ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 6, № 3 (2005) С. 387-393

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 6, № 3 (2005) P. 387-393

УДК 621.315.592

ISSN 1729-4428

П.О. Генцарь, О.І. Власенко, Л.А. Демчина

Вплив стану поверхні на анізотропні спектри електровідбивання n-Ge(110)

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
Київ 028 Проспект Науки 45, E-mail: gentsar@isp.kiev.ua

Оцінено внесок поверхні в ефект електровідбивання з використанням поляризаційної(тензорної) залежності електрооптичного ефекту стосовно механічно полірованої поверхні n-Ge(110). Проаналізовано вплив стану поверхні на анізотропні спектри електровідбивання, зміну форми приповерхневого потенціального бар'єру та внутрішніх механічних напружень після поліровки. Визначені електронні параметри приповерхневого шару n-Ge(110).

Стаття поступила до редакції 11.10.2004; прийнята до друку 10.04.2005.

Вступ

Товщина шару, яка формує сигнал електровідбивання, що спостерігається в особливих точках зони Бріллюена, визначається глибиною проникнення електричного поля та світла. Використання модуляційної спектроскопії електровідбивання дозволяє дослідити електронні явища в приповерхневих шарах, зробити висновки про їх структурну досконалість. В останній час вивченню поверхневих властивостей напівпровідників і напівпровідникових структур на їх основі приділяється все більша увага [1,2]. Це пов'язано з тим, що геометричні розміри елементів електронних приладів сучасного покоління такі, що поверхня (поверхневі шари) і границя розділу (метал – напвпровідник, напівпровідник – напівпровідник і т.д.) відіграють визначальну роль в їх роботі. Функціональні можливості електронних приладіввизначаються також внутрішніми механічними напруженнями в кристалах. Додаткові дані про поверхню дає аналіз поляризаційної анізотропії електровідбивання, вимірювання якої дозволяє , зокрема, розділити внесок поверхні і об'єму в сигнал електровідбивання[3,4]. В даній роботі містяться результати такого розділення стосовно механічно полірованої поверхні n-Ge. Метою даної роботи є вивчення змін у приповерхневому шарі n-Ge при структурному розпорядкуванні, а також виникаючих при цьому особливостей в електромодуляційних спектрах.

I. Теорія електровідбивання

Відносна зміна відбиваючої здатності зразка $\frac{\Delta R}{R}(E,F)$ в електричному полі F рівна

$$\frac{\Delta R}{R}(E,F) = \frac{R(E,F)-R(E,0)}{R(E,0)} = A(n_0,n,\chi)\Delta\varepsilon_1 + B(n_0,n,\chi)\Delta\varepsilon_2, \quad (1)$$

де R(E,F) – сигнал відбивання при наявності модуляції та постійного зміщення; R(E,0) – сигнал відбивання при відсутності електричного поля; $E = \hbar\omega$ – енергія фотонів; A і B – парціальні коефіцієнти Серафіна [5]. Наявність поверхневого електричного поля F напівпровідника обумовлює зміну значення комплексного показника заломлення $N = n + i\chi$, а звідси і значення комплексної діелектричної функції $\varepsilon(E,F) = \varepsilon_1(E,F) + i\varepsilon_2(E,F)$ в приповерхневій області напівпровідника в порівнянні з її значенням в об'ємі (ефект Келдиша-Франца) [3,4]. Згідно [5,6] зміну уявної частини $\Delta\varepsilon_2(E,F)$ комплексної діелектричної проникності для трьохмірної критичної точки типу $3ДМ_0$ у випадку прямих дозволених переходів в електричному полі F можна записати у вигляді:

$$\Delta\varepsilon_2(E,F) = \varepsilon_2(E,F) - \varepsilon_2(E,0) = \frac{2e^2(2\mu)^{3/2}P^2(\hbar\theta)^{1/2}}{m^2\hbar E^2}F\left(\frac{E_0-E}{\hbar\theta}\right) = \frac{C(\hbar\theta)^{1/2}}{E^2}F(\eta), \quad (2)$$

де $F(\eta)$ – електрооптична функція першого роду, аргумент η якої рівний

$$\eta = \frac{E_0 - E}{\hbar\theta}, \qquad (3)$$

де E_0 – енергія електронного переходу; $\hbar\theta$ – характерний параметр ефекту Келдиша-Франца (електрооптична енергія), який дорівнює[5-9]

$$\hbar\theta = \left(\frac{e^2F^2\hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3}, \qquad (4)$$

де e – заряд електрона; $\mu^{-1} = (m_c^*)^{-1} + (m_v^*)^{-1}$ – приведена ефективна маса для розглядуваного оптичного переходу; m_c^* і m_v^* – відповідно ефективні маси електронів та дірок в зоні провідності і валентній зоні; $\hbar$ – постійна Дірака.

Функція $F(\eta)$ виражається через функцію Ейрі $Ai(\eta)$ та її похідну $Ai'(\eta)$ у вигляді

$$F(\eta) = \pi\left[Ai'^2(\eta) - \eta Ai^2(\eta)\right] - U(-\eta)(-\eta)^{1/2}, \qquad (5)$$

де $U(\eta)$ – функція Хевісайда

$$U(\eta) = \begin{cases} 1, & \eta \ge 0 \\ 0, & \eta < 0 \end{cases}. \qquad (6)$$

Функція Ейрі $Ai(\eta)$ описує одномірний рух вільних носіїв в однорідному електричному полі зовнішніх сил.

Використовуючи співвідношення Крамерса-Кроніга знаходять зміну реальної частини $\Delta\varepsilon_1(E, F)$ комплексної діелектричної проникності в електричному полі F.

$$\Delta\varepsilon_1(E, F) = \frac{C_1(\hbar\theta)^{1/2}}{E^2}G(\eta), \qquad (7)$$

де $G(\eta)$ – електрооптична функція другого роду, яка має вигляд:

$$G(\eta) = \pi\left[Ai'(\eta)Bi'(\eta) - \eta Ai(\eta)Bi(\eta)\right] + U(\eta)\eta^{1/2}, \qquad (8)$$

де $Bi(\eta)$ і $Bi'(\eta)$ – це модифікована функція Ейрі та її похідна. Слід відмітити, що функції $Ai(\eta)$ і $Bi(\eta)$ є незалежними розв'язками рівняння ефективних мас електронно-діркової пари в близькості оптичного переходу [7].

При врахуванні уширення Г електронного переходу E_0, пов'язаного з часом життя вільних носіїв струму із-за взаємодії їх з коливаннями ґратки, домішками, дефектами поверхневого характеру, оскільки сигнал електровідбивання формується в області просторового заряду (ОПЗ), параметр η дорівнює:

$$з = \frac{E_0 - \hbar щ + iГ}{\hbar и} = \frac{E_0 - E + iГ}{\hbar и}. \qquad (9)$$

Вираз (9) означає, що в розрахунок електрооптичного ефекту введена комплексна частота $щ' = щ - iщ_ц$.

Дійсно

$$з = \frac{E_0 - \hbar щ'}{\hbar и} = \frac{E_0 - \hbar щ + i\hbar щ_ц}{\hbar и} = \frac{E_0 - \hbar щ + iГ}{\hbar и}, \qquad (10)$$

де $\hbar\omega_1 = \Gamma$.

Для випадку малих змін фазового кута $\Delta\varphi$ дійсну та уявну складові діелектричної проникності можна представити у формі

$$Де_1 = \frac{1}{2}г\frac{ДR}{R} - д\Delta\varphi, \qquad (11)$$

$$Де_2 = \frac{1}{2}д\frac{ДR}{R} + гДф, \qquad (12)$$

де

$$г = \frac{n}{n_0}\left(n^2 - 3x^2 - n_0^2\right), \qquad (13)$$

$$д = \frac{x}{n_0}\left(3n^2 - x^2 - n_0^2\right). \qquad (14)$$

Модуляція фази $\Delta\varphi(E_0)$ визначається перетворенням спектру електровідбивання по Крамерсу – Кронігу у вигляді

$$\Delta\varphi(E_0) = -\frac{E_0}{\pi}P\int_0^\infty \frac{\left[\frac{\Delta R}{R}(E)\right]dE}{E^2 - E_0^2}. \qquad (15)$$

Таким чином відносну зміну відбиваючої здатності досліджуваного зразка в електричному полі $\frac{\Delta R}{R}(E, F)$ можна виразити через зміну дійсної частини діелектричної проникності $\Delta\varepsilon_1$ та уявної частини $\Delta\varepsilon_2$. Зміна уявної частини діелектричної проникності $\Delta\varepsilon_2$ та дійсної $\Delta\varepsilon_1$ аналітично виражаються через електрооптичні функції першого $F(\eta)$(зміна коефіцієнту поглинання в електричному полі) та другого роду $G(\eta)$ (зміна показника заломлення в електричному полі) [5], аргумент яких має вигляд (9) .

Товщина шару, яка приймає участь у формуванні сигналу електровідбивання, визначається глибиною проникнення електричного поля (глибина екранування L_D або L_{TF}) та світла. Тому метод електровідбивання дуже чутливий до структури тонкого приповерхневого шару товщиною d (глибина проникнення світла)

$$d = \frac{\lambda}{4\pi N}. \qquad (16)$$

Розглянемо пару, що протікає по циліндричному каналу з градієнтом температури $\frac{dT_C}{dx}$ (рис. 1).

Вважаючи рух пари стаціонарним і одновимірним, а також використовуючи закони збереження потоків маси, імпульсу і енергії та рівняння ідеального газу, можна знайти вираз для коефіцієнта конденсації α, нормованих значень густини парів ρ/ρ_1, тиску P/P_1, температури T/T_1, її втрат G/G_1, швидкості потоку пари v/v_1 і результуючої швидкості конденсації $\omega^* = \omega/\omega_1$ [3,4]:

$$\alpha = 1 - \Phi^3 \exp f;\ \rho/\rho_1 = \Phi^{2,5};$$

$$P/P_1 = \Phi^{3,5};\ T/T_1 = \Phi;$$

$$G/G_1 = M\Phi^3;\ v/v_1 = M\Phi^{0,5};$$

$$\omega/\omega_1 = 1,6(\Phi - \exp f);$$

$$\Phi = \frac{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2}{\frac{\gamma+1}{2}}\ ;\ f = \frac{6,88\xi}{1-0,242\xi}\ ;$$

$$\xi = \frac{x - x_{кр}}{L - x_{кр}}\ ;$$

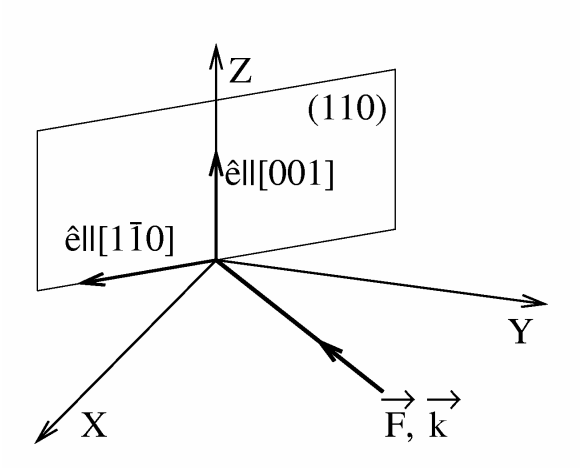

Рис. 1. Взаємне розміщення досліджуваної поверхні n-Ge (110), напрямку прикладеного до зразка електричного поля $\vec{F}$, розповсюдження світла $\vec{k}$ та вектора поляризації $\vec{E}$ при проведенні експерименту.

$$x_{кр} = \left[T_B(1-\eta) + 1,3\frac{RT_B}{E_S}\right]\frac{dT_C}{dx}, \qquad (1)$$

де E_s – енергія випаровування сполуки; η – відношення енергій випаровування плівки і масивного матеріалу, близьке до одиниці; $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{7}{5}$ (для двоатомного газу).

Всі газодинамічні змінні однозначно виражені через число Маха, яке дорівнює відношенню швидкості потоку пари в довільному перетині до місцевої швидкості звуку [3].

Важливий параметр пари – ступінь пересичення парової фази, чисельно рівний відношенню густини пари в деякому перерізі до густини насиченої пари при температурі стінки камери в цьому ж перерізі

$$\psi = \frac{\rho(T_B)}{\rho_H(T_C)}\ . \qquad (2)$$

Враховуючи, що значення параметрів двоатомної пари в початковому газодинамічному перерізі визначаються як

$$\rho_1 = 0,33\,\rho_H(T_C)\ ,$$

$$\rho_H(T_C) = \frac{P_B(T_B)m}{RT_B}\ ,$$

а тиск насиченої пари

$$\lg P_H = -\frac{A}{T} + B \qquad (5),$$

рівняння (2) перетворимо до вигляду:

$$\psi = 0,33\frac{T_C}{T_B}\left(\frac{1}{\Phi}\right)^{2,5}\exp A\left(\frac{1}{T_C} - \frac{1}{T_B}\right)^{2,3025}. \qquad (2^{/})$$

Температура стінок камери T_C, при якйі осаджується пара

$$T_C = T_{кр} - \frac{dT_C}{dx}\cdot\xi\left(L - x_{кр}\right). \qquad (3)$$

Таким чином, важливими термодинамічними параметрами, що обумовлюють формування структури конденсатів і їх основні характеристики є ступінь пересичення пари ψ, коефіцієнт конденсації а і швидкість результуючої конденсації ω*.

II. Методика експерименту

Спектри електровідбивання хімічно травленої та механічно полірованої поверхні n-Ge (110) з концентрацією електронів 10^{17}-10^{18} см$^{-3}$ поміряні по електролітичній методиці на частоті першої гармоніки модуляції f = 2,2 кГц при кімнатній температурі T = 300 К на переходах E_1, $E_1 + \Delta_1$ (в спектральному діапазоні 1,9–2,5 еВ) при напрямках вектора поляризації світла $\vec{E}$//[001] і $\vec{E}$//[1$\bar{1}$0]. Електричне поле, прикладене до досліджуваного монокристалу і падаюче світло були взаємно паралельні і направлені перпендикулярно до поверхні (110) (рис.1). В якості електроліту використаний буферний розчин 0,1М K_2SO_4: 0,025М Na_2HPO_4: 0,025М KH_2PO_4. З метою сповільнення швидкості електрохімічних реакцій на границі Ge–електроліт крім даного електроліту до зразків прикладались малі значення потенціалів, які збагачують електронами досліджувану поверхню. Постійне зміщення, прикладене до зразка, контролювалось по відношенню до насиченого каломельного електрода порівняння. Порогова чутливість вимірів складала $5\cdot10^{-6}$, а спектральна роздільна здатність $3\cdot10^{-3}$ еВ. Механічну поліровку поверхні здійснено дрібнодисперсними алмазними пастами.

III. Результати та їх обговорення

На рисунку 2 представлені спектри електровідбивання, отримані для травленої та механічно полірованої поверхні (110) n-Ge з концетрацією донорів n = 10^{18} см$^{-3}$ при вигинах зон, які збагачують поверхню електронами, і напрямках вектора поляризації світла $\vec{E}$//[001] (крива 1) та $\vec{E}$//[1$\bar{1}$0] (крива 2). В спектрах ЕВ травлених поверхонь n-Ge кожній критичній точці в дублеті E_1, $E_1 + \Delta_1$ відповідає структура із двох протилежних по знаку екстремумів (рис. 2а). Механічна поліровка поверхні n-Ge приводить до уніполярних спектрів з послабленою анізотропією екстремумів (рис. 2б). Сигнали електровідбивання як хімічно травленої так і механічно полірованої поверхні n-Ge(110) з концентрацією n = 10^{18} см$^{-3}$ мають приблизно

однакові амплітуди відносно нуля, але спектри ЕВ механічно полірованої поверхні отримані при модуляції, яка перевищує у 20 разів ту модудяцію, при якій отримані спектри електровідбивання для

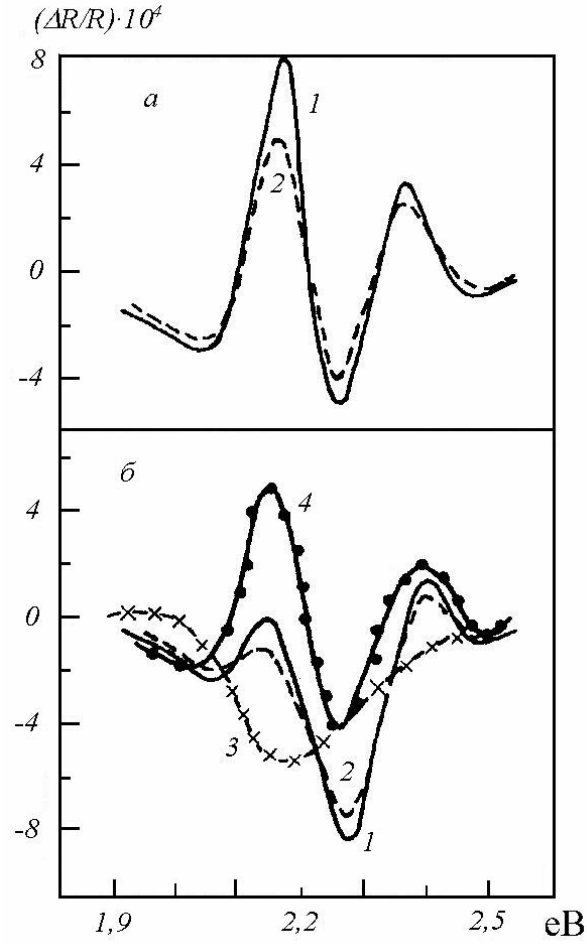

Рис. 2. Спектри електровідбивання (1,2) для травленої (а) та механічно полірованої (б) поверхонь n-Ge(110) з концентрацією n = 10^{18} $см^{-3}$. Постійне зміщення –0,3 В. Модуляція 15 мВ (а), 300 мВ (б). Вектор поляризації $\mathcal{E}$//[001] (крива1), $\mathcal{E}$//[1 $\bar{1}$0] (крива 2)

хімічно травленої поверхні. Як відомо, при збільшенні модулюючої напруги аплітуда піків повинна зростати [5]. Таким чином даним експериментом показано суттєвий вплив дальнього порядку для формування критичних точок у приведеній густині станів германію. При механічній поліровці вважаємо, що біля поверхні утворюється тонкий приповерхневий шар, в якому ЕВ практично ізотропне. Тому, використовуючи поляризаційну (тензорну) залежність електрооптичного ефекту можна розділити внесок поверхні та об'єму в сигнал електровідбивання стосовно механічно полірованої поверхні. При цьому вважаємо, що поверхнева складова електромодуляції $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s$ ізотропна відносно вектора поляризації світла, а об'ємна складова $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_v$ – анізотропна. Це реалізується при наявності пов'язаного з поверхнею лінійного електрооптичного ефекту в центросиметричному кубічному кристалі [10], при аморфізації приповерхневого шару і в ряді інших випадків. В цьому припущенні для поляризації світла $\mathcal{E}$|| [1 $\bar{1}$ 0]) маємо

$$\frac{\text{ДR}}{\text{R}} = \sum_{i=1}^{2}(A_i\Delta\varepsilon_{is} + B_i\Delta\varepsilon_{iv}) = \left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_S + \left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_V . \quad (17)$$

Тоді для напрямку вектора поляризації світлової хвилі $\mathcal{E}$|| [001] можна записати:

$$S\left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right) = \sum_{i=1}^{2}(A_i\Delta\varepsilon_{is} + S_0B_i\Delta\varepsilon_{iv}) = \left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_S + S_0\left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_V , \quad (18)$$

де S_0 – коефіцієнт поляризаційної анізотропії об'ємної складової електрооптичного ефекту за яку несе відповідальність ефект Келдиша- Франца. Припускаємо, що із-за екрануючої дії приповерхневого шару в об'ємі реалізується критерій слабкого поля [11], тому коефіцієнт S_0 постійний по спектру і однаковий для дійсної та уявної компонент $\Delta\varepsilon_V$ [12]. Із співвідношень (17-18) отримуємо

$$\left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_S = \frac{S_0 - S}{S_0 - 1}\frac{\text{ДR}}{\text{R}} \quad (19)$$

$$\left(\frac{\text{ДR}}{\text{R}}\right)_V = \frac{S - 1}{S_0 - 1}\frac{\text{ДR}}{\text{R}} \quad (20)$$

Коефіцієнт поляризаційної анізотропії об'ємної складової електрооптичного ефекту S_0 дорівнює

$$S_0 = \frac{2}{3}\frac{m_t + 2m_l}{m_t + m_l} \quad (21)$$

Для германію $m_l = 1{,}58\cdot m_0$; $m_t = 0{,}082\cdot m_0$ [13], звідси S_0 складає 1,3.

На рис. 2 б показано результати розділення поверхневої складової електровідбивання (крива 3) та об'ємної складової електровідбивання (крива 4) стосовно механічно полірованої поверхні. Виділена об'ємна складова електромодуляції по формі, по порядку чергування домінуючих екстремумів добре узгоджується з поміряною для травленої поверхні в області слабкого збагачення поверхні електронами (див. рис. 2 б крива 4 і рис. 2 а).

Крім того спектр електровідбивання для механічно полірованої поверхні відносно нуля розміщений в основному у від'ємній частині, тобто відносна зміна відбиваючої здатності монокристалу n-Ge в електричному полі $\frac{\Delta R}{R}(E,F) \le 0$ за винятком високоенергетичної області. Таку поведінку спектру ЕВ можна пояснити тим, що хід електростатичного потенціалу напівпровідника ψ від координати z має екстремум. Тоді сигнали електровідбивання, які формуються по різні сторони від екстремуму, протилежні по фазі, а фаза спектру електровідбивання визначається фазою найбільшого із цих сигналів. Таким чином, отримані дані

приводять до енергетичної діаграми механічно полірованої поверхні n-Ge, приведеної на рис. 3.

Її можна розглядати як свідчення про гетерування донорів поблизу полірованої поверхні n-Ge. Відмітимо, що прояв сигналів ЕВ, які

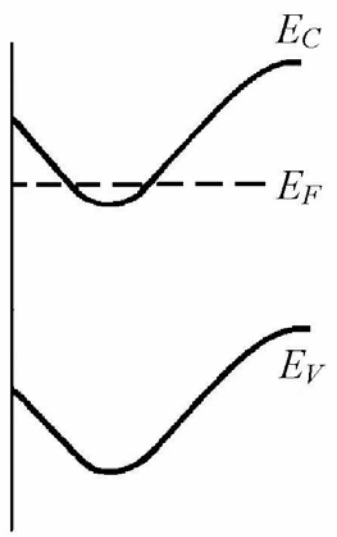

Рис. 3. Енергетична діаграма механічно полірованої поверхні n-Ge.

формуються по різні сторони від екстремуму на залежності $\psi(z)$, показує що надлишково легований шар, який утворюється при поліровці, по товщині не перевищує об'ємної довжини екранування. Концентрація надлишкових донорів поблизу полірованої поверхні n-Ge оцінена з рівняння Пуассона, при цьому взято до уваги, що в області екстремуму рівень Фермі заходить в с-зону і значення $\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} < 0$. Цим шляхом для зразка з $n = 10^{18}$ см$^{-3}$ знайдено $\Delta N_d \geq 5\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Накопичення донорів поблизу полірованої поверхні n-Ge пояснює причину виникнення електрооптичного ефекту заповнення зон (електричний аналог ефекту Бурштейна-Мосса), діючого паралельно з ефектом міжзонного фототунелювання (ефект Келдиша-Франца).

Глибина проникнення світла в енергетичному діапазоні 1,9-2,5 еВ, обчислена за формулою (16) змінюється від 9,8 нм (для E = 2,5 еВ) до 12,9 нм (для E = 1,9 еВ). Глибину проникнення електричного поля можна оцінити згідно [6] по формулі:

$$L_D=\left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 n}\right)^{1/2} \qquad (22)$$

У нашому випадку L_D складає 4,73 нм ($\varepsilon = 16{,}2$; $\varepsilon_0 = 8{,}854\cdot10^{-12}$ Ф/м). Таким чином, електричне поле вздовж координати z, яка є перпендикуляром до поверхні і простягається в глибину зразка, є неоднорідним. Згідно теорії, коли ми працюємо в області збагачення приповерхневого шару основними носіями, електричне поле змінюється по експоненціальному закону $F = F_s\cdot\exp(-L_D/z)$. Аналізуючи експериментальні спектри ЕВ для хімічно травленої поверхні n-Ge (рис. 2 а) за допомогою функцій Ейрі від комплексної змінної, які враховують уширення оптичних спектрів (залежність аргументу η від феноменологічного параметру уширення Γ) пов'язане з часом енергетичної релаксації носіїв заряду τ, а також неоднорідність модулюючого електричного поля F знайдено електронні параметри n-Ge: $E_1 = 2{,}11$ еВ; $E_1 + \Delta_1 = 2{,}31$ еВ; $\hbar\theta = 36{,}41\cdot10^{-3}$ еВ; $\Gamma = 0{,}067$ еВ.

Слід відмітити, що товщина шару збагачення (товщина ОПЗ) визначається ефективною довжиною екранування L, яка при збагачуючих вигинах зон може відрізнятися від довжини екранування L_D. Тобто, при збагаченні приповерхневого шару основними носіями заряду, об'ємний заряд зосереджений саме в приповерхневому шарі, оскільки екранування в цьому випадку здійснюється основними носіями, тобто електронами. Класичну товщину шару збагачення можна знайти за формулою [5]

$$L = \frac{2kT}{eF}. \qquad (23)$$

Електричне поле можна знайти із рівняння Пуассона в припущенні, що всі донорні домішки іонізовані [5,7,14].

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \frac{eN_Д}{\varepsilon_0\varepsilon}, \qquad (24)$$

де z – кордината, перпендикулярна до границі переходу електроліт – напівпровідник, ε – діелектрична проникність Ge, $N_Д$ – концентрація іонізуючих домішок.

$$F = \int_z^{L_D} \frac{eN_Д}{\varepsilon_0\varepsilon}dz = \frac{eN_Д}{\varepsilon_0\varepsilon}(L_D - z). \qquad (25)$$

Поверхневе поле F_s рівне

$$F_s = F_{z=0} = \frac{eN_Д}{\varepsilon_0\varepsilon}L_D. \qquad (26)$$

Обчислене електричне поле F_s для зразка із концентрацією 10^{18} см$^{-3}$ складає $5{,}28\cdot10^6$ В/м. Звідси класична товщина шару збагачення L дорівнює 9,47 нм. Знаючи величину поверхневого електричного поля та електрооптичної енергії за формулою (4) можна оцінити значення приведеної ефективної маси μ для даних оптичних переходів. У нашому випадку μ дорівнює 0,022 m_0. Визначимо характерний для ефекту Келдиша-Франца параметр $\lambda_{КФ}$ ($\lambda_{КФ} = \frac{\hbar\theta}{eF_s}$) з довжиною, яка визначає протяжність осциляції хвильової функції частинки з приведеною масою μ в однорідному електричному полі F_s (довжина хвилі електрона з енергією $h\theta$). Даний параметр рівний $6{,}9\cdot10^{-9}$ м.

Механічна поліровка дрібнодисперсними алмазними пастами привела до зміни електронних параметрів n-Ge: $E_1 = 2{,}15$ еВ; $E_1 + \Delta_1 = 2{,}35$ еВ; $\Gamma = 0{,}107$ еВ. Виходячи із принципу невизначеності Гейзенберга для енергії E і часу t ($\Delta E\cdot\Delta t \geq \hbar$) [15] релаксаційні ефекти в поглинанні світла кристалом

описують [5] феноменологічним параметром уширення Г, пов'язаного з часом τ енергетичної релаксації фотогенерованих носіїв заряду співвідношенням $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$. Це співвідношення дозволяє оптичним методом електровідбивання оцінити значення τ для відповідних електронних переходів. Для n–Ge(110) з концентрацією $n = 10^{18}$ см$^{-3}$ для оптичних переходів E_1 і $E_1 + \Delta_1$, $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = 9{,}82\cdot10^{-15}$ с (для травленої поверхні) і $\tau = 6{,}15\cdot10^{-15}$ с (для механічно полірованої поверхні). Знайдемо довжину хвилі де-Бройля $\lambda_{Д\text{-}Б}$ електрона з ефективною масою рівною $m^*_n = 1{,}58\ m_0$ [13]і енергією kT за формулою:

$$\lambda_{Д\text{-}Б} = \frac{2p}{\sqrt{m_n^*\ kT/\hbar^2}} \qquad (27)$$

У нашому випадку $\lambda_{Д\text{-}Б} = 6{,}15$ нм. Звідси можна зробити висновок, що довжина хвилі де-Бройля більша від довжини екранування L_D і менша від товщини області збагачення L. Тому ми не можемо сказати, що енергетична діаграма травленої поверхні n-Ge містить екстремум на відміну від енергетичної діаграми механічно полірованої поверхні.

Виходячи із отриманих результатів оцінимо внутрішні механічні напруження (ВМН), які виникають при механічній поліровці даних кристалів. При гідростатичному тиску P, зміна енергії електронного переходу ΔE_1 рівна [6]

$$\Delta E_1 = \frac{(a_C - a_V)}{V}\Delta V \qquad (28)$$

де a_C і a_V – деформаційні потенціали зони провідності і валентної зони відповідно; $\frac{\Delta V}{V}$ – відносна зміна об'єму, яку можна записати у вигляді

$$\frac{\Delta V}{V} = -3\Delta P(S_{11} + 2S_{12}), \qquad (29)$$

де S_{11} і $2S_{12}$ – компоненти тензора пружності, які пов'язані із компонентами тензора жорсткості C_{11} і C_{12} співвідношенням

$$(S_{11} + 2S_{12})^{-1} = C_{11} + 2C_{12}. \qquad (30)$$

Використовуючи співвідношення (28 –30) отримуємо

$$\frac{\Delta E_1}{\Delta P} = \frac{-3(a_C - a_V)}{(C_{11} + 2C_{12})} \qquad (31)$$

Для Ge $(a_C - a_V) = -12$ еВ; $C_{11} = 1{,}285\cdot10^{11}$ Па; $C_{12} = 0{,}483\cdot10^{11}$ Па [6]. Звідси отримуємо значення коефіцієнта зміни енергії переходу Ge при гідростатичному тиску $\frac{\Delta E_1}{\Delta P} = 1{,}599\ 10^{-10}\ \frac{\text{еВ}}{\text{Па}}$. Оцінка зміни величини внутрішніх механічних напружень у Ge n-типу при $\Delta E_1 = 0{,}04$ еВ дає значення $\Delta P = 2{,}5\cdot10^8$ Па.

Для одновісного стиску в напрямку [111]

$$\frac{\Delta E_1}{P} = -\frac{1}{\sqrt{3}}dS_{44} = -\frac{1}{\sqrt{3}}d\frac{1}{C_{44}}, \qquad (32)$$

де d – деформаційний потенціал зсуву; C_{44} – модуль жорсткості (d = -5 еВ; $C_{44} = 0{,}68\cdot10^{11}$Па для Ge [6]). Тоді $\frac{\Delta E_1}{\Delta P} = 0{,}425\cdot10^{-10}\ \frac{\text{еВ}}{\text{Па}}$, і зміна внутрішніх механічних напружень при поліровці при $\Delta E_1 = 0{,}04$ еВ дорівнює $9{,}41\cdot10^8$ Па. Таким чином при поліровці зразків n-Ge механічні напруження в Ge змінилися на величину середню між 2,5 10^8 Па (гідростатичний тиск) і $9{,}41\cdot10^8$ Па (одновісний тиск для напрямку [111]), тобто на $5{,}95\cdot10^8$ Па.

Висновки

На основі кількісного аналізу спектрів електровідбивання хімічно травленої та механічно полірованої поверхонь n-Ge (110) із концентрацією носіїв 10^{17}-10^{18} см$^{-3}$ на переходах E_1, $E_1 + \Delta_1$ при двох різних напрямках вектора поляризації світлової хвилі $\mathbf{E}//[001]$ і $\mathbf{E}//[1\bar{1}0]$ в області збагачення поверхні електронами можна зробити такі висновки:

1. Оцінено внесок механічно полірованої поверхні n-Ge(110) в ефект електровідбивання на основі відмінності комплексного показника заломлення тонкого поверхневого шару $N_S = n_s + i\chi_s$ в порівнянні з об'ємом $N_v = n_v + i\chi_v$ і використання поляризаційної (тензорної) анізотропії електрооптичного ефекту.
2. Визначені величини енергій електронних переходів E_1, $E_1 + \Delta_1$; поверхневого електричного поля F_s; електрооптичної енергії hθ; приведеної ефективної маси μ для даних оптичних переходів; феноменологічного параметру уширення Г; енергетичного часу релаксації τ носіїв заряду; класичну товщину шару збагачення L; параметр $\lambda_{КФ}$.
3. Проаналізовано форму приповерхневого потенціального бар'єру для хімічно травленої та механічно полірованої поверхонь n-Ge (110) та зміну коефіцієнту поляризаційної анізотропії електрооптичного ефекту S в залежності від стану поверхні досліджуваного матеріалу.
4. З'ясовано фізичні механізми явищ, що відбуваються на поверхні n-Ge(110) при збагаченні поверхні електронами як хімічно травленої, так і механічно полірованої поверхонь.
5. Відмінності в енергіях електронних переходів між травленою та механічно полірованою поверхнями n-Ge (110) використано для оцінки зміни внутрішніх механічних напружень в германію після поліровки дрібнодисперсними алмазними пастами.

[1] А.О. Волков, О.А. Рябушкин. Радиочастотно-оптический модуляционный спектроскоп для исследования полупроводниковых структур // *Приборы и техника эксперимента*., **5**, сс.121-125 (2001).

[2] А.А. Герасимович, С.В. Жоховец, Г. Гобш, Д.С. Доманевский. Электроотражение и отражение структуры GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой при комнатной температуре. // *ФТП*, **39** (6), сс 729-734 (2005).
[3] А.М. Евстигнеев, О.В. Снитко, Л.В. Артамонов, П.А. Генцар, А.Н. Красико. Вклад поверхности в эффект электроотражения и его выделение при наличии поляризационной анизотропии // *УФЖ*, **31** (5), сс. 756-759 (1986).
[4] P.A. Gentsar, L.A. Matveeva, A.A. Kudryavtsev, E.F. Venger. Effects of interband phototunneling and filling the bands in electroreflection spectra of germanium. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. **6** (2), pp.141-146 (2003).
[5] В.А. Тягай, О.В. Снитко. *Электроотражение света в полупроводниках*. Наукова думка, Киев, 302 с. (1980).
[6] М. Кардона. *Основы физики полупроводников*. Физматлит, Москва, 560 с. (2002).
[7] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия*. Мир, М., 416с. (1972).
[8] Ю.В. Воробьев, В.Н. Добровольский, В.И. Стриха. *Методы исследования полупроводников*. Выщ. Шк., Киев, 232 с. (1988).
[9] Г.П. Пека, В.І. Стріха. *Поверхневі та контактні явища у напівпровідниках*. Либідь, Київ, 238 с. (1992).
[10] R. Del Sole, D.E. Aspnes. Effect of surface and non-uniform field in electroreflectance: Application to Ge // *Phys. Rev. B*. **17** (8), pp. 3310-3317 (1978).
[11] D.E. Aspnes. Third – Derivative Modulation Spectroscopy with Low-Field Electroreflectance // *Surface Schience*. **37** (2), pp. 418–442 (1973).
[12] K. Kondo, A. Moritani. Symmetry analysis and uniaxial stress effect on the Row –field electroreflectance of Si from 3,0 to 4,0 eV // *Phys. Rev. B*., **14** (4), pp.1577-1592 (1976).
[13] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ*. Справочник / Отв. ред. А.В. Новоселова, В.Б. Лазарев., Наука, М., 339 с. (1979).
[14] П.О. Генцарь, Л.О. Матвеєва, Л.А. Демчина, Є.Ф. Венгер. Контроль структурної досконалості епітаксійних плівок n-GaAs методом електровідбивання //*Фізика і хімія твердого тіла*. **5**(2) сс.237-242 (2003).
[15] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников*. Наука, М., 616 с. (1978).

P.O. Gentsar, O.I. Vlasenko, L.A. Demchyna

Influence of Surface State on the Anisotropic Spectrums of Electro-Reflection of n-Ge(110)

'V.E. Lashkarev' Institute of Semiconductor Physics NAS of Ukraine
45, Nauki Av., 03028, Kiev, E-mail: gentsar@isp.kiev.ua

It is analyzing of surface contribution in the effect of electrical-reflection with the use of polarization (tensor) dependence of electro-optical effect in relation to the mechanically polished surface of n-Ge(110). Influence of surface state is analysed on the anisotropic spectrums of electro-reflection, change of form of near-surface potential barrier and internal mechanical tensions after the polish. The electronic parameters of near-surface layer of n-Ge(110) are spotted.