

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Федачківський В.

Науковий керівник – доц. Дрогобицький Ю. В.

АПРОКСИМАЦІЯ СПЕКТРІВ МОДУЛЯЦІЙНОГО ФОТОВІДБИВАННЯ ЕПІТАКСІЙНИХ ПЛІВОК LT-GAAS, LT-(GA,MN)AS

Методи модуляційної спектроскопії широко використовуються для визначення фундаментальних параметрів напівпровідників в критичних точках їх зонної структури [1, 2, 3]. Важливе місце у модуляційній спектроскопії напівпровідників посідають методи модуляційного відбивання світла, серед яких значного поширення набув метод модуляційного фотовідбивання [3, 4, 5].

У свою ж чергу арсенід галію (GaAs) завдяки оптичним та електрофізичним властивостям є другим після кремнію матеріалом, який широко використовується в напівпровідниковій електроніці [6]. Останнім же часом у зв'язку із інтенсивним розвитком напівпровідникової спінтроніки значний інтерес становить дослідження властивостей розбавлених магнітних напівпровідників $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [7, 8].

Апроксимуючи спектри модуляційного фотовідбивання ми обчислювали параметри епітаксійних плівок LT-GaAs, LT-(Ga,Mn)As в областях переходів E_0 та E_{SO} за зміни вмісту марганцю у них від 0% до 6%. Досліджувалось розщеплення валентної зони на підзони тяжких, легких і спин-орбітально відщеплених дірок в епітаксійних плівках LT-(Ga,Mn)As. Розроблялись методики визначення початкових параметрів апроксимації спектрів модуляційного фотовідбивання.

В межах слабопольового наближення моделі Аспнеса спектри модуляційного фотовідбивання можна описати функцією [9]

$$\frac{\Delta R}{R} E = A \operatorname{Re} \left[e^{i\varphi} E - E_g + i\Gamma^{-m} \right] \quad (1),$$

де $\Delta R/R$ – відносна зміна коефіцієнта відбивання, зумовлена модулюванням сигналу; E – енергія фотонів зондуючого випромінювання; A , φ – амплітудний і фазний параметри відповідно; E_g – енергія критичної точки; Γ – феноменологічний параметр розширення. В області переходу E_0 для GaAs $m = 2,5$ [1, 9].

Формула (1) доволі добре описує спектри модуляційного фотовідбивання у випадку, коли $\Gamma \ll \hbar\theta$, де $\hbar\theta$ – так звана електрооптична енергія [2]. Під час апроксимації спектрів фотовідбивання функцією (1) постає проблема достатньо точного визначення початкових параметрів апроксимації. У цьому випадку, зазвичай, початкові параметри апроксимації визначають наближено за допомогою певних геометричних міркувань [1]. Однак, параметри визначені у такий спосіб можуть істотно відрізнитись від дійсних.

Дослідивши на екстремум функціональну залежність (1), ми отримали формули для параметрів A, φ, E_g, Γ . Якщо E_1, E_2 – енергетичні положення сусідніх екстремумів спектру, то

$$E_g = \frac{E_2 + \eta^2 E_1 - (E_1 + E_2)\eta \cos \frac{\pi}{m+1}}{1 + \eta^2 - 2\eta \cos \frac{\pi}{m+1}}, \quad \Gamma = \frac{\eta |E_1 - E_2| \sin \frac{\pi}{m+1}}{1 + \eta^2 - 2\eta \cos \frac{\pi}{m+1}} \quad (2a),$$

$$A = \left| \frac{\Delta R}{R} E_1 \right| \frac{|E_1 - E_2|^m}{\eta \sin \frac{\pi}{m+1} \left(1 + \eta^2 - 2\eta \cos \frac{\pi}{m+1} \right)^{\frac{m-1}{2}}} \quad (26),$$

$$\varphi = \begin{cases} 2\pi \left\{ \left| \frac{(m+1)\psi}{2\pi} - \frac{3}{4} \right| \right\} \frac{(m+1)\psi - 1,5\pi}{|(m+1)\psi - 1,5\pi|}, & \text{if } E_1 - \min \text{ of } \frac{\Delta R}{R} E_1 \\ 2\pi \left\{ \left| \frac{(m+1)\psi}{2\pi} - \frac{1}{4} \right| \right\} \frac{(m+1)\psi - 0,5\pi}{|(m+1)\psi - 0,5\pi|}, & \text{if } E_1 - \max \text{ of } \frac{\Delta R}{R} E_1 \end{cases} \quad (2в),$$

де
$$\eta = \left| \frac{\Delta R}{R} E_1 \right| / \left| \frac{\Delta R}{R} E_2 \right|^{\frac{1}{m+1}};$$

$$\psi = \arccos \left(\frac{1 - \eta \cos \frac{\pi}{m+1}}{\sqrt{1 + \eta^2 - 2\eta \cos \frac{\pi}{m+1}}} \cdot \frac{E_1 - E_2}{|E_1 - E_2|} \right).$$

Зауважимо, що у отриманих нами формулах (2) істотним є те, що точки E_1 та E_2 повинні бути «сусідніми» точками екстремуму спектру, тобто такими точками екстремуму, поміж якими не знайдеться іншої точки екстремуму цього ж спектру.

Спектри ж модуляційного фотовідбивання у випадку наявності у них осциляцій Франца-Келдиша можна описати функцією [9, 10]

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \alpha \Delta \varepsilon_1 + \beta \Delta \varepsilon_2 \quad (3),$$

де
$$\Delta \varepsilon_1 = A \operatorname{Im} \left[\frac{H(z)}{(E - i\Gamma)^2} \right], \quad \Delta \varepsilon_2 = A \operatorname{Re} \left[\frac{H(z)}{(E - i\Gamma)^2} \right],$$

$$H(z) = 2\pi \left[e^{-\frac{\pi i}{3}} Ai'(z) Ai' \left(ze^{-\frac{2\pi i}{3}} \right) + ze^{-\frac{2\pi i}{3}} Ai(z) Ai \left(ze^{-\frac{2\pi i}{3}} \right) \right] + G(z),$$

$$G(z) = i \sqrt{\frac{E_0 - E + \sqrt{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2}}{2\hbar\theta}} - \sqrt{\frac{-(E_0 - E) + \sqrt{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2}}{2\hbar\theta}},$$

$$z = \frac{E_0 - E}{\hbar\theta} + i \frac{\Gamma}{\hbar\theta}.$$

Тут $\Delta R/R$ – відносна зміна коефіцієнта відбивання, зумовлена модулюванням сигналу; E – енергія фотонів зондуючого випромінювання; $\Delta \varepsilon_1$ і $\Delta \varepsilon_2$ – зміни дійсної і уявної частини діелектричної функції відповідно; α, β – коефіцієнти Серафіна [11]; A – амплітудний параметр; Γ – феноменологічний параметр розширення; E_0 – енергія відповідного переходу (E_{lh} чи E_{hh}); $\hbar\theta$ – так звана електрооптична енергія; через Ai та Ai' позначено функцію Ейрі та її похідну відповідно [13].

Якщо у спектрі модуляційного фотовідбивання в області фундаментального переходу наявні осциляції Франца-Келдиша, то застосовують добре відому методику визначення

початкових параметрів апроксимації [12]. Ця методика полягає у використанні такої наближеної формули [1]

$$E_n = \left(\frac{3\pi}{4} n - \phi_0 \right)^{\frac{2}{3}} \hbar\theta + E_0 \quad (4),$$

де n, E_n – номер та енергія n -го екстремуму залежності $\frac{\Delta R}{R} E$ відповідно; ϕ_0 – фазовий фактор; E_0 – енергія критичної точки; $\hbar\theta$ – електрооптична енергія.

Однак, формула (4) застосовна по відношенню лише до фундаментального переходу (E_0). Це пов'язано із тим, що під час її виведення береться до уваги той факт, що в області переходу E_0 коефіцієнт Серафіна $\beta \ll \alpha$, тобто $\beta \approx 0$ [1, 10].

Що ж стосується переходу E_{SO} , то у даному випадку формула (4) незастосовна. Тому ми здійснили спробу поширити згадану відому методику також на випадок переходу E_{SO} , однак, лише для GaAs, (Ga,Mn)As за невеликого (до 6%) вмісту марганцю. Стало це можливим завдяки тому, що, як було нами встановлено на основі даних еліпсометрії, фаза коефіцієнтів

Серафіна $\phi(E) = \arctg \frac{\beta}{\alpha}$ для GaAs при $1,74 \text{ eV} \leq E \leq 2,00 \text{ eV}$ (поблизу переходу E_{SO})

змінюється практично лінійно (рис. 1) $\phi(E) \approx -0,224 + 0,200 E$.

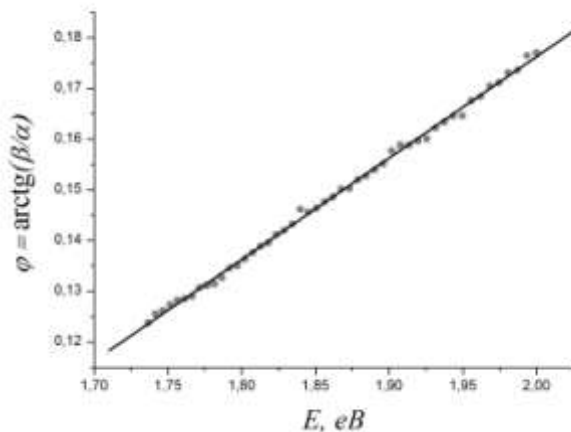


Рис. 1. Енергетична залежність фази коефіцієнтів Серафіна

Скориставшись стандартними розкладами функцій Ейрі [13] із формули (3) та знехтувавши у цих розкладах величинами більшого порядку малості, ми для осциляцій Франца-Келдиша GaAs, (Ga,Mn)As поблизу переходу E_{SO} отримали формулу аналогічну формулі (4)

$$E_n = \left(\frac{3\pi}{4} n - \phi_0 + \phi_n \right)^{\frac{2}{3}} \hbar\theta + E_0 \quad (5),$$

де $\phi_n = \phi(E_n) = -0,224 + 0,200 E_n$ – значення фази коефіцієнтів Серафіна в точці n -го екстремуму залежності $\frac{\Delta R}{R} E$.

Отримана нами формула (5) дає змогу приблизно обчислити значення початкових параметрів апроксимації осциляцій Франца-Келдиша епітаксійних плівок LT-GaAs, LT-(Ga,Mn)As в області переходу E_{SO} .

За допомогою апроксимації спектрів фотовідбивання засобами пакету MatLab ми визначали параметри апроксимації, зокрема, енергії переходів E_{lh} , E_{hh} і E_{SO} та

електрооптичні енергії $\hbar\theta_{lh}$, $\hbar\theta_{hh}$ і $\hbar\theta_{SO}$, що відповідають підзонам легких, важких та спин-орбітально відщеплених дірок відповідно. Досліджувались залежності цих фізичних величин від вмісту марганцю в епітаксійних плівках LT-(Ga,Mn)As.

Було, зокрема, встановлено, що енергія переходу E_{SO} в епітаксійних плівках LT-(Ga,Mn)As становить приблизно 1,77 eV та практично не залежить від вмісту марганцю у них (за його вмісту від 0% до 6%). Це може бути зумовлено тим, що підзона спин-орбітально відщеплених дірок знаходиться відносно далеко від рівня Фермі, а тому за невеликих концентрацій марганцю у таких плівках енергія переходу E_{SO} залишається практично сталою. Висловлене, до того ж, дає змогу припустити, що ефективна маса спин-орбітально відщеплених дірок, вірогідно, також практично не залежить від вмісту марганцю в епітаксійних плівках LT-(Ga,Mn)As за його невеликого (до 6%) вмісту у них.

Дослідження проводились за фінансової підтримки Фонду польської науки, Європейського фонду регіонального розвитку, Національної стратегії «Інноваційна Економіка».

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Misiewicz J. Spektroskopia fotoodbiciowa struktur półprzewodnikowych / J. Misiewicz, G. Sęk, P. Sitarek. – Wrocław: Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 1999. – 249 s.
2. Yu P. Y. Fundamentals of Semiconductors / P. Y. Yu, M. Cardona. – Berlin: Springer-Verlag, 2010. – 775 p.
3. Сотников А. Е. Спектроскопия фотоотражения с длинноволновой оптической накачкой полупроводниковых лазерных структур / А. Е. Сотников и др. // Квантовая электроника. – 2004. – т. 34. – № 9. – С. 871–874.
4. Кузьменко Р. В. Комбинированная методика исследования многокомпонентных спектров фотоотражения полупроводников / Р. В. Кузьменко, А. В. Ганжа, Э. П. Домашевская // Физика и техника полупроводников. – 2002. – т. 36. – № 1. – С. 52–58.
5. Авакянц Л. П. Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения с использованием двойного монохроматора / Л. П. Авакянц, П. Ю. Боков, А. В. Червяков // Журнал технической физики. – 2005. – т. 75. – № 10. – С. 66–68.
6. Матвеева Л. О. Структурна досконалість і електронні параметри сульфідованої поверхні арсеніду галію / Л. О. Матвеева, О. Ю. Колядіна, І. М. Матіюк, О. М. Мішук // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – т. 7. – № 3. – С. 461–467.
7. Звонков Б. Н. Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства / Б. Н. Звонков и др. // Физика твердого тела. – 2010. – т. 52. – № 11. – С. 2124–2127.
8. Ганьшина Е. А. Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких композитных слоев GaAs-MnAs / Е. А. Ганьшина и др. // Известия РАН. Сер.: физ. – 2008. – т. 72. – № 2. – С. 176–179.
9. Estera J. P. Complex Airy analysis of photoreflectance spectra for III-V semiconductors / J. P. Estera, W. M. Duncan, R. Glosser // Physical review B. – 1994. – vol. 49. – № 11. – P. 7281–7294.
10. Кузьменко Р. Обобщенная многослоевая модель для количественного анализа электромультипликационных компонент спектров электроотражения и фотоотражения полупроводников в области фундаментального перехода E_0 / Р. Кузьменко и др. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – т. 34. – № 9. – С. 1086–1092.
11. Seraphin B. O. Band-structure analysis from electro-reflectance studies / B. O. Seraphin, N. Botka // Physical review. – 1966. – vol. 145. – № 2. – P. 628–636.
12. Yastrubchak O. Photoreflectance study of the fundamental optical properties of (Ga,Mn)As epitaxial films / O. Yastrubchak and other. – Physical Review B. – 2011. – vol. 83. – P. 245201.
13. Vallée O. Airy functions and applications to physics / O. Vallée, M. Soares. – London: Imperial College Press, 2004. – 195 p.

Стефанчук М.

Науковий керівник – доц. Лотоцький В. А.

ДЕЯКІ ВЛАСТИВОСТІ ОПУКЛИХ МНОЖИН ТА ОПУКЛИХ ФУНКЦІЙ, ЗАДАНИХ НА НИХ В N -ВИМІРНМУ АФІННОМУ ПРОСТОРІ

Наша робота присвячена опуклим множинам і опуклим функціям. У просторі \mathbf{R}^2 прикладом опуклої множини може бути будь-який відомий ще школярам опуклий