

КОСЯЧЕНКО Л. А., КАБАНОВА І. С.,
СОЛОНЧУК І. В., ГУЦ В. В., ДУТКА Ю. М.

ГАРЯЧІ ФОНОНИ В ДІОДНІЙ СТРУКТУРІ НА ФОСФІДІ ГАЛІЮ

Описані спектри комбінаційного розсіювання світла в кристалі GaP з виготовленою на його поверхні бар'єрною структурою. Крім ліній в стоксовій і антистоксовій областях, які спостерігаються при нульовому зміщенні діодної структури, виявлено інтенсивну додаткову лінію (з раманівським зсувом ~ 30 меВ), яка з'являється тільки за умов передпробійної електролюмінесценції діода. Її походження пов'язується з гарячими фононами, які генеруються високо-енергетичними носіями заряду, збудженими сильним електричним полем в обернено зміщеній діодній структурі.

Проходження струму через обернено зміщену напівпровідникову бар'єрну структуру приводить до збудження гарячих носіїв заряду, свідченням чого є помноження носіїв, виникнення оптичного випромінювання з характерним спектром тощо. Гарячий носій з енергією декілька електронвольт може збуджувати також значне число фононів. Маючи велику енергію, гарячий носій генерує не тільки довгохвильові акустичні фонони але й короткохвильові акустичні, а також оптичні фонони, число яких при звичайних умовах мале. В результаті, з системою рівноважних фононів, розподіл яких визначається температурою тіла, співіснує підсистема високоенергетичних (гарячих) фононів.

Гарячі фонони в напівпровідниках інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиріч. Їх збудження здійснюється опроміненням кристалу фотонами з енергією, більшою ширини забороненої зони напівпровідника. Витрачаючи основну частину енергії на іонізацію атома, фотон віддає її частину електро-

ну і дірці, які, в свою чергу, породжують гарячі фонони. Такий спосіб збудження гарячих фононів звичайно застосовується при експериментальних дослідженнях, починаючи з 60-х років [1, 2].

В даній роботі описані результати дослідження гарячих фононів в напівпровіднику, збуджених високоенергетичними носіями заряду в бар'єрній структурі Ni-GaP при оберненому зміщенні. При цьому вивчення явища не ускладнюються поглинанням високоенергетичних фотонів у тонкому приповерхневому шарі, необхідністю в потужному джерелі світла для генерування фононів та, з іншого боку, небажаним розігріванням зразка.

1. Зразки і методика дослідження

Для дослідження гарячих фононів застосовувалась методика комбінаційного розсіювання світла. Пучок світла від He-Ne лазера ЛГН-215 ($\lambda=632,8$ нм) за допомогою системи лінз і дзеркал направлявся на торцеву поверхню досліджуваного зразка, а розсіяне під кутом 90° світло – на вхідну щілину спектрографа ДФС-8 з ґраткою 1600 штрихів на міліметр. Для збудження гарячих фононів на пластині GaP *n*-типу провідності з орієнтацією (100) створювалась діодна структура, для чого на поверхню кристала методом термічного вакуумного розпилення наносився шар нікеля. Визначені ємнісним методом висота потенціального бар'єра і концентрація донорів складала відповідно $1,1 \pm 0,05$ еВ і $(3-4) \cdot 10^{17}$ см⁻³. В такій бар'єрній структурі товщина області просторового заряду при зворотній напрузі 10 В рівна $2 \cdot 10^{-5}$ см, а максимальна напруженість електричного поля перевищує $\sim 10^6$ В/см. Про сильне розігрівання носіїв заряду таким полем свідчить оптичне випромінювання в передпробійній області Ni-GaP діодної структури, що охоплює широкий спектральний діапазон (0,5–3 еВ) [3]. Квантова ефективність такого випромінювання низька (10^{-6} – 10^{-7}), тому основні енергетичні втрати гарячих носіїв пов'язані з генерацією фононів.

Інтенсивність розсіяного світла при потужності лазерного

випромінювання 50 мВт і високій дисперсії спектрографа (~2 мм/меВ) виявилась недостатньою для реєстрації спектрів комбінаційного розсіювання фотоелектричними методами. Тому застосовувалось фотографування спектрів на кольоровій фотоплівці з чутливістю 800 одиниць, експозиція продовжувалась 70–120 годин. Інтенсивність розсіяного світла визначалась за допомогою мікрофотометра МФ–2 через оптичну густину проявленої фотоемульсії D (десятковий логарифм величини, оберненої коефіцієнту пропускання $\log(1/T)$).

2. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис.1 представлений спектр комбінаційного розсіювання, одержаний при кімнатній температурі на пластині GaP без прикладення напруги до діодної структури. Спектр включає дві лінії в стоксовій області з максимумами, зсунутими відносно енергії збудження фотонів ($\hbar\omega_0=1,98$ еВ) на 37,9 і 49,6 меВ. Цим лініям відповідають дві антистоксові лінії з таким же зсувом відносно $\hbar\omega_0$, але менш інтенсивні (при інших умовах розсіювання може реєструватись ще одна лінія 50,5 меВ).

Співставлення енергії зсуву ліній розсіяного світла з фононним спектром GaP показує, що лінія 49,6 меВ може зумовлюватись взаємодією фотона з поперечними оптичними (TO) фононами в точці Γ зони Бріллюена [4–6]. Це підтверджується співвідношенням інтенсивностей ліній в стоксовій (S) і антистоксовій (A) областях. Приймаючи ймовірність випромінювання фонона пропорційною (N_q+1), а його поглинання – N_q , де

$$N_q = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{kT}\right) - 1} \quad (1)$$

($\hbar\omega_q$ – енергія фонона), маємо

$$\frac{S}{A} = \exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{kT}\right). \quad (2)$$

Інтенсивність, відн. од.

$\hbar\omega_q$, меВ
60

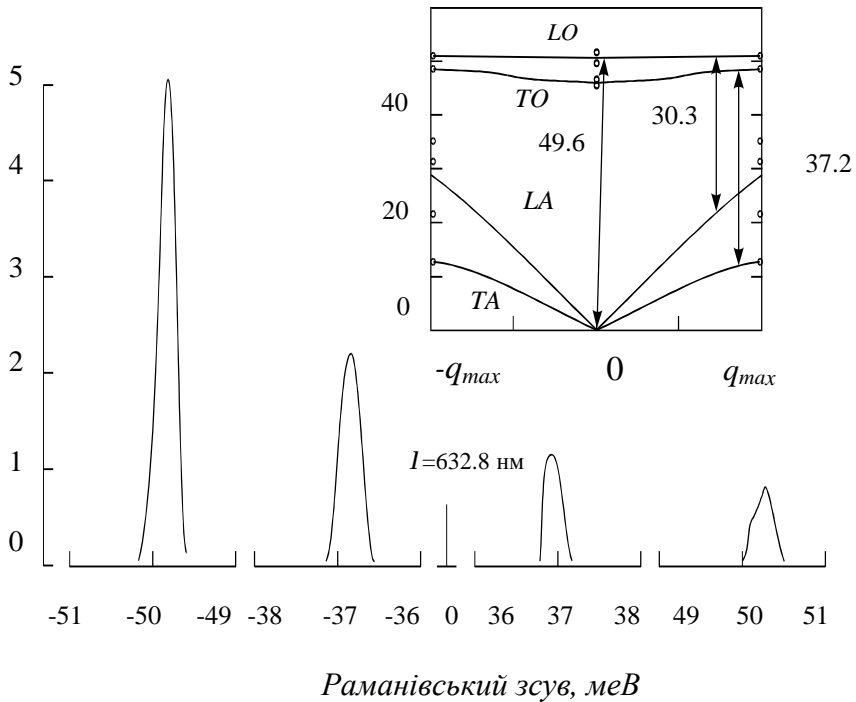


Рис. 1. Спектри комбінаційного розсіювання світла в монокристалі GaP при нульовому зміщенні діодної структури.

На врізці цифрами вказано енергетичний зсув ліній (в меВ), кружками – енергії фононів з [4,5]

Для енергії фонона 49,6 меВ при 300 К відношення S до A згідно (2) дорівнює $\sim 7,2$ в той час, як експериментальні результати (рис.1) дають $S/A \gg 6,7$. Деяко менше значення S/A може зумовлюватись розігріванням зразка лазерним випромінюванням. Адже для співпадання розрахованого значення S/A з експериментом достатньо прийняти температуру кристала всього на 20–22 К вищою від кімнатної. Хоч GaP прозорий для збуджуючого світла, таке

підвищення можливе через нагрівання контактів діодної структури, держака і т.п. Таким чином, прийнятий механізм пояснює виявлені в стоксовій і антистоксовій областях лінії 49,6 меВ.

Енергетичний зсув другої лінії 37,3 меВ помітно менший енергії оптичних фононів в GaP. Тому її походження доводиться пов'язати із взаємодією фотона з більш короткохвильовими фононами. З точки зору закону збереження імпульсу розсіювання фотона у цьому випадку не може бути однофононним процесом. Одночасне випромінювання або поглинання двох поперечних акустичних (*TA*) фононів з протилежно спрямованими імпульсами дає зсув енергії фотона суттєво менший, а двох поперечних оптичних – суттєво більший від енергії 37,3 меВ. Тому слід припустити комбінований механізм, коли в розсіюванні беруть участь акустичний і оптичний фонон, причому, якщо один з них поглинається, то інший випромінюється, або навпаки. Енергетичний зсув ліній в спектрі розсіювання у цьому випадку дорівнює різниці між енергіями відповідних фононів. З літературних даних випливає, що різниця між енергіями *TO* (46–49 меВ) і *TA* (12,8 меВ) фононів найближча до величини зсуву, який виявляє експеримент (37,3 меВ) [4–6]. Отже обговорюваний стоксовий компонент відповідає випромінюванню *TO* фонона і одночасному поглинанню *TA* фонона, а антистоксовий – поглинанню *TO* фонона і випромінюванню *TA* фонона.

Для двофононного процесу не має обмеження на величину імпульсу фонона; треба тільки, щоб імпульси обох фононів були рівними за величиною (з точністю до імпульса фотона). Все ж у розсіюванні (як і при інфрачервоному поглинанні) звичайно домінуючу роль відіграють ті фонони, яким відповідає висока густина станів, тобто, перш за все, фонони на краю зони Бріллюена. Для GaP в точці *X* зони Бріллюена енергія *TO* фононів близька до 50 меВ, а *TA* фононів рівна 12,8 меВ, тобто різниця їх енергій якраз і близька до лінії 37,3 меВ, що спостерігається в спектрах розсіювання.

Для оцінки співвідношення інтенсивностей стоксового і антистоксового компонентів цієї лінії 37,3 меВ приймемо, що інтенсивність стоксового компонента пропорційна добутку

ймовірностей випромінювання оптичного фонона $N_{q0}+1$ і поглинання акустичного фонона N_{qa} , а антистоксового компонента – добутку ймовірностей поглинання оптичного фонона N_{q0} і випромінювання акустичного фонона ($N_{qa}+1$), де N_{q0} і N_{qa} – числа заповнення при заміні в формулі (1) $\hbar w_q$ енергіями TO і TA фононів. Отже для двофононного процесу

$$\frac{S}{A} = \frac{(N_{q0} + 1)N_{qa}}{(N_{qa} + 1)N_{q0}} = \exp\left(\frac{\hbar w_{q0} - \hbar w_{qa}}{kT}\right), \quad (3)$$

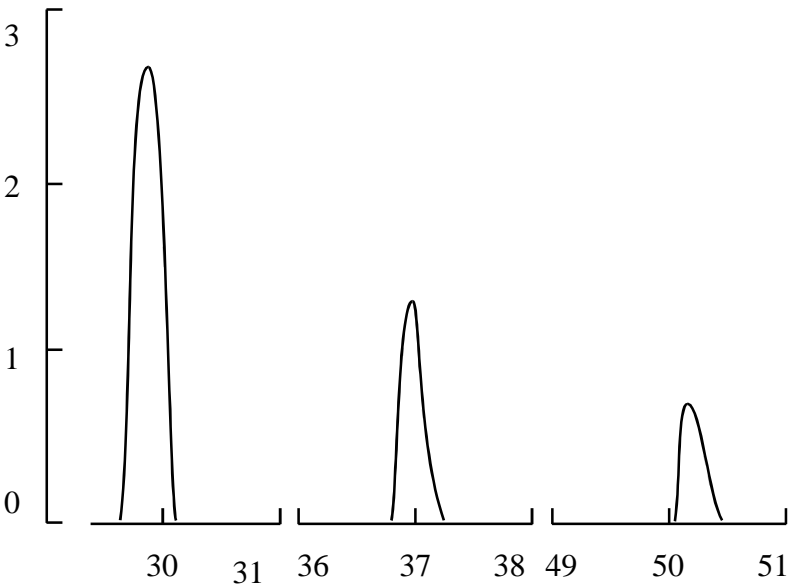
де $\hbar w_{q0}$ і $\hbar w_{qa}$ – енергії оптичного і акустичного фононів, які беруть участь у розсіюванні. Підставляючи в (3) згадані значення енергії TO і TA фононів, одержуємо для 300 К значення S/A рівним $\sim 4,3$, тобто, як і можна було очікувати менше ніж для однофононного процесу. Значення S/A , яке витікає з (3), є значно завищеним у порівнянні з одержаним з експерименту ($S/A \gg 2$, рис.2). Проте таке кількісне розходження не може служити серйозним аргументом проти запропонованого механізму розсіювання, оскільки формула (3) базується на занадто спрощеній моделі.

На рис.2 представлені спектри комбінаційного розсіювання, одержані при збудженні передпробійної електролюмінесценції в діодній структурі (на пластинці GaP). Показана тільки антистоксова область спектру, де може було очікувати найбільші зміни, зумовлені генерацією гарячих фононів. Оскільки при збудженні електролюмінесценції електрична потужність, яка споживалась зразком, складала помітну величину (0,144 Вт), на рис. 2 для порівняння приведено спектр, одержаний при прямому включенні діодної структури (тобто за умов, коли генерації гарячих фононів не відбуваються), але при тій же електричній потужності, яка споживається зразком. Як видно, крім двох ліній з енергетичним зсувом ~ 50 меВ і ~ 37 меВ в спектрі розсіювання *при оберненому зміщенні діодної структури* спостерігається додаткова лінія, зсунута відносно енергії збуджуючих фотонів на ~ 30 меВ. Цей факт є прямим свідченням збудження гарячих фононів гарячими носіями

заряду в Au-GaP діодній структурі. Що ж до механізму збудження лінії, то її походження можна пов'язати з поглинанням LO фонона на краю зони Бріллюена з одночасним випромінюванням LA фонона, енергія якого знаходиться в межах 21–35 меВ. Це зрозуміло з фізичної точки зору, оскільки при розсіюванні носія заряду з хвильовим числом k фононом з хвильовим числом q повинно виконуватись співвідношення

$$q = 2 k \cos a \tag{4}$$

Інтенсивність, відн. од.



Раманівський зсув, меВ

Рис. 2. Антистоківська область спектру комбінаційного розсіювання в кристалі GaP з включеною в оберненому напрямку діодною структурою (суцільні лінії), а також в прямому напрямку (штрихові)

(α - кут між хвильовим вектором поля і фонона), тому високоенергетичні носії (на відміну від рівноважних) взаємодіють з фононами, які мають значний імпульс, що й приводить до зростання їх числа на границі зони Бріллюена.

Висновки

Одержані експериментальні результати і їх аналіз вказують на присутність в спектрах комбінаційного розсіювання світла GaP ліній, зумовлених взаємодією як з довгохвильовими оптичними фононами (в околі точки Γ), так і одночасним випромінюванням–поглинанням акустичного і оптичного фонона на краю зони Бріллюена (в точці X). При електричному пробіє поверхнево-бар'єрної структури в антистоксовій області з'являється інтенсивна додаткова лінія, зміщена по відношенню до енергії збуджуючих фотонів на ~ 30 меВ. Співставлення спектрів розсіювання світла при різних умовах свідчить про те, що ця лінія зумовлена гарячими фононами, збуджуваними високоенергетичними носіями заряду в обернено зміщеній діодній структурі.

Автори щиро вдячні Л.С. Івасюк за систематичну допомогу при проведенні експерименту.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Vella-Coleiro G.P. // Phys. Rev. Lett.- 1969.- **23**, N 6, P. 697-672.
2. Shah J., Leitte R.C.L., Scott J.F. Photoexcited hot LO phonons in GaAs // Solid State Communications.- 1970.- **8**, N 11.- P.1089-1093.
3. Кабанова И.С., Косяченко Л.А., Махний В.П. Излучающие в предпробойном режиме поверхностно-барьерные диоды на осно-

- ве фосфида галлия // Электронная техника. Сер.2. Полупроводн. приборы.-1986.-N5.-С. 74–76.
4. Kleinman D.A., Spitzer W.G. Infrared lattice absorption of GaP // Phys.Rev.-1960.- **118**, N 1.- P. 110-117.
 5. Dean P.J., Thomas D.J. Intrinsic absorption-edge spectrum of gallium phosphide // Phys. Rew.-1966.- **150**, N 2.- P. 690-703.
 6. Сущинский М.М. Комбинационное рассеяние света и строение вещества.-М.: Наука, 1981.- 183 с.

SUMMARY

KOSYACHENKO L. A. , KABANOVA I. S. ,
SOLONCHUK I. V. , GOOTS V. V., DUTKA Yu. M.

HOT PHONONS IN A GALLIUM PHOSPHIDE DIODE STRUCTURE

The Raman scattering spectra in GaP crystal contained the barrier structure fabricated on the surface are described. Apart from the Stokes and anti-Stokes lines observed under zero-bias of the diode, an intense additional line (with the Raman shift ~30 meV) excited under breakdown electroluminescence conditions has been revealed. Its origin is related to the hot phonons generated by high-energy charge carriers excited by strong electric field in the reverse-biased diode structure.