

УДК 621.373.826.038.823:519.876

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ CuBr-ЛАЗЕРАС.Н. Торгаев^{1,2}, А.Е. Кулагин¹¹Томский политехнический университет²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,
г. ТомскE-mail: torgaev@tpu.ru

Торгаев Станислав Николаевич, доцент кафедры промышленной и медицинской электроники Института неразрушающего контроля ТПУ, младший научный сотрудник Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук, г. Томск.

E-mail: torgaev@tpu.ru

Область научных интересов: физика лазеров, физика плазмы, активные оптические системы.

Кулагин Антон Евгеньевич, студент кафедры промышленной и медицинской электроники Института неразрушающего контроля ТПУ.

E-mail: torgaev@tpu.ru

Область научных интересов: физика лазеров, физика плазмы.

В работе представлены результаты разработки математической модели CuBr-лазера. Приведено подробное описание математической модели кинетических процессов в плазме лазера на парах бромида меди. Модель включает в себя уравнения различных плазмохимических процессов в плазме лазера, а также уравнения, описывающие электрическую схему накачки. Приведены тестовые результаты по моделированию CuBr-лазера и произведено сравнение полученных результатов с известными экспериментальными данными. Представленная в работе математическая модель позволяет производить расчёт концентраций всех основных компонентов плазмы лазера, а также электрические и энергетические параметры. На основе проведенных сравнений результатов моделирования, таких как напряжение на газоразрядной трубке и ток через ГРТ, с экспериментальными данными показана адекватность разработанной модели.

Ключевые слова:

Лазер на парах бромида меди, частота повторения импульсов, плазма, активная среда.

Лазеры на парах меди и бромида меди известны давно [1–2] и благодаря своим уникальным свойствам широко применяются в различных областях [3]. Одним из наиболее перспективных применений лазеров на парах бромида меди является использование их в качестве усилителей яркости в активных оптических системах [4–7]. Активные оптические системы позволяют производить визуализацию процессов и объектов, скрытых от наблюдения мощной фоновой засветкой. Временное разрешение активных оптических систем ограничено частотами работы видеорегистратора и усилителя яркости. Таким образом, задача создания усилителей яркости на парах бромида меди, работающих при высоких частотах следования импульсов излучения, является актуальной. Также при работе данного лазера в качестве усилителя яркости необходимо обеспечить равномерное радиальное распределение энергии излучения. А это является нетривиальной задачей при высоких частотах следования, т. к. они, как правило, реализуются в газоразрядных трубках малого диаметра [2].

Эффективным методом решения поставленных задач является математическое моделирование кинетических процессов, протекающих в плазме CuBr-лазера. Ранее в ряде работ проводились достаточно подробное математическое моделирование лазеров на парах меди и бромида меди [8–12]. Моделирование CuBr-лазера при повышенных частотах следования импульсов накачки (более 100 кГц) проводилось в [13]. Достоинством представленной в данных работах модели является то, что в ней производится учет большого количества плазмохимических процессов в активной среде CuBr-лазера. Однако данная модель не позволяет проводить расчет электрической схемы накачки, а работает при известном экспериментальном токе.

Данная работа посвящена разработке кинетической модели лазера на парах бромида меди с учетом электрических схем накачки, что является необходимым при проведении исследований лазера, работающего при высоких частотах следования импульсов генерации (до 1 МГц и более). Также учет уравнений электрической схемы позволит выявить требования к ис-

точнику накачки и параметрам активной среды, позволяющие получать импульсы генерации CuBr-лазера как типичной длительности порядка 30 нс, так и с длительностями более 100 нс.

В основу данной работы положена нульмерная модель активной среды, т. е. использующая усреднение по объему основных характеристик плазмы. Кинетическая модель включает в себя дифференциальные уравнения, описывающие изменения концентраций реагентов, входящих в состав плазмы, и заселенностей различных энергетических уровней атомов. Эти уравнения имеют вид

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{m \dots n} q_k^{m \dots n} N_m \dots N_n - \sum_{m \dots n} q_n^{k \dots m} N_k \dots N_m, \quad (1)$$

где $q_k^{m \dots n}$ – скорости реакций, приводящих к увеличению концентрации реагентов k в результате взаимодействия реагентов m, \dots, n , а N_k – концентрация реагента k . Расчет скоростей реакций с использованием максвелловской функции распределения и обоснование его справедливости для лазеров на парах металлов приведены в работе [14]. Уравнение вида (1) записывается и для плотности свободных электронов и имеет в своей правой части слагаемые, отвечающие за процессы ионизации атомов и рекомбинации электронов.

Также уравнения (1) для нижних и верхних рабочих уровней включают в себя слагаемые вида $\pm B \cdot \Delta N \cdot F$, где F – плотность фотонов в активной зоне; B – скорость вынужденного излучения, а инверсия населенности $\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1$,

где N_2 и N_1 – соответственно заселенности верхнего и нижнего рабочих уровней; g_2 и g_1 – их статистические веса. Сама плотность фотонов описывается уравнением

$$\frac{dF}{dt} = \left(B \cdot \Delta N \cdot \frac{l_d}{l_c} - \gamma - \theta \right) F + \alpha \cdot A_{21} \cdot N_2. \quad (2)$$

В формуле (2) l_d и l_c – длины активной зоны и резонатора соответственно, коэффициент θ учитывает потери излучения в резонаторе; A_{21} – вероятность спонтанного излучения; α – вероятность спонтанного излучения вызвать вынужденное излучение и сформировать лазерный луч [11]. Коэффициент γ отвечает за выход излучения через выходное зеркало. Одно из зеркал резонатора принималось идеально отражающим, т. к. его коэффициент пропускания намного меньше, чем у выходного. Из элементарных соображений выводится формула для γ :

$$\gamma = \frac{c(1-p)}{2l_c},$$

где c – скорость света, p – коэффициент отражения выходного зеркала.

Учет всех реакций и энергетических уровней атомов в рамках данной модели был бы слишком сложным и нецелесообразным, т. к. влияние большинства из них достаточно мало (менее 1 % на основные параметры плазмы и излучения). Поэтому в процессе разработки модели также было численно изучено влияние отдельных реакций на свойства лазера для выявления несущественных процессов. В итоге для атомов меди мы сформировали модель, которая учитывает шесть энергетических уровней:

0-й уровень – основное состояние (нулевой уровень энергии);

уровни 1_g и 1_y – нижние рабочие уровни для зеленой (510,6 нм) и желтой (578,2 нм) линий излучения лазера соответственно;

уровни 2_g и 2_y – верхние рабочие уровни для зеленой и желтой линий излучения лазера соответственно;

уровень 3 – обобщенный верхний уровень, учитывающий процессы, проходящие с участием уровней, лежащих выше верхних рабочих уровней лазера. Преимущественно здесь учитывалось влияние уровней $\text{Cu}(^4P^0)$, $\text{Cu}(^4D^0)$ и $\text{Cu}(^4F^0)$, которые среди верхних уровней наиболее сильно заселяются в процессе накачки.

Энергетические параметры учитываемых уровней представлены в табл. 1.

Таблица 1. Энергетические уровни атома меди, учитываемые в кинетической модели

Номер уровня	Энергия уровня, эВ	Обозначение соответствующих энергетических состояний
0	0	$^2S_{1/2}$
1 _g	1,389	$^2D_{5/2}$
1 _y	1,642	$^2D_{3/2}$
2 _y	3,786	$^2P_{1/2}$
2 _g	3,817	$^2P_{3/2}$
3	5,100	$^4P^0, ^4D^0, ^4F^0$

Изменение температуры электронов со временем описывается уравнением теплового баланса

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \frac{R \cdot I_R^2}{V \cdot N_e} - \frac{2}{3} \frac{Q_p}{N_e} - \frac{T_e}{N_e} \frac{dN_e}{dt},$$

где первое слагаемое отвечает за тепловое действие тока, текущего через плазму, а второе – за мощность, затрачиваемую на ионизацию и возбуждение атомов, входящих в состав плазмы. Здесь R – сопротивление плазмы; I_R – ток через плазму; V – объем активной среды; N_e – плотность электронов; Q_p – плотность мощности, затрачиваемой на ионизацию, возбуждение и рекомбинацию атомов. Стоит отметить, что основной вклад в изменение температуры электронов вносят именно реакции возбуждения атомов из основного состояния и реакции ионизации атомов, т. к. энергии переходов для этих реакций значительно больше, чем у других, а также реакции опустошения верхнего рабочего уровня ввиду их большой интенсивности. В общем виде для i -й реакции $Q_{p(i)}$ имеет вид

$$Q_{p(i)} = q_{k(i)}^{m \dots n} N_m \dots N_n \cdot E_{(i)},$$

где $E_{(i)}$ – вклад i -й реакции в энергию электронов. Для реакций, сопровождающихся переходом с одного энергетического уровня на другой, $E_{(i)}$ равен разности энергий этих уровней.

Отдельный блок уравнений посвящен расчету электрической схемы накачки лазера. Расчет схем проводится стандартным образом. Эти уравнения связаны с физико-химическими параметрами активной среды только через сопротивление плазмы, что позволяет легко видоизменить этот блок уравнений, проводя, соответственно, расчет для разных схем накачки.

Отдельное внимание уделено расчету сопротивления плазмы, которое позволяет связать кинетические уравнения плазмы с блоком уравнений, описывающих электрические схемы накачки лазера. Сопротивление плазмы рассчитывается по формуле [15]

$$R = \frac{7.456 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{T_e}} \left(\frac{1}{T_e} + 5.181 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{N_{Ne}}{N_e} \cdot T_e \right) \cdot \frac{l_d}{S},$$

где R – сопротивление в Омах; T_e – температура электронов в эВ; N_e – плотность свободных электронов в см^{-3} ; N_{Ne} – концентрация атомов неона в см^{-3} ; l_d – длина активной зоны в см; S – площадь поперечного сечения активной зоны в см^2 . Расчет схем накачки проводится стандартным образом. Эти уравнения связаны с физико-химическими параметрами активной среды только через сопротивление плазмы, что позволяет легко видоизменить этот блок уравнений, проводя, соответственно, расчет для разных схем накачки.

Уравнения, входящие в математическую модель, имеют нелинейный характер, соответственно, их решение возможно только с применением численных методов. Для решения данной задачи использовался пакет прикладных программ Wolfram Mathematica [16]. Он включает в себя мощные алгоритмы численного решения систем дифференциальных уравнений. В нашем случае скорость решения уравнений являлась одним из основных требований к используемому математическому пакету. Данный пакет позволяет наблюдать, каким образом изменение раз-

личных параметров влияет на выходные результаты, т. е. предоставляется возможность перерасчета большого количества дифференциальных уравнений. Вместе с тем в данном пакете есть средства визуализации полученных зависимостей, которые также активно используются при решении поставленной задачи.

Тестовые исследования по моделированию CuVr-лазера проводились с использованием схемы накачки, представленной на рис. 1 [12].

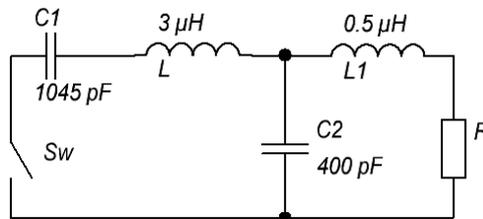


Рис. 1. Схема накачки CuVr-лазера

На схеме сопротивление R – активное сопротивление газоразрядной трубки (ГРТ), рассчитываемое в модели. При использовании данной схемы в модель были введены следующие дифференциальные уравнения:

$$\begin{cases} \frac{dI_{C_2}}{dt} = \frac{U_{C_1} - U_{C_2} - L \frac{dI_R}{dt}}{L} \\ \frac{dI_R}{dt} = \frac{U_{C_2} - R \cdot I_R}{L_1} \\ \frac{dU_{C_1}}{dt} = -\frac{I_R + I_{C_2}}{C_1} \\ \frac{dU_{C_2}}{dt} = \frac{I_{C_2}}{C_2} \end{cases}$$

При расчетах использовались следующие параметры ГРТ: $U_{C_1}(0) = 10,3$ кВ, длина активной зоны $l_d = 40$ см, длина ГРТ $l_c = 50$ см, диаметр активной зоны $d = 2$ см, коэффициент отражения выходного зеркала $\rho = 0,98$, концентрация атомов буферного газа – неона $N_{Ne} = 10^{17}$ см $^{-3}$, концентрация атомов меди в основном состоянии $N_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

На рис. 2 представлены временные зависимости тока через ГРТ, напряжения на ГРТ и сопротивления плазмы, нормированные на максимальное значение.

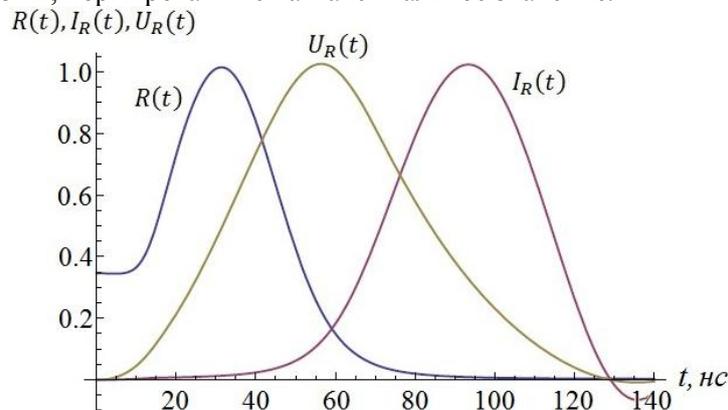


Рис. 2. Временные зависимости тока через плазму I_R , напряжения на плазме U_R и сопротивления плазмы R (в относительных единицах)

Пиковые значения представленных на рисунке параметров равны: $R_{\max} = 1123$ кОм, $U_{R\max} = 7411$ кВ, $I_{R\max} = 244$ А. На рис. 3 приведены временные зависимости импульсов излучения CuVr-лазера для двух длин волн: 578,2 нм ($P_y(t)$) и 510,6 нм ($P_g(t)$).

Первоначальный рост сопротивления плазмы обусловлен увеличением температуры электронов при еще низкой концентрации электронов в активной среде. Благодаря высокой температуре электронов в активной среде активно протекают реакции ионизации, и со временем концентрация электронов повышается, что приводит к понижению сопротивления плазмы. При достаточно большой концентрации электронов происходит пробой активной среды согласно диаграммам на рис. 2.



Рис. 3. Диаграммы мощности излучения P_g на длине волны 510,6 нм и P_y на длине волны 578,2 нм в момент времени t от начала накачки

Электрические и генерационные временные зависимости, полученные при моделировании, являются достаточно близкими к экспериментальным, что доказывает адекватность представленной в статье модели.

Построенная модель позволяет исследовать влияние различных параметров на процессы в плазме и выходное излучение. В том числе с использованием данной модели предоставляется возможность прогнозировать форму, длительность и мощность импульса излучения. Использование для расчетов пакета прикладных программ Wolfram Mathematica позволяет осуществлять учет большого числа кинетических реакций протекающих в активной среде лазера, что дает возможность оценить, какие из физико-химических процессов в плазме являются определяющими для лазера, а влияние каких незначительно. Кроме того, учет дифференциальных уравнений электрических схем, позволяет проводить оценки эффективности различных схем накачки лазера. Таким образом, модель может быть эффективно использована при подборе оптимальных параметров активной среды и режимов работы лазеров на парах бромида меди. Отметим, что результаты компьютерного моделирования достаточно хорошо согласуются с физическими экспериментальными данными [1, 2].

В дальнейшем планируется ввести в модель учет различных диффузионных процессов и неравномерности вкладываемой энергии в ГРТ, что позволит производить расчет радиального распределения энергии излучения лазера. Данные расчёты являются достаточно важными при использовании данного типа лазеров в качестве усилителей яркости при построении активных оптических систем.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00175).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. – Новосибирск: Наука, 1985. – 152 с.

2. Little C.E. Metal Vapor Lasers: Physics, Engineering & Applications. – Chichester (UK): John Wiley & Sons Ltd., 1998. – 620 p.
3. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди. – М.: «Физматлит», 2005. – 312 с.
4. Оптические системы с усилителями яркости / Г.А. Пасманик, К.И. Земсков, М.А. Казарян и др. – Горький: ИПН АФ СССР. – 1988. – 173 с.
5. A computational algorithm for designing an active optical system with an image intensifier / M.V. Trigub, N.A. Agarov, G.S. Evtushenko, F.A. Gubarev // Russian Physics Journal. – 2013. – V. 56. – № 5. – P. 588–591.
6. Amplifying characteristics of the active unit of a copper chloride laser with a built-in reactor / M.V. Trigub, D.V. Shiyonov, G.S. Evtushenko // Russian Physics Journal – 2013. – V. 55. – № 10. – P. 1152–1156.
7. Object displacement measurement by laser monitor image processing / M.V. Trigub, E.Z. Dashinimaeva, G.S. Evtushenko // Atmospheric and oceanic optics. – 2013. – V. 26. – № 10. – P. 881–885.
8. Boichenko A.M., Evtushenko G.S. Simulation of a CuBr-Laser in the Presence and in the Absence of Hydrogen Impurity // Las. Phys. – 2008. – V. 18. – № 4. – P. 403–412.
9. Modeling of output characteristics of a UV Cu+ Ne-CuBr laser / S.G. Gocheva-Ilieva, D.S. Voynikova, I.P. Iliev // Mathematical Problems in Engineering. – 2012. – V. 2012. – P. 1–21.
10. Cheng Ch., Sun W. Study on the Kinetic Mechanisms of Copper Vapor Lasers with Hydrogen Neon Admixtures // Optics Commun. – 1997. – V. 144. – № 13. – P. 109–117.
11. Parametric Study of the CuBr Laser with Hydrogen Additives / N.V. Sabotinov, N.K. Vuchkov, D.N. Astadjov // IEEE J. Quantum electronics. – 1988. – V. 24. – № 9. – P. 1927–1935.
12. Influence of the Excitation Circuits on the CuBr Laser Performance / N.K. Vuchkov, D.N. Astadjov, N.V. Sabotinov // IEEE J. Quantum electronics. – 1994. – V. 30. – № 3. – P. 750–758.
13. Simulation of a CuBr–Ne–HBr laser with high pump pulse repetition frequencies / S.N. Torgaev, A.M. Boychenko, G.S. Evtushenko, D.V. Shiyonov // Russian Physics Journal. – 2013. – V. 55. – № 9. – P. 1039–1045.
14. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов – 2: в 2 т. / Под ред. В.М. Батенина. – Т. 1. – М.: Физматлит, 2009. – 544 с.
15. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука. 1987. – 892 с.
16. Дьяконов В.П. Mathematica 5.1/5.2/6. Программирование и математические вычисления. – М.: ДМК Пресс, 2008. – 573 с.

Поступила 06.10.2014