

А.О. МАЛІНІНА, О.К. ШУАІБОВ, О.М. МАЛІНІН

ДВНЗ “Ужгородський національний університет”

(Пл. Народна, 3, Ужгород 88000; e-mail: antonina.malinina@uzhnu.edu.ua)

ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА НА СУМІШІ ПАРІВ ДИЙОДИДУ КАДМІЮ ТА ГЕЛІЮ

УДК 621.373.826.038.823

Встановлено оптичні характеристики та параметри плазми газорозрядного випромінювача червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду кадмію та гелію, величину приведеної напруженості електричного поля, при якій питома потужність розряду, що вноситься в збудження ексиплексних молекул моноїодиду кадмію, максимальна. Встановлено додаткові процеси заселення верхнього $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексної молекули моноїодиду кадмію, які збільшують потужність випромінювання. Результати досліджень можуть бути використані для створення більш ефективного газорозрядного випромінювача, що працює в червоному спектральному діапазоні.

Ключові слова: бар'єрний розряд, газорозрядна плазма, випромінювання ексиплексних молекул, параметри плазми, дийодид кадмію, гелій.

1. Вступ

Газорозрядна плазма на сумішах парів дийодиду кадмію з інертними газами є джерелом селективного випромінювання в спектральному діапазоні 610–720 нм, який співпадає з областю активної фотосинтетичної радіації рослин, а саме 610–720 нм і 400–510 нм [1,2]. Джерела, які випромінюють в цих спектральних діапазонах, застосовуються в першу чергу для штучного освітлення, найбільш широко застосування для цього знайшли натрієві лампи високого тиску. Для них в області активної фотосинтетичної радіації перетворюється третина потужності випромінювання [3]. Для більш ефективного світлового управління фотосинтезом, зростання і розвитку рослин та водоростей необхідне створення нового покоління джерел випромінювання з селективними характеристиками в області спектра 610–720 нм і 400–510 нм. Значного практичного поширення в цих спектральних діапазо-

нах набули світлодіодні лампи, які мають більшу світлову віддачу серед джерел світла (~100 Люмен/Вт), однак, як було виявлено, застосування потужних (>100 Вт) світлодіодних ламп обмежено завдяки необхідності охолодження їх (щоб не було втрати їх працездатності) [4]. Такого обмеження немає у газорозрядних джерел випромінювання (ексиламп) видимого спектрального діапазону. Окрім того, у них є можливість масштабування випромінюючої поверхні без зміни питомих енергетичних характеристик [5–7]. В діапазоні спектра 610–720 нм таким джерелом може бути ексиплексний газорозрядний випромінювач на основі сумішей парів дийодиду кадмію з інертними газами [8–10]. Ця стаття присвячена дослідженням оптичних характеристик і параметрів плазми газорозрядної випромінювача на суміші парів дийодиду кадмію та гелію з метою визначення закономірностей: в спектральних, інтегральних, часових характеристиках емісії та в параметрах плазми і, на основі їх виявлення, фізико-хімічних можливостей підвищення енергетичних характеристик.

© А.О. МАЛІНІНА, О.К. ШУАІБОВ,
О.М. МАЛІНІН, 2021

2. Техніка і методика досліджень

На рис. 1 наведені основні вузли експлексного газорозрядного випромінювача, в якому для створення плазми на робочій суміші парів дийодиду кадмію та гелію застосовувався одно бар'єрний розряд. Конструкція випромінювача була циліндричною. Робочою зоною випромінювання служила бічна поверхня випромінювача.

Експлексний газорозрядний випромінювач виготовлявся з кварцової трубки діаметром 16 мм і довжиною 220 мм (1). Всередині трубки по осі розміщався електрод, виготовлений з вольфраму (2) круглого перерізу діаметром 4 мм. Другий електрод – з нержавіючої сталі (3) був перфорований (з коефіцієнтом пропускання випромінювання 50%), розташований на зовнішній поверхні трубки (1). Товщина розрядної області (4) та довжина горіння коаксіального об'ємного розряду становлять 12 мм і 216 мм, відповідно. Експлексне джерело було розміщено в кварцовій трубці (5), яка зварена в торці, довжина її дорівнює 230 мм, діаметр 26 мм. З об'єму (6) між експлексною лампою та кварцовою трубкою (5) видалено атмосферне повітря. До електродів (2) і (3) через метало – кварцові вводи (7) і (8) прикладалася імпульсна – періодична напруга від джерела накачування. Застосування в конструкції експлексного газорозрядного джерела випромінювання об'єму (6), з якого видалено атмосферне повітря, було викликано необхідністю забезпечення великих значень парціальних тисків парів дийодиду кадмію в розрядній області (4) за рахунок збільшення температури робочої суміші, що, в свою чергу, забезпечувало збільшення енергетичних характеристик джерела ви-

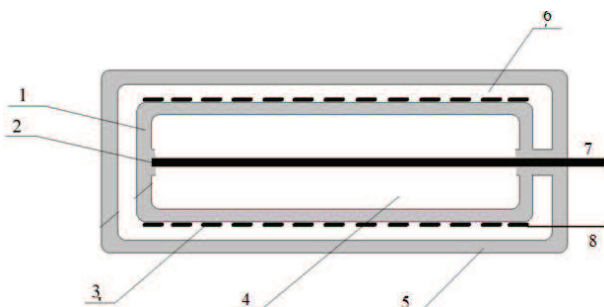


Рис. 1. Основні вузли експлексного випромінювача: 1 – кварцова трубка, 2 – електрод, 3 – перфорований електрод, 4 – розрядна область, 5 – кварцова трубка, 6 – вакуумна область, 7, 8 – електричні вводи

промінювання на 40% в порівнянні з конструкцією без об'єму (6). Випромінювання із кварцової трубки (1) виводилось нормально до трубки (5). Збудження розряду на суміші парів дийодиду кадмію та гелію в розрядній області (4), об'єм якої був 31 см³, відбувалось за допомогою імпульсно-періодичного генератора високовольтних наносекундних імпульсів. Генератор забезпечував амплітуду імпульсної напруги і струму на електродах випромінювача на рівні 10–20 кВ і 300 А, відповідно. Частота повторення імпульсів напруги і струму становила 18–20 кГц. Робочі суміші готувалися безпосередньо в об'ємі пристрою. Порошок дийодиду кадмію (CdI₂) в кількості 100 мг рівномірно насипався всередину кварцової трубки (1). Після завантаження солі здійснювалось зневоднення випромінювача шляхом прогрівання при температурі 50 °С та відкачування протягом двох годин, а потім проводився напуск гелію. Парціальний тиск насичених парів дийодиду кадмію створювався шляхом саморозігрівання робочої газопарової суміші за рахунок дисипації енергії розряду. Значення їх парціального тиску визначалися за температурою найбільш холодної точки випромінювача на підставі інтерполяції довідкових даних роботи [11]. Парціальний тиск гелію вимірювався зразковим мембранним манометром. Спектральні, інтегральні та часові характеристики експлексного джерела досліджувалися за допомогою системи реєстрації, опис якої наведено в [12].

3. Результати експериментів

На рис. 2 наведено оглядовий спектр випромінювання експлексного джерела на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм.

Характерним для цієї суміші є наявність системи спектральних смуг електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$, експлексних молекул моноїодиду кадмію (CdI*) з максимумом випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм, $\nu' = 0-2 \rightarrow \nu'' = 61,62$ [13], різким зростанням інтенсивності цих спектральних смуг з боку довгохвильової ділянки і повільним спадом в короткохвильовій області. Канти спектральних смуг перекривають діапазон довжин хвиль 470–700 нм. Крім цих спектральних смуг спостерігається також випромінювання на лініях $\lambda = 479,991$ нм та $\lambda = 508,582$ нм атомів Cd, переходи $5p^3P^0-6s^3S$

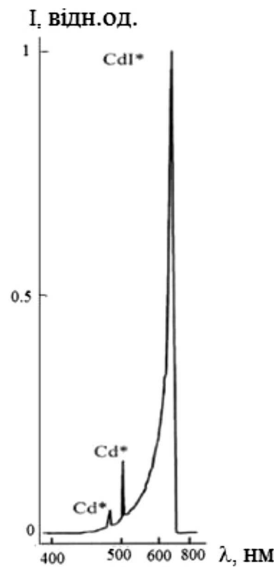


Рис. 2. Оглядовий спектр випромінювання плазми ексимерного джерела на суміші парів дйодиду кадмію з гелієм. Частота слідування імпульсів накачки $f = 18$ кГц, амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ і $I = 300$ А, відповідно. Загальний тиск суміші $p = 250,024$ кПа

($J = 1-1$) та $5p^3P^0-6s^3S$ ($J = 2-1$) [14]. Зі зміною частоти слідування імпульсів накачки від 18 кГц до 20 кГц інтенсивність випромінювання в спектральних смугах і лініях зростає на 10%. Інтенсивність випромінювання молекул CdI^* в максимумі випромінювання на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм перевищує інтенсивність випромінювання атомів кадмію на довжинах хвиль $\lambda = 479,991$ нм і $\lambda = 508,582$ нм в 3,4 і 1,8 разів, відповідно. На рис. 3 наведена залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію. При підвищенні парціального тиску гелію від 120 кПа до 260 кПа спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення в діапазоні 120–250 кПа, досягнення максимального значення при 250 кПа і зменшення її величини при подальшому збільшенні тиску гелію. Парціальний тиск парів дйодиду кадмію становив 24 Па.

При підвищенні парціального тиску дйодиду кадмію до 1000 Па спостерігається зміна середньої потужності випромінювання: збільшення значень в діапазоні 1–100 Па, досягнення максимального значення 55 Вт при величинах парціального тиску парів дйодиду кадмію 100–110 Па (рис. 4) і зменшення його значення при подальшому збіль-

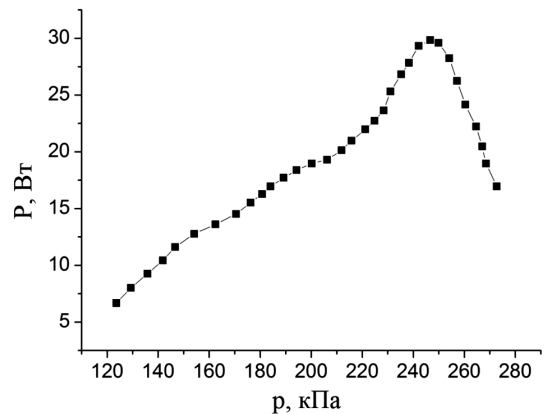


Рис. 3. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску гелію. Амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, відповідно. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц

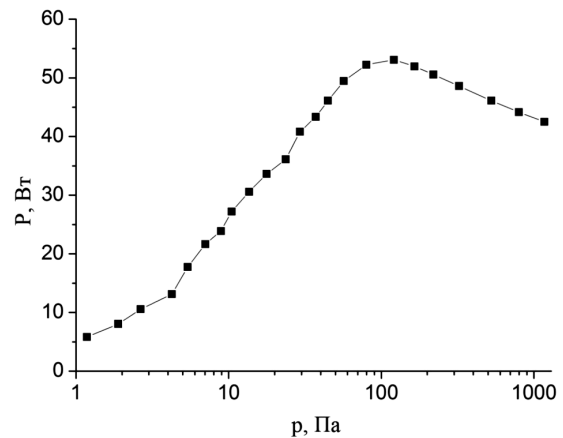


Рис. 4. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску дйодиду кадмію при парціальному тиску гелію 250 кПа. Амплітуда напруги і струму $U = 10$ кВ та $I = 300$ А, відповідно. Частота слідування імпульсів накачки $f = 20$ кГц

шенні парціального тиску парів дйодиду кадмію. Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску дйодиду кадмію досліджувалася при застосуванні підігріву джерела випромінювання зовнішнім електронагрівачем після досягнення парціального тиску парів дйодиду кадмію 24 Па. На рис. 5 наведена залежність потужності випромінювання від числа імпульсів накачки та від часу горіння розряду (під часом горіння розряду розуміється час візуального спостереження розряду з початку його створення під

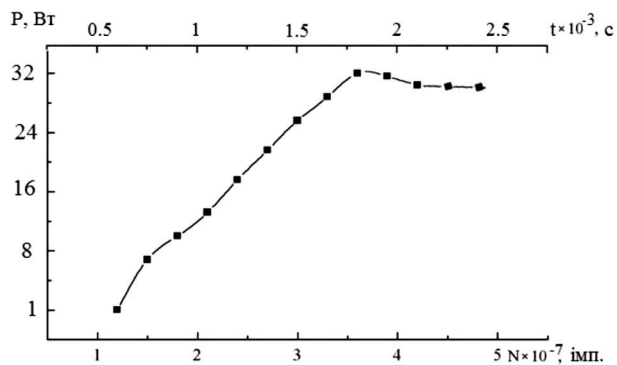


Рис. 5. Залежність середньої потужності випромінювання від числа імпульсів та від часу горіння розряду (верхня вісь). Амплітуда імпульсів напруги $U = 10$ кВ. Парціальний тиск гелію = 250 кПа. Частота слідування імпульсів $f = 20$ кГц

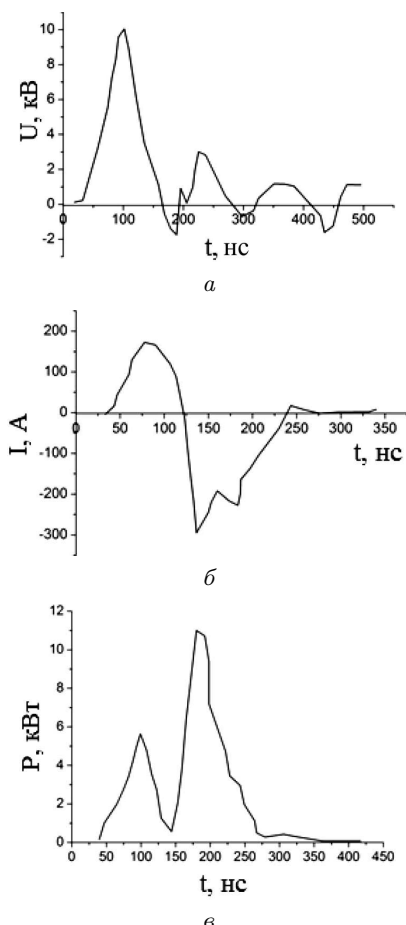


Рис. 6. Осцилограми напруги (а), розрядного струму (б) та потужності випромінювання (с). Загальний тиск суміші 250,024 кПа, частота слідування імпульсів 20 кГц

дією імпульсів накачки). Для неї характерно лінійне збільшення потужності випромінювання до значення $3,5 \cdot 10^7$ імпульсів. При подальшому збільшенні числа імпульсів накачки до $5 \cdot 10^7$ спостерігається зменшення потужності випромінювання в межах 11%.

ККД джерела випромінювання при середній потужності випромінювання 32 Вт становив – 4,3%.

На рис. 6, а, б і в наведені характерні осцилограми напруги, розрядного струму і потужності випромінювання. Похибка і відтворюваності результатів осцилографічних вимірювань становили 10%, і 90%, відповідно. Імпульси струму мали різну полярність, амплітуду в максимумі 300 А і тривалість ~ 150 нс.

Для залежності потужності випромінювання від часу (рис. 6, в) спостерігається двогорба залежність і збіг за часом максимумів амплітуд імпульсів випромінювання і імпульсів струму (рис. 6, б). Амплітуда другого імпульсу струму і випромінювання більша першого. Для другого імпульсу випромінювання характерно збільшення його тривалості і тривалості заднього фронту, в порівнянні з першим імпульсом.

4. Чисельне моделювання

В експерименті використовувався бар'єрний імпульсно-періодичний розряд атмосферного тиску з тривалістю імпульсів накачки ~ 150 нс. Розряд в умовах експерименту був однорідний. Параметри плазми бар'єрного розряду в оптимальних для здобуття максимальної потужності випромінювання електричного розряду на суміші $\text{CdI}_2\text{-He}$ (0,000095–0,999905) при загальному тиску 250,024 кПа визначалися чисельно та розраховувались як повні інтеграли функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Для знаходження ФРЕЕ, використовувалось кінетичне рівняння Больцмана для квазістаціонарної функції розподілу електронів [15]. Використання його можливе, якщо плазмове середовище змінюється в електричному полі, що змінюється повільніше, ніж час встановлення функції розподілу електронів [15]. Відомо, що час встановлення квазістаціонарного розподілу електронів приблизно дорівнює часу релаксації середньої енергії електронів [16]:

$$\tau = m v_e \varepsilon / (e^2 E^2),$$

де m – маса електронів, e – заряд електрона, ε – середня енергія електронів, E – напруженість електричного поля, а ν_e – частота пружних зіткнень із сумішшю атомів He і молекул CdI₂ (гелій і дийодид кадмію). Оцінка τ для нашого експерименту дає значення $\sim 1 \cdot 10^{-13}$ с, що значно нижче, ніж тривалість імпульсу 150 нс. Тобто плазмове середовище змінюється в електричному полі, яке змінюється повільніше, ніж час встановлення функції розподілу електронів. Розрахунки ФРЕЕ проводилися з використанням відомої програми “Bolsig +” [17]. На основі отриманих ФРЕЕ було визначено ряд параметрів плазми в залежності від величини приведенного електричного поля (відношення напруженості електричного поля (E) до загальної концентрації атомів гелію і невеликої домішки парів дийодиду кадмію (N)). Діапазон зміни параметра $E/N = 1\text{--}100$ Тд ($1 \cdot 10^{-17}\text{--}1 \cdot 10^{-14}$ В·см²) включав також діапазон параметрів E/N , який був реалізований в нашому експерименті. Всі розрахунки проводилися для розряду при парціальних тисках дийодиду кадмію 24 Па і гелію 250 кПа, при яких досягалася максимальна величина потужності випромінювання в експерименті (рис. 3). В інтегралі зіткнень електронів з атомами і молекулами враховані такі процеси: пружне розсіяння електронів на атомах гелію, збудження енергетичних рівнів атомів гелію (енергія порога – 19,8 еВ), іонізація атомів гелію (енергія порога – 24,58 еВ); дисоціативне збудження: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду кадмію (енергія порога – 4,986 еВ), атомів кадмію $\lambda = 479,991$ нм та $\lambda = 508,582$ нм (енергія порога – 6,386 еВ); іонізація дийодиду кадмію, дисоціативна іонізація з утворенням іонів: дийодиду кадмію, моноїодиду кадмію, кадмію та йоду (енергія порога – 10 еВ, 11 еВ, 13 еВ, 14 еВ, відповідно). Дані з абсолютних величин ефективних перерізів цих процесів, а також їх залежностей від енергії електронів взяті з бази даних [17] та робіт [18, 19]. Напруженість електричного поля (E) та приведена напруженість електричного поля на плазмі (E/N), при яких в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм) молекули моноїодиду кадмію мали величини $2,0 \cdot 10^6$ В/м і 55,9 Тд, відповідно. Вони визначалися за методикою, описаною нами в роботі [12]. Чисельне моделювання транспортних характеристик електронів на суміші па-

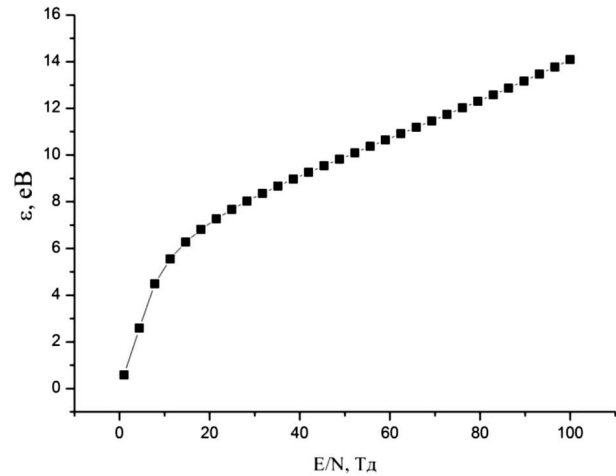


Рис. 7. Залежність середньої енергії електронів від величини параметра E/N в плазмі на суміші CdI₂–He = 0,000095–0,999905 при загальному тиску 250,024 кПа

рів дийодиду кадмію та гелію при співвідношенні компонент 24 Па: 250 кПа (рис. 7, табл. 1) виявило, що в плазмі зі збільшенням значень приведеної напруженості поля (E/N), спостерігається збільшення середньої енергії електронів (ε), температури електронів (T^0 К), швидкості дрейфу електронів ($v_{\text{др.}}$ м/с), а концентрація їх (N м⁻³) зменшувалась.

Константи швидкостей збудження і іонізації електронами молекул дийодиду кадмію та атомів гелію і кадмію (рис. 8, табл. 2) також збільшуються з ростом параметра E/N . Максимальні значення спостерігаються для константи дисоціативного збудження молекул моноїодиду кадмію.

Питомі втрати потужності розряду в суміші парів дийодиду кадмію з гелієм на пружні і не пружні процеси зіткнення електронів з компонентами суміші максимальні для атомів гелію (рис. 9, криві 8, 9 і 10). Для пружного розсіювання електро-

Таблиця 1. Транспортні характеристики електронів у плазмі на суміші парів дийодиду кадмію і гелію при співвідношенні компонент 24 Па : 250 кПа

E/N , Тд	ε , eV	T^0 , К	$V_{\text{др.}}$, м/с	N , м ³ /с
7,83	4,490	52 084	$1,6 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^{18}$
55,9	10,37	120 292	$1,7 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^{18}$
100	14,09	163 444	$1,9 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^{18}$

Таблиця 2. Константи швидкостей: збудження (k), іонізації ($k_{\text{CdI}_2^+}$), (k_{He^+}), пружного розсіювання (k_r) електронами: $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул CdI^* (k_{CdI^*}), рівнів атомів кадмію (k_{Cd^*}) та гелію (k_{He^*}), в суміші парів дийодиду кадмію та гелію при співвідношенні 24 кПа : 250 кПа

E/N , Тд	$k_{\text{CdI}^*} \cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda = 650$ нм	$k_{\text{Cd}^*} \cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda = 479$ нм	$k_{\text{Cd}^*} \cdot 10^{+15}$, м ³ /с $\lambda = 509$ нм	$k_{\text{CdI}_2^+} \cdot 10^{+14}$, м ³ /с	$k_r \cdot 10^{+14}$, м ³ /с	$k_{\text{He}^*} \cdot 10^{+16}$, м ³ /с	$k_{\text{He}^+} \cdot 10^{+17}$, м ³ /с
	CdI ₂				He		
7,83	3,002	0,1203	0,1804	0,2265	6,930	0,017	0,002
55,6	7,481	1,205	1,827	2,113	7,757	2,448	9,359
100	9,101	2,188	3,325	3,530	7,545	6,789	51,58

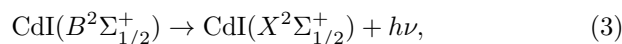
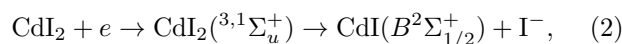
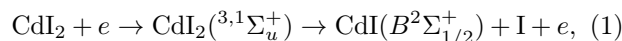
нів на атомах гелію досягають 98% при приведеній напруженості електричного поля 4,41 Тд (рис. 9, крива 9).

Для молекул дийодиду кадмію вони не перевищували 1% (для дисоціативного збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул CdI^* при $E/N = 7,8$ Тд (рис. 9, крива 4)), а для приведенної напруженості поля 55,9 Тд, при якій в експерименті спостерігалася максимальна потужність випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм), молекули моноїодиду кадмію були на рівні – 0,05%. Зі збільшенням параметра E/N до 100 Тд питомі втрати потужності розряду в суміші максимальні (51%) для процесу збудження атомів гелію (енергія порога 19,80 еВ), і для іонізації атомів гелію (рис. 9, криві 10 і 8 відповідно). Для іонізації молекул дийодиду кадмію з утворенням іона CdI_2^+ питомі втрати потужності розряду мали значення 1,5% при $E/N = 11,2$ Тд. Для приведенної напруженості поля 55,9 Тд питомі втрати потужності розряду на іонізацію атомів гелію мали значення 31% і 2,5% на іонізацію молекул дийодиду кадмію. А для збудження метастабільного рівня енергії гелію з енергією порога 19,80 еВ вони максимальні та мали значення 90%. У зв'язку з великими втратами потужності розряду на збудження метастабільного рівня енергії атомів гелію (енергія порога 19,80 еВ) можна очікувати вплив на амплітуду і форму імпульсу випромінювання (рис. 6, с) процесу передачі енергії від метастабільних атомів гелію молекулам дийодиду кадмію. Це припущення підтверджується зміною форми другого імпульсу випромінювання в порівнянні з формою імпульсу струму (рис. 6, б). Можна очікувати також істотного збільшення потужності випромінювання в спектральній смузі ($\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм) молекул мо-

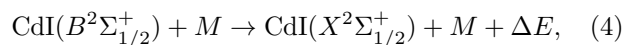
ноїодиду кадмію при застосуванні в експерименті значення приведенної напруженості поля 7,8 Тд, при якій втрати розряду на дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул CdI^* максимальні.

5. Обговорення отриманих результатів

Виникнення емісії спектральних смуг з максимумом на довжині хвилі $\lambda = 650$ нм електронно-коливального переходу $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекули CdI^* в газорозрядній плазмі на сумішах парів дийодиду кадмію з гелієм відбувається внаслідок процесів, що призводять до утворення та руйнування $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану моноїодиду кадмію, основними з яких є [20, 21]:



$$\lambda_{\text{макс.}} = 650 \text{ нм},$$



де M – концентрації молекул CdI_2 , He; ΔE – різниця енергії в реакції. Реакції (1) і (2) є основними джерелами утворення ексиплексних молекул CdI^* , що впливає з часових залежностей амплітуд струму і потужності випромінювання (рис. 6, б, в, затримки в часі початку і максимумів амплітуд імпульсів струму і випромінювання співпадають в межах похибки осцилографічних вимірів 10%). Електронно-коливальні переходи $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ молекул CdI^* призводять

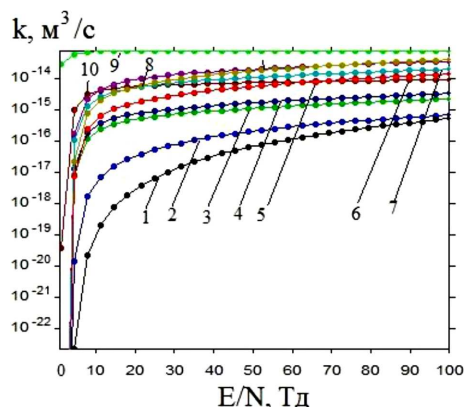
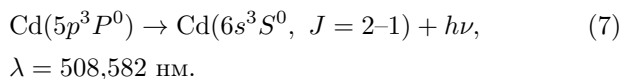
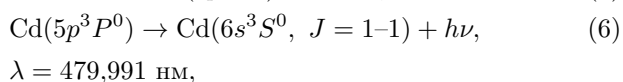
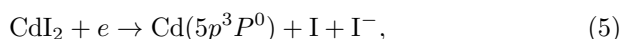


Рис. 8. Залежності констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами дйодиду кадмію та атомами гелію від параметра E/N в плазмі на суміші $\text{CdI}_2\text{-He} = 0,000095\text{--}0,999905$ при загальному тиску суміші $P = 250024$ кПа: 1 – іонізація атома гелію, 2 – збудження рівня атома гелію, $E_{\text{пор.}} = 19,8$ еВ, 3 – дисоціативне збудження атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 9,85$ еВ, $\lambda = 479,991$ нм, 4 – дисоціативне збудження атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 9,85$ еВ, $\lambda = 508,582$ нм, 5 – дисоціативна іонізація молекули моноїодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 11$ еВ, 6 – дисоціативна іонізація атома кадмію $E_{\text{пор.}} = 13$ еВ, 7 – іонізація молекули дйодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 10$ еВ, 8 – дисоціативна іонізація йоду $E_{\text{пор.}} = 14$ еВ, 9 – пружне розсіяння електронів на атомі гелію, 10 – дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекули моноїодиду кадмію (енергія порога 5 еВ)

до емісії спектральних смуг з максимальною інтенсивністю на довжині хвилі $\lambda_{\text{макс.}} = 650$ нм (реакція 3). У реакції гасіння (4) відбувається електронно-коливальний перехід молекули моноїодиду кадмію в основний стан без випромінювання. Емісія спектральних ліній кадмію відбувається за рахунок реакцій [22]:



Константи швидкостей збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул моноїодиду кадмію становлять величину $7,481 \cdot 10^{-15}$ м³/с, а атомів кадмію $1,203 \cdot 10^{-15}$ м³/с та $1,804 \cdot 10^{-15}$ м³/с для приведеної напруженості електричного поля $E/N = 55,9$ Тд, що існувало в експериментальних умовах для суміші парів дйодиду кадмію та гелію

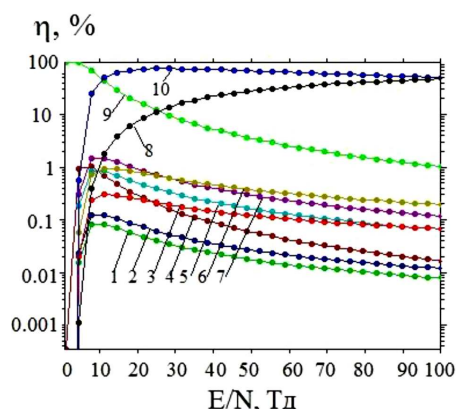
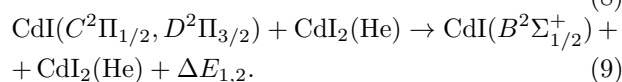
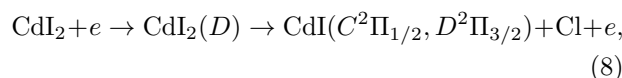


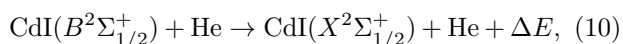
Рис. 9. Залежність питомих втрат потужності розряду на процеси зіткнень електронів з молекулами дйодиду кадмію та атомами гелію від параметра E/N в плазмі на суміші парів дйодиду кадмію та гелію суміші: $\text{CdI}_2\text{-He} = 0,000095\text{--}0,999905$ при загальному тиску суміші $P = 250024$ кПа: 1 – дисоціативне збудження атомів кадмію $E_{\text{пор.}} = 9,85$ еВ, $\lambda = 479$ нм; 2 – дисоціативне збудження атомів $E_{\text{пор.}} = 9,85$ еВ, кадмію $\lambda = 508,582$ нм; 3 – дисоціативна іонізація атомів кадмію $E_{\text{пор.}} = 13$ еВ, 4 – дисоціативне збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду кадмію (енергія порога 5 еВ), 5 – дисоціативна іонізація молекул моноїодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 11$ еВ, 6 – дисоціативна іонізація атомів йоду $E_{\text{пор.}} = 14$ еВ, 7 – іонізація молекул дйодиду кадмію $E_{\text{пор.}} = 10$ еВ, 8 – іонізація атомів гелію, 9 – пружне розсіяння електронів на атомах гелію, 10 – збудження рівня гелію, $E_{\text{пор.}} = 19,80$ еВ

(табл. 2). Питомий внесок потужності розряду в збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул CdI^* (реакції (1)–(3)) був на рівні 0,05% для приведеної напруженості поля 55,9 Тд (рис. 9, крива 4), що не могло забезпечити значення ККД = 4,3%, яке досягалося в експерименті. У зв'язку з цим необхідно передбачити додаткові процеси заселення $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул CdI^* :



Процес (8) це процес збудження молекул CdI_2 електронами в стан D [23, 24]. Цей стан молекули дйодиду кадмію є сумою всіх станів, які розташовані між енергією порога (5 еВ) та енергією іонізації 11 еВ [23]. Можна очікувати, що ефективний переріз збудження цього стану електронами для молекули дйодиду кадмію є близьким

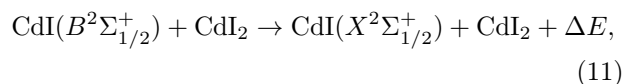
до ефективного перерізу збудження D стану молекули диброміду ртуті, значення якого має величину 10^{-15} см² [24]. З D стану емісія молекули CdI₂ не спостерігається, внаслідок того, що даний стан дисоціює з утворенням молекули моноїодиду кадмію в (C, D) станах. Емісія з C і D станів молекули моноїодиду кадмію в наших умовах експерименту не спостерігається через високу ефективність процесу гасіння (9) [24]. Населеність цього стану передається на $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан молекул CdI або в інші не оптичні канали [24, 25]. Різке збільшення інтенсивності з боку ділянки в спектрі з великими довжинами хвиль і повільне її зменшення в області коротких довжин хвиль (рис. 2) пояснюється ходом потенціальних кривих (збуджений $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан зміщений в бік великих між'ядерних відстаней відносно $X^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану) та процесами релаксації заселеності верхніх коливальних рівнів збудженого електронного стану, які відбуваються швидше, ніж електронно-коливальний перехід на основний $X^2\Sigma_{1/2}^+$ -стан [26]. Наявність оптимального парціального тиску для буферного газу гелію (рис. 3) пов'язане з часткою енергії розряду, яка витрачається на нагрівання робочої суміші [27]. При збільшенні загального тиску в суміші зменшується параметр E/N . Це призводить до підвищення питомих втрат потужності розряду на пружне розсіяння електронів на атомах та молекулах (рис. 9, крива 9), що призводить до нагрівання суміші і, відповідно, до підвищення парціального тиску парів дийодиду кадмію та потужності випромінювання молекул CdI*. Наявність максимуму в залежності потужності випромінювання молекул CdI* від тиску гелію (рис. 3) і при подальшому збільшенні тиску гелію пов'язано: зі зменшенням середньої енергії електронів (рис. 6, табл. 1), що, в свою чергу, призводить до зменшення константи швидкості дисоціативного збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекули CdI* електронами в газорозрядній плазмі (рис. 7, крива 4, реакція 1), а також процесом гасіння $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул моноїодиду кадмію гелієм:



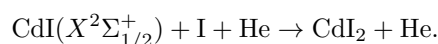
де ΔE – різниця енергії в реакції, що виділяється у вигляді тепла.

Залежність середньої потужності випромінювання від парціального тиску парів дийодиду ка-

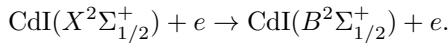
дмію (рис. 4) пояснюється, як процесом підвищення концентрації молекул в стані $B^2\Sigma_{1/2}^+$ зі зростанням їх парціального тиску, так і процесом їх гасіння. Оптимальні парціальні тиски для дийодиду кадмію визначаються динамічною рівновагою між цими процесами. Вище певного значення парціальних тисків дийодиду кадмію процес гасіння:



де ΔE – різниця енергії в реакції, що виділяється у вигляді тепла буде відігравати велику роль в зв'язку з чим і відбувається зменшення потужності випромінювання. Константа швидкості його становить величину $(9,2 \pm 1,1)10^{-10}$ см³/с [28]. Збільшення потужності випромінювання від числа імпульсів накачування (рис. 5) визначається процесом дисипації енергії розряду, при якому відбувається нагрівання суміші і відповідно підвищення парціального тиску парів дийодиду кадмію та збільшення потужності випромінювання за рахунок процесів (1)–(3). Насичення залежності потужності випромінювання від числа імпульсів накачки, подальше її зменшення на 11% і стабілізація на рівні 32 Вт викликається процесом гасіння (9) та стабілізацією температури робочої суміші. Коливальна форма амплітуди імпульсу напруги (рис. 6, а) викликана за рахунок неузгодження вихідного опору генератора напруг з вхідним опором джерела випромінювання. Структура імпульсу струму (рис. 6, б) викликана зарядкою і розрядкою ємності діелектрика за час імпульсу напруги з амплітудою, достатньою для пробією розрядного проміжку [29]. Відмінності у формі імпульсів струму на передньому і задньому фронті пов'язані з протилежними напрямками проходження струму через газорозрядний проміжок і внаслідок цього неоднаковими умовами розсмоктування заряду на внутрішній поверхні діелектрика в умовах одно бар'єрного розряду, який використовується в нашому експерименті. Наявність часового розширення другого імпульсу випромінювання і його заднього фронту в порівнянні з першим імпульсом викликано накопиченням моноїодиду кадмію в основному енергетичному стані в між імпульсному періоді, оскільки не всі молекули моноїодиду кадмію встигають відновитися в процесі [28]:



Це призводить, в кінцевому підсумку, до зміни амплітуди і часової поведінки другого імпульсу за рахунок збільшення заселеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану монойодиду кадмію в результаті збудження зі стану $X^2\Sigma_{1/2}^+$ електронами:



6. Висновки

Таким чином, в результаті проведених нами досліджень оптичних характеристик і параметрів плазми ексиплексного газорозрядного випромінювача червоного спектрального діапазону на суміші парів дийодиду кадмію з гелієм, що збуджується імпульсно-періодичним бар'єрним розрядом, встановлено, що спектр випромінювання даного джерела складається переважно з спектральних смуг випромінювання молекул монойодиду кадмію, що розміщені в діапазоні 470–700 нм з довжиною хвилі в максимумі інтенсивності при $\lambda = 650$ нм. У червоній області спектра зосереджено понад 90% потужності випромінювання. Застосування в конструкції випромінювача тепло ізолюючого екрана дозволило збільшити на 40% потужність випромінювання. Встановлено значення парціальних тисків парів дийодиду кадмію та гелію, при яких досягаються максимальні величини середньої та імпульсної потужності випромінювання. Виявлено додаткові процеси збільшення заселеності $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану ексиплексних молекул монойодиду кадмію за рахунок процесу гасіння з $C^2\Pi_{1/2}$, $D^2\Pi_{3/2}$ -станів у зіткненнях з молекулами дийодиду кадмію та атомами гелію. Встановлено величину приведеної напруженості електричного поля, при якій питомий внесок електричної потужності розряду на збудження $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -стану молекул монойодиду кадмію є максимальним, а саме 7,8 Тд, що дає змогу підвищити енергетичні параметри газорозрядного випромінювача на суміші дийодиду кадмію та гелію, який випромінює в червоному спектральному діапазоні довжин хвиль. Газорозрядні випромінювачі на суміші парів дийодиду кадмію та гелію можуть бути застосовані для більш ефективного управління фотосинтезом, ростом і розвитком рослин та водоростей.

1. A.A. Abdulaev, V.E. Semenenko. Intensive culture *Dunaliella salina* Teod. and some of its physiological characteristics. *Fiziol. Rasten.* **27**, No. 6, 31 (1980) (in Russian).

2. A.I. Sakevich. *Exometabolites of Freshwater Microalgae* (Naukova Dumka, 1985) (in Russian).
3. F.G. Baksht, V.F. Lapshin, Energy balance of a pulsed emitting sodium-vapor/xenon discharge. *Techn. Phys.* **42**, 1004 (1997).
4. V.B. Basov. LEDs: Their advantages and shortcomings. *Elektro Elektrotechn. Elektroenerg. Elektrotechn. Promyshl.* No. 6, 34 (2010) (in Russian).
5. A.N. Malinin, A.V. Polyak, N.N. Guyvan, N.G. Zubrilin, L.L. Shimon. Coaxial HgI excilamps. *Kvant. Elektron.* **32**, 155 (2002) (in Russian).
6. G. Zissis, S. Kitsinelis, State of art on the science and technology of electrical light sources: from the past to the future, *J. Phys. D* **42**, 173001 (2009).
7. U. Kogelschatz. Ultraviolet excimer radiation from non-equilibrium gas discharges and its application in photophysics, photochemistry and photobiology. *J. Opt. Technol.* **79**, 484 (2012).
8. V.S. Shevera, A.N. Malinin, A.K. Shuaibov. Investigation of the excitation and quenching of the CdI* state in the pulsed dielectric discharge. *Zh. Prikl. Spektrosk.* **39**, 476 (1983) (in Russian).
9. A.N. Konoplev, V.A. Kelman, V.S. Shevera. Investigation of the radiation of pulse discharge in mixtures of ZnI₂, CdI₂, and HgI₂ with helium and neon. *Zh. Prikl. Spektrosk.* **39**, 315 (1983) (in Russian).
10. S.P. Bogacheva, A.N. Konoplev, A.I. Khodanich, V.S. Shevera, The population of excited atoms and molecules in gas-discharge Ne-CdI₂ plasma. *Ukr. Fiz. Zh.* **37**, 678 (1992) (in Russian).
11. *Tables of Physical Quantities*. Edited by I.K. Kikoin (Atomizdat, 1976) (in Russian).
12. A.O. Malinina, A.K. Shuaibov, O.M. Malinin. Mechanism enhancing the emission power of gas-discharge lamps based on mixtures of neon, nitrogen, and mercury dichloride vapor in the blue-green spectral interval. *Ukr. J. Phys.* **64**, 797 (2019).
13. R.W. Pears, A.G. Gaydon. *The Identification of Molecular Spectra* (Chopman Holl, 1963).
14. A.N. Zaidel, V.K. Prokof'ev, S.M. Raiskii, V.A. Slavnyi, E.Ya. Shreider. *Tables of Spectral Lines* (Springer, 1970).
15. G.J.M. Hagelaar, L.C. Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **14**, 722 (2005).
16. М.М. Мкртчян, В.Т. Платоненко. Кинетика газорозрядного лазера на эксимере XeF. *Квантовая электроника* **6**, 1639 (1979).
17. <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>.
18. А.Н. Коноплев, Н.Н. Чаварга, В.Н. Славик, В.С. Шевера. Диссоциативное возбуждение CdI₂ электронным ударом. *Письма в ЖТФ* **15**, 48 (1989).
19. А.Н. Коноплев, В.Н. Славик, В.С. Шевера. Диссоциативная ионизация молекул CdI₂ электронным ударом. *Письма в ЖТФ* **16**, 86 (1990).

20. В.С. Шевера, А.Н. Малинин, А.К. Шуайбов. Исследование возбуждения и тушения – состояния CdI^* в импульсном разряде через диэлектрик. *Журнал прикладной спектроскопии* **39**, 476 (1983).
21. А.Н. Коноплев, В.А. Кельман, В.С. Шевера. Исследование излучения импульсного разряда в смесях ZnI_2 , CdI_2 и HgI_2 с гелием и неоном. *Журнал прикладной спектроскопии* **39**, 315 (1983).
22. Ю.М. Смирнов. Неупругие столкновения медленных электронов с молекулами иодида кадмия (II). *Химия высоких энергий* **34**, 405 (2000).
23. W.R. Wadt. The electronic structure of $HgCl_2$ and $HgBr_2$ and its relationship to photodissociation. *J. Chem. Phys.* **72**, 2469 (1980).
24. W.L. Nighan, R.T. Brown. Kinetic processes in the $HgBr(B-X)HgBr$ dissociation laser. *J. Appl. Phys.* **53**, 7201 (1982).
25. А.М. Бойченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко и др. *Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые лампы: физика, техника и применение* (СТТ, 2011).
26. V.V. Datsyuk, I.A. Izmailov, V.A. Kochelap. Vibrational relaxation of excimers, *Physics-Usp.* **41**, 379 (1998).
27. Yu.P. Raizer. *Gas Discharge Physics* (Springer, 1997).
28. M.N. Ediger, A.W. McCown, J.G. Eden. CdI and CdBr photodissociation lasers at 655 and 811 nm: CdI spectrum identification and enhanced laser output with $^{114}CdI_2$. *Appl. Phys. Lett.* **40**, 99 (1982).
29. Yu.S. Akishev, A.V. Demyanov, V.B. Karalnik *et al.* Pulsating regime of a diffuse mode of a barrier discharge in He. *Fiz. Plazmy* **27**, 176 (2001) (in Russian).

Received 13.01.20

A.A. Malinina, A.K. Shuaibov, A.N. Malinin

OPTICAL CHARACTERISTICS
AND PLASMA PARAMETERS OF THE GAS-DISCHARGE
RADIATOR BASED ON A MIXTURE OF CADMIUM
DIIODIDE VAPOR AND HELIUM

The optical characteristics and plasma parameters have been found for the gas-discharge radiator emitting in the red spectral interval and operating on a mixture of cadmium diiodide vapor and helium. The reduced electric field strength at which the specific discharge power spent for the excitation of exciplex cadmium monoiodide molecules is maximal is determined as well. Additional processes of population of the upper $B^2\Sigma_{1/2}^+$ -state of exciplex cadmium monoiodide molecules giving rise to the radiation power growth have been revealed. The research results can be used to create a more efficient gas-discharge radiator emitting in the red spectral interval.

Keywords: barrier discharge, gas-discharge plasma, radiation emission by exciplex molecules, plasma parameters, cadmium diiodide, helium.