

Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко

ОСОБЛИВОСТІ ДІЇ УЛЬТРАЗВУКУ НА ЕЛЕКТРОННИЙ ТРАНСПОРТ 2DEG ТА 3DEG НОСІЇВ ЗАРЯДУ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaN/AlGaN/GaN/AlN

Проведено аналіз температурних та амплітудних залежностей концентрації носіїв заряду та їхньої рухливості в MOCVD гетероструктурах GaN/Al_{0,2}Ga_{0,8}N/GaN/AlN на сапфірі в умовах акустичного навантаження (поздовжні хвилі, $f \sim 9$ МГц). Виявлені температурні особливості змін електрофізичних характеристик дозволили розглядати нашу систему як складну – з паралельними каналами провідності. Показано, що при високих температурах ($T > 200$ К) переважає 3DEG провідність, яка має термоактиваційний характер і описується акустоіндукованою перебудовою метастабільного DX-центра. За температур ($T < 150$ К) переважає 2DEG провідність. Тут визначальним механізмом є тунельний, природа якого пов'язана з дислокаціями. Акустоіндуковані зміни електрофізичних параметрів, найімовірніше, відбуваються поблизу дислокацій, які активно взаємодіють з ультразвуковими хвилями.

Ключові слова: ультразвук, гетероструктури GaN/AlGaN/GaN/AlN, електронний транспорт, метастабільні центри, ефект Холла.

1. ВСТУП

Вивчення процесів акустичної деформації в GaN/AlGaN пов'язане з можливостями модифікації зонної структури та зміни при цьому електричних та оптичних властивостей наноструктур. Значна густина дислокацій і п'єзоелектрична поляризація визначають високу чутливість наноструктур до дії зовнішніх полів та, зокрема, і до прояву акустоіндукованих (AI) ефектів [1-3].

У даній роботі спеціально досліджено особливості (відмінності) впливу ультразвуку (УЗ) на транспортні властивості гетероструктур AlGaN/GaN в залежності від переважаючого характеру провідності, який визначається температурою. З метою виявлення таких особливостей акустоелектронної взаємодії та встановлення основних її механізмів, проведено експериментальні дослідження електрофізичних характеристик наноструктур (температурні, амплітудні) при дії акустодеформаційного поля. Для вивчення дії УЗ окремо як на протікання 3DEG, так і 2DEG носіїв заряду, в даній роботі проведена математична операція розділення цих потоків. Використано припущення про переважаючий внесок у провідність в окремому температурному діапазоні лише одного з носіїв, а саме: за ВТ ($T > 200$ К) це 3D, а при $T < 150$ К – 2D-носії.

2. ЗРАЗКИ І МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Досліджувані гетероструктури GaN/Al_{0,2}Ga_{0,8}N/GaN/AlN на сапфірі вирощені методом газозфазної епітаксії MOCVD [3-4]. Структура шарів ГЕС наступна: спейсер GaN Cap (5 нм), бар'єрний шар Al_{0,2}Ga_{0,8}N (20 нм), буферний шар GaN (300 нм), шар AlN nucleation layer (5 нм), підкладка Al₂O₃ (400 мкм). Площа зразка складала $\sim 6,2 \times 6,2$ мм².

Вимірювання ЕФ параметрів. Концентрація та рухливість носіїв заряду визначалися з даних вимірювання ефекту Холла методом Ван-дер-Пау в режимі постійних електричного і магнітного (індукція 0,47 Тл) полів [3-4]. Дія УЗ зводилася лише до акустичної деформації в режимі біжної хвилі. Розрахунки та експериментальні попередні перевірки показали, що при типових значеннях високочастотної (частота ~ 10 МГц) напруги на п'єзоперетворювачі ~ 15 В, введена крізь акустичний буфер в зразок потужність УЗ складала $W_{УЗ} \sim 0,5 \cdot 10^4$ Вт/м², що відповідало деформації в акустичній хвилі $\epsilon_{УЗ} = (2W_{УЗ} / \rho v^3)^{1/2} \sim 1 \cdot 10^{-6}$ і напруженню

$\tau_{y3} = \sqrt{2\rho vW} \sim 0,45 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$. Використовувалась наступна кристалографічна орієнтація зразків – магнітне поле і напрям розповсюдження поздовжньої УЗ хвилі були направлені вздовж (0006) напрямку гетероструктури, тобто акустична хвиля була п'єзоактивною.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Вплив ультразвуку на температурні залежності концентрації електронів $n(T)$. На рис.1 приведені температурні залежності концентрації носіїв $n(T)$. Криві 1,2,3 – експериментальні дані холлівських вимірювань $n_{exp}(T)$ за різних амплітуд акустичного навантаження (поздовжні хвилі, $f_{y3} \approx 9 \text{ МГц}$, $\tau_{y3} \approx 0,45 \cdot 10^6$ і $1,35 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$ відповідно). Характер температурних змін для усіх випадків, загалом, традиційний – зростання $n_{exp}(T)$ при підвищенні температури у високотемпературній області ($T > 200 \text{ К}$). АІ зменшення нахилу кривих в області високих температур n ($T > 200 \text{ К}$) відповідає зменшенню енергії термоактивації (44,6 меВ; 42,9 меВ та 24,9 меВ – для кривих 1, 2 та 3 відповідно).

При зростанні температури в низькотемпературній області ($T < 150 \text{ К}$) $n(T)$ фактично не залежить від температури. При УЗ навантаженні відбувається зростання концентрації як у ВТ області, де переважає провідність σ_{3D} , так і у НТ області, де переважає провідність σ_{2D} . При зниженні температури ефект АІ змін зростає.

Як видно з рис.1, для вихідного зразка характерною особливістю залежності $n_{exp}(T)$ є факт двох температурних інтервалів, що відрізняються характером температурних змін – збільшення при зростанні температури у високотемпературній (ВТ, $T > 200 \text{ К}$) та фактично незалежність $n_{exp}(T)$ в низькотемпературній області (НТ, $T < 250 \text{ К}$). Відомо, що такий характер $n_{exp}(T)$ – слабка залежність та низька концентрація $n < 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в структурах GaN/AlGaN відповідає 2DEG провідності [5,6].

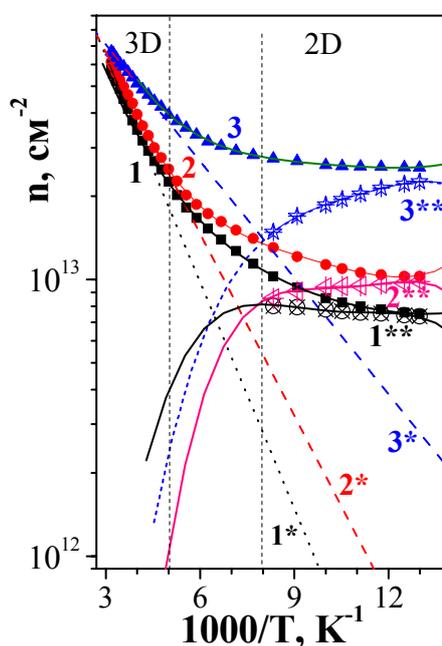


Рис.1. Температурні залежності концентрації електронів $n(T)$. Криві 1,2,3 – експериментальні дані холлівських вимірювань $n_{exp}(T)$ при різних амплітудах акустичного навантаження (поздовжні хвилі, $f_{y3} \approx 9 \text{ МГц}$, $\tau_{y3} \approx 0,45 \cdot 10^6$ і $1,35 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$ відповідно). Криві (лінії) 1*,2*,3* – апроксимації високотемпературних лінійних областей $n_{exp}(T > 200 \text{ К})$, які відповідають $n_{3D}(T)$. Криві 1**, 2**, 3** – розрахунок концентрації 2DEG носіїв $n_{2D}(T) = n_{exp}(T) - n_{3D}(T)$ для відповідних режимів УЗ навантаження. Вертикальні лінії обмежують температурні інтервали, де переважають 3D та 2D носії відповідно.

Отже, характер експериментальних температурних змін $n_{exp}(T)$ вказує на багатоканальну структуру протікання струму. Для уточнення (особливостей) механізму дії УЗ на протікання як 3D, так і 2D носіїв заряду в структурах GaN/AlGaN нарізно, в даній роботі проведена математична операція розділення цих потоків. Використано припущення про переважаючий внесок у провідність в окремому температурному діапазоні лише одного з носіїв, а саме: за ВТ ($T > 200$ К) це 3D, а при $T < 150$ К – 2D носії заряду. В подальшому у цій роботі розглядаємо нашу систему зразка як складну – з паралельними каналами провідності. Так, межі AlGaIn/GaN та GaN/AlGaIn можуть проявляти 2DEG провідність (σ_{2D}), в той же час плівкові шари (GaN-буфер та бар'єрний шар AlGaIn – 3DEG (σ_{3D})). Тут позначення $n_{2D}(T)$, $\mu_{2D}(T)$ та $n_{3D}(T)$ і $\mu_{3D}(T)$ стосуються носіїв різного типу. Оскільки 2DEG та 3DEG носії відрізняються характером температурної залежності, це допомагає в наших умовах конкретизувати (розділити) відповідні температурні області.

Експериментально виявлений експоненційний характер $n_{3D}(T)$ у високотемпературному діапазоні ($T > 200$ К) дозволяє допустити, що така ж залежність $n_{3D}(T)$ для 3DEG носіїв зберігається і при НТ; а саме: це криві 1*, 2* і 3* (рис.1), які отримані апроксимацією ВТ експериментальних лінійних областей $n_{3D}(T)$. Отже, загалом, для всього температурного діапазону можна записати:

$$n_{exp}(T) = n_{2D}(T) + n_{3D}(T). \quad (1)$$

Використаємо співвідношення (1) для знаходження n_{2D} ($T < 200$ К):

$$n_{2D}(T) = n_{exp}(T) - n_{3D}(T). \quad (2)$$

Результати цієї операції наведено на рис.1 – лінії 1**, 2** та 3**. Для більшої наочності, ці, вже розділені, температурні залежності концентрації для $n_{3D}(T)$ та $n_{2D}(T)$ наведені на рис.2а і 3а відповідно. Бачимо, що експериментальні температурні зміни n_{3D} ($T \geq 200$ К) відповідають, загалом, характерним залежностям у невідродженому об'ємному напівпровідникові – рис.2(a) [7]. В той же час за $T < 150$ К залежність $n_{2D}(T)$ фактично не залежить від температури (рис.3а), що, як відзначалося вище, характерно для 2DEG провідності [5,6]. Але вплив УЗ в обох випадках якісно подібний – спостерігається зростання концентрації носіїв. Більш детально особливості дії УЗ показані на рис.4а і рис.5а.

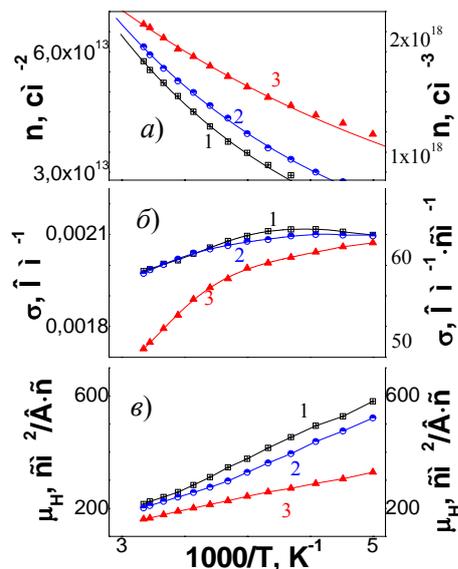


Рис. 2. 3DEG. Температурні залежності концентрації n_{3D} (а), провідності σ_{3D} (б) та рухливості μ_{3D} (в). Нумерація кривих відповідає позначенням на рис.1. Для наглядності на правій осі приведений перерахунок електрофізичних параметрів в об'ємній розмірності з урахуванням сумарної товщини буферного та бар'єрного шарів 330 нм.

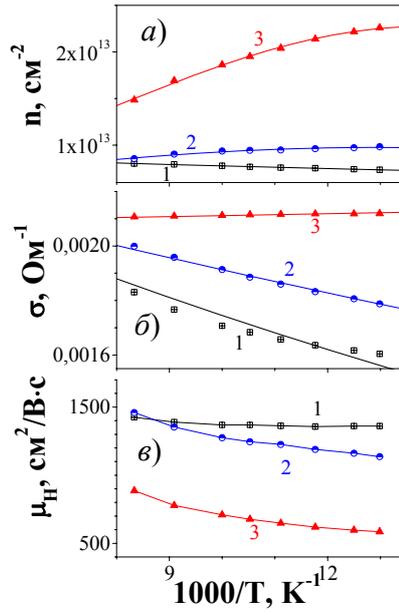


Рис. 3. 2DEG. Температурні залежності концентрації n_{2D} (а), провідності σ_{2D} (б) та рухливості μ_{2D} (в). Нумерація кривих відповідає позначенням на рис.1.

Вплив ультразвуку на температурні залежності електропровідності. Як узгоджено вище, загальна провідність гетероструктури GaN/AlGaN теж є складеною (сумарною), тобто реалізується багатошарова схема протікання струму [8,9]. За аналогією з (1):

$$\sigma_{exp}(T) = \sigma_{2D}(T) + \sigma_{3D}(T). \quad (3)$$

Отже, для окремих температурних діапазонів (НТ і ВТ), допускаючи переважання того чи іншого типу провідності, можна записати окремо для σ_{2D} і σ_{3D} :

$$\sigma_{2D} = en_{2D}(T)\mu_{2D}(T) \quad (4a)$$

$$\text{і } \sigma_{3D} = en_{3D}(T)\mu_{3D}(T). \quad (4б)$$

У відповідності з проведеним розділенням температурних діапазонів, де абсолютно переважаючим є внесок одного типу носіїв, на рис.2б і рис.3б приведені експериментальні залежності провідностей $\sigma_{2D}(T)$ і $\sigma_{3D}(T)$. Детально розглядати відмінності дії УЗ на $\sigma_{2D}(T)$ і $\sigma_{3D}(T)$ немає фізичного змісту, оскільки самі провідності є результатом (добутком) двох параметрів (концентрації та рухливості), що можуть характеризуватися незалежним характером АІ змін, і які розглядаються окремо.

Вплив ультразвуку на температурні залежності рухливостей. На підставі співвідношень (4а,б) і використовуючи результати рис.2а,б і рис.3а,б, можемо тепер порахувати температурні залежності рухливостей окремо як для 2DEG, так і для 3DEG носіїв:

$$\mu_{2D}(T) = \sigma_{2D}/en_{2D}(T) \quad (5a)$$

$$\text{і } \mu_{3D}(T) = \sigma_{3D}/en_{3D}(T). \quad (5б)$$

Ці залежності приведені на рис.2в і рис.3в відповідно. Як бачимо, при зменшенні температури спостерігається відмінність характеру температурних змін рухливостей 3DEG і 2DEG носіїв: зростання $\mu_{3D}(T)$ та, навпаки, незначне зменшення $\mu_{2D}(T)$, яке посилюється при дії УЗ. Проте ефект УЗ дії на μ_{3D} і μ_{2D} в обох випадках якісно подібний – зменшення абсолютних величин (детально див. рис.4б і рис.5б). Нагадаємо тут, що основними механізмами розсіювання носіїв заряду в гетероструктурах AlGaIn/GaN в усьому діапазоні

температур 77÷330 К є: а) розсіювання на полярних оптичних фононах ($T > 200$ К) та б) розсіювання на заряджених центрах ($T \leq 150$ К) [11]. Отже, АІ зменшення $\mu_{3D}(T)$ (рис.2в, криві 2 і 3) можна пояснити УЗ модифікацією фононного спектра кристала [9]. Дійсно, як показано в [4,10], при УЗ навантаженні гетероструктури GaN/AlGaN відбувається певне розширення ґратки. В результаті АІ зміна міжатомної взаємодії призводить до зміни пружних модулів. В той же час $\mu_{2D}(T)$ майже не змінюється (рис.3в), що може свідчити про переважаючий у цій температурній області механізм розсіювання носіїв на поверхні (гетеропереходу), для якого характерна дуже слабка температурна залежність. Зауважимо, що розсіювання носіїв на заряджених центрах для 2DEG носіїв не відбувається [8,11].

За НТ, безумовно, суттєвим буде вклад розсіювання носіїв заряду на дислокаціях [11-13]. Особливо важливо враховувати дислокаційний механізм для кривих $\mu_{2D}(T)$, отриманих в умовах УЗ навантаження. При цьому головним чинником АІ зростання дислокаційного розсіювання стає зміна лінійної густини зарядів на дислокаціях в процесі їхніх вимушених коливань у полі зовнішньої УЗ деформації [14]. Якщо вважати, що при УЗ частина п'єзополаризаційних електронів захоплюється дислокаціями, при цьому збільшуючи лінійну густину заряду дислокації, це, в свою чергу, повинно призвести до зростання розсіювання носіїв заряду на дислокаціях та додаткового зменшення рухливості [7,14].

Порівняння АІ ефектів для НТ і ВТ температурних областей. Температурні залежності АІ відносних змін концентрації та рухливості у відповідності з даними рис.2 і рис.3 представлені на рис. 4,5 для 3DEG і 2DEG-носіїв відповідно. Помітно, що УЗ вплив як на (n^{y3}/n^0) , так і на (μ^{y3}/μ^0) , лінійно зростає зі зниженням температури $\sim (1/T)$. Кількісні характеристики цих змін наведені в **Таблиці**.

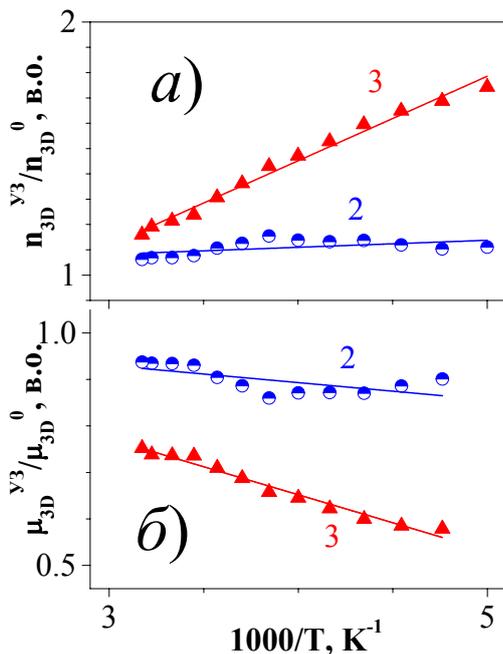


Рис. 4. 3DEG. Температурні залежності АІ відносних змін концентрації n_{3D} (а) та рухливості μ_{3D} (б). Нумерація кривих 2 і 3 відповідає позначенням на рис.1,2.

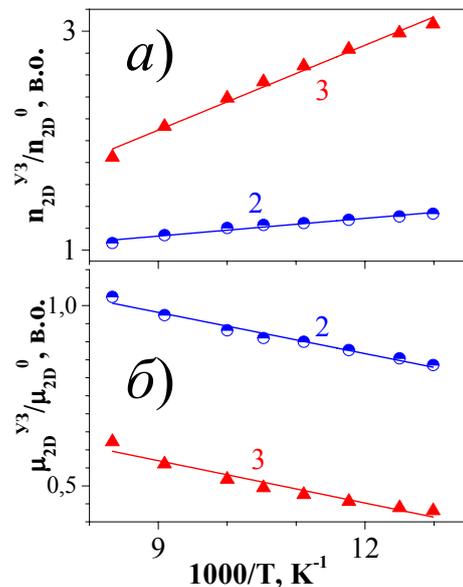


Рис. 5. 2DEG. Температурні залежності АІ відносних змін концентрації n_{2D} (а) та рухливості μ_{2D} (б). Нумерація кривих 2 і 3 відповідає позначенням на рис.1,3.

Таблиця. Температурні залежності АІ відносних змін концентрації $\partial(n^{y3}/n^0)/\partial T$ та рухливості $\partial(\mu^{y3}/\mu^0)/\partial T$ за двох величин акустичного навантаження ($\tau_{y3}^2=0,45 \cdot 10^6$ Н/м² та $\tau_{y3}^3=1,35 \cdot 10^6$ Н/м²) для 3DEG та 2DEG носіїв (на основі рис.4 і 5 відповідно).

Характеристика	3DEG		2DEG	
$\tau_{y3}, 10^6 \text{ Н/м}^2$	0,45	1,35	0,45	1,35
$W_{y3}, 10^4 \text{ Вт/м}^2$	0,5	4,5	0,5	4,5
$\partial(n^{y3} / n^0) / \partial T$	0,03	0,3	0,05	0,3
$\partial(\mu^{y3} / \mu^0) / \partial T$	- 0,04	- 0,12	- 0,04	- 0,04

З рис. 4 і 5 видно, що нахил АІ змін концентраційних залежностей $\partial(n^{y3} / n^0) / \partial T$ росте пропорційно W_{y3} , причому майже однаково як для 3DEG, так і для 2DEG носіїв. Тобто, в загальному, механізм дії УЗ в обох випадках пов'язаний зі зменшенням певних енергетичних бар'єрів: E_a у випадку DX-центрів (при 3D провідності) і резонансного рівня для тунельної емісії ΔE_T (при 2D провідності) [10,17]. Нахил АІ зміни рухливості $\partial(\mu^{y3} / \mu^0) / \partial T$ для 3DEG теж зростає, але вже пропорційно τ_{y3} (а не $W_{y3} \sim (\tau_{y3})^2$). Для 2DEG носіїв залежність $\partial(\mu^{y3} / \mu^0) / \partial T$ фактично не змінюється з W_{y3} . Тут проявляються відповідні переважаючі механізми розсіювання носіїв заряду.

4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ. ПРО ТУНЕЛЬНИЙ МЕХАНІЗМ

В структурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, що містять DX-центри, за умови УЗ деформації відбувається періодична зміна відстані між положеннями атома донора. Це веде до зниження бар'єра для переміщення дефекту в DX-стан; при цьому одночасно відбувається зростання концентрації електронів [4,10]. В структурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ DX-центри утворюються, зокрема, за рахунок кисневої домішки, причому їхній стан чутливий до зовнішніх тисків [15]. Акустичувливими центрами можуть бути й мілкі донори, які захоплені на дислокаційні пастки. Якщо співставити експериментальні значення енергії активації з літературними даними ($E_a \approx 50 \text{ меВ}$, $n_e \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ структур, легованих кремнієм [15,16]), можна допустити, що у даних зразках визначальною фоновою домішкою теж є атоми кремнію. За НТ при УЗ навантаженні відбувається генерація електронів з глибоких домішкових рівнів у бар'єрному AlGaN шарі та подальший їхній транспорт в 2DEG зону. Іншим джерелом електронів для 2DEG зони є поверхневі донорноподібні стани бар'єрного шару, які нейтральні, коли зайняті електронами, і позитивно заряджені при переході електронів у провідний шар [4]. За ВТ, де переважає термоактиваційна складова, енергія активації E_a максимальна; зі зростанням W_{y3} E_a зменшується (рис.1). За НТ зі зростанням внеску тунельної складової теж спостерігається зниження ΔE_T . Саме незалежність $n_{2D}(T)$ свідчить про наявність суттєвого внеску тунельного струму. Горизонтальні ділянки, які спостерігаються в експерименті, виникають внаслідок тунельної емісії носіїв заряду через квазірезонансний рівень. Тобто, електронна емісія в адмітансі є внутрішньою емісією в твердому тілі, що призводить до переміщення носія заряду зі зв'язаного стану у вільний (в зону провідності), електрон тунелює через бар'єр висотою ΔE_T . Зі зменшенням температури внесок тунельної емісії зростає. Визначальним в процесі струмоперенесення за НТ є тунельний механізм, природа якого пов'язана з дислокаціями, що виникають на межі розділу $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ і проростають в епітаксійний шар GaN [13]. При аналізі механізмів дії УЗ на напівпровідникові об'єкти, які містять високу густину дислокацій ($10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-2}$), не можна не враховувати акустодислокаційні ефекти. АІ зміни, найімовірніше, відбуваються поблизу структурних дефектів (поблизу дислокацій) [14]. Поздовжня УЗ хвиля активно взаємодіє із сегментами дислокацій, які лежать в базисній площині або нахилені до поверхні.

5. ВИСНОВКИ

1. Для вивчення дії УЗ окремо як на протікання 3D, так і 2D носіїв заряду, проведена математична операція розділення цих потоків. Використано припущення про переважаючий внесок у провідність в окремому температурному діапазоні лише одного з носіїв, а саме: за ВТ ($T > 200$ К) це 3D, а при $T < 150$ К – 2D носії.

2. Встановлено, що 3DEG і 2DEG носії заряду відрізняються характером температурних змін концентрації (при збільшенні температури спостерігається зростання n_{3D} і незалежність від температури n_{2D}) та рухливості (зменшення μ_{3D} , але збільшення μ_{2D}).

3. Показано, що вплив УЗ в обох випадках як для 3DEG, так і для 2DEG носіїв заряду, якісно подібний – спостерігається зростання концентрації носіїв n_{3D} і n_{2D} та АІ зменшення абсолютних величин μ_{3D} і μ_{2D} .

Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko

PECULIARITIES OF ULTRASOUND EFFECT ON 2DEG AND 3DEG CHARGE CARRIERS ELECTRONIC TRANSPORT IN GaN/AlGaN/GaN/AlN HETEROSTRUCTURES

We have conducted the temperature and amplitude dependencies of the charge carriers concentration and its mobility analysis in GaN/Al_{0,2}Ga_{0,8}N/GaN/AlN on sapphire structures growing MOCVD method under the ultrasonic loading (longitudinal waves, $f_{US} = 9$ MHz). We found out the temperature peculiarities of electronic characteristics changes, it is allowed us to consider our system as complex with parallel conduction channels. In order to study the effect of ultrasound loading separately on both the flow of 3DEG and 2DEG charge carriers, a mathematical operation of separating these flows was carried out. It is shown, that at high temperatures ($T \square 200$ K), 3DEG conductivity prevails, which has a thermal activation character and is described by the acoustically induced transformation of the metastable DX center. At temperatures ($T \square 150$ K), 2DEG conductivity prevails. Thus, AlGaN/GaN and GaN/AlGaN boundaries can exhibit 2DEG conductivity (σ_{2D}), while film layers (GaN buffer and AlGaN barrier layer are 3DEG conductivity (σ_{3D})). In the Al_xGa_{1-x}N structures containing DX centers, under US loading, there is a periodic change in the distance between the positions of the donor atom. Here, the determining mechanism is tunneling, the nature of which is related with dislocations. The horizontal sections observed in the experiment arise as a result of the tunnel emission of charge carriers through the quasi-resonant level. It was established that 3DEG and 2DEG charge carriers differ in the nature of temperature changes in concentration (with increasing temperature, there is an increase in 3DEG concentration and independence from temperature in 2DEG concentration) and mobility (decrease in 3DEG, but increase in 2DEG). It is shown that the influence of ultrasound in both cases, both for 3DEG and for 2DEG, of charge carriers is qualitatively similar - there is an increase in the 3DEG and 2DEG carriers concentration and a decrease in the absolute values of 3DEG and 2DEG mobility. Acoustically induced changes in electrical parameters most likely occur near dislocations that actively interact with ultrasonic waves.

Keywords: ultrasound, gallium-nitride, electron transport, metastable centers, Hall effect.

1. L. Dong, J.V. Mantese, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, and S.P. Alpay. Strain induced variations in band offsets and built-in electric fields in InGaN/GaN multiple quantum wells. *J. Appl. Phys.* 2013. **114**. P. 043715.
2. Nitin Goyal, and Tor A. Fjeldly. Effects of strain relaxation on bare surface barrier height and two-dimensional electron gas in Al_xGa_{1-x}N/GaN. *J. Appl. Phys.* 2013. **113**. P. 014505.
3. Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко, В.В. Калюжний, О.Є. Беляєв. Особливості акустоіндукованих змін електрофізичних характеристик у гетероструктурах GaN/Al_{0,2}Ga_{0,8}N/GaN/AlN. *Оптоелектроніка та напівпровідникова техніка*. 2020. **55**. С. 109-116.
4. V.V. Kaliuzhnyi, O.I. Liubchenko, M.D. Tymochko, Y.M. Olikh, V.P. Kladko, A.E. Belyaev. Investigation of traps in AlGaN/GaN heterostructures by ultrasonic vibrations. *Ukr. J. Phys.* 2021. **66**, №12. P. 1058-1062.
5. T.R. Lenka, A.K. Panda. Characteristics study of 2DEG transport properties of AlGaN/GaN and AlGaAs/GaAs-based HEMT. *Semiconductors*. 2011. **45**, №5. P.650-656.
6. J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, and L. F. Eastman. Scattering mechanisms limiting two-dimensional electron gas mobility in Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN modulation-doped field-effect transistors *J. Appl. Phys.* 2000. **87**. P. 3900.
7. O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.* 1999. **85**. P. 3222-3233.

8. E. Frayssinet, W. Knap, P. Lorenzini, et al. High electron mobility in AlGa_n/Ga_n heterostructures grown on bulk GaN substrates. *Appl. Phys. Lett.* 2000. **77**, №16. P. 2551.
9. I. A. Buyanova, A. U. Savchuk, M. K. Sheinkman, M. Kittler. Influence of subthreshold ultrasound treatment on the recombination properties of dislocations in Ge_xSi_{1-x}-Si heterostructures, *Semicond. Sci. Technol.* 1994. **9**, №11. P. 2042–2046.
10. Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко, В.П. Кладько, О.І. Любченко, О.Є. Беляєв, В.В. Калужний. Значення DX-центрів для акустоіндукованих процесів перебудови дефектів в GaN/AlGa_n. *Оптоелектроніка та напівпровідникова техніка*. 2021. **56**. С. 61-70.
11. D.Y. Protasov, T.V. Malin, A.V. Tikhonov, et al. Electron scattering in AlGa_n/Ga_n heterostructures with a two-dimensional electron gas. *Semiconductors*. 2013. **47**. P. 33–44.
12. K. Alfaramawi. Dislocation scattering-limited electron mobility in wurtzite n-type gallium nitride. *Journal of Ovonic Research*. 2018. **12**, №3. P.147-154.
13. А.Е. Беляєв, Н.С. Болговец, В.Н. Иванов, В.П. Кладько, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, А.В. Кучук, В.В. Миленин, Ю.Н. Свешников. О механизме токопереноса, обусловленном дислокациями в нитрид-галлиевых диодах Шоттки. *ФТП*. 2008. **42**, №6. P.706-710.
14. Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko, O.Ya.Olikh, and V.A. Shenderovsky. Clusters of Point Defects Near Dislocations as a Tool to Control CdZnTe Electrical Parameters by Ultrasound. *Journal of Electronic Materials*. 2018. **47**, №8. P. 4370-4378.
15. R. Zeisel, M.W. Bayerl, S.T.B. Goennenwein, et al. DX-behavior of Si in AlN. *Phys. Rev. B*. 2000. **61**. P. R16283.
16. G.S. Cargill, A. Segmueller, T.F. Kuech, and T.N. Theis. Lattice strain from DX centers and persistent photocarriers in Sn-doped and Si-doped Ga_{1-x}Al_xAs. *Phys. Rev. B*. 1992. **46**. P.10078–10085.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
41, проспект Науки,
03680 Київ, Україна
e-mail: jaroluk3@ukr.net

Отримано 17.08.2022