

УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ НЕПРЕРЫВНОГО КИСЛОРОДНО-ИОДНОГО ЛАЗЕРА

© 2013 А.В. Меженин^{1,2,3}

¹Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)

²ЗАО «ГК «Электрощит» - ТМ Самара»

³Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

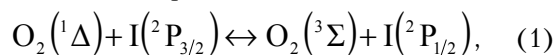
Поступила в редакцию 02.21.2013

Проанализированы расчетные и экспериментальные данные по энергетической эффективности непрерывного кислородно-иодного лазера (КИЛ) на основе двух критериев подобия: отношения времени пребывания газовой смеси в резонаторе к характерному времени извлечения запасенной в синглетном кислороде энергии при бесконечно большой внутррезонаторной интенсивности γ_d и отношения усиления к потерям Π . Показано, что упрощенная одночастотная двухуровневая (ОЧДУ) модель генерации удовлетворительно предсказывает выходные характеристики КИЛ с устойчивым резонатором при $\gamma_d \leq 6$. Эффективное извлечение энергии из активной среды КИЛ достигается в случае $\gamma_d = 4 - 6$, $\Pi = 3 - 8$.

Ключевые слова: кислородно-иодный лазер, устойчивый резонатор, критерий подобия.

ВВЕДЕНИЕ

Кислородно-иодный лазер (КИЛ) относится к типу лазеров с передачей энергии. Его особенностью является высокая скорость возбуждения атома йода в реакции накачки:



где $\text{O}_2(^1\Delta)$, $\text{O}_2(^3\Sigma)$ – молекула кислорода в синглетном и основном состояниях; $\text{I}(^2\text{P}_{1/2})$, $\text{I}(^2\text{P}_{3/2})$ – атомы йода в возбужденном и основном состояниях. Доля синглетного кислорода в потоке определяется отношением $Y = [\text{O}_2(^1\Delta)]/[\text{O}_2]_0$. Здесь $[\text{O}_2(^1\Delta)]$ – концентрация молекул кислорода в синглетном состоянии и $[\text{O}_2]_0$ – полная концентрация молекул кислорода. Для создания инверсной населенности атомов йода она должна превышать пороговое значение:

$$Y_{\text{TH}} = (2K_{\text{eq}} + 1)^{-1}, \quad (2)$$

где $K_{\text{eq}} = k_f/k_r = 0,75 \times \exp(401,4/T)$ – константа равновесия процесса (1); T – температура газа, К; $k_f = 5,12 \times 10^{-12} T^{0,5}$ см³/с [1] – константа скорости прямой реакции; k_r – константа скорости обратной реакции.

Эффективность КИЛ в значительной степени определяется характеристиками генератора синглетного кислорода. В химическом кислород-

но-иодном лазере (ХКИЛ) синглетный кислород нарабатывается при хлорировании щелочного раствора перекиси водорода. В большинстве используемых генераторов синглетного кислорода достигается высокая степень утилизации хлора $U = G_{\text{O}_2}/G_{\text{Cl}_2} \geq 90\%$, где G_{O_2} и G_{Cl_2} – расход кислорода на выходе из генератора и расход хлора на входе в генератор. В настоящее время генерация также продемонстрирована для электроразрядного кислородно-иодного лазера (ЭКИЛ), в котором синглетный кислород вырабатывается в плазмохимических процессах.

Энергетическая эффективность η непрерывного КИЛ определяется как отношение выходной мощности W_{out} к максимально возможной извлекаемой мощности W_p :

$$\eta = \frac{W_{\text{out}}}{W_p} = \frac{W_{\text{out}}}{h\nu G_{\text{Cl}_2}}, \quad (3)$$

где $h\nu$ – энергия фотона, излученного на переходе $\text{I}(^2\text{P}_{1/2}, F=3) \rightarrow \text{I}(^2\text{P}_{3/2}, F'=4)$ с длиной волны $\lambda = 1,315$ мкм.

Большое число работ посвящено экспериментальному изучению выходных характеристик непрерывных КИЛ с химическим и электроразрядными генераторами синглетного кислорода [2]–[8]. В этих исследованиях использовались широкоапертурные устойчивые резонаторы, поскольку они обеспечивают наилучшие условия для эффективного извлечения энергии: однородное насыщение контура усиления, низкие дифракционные потери и т. д.

*Меженин Андрей Викторович, аспирант кафедры физики СГАУ, инженер-технолог ЗАО «ГК «Электрощит» - ТМ Самара», инженер Самарского филиала ФИАН.
E-mail: amezhenin@elecrtoshield.ru*

В [9]–[12] развиты простые аналитические модели, позволяющие определять выходные характеристики КИЛ с резонатором Фабри-Перо и широкоапертурными устойчивыми резонаторами. Основу этих работ составляет так называемая одночастотная двухуровневая (ОЧДУ) модель [9], [10], согласно которой кинетика заселения уровней определяется исключительно энергообменным процессом (1) и процессом индуцированного излучения на длине волны $\lambda = 1,315$ мкм. Такой подход позволяет получить простые зависимости энергетических характеристик КИЛ от нескольких безразмерных критериев подобия. Но в силу существенных упрощений полученные зависимости применимы для оценок только в случаях, когда потери энергии в процессах смешения и релаксации невелики.

В настоящей работе рассматривается упрощенная аналитическая ОЧДУ модель генерации для непрерывного КИЛ с устойчивым резонатором, в которую введены безразмерные критерии подобия, имеющие ясный физический смысл. На основе сравнительного анализа расчетных и экспериментальных данных находятся области значений критериев подобия, для которых модель удовлетворительно предсказывает выходные характеристики КИЛ. Определяются значения критериев подобия, соответствующие режимам генерации с высокой энергетической эффективностью.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Одним из важных параметров КИЛ, во многом определяющим его энергетическую эффективность, является доля $O_2(^1\Delta)$ на выходе генератора синглетного кислорода Y_0 . Соотношение (3) можно преобразовать так, чтобы значение Y_0 входило в определение энергетической эффективности. Тогда для химического КИЛ получаем выражение [12]:

$$\eta = U(Y_0 - \Delta Y_{\text{loss}} - Y_d)\eta_{\text{extr}} = U\eta_{\text{extm}}\eta_{\text{extr}}, \quad (4)$$

где $\Delta Y_{\text{loss}} = \Delta Y_{\text{diss}} + \Delta Y_{\text{relax}}$ – доля потерь синглетного кислорода в резонаторе в процессах диссоциации молекул йода ΔY_{diss} и релаксации ΔY_{relax} ; Y_d – доля синглетного кислорода на выходе резонатора; $\eta_{\text{extm}} = Y_0 - \Delta Y_{\text{loss}} - Y_d$ – эффективность извлечения энергии из активной среды; $\eta_{\text{extr}} = t_r / (t_r + \alpha)$ – доля лучистой энергии, выводимая из резонатора; t_r – суммарный коэффициент пропускания зеркал резонатора; α – коэффициент нерезонансных потерь (дифракционных, рассеивания и поглощения на зеркалах и т. д.). Энергетическая эффективность ЭКИЛ также может быть определена выражением (4), если множитель U принимается равным единице. Следует учитывать, что в (4) входят как изме-

ряемые в экспериментах параметры U , Y_0 и η_{extr} , так и величины ΔY_{loss} и Y_d , получаемые расчетным путем. При этом для нахождения последних достаточно рассматривать только процессы, происходящие в зоне генерации.

С целью получения некоторых общих закономерностей для описания генерации КИЛ в данной работе, как и в [9]–[12], предполагается, что кинетика активной среды полностью определяется энергообменным процессом (1). Из этого допущения следует, что $\Delta Y_{\text{relax}} = 0$. Кроме того, считаем внутриврезонаторную интенсивность постоянной во всем объеме, занятом излучением, а насыщение контура усиления – однородным, что справедливо для лазеров с широкоапертурным устойчивым резонатором [9].

Первичный газовый поток из генератора $O_2(^1\Delta)$ с долей синглетного кислорода Y_0 смешивается с вторичным потоком, состоящим из паров молекулярного йода и несущего буферного газа, перед входом в резонатор в сопловом блоке. Будем полагать, что процессы смешения и диссоциации молекулярного йода завершаются на выходе соплового блока (мгновенное смешение). Поскольку молекулы йода не диссоциируют полностью, степень диссоциации в резонаторе обычно составляет $F_{I_2} = G_{I_0} / (2G_{I_2}) \sim 60 - 80\%$, где G_{I_0} и G_{I_2} обозначают расход атомарного йода на входе в резонатор и полный расход молекулярного йода соответственно. Считаем, что концентрация непродиссоциировавших молекул йода в области генерации остается постоянной. Параметры потока в резонаторе (температура, статическое давление P_{res} и скорость) предполагаются постоянными.

С этими допущениями кинетика возбуждения и процесс генерации описываются уравнениями для коэффициента усиления g , скоростей изменения концентраций $O_2(^1\Delta)$ и $I(^2P_{1/2})$ и выражениями для полных концентраций молекул кислорода и атомов йода:

$$g = \sigma([I^*] - [I]/2), \quad (5)$$

$$\frac{d[O_2(^1\Delta)]}{dt} = -k_f[I][O_2(^1\Delta)] + k_r[I^*][O_2(^3\Sigma)], \quad (6)$$

$$\frac{d[I^*]}{dt} = k_f[I][O_2(^1\Delta)] - k_r[I^*][O_2(^3\Sigma)] - \frac{g\tilde{I}}{hv}, \quad (7)$$

$$[O_2]_0 = [O_2(^1\Delta)] + [O_2(^3\Sigma)] = \text{const}, \quad (8)$$

$$[I]_0 = [I^*] + [I] = \text{const}, \quad (9)$$

где σ – сечение вынужденного поглощения/излучения для доплеровски уширенного перехода $I(^2P_{1/2}, F=3) \rightarrow I(^2P_{3/2}, F'=4)$, определяемое

выражением $\sigma = 1,3 \times 10^{-16} / T^{0,5}$ см²; $[I^*]$, $[I]$ – концентрации атомов йода в $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ состояниях соответственно; $[O_2(^3\Sigma)]$ – концентрация молекул кислорода в основном состоянии; $t = x/u$ – время пребывания газовой смеси в резонаторе; x – координата по потоку, отсчитываемая от начала области, занятой излучением; u – скорость потока; \tilde{I} – внутрирезонаторная интенсивность излучения, циркулирующего в обоих направлениях.

Выражение (5) с учетом (9) можно преобразовать так, чтобы коэффициент усиления был функцией только одной переменной – относительной концентрации возбужденных атомов йода $\eta_{I^*} = [I^*]/[I]_0$. В результате имеем

$$g = \sigma [I]_0 (3\eta_{I^*} - 1) / 2. \quad (10)$$

Так как характерное время энергообмена между синглетным кислородом и атомарным йодом намного меньше времени пребывания газовой смеси в резонаторе и $[O_2]_0 \gg [I]_0$, концентрация возбужденных атомов йода может быть найдена с хорошей точностью из условия квазистационарности ($d[I^*]/dt \approx 0$). Тогда из (7), учитывая (8) и (9), получаем формулу для расчета η_{I^*} как функции нормированной внутрирезонаторной интенсивности $C = \sigma \tilde{I} / (h\nu k_f [O_2]_0)$ и доли синглетного кислорода Y :

$$\eta_{I^*} = \frac{(1 - Y_{TH})(Y + C/2)}{(1 - 3Y_{TH})Y + 2Y_{TH} + 3C(1 - Y_{TH})/2}. \quad (11)$$

Здесь C можно охарактеризовать как параметр, определяющий отношение интенсивности установившегося поля к интенсивности накачки на верхний лазерный уровень.

Исходя из аналогичных допущений, комбинация (6) и (7) с учетом (10) и (11) позволяет получить уравнение, описывающее скорость изменения доли синглетного кислорода вдоль потока в ходе взаимодействия индуцированного излучения с активной средой:

$$\frac{dY}{d\gamma} = - \frac{3C(1 - Y_{TH})(Y - Y_{TH})}{2[(1 - 3Y_{TH})Y + 2Y_{TH} + 3C(1 - Y_{TH})/2]}, \quad (12)$$

где $\gamma = 2k_f [I]_0 t / [3(1 - Y_{TH})]$ – отношение текущего времени пребывания активной среды в резонаторе к характерному времени извлечения энергии синглетного кислорода $(k_f [I]_0)^{-1}$ при бесконечно большой интенсивности внутрирезонаторного излучения.

Нормированная внутрирезонаторная интенсивность C может быть найдена из условия стационарности генерации, которое для резонатора с однородным полем имеет вид [11]

$$\int_0^d g(x) dx = \frac{(t_r + \alpha)d}{2L},$$

где d – размер области, занятой излучением на зеркале, в направлении потока; L – длина усиления. Полагая скорость газа в резонаторе постоянной, в данном уравнении можно перейти к интегрированию по переменной γ и, учитывая (10), получить соотношение [12]:

$$Y_d = Y_i - \frac{3(1 - Y_{TH})C\gamma_d}{2\Pi}, \quad (13)$$

где $Y_i = Y_0 - \Delta Y_{diss}$ – начальная доля синглетного кислорода на входе в область генерации; $\Pi = 2\sigma [I]_0 L / (t_r + \alpha)$ – критерий подобия, выражающий отношение усиления к потерям; $\gamma_d = 2k_f [I]_0 t_d / [3(1 - Y_{TH})]$ – критерий подобия, выражающий отношение времени пребывания газа в зоне генерации $t_d = d/u$ к характерному времени извлечения энергии синглетного кислорода $(k_f [I]_0)^{-1}$ при бесконечно большой внутрирезонаторной интенсивности.

В ХКИЛ на диссоциацию одной молекулы йода затрачиваются три молекулы синглетного кислорода, поэтому доля потерь на диссоциацию I_2 может быть определена выражением $\Delta Y_{diss} = 3\eta_{I_2} F_{I_2}$ [12], где $\eta_{I_2} = G_{I_2} / G_{O_2}$ – относительная начальная концентрация I_2 в газовом потоке. Для ЭКИЛ $\Delta Y_{diss} = 0$, поскольку в диссоциации I_2 участвуют атомы кислорода.

Принимая во внимание выражения для C , γ_d и Π , можно установить, что второй член в правой части (13) равен эффективности извлечения энергии из активной среды

$$\frac{3(1 - Y_{TH})C\gamma_d}{2\Pi} = \frac{\tilde{I}Nd(t_r + \alpha)}{2h\nu G_{O_2}} = \eta_{extm}, \quad (14)$$

где N – высота резонатора на оптической оси. Таким образом, эффективность извлечения энергии из активной среды может быть представлена в виде $\eta_{extm} = Y_i - Y_d$.

Решение дифференциального уравнения (12) с начальным условием $Y|_{\gamma=0} = Y_i$ совместно с условием стационарности генерации (13) позволяет определить долю синглетного кислорода Y_d . Безразмерная интенсивность C находится с помощью итерационной процедуры. Вид этих уравнений позволяет заключить, что значение Y_d и эффективность извлечения энергии из активной среды определяются значениями критериев подобия γ_d и Π . Энергетическая эффективность η может быть вычислена с помощью (4) при известных U и η_{extm} .

Интегрируя (12) совместно с уравнением (13) и учитывая (14), можно получить неявную зависимость η_{extm} как функции критериев подобия

γ_d и Π :

$$\left(\Pi - 1 + 3Y_{\text{TH}} \right) \eta_{\text{extm}} + \left[3Y_{\text{TH}} (1 - Y_{\text{TH}}) + \frac{\Pi}{\gamma_d} \eta_{\text{extm}} \right] \ln \left(1 - \frac{\eta_{\text{extm}}}{Y_i - Y_{\text{TH}}} \right) = 0. \quad (15)$$

Из (15) непосредственно следуют уравнения для случаев протяженного резонатора ($\gamma_d \rightarrow \infty$) и сильного поля ($\Pi \rightarrow \infty$) соответственно:

$$\left(\Pi - 1 + 3Y_{\text{TH}} \right) \eta_{\text{extm}} + \left[3Y_{\text{TH}} (1 - Y_{\text{TH}}) \right] \ln \left(1 - \frac{\eta_{\text{extm}}}{Y_i - Y_{\text{TH}}} \right) = 0, \quad (16)$$

$$\eta_{\text{extm}} = (Y_i - Y_{\text{TH}}) (1 - e^{-\gamma_d}). \quad (17)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показаны расчетные кривые нормированной внутрирезонаторной интенсивности (а) и эффективности извлечения энергии из активной среды (б) в зависимости от параметра γ_d при $Y_i = 0,6$ и $T = 300$ К для различных значений критерия, выражающего отношение усиления к потерям. Видно, что с ростом Π как C , так и η_{extm} возрастают. В приближении резонатора бесконечной длины внутрирезонаторная интенсивность асимптотически стремится к нулю, а эффективность извлечения энергии из активной среды достигает своего максимума, определяемого уравнением (16). Решения η_{extm} для случая $\gamma_d \rightarrow \infty$ показаны горизонтальными отрезками в правой части рис. 1б. В приближении сильного поля имеем $C \rightarrow \infty$ и η_{extm} , определяемую формулой (17), – верхняя кривая на рис. 1б. Максимальная эффективность извлечения энергии из активной среды достигается при $\gamma_d \rightarrow \infty$ и $\Pi \rightarrow \infty$ и составляет $\eta_{\text{extm}} = Y_i - Y_{\text{TH}}$. Отметим также, что Y_{TH} представляет собой долю син-

глетного кислорода, соответствующую энергии недоступной для извлечения из-за наличия обратной реакции (1), а $\Pi \rightarrow \infty$ соответствует случаю «закрытого» резонатора ($t_r \rightarrow 0$).

Результаты расчетов показывают, что энергетическая эффективность может быть выше 30 % при $\gamma_d \geq 4$ и $\Pi \geq 3$. Кривая эффективности извлечения энергии из активной среды для $\Pi > 8$ близка к кривой, полученной для $\Pi \rightarrow \infty$. Поскольку уменьшение коэффициента пропускания в выражении для Π приводит также к снижению эффективности резонатора η_{ext} , разумно ограничить значение отношения усиления к потерям $\Pi \leq 8$.

На рис. 2 приведены зависимости нормированной внутрирезонаторной интенсивности (а) и эффективности извлечения энергии из активной среды (б) для непрерывного КИЛ как функции критерия γ_d для нескольких значений температуры газа T . Начальная доля синглетного кислорода и отношение усиления к потерям были приняты $Y_i = 0,6$ и $\Pi = 4,0$ соответственно. Положение горизонтальных асимптот кривых на рис. 2б в этом случае также определяется уравнением (16). Согласно упрощенной ОЧДУ модели меньшая внутрирезонаторная интенсивность и менее эффективное извлечение энергии из активной среды при более высоких температурах полностью определяются смещением влево равновесия реакции (1) с ростом T . Зависимости, представленные на рис. 2, дают возможность убедиться в преимуществах перехода в сверхзвуковой режим течения и использования предварительного охлаждения буферного газа с точки зрения получения высоких выходных характеристик.

Расчеты показывают, что эффективность извлечения энергии из активной среды максимальна в случае протяженного резонатора

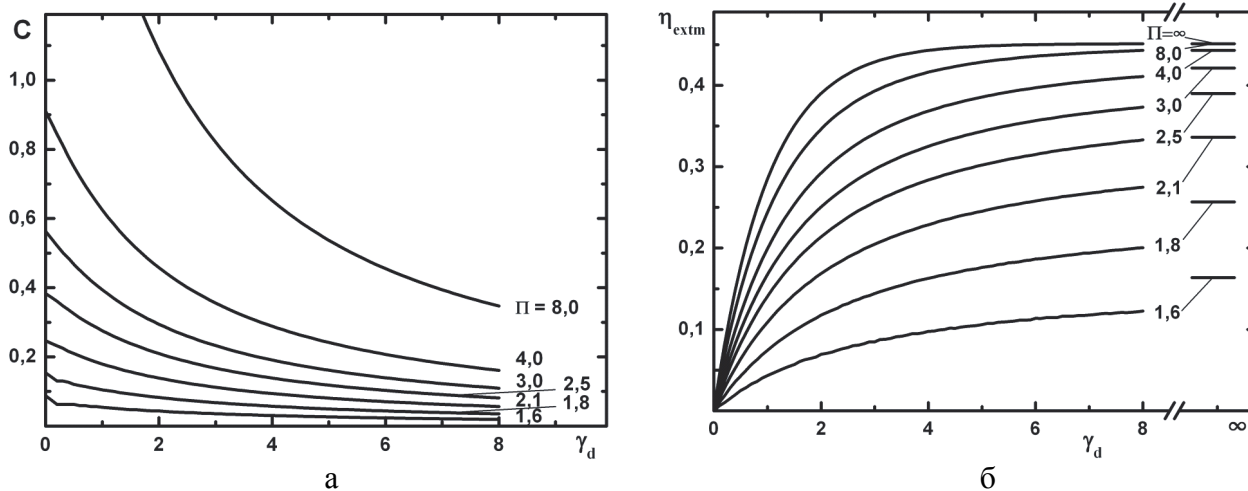


Рис. 1. Изменение нормированной внутрирезонаторной интенсивности C (а) и эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} (б) в зависимости от параметра γ_d при различных значениях $\Pi \cdot Y_i = 0,6$ и $T = 300$ К

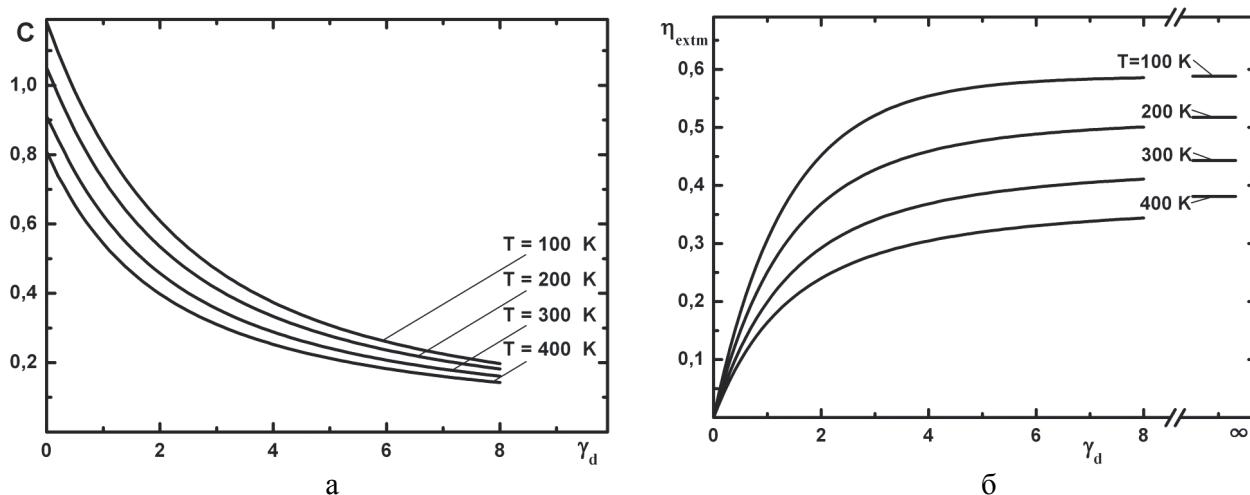


Рис. 2. Изменение нормированной внутрирезонаторной интенсивности C (а) и эффективности извлечения энергии из активной среды η_{extm} (б) в зависимости от параметра γ_d при различных значениях T . $Y_i = 0,6$ и $\Pi = 4,0$

$\eta_{\text{extm}} = Y_i - Y_d^\infty$, где Y_d^∞ – доля синглетного кислорода при $\gamma_d \rightarrow \infty$. В действительности эффективность извлечения энергии из активной среды с ростом γ_d сначала достигает своего максимума, а затем снижается вследствие роста потерь в релаксационных процессах. Учет последних неизбежно приводит к усложнению модели, и энергетическую эффективность уже не удастся представить в виде функции двух критериев подобия γ_d и Π . Результаты работы [2] доказывают, что существуют режимы, в которых потери энергии в релаксационных процессах незначительны, а также свидетельствуют о применимости упрощенной ОЧДУ модели для расчетов выходных характеристик непрерывного КИЛ в подобных случаях.

ОЧДУ модель, не учитывающая релаксационные потери, предсказывает, что энергетическая эффективность непрерывного КИЛ $\geq 30\%$ может

быть достигнута при $\gamma_d \geq 4$ и $\Pi = 3 - 8$. Интервалы оптимальных значений этих критериев могут быть определены более точно на основе сравнительного анализа результатов, полученных расчетным путем, и экспериментальных данных. Параметры, характеризующие режимы работы непрерывных КИЛ с высокой энергетической эффективностью [2]–[8], приведены в табл. 1. Последние две строки табл. 1 представляют параметры ЭКИЛ [8], в котором использовались два резонатора, размещенные последовательно. Предпоследняя строка содержит параметры для первого резонатора, а последняя – для второго. В этом случае доля синглетного кислорода на выходе первого резонатора является начальной для второго. В табл. 1 $G_{\text{буф}}$ – расход буферного газа. В экспериментах в качестве буферного газа использовался азот, либо его смесь с гелием.

Таблица 1. Параметры, характеризующие режим работы КИЛ в экспериментах, в которых достигнута высокая химическая эффективность

G_{Cl_2} (ммоль/с)	G_{I_2} (ммоль/с)	$G_{\text{буф}}$ (ммоль/с)	$[\text{I}]_0$ (см^{-3})	T (К)	P_{res} (Торр)	u (см/с)	L (см)	d (см)	H (см)	W_{out} (Вт)	Работа
17.4	0.44	28.0	7.5×10^{14}	280 ¹⁾	2.3 ¹⁾	4.3×10^4	5.0	3.6 ¹⁾	1.6 ¹⁾	627	[2]
20.0	0.25	63.8	4.1×10^{14}	268	3.0 ²⁾	3.1×10^4	7.5	5.0 ²⁾	2.0 ²⁾	599	[3]
470.0	11.0	1410.0	7.0×10^{14}	220	1.8	6.5×10^4	37.0	6.0	6.0	13500	[4]
23.1	0.09	0.0	0.4×10^{14}	350 ³⁾	0.25	0.7×10^4	100.0 ³⁾	7.0	3.0	630	[5]
22.0	0.35	10.0	6.1×10^{14}	360	1.3	3.2×10^4	10.0	4.5	1.4	581	[6]
33.0	0.9	210.0	13.8×10^{14}	220 ⁴⁾	7.1	4.7×10^4	5.0	4.5	2.0	770	[7]
135.0	1.3	1530.9	2.7×10^{14}	124	3.0	7.5×10^4	22.9	4.2 ⁵⁾	2.5 ⁵⁾	392.6	[8]
135.0	1.3	1530.9	2.7×10^{14}	124	3.0	6.3×10^4	22.9	4.2 ⁵⁾	3.0 ⁵⁾	88.4	

¹⁾ Б.Д. Бармашенко (частное сообщение), ²⁾ М. Эндо (частное сообщение), ³⁾ Н.Н. Юрьшев (частное сообщение), ⁴⁾ М.В. Загидуллин (частное сообщение), ⁵⁾ Д.Л. Кэрролл (частное сообщение)

Важной характеристикой, фигурирующей в выбранной модели и оказывающей большое влияние на результаты экспериментов и расчетов, является концентрация атомов йода. Если известен коэффициент усиления, ее можно с высокой точностью определить по формуле

$$[I]_0 = \frac{g}{\sigma} \cdot \frac{(1 - 3Y_{TH})Y_0 + 2Y_{TH}}{Y_0 - Y_{TH}}$$

Таким образом определялась концентрация атомарного йода в условиях работ [2]–[4] и [8]. Для [5]–[7] значение $[I]_0$ рассчитывалось в предположении известной степени диссоциации с учетом приведенных данных о соотношении расходов молекулярного йода и кислорода.

На основе параметров, приведенных в табл. 1, определены критерии подобия γ_d и Π , а также расчетные значения энергетической эффективности η_{cal} (табл. 2). Наблюдается хорошее согласие между расчетными и измеренными значениями энергетической эффективности, разница $\Delta\eta = \eta_{cal} - \eta_{exp} \leq 3\%$, за исключением [7]. Мож-

но сделать вывод, что рекордная химическая эффективность в [2] достигнута в основном за счет высокого отношения усиления к потерям $\Pi = 7,7$. Однако даже при $\Pi > 10$ энергетическая эффективность ЭКИЛ [8] далека от предельно достижимой, поскольку $\gamma_d < 1$. Анализ данных, представленных в табл. 2, показывает, что для работ, в которых сообщается об энергетической эффективности $\eta_{exp} \geq 30\%$, безразмерные критерии подобия находятся в интервалах $\gamma_d = 3 - 6$ и $\Pi = 3 - 8$. Обобщая расчетные и экспериментальные результаты, можно заключить, что эффективное извлечение энергии из активной среды непрерывного КИЛ достигается при $\gamma_d = 4 - 6$ и $\Pi = 3 - 8$. В качестве правой границы интервала для первого критерия выбрано значение, близкое к тому, которое реализовано в [6], где $\eta_{exp} \sim 30\%$.

Кинетические потери [2]–[7] определяются потерями на диссоциацию и составляют 1–6% в случае ХКИЛ и равны нулю для ЭКИЛ [8] (табл. 3). Кроме того, некоторая доля молекул

Таблица 2. Параметры, определяющие энергетическую эффективность КИЛ

U	γ_d	Π	C	η_{extm}	t_r	α	η_{extr}	η_{cal} (%)	η_{exp} (%)	$\Delta\eta$ (%)	Работа
0.94	4.1	7.7	0.7	0.47	0.007 ¹⁾	0.0006 ¹⁾	0.92	40.6	39.6	1.0	[2]
0.90	4.2	2.7	0.2	0.42	0.016	0.0018	0.90	33.7	32.9	0.8	[3]
0.95	3.6	4.1	0.3	0.38	0.1	0.01	0.91	32.6	31.5	1.1	[4]
0.99 ²⁾	3.3	5.2	0.4	0.33	0.01	0.001 ²⁾	0.91	30.1	30.0	0.1	[5]
0.92	6.7	5.8	0.2	0.35	0.013	0.0013	0.91	29.1	29.0	0.1	[6]
0.93	7.4	3.0	0.1	0.40	0.037	0.0037 ³⁾	0.91	33.5	25.6	7.9	[7]
1.00	0.6	11.8	0.6	0.04	0.01205	0.00002 ⁴⁾	1.00	4.1	3.2	0.9	[8]
1.00	0.7	13.9	0.4	0.03	0.01025	0.00002 ⁴⁾	1.00	2.8	0.7	2.1	[8]

¹⁾ Б.Д. Бармашенко (частное сообщение), ²⁾ Н.Н. Юрьшев (частное сообщение), ³⁾ М.В. Загидуллин (частное сообщение), ⁴⁾ Д.Л. Кэрролл (частное сообщение).

Таблица 3. Параметры, характеризующие преобразования энергии, запасенной в синглетном кислороде

Y_0	η_{I_2}	F_{I_2}	ΔY_{diss}	Y_i	Y_d	Y_{TH}	ΔY_{out}	Y_d^∞	ΔY_{loss}	χ	Работа
0.68	0.027	0.50	0.04	0.64	0.17	0.14	0.03	0.14	0.04	0.86	[2]
0.70	0.014	0.63	0.03	0.67	0.26	0.13	0.13	0.15	0.03	0.73	[3]
0.60	0.025	0.76	0.05	0.55	0.17	0.10	0.07	0.10	0.06	0.75	[4]
0.60 ¹⁾	0.004	0.80	0.01	0.59	0.26	0.18	0.08	0.18	0.01	0.79	[5]
0.60	0.017	0.80	0.04	0.56	0.21	0.18	0.03	0.18	0.04	0.83	[6]
0.60 ²⁾	0.029	0.60	0.05	0.55	0.15	0.10	0.05	0.10	0.05	0.79	[7]
0.13 ³⁾	0.010	0.73	0.00	0.13	0.09	0.03	0.06	0.03	0.00	0.39	[8]
0.09	0.010	0.73	0.00	0.09	0.06	0.03	0.03	0.03	0.00	0.44	[8]

¹⁾ Н.Н. Юрьшев (частное сообщение), ²⁾ М.В. Загидуллин (частное сообщение), ³⁾ Д.Л. Кэрролл (частное сообщение).

синглетного кислорода $\Delta Y_{\text{out}} = Y_d - Y_{\text{TH}}$ выносятся из резонатора. Эти потери «на вынос» могут быть высокими при $\gamma_d < 4$ и $\Pi < 3$. Так, в [3] отношение усиления к потерям низкое $\Pi = 2,7$, и $\Delta Y_{\text{out}} = 0,13$. Эти потери также высоки (7–8 %) в [4] и [5], где критерий подобия $\gamma_d < 4$ не достигает оптимального значения. Однако, природа указанных потерь в [3] и [4], [5] различна. В первом случае активная среда характеризуется низким коэффициентом усиления, а во втором – малая длина резонатора вдоль потока не позволяет обеспечить эффективное извлечение энергии из активной среды. Из таб. 3 можно видеть, что значения ΔY_{out} минимальны для [2] и [6], где $\gamma_d > 4$ и $\Pi > 3$. В [7] энергетическая эффективность значительно отличается от расчетной ($\Delta\eta = 7,9\%$), что при $\gamma_d = 7,4$ и $\Pi = 3,0$ можно объяснить потерями на релаксацию, не учитываемыми в выбранной модели.

Энергетическая эффективность η является неподходящим параметром для сравнения выходных характеристик ХКИЛ и ЭКИЛ, поскольку имеется значительное различие между долями $O_2(^1\Delta)$ на выходе химического и электроразрядного генераторов синглетного кислорода. Для этой цели наиболее удобным параметром является отношение доступной энергии к максимальной доступной энергии [9], определяемое как

$$\chi = \frac{Y_0 - \Delta Y_{\text{loss}} - Y_d}{Y_0 - Y_{\text{TH}}} = \frac{\eta_{\text{extm}}}{Y_0 - Y_{\text{TH}}}$$

Как видно из таб. 3, этот параметр для ХКИЛ найден равным $\chi = 0,73 - 0,86$. В настоящее время для ЭКИЛ $\chi \sim 0,4$, что сравнительно далеко от оптимального значения. В последнем случае извлечение мощности ограничено скоростью передачи энергии от кислорода к йоду, и около половины наработанных молекул синглетного кислорода выносятся из резонатора.

ВЫВОДЫ

Упрощенная ОЧДУ модель, предложенная для описания генерации непрерывного КИЛ [9]–[12], позволяет ввести два безразмерных критерия подобия, γ_d и Π , имеющих ясный физический смысл, в которые входят измеряемые в экспериментах параметры. Критерий γ_d выражает соотношение времени пребывания газового потока в зоне генерации и времени извлечения энергии синглетного кислорода, а критерий Π определяет, во сколько раз усиление излучения в активной среде превышает порог оптических потерь резонатора.

ОЧДУ модель может быть использована для оценок выходных параметров непрерывного

КИЛ с устойчивым резонатором, если потери энергии в релаксационных процессах незначительны, для $\gamma_d \leq 6$. Анализ расчетных и экспериментальных результатов показывает, что эффективное извлечение энергии из активной среды непрерывного КИЛ достигается при $\gamma_d = 4-6$ и $\Pi = 3-8$. При меньших γ_d и Π значительная часть энергии выносятся из резонатора с газовым потоком, а при больших значениях этих параметров существенными становятся релаксационные потери в активной среде и оптические потери.

Работа выполнена при поддержке госконтракта № 16.740.11.0494 в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van Marter T., Heaven M.C. $I(^2P_{1/2})+O_2$: Studies of low-temperature electronic energy transfer and nuclear spin-state changing collisions // J. Chem. Phys. 1998. Vol. 109, № 21. P. 9266–9271.
2. Nearly attaining the theoretical efficiency of supersonic chemical oxygen-iodine lasers // V. Rybalkin, A. Katz, B. D. Barmashenko, S. Rosenwaks // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85, № 24. P. 5851–5853.
3. High-efficiency chemical oxygen-iodine laser using a streamwise vortex generator // M. Endo, T. Osaka, S. Takeda // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84, № 16. P. 2983–2985.
4. Высокоэффективный непрерывный химический кислородно-йодный лазер с трансзвуковой инжекцией йода и азотом в качестве буферного газа / А. С. Бореишио, А. Б. Баркан, Д. Н. Васильев, И. М. Евдокимов, А. В. Савин // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 6. С. 495–503.
5. Киловаттный химический кислородно-йодный лазер модульной конструкции // Н. П. Вазин, Д. Г. Карпентян, А. Ф. Коношенко, П. Г. Кроков, В. С. Пазюк, В. Н. Томашов, Н. Н. Юрьшев // Кр. сообщ. физ. ФИАН. 1989. № 4. С. 6–7.
6. Chemical oxygen-iodine laser with CO_2 buffer gas // I. O. Antonov, V. N. Azyazov, A. V. Mezhenin, G. N. Popkov, N. I. Ufimtsev // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 051115-1–051115-3.
7. Efficient chemical oxygen-iodine laser powered by a centrifugal bubble singlet oxygen generator // V. D. Nikolaev, M. I. Svistun, M. V. Zagidullin, G. D. Hager // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86, P. 231102-1–231102-2.
8. 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 // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8677. P. 867702-1–867702-12.
9. 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 J. of Quantum Electron. 1996. Vol. 32, № 9. P. 1525–1539.
10. Analysis of lasing in gas-flow lasers with stable resonators // B. D. Barmashenko, D. Furman, S. Rosenwaks // Appl. Optics. 1998. Vol. 37, № 24. P. 5697–5705.
11. Эффекты насыщения в химическом кислородно-йодном лазере / М. В. Загидуллин, В. И. Игошин, В. А. Ка-

тулин, Н.Л. Куприянов // Препринт ФИАН. № 271.
М.: 1982. 23 с.

12. Меженин А.В. Аязов В.Н. Критерии подобия в расче-

тах энергетических характеристик непрерывного кислородно-иодного лазера // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 12. С. 1111–1117.

SIMPLIFIED MODEL OF GENERATION FOR CW OXYGEN-IODINE LASER

© 2013 A.V. Mezhenin^{1,2,3}

¹Samara State Aerospace University named by Academician S.P. Korolyov
(National Research University)

²Closed Joint-Stock Company “GK “Electroshchit” - TM Samara”

³Samara Branch of the P.N. Lebedev Physical Institute of RAS

The calculated and experimental data on the power efficiency of a cw oxygen-iodine laser (OIL) are analysed based on two similarity criteria, namely, on the ratio of the residence time of the gas mixture in the cavity to the characteristic time of extraction of the energy stored in singlet oxygen at an infinite intracavity intensity γ_d and on the gain-to-loss ratio Π . It is shown that the simplified single-frequency two-level (SFTL) lasing model satisfactorily predicts the output characteristics of OILs with a stable cavity at $\gamma_d \leq 6$. Effective power extraction from the OIL active medium is achieved in the case of $\gamma_d = 4 - 6$, $\Pi = 3 - 8$.

Key words: oxygen-iodine laser, stable resonator, similarity criterion.

*Andrey Mezhenin, Post-Graduate Student at the Physics Department SSAU, Processing Engineer of Closed Joint-Stock Company “GK “Electroshchit” - TM Samara”, Engineer of Samara Branch of the P.N. Lebedev Physical Institute of RAS.
E-mail: amezhenin@electroshield.ru*