

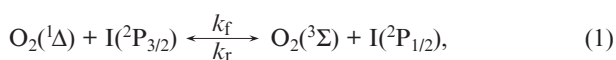
Критерии подобия в расчетах энергетических характеристик непрерывного кислородно-иодного лазера

А.В.Меженин, В.Н.Азязов

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 τ_d и превышения усиления над потерями Π . Показано, что упрощенная двухуровневая модель генерации удовлетворительно предсказывает выходные характеристики КИЛ с устойчивым резонатором при $\tau_d \leq 7$. Эффективное извлечение энергии из активной среды КИЛ достигается в случае $\tau_d = 5-7$, $\Pi = 4-8$.

Ключевые слова: устойчивый резонатор, синглетный кислород, кислородно-иодный лазер, коэффициент усиления, однородное насыщение, КИЛ, $O_2(^1\Delta)$.

Кислородно-иодный лазер (КИЛ) относится к типу лазеров с передачей энергии, и его замечательной особенностью является высокая скорость обмена энергией электронного возбуждения между энергоносителем – синглетным кислородом $O_2(^1\Delta)$ и излучающей частицей – атомом иода:



где $O_2(^3\Sigma)$ – молекула кислорода в основном состоянии; $I(^2P_{1/2})$, $I(^2P_{3/2})$ – атомы иода в возбужденном и основном состояниях соответственно; $k_f = 7.8 \times 10^{-11}$ см³/с [1] – константа скорости прямой реакции (1); k_r – константа скорости обратной реакции.

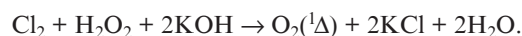
Кислородно-иодная смесь способна усиливать проходящее излучение, если доля синглетного кислорода в потоке $Y = [O_2(^1\Delta)]/[O_2]_0$ превышает пороговое значение, определяемое выражением

$$Y_{th} = \frac{1}{2K_{eq} + 1}. \quad (2)$$

Здесь $K_{eq} = k_f/k_r = 0.75 \exp(401.4/T)$ – константа равновесия процесса (1); T – температура (в К); $[O_2(^1\Delta)]$ – концентрация молекул кислорода в синглетном состоянии; $[O_2]_0$ – полная концентрация молекул кислорода. Пороговая доля $O_2(^1\Delta)$ составляет $\sim 15\%$ при комнатной температуре и снижается с ее уменьшением.

Наибольшее развитие на сегодняшний день получил КИЛ, в котором синглетный кислород нарабатывается химическим способом – хлорированием щелочного рас-

твора перекиси водорода. Эта реакция описывается брутто-уравнением



Выход $O_2(^1\Delta)$ в данной реакции близок к 100%. В большинстве используемых газожидкостных генераторов синглетного кислорода достигается высокая степень утилизации хлора $U = G_{O_2}/G_{Cl_2} \geq 90\%$, где G_{O_2} , G_{Cl_2} – расход кислорода на выходе из генератора и расход хлора на входе в генератор.

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

$$\eta = \frac{W_{out}}{W_p} = \frac{W_{out}}{q_{ph} G_{Cl_2}}, \quad (3)$$

где q_{ph} – энергия лазерного фотона.

Большое число работ посвящено экспериментальному изучению энергетических характеристик непрерывного КИЛ как с химическим [2–22], так и с электроразрядным [23–26] генератором синглетного кислорода. 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.). Во многих работах [6, 11–14] были достигнуты значения η , превышающие 30%. Наибольшее значение $\eta = 40\%$ было получено в [11].

В статьях [27–32] представлены результаты численных расчетов выходных параметров химического КИЛ, полученные на основе моделей, в которых учитываются оптические, кинетические и газодинамические процессы. Однако моделирование смешивающихся высокоскоростных газовых струй осложнено одновременным протеканием большого числа химических и энергообменных процессов в активной среде [33, 34]. Это затрудняет качественный анализ факторов, влияющих на выходные параметры лазера.

А.В.Меженин. ЗАО «ГК «Электрошит» – ТМ Самара», Россия, 443048 Самара, пос. Красная Глинка; e-mail: amezhenin@elsh.ru

В.Н.Азязов. Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: azyazov@fian.smr.ru

Поступила в редакцию 3 апреля 2012 г, после доработки – 31 мая 2012 г.

В недавней работе [1] проведено сравнение экспериментальных значений выходной мощности и коэффициента усиления с расчетными, полученными на основе одномерной модели в предположении мгновенного смешения и трехмерной модели с учетом турбулентной диффузии. Показано, что одномерная модель так же хорошо предсказывает значения этих параметров, как и трехмерная. Делается вывод, что при использовании эффективных систем смешения потери энергии при перемешивании потоков незначительны.

В [35–39] развиты простые аналитические модели, позволяющие определять выходные характеристики КИЛ с резонатором Фабри–Перо и широкоапертурными устойчивыми резонаторами. Основу всех этих работ составляет так называемая двухуровневая модель генерации, согласно которой кинетика заселения уровней определяется исключительно энергообменным процессом (1) и процессом индуцированного излучения, частота которого совпадает с центром спектральной линии перехода $I^2P_{1/2}, F = 3 \rightarrow I^2P_{3/2}, F' = 4$. Данный подход позволяет получить ряд простых зависимостей энергетических характеристик КИЛ от нескольких безразмерных критериев подобия [37].

В работе [39] экспериментальным и расчетным путем исследованы зависимости выходных параметров КИЛ от длины резонатора вдоль потока. Показано, что двухуровневая модель генерации позволяет с хорошей точностью прогнозировать энергетические характеристики КИЛ. Однако в силу существенных упрощений, принятых в этой модели, полученные универсальные зависимости могут быть использованы для оценок только в тех случаях, когда потери энергии в процессах смешения и релаксации незначительны. Границы интервалов параметров непрерывных КИЛ, в которых двухуровневая модель удовлетворительно предсказывает выходные энергетические характеристики, до сих пор четко не определены.

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

Одним из важных параметров КИЛ, во многом определяющим его энергетическую эффективность, является доля синглетного кислорода на входе в резонатор Y_0 . Преобразуем соотношение (3) так, чтобы в определение энергетической (химической) эффективности входило измеряемое в экспериментах значение Y_0 . Заметим, что выходная мощность лазера может быть представлена в виде

$$W_{\text{out}} = q_{\text{ph}}(G_{\Delta}^0 - \Delta G_{\text{loss}} - G_{\Delta}^d)\eta_{\text{extr}}, \quad (4)$$

где $G_{\Delta}^0, G_{\Delta}^d$ – расход синглетного кислорода на входе в резонатор и на выходе из него соответственно; ΔG_{loss} – потери синглетного кислорода в процессах диссоциации молекул иода и релаксации; $\eta_{\text{extr}} = t_r/(t_r + \alpha)$ – доля лучистой энергии, выводимая из резонатора; t_r – суммарный коэффициент пропускания зеркал резонатора; α – коэффициент нерезонансных потерь. Подставляя выражение

(4) в (3), легко получить следующее соотношение для энергетической эффективности химического КИЛ:

$$\eta = U(Y_0 - \Delta Y_{\text{loss}} - Y_d)\eta_{\text{extr}}, \quad (5)$$

где ΔY_{loss} – доля потерь синглетного кислорода в резонаторе в процессах диссоциации I_2 и релаксации; Y_d – доля синглетного кислорода на выходе из резонатора. Следует учитывать, что в (5) входят как измеряемые 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. В общем случае для нахождения значений ΔY_{loss} и Y_d в расчетных моделях необходимо учитывать оптические, кинетические и газодинамические процессы.

С целью получения некоторых общих закономерностей для описания генерации КИЛ в данной работе, как и в [35–39], предполагается, что кинетика активной среды полностью определяется энергообменным процессом (1). Из этого допущения следует, что $\Delta Y_{\text{loss}} = 0$. Кроме того, мы считаем постоянной внутрирезонаторную интенсивность во всем объеме, занятом излучением, а насыщение контура усиления – однородным, что справедливо для лазеров с широкоапертурным устойчивым резонатором [35]. Ударное уширение контура усиления становится заметным при давлениях газа 10–20 Торр [40]. В установках, на которых реализованы режимы генерации с высокой энергетической эффективностью, давление в резонаторе обычно ниже и составляет несколько торр [11–15].

Непосредственно перед входом в резонатор (рис.1) в сопловом блоке к первичному потоку из генератора $O_2(^1\Delta)$ с заданным начальным содержанием синглетного кислорода Y_0 подмешивается вторичный поток, состоящий из паров молекулярного иода и несущего его буферного газа. Будем полагать, что резонатор размещен в зоне потока, где завершились процессы смешения и диссоциации молекулярного иода. Температура, плотность газовой смеси и скорость потока в данной модели принимаются постоянными.

С этими допущениями кинетика возбуждения и процесс генерации описываются уравнениями для коэффициента усиления g и скоростей изменения концентраций

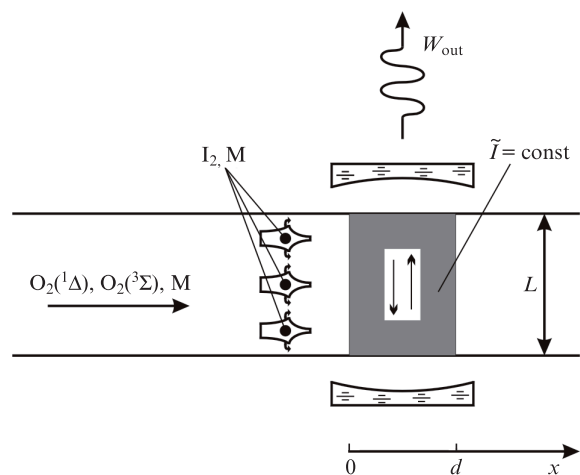


Рис.1. Расчетная схема КИЛ (M – буферный газ; L – длина зоны усиления; d – размер области, занятой излучением на зеркале, в направлении потока; x – координата по потоку).

синглетного кислорода и возбужденного атомарного иода совместно с выражениями для полной концентрации молекулярного кислорода и атомарного иода [35–39]:

$$g = \sigma([I^*] - \frac{1}{2}[I]), \quad (6)$$

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

$$\frac{d[I^*]}{dt} = k_f[I][O_2(^1\Delta)] - k_r[I^*][O_2(^3\Sigma)] - \frac{g\tilde{I}}{h\nu}, \quad (8)$$

$$[O_2]_0 = [O_2(^1\Delta)] + [O_2(^3\Sigma)] = \text{const}, \quad (9)$$

$$[I]_0 = [I^*] + [I] = \text{const}, \quad (10)$$

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 $\sigma = 1.3 \times 10^{-16}/\sqrt{T}$ см²; $[O_2(^3\Sigma)]$ – концентрация молекул кислорода в основном электронном состоянии; $[I^*]$, $[I]$ – концентрации атомов иода в возбужденном ($I(^2P_{1/2})$) и основном ($I(^2P_{3/2})$) состояниях соответственно; $t = x/u$ – время пребывания газовой смеси в области потока, занятой излучением; x – координата по потоку, отсчитываемая от начала области, занятой излучением; u – скорость потока; \tilde{I} – внутрирезонаторная интенсивность излучения, циркулирующего в обоих направлениях; $h\nu$ – энергия фотона, излучаемого на переходе $I(^2P_{1/2}, F=3) \rightarrow I(^2P_{3/2}, F'=4)$, длина волны излучения $\lambda = 1.315$ мкм.

Выражение (6) с учетом (10) можно преобразовать так, чтобы коэффициент усиления был функцией только одной переменной – относительной концентрации возбужденных атомов иода $\eta_1^* = [I^*]/[I]_0$. В результате имеем

$$g = \frac{\sigma[I]_0}{2}(3\eta_1^* - 1). \quad (11)$$

Концентрацию возбужденных атомов иода в резонаторе можно принять квазистационарной ($d[I^*]/dt \approx 0$), поскольку характерное время энергообмена между синглетным кислородом и атомарным иодом на несколько порядков меньше времени пролета газового потока через область между зеркалами. Тогда из (8), учитывая (9) и (10), получаем формулу для расчета η_1^* в зависимости от нормированной внутрирезонаторной интенсивности $C = \sigma\tilde{I}/(h\nu k_f \times [O_2]_0)$ и доли синглетного кислорода Y :

$$\eta_1^* = \frac{2K_{eq}Y + K_{eq}C}{2[(K_{eq} - 1)Y + 1] + 3K_{eq}C}. \quad (12)$$

Принимая во внимание то, что для типичных условий активной среды КИЛ $[O_2]_0 \gg [I]_0$, и учитывая принятое условие квазистационарности, из (7) и (8) можно получить уравнение, описывающее скорость изменения концентрации синглетного кислорода в ходе взаимодействия индуцированного излучения с активной средой:

$$\frac{d[O_2(^1\Delta)]}{dt} = -\frac{g\tilde{I}}{h\nu}.$$

Это уравнение после несложных математических преобразований можно представить таким образом, чтобы в него входили только безразмерные параметры:

$$\frac{dY}{d\tau} = -\frac{1}{2}C(3\eta_1^* - 1), \quad (13)$$

где $\tau = k_f[I]_0 t$ – отношение времени пребывания активной среды в поле лазерного излучения к характерному времени извлечения энергии синглетного кислорода $(k_f[I]_0)^{-1}$. С учетом (2) и (12) оно может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{dY}{d\tau} = \frac{C(1 - Y/Y_{th})}{2[(K_{eq} - 1)Y + 1] + 3K_{eq}C}. \quad (14)$$

Нормированная внутрирезонаторная интенсивность C может быть найдена из условия стационарности генерации, которое для резонатора с однородным полем имеет вид ([41], с. 41)

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

где d – размер области, занятой излучением на зеркале, в направлении потока (в общем случае не превышает размер зеркала резонатора по потоку, см. рис.1); L – длина зоны усиления. Полагая скорость газа в резонаторе постоянной, в данном уравнении можно перейти к интегрированию по переменной τ и, учитывая (11) и (13), получить следующее соотношение:

$$-\int_0^{\tau_d} \frac{\sigma[I]_0}{C} \frac{dY}{d\tau} d\tau = \frac{(t_r + \alpha)\tau_d}{2L}.$$

Окончательно условие стационарности генерации может быть записано в виде

$$Y_d = Y_0 - \frac{C\tau_d}{\Pi}, \quad (15)$$

где безразмерный критерий подобия $\Pi = 2\sigma[I]_0 L / (t_r + \alpha)$ – превышение усиления над потерями, а критерий подобия $\tau_d = k_f[I]_0 d / u$ – отношение времени пребывания газа в зоне генерации $t_d = d/u$ к характерному времени извлечения запасенной в синглетном кислороде энергии $(k_f[I]_0)^{-1}$ при бесконечной внутрирезонаторной интенсивности.

Решение дифференциального уравнения (14) с начальным условием в виде доли синглетного кислорода на входе в резонатор совместно с условием стационарности генерации (15) позволяет определить долю Y_d синглетного кислорода на выходе резонатора. Безразмерная интенсивность C находится с помощью итерационной процедуры. Вид уравнений (14) и (15) позволяет заключить, что решение для Y_d будет полностью определяться значениями критериев подобия τ_d и Π . Следовательно, эффективность извлечения энергии из активной среды – сомножитель в скобках в выражении (5) – также характеризуется этими критериями. Эффективность преобразования химической энергии в лазерную может быть вычислена с помощью соотношения (5) при известных U и η_{extr} .

В качестве примера на рис.2 приведены расчетные зависимости доли синглетного кислорода на выходе резонатора Y_d от параметра τ_d при $Y_0 = 0.6$ и $T = 300$ К для нескольких значений превышения усиления над потерями Π . Видно, что при $\Pi = 1$ генерация отсутствует, а степень извлечения энергии с увеличением критериев подобия τ_d и Π растет. Для каждого значения Π при $\tau_d \rightarrow \infty$ решение стремится к асимптотическому значению Y_d^∞ , которое определяет долю синглетного кислорода на выходе резо-

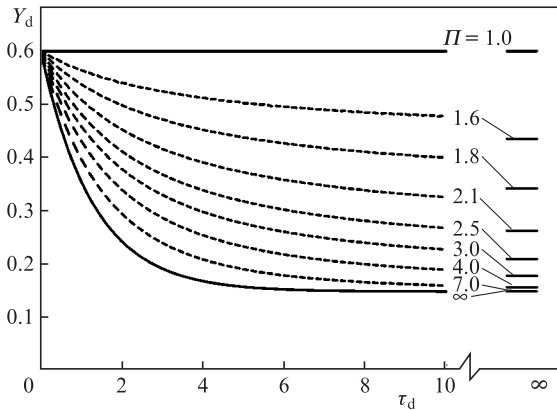


Рис.2. Изменение доли синглетного кислорода на выходе резонатора Y_d в зависимости от параметра τ_d при различных значениях Π , $Y_0 = 0.6$ и $T = 300$ К.

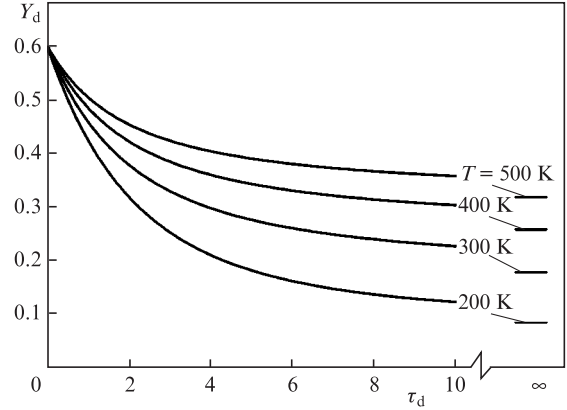


Рис.3. Изменение доли синглетного кислорода на выходе резонатора Y_d в зависимости от параметра τ_d при различных значениях T , $Y_0 = 0.6$ и $\Pi = 3$.

натора бесконечной длины. Решения для случая $\tau_d \rightarrow \infty$ показаны горизонтальными отрезками в правой части рис. 2.

Для получения уравнения горизонтальных асимптот преобразуем (14) к виду, удобному для интегрирования:

$$2 Y_{th} (K_{eq} - 1) dY + 2 Y_{th} [(K_{eq} - 1) Y_{th} + 1] \frac{dY}{Y - Y_{th}} + \frac{3 K_{eq} Y_{th} C}{Y - Y_{th}} dY = - C dt.$$

Из уравнения (15) следует, что $C|_{\tau_d \rightarrow \infty} \rightarrow 0$. В этом случае последним слагаемым в левой части уравнения можно пренебречь. Интегрирование от Y_0 до Y_d^∞ в левой части и от 0 до τ_d в правой части с учетом того, что $\Pi(Y_d^\infty - Y_0) = -C\tau_d$, позволяет получить для горизонтальных асимптот следующее уравнение:

$$(\Pi - 1 + 3 Y_{th})(Y_0 - Y_d^\infty) - 3 Y_{th} (1 - Y_{th}) \ln \frac{Y_0 - Y_{th}}{Y_d^\infty - Y_{th}} = 0. \tag{16}$$

Уравнение (16), которое в несколько ином виде получено также в [36, 38], определяет положение горизонтальных асимптот кривых на рис.2 при различных Π . Из этого трансцендентного уравнения следует, что при равенстве усиления и потерь ($\Pi = 1$) энергия из активной среды не извлекается ($Y_d^\infty = Y_0$), а при $\Pi \rightarrow \infty$ значение асимптоты равно пороговому значению доли синглетного кислорода ($Y_d^\infty = Y_{th}$). Заметим, что уже для $\tau_d \geq 5$ и $\Pi \geq 4$ можно принять $Y_d^\infty = Y_{th}$. Это означает, что доля потерь синглетного кислорода в резонаторе для этих режимов незначительна.

Нижняя сплошная кривая на рис.2 представляет собой зависимость $Y_d(\tau_d)$, полученную в приближении сильного поля. Принимая $C \rightarrow \infty$, уравнение (14) можно преобразовать к виду

$$\frac{dY}{d\tau} = - \frac{Y - Y_{th}}{3 K_{eq} Y_{th}}.$$

Интегрирование этого уравнения с начальным условием $Y|_{\tau=0} = Y_0$ позволяет получить выражение для расчета Y_d в аналитическом виде [37]:

$$Y_d = (Y_0 - Y_{th}) \exp\left(-\frac{\tau_d}{3 K_{eq} Y_{th}}\right) + Y_{th}. \tag{17}$$

Таким образом, упрощенная двухуровневая модель генерации для непрерывного КИЛ позволяет ввести два безразмерных критерия подобия, τ_d и Π , имеющих ясный физический смысл. В них входят измеряемые в экспериментах величины: концентрация атомов иода $[I]_0$; размер области, занятой излучением на зеркале, в направлении потока d ; скорость газа u ; длина усиления L ; суммарный коэффициент пропускания зеркал t_r и коэффициент нерезонансных потерь α . Несложные расчеты позволяют уже на стадии проектирования оценивать энергетическую эффективность создаваемого лазера по заданным значениям степени утилизации хлора U , доли синглетного кислорода Y_0 в потоке на входе в резонатор и доли лучистой энергии, выводимой из резонатора η_{extr} . Кроме того, упрощенная модель дает соотношения для расчета предельного энергосъема с объема активной среды при $\tau_d \rightarrow \infty$ для любого Π (уравнение (16)), и при $\Pi \rightarrow \infty$ для любого τ_d (уравнение (17)).

Упрощенная модель не учитывает потери электронной энергии при диссоциации молекулярного иода и релаксации. Выделяющаяся в релаксационных процессах энергия вызывает повышение температуры в потоке, что негативно сказывается на эффективности извлечения энергии из активной среды. На рис.3 приведены зависимости изменения доли синглетного кислорода на выходе резонатора Y_d от параметра τ_d при различных температурах. Начальная доля синглетного кислорода и превышение усиления над потерями были приняты следующими: $Y_0 = 0.6$ и $\Pi = 3$. Положение горизонтальных асимптот кривых на рис.3 в этом случае также определяется уравнением (16). Менее эффективное извлечение энергии из активной среды при более высоких температурах согласно упрощенной модели полностью определяется смещением влево равновесия реакции (1) с ростом T . Так, например, при $\tau_d = 5$ увеличение температуры с 300 до 400 К приводит к снижению эффективности извлечения энергии из активной среды приблизительно на 7%.

Двухуровневая модель генерации КИЛ предсказывает монотонный рост эффективности извлечения энергии из активной среды при стремлении критериев подобия к предельному значению $Y_0 - Y_{th}$. С другой стороны, с увеличением критериев подобия растут потери энергии в релаксационных процессах, что не учитывается в выбранной упрощенной модели. В действительности эффективность извлечения энергии из активной среды с ростом τ_d и Π сначала достигает максимума, а затем снижается.

Интервалы оптимальных значений τ_d и Π , в которых достигается высокая эффективность преобразования химической энергии в лазерную, лежат вблизи значений этих критериев, соответствующих максимуму.

Учет релаксационных процессов неизбежно приводит к усложнению модели, при этом энергетическую эффективность уже не удастся представить в виде функции от τ_d и Π . В [11] экспериментально достигнута энергетическая эффективность, близкая к предельной ($\eta = 40\%$), полученной расчетным путем на основе двухуровневой модели. Результаты этой работы свидетельствуют о существовании режимов, в которых потери энергии в релаксационных процессах незначительны. Следовательно, упрощенная модель генерации может быть использована для расчетов выходных характеристик непрерывного КИЛ в случаях, когда потери энергии в процессах релаксации и смешения удастся свести к минимуму.

Интервалы значений критериев подобия, соответствующие максимальному энергопотреблению с активной среды, можно найти на основе сравнительного анализа расчетных и экспериментальных данных. Данные, полученные на основе упрощенной модели генерации, показывают, что при $\tau_d \geq 5$ и $\Pi \geq 4$ эффективность извлечения энергии из активной среды близка к предельной величине $Y_0 - Y_{th}$. Выбранная модель позволяет определить только нижние границы интервалов критериев подобия, верхние их границы могут быть установлены на основе анализа выходных характеристик КИЛ, представленных в ряде экспериментальных работ.

В табл.1 приведены параметры лазеров из экспериментальных работ, в которых была достигнута высокая химическая эффективность [11–16]. Дополнительные сведения, относящиеся к этим экспериментам, имеются также в [17–22]. Из всех упомянутых в настоящей работе литературных источников были выбраны только те, в которых имелись необходимые для анализа данные. Некоторые недостающие параметры были непосредственно предоставлены авторами указанных работ. В работе [16] доля синглетного кислорода на входе в резонатор Y_0 не измерялась. Здесь она принята равной 0.6 – типичному значению для КИЛ с химическим генератором синглетного кислорода.

Важной характеристикой, фигурирующей в выбранной модели и оказывающей большое влияние на результаты экспериментов и расчетов, является концентрация атомов иода. В условиях эксперимента она не равна удвоенной концентрации молекул иода, поскольку он диссоциирует неполностью. Степень диссоциации $F_{I_2} = G_{I_0} \times (2G_{I_2})^{-1}$ обычно составляет 50%–80% (G_{I_0} , G_{I_2} – расход атомарного иода на входе в резонатор и полный расход молекулярного иода соответственно). Наиболее точно концентрацию атомов иода в потоке можно определить, если известно значение коэффициента усиления. В этом случае она может быть найдена с помощью следующего соотношения [18]:

$$[I]_0 = \frac{2g}{\sigma} \frac{K_{eq} - 1}{2K_{eq} + 1} \frac{Y_0 + 1/(K_{eq} - 1)}{Y_0 - Y_{th}}$$

По этой формуле определялась концентрация атомарного иода в условиях работ [11–13], в которых были проведены прямые измерения коэффициента усиления. Концентрация атомов $[I]_0$ в [14] была такой же, как и в работе [22] этих же авторов. Для работ [15, 16] концентрация атомарного иода была рассчитана с учетом приведенных в этих статьях данных о соотношении расходов молекулярного иода и кислорода в предположении, что степень диссоциации молекулярного иода составляет 0.8 для инжектора иода грабельного типа [15] и 0.6 для эжекторной системы смешения [16].

На основе параметров, приведенных в табл.1, определены критерии подобия τ_d и Π , а также расчетные значения энергетической эффективности η_{cal} , полученные в результате решения системы уравнений (14) и (15) с использованием (5). Значения τ_d и Π , представленные в табл.2, найдены с точностью $\sim 20\%$ из-за погрешностей при измерениях концентрации атомарного иода и температуры газа. Как видно из табл.2, расчетные значения энергетической эффективности выше экспериментальных значений η_{exp} в среднем на 6%. Это обусловлено тем, что в расчетах не учитывались потери энергии в процессах диссоциации I_2 и релаксации.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает, что доля потерь синглетного кислорода ΔY_{loss} в выбранных нами для анализа экспериментах со-

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

U	Y_0	$[I]_0$ (см ⁻³)	T (К)	P_{res} (Тор)	u (см/с)	L (см)	d (см)	t_r	α	η_{extr}	η_{exp} (%)	Работа
0.94	0.68	7.5×10^{14}	280 ¹⁾	2.3 ¹⁾	4.2×10^4	5.0	3.6 ¹⁾	0.007 ¹⁾	0.0006 ¹⁾	0.92	39.6	[11]
0.90	0.70	4.1×10^{14}	268	3.0 ²⁾	3.1×10^4	7.5	5.0 ²⁾	0.016	0.0018	0.90	32.9	[12]
0.95	0.60	7.0×10^{14}	220	1.8	6.4×10^4	37.0	6.0	0.1	0.01	0.91	31.5	[13]
0.99 ³⁾	0.65 ³⁾	0.5×10^{14}	350 ³⁾	0.25	0.7×10^4	100.0	7.0	0.01	0.001 ³⁾	0.91	30.0	[14]
0.92	0.60	6.2×10^{14}	360	1.3	3.2×10^4	10.0	4.5	0.013	0.0013	0.91	29.0	[15]
0.93	0.60	14.4×10^{14}	220 ⁴⁾	7.1	4.5×10^4	5.0	4.5	0.037	0.0037 ⁴⁾	0.91	25.6	[16]

¹⁾ Б.Д.Бармашенко (частное сообщение), ²⁾ М.Эндо (частное сообщение), ³⁾ Н.Н.Юрышев (частное сообщение), ⁴⁾ М.В.Загидуллин (частное сообщение).

Табл.2. Параметры, характеризующие режим работы высокоэффективных КИЛ, полученные расчетным путем.

Y_{th}	Y_d^∞	Y_d	τ_d	Π	η_{cal} (%)	$\Delta\eta$ (%)	η_{I_2}	F_{I_2}	ΔY_{diss}	ΔY_{relax}	ΔY_{loss}	Работа
0.14	0.14	0.17	5.0	7.7	43.6	4.0	0.027	0.48	0.04	0.01	0.05	[11]
0.13	0.15	0.25	5.1	2.7	35.3	2.4	0.014	0.64	0.03	0.00	0.03	[12]
0.10	0.10	0.14	5.1	4.1	37.6	6.1	0.025	0.74	0.06	0.01	0.07	[13]
0.17	0.18	0.26	3.9	6.3	36.4	6.4	0.004	0.80	0.01	0.06	0.07	[14]
0.18	0.18	0.22	6.8	5.9	32.2	3.2	0.017	0.80	0.04	0	0.04	[15]
0.10	0.10	0.14	11.2	3.1	39.2	13.6	0.029	0.60	0.05	0.11	0.16	[16]

ставляет от 3% до 16% (см. табл.2). При этом, поскольку на диссоциацию одной молекулы иода затрачиваются три молекулы синглетного кислорода [34], доля молекул $O_2(^1\Delta)$, которая расходуется на диссоциацию иода, может быть определена из соотношения $\Delta Y_{diss} = 3\eta_{I_2} F_{I_2}$, где $\eta_{I_2} = G_{I_2}/G_{O_2}$ – относительное начальное содержание I_2 в газовом потоке. Из приведенных в табл. 2 значений ΔY_{diss} следует, что доля молекул синглетного кислорода, затраченных на диссоциацию, составляет до 6%. Оставшуюся часть потерь $\Delta Y_{relax} = \Delta Y_{loss} - \Delta Y_{diss}$ можно отнести к потерям энергии при релаксации возбужденных атомов $I(^2P_{1/2})$ на молекулах H_2O , I_2 и $O_2(^1\Delta)$ [33, 34]. Так, например, в [11] затраты на диссоциацию составляют 4%, а на релаксацию – 1%. При этом для рассмотренных экспериментальных работ, за исключением [16], доля потерь синглетного кислорода в релаксационных процессах не превышает нескольких процентов. Следует также отметить, что при работе в сверхзвуковом режиме основной вклад в общую долю потерь синглетного кислорода вносят потери на диссоциацию, а в дозвуковом режиме – на релаксацию. Это связано с тем, что оптимальное относительное содержание I_2 в сверхзвуковом потоке выше, чем в дозвуковом.

Двухуровневая модель предсказывает, что при $\tau_d < 5$ и $\Pi < 4$ доля синглетного кислорода, который выносится вместе с потоком из резонатора, $\Delta Y_{out} = Y_d - Y_{th}$ достаточно высока. Так, в работе [12] превышение невелико, $\Pi = 2.7$ (см. табл.2), и, как следствие, велики потери «на вынос»: $\Delta Y_{out} = 12\%$. Эти потери составляют значительную часть ($\Delta Y_{out} = 9\%$) и в работе [14], где критерий подобия $\tau_d = 3.9$ имеет неоптимальное значение. Но природа указанных потерь в [12] и [14] различна: в первом случае активная среда характеризуется малыми коэффициентами усиления, а во втором – небольшая длина резонатора по потоку не позволяет обеспечить эффективное извлечение энергии из активной среды. В работах [11, 13, 15], где $\tau_d > 5$ и $\Pi > 4$, доля синглетного кислорода, который выносится из резонатора, не превышает нескольких процентов. В [16] энергетическая эффективность относительно низкая (25.6%), что при $\tau_d = 11.2$ и $\Pi = 3.1$ обусловлено преимущественно потерями в релаксационных процессах $\Delta Y_{relax} = 0.11$.

Анализ данных, представленных в табл.1 и 2, показывает, что для работ, в которых сообщается о достижении энергетической эффективности $\eta_{exp} \geq 30\%$, имеем безразмерные критерии подобия $\tau_d = 5-7$ и $\Pi = 3-8$. При этом, если в расчетное значение начальной доли синглетного кислорода Y_0 вводится поправка на величину его потерь в процессе диссоциации ΔY_{diss} , расхождение между расчетным и экспериментальными значениями энергетической эффективности снижается и не превышает нескольких процентов. В этом случае $\Delta \eta = \eta_{cal} - \eta_{exp}$ соответствует только потерям на релаксацию. Следовательно, упрощенная двухуровневая модель позволяет с удовлетворительной точностью прогнозировать выходные характеристики непрерывного КИЛ при $\tau_d \leq 7$. Последнее справедливо, если вносится поправка, учитывающая потери на диссоциацию молекулярного иода.

Обобщая расчетные и экспериментальные результаты, можно заключить, что эффективное извлечение энергии из активной среды химического КИЛ достигается при $\tau_d = 5-7$ и $\Pi = 4-8$. Здесь нижние границы интервалов соответствуют величинам, полученным расчетным путем. Верхние границы определены на основе экспери-

ментальных данных, приведенных в работах, где достигалась высокая энергетическая эффективность. В качестве правой границы интервала для первого критерия выбрано $\tau_d = 7$, что близко к значению, реализованному в работе [15], где химическая эффективность составила $\sim 30\%$.

Таким образом, двухуровневая модель, предложенная для описания генерации непрерывного КИЛ [35–39], позволяет ввести безразмерные критерии подобия, имеющие ясный физический смысл, в которые входят измеряемые в экспериментах параметры. Критерий $\tau_d = k_f [I]_0 d / u$ определяется отношением времени пребывания газового потока в зоне генерации к характерному времени извлечения энергии синглетного кислорода. Критерий $\Pi = 2\sigma [I]_0 L / (t_r + \alpha)$ выражает превышение усиления над потерями. Упрощенная модель позволяет оценивать энергетическую эффективность создаваемого лазера уже на стадии проектирования при $\tau_d \leq 7$ и предоставляет соотношения для расчета предельно возможного энергоудельного с объема активной среды при $\tau_d \rightarrow \infty$ для любого Π (16) и при $\Pi \rightarrow \infty$ для любого τ_d (17).

Анализ расчетных и экспериментальных результатов показывает, что эффективное извлечение энергии из активной среды химического КИЛ достигается при $\tau_d = 5-7$, $\Pi = 4-8$. При меньших τ_d и Π значительная часть энергии выносится из резонатора с газовым потоком, а при больших значениях этих параметров существенными становятся релаксационные потери в активной среде и нерезонансные потери на зеркалах. При больших временах пребывания в резонаторе возрастают также потери, связанные с тепловыделением. Рост температуры приводит к смещению равновесия реакции (1) влево и к снижению эффективности извлечения энергии из активной среды. Двухуровневая модель генерации может быть использована для оценок выходных параметров КИЛ, если потери энергии в процессах смешения и релаксации незначительны.

Упрощенная модель также может быть использована в расчетах выходных характеристик непрерывного КИЛ с электроразрядным генератором синглетного кислорода [23–26], поскольку критерии подобия τ_d и Π включают в себя параметры, общие для лазеров обоих типов. В этом случае энергетическая эффективность определяется выражением (5), в котором множитель U принимается равным единице.

Авторы выражают признательность Б.Д.Бармашенко (Университет им. Д. Бен-Гуриона, Израиль), М.Эндо (Токийский университет, Япония), Н.Н.Юрышеву (ФИАН, Москва) и М.В.Загидуллину (СФ ФИАН, Самара) за предоставление дополнительных данных.

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

1. Brami-Rosilio I., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *Appl. Phys. B*, **108**, 615 (2012).
2. McDermott W.E., Stephens J.C., Vetrovec J., Dickerson R.A. *AIAA 97-2385, 28th Plasmadynamics and Lasers Conf.* (Atlanta, GA, 1997).
3. Азязов В.Н., Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. *Квантовая электроника*, **22**, 443 (1995).
4. Rybalkin V., Katz A., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3838 (2003).
5. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. *Квантовая электроника*, **35**, 907 (2005).
6. Адаменков А.А., Бакшин В.В., Богачев А.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 601 (2007).

7. Truesdell K.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6346**, 63461L (2007).
8. Xu M., Sang F., et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **47**, 8446 (2008).
9. Rajesh R., Singhal G., Mainuddin, Tyagi R.K., Dawar A.L. *Opt. & Laser Technol.*, **42**, 580 (2010).
10. Mikheyev P.A., Zagidullin M.V., Azyazov V.N. *Appl. Phys. B*, **101**, 7 (2010).
11. Rybalkin V., Katz A., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5851 (2004).
12. Endo M., Osaka T., Takeda S. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2983 (2004).
13. Бореjšо А.С., Баркан А.Б., Васильев Д.Н., Евдокимов И.М., Савин А.В. *Квантовая электроника*, **35**, 495 (2005).
14. Вагин Н.П., Карапетян Д.Г., Коношенко А.Ф., Крюков П.Г., Пазюк В.С., Томашов В.Н., Юрьшев Н.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 4, 6 (1989).
15. Antonov I.O., Azyazov V.N., Mezhenin A.V., Popkov G.N., Ufimtsev N.I. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 051115 (2006).
16. Nikolaev V.D., Svistun M.I., Zagidullin M.V., Hager G.D. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 231102 (2005).
17. Rybalkin V., Katz A., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *J. Appl. Phys.*, **98**, 023106 (2005).
18. Waichman K., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *J. Chem. Phys.*, **133**, 084301 (2010).
19. Endo M., Masuda T., Uchiyama T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 71 (2006).
20. Endo M., Masuda T., Uchiyama T. *AIAA J.*, **45**, 90 (2007).
21. Бореjšо А.С., Мальков В.М., Савин А.В., Васильев Д.Н., Евдокимов И.М., и др. *Квантовая электроника*, **33**, 307 (2003).
22. Konoshenko A.F., Kryukov P.G., Nurligareev D.Kh., Pazyuk V.S., Tomashov V.N., Yuryshv N.N., Vagin N.P., in *Proc. of the First International Workshop on Iodine Laser and Applications* (Bechynê: Inst. of Phys. CAS, 1986, p. 253).
23. Woodard B.S., Benavides G.F., Zimmerman J.W., Carroll D.L., Palla A.D., Day M.T., et al. *Opt. Lett.*, **35**, 1611 (2010).
24. Woodard B.S., Zimmerman J.W., Benavides G.F., Carroll D.L., Verdeyen J.T., Palla A.D., Field T.H., Solomon W.C., Lee S., Rawlins W.T., Davis S.J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 025208 (2010).
25. Zimmerman J.W., Benavides G.F., Palla A.D., Woodard B.S., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 021109 (2009).
26. Benavides G.F., Zimmerman J.W., Woodard B.S., Carroll D.L., Verdeyen J.T., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 041116 (2008).
27. Palla A.D., Carroll D.L., Solomon W.C. *AIAA 2011-4006, 42nd Plasmadynamics and Lasers Conf.* (Honolulu, Hawaii, 2011).
28. Carroll D.L. *AIAA J.*, **34**, 338 (1996).
29. Yang T.T., Copeland D.A., Bauer A.H., Qaun V., McDermott W.E., Cover R.A., Smith D.M. *AIAA 97-2384, 28th Plasmadynamics and Lasers Conf.* (Atlanta, GA, 1997).
30. Paschkewitz J., Shang J., Miller J., Madden T. *AIAA 2000-2574, 31st Plasmadynamics and Lasers Conf.* (Denver, CO, 2000).
31. Madden T.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6346**, 634620 (2006).
32. Waichman K., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *J. Appl. Phys.*, **106**, 063108 (2009).
33. Азызов В.Н. *Квантовая электроника*, **39**, 989 (2009).
34. Azyazov V.N., Pichugin S.Yu., Heaven M.C. *J. Chem. Phys.*, **130**, 104306 (2009).
35. Hager G.D., Helms C.A., Truesdell K.A., Plummer D., Erkkila J., Growell P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1525 (1996).
36. Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *Appl. Opt.*, **35**, 7091 (1996).
37. Barmashenko B.D., Furman D., Rosenwaks S. *Appl. Opt.*, **37**, 5697 (1998).
38. Загидуллин М.В., Игошин В.И., Катулин В.А., Куприянов Н.Л. *Препринт ФИАН № 271* (М., 1982).
39. Загидуллин М.В., Николаев В.Д. *Квантовая электроника*, **24**, 423 (1997).
40. Юрьшев Н.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 583 (1996).
41. Лосев С.А. *Газодинамические лазеры* (М.: Наука, 1977).