

РЕФРАКТОМЕТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ЛАЗЕРІВ

Експериментально досліджено вплив навколишньої діелектричної рідини (етилового спирту та скипидару) на ват-амперні характеристики та поляризацію спонтанного і лазерного випромінювання лазерних гетероструктур на основі GaAs—AlGaAs, а також на кутовий розподіл випромінювання у віддаленому полі. Показано, що зміну інтенсивності випромінювання та його поляризації при зміні навколишньої рідини можна використати для вимірювання показника заломлення даної рідини. Розраховано вплив показника заломлення зовнішнього середовища на інтенсивність та ступінь поляризації випромінювання гетероструктур у різних режимах інжекції: у спонтанному режимі, у режимі суперлюмінесценції та у лазерному режимі.

1. Вступ

Напівпровідникові лазери на основі подвійних гетероструктур GaAs—AlGaAs із смужковою геометрією працюють в неперервному режимі при кімнатній температурі [1]. На інтенсивність випромінювання даних лазерів, його кутовий розподіл та поляризацію суттєво впливають такі фактори: механічні напруження в активній області [2], температура [3], показник заломлення навколишнього середовища [4], наявність зворотного зв'язку, обумовленого відбиттям світла від зовнішніх оптичних елементів [5]. Склад навколишньої атмосфери може суттєво впливати на приповерхневі процеси в напівпровідникових лазерах [6]. Всі ці явища можна використовувати для створення оптоелектронних сенсорів з оптичним виходом і з внутрішнім квантовим підсиленням світла [3, 4, 7].

Для створення оптоелектронних сенсорів на базі лазерних гетероструктур необхідно виявити механізми впливу зовнішніх факторів на характеристики випромінювання, оцінити можливі значення робочих параметрів сенсорів, оптимізувати конструкцію таких сенсорів, встановити умови і режими їх роботи.

Метою роботи було дослідження впливу навколишньої діелектричної рідини на характеристики випромінювання лазерних гетероструктур (ЛГС) на основі GaAs—AlGaAs та вивчення механізмів чутливості ЛГС як рефрактометричних елементів.

2. Зразки і методика експерименту

Вимірювалися ват-амперні характеристики, ступінь поляризації спонтанного і лазерного випромінювання ЛГС на основі GaAs—AlGaAs, а також кутовий розподіл випромінювання у віддаленому полі в повітрі та в різних діелектричних рідинах (в етиловому спирті, ацетоні та в скипидарі з показником заломлення, відповідно, 1,37, 1,36 та 1,47). Проміжні значення показника за-

ломлення можна отримати в розчинах скипидару в ацетоні.

Досліджувалися лазерні ПГС, одержані епітаксialним нарощуванням відповідних шарів на підкладку із GaAs *n*-типу (товщиною 100 мкм), легованого телуrom. Активна область являла собою шар товщиною 0,3 мкм із GaAs *p*-типу, легованого кремнієм. Сусідні шари (інжектори електронів і дірок) товщиною 1,8 мкм складалися із потрібної сполуки $Al_xGa_{1-x}As$ з $x \approx 0,1$. Шар *p*-типу був легований германієм, а шар *n*-типу — телуrom.

Для контролюваної зміни показника заломлення навколишнього середовища напівпровідниковий лазер поміщався у діелектричну рідину: етиловий спирт, ацетон, скипидар. Всі ці речовини задовольняють вимогам, сформульованим у роботі [4]. Коефіцієнт втрат резонатора на дзеркалах визначався як

$$k_r = 1 - r, \quad (1)$$

де r — коефіцієнт відбивання на границі напівпровідник — навколишнє середовище, причому

$$r = \frac{(n_s - n)^2}{(n_s + n)^2}, \quad (2)$$

де n_s , n — показники заломлення напівпровідника та навколишнього середовища.

Рідина заливалася у циліндричну посудину з прозорими стінками, у центрі якої на поворотній осі закріплювався досліджуваний зразок [4, 8]. Поворотний пристрій забезпечував можливість повороту зразка від 0 до 180° з похибкою до 0,1°. При повороті осі зразок весь час знаходився в центрі скляної посудини.

Живлення зразка здійснювалося імпульсами струму тривалості 100 нс — 50 мкс, з частотою 10 кГц. Інтенсивність випромінювання лазерів вимірювалася в двох режимах. Для вимірювання інтегральної інтенсивності випромінювання світло, що вийшло за межі скляної посудини, збиралося конденсором і направлялося через призму Глана на фотоприймач. У випадку вимірювань кутового розподілу випромінювання всередину

вказаної циліндричної посудини вставлявся циліндричний зачорнений екран з вузькою щілиною. Випромінювання проходило крізь рідину і скляну стінку посудини, потім промінь направлявся на вузьку щілину діафрагму. Далі виділена частина випромінювання попадала на призму Глана, яка пропускала певну поляризовану моду, а потім — на фотоприймач. Як фотоприймач використовувався фотодіод ФД24К. Частина установки, що реєструвала і обробляла сигнали, описана в [9—11].

3. Експериментальні результати

На рис. 1 наведено ват-амперні характеристики ЛГС, виміряні в різних середовищах. Крива 1 отримана для лазера, що містився в повітрі, крива 2 одержана, коли лазер знаходився в скипидарі, показник заломлення якого складає 1,47. Порівняння кривих 1 і 2 показує, що при підвищенні показника заломлення навколишнього середовища лазерна генерація починається при більш високому струмі. Пороговий струм генерації у кожному випадку знаходився по точках перетину відповідних штрихових прямих (які дають екстраполяцію лінійних ділянок кривих), показаних на рис. 1, з віссю абсцис. Для лазера, що знаходився в повітрі, пороговий струм $I_{t1} = 160$ мА, а для того ж зразка, поміщеного в скипидар, $I_{t2} = 220$ мА.

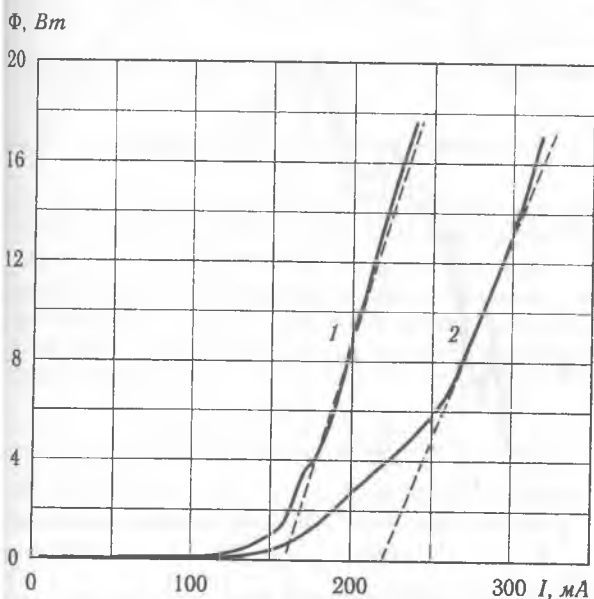


Рис. 1. Ват-амперні характеристики напівпровідникового лазера, що знаходився в різних середовищах: 1 — в повітрі; 2 — в скипидарі

Отримані значення порогового струму можна використати для оцінки внутрішніх параметрів лазера [1, 4]. Величина порогового струму в одновимірному наближенні визначається виразом:

$$I_t = I_0 + \frac{1}{\Gamma \beta L} \ln \frac{1}{r}, \quad (3)$$

де I_0 — струм просвітлення (при якому підсилення світла компенсує поглинання); Γ — коефіцієнт

заповнення резонатора, тобто відношення світлового потоку, що проходить через активну область, до всього світлового потоку в резонаторі; β — диференціальна ефективність накачування, що входить до виразу

$$g = \beta(I - I_t), \quad (4)$$

де g — коефіцієнт підсилення (розрахований на одиницю довжини променя); I_t — значення струму, при якому створюється інверсна населеність.

Використавши формулу (3) для порогового струму I_{t1} лазера, що знаходиться в повітрі, і для величини I_{t2} для того ж лазера, поміщеного в діелектричну рідину, отримаємо вирази для внутрішніх параметрів [4]:

$$I_0 = I_{t1} - (I_{t2} - I_{t1}) \frac{\ln(I_{t1}/r_1)}{\ln(r_1/r_2)}, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{\ln(r_1/r_2)}{(I_{t2} - I_{t1})L}, \quad (6)$$

де r_1 і r_2 — значення коефіцієнта відбивання на границях напівпровідник — повітря та напівпровідник — діелектрична рідина; I_{t1} та I_{t2} — значення порогового струму для лазера, що знаходиться в повітрі, і лазера, поміщеного в рідину. Підстановка значень $r_1 = 0,32$ і $r_2 = 0,176$, а також відповідних значень порогового струму $I_{t1} = 160$ мА і $I_{t2} = 220$ мА дає для струму просвітлення $I_0 = 45,6$ мА і для диференціальної ефективності накачування $\beta = 0,40$ см⁻¹мА⁻¹.

На рис. 2 показано залежності ступеня поляризації лазерного випромінювання від струму живлення, виміряні в повітрі (крива 1) та в скипидарі (крива 2).

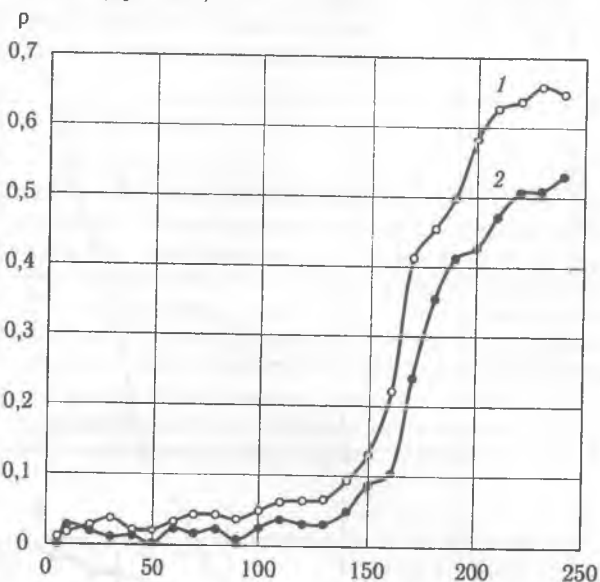


Рис. 2. Залежності ступеня поляризації випромінювання лазера від струму:

1 — в повітрі; 2 — в скипидарі

Ступінь поляризації визначався як

$$\rho = \frac{\Phi_{TE} - \Phi_{TM}}{\Phi_{TE} + \Phi_{TM}}, \quad (7)$$

де Φ_{TE} і Φ_{TM} — інтенсивності випромінювання в ТЕ і ТМ поляризованих модах (з електричним

вектором, відповідно, в площині p — n -переходу і в перпендикулярній площині).

Порівняння кривих 1 і 2 показує, що при підвищенні показника заломлення навколишнього середовища ступінь поляризації лазерного випромінювання знижується, що можна використати для вимірювання показника заломлення навколишнього середовища. Як видно із рисунка, даний ефект проявляється при достатньо високому рівні інжекції, коли оптичний потік суттєво підсилюється у активній області лазера. Перевагою такого сенсора є те, що інформація не втрачається, коли промінь проходить через поглинальне середовище, або коли фотоприймач рухається відносно сенсора. Недоліком способу обробки сигналів, що використовує поняття ступеню поляризації світла, є підвищена похибка вимірювання показника заломлення. Дана похибка пов'язана з необхідністю одночасного вимірювання інтенсивностей обох поляризованих мод.

На рис. 3 криві 1 і 2 ілюструють залежність зміни (падіння) інтенсивності випромінювання в ТЕ моді та, відповідно, у ТМ моді при зміні показника заломлення від $n=1$ (в повітрі) до $n=1,47$ (у скипидарі). Видно, що різка зміна інтенсивності випромінювання ТЕ моди при підвищенні показника заломлення навколишнього середовища відбувається при $I > 160$ мА, при перевищенні порогу лазерної генерації. Для ТМ моди цей ефект виражений значно менше. Тому для вимірювання показника заломлення рідини

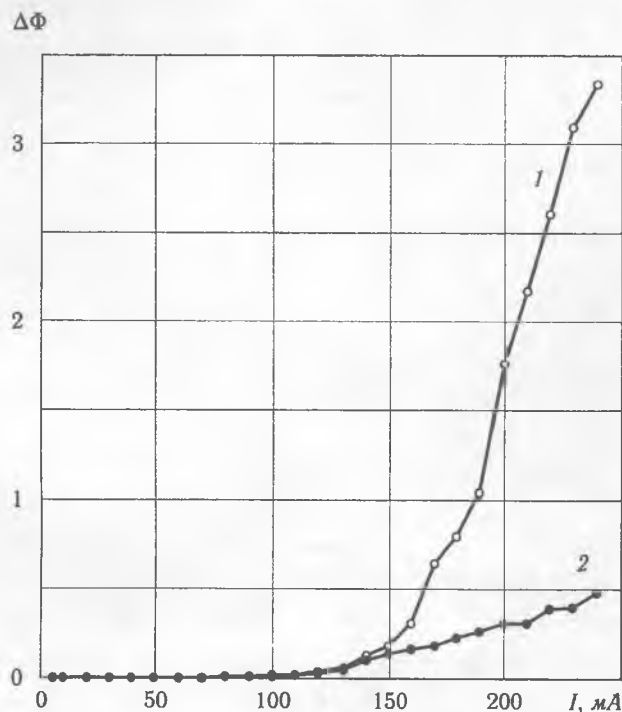


Рис. 3. Залежності зміни інтенсивності випромінювання при перенесенні лазера із повітря в скипидар:

1 — для ТЕ моди; 2 — для ТМ моди

можна використовувати зміну інтенсивності ТЕ моди напівпровідникового лазера. Для такого використання лазера як рефрактометричного

сенсора необхідно фіксувати взаємне положення лазера та інших оптоелектронних елементів, а також оптичні втрати у вимірвальній системі. Абсолютну чутливість сенсора можна визначити як

$$S_a = \frac{|\Delta\Phi|}{\Delta n}, \quad (8)$$

де $\Delta\Phi$ — зміна потужності випромінювання відповідної моди, що відповідає зміні показника заломлення навколишнього середовища на Δn . За даними рис. 3, при струмі живлення $I = 280$ мА використання ТЕ моди дає $S_a = 7,9$ Вм, в той час як для ТМ моди $S_a = 1,1$ Вм.

На рис. 4 показано, як струм живлення впливає на відносну зміну інтенсивності випромінювання лазерів у ТЕ моді (криві 1 і 2) і в ТМ моді (крива 3) при зміні показника заломлення навколишнього середовища від $n=1$ (повітря) до $n=1,47$ (скипидару). Видно, що існує оптимальне значення струму, при якому спостерігається максимальна відносна зміна інтенсивності випромінювання в ТЕ і ТМ модах при зміні показника заломлення середовища. Це оптимальне значення струму відповідає порогу генерації.

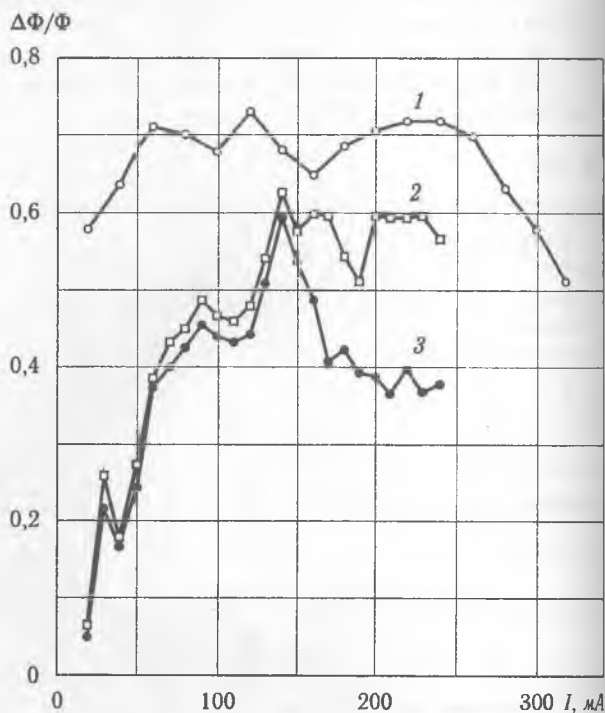


Рис. 4. Залежність відносної зміни інтенсивності випромінювання (при перенесенні лазера з повітря в скипидар) від струму живлення:

1, 2 — в ТЕ моді (для двох зразків); 3 — в ТМ моді

Для лазера як рефрактометричного сенсора можна ввести поняття про (відносну) чутливість

$$S = \frac{1}{\Phi} \frac{|\Delta\Phi|}{\Delta n}, \quad (9)$$

де позначення ті ж, що й у формулі (8). За даними, що відповідають кривим 2 і 3 на рис. 4, максимальне значення чутливості спостерігається при $I = 140$ мА і складає $S = 1,36$ для ТЕ

моди та 1,25 для ТМ моди. Але, хоча відносна чутливість для двох мод майже однакова, величина сигналу на ТЕ моді набагато вища, ніж на ТМ моді, що відповідає більш високій абсолютній чутливості S_a .

4. Розрахунки чутливості сенсора

У режимі спонтанного випромінювання (при малих ступах накачування), при вимірюванні інтенсивності випромінювання фотоприймачем з малою апертурою, світловий промінь проходить нормально через границі напівпровідник — досліджувана рідина і рідина — повітря. Світловий потік, що попадає на фотоприймач, визначається як

$$\Phi = \Phi_0(1-r)(1-r_1), \quad (10)$$

де r і r_1 — значення коефіцієнта відбивання на вказаних двох границях. Використавши для r і r_1 формулу (2) з відповідними значеннями показників заломлення, із (9) отримаємо

$$S = \frac{2(n_s - n)^2}{n(n_s + n)(n + 1)}. \quad (11)$$

При $n_s = 3,6$ і $n = 1,47$ (що відповідає скипидару) $S = 0,49$.

Розглянемо тепер випадок, коли лазер знаходиться у центрі прозорої циліндричної посудини, наповненої досліджуваною рідиною, а світловий потік за межами посудини збирається конденсором на фотоприймач. В режимі спонтанного випромінювання для інтенсивності світла можна записати

$$d\Phi = \frac{\theta}{4\pi}(1-r_1)(1-r)Re^{-\alpha}dx, \quad (12)$$

де тілесний кут θ визначається повним внутрішнім відбиванням на границі напівпровідник — рідина; R — інтенсивність випромінювальної рекомбінації в активному шарі ЛГС; α — коефіцієнт поглинання світла у напівпровіднику. При $\theta \ll 1$ інтегрування по довжині активного шару дає

$$\Phi \approx \Phi_0 \frac{4n^4}{n_s(n_s + n)^2(n + 1)^2}, \quad (13)$$

де Φ_0 не залежить від n . Згідно з означенням чутливості (9) отримаємо

$$S \approx 2 \frac{n_s(2 + n) + (2 - n)}{n(n_s + n)(n + 1)}. \quad (14)$$

При $n_s = 3,6$ і $n = 1,47$ отримаємо $S = 1,4$.

В режимі суперлюмінесценції (підсилення спонтанного випромінювання) для інтенсивності світла можна записати [10]:

$$\Phi = \Phi_0 \frac{(G - 1)(1 - r)}{1 - rG}, \quad (15)$$

де r — коефіцієнт відбивання дзеркал резонатора;

$$G = e^{\Gamma_g L}, \quad (16)$$

— коефіцієнт підсилення при даному струмі живлення; L — довжина резонатора. Тоді

означена формулою (9) чутливість сенсора буде

$$S = r^{3/2} \frac{G - 1}{1 - rG}, \quad (17)$$

де коефіцієнт відбивання на границі напівпровідник — навколишнє середовище визначається формулою (2). Із формули (17) видно, що чутливість сенсора у підпороговому режимі зростає з ростом струму (коли зростає коефіцієнт підсилення світла за один прохід G). Цей висновок підтверджується експериментально зростанням величини $\Delta\Phi/\Phi$ в області низьких струмів $I < 150$ мА на кривих 2 і 3 рис. 4.

В режимі лазерної генерації інтенсивність випромінювання визначається формулою [10]

$$\Phi = \beta_\Phi(I - I_t), \quad (18)$$

де β_Φ — диференціальний вихід; I_t — пороговий струм, що дається виразом (3). Як видно із рис. 1, ділянки ват-амперних характеристик лазера, що відповідають лазерній генерації, мають однаковий нахил в повітрі і в діелектричній рідині. Це означає, що навколишня рідина впливає лише на величину порогового струму лазера і не змінює величину β_Φ . Враховуючи це і виходячи з формули (9), отримаємо для чутливості лазера як рефрактометричного елемента

$$S = \frac{4n}{\beta_\Phi L(n_s^2 - n^2)(I - I_t)}. \quad (19)$$

Із даного виразу видно, що чутливість сенсора в лазерному режимі, тобто при $I > I_t$ повинна зростати при зменшенні струму I . Цей висновок підтверджується ходом кривих 2 і 3 рис. 4 в області високих струмів $I > 160$ мА.

5. Висновки

Напівпровідникові лазери на основі GaAs—AlGaAs можна застосовувати для вимірювання показника заломлення навколишньої рідини. Як інформативний параметр можна використовувати або інтенсивність випромінювання в ТЕ поляризованій моді, або ступінь поляризації випромінювання. У першому випадку чутливість сенсора більш висока, а в другому — конструкція рефрактометричної системи більш гнучка. Чутливість ЛГС як рефрактометричного сенсора максимальна поблизу порогу генерації.

Література

1. Gribkovskii V. P. Injection Lasers // Progr. Quant. Electr. — 1994. — V. 19, № 1. — P. 41—88.
2. Berger G., Mueller R., Klehr A., Voss M. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory // J. Appl. Phys. — 1995. — V. 77, № 6. — P. 6135—6144.
3. Птащенко Ф. А. Влияние температуры на поляризацию излучения полупроводниковых лазеров // Фотоэлектроника. — 1999. — Вып. 8. — С. 72—76.
4. Птащенко А. А., Птащенко Ф. А., Волков И. А., Групп А. Г. Влияние окружающей диэлектрической среды на характеристики полупроводниковых лазеров // Фотоэлектроника. — 2000. — Вып. 9. — С. 103—107.

5. *Marcinate J. R., Agrawal G. P.* Lateral spatial effects of feedback in gain-guided and broad-area semiconductor lasers // *J. Quant. Electr.* — 1996. — V. 32, № 9. — P. 1630—1635.

6. *Артеменко Е. С., Маслеева Н. В., Птащенко А. А., Птащенко Ф. А.* Влияние окружающей атмосферы на поверхностный ток в $p-n$ -гетероструктурах на основе GaAs—AlGaAs // *Вісник ОНУ, сер. Фіз.-мат. науки.* — 2000. — Т. 5, вип. 3. — С. 185—190.

7. *Птащенко А. А., Птащенко Ф. А.* Лазерные гетероструктуры как оптоэлектронные сенсоры // Тезисы 3-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». — Минск, 1999. — С. 54—55.

8. *Птащенко А. А., Птащенко Ф. А.* Тонкая структура углового распределения излучения полупроводнико-

вых лазеров // *Фотоэлектроника.* — 1999. — Вып. 8. — С. 6—12.

9. *Ptashchenko A. A., Prokopovich L. P., Deych M. V.* Polarization of the subthreshold emission and diagnostic of mechanical strain in semiconductor lasers and light-emitting diodes // *Proceedings of SPIE.* — 1993. — V. 2113. — P. 216—222.

10. *Ptashchenko A. A., Deych M. V., Mironchenko N. V., Ptashchenko F. A.* Polarization of the spontaneous radiation of stressed laser heterostructures. // *Solid-State Electronics.* — 1994. — V. 37, № 4—6. — P. 1255—1258.

11. *Ptashchenko A. A., Ptashchenko F. A.* «Excess» polarization of the spontaneous emission in laser heterostructures // *Solid-State Electronics.* — 1996. — V. 39, № 10. — P. 1495—1500.