

Сверхвысокое усиление по энергии в малых объемах активной среды лазера на автоволновой фотонно-разветвленной цепной реакции

В.И.Игошин, Р.Р.Летфуллин

Продемонстрирована возможность инициирования автоволновой фотонно-разветвленной цепной реакции (ФРЦР) в первоначально малом фокальном объеме активной среды лазера ($H_2-F_2-O_2-He$ – частицы Al) внешним, сфокусированным линзой ИК излучением. Показано, что ФРЦР может самостоятельно распространиться на весь объем активной среды лазера с неустойчивым телескопическим резонатором в виде самоподдерживающихся цилиндрических зон фотонного разветвления. Иницируемая в фокусе линзы автоволновая лазерохимическая реакция обеспечивает резкое понижение необходимой начальной энергии входного импульса до ~ 0.01 мкДж и тем самым дает возможность реализовать гигантский коэффициент усиления по энергии $\sim 10^{11}$. Обнаруженное сверхвысокое усиление позволяет использовать в качестве задающего генератора небольшой субмикроджоульный лазер.

Ключевые слова: импульсный химический лазер, фотонно-разветвленная цепная реакция.

Введение

Все созданные к настоящему времени импульсные химические лазеры обладают общим недостатком – необходимостью иметь внешний источник энергии для инициирования реакции. В идеале же химический лазер должен быть автономным источником когерентного излучения.

В импульсных химических лазерах используется метастабильная смесь реагентов, которая выводится из состояния равновесия внешним иницирующим воздействием. Энергия такого внешнего источника, к сожалению, сравнима с энергией выходного лазерного излучения, что ограничивает возможность масштабирования лазера. Создание импульсных химических лазеров, работающих без внешних источников энергии, т. е. автономных химических лазеров импульсного действия, могло бы радикально улучшить весогабаритные характеристики таких лазеров по сравнению с существующими системами.

Решение этой проблемы для импульсного химического HF-лазера может быть найдено при использовании фотонно-разветвленной цепной реакции (ФРЦР) фтора с водородом в двухфазной активной среде [1], т. е. среде, содержащей рабочий газ и ультрадисперсные пассивированные частицы металла. Последние испаряются под действием внешнего лазерного излучения, что приводит к появлению свободных атомов металла и поджигу ФРЦР. Эта идея подтверждается численными расчетами и первыми экспериментами. В недавних экспериментах [2] была продемонстрирована стабильность фтороводородной смеси с инжектированным в нее тонкодисперсным компонентом (частицы алюминия с радиусом $r_0 = 0.2 - 1$ мкм и концентрацией $N_0 \sim 10^5$ см $^{-3}$) к самопроизвольному воспламенению и показана возможность

инициирования цепной реакции за счет испарения частиц под действием ИК излучения. На основе развитых кинетических моделей и волновой оптики лазера были рассчитаны как генераторы, так и усилители на ФРЦР [3–6]. Другие подходы к созданию лазеров на ФРЦР и история вопроса отражены в [7].

Фотонно-разветвленная реакция, сопровождающаяся выделением энергии, способна при определенных начальных условиях к самораспространению вдоль выделенного направления. Это свойство позволило предложить [3] и численно обосновать [4] новый динамический режим усиления лазерного излучения в многопроходной оптической схеме. В [4] показано, что лазерохимическая реакция иницируется входным импульсом в узкой приосевой цилиндрической зоне, а затем развивается самостоятельно во всем объеме в автоволновом режиме. Самоподдерживающиеся цилиндрические зоны фотонного разветвления, формируемые многопроходным неустойчивым телескопическим резонатором, можно рассматривать как усилительные каскады, вложенные друг в друга. В таком автоволновом режиме достигается существенно более высокое ($\sim 10^3$) усиление энергии импульса по сравнению с однопроходным усилителем (не более 10). При этом в данной схеме отсутствует опасность самовозбуждения лазера даже при столь больших коэффициентах усиления, поскольку среда заранее не инвертирована и энергия запасена в форме свободной энергии реагентов, а не на рабочих лазерных переходах.

Возможности повышения коэффициента усиления по энергии $k_{amp} = E_{out}/E_{in}$ (где E_{in} и E_{out} – энергии входного и выходного импульсов соответственно) в автоволновом режиме усиления далеко не исчерпаны. В [5] была численно обнаружена возможность достижения сверхвысоких коэффициентов усиления $\sim 10^9$ за счет фокусировки входной волны при ее дифракции на отверстиях связи с задающим генератором. Однако дифракционная фокусировка излучения не дает сильного сжатия поля, как это наблюдается при использовании, например, классических рефракционных элементов типа линз, призм и т. п.

Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, Ново-Садовая ул., 221

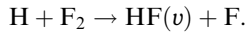
Поступила в редакцию 3 апреля 2000 г.

Плотность энергии излучения в фокальной точке сферической линзы может в тысячи раз превышать интенсивность начальной падающей волны, в то время как за счет дифракционной фокусировки и усиливающих свойств активной среды лазера теоретически достигается возрастание интенсивности в области фокуса всего лишь в 7–10 раз.

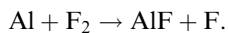
В настоящей работе для минимизации энергии входного импульса и достижения как можно более высоких коэффициентов усиления по энергии предлагается инициировать автоволновую ФРЦР в малом фокальном объеме активной среды входным излучением, сфокусированным традиционной линзой. Выполнена также численная оптимизация параметров активной двухфазной среды, характеристик фокусируемого внешнего сигнала и геометрических размеров неустойчивого телескопического резонатора с целью достижения предельно высоких коэффициентов усиления по энергии в импульсных HF-лазерных системах относительно небольших размеров, работающих в автономном режиме.

1. Кинетика и волновая оптика лазера-усилителя на ФРЦР

Инициирование ФРЦР в активной среде HF-лазера-усилителя с предварительно диспергированными в ней пассивированными (за счет образования окисной пленки) частицами Al протекает по механизму, описанному в [1]:



Активные центры образуются в результате быстрой реакции молекулы фтора с атомом алюминия, испаряющимся с поверхности мелкодисперсной частицы под действием внешнего ИК излучения:



Характерное время этой реакции составляет не более 10^{-9} с при концентрации $n_{F_2} \geq 10^{19}$ см $^{-3}$. Решение уравнений химической кинетики ищется в приближении квазистационарности концентраций F и H [7]. В этом случае для суммарной концентрации активных центров $n_a = n_F + n_H$ имеем

$$\frac{dn_a}{dt} = 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} \frac{\rho_0 N_0}{M_{Al}} + \sum_i W_i^a, \quad (2)$$

где r_0 , ρ_0 – радиус и плотность частицы Al; M_{Al} – молярная масса алюминия. Первое слагаемое в уравнении (2) учитывает зарождение активных центров цепи за счет взаимодействия молекул F_2 с испаренными атомами Al. Второе слагаемое описывает изменение концентрации активных центров при диссоциации молекул и обрыве цепи в тройных столкновениях.

Процессы колебательного возбуждения молекул HF(v) и их тушение описываются в рамках эквивалентной двухуровневой схемы [7]. В этой схеме вместо множества колебательных уровней молекулы HF(v) вводятся два уровня – верхний и нижний с населенностями n_u и n_l , причем мощность излучения на лазерном переходе $(u, j-1) \rightarrow (l, j)$ совпадает с суммарной мощностью, излученной на

всех колебательных переходах (j – вращательное квантовое число). Уравнения для населенностей n_u и n_l имеют вид

$$\frac{dn_u}{dt} = W_u - \frac{P_L}{\hbar w_{ul}} - G_{VT}^{HF-M} - G_{VV}^{HF-H_2}, \quad (3)$$

$$\frac{dn_l}{dt} = \frac{P_L}{\hbar w_{ul}} + G_{VT}^{HF-M} + G_{VV}^{HF-H_2}, \quad (4)$$

где

$$W_u = k_1 \frac{\mu n_a}{\mu + 1} n_{H_2} + k_2 \frac{n_a}{\mu + 1} n_{F_2}$$

– скорость накачки лазерной молекулы на верхний уровень; k_1 и k_2 – константы скорости реакций (1); $\mu = k_2 n_{F_2} / k_1 n_{H_2}$; G_{VT}^{HF-M} и $G_{VV}^{HF-H_2}$ – скорости колебательно-поступательной и колебательно-колебательной релаксации; P_L – объемная плотность мощности генерируемого излучения; $\hbar w_{ul}$ – энергия кванта в двухуровневой схеме [7].

Для P_L на переходе $(u, j-1) \rightarrow (l, j)$ двухуровневая модель дает следующее выражение:

$$P_L = \hbar w_{ul} \frac{2j+1}{4j} \left(\frac{n_u}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_l}{M_j\tau} \right), \quad (5)$$

где

$$M_j = \frac{T/Q}{2j+1} \exp \left[\frac{Q_j(j+1)}{T} \right] - 1;$$

T – температура газовой среды; Q_j – характеристическая вращательная температура молекулы HF; τ – характерное время вращательной релаксации в модели вращательного резервуара [7] для данного j . Объемная плотность мощности P_L может быть выражена через насыщенный коэффициент усиления активной среды лазера-усилителя $g(t) = g(z/c)$ в виде $g(t)I(r)$, где интенсивность внутри резонатора $I(r)$ определяется медленно меняющимися комплексными амплитудам $\mathcal{E}^{\pm}(r, z)$ плоской и сферической волн [4–6], распространяющихся в противоположных направлениях:

$$I = \frac{1}{240\pi} |\mathcal{E}^+(r, z) + \mathcal{E}^-(r, z)|^2. \quad (6)$$

Здесь I имеет размерность Вт/см 2 , $\mathcal{E}^{\pm}(r, z)$ – В/см; r и z – поперечная и продольная координаты; c – скорость света. Комплексные амплитуды полей $\mathcal{E}^{\pm}(r, z)$ подчиняются записанному в параболическом приближении волновому уравнению

$$2i\hat{k}(\vec{n}) \frac{\partial \mathcal{E}^{\pm}(r, z)}{\partial z} - \Delta_{\perp} \mathcal{E}^{\pm}(r, z) = 0, \quad (7)$$

где $\hat{k}(\vec{n})$ – комплексное волновое число, учитывающее амплитудно-фазовую модуляцию электромагнитной волны на неоднородностях активной среды; \vec{n} – показатель преломления среды; Δ_{\perp} – поперечный лапласиан. Взаимообращение плоских и сферических волн в конфокальном неустойчивом телескопическом резонаторе, а также присутствие входного управляющего сигнала в области отверстия связи с задающим генератором учитываются начальными и граничными условиями на зеркалах [4–6].

Табл.1. Основные свойства и характеристики HF-лазера-усилителя на ФРЦР.

Наблюдаемые эффекты и свойства импульсного HF-лазера	Оптимальные параметры лазера	Выходные характеристики	Примечания
Автоволна нового типа – самоподдерживающиеся цилиндрические зоны фотонного разветвления	Смесь $H_2:F_2 = 1:2$	$E_{out} = 2292$ Дж, $E_{sp} = 300$ Дж/л, $P_{max} = 7.6 \cdot 10^{10}$ Вт	$\tau_a \sim 10^3$ с
Гигантское усиление лазерной энергии в условиях фокусировки входного сигнала	$r_0 = 0.09 - 0.4$ мкм, $N_0 = 10^9 - 10^7$ см $^{-3}$	$\tau^L \approx 800$ нс, $\tau_{1/2}^L = 100$ нс	$I_{th} = (1 - 3) \cdot 10^{10}$ Вт/см 2
Автономность (лазер инициируется субмикроджоульным входным сигналом от задающего генератора)	$E_{in} = 2.18 \cdot 10^{-8}$ Дж, $\tau_{in} = 250$ нс	$k_{amp} = 9.55 \cdot 10^{10}$	
Компактность	$N_p = 4, \beta = 2.41, d \leq 3$ мм	Выходное поле в ближней зоне имеет вид тора, в дальней зоне – гауссов профиль	

Примечания: τ_{in} – длительность инициирующего излучения; E_{out} и E_{sp} – полная и удельная энергии выходного импульса излучения; P_{max} – максимальная мощность генерации; τ^L – полная длительность выходного импульса; $\tau_{1/2}^L$ – длительность импульса по половине максимальной мощности; I_{th} – пороговая интенсивность оптического пробоя активной среды; τ_a – время жизни активной среды с заданными свойствами; β и N_p – коэффициент увеличения телескопического резонатора и число проходов луча в нем; d – диаметр входного отверстия.

Усиление в активной среде учитывается на каждом малом итерационном шаге h_z по z вдоль распространения электромагнитной волны следующим образом:

$$\mathcal{E}^\pm(z + h_z, r) = \mathcal{E}^\pm(z, r) \exp(gh_z/2). \quad (8)$$

Коэффициент усиления $g(z/c)$ определяется из совместного решения системы уравнений химической кинетики и системы уравнений для населенностей лазерных уровней.

2. Обсуждение результатов

Развитый нами волновой подход в описании импульсного химического HF-лазера-усилителя на ФРЦР и предложенная схема лазера с неустойчивым телескопическим резонатором позволили обнаружить интересные оптические эффекты в активной двухфазной среде лазера, а также новые свойства самого лазера (табл.1). В табл.1 приведены результаты численных расчетов, как выполненных нами ранее в [4–6, 8–10], так и полученных в настоящей работе. Резонатор лазерной установки, для которой проводились исследования, имел длину $L = 49.5$ см, диаметр первого зеркала $d_1 = 14$ см, диаметр второго сферического (фокусное расстояние $f = 53$ см) зеркала $d_2 = 5.98$ см. Предполагалось, что резонатор заполнен энергоемкой рабочей смесью $H_2:F_2:O_2:He = 166:334:40:210$ мм рт. ст., содержащей пассивированные тонкодисперсные частицы алюминия с радиусом $r_0 = 0.2$ мкм и концентрацией $N_0 = 1.3 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. На вход лазера-усилителя через центральное отверстие связи диаметром d на переднем зеркале резонатора подается сфокусированный ИК сигнал от внешнего лазерного источника с длиной волны $\lambda_{in} = 3.3$ мкм, совпадающей с длиной волны генерируемого излучения λ_g .

При фокусировке гауссова пучка его минимальный радиус в фокусе $r_f = \lambda/2\pi$, а линейный размер фокальной области с примерно одинаковой интенсивностью $2\Delta x = (4\pi/\lambda)r_f^2$ [11]. В силу этого минимальный возбуждаемый объем активной среды $V_{in}^{min} = 2\Delta x \pi r_f^2$ может быть доведен до $\sim 10^{-13}$ см 3 . Из физических соображений разумно ограничиться фокусировкой в объем, содержащий не менее 10 частиц, тогда при их концентрации $n \approx 10^8$ см $^{-3}$

минимальный объем $V_{in}^{min} \approx 10^{-7}$ см 3 , а радиус сфокусированного пучка $r_f = (\lambda V_{in}^{min}/4\pi^2)^{1/4} \approx 10$ мкм.

Эффективность механизма инициирования ФРЦР связана с тем, что дифракция сходящейся сферической волны на малом входном отверстии связи вносит существенные коррективы в фокусировку излучения. Следствием

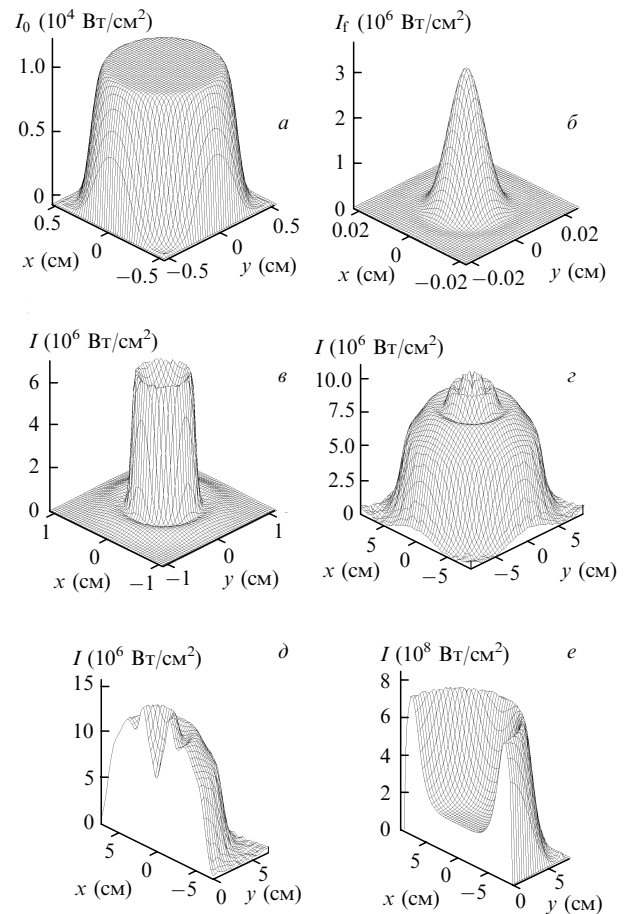


Рис.1. Пространственные распределения интенсивностей начальной плоской (а) и затем сфокусированной (б) входной волны, а также генерируемого излучения в 1-й (в), 2-й, 3-й и 4-й (г), 3-й и 4-й (д) и 4-й (е) цилиндрических зонах резонатора в разные моменты времени.

этого является то, что использование схемы линза + малая диафрагма, расположенная на пути сходящейся сферической волны, обеспечивает меньшую (близкую к дифракционной) расходимость излучения за фокусом по сравнению со случаем фокусировки отдельной линзой. При этом сечение пучка излучения в продольном направлении изменяется медленно и имеет перетяжку в области фокуса.

В наших расчетах полагалось, что плоская электромагнитная волна от внешнего ИК лазерного источника (рис.1,*a*) фокусируется линзой из NaCl (или KCl) в узкий пучок (рис.1,*b*), интенсивность которого в фокальном объеме $I_f = 3 \text{ МВт/см}^2$, а степень сжатия поля линзой $I_f/I_0 = 300$. Для определенности в расчетах принималось, что фокусировка инициирующего излучения происходит на малом расстоянии от входного зеркала резонатора (равном расстоянию, на котором открывается первая зона Френеля для заданного диаметра d входного отверстия связи) $z_f = d^2/4\lambda$. Число проходов луча в неустойчивом телескопическом резонаторе N_p можно представить в следующем виде:

$$N_p = \left[\frac{\ln(d_2/d)}{\ln(1+L/f)} + 2 \right].$$

Здесь квадратные скобки означают выделение целой части числа. Видно, что фокусирующие свойства линзы и ее положение связаны с параметрами резонатора, следовательно, задача ввода инициирующего излучения в резонатор через отверстие связи становится самосогласованной.

Диаметр входного отверстия связи с задающим генератором d в расчетах удовлетворял условию $d = 3d_f$ (где $d_f = 2r_f$). Входная энергия E_{in} , требуемая для инициирования ФРЦР в малом фокальном объеме, также зависела от d_f :

$$E_{in} = I_f \frac{\pi d_f^2}{4} \tau_{in}.$$

Длительность входного импульса τ_{in} подбиралась так, чтобы вложенной в фокальный объем $V_f \sim 10^{-7} \text{ см}^3$ энергии было достаточно для испарения частиц алюминия, необходимых для инициирования ФРЦР. Расчеты показали, что пороговая длительность импульса для задающего генератора при заданной интенсивности излучения в области фокуса составила 250 нс.

Интересно проследить за пространственно-временным поведением внутрирезонаторных полей в сделанных выше предположениях и обосновать возможность инициирования автоволновой ФРЦР в малой фокальной области активной среды лазера. Характерные стадии развития ФРЦР и формирования излучения внутри резонатора представлены на рис.1,*b-e*. В результате прогревания дисперсных частиц Al в фокальном объеме до температуры плавления за время $t = \tau_{in}$ с их поверхности начинают испаряться атомы алюминия, которые вступают в быструю реакцию с молекулами F_2 , что, в свою очередь, приводит к образованию свободных атомов F. Начинается цепная реакция (1), продуктом которой являются колебательно-возбужденные молекулы HF, и излучение в 1-й цилиндрической зоне усиливается. На рис.1,*b* показана структура установившегося поля, сформированная в процессе многократных отражений от зеркал в центральной (1-й) зоне резонатора.

Излучение из 1-й зоны самостоятельно поджигает смесь во всем объеме. В результате самораспространения ФРЦР происходит практически одновременное заполнение излучением 2-й, 3-й и 4-й цилиндрических зон резонатора (рис.1,*z*). При этом время формирования поля в 1-й зоне больше такового во 2-й–4-й зонах, поскольку через них проходит более интенсивное по сравнению с входным излучение.

Дальнейший процесс генерации лазера представлен на рис.1,*d, e*, из которых видно, что развитие автоволновой ФРЦР сопровождается образованием провала в профилях интенсивности излучения в центральных (1-й и 2-й) зонах. Это свидетельствует о том, что активная смесь в центральных зонах постепенно выгорает и утрачивает свои усиливающие свойства. И наконец, в 4-й зоне интенсивное усиленное излучение заполняет весь кольцевой объем резонатора. Пространственный профиль этого излучения показан на рис.1,*e*. Таким образом, в волновом приближении продемонстрирована возможность инициирования автоволновой ФРЦР в первоначально малом фокальном объеме активной среды лазера внешним сфокусированным ИК излучением. Затем ФРЦР может самостоятельно распространиться на весь объем активной среды лазера в виде самоподдерживающихся цилиндрических зон фотонного разветвления, формируемых в неустойчивом телескопическом резонаторе.

Результаты численных расчетов выходных энергетических характеристик рассматриваемого лазера-усилителя, полученные для различных диаметров фокального пятна при постоянной степени сжатия поля $I_f/I_0 = 300$, приведены в табл.2 и на рис.2. В этих расчетах диаметр фокального объема d_f варьировался в пределах 0.015–0.67 мм.

Из табл.2 видно, что выходная энергия лазера E_{out} и его максимальная мощность генерации P_{max} при изменении d_f испытывают небольшие осцилляции: $E_{out} \sim 2075 - 2268 \text{ Дж}$ и $P_{max} \sim (6 - 7.5) \cdot 10^{10} \text{ Вт}$. Эти осцилляции обусловлены, во-первых, влиянием краевых дифракционных эффектов входного поля на отверстия. Во-вторых, с увеличением d растут потери энергии генерируемого излучения непосредственно на отверстиях при каждом акте отражения от входного зеркала резонатора. При максимальном диаметре $d \approx 2 \text{ мм}$ ($d_f = 0.67 \text{ мм}$) потери энергии на отверстиях становятся значительными, что

Табл.2. Выходные характеристики лазера-усилителя с четырехпроходным неустойчивым телескопическим резонатором, заполненным рабочей смесью $H_2:F_2:O_2:He = 166:334:40:210 \text{ мм рт. ст.}$ с мелкодисперсными частицами алюминия ($r_0 = 0.2 \text{ мкм}$, $N_0 = 1.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$), инициируемого сфокусированным импульсом ИК излучения ($\tau_{in} = 250 \text{ нс}$, $I_0 = 3 \text{ МВт/см}^2$) в фокальном объеме диаметром d_f . Степень сжатия поля в фокусе I_f/I_0 принималась равной ~ 300 .

d_f (мм)	E_{in} (Дж)	E_{out} (Дж)	E_{sp} (Дж)	τ^L (нс)	k_{amp}	P_{max} (10^{10} Вт)
+0.015	$2.182 \cdot 10^{-8}$	2082.9	273.35	892.64	$9.55 \cdot 10^{10}$	6.869
0.03	$8.727 \cdot 10^{-8}$	2268.3	297.68	882.76	$2.6 \cdot 10^{10}$	7.486
0.05	$1.963 \cdot 10^{-7}$	2160.0	283.0	884.0	$1.1 \cdot 10^{10}$	7.124
0.1	$7.854 \cdot 10^{-7}$	2173.16	285.2	886.1	$2.77 \cdot 10^9$	7.17
0.2	$3.142 \cdot 10^{-6}$	2176.57	285.64	882.76	$6.93 \cdot 10^8$	7.18
0.33	$8.727 \cdot 10^{-6}$	2121.02	278.35	882.96	$2.43 \cdot 10^8$	6.97
0.53	$2.234 \cdot 10^{-5}$	2210.11	290.0	858.0	$9.89 \cdot 10^7$	7.3
0.67	$3.49 \cdot 10^{-5}$	2075.16	272.33	850.0	$5.94 \cdot 10^7$	6.865

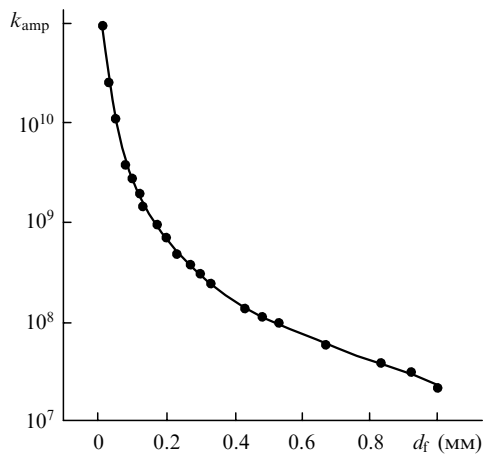


Рис.2. Расчетные зависимости коэффициента усиления по энергии k_{amp} от диаметра сфокусированного входного излучения d_f для рабочей смеси лазера $H_2:F_2:O_2:He = 166:334:40:210$ мм рт. ст. с тонкодисперсными частицами алюминия радиусом $r_0 = 0.2$ мкм при концентрации $N_0 = 1.3 \cdot 10^8$ см⁻³.

приводит к резкому спаду выходной энергии E_{out} до ~ 1700 Дж. Естественно, что мощность генерации также падает.

Сильная экспоненциальная зависимость от условий фокусировки наблюдается для коэффициента усиления по энергии k_{amp} (см. рис.2). Острая фокусировка входного сигнала обеспечивает минимизацию первоначально возбуждаемого объема активной среды лазера V_{in} и, соответственно, сильное снижение (до долей микроджоуля) энергии входного импульса, необходимой для инициирования генерации (см. табл.2). Следовательно, за счет фокусировки входного сигнала, а также автоволнового режима распространения ФРЦР в объеме лазера достигается предельно высокий коэффициент усиления по энергии $k_{amp} \approx 10^{11}$.

Гигантское усиление по энергии резко снижает требования к энергии иницирующего излучения E_{in} до 10^{-8} Дж (см. табл.2). Этот результат примечателен тем, что он позволяет использовать в качестве задающего генератора небольшой субмикроджоульный лазер. Таким образом, можно создать автономный импульсный химический HF-лазер-усилитель, для иницирования которого требуется малая подводимая дополнительная энергия.

Автоволновой режим генерации в условиях фокусировки входного сигнала и гигантское усиление лазерной энергии позволяют получать когерентное излучение с

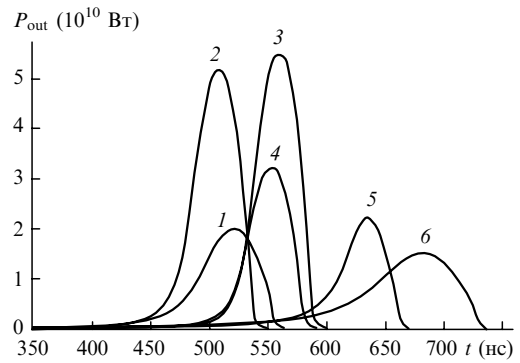


Рис.3. Временные зависимости выходной мощности P_{out} лазера-усилителя, полученные при $L = 26.4$ см, $p = 1$ атм (1), $L = 26.4$ см, $p = 2$ атм (2), $L = 26.4$ см, $p = 2.3$ атм (3), $L = 13.2$ см, $p = 2.3$ атм (4), $L = 33$ см, $p = 1$ атм (5), $L = 49.5$ см, $p = 1$ атм (6).

энергией несколько килоджоулей при сравнительно небольших объемах активной среды HF-лазера, что делает реальным создание весьма компактного лазера. В табл.3 и на рис.3 представлены результаты численных расчетов выходных энергетических характеристик рассматриваемого лазера-усилителя, полученные при варьировании геометрических параметров резонатора и общего давления рабочей смеси лазера. Расчеты показали, что только за счет оптимизации параметров дисперсного компонента r_0 и N_0 можно в 1.5 раза увеличить удельный энергосъем E_{sp} от 195 до 313 Дж/л (см. табл.3). Это позволяет уменьшить длину резонатора вдвое по сравнению с ее первоначальной длиной (от ~ 50 до ~ 25 см), сохраняя высокую выходную энергию ($E_{out} \sim 1200 - 1500$ Дж).

Дальнейшее увеличение выходной удельной энергии E_{sp} в 2–2.5 раза возможно при повышении давления рабочей смеси лазера p до 2–2.3 атм. Удельный энергосъем ~ 737 Дж/л позволяет получать указанную выходную энергию в импульсе уже при длине неустойчивого телескопического резонатора всего ~ 13 см. При такой длине резонатора и использовании небольшого субмикроджоульного задающего генератора с питанием от аккумуляторной батареи лазер становится компактным автономным устройством, способным «стрелять» импульсами с $E_{out} \sim 1.5$ кДж.

Заключение

Выполнен теоретический анализ энергетики и пространственно-временного поведения электромагнитного

Табл.3. Выходные характеристики импульсного химического HF-лазера-усилителя, полученные при варьировании геометрических параметров резонатора и общего давления p рабочей смеси лазера $H_2 - F_2 - O_2 - He$.

Параметры резонатора				r_0 (мкм)	N_0 (10^8 см ⁻³)	p (атм)	Состав смеси (мм рт. ст.)	I_i (МВт/см ²)	τ_{in} (нс)	E_{out} (кДж)	E_{sp} (Дж/л)	P_{max} (10^{10} Вт)	τ^L (нс)
L (см)	d_2 (см)	f (см)	β (см)										
49.5	5.98	53	1.93	0.2	1.3	1.0	76:228:23:578	5	150	1.485	194.9	1.5	737
							166:334:40:210	3	250	2.210	290	7.3	858
33	8	69.5	1.48	0.2	1.3	1.0	76:228:23:578	5	150	1.190	234.26	2.22	671
							76:228:23:578	5	150	1.271	312.76	1.99	564
26.4	8.88	76.1	1.35	0.09	14	2.0	200:800:100:420	5	120	2.539	624.8	5.18	547
						2.3	250:1000:100:420	5	120	2.554	628.5	5.49	599
13.2	10.4	89.3	1.15	0.09	14	2.3	250:1000:100:420	5	120	1.497	736.72	3.21	590

поля в импульсном химическом лазере на ФРЦР, инициируемой в газодисперсной среде $H_2-F_2-O_2-He$ – частицы Al сфокусированным внешним ИК излучением. В волновом приближении решена оптическая задача согласования фокусирующих свойств линзы с геометрическими параметрами неустойчивого телескопического резонатора. Продемонстрирована возможность инициирования лазерохимической реакции в первоначально малом фокальном объеме активной среды, которая далее может самостоятельно в автоволновом режиме распространиться на весь объем лазера в виде самоподдерживающихся цилиндрических зон фотонного разветвления, формируемых ходом луча в неустойчивом телескопическом резонаторе. Поджиг автоволновой ФРЦР в условиях фокусировки внешнего сигнала обеспечивает резкое снижение необходимой для инициирования энергии входного импульса до ~ 0.01 мкДж; тем самым достигается гигантский коэффициент усиления по энергии $\sim 10^{11}$.

Обнаруженное гигантское усиление лазерной энергии позволяет использовать в качестве задающего генератора небольшой субмикроджоульный лазер, а следовательно, реально достичь автономности импульсного химического HF-лазера-усилителя. При этом, повышая удельный энергосъем лазера до 737 Дж/л за счет оптимизации параметров дисперсного компонента (частицы Al с радиусом $r_0 = 0.09$ мкм и концентрацией $N_0 = 1.4 \cdot 10^9$ см $^{-3}$) и увеличения давления рабочей смеси до 2.3 атм, можно получить выходную энергию $E_{out} \sim 1.5$ кДж в импульсе при сравнительно малых линейных размерах неустойчивого телескопического резонатора $\sim \varnothing 14 \times 13$ см.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Интеграция».

1. Игошин В.И., Пичугин С.Ю. *Квантовая электроника*, **10**, 458 (1983).
2. Азаров М.А., Дроздов В.А., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 983 (1997).
3. Igoshin V.I., Katulin V.A., Pichugin S.Yu. *Trans. of XII Intern. Congress «Laser – 95»* (Munich, 1995, p. 362).
4. Игошин В.И., Летфуллин Р.Р. *Квантовая электроника*, **24**, 501 (1997).
5. Игошин В.И., Летфуллин Р.Р. *Квантовая электроника*, **26**, 37 (1999).
6. Летфуллин Р.Р., Санников С.П. *Квантовая электроника*, **26**, 43 (1999).
7. Basov N.G., Bashkin A.S., Igoshin V.I., Oraevsky A.N., Shcheglov V.A. *Chemical lasers* (Berlin, Springer-Verlag, 1990).
8. Летфуллин Р.Р., Мелихов К.Г., Игошин В.И., Митлина Л.А. *Квантовая электроника*, **25**, 911 (1998).
9. Бекренев А.Н., Игошин В.И., Летфуллин Р.Р., Мелихов К.Г. *Квантовая электроника*, **24**, 227 (1997).
10. Игошин В.И., Летфуллин Р.Р., Пичугин С.Ю. *Труды ФИАН*, **217**, 146 (1993).
11. Карлов Н.В. *Лекции по квантовой электронике* (М., Наука, 1983).

V.I.Igoshin, R.R.Letfullin. Ultrahigh energy amplification in small volumes of an active medium of a autowave photon-branched chain reaction laser.

The possibility of initiation of the autowave photon-branched chain reaction (PBCR) in the initially small focal volume of the active ($H_2-F_2-O_2-He-Al$ particles) medium of a laser by the external IR radiation focused with a lens is demonstrated. It is shown that the PBCR can independently encompass the entire volume of the laser active medium with an unstable telescope resonator in the form of self-sustained cylindrical photon-branching zones. The autowave chemical reaction initiated by a laser in the lens focus causes a sharp decrease in the required initial energy of the input pulse down to ~ 0.01 μ J, thereby providing the giant gain in energy up to $\sim 10^{11}$. The ultrahigh amplification allows one to use a small submicrojoule laser as a master oscillator.