

ФІЗИКА ПРИСТРОЇВ ТА СИСТЕМ ФИЗИКА ПРИБОРОВ И СИСТЕМ PHYSICS OF DEVICES AND SYSTEMS

УДК 621.385

DOI:10.30837/rt.2019.4.199.12

*В.В. СЕМЕНЕЦЬ, д-р техн. наук, М.А. КОПОТЬ, О.В. ГРИЦУНОВ, д-р фіз.-мат. наук,
І.М. БОНДАРЕНКО, д-р фіз.-мат. наук, Е.Е. ЮНУСОВ*

ДО ТЕОРІЇ ІМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА З НВЧ-НАКАЧУВАННЯМ

Вступ

Діапазон застосування оптичних квантових генераторів (лазерів) настільки широкий, що жоден з інших електронних пристроїв не має можливості зрівнятися з ними за цим показником. Багато технологічних, наукових, медичних, військових та розважальних застосувань лазерів були запропоновані і реалізовані з моменту винаходу цього пристрою в 1958 р. [1]. Висока когерентність випромінювання, монохроматичність спектра і здатність досягати дуже великих оптичних потужностей є притаманними лазерам властивостями, які дозволяють використовувати їх для різноманітних цілей. Незважаючи на значний прогрес в області квантової електроніки за останні десятиліття, регулярно з'являються нові технічні рішення, а також удосконалюються методи моделювання лазерних систем. У даній роботі описано і проаналізовано нову перспективну комбінацію оптичного квантового генератора з іншим недавнім винаходом – потужною сірчаною лампою з НВЧ-накачуванням [2, 3].

Мета статті – аналіз конструкції та фізичних процесів у імпульсному лазері з оптичним накачуванням за рахунок випромінювання НВЧ-розряду у парах сірки, розробка перспективної математичної моделі для інженерного розрахунку параметрів та характеристик нового оптичного квантового генератора, а також методів ефективного чисельного розв'язання відповідних рівнянь.

Конструкція лазера з накачуванням випромінюванням потужного НВЧ-розряду

Відомо, що більшість конструкцій потужних твердотільних лазерів зазвичай використовують оптичне накачування. Як джерело енергії можуть бути використані, наприклад, ксенонові лампи-спалахи, напівпровідникові світловипромінювальні діоди або навіть сонячне світло [1]. Відомі також конструкції оптичних квантових генераторів зі збудженням оптичним випромінюванням газового НВЧ-розряду (наприклад, [4]), які складаються з джерела живлення, магнетрона, хвилеводу та газоподібного світловипромінювального елемента.

Недоліками таких конструкцій є складність механічного регулювання та юстування системи, а також неможливість апріорного визначення потужності магнетрона, необхідної для підтримки стабільного розряду і накачування лазера, оскільки завжди має місце відбивання мікрохвильового випромінювання назад на магнетрон від розряду та від нерегулярностей електродинамічної системи. Це призводить також до утворення стоячих хвиль, неоптимального режиму роботи магнетрона і зменшення ефективної випромінюваної потужності.

Більш перспективною є конструкція твердотільного лазера з зовнішнім збудженням, що містить лампу накачування і оптичний резонатор з активним елементом, який розташовано паралельно лампі накачування [5]. До недоліків такої конструкції слід віднести руйнування прозорого провідного покриття в результаті значного розігріву колби лампи накачування, що обмежує частоту повторення імпульсів, неможливість контролювати спектр лазерного випромінювання, а також низьку ефективність.

Нещодавно авторами цієї статті було запропоновано нову конструкцію лазера з НВЧ-накачуванням на основі проміжного джерела світла, яке використовує випромінювання парів сірки, що піддаються впливу електромагнітних хвиль НВЧ-діапазону. Безелектродні сірчані

лампи, як відомо, є високоефективними системами освітлення видимого спектру. Їх світло генерується плазмою сірки, яка збуджується потужним мікрохвильовим випромінюванням. Це одна з найсучасніших модифікацій плазмових ламп. Технологія сірчаних ламп була розроблена на початку 1990-х років [2] і виявилася доволі перспективною. Починаючи з 2005 р., такі лампи виробляються в комерційних цілях.

На додаток до активного елементу, оптичного резонатора та власне лампи накачування, лазер з НВЧ-накачуванням містить потужний ефективний мікрохвильовий генератор (як правило, магнетрон), хвилевід і пристрій охолодження, який розташований на зовнішній поверхні системи. Однак, на відміну від існуючих конструкцій, активний елемент розміщено всередині трубчастої лампи накачування. Пара сірки знаходиться в узгодженому НВЧ-хвилеводі або об'ємному резонаторі, які виконують також роль відбивача оптичного випромінювання.

Переваги цієї конструкції лазера включають: просту структуру, високу ефективність системи оптичного накачування, можливість охолодження накачувального елемента, мале відбивання НВЧ-випромінювання у зворотному напрямку. Крім того, при необхідності можна легко змінювати спектр випромінювання оптичного накачування шляхом варіювання хімічного складу домішок до сірки у світловипромінюючому елементі.

На рис. 1 показано конструкцію запропонованого лазера з мікрохвильовим накачуванням та сірчаною лампою. Система містить: активний елемент 1, НВЧ-резонатор або хвилевід, що складається з внутрішньої прозорої сітки 2 і зовнішньої металевої трубки 3, зовнішня поверхня якої має охолоджуючі ребра 4 для повітряного охолодження. Внутрішня поверхня зовнішньої металевої трубки, яка утворює НВЧ-резонатор (або хвилевід) має дзеркальне покриття і одночасно виступає в якості оптичного відбивача. Кінці цієї трубки з'єднані з відповідними кінцями прозорої сітки 2 металевими фланцями 5. Всередині НВЧ-резонатора або хвилеводу знаходиться колба з парами сірки 6. Генератор імпульсів НВЧ-накачування 8

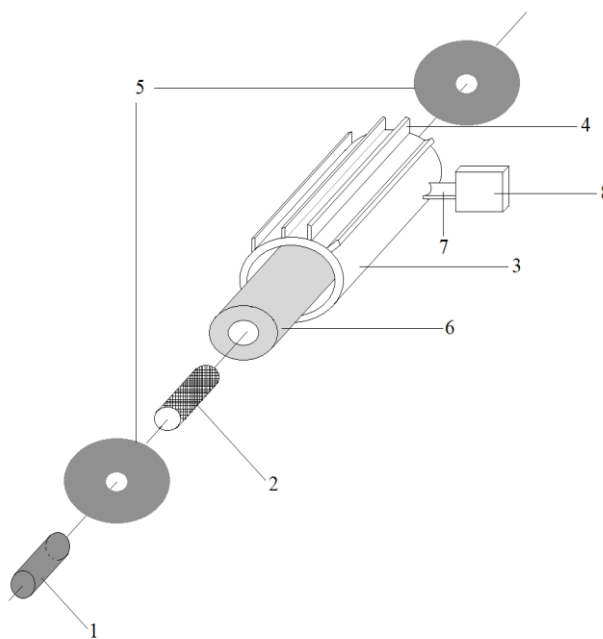


Рис. 1

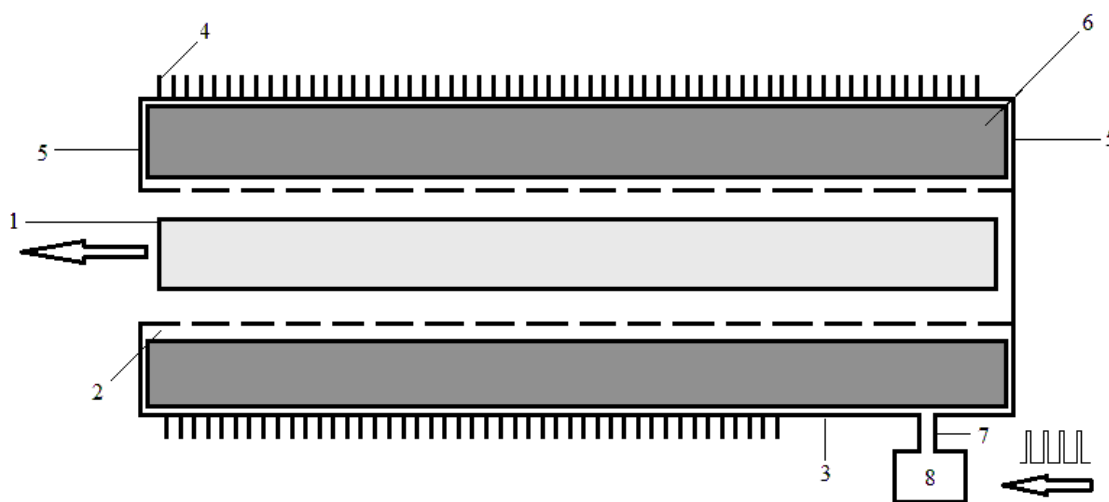


Рис. 2

з'єднано з внутрішнім простором приладу через хвилевід 7.

Система працює наступним чином (рис. 2). На мікрохвильовий генератор 8 подаються керуючі імпульси, що визначають частоту та тривалість спалахів лазера. Електромагнітні коливання НВЧ-генератора 8 через хвилевід 7 надходять в об'єм сірчаної лампи. Під впливом електромагнітних хвиль на пари сірки з домішками в колбі 6 відбувається випромінювання світла, яке відбивається від дзеркальної внутрішньої поверхні металевої трубки 3 і через трубку з прозорою провідної сітки 2 досягає активного елемента лазера 1. Лазерне світло виходить з цього активного елемента у аксіальному напрямі. Під час роботи пристрою можна охолоджувати сірчану лампу за допомогою охолоджуючих ребер 4, розташованих на зовнішній поверхні циліндричного НВЧ резонатора або хвилеводу 3.

Запропонована конструкція, окрім своєї простоти та технологічності, підвищує ефективність пристрою в цілому і дозволяє використовувати різні типи активного елемента. Суттєвою перевагою такої конструкції є також можливість керування спектром випромінювання за допомогою зміни хімічного складу середовища сірчаної лампи.

Основною проблемою, що з'являється у подібних лазерних системах з НВЧ-накачуванням, є забезпечення рівномірного введення енергії в плазму розряду сірки по всій довжині розрядної трубки [5]. Виникнення цієї проблеми пов'язано з тим, що в НВЧ-діапазоні довжина хвилі випромінювання стає порівнянною (або навіть меншою) до довжини розрядної трубки оптичного резонатора, що призводить до недостатнього узгодження НВЧ-генератора і зони розряду, яка є навантаженням цього генератора, до утворення різноманітних відбивань та стоячих хвиль. Поява стоячих хвиль створює істотні неоднорідності поглинання енергії по довжині розрядної трубки, що може призвести до зниження ефективності системи або навіть до зриву розряду.

Інші проблеми виникають при зменшенні тривалості імпульсів НВЧ-накачування, яке може бути особливо суттєвим, якщо для накопичення енергії використовуються формувачі стиснених імпульсів [6, 7]. Ці проблеми викликані перехідними процесами в світловипромінюючому середовищі плазмового розряду, а також в активному середовищі квантового генератора. Комплексне теоретичне дослідження усіх нестационарних ефектів вимагає застосування методів квантової електродинаміки [8]. Тим не менш, деякі специфічні питання можуть бути вивчені за допомогою лише рівнянь класичної електродинаміки.

Математичний апарат для моделювання нестационарних процесів у НВЧ-розряді

При роботі імпульсних лазерних систем з малою тривалістю імпульсів важливе значення має забезпечення узгоджених процедур збудження НВЧ-хвилеводу або резонатора імпульсним генератором, запалювання розряду в парі сірки та квантової стимуляції-випромінювання робочого тіла. У цій статті розглядається перша зі вказаних проблем. НВЧ-хвилевід з парами сірки може бути витлумачений як регулярна лінія передачі з істотно нелінійною дисперсійною характеристикою та суттєвою дисипацією. Для чисельного моделювання збудження таких ліній може бути використана відома методика розрахунку нестационарних полів [9 – 12].

Доцільно використовувати безперервне наближення регулярної дисперсійної лінії [10]. У підході Фур'є електричне поле в системі $\vec{E}(t, x, y, z)$ може бути обчислене як ряд по поздовжньому хвильовому числу β :

$$\vec{E}(t, x, y, z) = \text{Re} \left\{ \vec{E}_g(x, y, z, \beta_b) U_g(t, z) + i \frac{\partial \vec{E}_g(x, y, z, \beta_b)}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial U_g(t, z)}{\partial z} e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \right\},$$

де $\vec{E}_g(x, y, z, \beta)$ – так звана регулярна мода лінії [комплексна обвідна власної моди лінії $\vec{E}_e(x, y, z, \beta)$ в поздовжньому напрямку z , така що $\vec{E}_e = \vec{E}_g \exp(-i\beta_b z)$]. $U_g(t, z)$ – часова і поздовжня залежність комплексної обвідної регулярної моди. Індекс b означає, що

відповідний член береться при деякому базовому поздовжньому хвильовому числі і частоті ω_r відповідної йому нормальної моди.

У підході Даламбера електричне поле синтезується як ряд по частоті ω :

$$\vec{E}(t, x, y, z) = \text{Re} \left\{ \vec{E}_g(x, y, z, \omega_b) U_g(t, z) - i \frac{\partial \vec{E}_g(x, y, z, \omega_b)}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial U_g(t, z)}{\partial t} e^{-i\beta_r z} e^{i\omega_b t} \right\},$$

де індекс b означає, що відповідний член береться при деякій базовій частоті і поздовжньому хвильовому числі β_r відповідної їй нормальної моди.

Узагальнені хвильові рівняння для обвідної U_g у підходах Фур'є і Даламбера відповідно записуються як

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_g}{\partial t} + \delta_{rb} U_g + i \frac{d\delta_{rb}}{d\beta} \frac{\partial U_g}{\partial z} + \frac{d\omega_{rb}}{d\beta} \frac{\partial U_g}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega_{rb}}{d\beta^2} \frac{\partial^2 U_g}{\partial z^2} = -\frac{1}{8W_{gb} S_{\perp}} \int \vec{E}_g^*(x, y, z, \beta_b) \vec{J}(t, x, y, z) dS + \\ + \frac{i}{8W_{gb}^2} \frac{dW_{gb}}{d\beta} \frac{\partial}{\partial z} \int \vec{E}_g^*(\dots) \vec{J}(\dots) dS - \frac{i}{8W_{gb}} \frac{\partial}{\partial z} \int \frac{\partial \vec{E}_g^*(\dots)}{\partial \beta} \vec{J}(\dots) dS \end{aligned} \quad (1)$$

та

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_g}{\partial z} + \alpha_{rb} U_g - i \frac{d\alpha_{rb}}{d\omega} \frac{\partial U_g}{\partial t} + \frac{d\beta_{rb}}{d\omega} \frac{\partial U_g}{\partial t} - \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta_{rb}}{d\omega^2} \frac{\partial^2 U_g}{\partial t^2} = \\ = -\text{sgn}(v_{gr}) \frac{Z_{rb}}{2U_1^2 S_{\perp}} \int \vec{E}_g^*(x, y, z, \omega_b) \vec{J}(t, x, y, z) dS + \text{sgn}(v_{gr}) \frac{i}{2U_1^2} \frac{dZ_{rb}}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{E}_g^*(\dots) \vec{J}(\dots) dS + \\ + \text{sgn}(v_{gr}) \frac{iZ_{rb}}{2U_1^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\partial \vec{E}_g^*(\dots)}{\partial \omega} \vec{J}(\dots) dS, \end{aligned} \quad (2)$$

де $\vec{J}(t, x, y, z)$ – комплексна обвідна щільності збуджуючого струму $\vec{j}(t, x, y, z)$ при β_b і ω_b відповідно; $\delta_r(\beta)$ і $\alpha_r(\omega)$ – відповідно коефіцієнт загасання і постійна загасання власної моди лінії; S_{\perp} – поперечний (x, y) перетин лінії; $W_g(\beta)$ і $Z_r(\omega)$ – відповідно одинична погонна енергія і опір зв'язку регулярної моди; U_1 – нормалізована напруга; $v_{gr} = d\omega_r / d\beta$ – групова швидкість хвилі.

Після апроксимації залежностей загасання і дисперсійних характеристик лінії в межах обраної смуги частот багаточленами $\delta_r(\beta) \approx a_0 + a_1\beta + \dots$, $\omega_r(\beta) \approx b_0 + b_1\beta + b_2\beta^2 + \dots$ для підходу Фур'є або поліномами $\alpha_r(\omega) \approx a_0 + a_1\omega + \dots$, $\beta_r(\omega) \approx b_0 + b_1\omega + b_2\omega^2 + \dots$ для підходу Даламбера, можуть бути побудовані скінченно-різницеві рівняння. Порядки поліномів та рівнянь (1) і (2) в напрямках r або t відповідно можуть бути за потреби збільшені. Отримані скінченно-різницеві рівняння розв'язуються за допомогою явних або неявних кінцево-різницевих схем. Праві частини хвильових рівнянь можуть бути замінені деякою функцією джерела $s(t, z)$, яка емулює процес введення НВЧ-імпульсу магнетрона в лінію в якості вхідного сигналу.

Чисельні методи для розв'язання узагальнених хвильових рівнянь

Розглянемо методи інтегрування узагальнених хвильових рівнянь (1) і (2). Базовим виразом для обох є неоднорідне рівняння переносу:

$$\frac{\partial U(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial U(t, z)}{\partial t} = f(t, z), \quad (3)$$

модифіковане з урахуванням нелінійності дисперсійної характеристики і залежності загасання. Для розв'язання рівняння (3) за допомогою методу скінчених різниць можуть бути використані неявна або явна апроксимації першого порядку. Явна схема умовно стійка при $\Delta t \leq \Delta z / |v_g|$, де Δt і Δz – розміри кроків уздовж часової і поздовжньої координат відповідно.

Неявна схема абсолютно стійка.

Однак тестові розрахунки для лінійних («холодних») регулярних електродинамічних систем показують, що перший порядок кінцево-різницевої апроксимації не забезпечує прийнятну точність рішень узагальнених хвильових рівнянь (1) і (2) для будь-якої більш-менш суттєвої відносної ширини смуги частот сигналу (порядку 1 % або більше від базової частоти). Тому виникає задача вибору стійких різницевих схем другого порядку, придатних для інтегрування таких рівнянь.

Єдино можливий шаблон тришарової явної схеми другого порядку апроксимації для розв'язання рівняння (2) показано на рис. 3, а. Відповідні кінцево-різницеві апроксимації записуються у вигляді

$$\frac{\partial U_k^l}{\partial z} \approx \frac{U_{k+1}^l - U_{k-1}^l}{2\Delta z}; \quad \frac{\partial U_k^l}{\partial t} \approx \frac{U_k^{l+1} - U_k^{l-1}}{2\Delta t}; \quad \frac{\partial^2 U_k^l}{\partial t^2} \approx \frac{U_k^{l-1} - 2U_k^l + U_k^{l+1}}{\Delta t^2},$$

де індекс k відповідає координаті z , індекс l – координаті t . Ця схема умовно стійка при $\Delta t \leq \Delta z / |v_g|$, Для рівняння (1) явну двошарову схему другого порядку апроксимації сконструювати неможливо.

На додачу до обмеження розміру часового кроку, недоліком цього шаблону є необхідність екстраполяції при визначенні межових умов на вихідному кінці лінії. Екстраполяція амплітуди степеневим поліномом (до третього порядку) не забезпечує збіжність рішень. Гармонійна екстраполяція на трьох точках

$$U_{k+1}^l = \frac{(U_k^l)^2 + U_{k-2}^l U_k^l - (U_{k-1}^l)^2}{U_{k-1}^l}$$

підходить лише для монохроматичного U_g , Таким чином, явна схема другого порядку є непринятною для інтегрування (2).

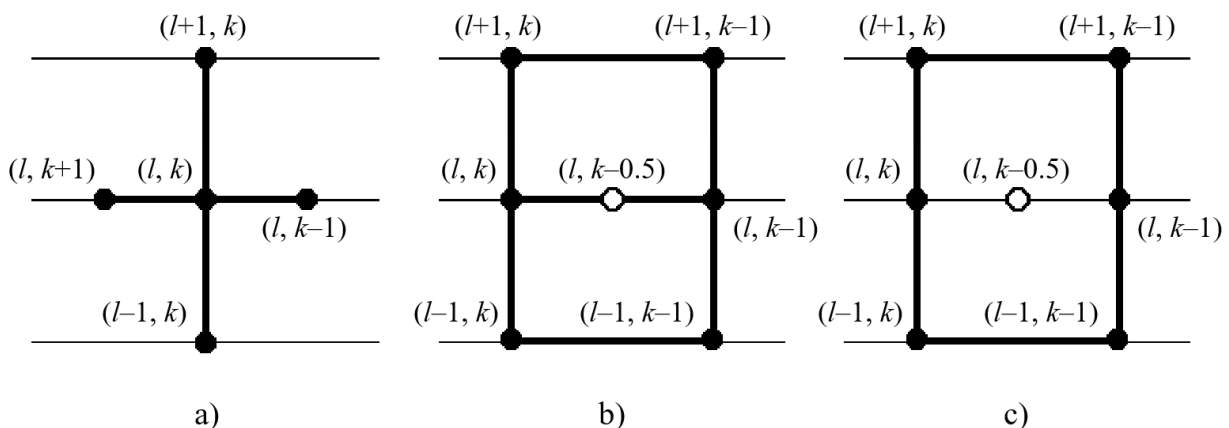


Рис. 3

У якості альтернативи можна запропонувати неявну схему того ж порядку апроксимації з ваговими коефіцієнтами, яка показана на рис. 3, б. Відповідна кінцево-різницева апроксимація має вигляд:

$$U_{k-0,5}^l \approx \sigma \frac{U_{k-1}^{l-1} + U_k^{l-1} + U_{k-1}^{l+1} + U_k^{l+1}}{4} + (1-\sigma) \frac{U_{k-1}^l + U_k^l}{2};$$

$$\frac{\partial U_{k-0,5}^l}{\partial z} \approx \frac{\sigma}{2} \frac{U_k^{l-1} - U_{k-1}^{l-1}}{\Delta z} + (1-\sigma) \frac{U_k^l - U_{k-1}^l}{\Delta z} + \frac{\sigma}{2} \frac{U_k^{l+1} - U_{k-1}^{l+1}}{\Delta z};$$

$$\frac{\partial U_{k-0,5}^l}{\partial t} \approx \frac{1}{2} \frac{U_{k-1}^{l+1} - U_{k-1}^{l-1}}{2\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{U_k^{l+1} - U_k^{l-1}}{2\Delta t};$$

$$\frac{\partial^2 U_{k-0,5}^l}{\partial t^2} \approx \frac{1}{2} \frac{U_{k-1}^{l-1} - 2U_{k-1}^l + U_{k-1}^{l+1}}{\Delta t^2} + \frac{1}{2} \frac{U_k^{l-1} - 2U_k^l + U_k^{l+1}}{\Delta t^2},$$

де $\sigma = 0 \dots 1$ – ваговий коефіцієнт. Ця схема абсолютно стійка при $\sigma \geq 0,5$. Мінімальна похибка інтегрування забезпечується при мінімально можливих значеннях вагового коефіцієнта. Однак, оскільки рівняння (2) має додаткові члени по відношенню до рівняння переносу, вони можуть викликати нестабільність схеми, якщо σ знаходиться близько до нижнього граничного значення.

З іншого боку, беручи до уваги, що порядок апроксимації шаблону на рис. 3, *b* не залежить від σ , можна обрати ваговий коефіцієнт, що дорівнює одиниці. Відповідний шаблон показано на рис. 3, *c*, а відповідна апроксимація по поздовжній координаті має вигляд

$$\frac{\partial U_{k-0,5}^l}{\partial z} \approx \frac{1}{2} \frac{U_k^{l-1} - U_{k-1}^{l-1}}{\Delta z} + \frac{1}{2} \frac{U_k^{l+1} - U_{k-1}^{l+1}}{\Delta z}.$$

Взаємозв'язок між парними і непарними шарами в цій схемі здійснюється тільки через другу похідну за часом. Таке «розщеплення» може, в принципі, стати джерелом нестабільності. Хоча це не спостерігалось на практиці, для надійності краще взяти значення $\sigma = 2/3$.

Зважаючи на незначний коефіцієнт загасання, описаний вище метод розрахунку величини $U_{k-0,5}^l$ не має вирішального значення. Вона може бути обчислена, наприклад, як середнє із значень амплітуди в кутах або всіх шести точках шаблону. Інтегрування (2) на кожному часовому кроці здійснюється в звичайному порядку для початкових задач, тобто, від входу до виходу лінії. Початкові умови можуть бути задані нульовими. Розміри кроків Δt і Δz не мають значення доти, поки вони набагато менші у порівнянні з відповідними просторово-часовими характеристиками обвідної радіоімпульсу.

З метою перевірки теорії було проведено моделювання поширення радіоімпульсів у «холодній» регулярній електродинамічній системі. Стійкість алгоритму і якісне узгодження чисельних і аналітичних результатів підтверджує правильність (1) і (2), а також їх рішень, отриманих за допомогою кінцево-різницевої схем. Точність розв'язання узагальнених хвильових рівнянь з відносною похибкою менше 1 % досягається для негармонійних сигналів з відносною смугою частот до 10 %.

Наступним етапом моделювання повинно стати розв'язання нестационарної самоузгодженої задачі для світлонакачувальної комірки з урахуванням фактичної функції щільності струму збудження $\vec{j}(t, x, y, z)$, що створюється нерівноважним ансамблем випромінюючих та поглинаючих атомів [8, 13].

Висновки

Запропоновану нещодавно нову конструкцію оптичного лазера з НВЧ-накачуванням, що використовує сірчану НВЧ-лампу як перетворюючий елемент (джерело оптичного накачування для активного середовища), слід вважати достатньо перспективною. Перевагами такої системи є висока ефективність, велика досяжна потужність, ефективне управління спектром світла, що випромінюється, та притаманна можливість роботи в імпульсному режимі. Розро-

блено універсальну чисельну модель збудження сірчаної лампи короткими радіоімпульсами біжучих або стоячих хвиль в регулярній лінії передачі. Результати її використання можуть бути корисні для розробки та оптимізації нових конструкцій оптичних квантових генераторів для цивільних і військових потреб.

Першочерговими напрямками подальших досліджень слід вважати:

– доповнення класичної електродинамічної моделі перехідних процесів у регулярній лінії передачі НВЧ-потужності нестационарною моделлю збудження та релаксації іонізованого газу (пари сірки з домішками). Така модель, звичайно, має бути заснована на врахуванні квантових ефектів, наприклад, коефіцієнтів Ейнштейна;

– виявлення причин фізичних обмежень для максимальної потужності та мінімальної довжини імпульсів оптичного квантового генератора зі збудженням сірчаною лампою та пошук методів їх подолання;

– експериментальну перевірку висновків, отриманих у процесі комп'ютерного моделювання системи.

Список літератури:

1. Svelto O. and D. C. Hanna. Principles of lasers. 5th ed. Springer, 2009.
2. US Patent No. 5404076, H 01 J 17/20, 1995.
3. Bondarenko I. N. and A. V. Galich. An electrodeless lamp based on the resonant irregular microwave structures // Proc. of 23d Int. Crimean Conf. "Microwave & Telecomm. Technology" (CriMiCo'2013), pp. 1063-1064, 2013.
4. US Patent No. 5781579, H 01 S 003/03, 1998.
5. Korchagin Yu. V. Device for microwave excitation and maintenance of generation of a gas-discharge laser by creating a plasma coaxial line Available: <https://findpatent.ru/patent/216/2164048.html>
6. Bondarenko I. N., E. A. Gorbenko and V. I. Krasnoshok. Microwave switch based on waveguide T-junction for compression resonant pulse former // Telecommunication and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, no. 6. P. 469-475.
7. Bondarenko I. N., E. A. Gorbenko, and V. I. Krasnoshok, "Microwave switch based on a combined coaxial-waveguide tee for a cavity pulse shaper // Telecommunication and Radio Engineering. 2018. Vol. 77, no. 5. P. 391-397.
8. Gritsunov A. V. Theory of natural oscillatory systems // Research Gate project [Online]. Available: <https://researchgate.net/project/Theory-of-Natural-Oscillatory-Systems>
9. Gritsunov A. V. Expansion of nonstationary electromagnetic potentials into partial functions of electrodynamic system // Radioelectronics and Comm. Systems. 2006. Vol. 49, no. 7. P. 6-12,
10. Gritsunov A. V. Methods of calculation of nonstationary nonharmonic fields in guiding electrodynamic structures // J. of Comm. Technology and Electronics. 2007. Vol. 52, no. 6. P. 601-616,
11. Gritsunov A. V. and Skachkova N. V. Propagation of short radio pulses through delay line of a cold TWT // 2006 Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC 2006), Monterey, 2006. CA. P. 121-122,
12. Gritsunov A. V. and Ostapyuk N. V. Numerical simulation of UWB electromagnetic pulses propagation in dispersive electrodynamic lines // Sixth Int. Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'07), Kharkiv, Ukraine, vol. 1, pp. 313-315, 2007.
13. Gritsunov A. V. The quantum dynamics of natural distributed oscillatory systems // Proc. 9th Int. Kharkiv Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkiv, pp. 1-4, 2016.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 00.00.2019