

Численное моделирование непрерывного химического HF-лазера, работающего в режиме модуляции добротности резонатора

В.И.Купренюк, Ю.П.Максимов, В.И.Машенджинов,
А.Ю.Родионов, М.А.Ротинян, И.А.Федоров

Разработана математическая модель непрерывного химического HF-лазера, работающего в режиме модуляции добротности резонатора. В модели использовано упрощенное описание активной среды и точное волновое описание модовой структуры излучения. На основе разработанной модели выполнено численное исследование пространственно-угловых характеристик выходного пучка HF-лазера средней размерности. Рассмотрена схема неустойчивого резонатора, при модуляции добротности которого вращающимся зеркалом удается получить высокую стабильность оси диаграммы направленности лазерного излучения во время импульса генерации. Результаты численного моделирования показали, что при характерных для непрерывного химического лазера геометрических размерах резонатора как в плоском, так и в неустойчивом резонаторе положительной ветви угловая расходимость излучения быстро меняется во времени и в среднем на порядок превышает дифракционный предел. Решить проблему можно заменой вращающегося зеркального модулятора на неподвижный, построенный по принципу изменения величины его пропускания во времени. Также рассмотрена схема неустойчивого резонатора отрицательной ветви, для которой при модуляции добротности вращающимся зеркалом можно получить достаточно высокую стабильность расходимости излучения.

Ключевые слова: химический лазер, модуляция добротности резонатора, импульсно-периодическая генерация излучения, неустойчивый резонатор.

1. Введение

Общей особенностью выполненных к настоящему времени теоретических [1, 2] и экспериментальных [3–6] исследований импульсно-периодического режима (ИПР) работы лазерных излучателей с непрерывной накачкой методом модуляции добротности резонатора (МДР) является то, что основное внимание в них уделено вопросам формирования необходимого временного профиля выходного лазерного пучка. Пространственно-угловые характеристики излучения и влияние режима МДР на угловую расходимость выходного пучка в этих работах не рассматривались. Вместе с тем для практических приложений, в которых требуется транспортировать излучение к удаленным объектам, данный вопрос весьма важен.

Настоящая статья посвящена численному моделированию сверхзвукового непрерывного химического HF-лазера, работающего в режиме МДР. При этом используется математическая модель, которая позволяет анализировать не только форму импульса излучения, но и динамику угловых и пространственных характеристик выходного пучка. Численная модель химического лазера в общем случае должна включать уравнения, описывающие кинетические и газодинамические параметры ак-

тивной среды, а также уравнения, которые позволяют рассчитывать пространственную структуру светового поля в резонаторе. При переходе от непрерывной генерации к импульсной математическая модель значительно усложняется, поскольку входящие в нее уравнения становятся нестационарными. Численное решение этих уравнений в условиях мощных лазеров с большим объемом активной среды оказывается достаточно сложной задачей. Поэтому на практике обычно используют упрощенное описание тех или иных физических процессов. Изложенная ниже численная модель основана на приближенном описании активной среды. Такой подход позволяет использовать достаточно точное волновое описание модовой структуры излучения и проводить анализ угловых характеристик выходного пучка HF-лазера, работающего в ИПР.

2. Описание расчетов

2.1. Численная модель активной среды HF-лазера

При описании активной среды химического лазера предполагается, что она формируется плоским сопловым блоком (сопловой решеткой), размещенным в плоскости yz (рис. 1, а) таким образом, что направление течения газового потока (вдоль оси x) перпендикулярно оптической оси резонатора. При описании усилительных свойств активной среды используется общепринятое для численных моделей HF-лазеров приближение. Оно предполагает, что в объеме резонатора кинетические и газодинамические свойства активной среды в отсутствие излучения меняются только в направлении оси x (в направлении течения потока), а связь интенсивности пучка и коэффициента усиления среды является нелокальной также лишь в направлении оси x .

Ю.П.Максимов, В.И.Машенджинов, М.А.Ротинян, И.А.Федоров. ФГУП «Российский научный центр "Прикладная химия"», Россия, 197198 С.-Петербург, просп. Добролюбова, 14; e-mail: pulya@mail.ru, rotinian@rscac.spb.ru

В.И.Купренюк, А.Ю.Родионов. ФГУП «Научно-производственная корпорация "Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова"» – Институт лазерной физики, Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12

Поступила в редакцию 27 июля 2006 г.

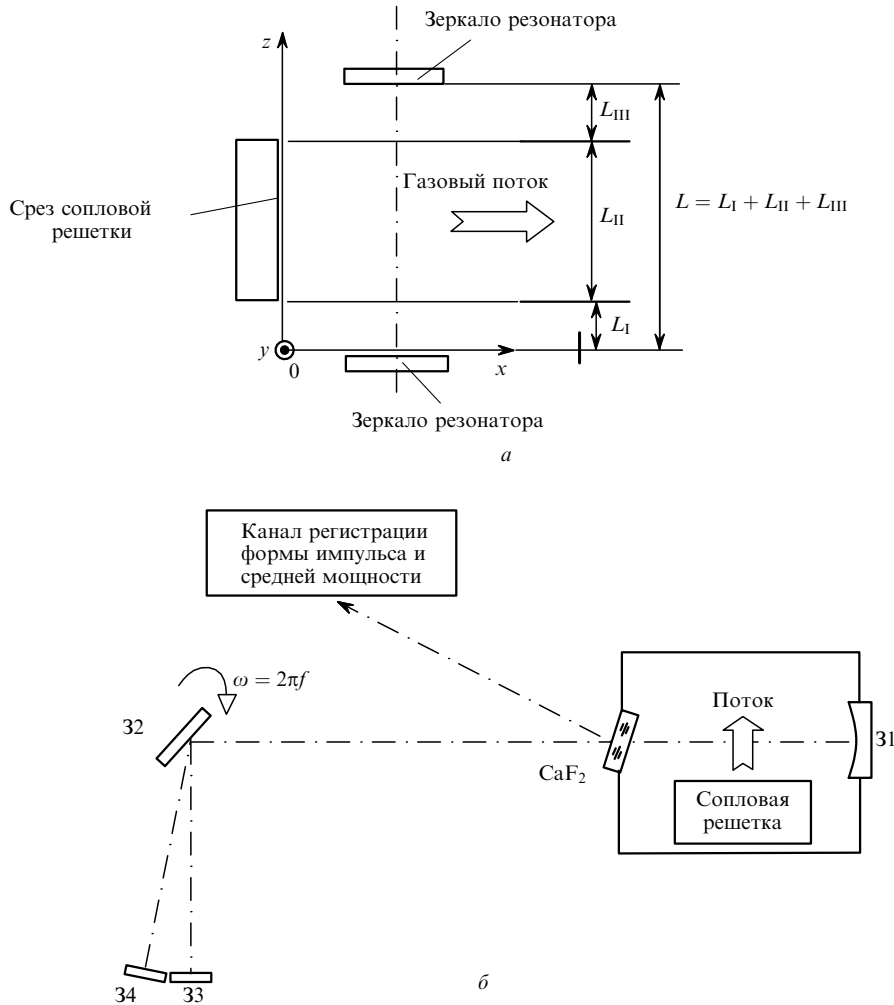


Рис.1. Схема устойчивого оптического резонатора (а) и упрощенный вариант оптической схемы эксперимента, используемый при проведении расчетов (б).

Без учета деталей физико-химических процессов генерации колебательно-возбужденных молекул $\text{HF}(v)$ (где v – колебательное квантовое число) и их релаксации в газовом потоке соответствующие процессы описываются обобщенными функциями накачки $W(x)$ и релаксационных потерь $\tau(x)$, пропорциональных времени релаксации. Тогда нестационарное уравнение для коэффициента усиления активной среды $g(x, y, z, t)$ запишется в виде

$$\frac{\partial g}{\partial t} + V \frac{\partial g}{\partial x} = W(x) - \frac{g}{\tau(x)} - I(x, y, z, t) g \frac{2\sigma}{hv}, \quad (1)$$

где V – скорость газового потока в резонаторе; hv – энергия кванта света на рабочей длине волны; $I(x, y, z, t)$ – интенсивность света в резонаторе в точке с координатами x, y, z в момент времени t ; σ – сечение вынужденного излучения.

Вид функций $W(x)$ и $\tau(x)$ можно определить из условия, согласно которому стационарное решение $g_0(x)$ уравнения (1) в отсутствие излучения (при $I(x, y, z, t) \equiv 0$) соответствует распределению коэффициента усиления слабого сигнала $g_0^*(x)$, полученному с помощью достаточно точной модели активной среды HF-лазера на основе системы уравнений пограничного слоя [7]. Таким образом, задача определения вида функций $W(x)$ и $\tau(x)$ сводится к решению следующей вариационной задачи:

$$g_0^*(x) = g_0 \left[W(x), \frac{1}{\tau(x)} \right]. \quad (2)$$

Численные оценки показали, что для условий работы реальной стендовой модели HF-лазера [8] уравнению (2) достаточно точно удовлетворяют функции вида

$$W(x) = k_1 \exp\left(-\frac{x^2}{8}\right), \quad (3)$$

$$\tau(x) = \frac{k_2}{1 + (0.78x)^2}, \quad (4)$$

где $k_1 = 3.2 \times 10^4 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $k_2 = 7.2 \times 10^{-6} \text{ с}$ – численные коэффициенты, а координаты x выражены в сантиметрах. Для использования предложенной численной модели необходимо определить сечение вынужденного излучения σ . Этот параметр (совместно с константой релаксации) определяет зависимость степени насыщения усилительных свойств активной среды от интенсивности лазерного излучения. Сечение вынужденного излучения определялось путем сопоставления результатов расчетов насыщенного коэффициента усиления HF-лазера, полученных на основе рассматриваемой численной модели, и расчетов, выполненных в работе [1]. В [1] для вычисления насыщенного коэффициента усиления использовалась двумерная модель течения [8], основанная на при-

ближении «узкого канала». Эта модель позволяет с достаточно высокой точностью рассчитать энергетические характеристики лазера. При сопоставлении следует дополнить модель активной среды уравнением для интенсивности излучения в резонаторе $I(x, t)$. При этом, так же как и в [8], использовано простейшее геометрическое приближение

$$\frac{dI}{dt} = c\mu gI - \frac{I}{\tau_{\text{loss}}}, \quad (5)$$

где c – скорость света; μ – степень заполнения объема резонатора активной средой; τ_{loss} – время жизни фотона в резонаторе, зависящее от его добротности.

Уравнения (1)–(5) представляют собой замкнутую систему уравнений, позволяющую рассчитать как распределение интенсивности света в резонаторе, так и профиль насыщенного коэффициента усиления вдоль направления течения активной среды. Расчеты проводились для параметров экспериментальной модели НФ-лазера, используемых в [8]. При этом предполагалось, что левые края зеркал (рис.1,а) расположены вдоль линии среза сопловой решетки. Для решения системы нестационарных уравнений (1)–(5) применялась итерационная процедура. Итерации по времени продолжались до установления не меняющихся от итерации к итерации распределений вдоль потока интенсивности излучения и коэффициента усиления среды, соответствующих стационарным условиям генерации. В ходе вычислений значение параметра σ подбиралось таким образом, чтобы результаты расчетов по упрощенной модели наилучшим образом совпадали с данными, приведенными в [1].

2.2. Численная модель оптического резонатора

Система уравнений (1)–(5) позволяет описывать лишь временные и энергетические характеристики излучения лазера. Для описания же пространственной структуры выходного пучка уравнение (5) заменяется волновым уравнением для комплексного светового поля в резонаторе $U(x, y, z, t)$, которое представляется в виде суммы двух распространяющихся навстречу друг другу комплексных парааксиальных волн $E_{\pm}(x, y, z, t)$,

$$U(x, y, z, t) = E_+(x, y, z, t) \exp [i(2\pi vt - \beta_z z)] + E_-(x, y, z, t) \exp [i(2\pi vt + \beta_z z)], \quad (6)$$

где $\beta_z \equiv \beta_z(\varepsilon)$ – константа распространения излучения в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(x, y, z, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r$; ε_0 и ε_r – нормальная и относительная диэлектрические проницаемости среды; v – частота генерации. Нормировку волн $E_{\pm}(x, y, z, t)$ подбирают таким образом, чтобы квадрат модуля $|E_{\pm}|^2$ был равен интенсивности излучения. В малоугловом приближении каждая из волн описывается нестационарным парааксиальным волновым уравнением вида

$$2i\beta_z(\varepsilon) \left(\frac{1}{c} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} \right) - \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial y^2} = -\beta_z i [g(x, y, z, t) - \kappa] E_{\pm} \quad (7)$$

при распространении излучения в активной среде ($L_I < z < L_I + L_{II}$) (см. рис.1,а) и вида

$$\pm 2i\beta_z(l) \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} - \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial y^2} = 0 \quad (8)$$

– при распространении излучения вне активной среды ($0 < z < L_I$ и $L_{II} < z < L_{III}$), где ε , κ и l – диэлектрическая проницаемость, коэффициент потерь и длина активной среды соответственно.

Уравнения (7) и (8) дополняются граничными условиями на оптических элементах резонатора. В частности, для вращающегося зеркала-модулятора 32 (рис.1,б) они имеют вид

$$E_+(x, y, L_2^+, t) = r_2(t) A_2(x, y) E_+(x, y, L_2^-, t), \quad (9)$$

$$E_-(x, y, L_2^-, t) = r_2(t) A_{\text{CaF}_2}(x, y) E_+(x, y, L_2^+, t), \quad (10)$$

где $r_2(t)$ – комплексный коэффициент отражения зеркала 32 (по амплитуде), учитывающий его наклон относительно оптической оси съюстированного резонатора; L_2 – z -координата зеркала 32; $A_2(x, y)$ и $A_{\text{CaF}_2}(x, y)$ – апертурные функции зеркала 32 и выводной пластины из CaF_2 соответственно. Эти функции равны единице для точек с координатами x, y , находящихся в плоскости световой апертуры, и нулю – для точек, находящихся вне апертуры. Уравнение (7) решалось методом расщепления, а для решения однородного параболического уравнения (8) применялся спектральный метод.

2.3. Тестирование численного алгоритма при модуляции добротности устойчивого резонатора

Тестирование численного алгоритма проводилось на основе сопоставления результатов расчета с данными эксперимента, полученными в работе [9]. Там же указаны и параметры оптической схемы. Упрощенный вариант оптической схемы эксперимента, который использовался при проведении расчетов, показан на рис.1,б. Геометрия устойчивого резонатора была выбрана таким образом, чтобы развитие генерации излучения происходило независимо в резонаторах, образованных зеркалами 31, 32, 33 и 31, 32, 34. Это обстоятельство позволило значительно упростить численную модель и проводить расчеты только для одного из резонаторов, например, 31–32–33. В этом случае коэффициент отражения $r_2(t)$ вращающегося зеркала-модулятора 32 задавался в виде

$$r_2(t) = \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(t) x \right], \quad (11)$$

где λ – длина волны излучения; $\alpha(t)$ – зависящий от времени угол разъюстировки зеркала относительно съюстированного положения (в расчетах использовалась зависимость $\alpha(t)$, представленная на рис.2).

В численных расчетах моделировался реальный процесс формирования поперечной моды излучения при распространении света по резонатору. Динамика светового поля в резонаторе описывалась с временным шагом Δt , равным времени распространения света от одного концевого зеркала резонатора до другого, т. е. $\Delta t = L_r/c$ (в рассматриваемом случае $\Delta t = 13$ нс; L_r – z -координата зеркал 33 и 34, равная базе резонатора). В пределах каждого временного шага параметры активной среды, а также угол наклона вращающегося зеркала-модулятора считались постоянными во времени. На каждом шаге

сначала рассчитывалось распространение по резонатору двух встречных волн E_+ и E_- с помощью уравнений (7) и (8). При этом учитывалось изменение световых полей вследствие действия следующих причин: 1) нелинейного усиления света в активной среде; 2) дифракции на ограничивающих световые пучки апертурах; 3) рефракции на вращающемся зеркале 32; 4) потерь излучения на выводной пластине из CaF_2 (рис.1,б). В результате расчетов распространения встречных пучков определялась пространственная структура интенсивности света в объеме активной среды. Эти данные использовались для вычисления пространственного распределения насыщенного коэффициента усиления для следующего шага итераций по времени (из уравнения (1)). При переходе к новому шагу по времени осуществлялся поворот зеркала 32 на угол $\Delta\psi = 2\pi f \Delta t$ (где f – частота вращения зеркала-модулятора).

В начальный момент времени поле излучения задавалось в виде двух плоских волн, распространяющихся навстречу друг другу и моделирующих слабое шумовое спонтанное излучение. При разъюстированном резонаторе потери световых полей превосходили усиление, поэтому генерация не развивалась и в резонаторе присутствовало лишь слабое шумовое излучение постоянной интенсивности. При повороте зеркала 32 в положение, при котором усиление света превосходило потери (момент времени t_1 , см. рис.2), шумовое излучение начинало усиливаться. При этом в световых полях встречных волн E_+ и E_- стремительно нарастала доля вынужденного излучения, пространственная структура которого приближалась к структуре поперечных мод резонатора. При дальнейших итерациях по времени угол поворота $\Delta\psi$ вращающегося зеркала-модулятора достигал такой величины, при которой потери в резонаторе снова превосходили усиление (момент времени t_2). Это приводило к снижению мощности встречных волн E_+ и E_- на каждом последующем проходе излучения по резонатору вплоть до уровня спонтанного шума. Данный момент соответствовал моменту срыва генерации. В дальнейшем на каждом последующем шаге по времени проводился расчет динамики насыщенного коэффициента усиления активной среды практически в отсутствие излучения в резонаторе. Этот режим расчета продолжался до момента времени t_3 , когда резонатор снова оказывался съюстированным. Таким образом, на временном отрезке, включающем интервалы t_1 , t_2 и t_3 , t_4 , удавалось промоделиро-

вать экспериментальные условия. Расчеты проводились только для одного лазерного перехода $v = 2 \rightarrow v = 1$ в предположении, что времена вращательной релаксации значительно меньше характерных длительностей импульсов, поэтому эффекты насыщения вращательных линий не учитывались. Потери излучения при его прохождении через выводную пластину из CaF_2 складывались из четырех френелевских отражений на полном проходе света по резонатору. При этом предполагалось, что выходной пучок формировался в результате отражения только от одной грани пластины.

Сопоставление энергетических и временных характеристик импульсов лазерного излучения при различных частотах вращения зеркала-модулятора 32, полученных в расчете и в эксперименте, выполнено в работе [9]. Оно продемонстрировало их вполне удовлетворительное совпадение. В частности, расчетом правильно предсказывается превышение пиковой мощности при модуляции добротности резонатора над средней мощностью в непрерывном режиме работы лазера, а также период времени, в течение которого активная среда успевает восстановить свои усилительные свойства.

3. Результаты расчетов

3.1. Режим модуляции добротности устойчивого резонатора

Расчеты распределения интенсивности выходного излучения в устойчивом резонаторе (см. рис.1,б) в различные моменты времени при вращении зеркала-модулятора с частотой 250 Гц показали следующее. Наблюдается довольно сложная картина эволюции поперечной структуры излучения, которая обусловлена вращением одного из зеркал и конкуренцией поперечных мод резонатора с большим числом Френеля $N \sim 50$. При этом угловая расходимость пучка также оказывается промодулированной по времени и в среднем превышает почти на порядок дифракционный предел. Понятно, что использовать устойчивый резонатор при МДР в задачах транспортировки импульсного излучения к удаленным объектам нецелесообразно.

3.2. Режим модуляции добротности неустойчивого резонатора положительной ветви

Хорошо известно, что для лазеров с широкой апертурой высокую направленность излучения могут обеспечить неустойчивые резонаторы. При сравнительно небольшой длине они позволяют получить генерацию на низшей поперечной моде. С учетом этого обстоятельства было проведено численное моделирование ИПР для HF-лазера, работающего с неустойчивым резонатором. Последний представлял собой конфокальный резонатор положительной ветви с коэффициентом увеличения $M = 2$, включающий вогнутое зеркало 31, выпуклое выводное зеркало 33 и вращающееся плоское зеркало 32. Расстояния между зеркалами приняты такими же, как и в случае устойчивого резонатора (рис.1,б). Апертура пучка ограничивалась только выводным зеркалом и была равна апертуре устойчивого резонатора (24×24 мм). Расчеты показали, что динамика генерации слабо зависит от типа резонатора и определяется параметрами активной среды и характеристиками модулятора потерь. Поэтому основное внимание было уделено пространственно-угловым характеристикам излучения.

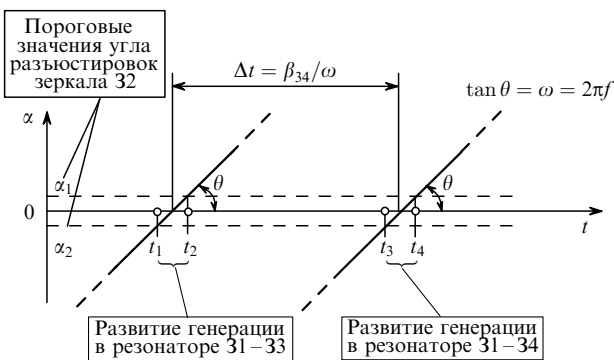


Рис.2. Временная зависимость угла разъюстировки вращающегося зеркала 32 относительно съюстированного положения, используемая при проведении расчетов; β_{34} – угол между нормальными к поверхностям зеркал 33 и 34 на рис.1; ω – угловая скорость вращения зеркала 32.

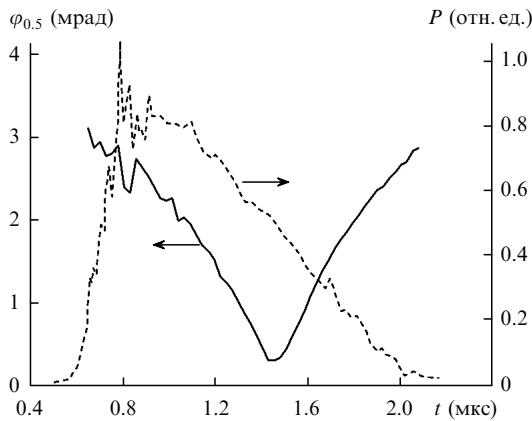


Рис.3. Угловая расходимость излучения $\varphi_{0,5}$ по уровню 50 % мгновенной мощности и мощность P выходного пучка в зависимости от времени при частоте вращения зеркала 32 (см. рис.1) 250 Гц.

На рис.3 приведены расчетная форма импульса излучения $P(t)$, соответствующая частоте 250 Гц вращения зеркала 32, а также график изменения угловой расходимости выходного излучения во время генерации $\varphi_{0,5}(t)$. Функция $\varphi_{0,5}(t)$ представляет собой зависимость от времени угла при вершине конуса, в пределах которого излучается 50 % мгновенной мощности выходного излучения. Например, для дифрагирующей на квадратной апертуре размером $D \times D$ плоской волны $\varphi_{0,5}^{\text{dif}} = \lambda/D$. Как видно из рис.3, вращение зеркала 32 приводит не только к модуляции мощности излучения, но и к существенному изменению во времени направленности выходного излучения: угол, в который излучается 50 % мгновенной мощности пучка, меняется в течение импульса почти на порядок. Причина такого характера изменения угловой расходимости излучения очевидна и связана с разбюстировкой резонатора при модуляции его добротности вращающимся зеркалом. При вращении зеркала происходит как смещение «центра тяжести» пучка относительно оси съюстированного резонатора, так и расширение его углового спектра. В этой ситуации в направлении удаленного объекта с угловым размером, равным, например, дифракционному размеру пучка, будет излучаться лишь незначительная часть мощности выходного излучения. Поэтому необходима разработка модулятора потерь резонатора, который при своей работе не вызывает разбю-

стировку неустойчивого резонатора. Выполнено моделирование импульса генерации лазером с неустойчивым резонатором и модулятором потерь, построенным по принципу изменения во времени величины его пропускания. В численной модели таким модулятором являлось зеркало 32, коэффициент отражения которого менялся в расчетах таким образом, чтобы характер модуляции потерь резонатора воспроизводил временную зависимость потерь, имеющих место при вращении зеркала с частотой 250 Гц. При этом зеркало 32 находилось в «съюстированном» состоянии. Расчеты показали, что в этом режиме происходит достаточно быстрое установление пространственной структуры поперечной моды резонатора с дифракционным качеством выходного пучка, которое сохраняется практически до конца импульса генерации. В этом режиме излучается более 96 % мощности всего импульса.

3.3. Режим модуляции добротности неустойчивого резонатора отрицательной ветви

Схему модулятора на базе вращающегося зеркала, который при своей работе не вызывает разбюстировку неустойчивого резонатора, можно построить на основе неустойчивого резонатора отрицательной ветви, обладающего, как известно, минимальной чувствительностью к абберациям нечетного порядка и, в частности, к разбюстировке оптических элементов.

Пример такой схемы изображен на рис.4. Телескопический неустойчивый резонатор образован выводным выпуклым зеркалом 1, фокусирующей линзой 2 и концевым вогнутым зеркалом 3. Резонатор имеет две диафрагмы – апертурную, роль которой играет выводное зеркало 1, и виньетирующую – 4. Апертурная диафрагма ограничивает габариты выходного пучка и участвует в формировании поперечной моды неустойчивого резонатора. Диафрагма 4 позволяет регулировать потери резонатора, практически не влияя на пространственную структуру выходного пучка. Плоскостью 5 резонатор делится на два плеча. В «горячем» плече 1 располагается активная среда. Длина плеча L_1 и параметры выводного зеркала 1 определяют основные характеристики резонатора: его увеличение и эквивалентное число Френеля. Параметры «холодного» плеча 2, расположенного слева от плоскости 5, выбираются таким образом, чтобы эта плоскость пере-

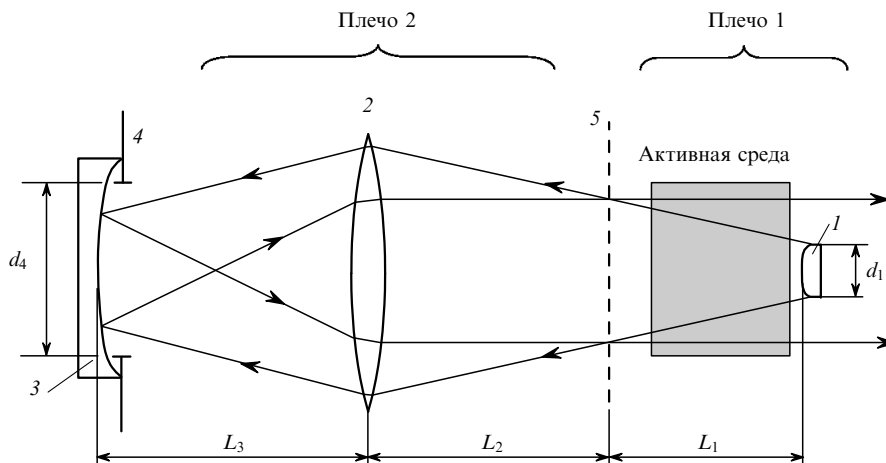


Рис.4. Оптическая схема неустойчивого резонатора отрицательной ветви: 1 – выпуклое зеркало ($R = -300$ см; $d_1 = 1.2$ см); 2 – линза ($f = 225$ см; $d_2 = 4$ см); 3 – вогнутое зеркало ($R = 770$ см); 4 – диафрагма ($d_4 = 4$ см); 5 – плоскость, в которой размещается вращающееся зеркало-модулятор; $L_1 = 150$ см, $L_2 = 150$ см, $L_3 = 321.4$ см – длины оптических плеч.

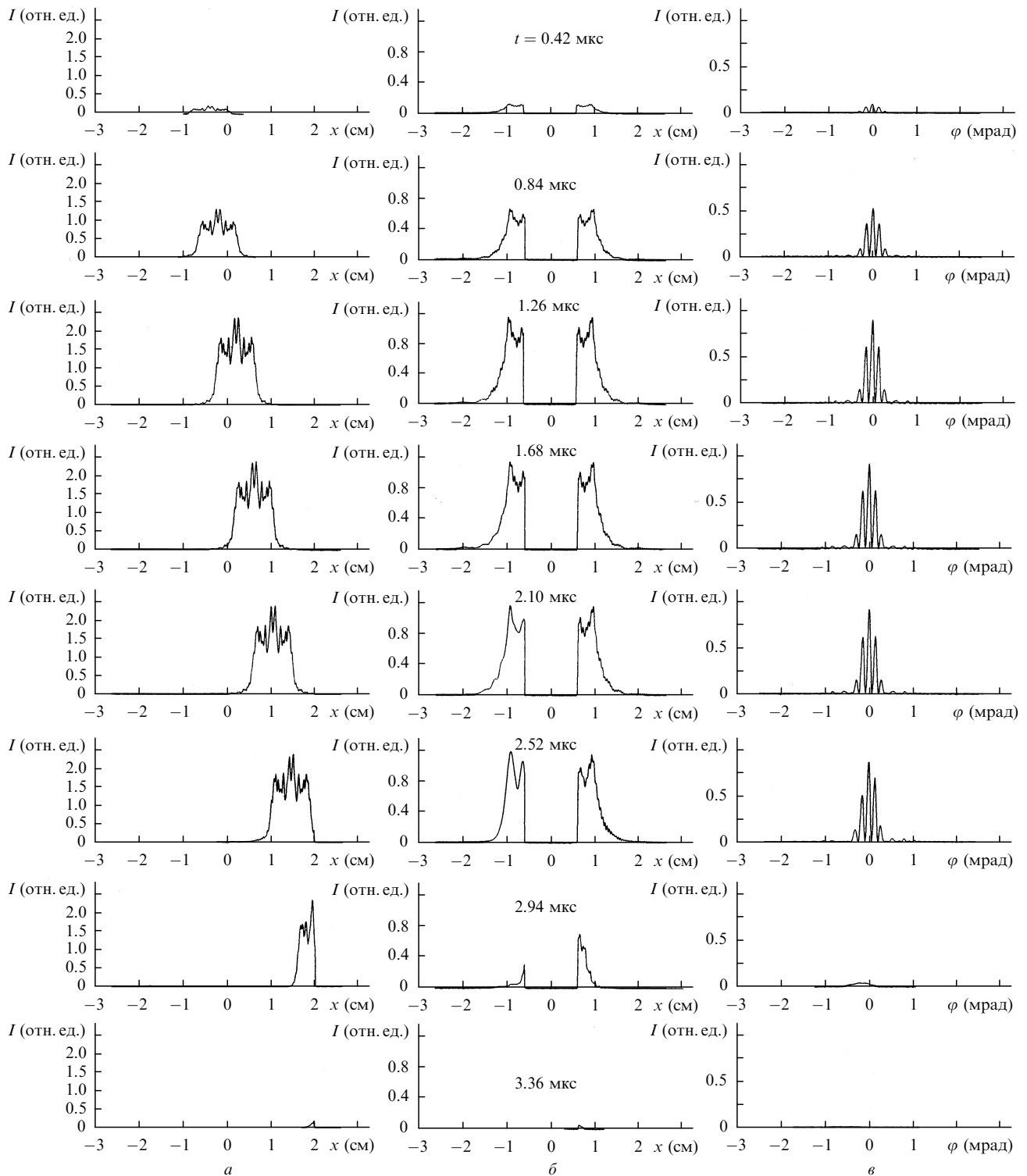


Рис.5. Распределения интенсивности излучения в плоскости вогнутого зеркала 3 (а), а также распределения интенсивности выходного излучения в ближней (б) и дальней (в) зонах, отвечающие различным моментам времени при вращении зеркала-модулятора на рис.4.

изображалась оптическими элементами 2 и 3 сама на себя с коэффициентом увеличения $M_2 = -1$. В этом случае эквивалентная дифракционная длина плеча 2 оказывается равной нулю, а чувствительность рассматриваемого неустойчивого резонатора к фазовым искажениям типа оптического клина, расположенным в плоскости 5, будет близка к нулю. Поэтому при размещении в этой плоскости вращающегося зеркала-модулятора его разворот не должен привести к изменению хода лучей в плече 1 и, следовательно, к угловому и поступательному смещению

выходного пучка относительно нормали к выводу зеркала 1, проведенной через его центр. В то же время при вращении зеркала-модулятора происходит смещение пучка на зеркале 3, что приводит к модуляции потерь излучения в резонаторе. Меняя скорость вращения зеркала-модулятора и апертуру диафрагмы 4, можно регулировать частоту и длительность импульсов генерации.

На рис.5 приведены результаты численного моделирования работы схемы рис.4 в виде картин распределения интенсивности излучения в разные моменты времени

при частоте вращения зеркала-модулятора 250 Гц. Расчеты проводились в одномерном приближении, а усиливающие свойства активной среды описывались простейшей формулой Ригрода [10]. Как видно из рис.5, при вращении зеркала-модулятора формируется импульс генерации длительностью ~ 3 нс. Примерно за это же время световое поле, формирующееся в плоскости зеркала 3 (рис.5,а), смещается от одного края диафрагмы 4 до другого. Выходной пучок в ближней зоне имеет практически один и тот же пространственный профиль, меняясь лишь по интенсивности (рис.5,б). Следует отметить, что за все время генерации постоянным во времени оказывается и положение оси диаграммы направленности выходного излучения (рис.5,в). Расчеты показали, что при выбранных параметрах оптической схемы все внутрирезонаторные дифракционные потери оказываются сосредоточенными на выводном зеркале 1 и ограничивающей диафрагме 4. Потери на диафрагме 4 имеют довольно крутые фронты убывания и нарастания и остаются примерно постоянными в течение импульса генерации. Поскольку профиль пучка в плоскости выводного зеркала практически не меняется, постоянными остаются и потери резонатора на излучение.

Преимуществом предложенной схемы МДР является сравнительная простота ее реализации. Резонатор может включать не одно, а несколько «холодных» плеч. Каждое плечо может иметь различные характеристики, так что за

время полного оборота вращающегося зеркала-модулятора будут генерироваться импульсы, например, с различной длительностью или кривизной волнового фронта. В последнем случае удастся значительно снизить требования к точности фокусировки излучения на удаленный объект, если критерием эффективности его доставки является превышение порога по интенсивности света.

1. Воробьев А.П., Исхаков В.А., Машенджинов В.И. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 606 (1998).
2. Александров Б.С., Белавин В.А., Дымшиц Б.М., Корецкий Я.П. *Квантовая электроника*, **27**, 3 (1999).
3. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И. и др. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
4. Ambrosio C.D., Fuss W., Schmid W.E., Kompa K.I. *Max-Planck Institut fur Quantenoptik International Report MPQ*, 284 (1985).
5. Highland R., Crowell P., Hager G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1225**, 512 (1990).
6. Максимов Ю.П., Машенджинов В.И., Ревич В.Э. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 233 (2005).
7. Лавров А.В., Поспелов В.А., Федотов А.В., Шур М.Л. *Физика горения и взрыва*, **15**, 89 (1979).
8. Поспелов В.А. *Численные методы механики сплошной среды*, **3**, 99 (1982).
9. Александров Б.С., Купренюк В.И., Максимов Ю.П., Машенджинов В.И., Родионов А.Ю., Ротинян М.А., Судариков В.В., Третьяков Н.Е., Федоров И.А., Эцина А.Л. *Квантовая электроника*, **37** (2007) (в печати).
10. Rigrod W.W. *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965).