

УДК 621.373

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНОГО КИСЛОРОДНО-ИОДНОГО ЛАЗЕРА С РАЗНЫМИ ТИПАМИ НАКАЧКИ

© 2019 А.В. Меженин, Э.И. Харисова

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва

Статья поступила в редакцию 01.08.2019

Двухуровневая модель генерации, учитывающая кинетические и оптические потери, была применена для прогнозирования энергетических характеристик непрерывного кислородно-иодного лазера (КИЛ) с химической, электроразрядной и оптической накачкой. Модифицирован метод картирования режимов работы КИЛ с использованием критериев подобия, позволяющий наглядно классифицировать их по уровню энергетической эффективности. Разработан метод упрощенной оценки предельной энергетической эффективности непрерывных КИЛ с различными типами накачки. Сравнительный анализ результатов расчетов энергетической эффективности обоими методами и экспериментальных данных показал их применимость в практически важных случаях, когда обеспечиваются низкие потери.

Ключевые слова: кислородно-иодный лазер, двухуровневая модель генерации, накачка, энергетическая эффективность, прогнозирование.

ВВЕДЕНИЕ

Создание мощных источников лазерного излучения является крупной научной проблемой, над решением которой работает большое число ученых во всем мире. Любой лазер по определению является преобразователем энергии какого-либо вида (энергии накачки) в энергию когерентного излучения оптического диапазона. Важнейшей характеристикой мощных лазеров является коэффициент такого преобразования. В отличие от технических устройств, где подобный параметр называют коэффициентом полезного действия, в лазерной физике используют понятие энергетической эффективности. В определении энергетической эффективности в качестве затраченной энергии фигурирует только величина энергии накачки без учета энергозатрат на работу вспомогательных систем и устройств.

Непрерывный кислородно-иодный лазер (КИЛ) является самым мощным источником когерентного излучения на сегодняшний день. По типу накачки непрерывные КИЛ делятся на химические и электроразрядные. В настоящее время энергетическая эффективность химического КИЛ (ХКИЛ) увеличена до теоретического предела [1]. Создан [2] и успешно совершенствуется электроразрядный кислородно-иодный лазер (ЭКИЛ) [3]. Для повышения выходных параметров газовых лазеров модным трендом является применение оптической накачки [4–7]. Предпо-

лагается, что такая накачка будет эффективной и для непрерывного КИЛ. Кислородно-иодный лазер с оптической накачкой (ОКИЛ) впервые был предложен в [8]. Концепция оптического КИЛ на примере одной из схем развита Загидуллиным М.В. [9].

Энергетическая эффективность η непрерывного КИЛ определяется как отношение выходной мощности W_{out} к максимально возможной мощности W_p или как отношение числа лазерных фотонов, излученных в единицу времени, к числу молекул энергоносителя, израсходованных за это время:

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_p} = \frac{W_{out}}{h\nu G_{O_2}}, \quad (1)$$

где $h\nu$ – энергия фотона, излученного на лазерном переходе $I(^2P_{1/2}, F=3) \rightarrow I(^2P_{3/2}, F'=4)$. Здесь в знаменателе используется расход кислорода, чтобы обеспечить рассмотрение лазеров с различными типами накачки с единых позиций, поскольку молекулой-энергоносителем во всех непрерывных КИЛ является синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$. Для химического лазера энергетическая эффективность будет незначительно отличаться, поскольку в цепочке преобразований исходно участвуют молекулы хлора. Однако в современных генераторах степень переработки хлора в кислород в химической реакции близка к 100 %.

К настоящему времени развиты численные модели, позволяющие решать задачи прогнозирования выходных характеристик (мощности, энергетической эффективности) в трехмерной постановке с учетом кинетики процессов в активной среде, газовой динамики, а также полезных и паразитных оптических потерь [10, 11]. Однако условия работы непрерывного КИЛ по-

Меженин Андрей Викторович, кандидат физико-математических наук, доцент. E-mail: amezhenin@ssau.ru
Харисова Эвелина Искэндеровна, магистрант.
E-mail: evelina375@yandex.ru

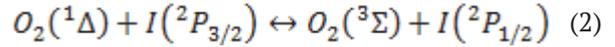
звоняют ввести ряд допущений, существенно упрощающих математический формализм, в частности, рассматривать случай одномерного течения [12].

Здесь применяется упрощенная двухуровневая модель генерации, развитая для расчета выходных характеристик непрерывного КИЛ без учета кинетических потерь в [13] и с учетом наиболее быстрых релаксационных процессов в [14]. В работе [15] предложено трехмерное представление режимов работы непрерывных КИЛ с использованием критериев подобия. На этой основе в [16] разработан метод картирования выходных характеристик кислородно-йодных лазеров, позволяющий спрогнозировать параметры, при которых реализуются режимы работы с высокой энергетической эффективностью. Однако для получения полной картины требуется определение максимальной длины области усиления в направлении потока, до которой еще возможна генерация. Упрощенная расчетная модель берется за основу, поскольку в нее включены только наиболее значимые потери. По этой причине именно она устанавливает теоретический предел энергетической эффективности и позволяет проводить качественный анализ влияния наиболее характерных процессов.

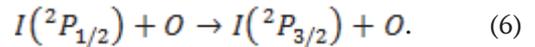
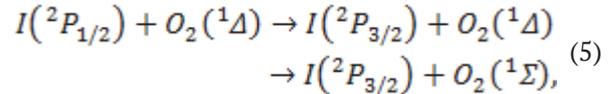
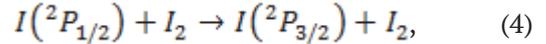
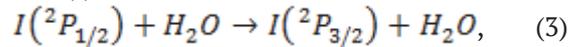
Целями настоящей работы являются усовершенствование метода картирования режимов генерации непрерывных КИЛ с различными типами накачки с использованием нормированных значений критериев подобия, создание метода оценки предельной энергетической эффективности непрерывных КИЛ, а также демонстрация практической применимости обоих методов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В непрерывном КИЛ в резонатор поступает газовый поток, содержащий молекулы энергоносителя – синглетного кислорода $O_2(^1\Delta)$, атомы и молекулы йода, частицы несущего буферного газа и тушащие компоненты. Полагаем, что смешение кислородного и йодного потоков происходит мгновенно в узле смешения. Принимаем, что имеет место неполная диссоциация молекул йода, которая завершается до входа в резонатор. Таким образом, газодинамические параметры потока и концентрации компонентов в области генерации остаются постоянными. Считаем внутррезонаторную интенсивность постоянной во всем объеме, занятом излучением, и насыщение контура усиления однородным, что справедливо для лазеров с широкоапертурными устойчивыми резонаторами [14–16]. В настоящей работе, как и в [16] рассматриваем только процессы, происходящие в резонаторе, т. е. исключаем диссоциацию из модели. Считаем, что кинетика активной среды определяется реакцией накачки



и релаксационными процессами, в которых происходит тушение возбужденного состояния атома йода



Константа равновесия процесса (2) определяется выражением $K_e = k_f/k_r = 0,75 \times \exp(401,4/T)$; $k_f = 5,12 \times 10^{-12} T^{0,5}$ см³/с – константа скорости прямой реакции; k_r – константа скорости обратной реакции; T – температура газа, К. Константы скоростей процессов (3) и (4) соответственно равны $k_3 = 2,0 \times 10^{-12}$ см³/с, $k_4 = 3,8 \times 10^{-11}$ см³/с [14–16]. Значение константы скорости процесса (5) измерено в работе [17] и составляет $k_5 = 4,2 \times 10^{-13}$ см³/с. В активной среде ЭКИЛ пары воды отсутствуют, но она содержит атомы кислорода, эффективно тушащие возбужденные атомы йода в процессе (6). Константа скорости последнего составляет $k_6 = 6,5 \times 10^{-12} (T/300)^{1,76}$ см³/с.

Ниже для непрерывного КИЛ рассматриваем три основных параметра: эффективность извлечения энергии из активной среды η_{extm} , параметр χ и энергетическую эффективность η [14–16]. Первый определяет долю молекул синглетного кислорода, энергия которых переведена в излучение

$$\eta_{extm} = Y_i - \Delta Y_{relax} - Y_d. \quad (7)$$

Здесь Y_i – доля синглетного кислорода на входе в резонатор, ΔY_{relax} – потери $O_2(^1\Delta)$ за счет релаксационных процессов, Y_d – доля синглетного кислорода на выходе резонатора.

Параметр χ показывает, какая часть энергии молекул синглетного кислорода, доступной для перевода в излучение, была фактически переведена в него в активной среде [18]

$$\chi = \frac{Y_i - \Delta Y_{relax} - Y_d}{Y_i - Y_{TH}} = \frac{\eta_{extm}}{Y_i - Y_{TH}} = 1 - \frac{\Delta Y_{relax} + \Delta Y_{out}}{Y_i - Y_{TH}}. \quad (8)$$

Величина $\Delta Y_{out} = Y_d - Y_{TH}$ характеризует потери молекул энергоносителя, не задействованных в процессе генерации, так называемые потери «на вынос», $Y_{TH} = (2K_e + 1)^{-1}$ – пороговая доля синглетного кислорода. Выражение (8) свидетельствует, что 100%-ную эффективность можно получить, только сведя к нулю потери в резонаторе.

Согласно [14–16], энергетическую эффективность можно представить в виде

$$\eta = \eta_{extm} \eta_{extr}, \quad (9)$$

где $\eta_{extr} = t_r/(t_r + \alpha)$ – доля лучистой энергии, выводимая из резонатора, или эффективность резонатора (t_r – суммарное пропускание зеркал, α – коэффициент потерь на зеркалах).

Как показано в [14–16], энергетические характеристики непрерывного КИЛ могут быть найдены с использованием системы уравнений:

$$\frac{dY}{dy} = - \frac{3(1-Y_{TH})}{2} \frac{[\Lambda(1-Y_{TH})+C]Y-CY_{TH}}{(1-3Y_{TH})Y+2Y_{TH}+(1-Y_{TH})(\Lambda+3C/2)}, \quad (10)$$

$$Y_d = Y_i - \frac{3(1-Y_{TH})CY_d}{2\Pi} - \frac{(1-Y_{TH})(\Pi+2)\Lambda Y_d}{2\Pi} \quad (11)$$

при начальном условии $Y_{y=0} = Y_i$. В уравнениях (10) и (11): Y – доля синглетного кислорода; $\gamma = (2k_f[\Pi_0]t) / [3(1-Y_{TH})]$ – безразмерное время, характеризующее процесс перевода энергии синглетного кислорода в излучение при бесконечно большой интенсивности поля в резонаторе ($[\Pi_0]$ – полная концентрация атомарного йода, $t=x/u$ – время пребывания газовой смеси в зоне генерации, отсчитываемое от момента входа, x – расстояние в направлении потока от начала резонатора, u – скорость потока); $\Lambda = (k[Q] + k_4[I_2] + k_5[O_2(\Delta)]) / (k_f[O_2]_0)$ – критерий, выражающий отношение скоростей релаксации и возбуждения для электронно-возбужденных атомов йода (константа скорости k и концентрация $[Q] - k=k_3$ и $[Q]=[H_2O]$ для ХКИЛ и ОКИЛ, $k=k_6$ и $[Q]=[O]$ для ЭКИЛ; $[I_2]$, $[O_2(\Delta)]$ – концентрации молекул йода и синглетного кислорода в резонаторе; $[O_2]_0$ – полная концентрация молекул кислорода); $C = \sigma / (h\nu k_f[O_2]_0)$ – нормированная внутрирезонаторная интенсивность (σ – сечение вынужденного излучения/поглощения для доплеровски уширенного перехода $I(^2P_{1/2}, F=3) \rightarrow I(^2P_{3/2}, F=4)$, определяемое выражением $\sigma = 1,3 \times 10^{-16} T^{0,5} \text{ см}^2$; J – внутрирезонаторная интенсивность излучения, циркулирующего в обоих направлениях); $\gamma_d = 2k_f[\Pi_0]t_d / [3(1-Y_{TH})]$ – критерий, выражающий безразмерное время, за которое доля синглетного кислорода доступная для извлечения в активной среде уменьшается в e раз при бесконечно большой интенсивности поля в резонаторе ($t_d = d/u$ – полное время пребывания газа в зоне генерации, d – размер области, занятой излучением на зеркале, в направлении потока); $\Pi = 2\sigma[\Pi_0]L / (t_r + \alpha)$ – превышение максимального усиления над потерями (L – длина усиления). В [14] показано, что эффективность извлечения энергии из активной среды определяется вторым членом в правой части (11), третий член в правой части (11) устанавливает значение релаксационных потерь.

Используя выражение для расчета доли синглетного кислорода на выходе резонатора, полученное в неявном виде в [14], можно показать, что генерация по потоку сохраняется до координаты γ_d^{max} , определяемой при решении трансцендентного уравнения

$$(\Pi - 1 + 3Y_{TH})(1 - Y_{TH})\Lambda\gamma_d^{max} - \Pi[2Y_{TH} + \Lambda(1 - Y_{TH})] \ln \frac{Y_i}{Y_i - \frac{(1-Y_{TH})(\Pi+2)\Lambda\gamma_d^{max}}{2\Pi}} = 0. \quad (12)$$

Принимая во внимание определения η_{extr} и параметра Π , получаем [15]

$$\eta_{extr} = 1 - \frac{\Pi}{\Pi_{max}}. \quad (13)$$

где $\Pi_{max} = 2\sigma[\Pi_0]L/\alpha$. Т. е. с ростом отношения усиления к величине оптических потерь эффективность резонатора уменьшается при фиксированном максимальном превышении усиления над потерями, которое достигается в случае закрытого резонатора.

Таким образом, при картировании режимов по методике, изложенной в [16], введение кинетических и оптических потерь в расчетную модель позволяет ограничить область определения выходных характеристик по координатным осям величинами γ_d^{max} и Π_{max} .

В [13, 14] приведены результаты анализа целого ряда работ, свидетельствующие о том, что эффективность резонатора может превышать 90 %, а в некоторых случаях близка к единице. Следовательно, для оценки выходных характеристик с учетом (9), можно принять $\eta \approx \eta_{extm}$. Авторами [14] показано, что при реализации высоких превышений ($\Pi \geq 8$) эффективность извлечения энергии из активной среды отличается от максимальной не более, чем на 2–3 % при произвольной длине резонатора по потоку.

Математическая модель для расчета выходных характеристик непрерывного КИЛ с учетом потерь, разработанная в [14–16], позволяет получить следующую формулу для определения максимальной эффективности извлечения энергии из активной среды в приближении сильного поля ($\Pi \rightarrow \infty$) в случае резонатора конечной длины (γ_d)

$$\eta_{extm}^{\Pi \rightarrow \infty} = (Y_i - Y_{TH})(1 - e^{-\gamma_d}) - (1 - Y_{TH})\Lambda\gamma_d/2. \quad (14)$$

Зависимость (14) характеризуется наличием экстремума

$$\max(\eta_{extm}^{\Pi \rightarrow \infty}) = Y_i - Y_{TH} - \frac{\Lambda(1-Y_{TH})}{2} \left[1 + \ln \frac{2(Y_i - Y_{TH})}{\Lambda(1-Y_{TH})} \right], \quad (15)$$

который достигается для резонатора длиной по потоку

$$\gamma_d = \ln \frac{2(Y_i - Y_{TH})}{\Lambda(1-Y_{TH})}. \quad (16)$$

Тогда превышение, соответствующее максимуму энергетической эффективности, можно вычислить в приближении сильного поля, подавляющего потери, по формуле

$$\Pi = \frac{(1-3Y_{TH})\eta_{extm}^{\Pi \rightarrow \infty} - 3Y_{TH}(1-Y_{TH})\ln(1-\chi)}{\eta_{extm}^{\Pi \rightarrow \infty} \left[1 + \frac{1}{\gamma_d} \ln(1-\chi) \right]}. \quad (17)$$

Следовательно, максимальная оценочная энергетическая эффективность непрерывного КИЛ составляет $\eta \approx \eta_{extm}(\gamma_d, \Pi)$, где величины η_{extm} , γ_d и Π определяются по формулам (15), (16) и

(17) соответственно. При этом в качестве исходных данных необходимы только начальная Y_i и пороговая Y_{TH} доли синглетного кислорода и значение критерия Λ , которые, как правило, приближенно известны до проведения экспериментов. В этом и состоит суть предлагаемого метода упрощенной оценки предельных выходных характеристик непрерывных КИЛ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе рассматриваются режимы генерации непрерывных КИЛ, в которых достигается высокая эффективность преобразования энергии накачки в энергию лазерного излучения. По этой причине в последующих расчетах будут использованы параметры, характеризующие режимы работы наиболее совершенных лазеров – ХКИЛ [1], ЭКИЛ [3], указанные в табл. 1 в [14], и ОКИЛ [9]. Исключение составляют потери на зеркалах α для ЭКИЛ [3]. Здесь, как и в работе [15], эта величина принята равной $0,1t$, что характерно для большинства экспериментальных работ с непрерывным КИЛ. Такое допущение позволяет провести адекватное сравнение лазеров с накачкой всех трех типов. Для ЭКИЛ рассматривается только первый резонатор (см. работу [3]). Геометрию резонатора ОКИЛ [9] считаем аналогичной геометрии первого резонатора в работе [3], поскольку параметры потока в этих работах близки. В табл. 1 представлены параметры, фигурирующие в качестве исходных данных в расчетах выходных характеристик непрерывных КИЛ с химической [1], электроразрядной [3] и оптической [9] накачкой. Они соответствуют величинам, приведенным в табл. 1 и 2 в работе [16]. Значения параметра γ_d^{max} определены с использованием уравнения (12) и округлены.

В работах [15, 16] для непрерывных КИЛ обоснована актуальность представления эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} , параметра χ и энергетической эффективности η как функций безразмерных критериев подобия γ_d и Π , выступающих в роли независимых аргументов. Критерий γ_d устанавливает, достаточно ли время газовая смесь находится в резонаторе для перевода запасенной в активной среде энергии в излучение. Критерий Π определяет максимальный уровень усиления оптического сигнала в активной среде при многократных переотражениях от зеркал. При отсутствии кинетических и оптических потерь возможно

достижение предельной энергетической эффективности, соответствующей эффективности извлечения энергии из активной среды $\eta_{extm} = Y_i - Y_{TH}$ [19]. Учет кинетических и оптических потерь, определяемых значениями Λ и Π_{max} , приводит к ограничению областей определения функций η_{extm} , χ и η конечными интервалами. Ненулевое Λ имеет следствием появление максимумов на поверхностях рассматриваемых параметров в направлении газового потока (ось γ_d), а конечное Π_{max} ($\alpha \neq 0$) дополнительно приводит к экстремуму η по оси второго аргумента.

На рис. 1–3 приведены зависимости параметров η_{extm} , χ и η для непрерывных КИЛ как функций критериев подобия γ_d и Π в нормированных координатах для лазеров с химической [1], электроразрядной [3] и оптической [9] накачкой, полученные на основе параметров, указанных в табл. 1. Эффективные режимы генерации реализуются при значениях координат γ_d/γ_d^{max} и Π/Π_{max} , соответствующих красным областям на графиках. Наиболее высокая энергетическая эффективность достигается для лазеров с химической накачкой, что обусловлено приблизительно в 5 раз более высоким значением доли $O_2(^1\Delta)$ на выходе генератора синглетного кислорода. При этом для непрерывных КИЛ с накачкой всех трех типов может быть достигнута высокая ($\chi > 90\%$) степень преобразования энергии в активной среде. Расчеты подтверждают прогнозируемое положение, что введение в рассмотрение кинетических и оптических потерь ограничивает область эффективных режимов генерации в направлениях обеих координатных осей. Таким образом, картина представления режимов генерации при моделировании с учетом потерь становится более реалистичной, поскольку очевидно, что оптимальный вывод излучения достигается не в случае «глухого» резонатора бесконечной длины в направлении потока. Кроме того, вместо монотонного роста η при увеличении значений γ_d и Π , на поверхности $\eta = f(\gamma_d, \Pi)$ наблюдается одиночный экстремум.

Метод картирования при включении в расчетные уравнения наиболее скоростных релаксационных процессов и паразитных потерь на зеркалах позволяет не только описывать реализованные режимы генерации, но и прогнозировать размерные параметры, при которых достигаются максимальные выходные характеристики. В табл. 2 приведены данные, позволяющие определять положения максимумов на дву-

Таблица 1. Исходные данные для расчета выходных характеристик непрерывных КИЛ

Y_i	Y_{TH}	Λ	γ_d^{max}	Π_{max}	Работа
0,64	0,14	0,011	100,0	100,0	[1]
0,13	0,03	0,003	75,0	120,0	[3]
0,11	0,01	0,004	50,0	1000,0	[9]

мерных графиках (рис. 1, в, рис. 2, в и рис. 3, в) и соответствующие им значения энергетической эффективности. Значение η для химического КИЛ [1] пересчитано с учетом определения (1).

Анализ двумерных зависимостей и данных табл. 2, позволяет сделать следующие выводы. Положение максимума в направлении вертикальной оси приблизительно одинаково для

лазеров с накачкой всех трех типов. По второй координате максимумы энергетической эффективности для ХКИЛ [1] и ЭКИЛ [3] также расположены достаточно близко. Высокое значение Π_{max} для ОКИЛ [9] обусловлено, в первую очередь, высокой концентрацией атомов йода $[I]_0 = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и экстремально низкой температурой потока $T = 86 \text{ К}$. Поскольку, как показано

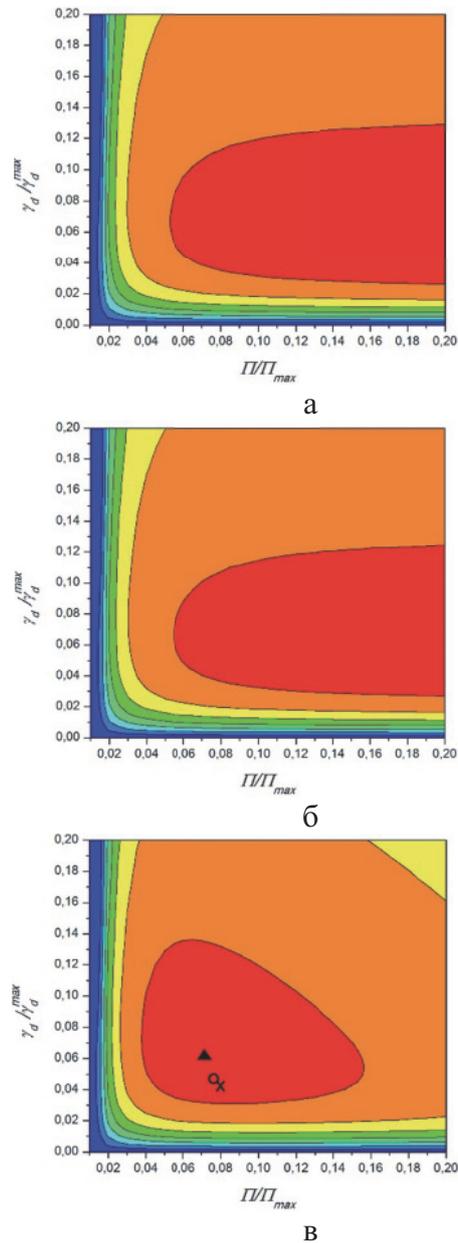


Рис. 1. Зависимости выходных характеристик непрерывного ХКИЛ [1]:
 а – эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} ,
 б – параметра χ ,
 в – энергетической эффективности η как функции критериев подобия γ_d и Π в нормированных координатах.
 Обозначения символов на рис. 1, в:
 ▲ – наиболее эффективный расчетный режим генерации,
 × – экспериментальное значение,
 ○ – оценочное значение

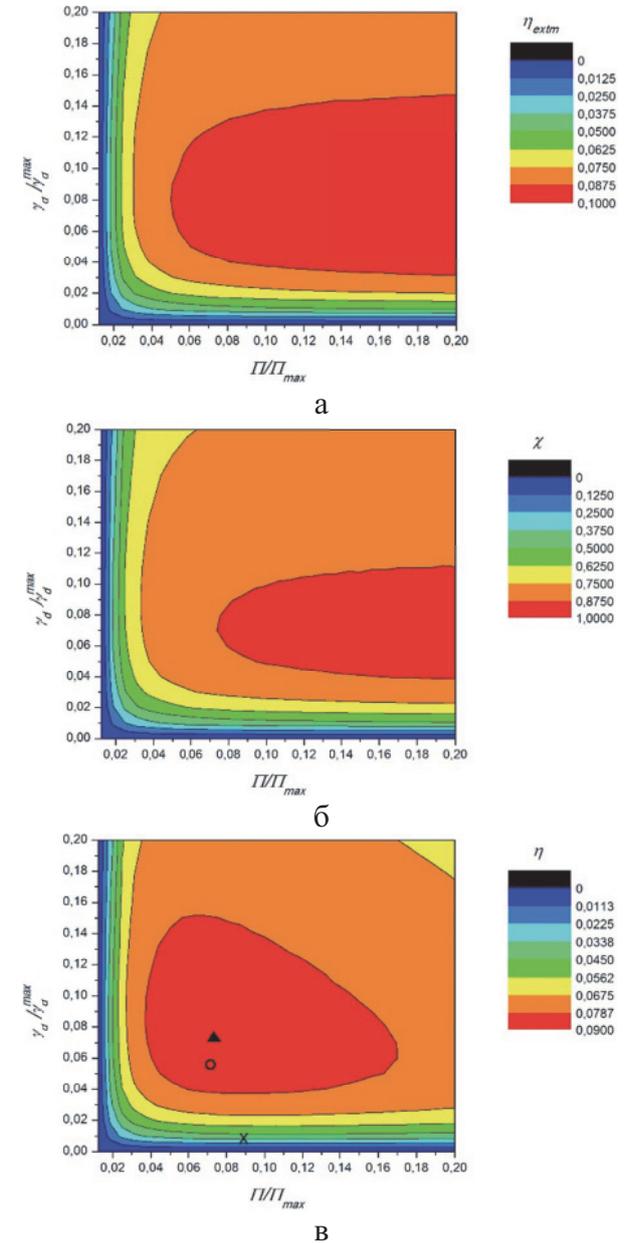


Рис. 2. Зависимости выходных характеристик непрерывного ЭКИЛ [3]:
 а – эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} ,
 б – параметра χ ,
 в – энергетической эффективности η как функции критериев подобия γ_d и Π в нормированных координатах.
 Обозначения символов на рис. 2, в:
 ▲ – наиболее эффективный расчетный режим генерации,
 × – экспериментальное значение,
 ○ – оценочное значение

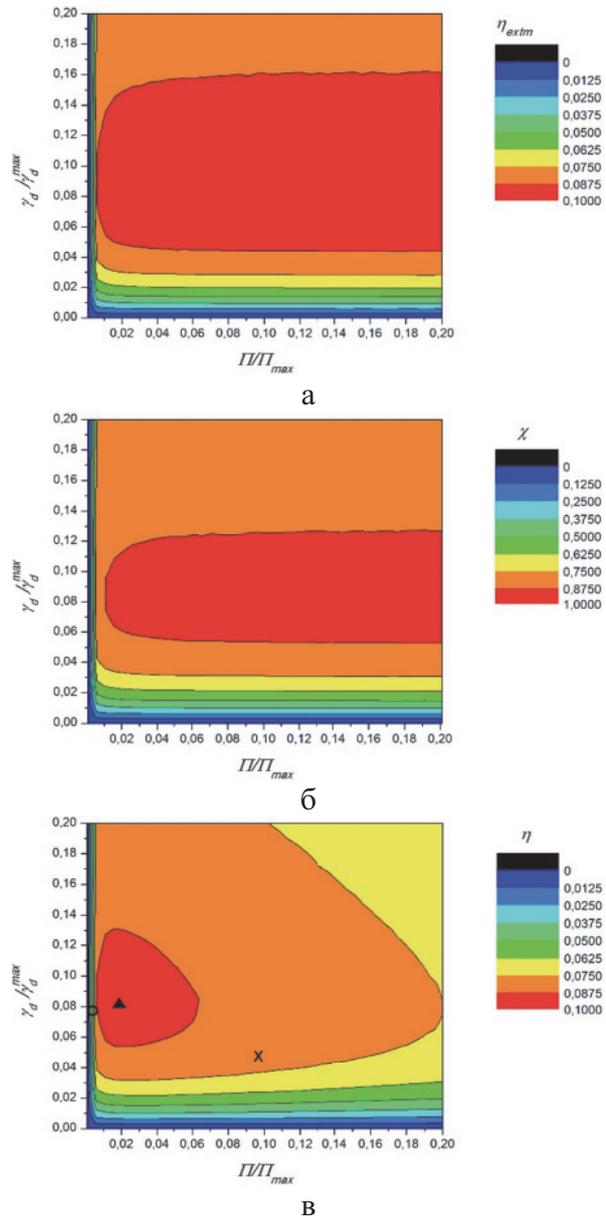


Рис. 3. Зависимости выходных характеристик непрерывного ОКИЛ [8]:

а – эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} ,

б – параметра χ ,

в – энергетической эффективности η как функции критериев подобия γ_d и Π в нормированных координатах.

Обозначения символов на рис. 3, в:

- ▲ – наиболее эффективный расчетный режим генерации,
- × – экспериментальное значение,
- – оценочное значение

в [14] реализация высоких превышений ($\Pi > 8$) на практике нецелесообразна, в случае лазера с оптической накачкой зависимость η от превышения является более крутой, чем для лазеров с химической накачкой и накачкой газовым разрядом.

Метод оценки максимальной энергетической эффективности, представленный в разделе «Математическая модель», дает величины η , мало отличающиеся от полученных по методу

картирования. Близкими являются и значения критериев подобия γ_d и Π , соответствующие максимальной энергетической эффективности (см. табл. 3). Однако вычисления в данном случае намного проще, и даже не требуют использования компьютера для прогнозирования оптимального режима. Следует отметить, что оценочные значения максимальной η во всех трех случаях расположены по оси γ_d/γ_d^{max} ниже полученных по методу картирования. Это свидетельствует о необходимости работать на восходящей ветви зависимости $\eta=f(\gamma_d)$ при конечной длине резонатора в направлении газового потока.

В таблице 4 даны сведения об экспериментально реализованных режимах генерации для непрерывных ХКИЛ [1] и ЭКИЛ [3] и для предполагаемого к созданию ОКИЛ [9].

Видно, что различие между энергетической эффективностью η_{cal} , вычисленной методом картирования, и фактической η_{exp} для ХКИЛ [1] не превышает 1 %. Несмотря на то, что ЭКИЛ [3] работает в режиме, лежащем за пределами красной области на графике (рис. 2), его эффективность также определяется этим методом с высокой точностью [16]. Сказанное свидетельствует о применимости метода картирования для анализа выходных характеристик непрерывных КИЛ в практически важных случаях, когда обеспечиваются малые потери. Метод оценки несколько завышает максимальную достижимую величину η , давая при этом достаточно близкие к оптимальным значения критериев подобия γ_d и Π .

Как указывалось в [13–15], достижение высоких значений η является результатом подбора режима работы лазера таким образом, чтобы значения критериев подобия γ_d и Π находились в определенных интервалах. Это необходимо для создания высокой инверсии при малых потерях энергии в релаксационных процессах и обеспечения оптимального коэффициента связи с внешней средой. При этом важно, чтобы молекулы энергоносителя $O_2(^1\Delta)$ успели передать свое возбуждение атомам йода в реакции накачки (2). Можно проследить четкую взаимосвязь между значением γ_d и потерями «на вынос» из резонатора $\Delta Y_{out}/(Y_i - Y_{TH})$. Малая величина γ_d для ЭКИЛ [3] указывает на неоптимальную длину резонатора в направлении потока: энергия возбужденных частиц не успевает трансформироваться в излучение. Соответственно потери «на вынос» составляют около 60 %. Именно это является причиной, по которой максимальная расчетная энергетическая эффективность электроразрядного КИЛ более чем в 2 раза превышает достигнутую в эксперименте.

Красная область на графиках энергетических характеристик (рис. 1–3) в направлении оси γ_d/γ_d^{max} достаточно широкая во всех трех случаях (типично около 0,1). Однако поскольку расчетная

Таблица 2. Наиболее высокие выходные характеристики непрерывных КИЛ с различными типами накачки, прогнозируемые согласно методу картирования

γ_d	γ_d/γ_d^{max}	Π	Π/Π_{max}	$\eta_{cal}, \%$	Работа
6,2	0,06	7,1	0,07	42,0	[1]
5,4	0,07	8,7	0,07	8,5	[3]
4,1	0,08	18,2	0,02	9,1	[9]

Таблица 3. Выходные характеристики непрерывных КИЛ с различными типами накачки, полученные с использованием метода оценки максимальной энергетической эффективности

γ_d	γ_d/γ_d^{max}	Π	Π/Π_{max}	$\eta_{cal}, \%$	Работа
4,7	0,05	7,6	0,08	47,3	[1]
4,2	0,06	8,5	0,07	9,2	[3]
3,9	0,08	4,3	0,01	9,0	[9]

Таблица 4. Наиболее эффективные экспериментальные режимы работы непрерывных КИЛ

γ_d	γ_d/γ_d^{max}	Π	Π/Π_{max}	$\eta_{exp}, \%$	Работа
4,3	0,04	8,0	0,08	42,1	[1]
0,6	0,01	10,7	0,09	3,2	[3]
2,4	0,05	96,8	0,10	–	[9]

модель содержит не все [20], а только наиболее скоростные релаксационные процессы, фактически наклон поверхности в вертикальном направлении после прохождения максимума более крут. Таким образом, высокий темп кинетических потерь ограничивает зону эффективных режимов генерации частью красной области поверхности, восходящей к максимуму со стороны оси Π/Π_{max} . Это означает, что для реализации режимов работы лазера с высокой энергетической эффективностью необходимо точно подобрать время пребывания активной среды в резонаторе. Согласно [14–16], оптимальные значения γ_d расположены в интервале от 4 до 6. Настоящая работа подтверждает этот вывод. В экспериментальных работах, выбранных для сравнительного анализа, потери энергии синглетного кислорода на релаксацию значительны (3 %) только в случае ХКИЛ (см. табл. 1 в [16]), где концентрации компонентов, тушащих возбужденное состояние атомов йода, высокие.

Для достижения высокой энергетической эффективности непрерывных КИЛ необходимо обеспечить оптимальный коэффициент связи с внешней средой при известных оптических потерях α [21]. Зависимость интенсивности излучения от коэффициента пропускания называют «кривой Ригрода». Согласно (9), энергетическая эффективность представляется в виде произведения эффективности извлечения энергии из активной среды и эффективности резонатора. Наличие максимума на кривой $J(t_r)$ связано с тем, что с ростом превышения (или, что – то же самое с точностью до коэффициента порядка 0,5, с ростом отношения коэффициента усиления

слабого сигнала к пороговому) эффективность извлечения энергии из активной среды возрастает, а эффективность резонатора, наоборот, линейно спадает.

Как утверждалось в [14, 16], оптимальные превышения для непрерывных ХКИЛ и ЭКИЛ находятся в диапазоне от 3 до 8, так как рост отношения коэффициента усиления слабого сигнала к пороговому коэффициенту усиления при заданном значении α (Π_{max}) не позволяет добиться увеличения энергетической эффективности. При $\Pi > 8$ эффективность извлечения энергии из активной среды невозможно увеличить более, чем на 2–3 % [13], а эффективность резонатора, согласно (13), спадает достаточно быстро. Кроме того, реализация режимов с высокими превышениями на практике затруднена, поскольку с ростом интенсивности поля возрастают требования к лучевой стойкости оптики. Как показывают расчеты, выполненные для ОКИЛ, существенно расширить диапазон оптимальных значений Π и сдвинуть максимум энергетической эффективности в сторону более высоких превышений, можно только, увеличив Π_{max} , либо за счет усилительных свойств среды, либо за счет потерь.

Представление результатов расчета выходных характеристик непрерывных КИЛ в виде цветовой карты позволяет сделать вывод, что эффективный режим генерации реализуется только для химического КИЛ [1]. В случае электроразрядного КИЛ [3] значение Π также попадает в диапазон эффективных режимов генерации, значение же γ_d достаточно далеко от оптимального. Для КИЛ с оптической накачкой

[9] однозначные выводы до проведения экспериментов делать затруднительно, поскольку величина Π_{max} представляется нереальной из-за невероятно высокой концентрации атомарного йода в газовом потоке. Пути повышения энергетической эффективности непрерывных КИЛ: снижение потерь синглетного кислорода на диссоциацию, уменьшение кинетических и оптических потерь, увеличение концентрации атомов йода и изменение длины резонатора в направлении потока рассмотрены в [16].

Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных позволяет заключить, что для химического КИЛ максимальная энергетическая эффективность (~40 %) практически достигнута. Прогнозируемая наивысшая эффективность ЭКИЛ и ОКИЛ приблизительно одинакова. При этом на сегодняшний день она почти в 5 раз меньше, чем для химического лазера, даже, несмотря на то, что и электроразрядный и оптический КИЛ работают при сверхзвуковых скоростях потока (числа Маха >2), что позволяет снизить пороговую долю синглетного кислорода Y_{TH} до 1–3 %. Привлекательность электроразрядного и оптического КИЛ определяется отработанностью технологий энерговклада в активную среду с помощью газового разряда и оптической накачки. Перспективы лазеров таких типов в значительной степени будут зависеть от характеристик генераторов синглетного кислорода, поскольку повышение доли $O_2(^1\Delta)$ в газовом потоке представляется наиболее радикальным способом увеличения их энергетической эффективности [16, 22].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двухуровневой модели генерации, учитывающей наиболее значимые кинетические и оптические потери, модифицирован метод картирования режимов работы непрерывных КИЛ с различными типами накачки. Это позволило использовать для прогнозирования выходных характеристик двумерные графики, на которых энергетическая эффективность представлена в виде цветовой карты в нормированных координатах как функция двух критериев подобия: γ_a , выражающего безразмерное время, за которое доля синглетного кислорода доступная для извлечения в активной среде уменьшается в e раз при бесконечно большой интенсивности поля в резонаторе, и Π , выражающего отношение максимального коэффициента усиления слабого сигнала при 100%-ной инверсии к пороговому, определяемому величиной потерь. Введение в расчетные уравнения дополнительных членов, описывающих кинетические (критерием Λ) и оптические (коэффициентом α) потери, дало возможность не только с высокой точностью предсказывать

предельные энергетические характеристики непрерывных КИЛ, но и определять режим, при котором они достигаются.

Разработан метод упрощенной оценки максимальной энергетической эффективности непрерывных КИЛ, заключающийся в определении режима генерации на основе уравнений, полученных для случаев сильного поля и отсутствия кинетических потерь. В качестве исходных данных для расчетов здесь необходимы всего три параметра – начальная Y_i и пороговая Y_{TH} доли синглетного кислорода и критерий Λ , выражающий отношение скоростей релаксации и возбуждения для электронно-возбужденных атомов йода. Как правило, эти величины приблизительно известны до проведения экспериментов.

Сравнительный анализ результатов расчетов выходных характеристик и имеющихся экспериментальных данных показал применимость обоих разработанных методов в практически важных случаях, когда обеспечиваются низкие кинетические и оптические потери. Также рассмотрены возможные пути повышения энергетической эффективности непрерывных КИЛ с различными типами накачки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nearly attaining the theoretical efficiency of supersonic chemical oxygen-iodine lasers / V. Rybalkin, A. Katz, B.D. Barmashenko, S. Rosenwaks // Applied Physics Letters. 2004. V. 85. № 24. P. 5851–5853.
2. Continuous-wave laser oscillation on the 1315 nm transition of atomic iodine pumped by $O_2(^1\Delta_g)$ produced in an electric discharge / D.L. Carroll, J.T. Verdeyen, D.M. King, J.W. Zimmerman, J.K. Laystrom, B.S. Woodard, G.F. Benavides, K. Kittell, D.S. Stafford, M.J. Kushner, W.C. Solomon // Applied Physics Letters. 2005. V. 86. № 11. P. 111104.
3. Super-linear enhancement of the electric oxygen-iodine laser / D.L. Carroll, B.S. Woodard, G.F. Benavides, J.W. Zimmerman, A.D. Palla, J.T. Verdeyen, W.C. Solomon // Proceedings of SPIE. 2013. V. 8677. P. 867702.
4. Zhdanov B.V., Knize R.J. Review of alkali laser research and development // Optical Engineering. 2013. V. 52. № 2. P. 021010.
5. Barmashenko B.D., Rosenwaks S. Feasibility of supersonic diode pumped alkali lasers: Model calculations // Applied Physics Letters. 2013. V. 102. № 14. P. 141108.
6. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A. Kinetic study of a cw optically pumped laser with metastable rare gas atoms produced in an electric discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. V. 46. P. 375202.
7. Михеев П.А. Лазеры на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 8. С. 704–708.
8. Лупатов Н.И., Бирюков А.С., Гулямова Э.С. Световой котел – генератор синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 12. С. 1179–1182.

9. Загидуллин М.В., Аязов В.Н., Мальшев М.С. Кинетика кислородно-иодной активной среды с оптической накачкой атомов иода на переходе ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 8. С. 720–724.
10. Palla A.D., Carroll D.L., Solomon W.C. Modeling of a multi-stream injection COIL with enhanced mixing ejectors // 42nd Plasmadynamics and Lasers Conference AIAA 2011-4006. 2011. P. 1–15.
11. Madden T.J. Time developing, 3-D simulation of chemical oxygen-iodine lasers (COILs) // Proceedings of SPIE. 2007. V. 6346. P. 634620.
12. Brami-Rosilio I., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. Comparison of one- and three-dimensional computational fluid dynamics models of the supersonic chemical oxygen-iodine laser // Applied Physics B. 2012. V. 108. № 3. P. 615–621.
13. Меженин А.В., Аязов В.Н. Критерии подобия в расчетах энергетических характеристик непрерывного кислородно-иодного лазера // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 12. С. 1111–1117.
14. Mezhenin A.V., Azyazov V.N. Analysis of cw oxygen-iodine laser performance using similarity criteria // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2013. V. 49. № 9. P. 739–746.
15. Mezhenin A.V. Optimal gain-to-loss ratio for COIL and EOIL // Proceedings of SPIE. 2017. V. 1025. P. 102540L.
16. Mezhenin A.V., Kharisova E.I. Output characteristics comparison for cw OIL with different pumping types // Proceedings of SPIE. 2019. P. 11042.
17. Кинетика процессов дезактивации энергии в среде $O_2(^1\Delta) - I$ / М.В. Загидуллин, Н.А. Хватов, М.И. Свистун, М.С. Мальшев // Химическая физика. 2013. Т. 32. № 6. С. 3–9.
18. A simplified analytic model for gain saturation and power extraction in the flowing chemical oxygen-iodine laser / G.D. Hager, C.A. Helms, K.A. Truesdell, D. Plummer, J. Erkkila, P. Growell // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1996. V. 32. № 9. P. 1525–1536.
19. Эффекты насыщения в химическом кислородно-иодном лазере / М.В. Загидуллин, В.И. Игошин, В.А. Катулин, Н.Л. Курпьянов // Препринт ФИАН № 271. М.: РИИС ФИАН, 1982. 23 с.
20. Аязов В.Н. Возбужденные состояния в активных средах кислородно-иодных лазеров // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 11. С. 989–1007.
21. Загидуллин М.В., Николаев В.Д. Насыщение усиления и эффективность преобразования энергии в излучение в сверхзвуковом кислородно-иодном лазере с устойчивым резонатором // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 5. P. 423–428.
22. Heaven M.C. Recent advances in the development of discharge-pumped oxygen-iodine lasers // Laser Photonics Reviews. 2010. V. 4. № 5. P. 671–683.

POWER PERFORMANCE PREDICTING FOR CONTINUOUS-WAVE OXYGEN-IODINE LASER WITH DIFFERENT PUMPING TYPES

© 2019 A.V. Mezhenin, E.I. Kharisova

Samara National Research University

The two-level generation model taking into account kinetic and optical losses has been applied to predict power performance of a continuous-wave oxygen-iodine laser (cw OIL) with chemical, electric discharge, and optical pumping. The cw OIL operating modes mapping method using similarity criteria, which allows to classify them vividly according to the power efficiency level, has been modified. A method for simplified estimation of the peak power efficiency of cw OILs with different pumping types has been developed. A comparative analysis of the power efficiency calculation results by using both methods and the experimental data has shown their applicability in practically important cases when low losses are ensured.

Keywords: oxygen-iodine laser, two-level generation model, pumping, power efficiency, predicting.