є коефіцієнт поглинання.

При власному поглинанні енергія світла, що потрапляє в напівпровідник, витрачається на збудження електронів з валентної зони в зону провідності. Відповідно до закону збереження енергії таке поглинання може відбуватися лише в тому випадку, якщо енергія світлових квантів буде не менша ширини забороненої зони E_g :

$$h\omega \geq E_g, \quad (2)$$

З цієї умови можна визначити максимальну довжину хвилі власного поглинання l_{\max} :

$$l_{\max} = 2\pi c/\omega = 2\pi ch/E_g, \quad (3)$$

де c — швидкість світла. Для кремнію, наприклад, що має $E_g \geq 1,1$ еВ, $l \geq 1,13$ мкм.

Квантово-механічний розгляд процесу поглинання світла показує, що окрім закону збереження енергії повинен виконуватися закон збереження імпульсу:

$$P_n = p_p + p_{\text{фот}}, \quad (4)$$

де $p_p = \hbar k_n$ — імпульс електрона, перекинутого в зону провідності; p_p — імпульс дірки, що виникла у валентній зоні; $p_{\text{фот}}$ — імпульс фотона (кванта світла), що викликав перехід електрона. В межах першої зони Бріллюєна проекції імпульсу електрона на кристалографічній осі лежать в межах від $-\hbar p/a$ до $+\hbar p/a$, де a — параметр ґратки; $a \geq 340 \cdot 10^{-8}$ см, $\hbar p/a \geq 10^8 \hbar$.

Імпульс фотона рівний $2\pi\hbar/l$ і для $l = 10^{-5}$ см складає $\geq 10^5 \hbar$, тобто приблизно на три порядки менше імпульсу електрона. Тому можна вважати, що при оптичних переходах імпульс електрона практично не змінюється [10]:

$$\hbar k_p \geq \hbar k_n. \quad (5)$$

Теоретичний розрахунок коефіцієнта власного поглинання для прямих переходів в напівпровідниках з екстремумами зон, розташованими при одному і тому ж значенні, приводить до такого виразу:

$$a_c = \frac{q^2 [2m_n m_p / (m_n + m_p)]^{2/3}}{4\pi n^2 \epsilon_0 m} (h\omega - E_g)^{1/2}, \quad (6)$$

де n — коефіцієнт заломлення напівпровідника. Приймаючи $n = 4$, а ефективні маси електронів (m_n) і дірок (m_p) рівними масі вільного електрона і виражаючи $h\omega$ і E_g у еВ, a_c в см^{-1} , одержуємо:

$$a_c \geq 2,7 \cdot 10^5 (h\omega - E_g)^{1/2}. \quad (7)$$

Дійсно, в області власного поглинання a_c досягає величини $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$, тобто світло поглинається вже на глибині $\geq 1,0 - 0,1$ мкм від поверхні.

Якщо дно зони провідності E_c розташовано при іншому значенні k , ніж стеля валентної зони E_v , як це має

місце, наприклад, в германію і кремнію, та відстань E_{g0} по вертикалі між зонами більша ширини забороненої зони $E_g = E_c - E_v$. Тоді прямі оптичні переходи можуть збуджуватися лише квантами світла з енергією, що перевищує E_{g0} :

$$h\omega \geq E_{g0}. \quad (8)$$

Величину називають *оптичною шириною* забороненої зони; вона рівна мінімальній відстані по вертикалі між зонами.

Крім прямих переходів, в таких напівпровідниках можуть протікати і *непрямі* переходи. Вони відбуваються з участю третьої квазічастинки — фонона. В цьому випадку закони збереження енергії і імпульсу набувають такого вигляду:

$$E_n = E_p + h\omega \pm E_{\text{фон}}, \quad (9)$$

$$p_n + p_p + p_{\text{фот}} \pm p_{\text{фон}}. \quad (10)$$

Знак плюс відноситься до процесів, що протікають з поглинанням фонона, знак мінус — з випуском фонона. Оскільки енергія фононів в напівпровідниках не перевищує сотих часток електрон-вольта, а $h\omega \geq 1$ eВ, то $E_{\text{фон}}$ у виразі (9) можна нехтувати в порівнянні з $h\omega$. Імпульс же фонона $hk_{\text{фон}}$ лежить в тих же межах першої зони Бріллюєна, що і імпульс електрона. Тому при переходах з участю фононів імпульс електрона може змінюватися в широких межах внаслідок того, що вірогідність протікання процесів з участю трьох частинок набагато менша вірогідності двочасткових процесів, коефіцієнт поглинання в області непрямих переходів значно нижчий, ніж в області прямих [10]. З пониженням температури процеси з поглинанням фонона йдуть рідше і коефіцієнт поглинання для непрямих переходів зменшується.

Світло може викликати переходи вільних носіїв заряду з одних рівнів зони на інші. Оскільки при таких переходах повинен істотно змінюватися імпульс носія, то вони можуть йти лише з участю третього тіла.

З класичної точки зору поглинання світла вільними носіями відбувається таким чином: носії заряду швидшають в електричному полі світлової хвилі і, розсіюючись на дефектах кристалічних ґраток, передають їм свою енергію. Іншими словами, енергія світлової хвилі переходить в тепло завдяки ефекту Джоуля — Ленца. Класична формула для коефіцієнта поглинання вільними носіями має такий вигляд:

$$a_{\text{св}} = \frac{q^3 n l}{\pi c^3 u_0 m_n^4 p^2 e_0}, \quad (11)$$

де c — швидкість світла у вакуумі; n — показник заломлення напівпровідника; u_0 — рухливість носіїв заряду на постійному струмі; e_0 — діелектрична проникність вакууму.

Експеримент підтверджує пряму пропорційність $a_{\text{св}}$ концентрації вільних носіїв n , поки із збільшенням легування не починає змінюватися рухливість u_0 ; для ряду напівпровідників виправдовується і залежність $a_{\text{св}} \sim l^2$.

В домішкових напівпровідниках під дією світла може відбуватися перекидання електронів з домішкових рівнів в зону провідності і з валентної зони на домішкові рівні, розташовані в забороненій зоні. Таке поглинання світла називають домішковим. Межа цього поглинання зсунута в область довгих хвиль тим сильніша, чим менша енергія відповідного переходу [10].

Слід, проте, мати на увазі, що якщо домішкові атоми вже іонізовані, то домішкове поглинання спостерігатися не буде. Оскільки температура виснаження домішки зменшується із зменшенням енергії її іонізації, то для спостереження довгохвильового домішкового поглинання необхідно охолодження напівпровідника до достатньо низької температури. Так, наприклад, спектр домішкового поглинання германію, легованого золотом (енергія іонізації домішки $E_u = 0,08$ eВ, межа поглинання $\lambda = 9$ мкм), спостерігається при температурі рідкого азоту (77 К), тоді як при легуванні германію сурмою ($E_u = 0,01$ eВ, $\lambda = 135$ мкм) домішкове поглинання можна спостерігати лише при гелієвих температурах (4 К).

Коефіцієнт домішкового поглинання a_n при $\lambda < \lambda_n$ залежить від l і прямо пропорційний концентрації домішки N_n . Тому домішкове поглинання зручно характеризувати перерізом поглинання s_n :

$$s_n = a_n(\lambda) N_n. \quad (12)$$

Максимального значення s_n досягає поблизу краю домішкового поглинання. В максимумі $s_n = 10^{-16} - 10^{-15}$ см²; при $N_n = 10^{16}$ см⁻³ $an \approx 1 - 10$ м⁻¹. Набути великі значення іноді не вдається через низькі граничні розчинні домішки в напівпровідниках. Наприклад, межа розчинності золота в германії рівна $\approx 10^{-16}$ см⁻³ [10].

Що стосується зв'язку між поглинанням матеріалу і інтенсивністю світла, що падає на нього, то такі залежності можна поділити на два випадки. В першому випадку існує залежність інтенсивності хвилі, що відбивається від поверхні напівпровідника, а в другому — залежність інтенсивності хвилі, що проходить через матеріал.

Відповідно для першого випадку формула, що описує цю залежність має вигляд [9]:

$$R = \frac{I_r}{I_0} = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2}, \quad (13)$$

де R — коефіцієнт відбиття матеріалу; I_r — інтенсивність вихідного відбитого пучка; I_0 — інтенсивність падаючого пучка. Для випадку хвилі, що проходить через напівпровідник, існує залежність [2]:

$$T = \frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2 + e^{-\alpha x}}{1 + R^2 e^{-2\alpha x}}, \quad (14)$$

де T — коефіцієнт пропускання матеріалу; I_t — інтенсивність вихідного пучка, що пройшов через напівпровідник; α — коефіцієнт поглинання матеріалу. З формул (13) та (14) видно, що знаючи інтенсивність падаючого пучка і коефіцієнт поглинання (відбиття) матеріалу, можна визначити інтенсивність вихідного (відбитого або такого, що пройшов через напівпровідник) пучка.

5. Висновки

В результаті проведених досліджень доведено, що:

1. Поглинання світла напівпровідниками обумовлено переходами між енергетичними станами зонної структури. Одним із параметрів напівпровідників, який змінюється залежно від довжини хвилі є показник заломлення n .
2. Дійсна і уявна частини показника заломлення в різних напівпровідникових матеріалах змінюються майже за однаковим законом.
3. Одним важливим параметром, який залежить від довжини хвилі є коефіцієнт поглинання.

Література

1. Лисенко, Г. Л. Елементарна комірка оптичного транспаранта для оптоелектронних обчислювальних комплексів на SEED-структурах [Текст] / Г. Л. Лисенко, І. В. М'якіська // Вісник Вінницького політехнічного інституту. — 2007. — № 5. — С. 90–94.
2. Федоров, А. В. Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек [Текст] / А. В. Федоров, И. Д. Рухленко, А. В. Баранов, С. Ю. Кручинин. — СПб.: Наука, 2011. — 188 с.
3. Надькин, Л. Ю. Исследование оптических свойств полупроводника в экситонной области спектра под действием мощного импульса накачки и слабого зондирующего импульса [Текст]: автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / Л. Ю. Надькин. — М., 2013. — 15 с.
4. Dmitruk, N. Morphology, Raman scattering and photoluminescence of porous GaAs layers [Text] / N. Dmitruk, S. Kutovyi, I. Dmitruk, I. Simkiene, J. Sabataityte, N. Berezovska // Sensors and Actuators B: Chemical. — 2007. — Vol. 126, № 1. — P. 294–300. doi:10.1016/j.snb.2006.12.027
5. Simkiene, I. Formation of Porous n - A^3B^5 Compounds [Text] / I. Simkiene, J. Sabataityte, A. Kindurys, M. Treideris // Acta Physica Polonica A. — 2008. — Vol. 113, № 3. — P. 1085–1090.
6. Anedda, A. Time resolved blue and ultraviolet photoluminescence in porous GaP [Text] / A. Anedda, A. Serpi, V. A. Karavanskii, I. M. Tiginyanu, V. M. Ichizli // Applied Physics Letters. — 1995. — Vol. 67, № 22. — P. 3316–3318. doi:10.1063/1.115232

7. Kuriyama, K. Characterization of porous GaP by photoacoustic spectroscopy: The relation between band-gap widening and visible photoluminescence [Text] / K. Kuriyama, K. Ushiyama, K. Ohbora, Y. Miyamoto, S. Takeda // Physical Review B. — 1998. — Vol. 58, № 3. — P. 1103–1105. doi:10.1103/physrevb.58.1103
8. Смит, Р. Полупроводники [Текст]: пер. с англ. / Р. Смит. — М.: Мир, 1982. — 560 с.
9. Уиллардсона, Р. Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$) [Текст]: пер. с англ. / под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. — М.: Мир, 1970. — 488 с.
10. Павлов, С. М. Основы мікроелектроніки [Текст]: навчальний посібник / С. М. Павлов. — Вінниця: ВНТУ, 2010. — 224 с.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Исследованы и проанализированы оптические свойства полупроводниковых материалов. В результате теоретического анализа были выявлены основные зависимости показателей преломления, поглощения и отражения от длины волны излучения. Установлена зависимость между интенсивностью падающего пучка и интенсивностью исходного (отраженного или такого, что прошел через полупроводник) пучка с учетом коэффициента поглощения (отражения) материала.

Ключевые слова: полупроводник, оптическое свойство, фотон, оптическая ширина запрещенной зоны, показатель преломления.

Федотов Вячеслав Віталійович, старший викладач, кафедра загальної та теоретичної фізики, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Україна, e-mail: dmb92@i.ua.

Федотов Вячеслав Витальевич, старший преподаватель, кафедра общей и теоретической физики, Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Украина.

Fedotov Vyacheslav, National Technical University of Ukraine «Kyiv Polytechnic Institute», Ukraine, e-mail: dmb92@i.ua

УДК 629.735: 621.762

DOI: 10.15587/2312-8372.2014.34776

Воденникова О. С.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ УГЛЕРОД-АЛЮМИНИЕВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Представлены результаты экспериментальных исследований теплоемкости образцов многокомпонентных углерод-алюминиевых композиционных материалов. Описан сравнительный метод динамического калориметра с тепломером и адиабатической оболочкой для определения показателей теплоемкости. Установлено влияние компонентного состава и содержания композитов на показатели теплоемкости.

Ключевые слова: композиционные материалы, теплоемкость, компонентный состав, температура, эксперимент.

1. Введение

Современное развитие машиностроения, авиационной техники и других высокотехнологичных производств немисленно без применения новых конструктивных

триботехнических материалов. Среди многообразия этих материалов особое внимание уделяется созданию и исследованию углеродных композиционных материалов на основе алюминия. Композиционные материалы этой компонентной группы привлекают внимание конструкторов