

Обертонный непрерывный химический HF-лазер с протяженной активной средой

И.А.Федоров, С.В.Конкин, Ю.П.Максимов, В.К.Ребонэ, Н.Е.Третьяков, А.Л.Эцина

Продemonстрирована возможность реализации режима работы на первом обертоном переходе молекулы HF(v) непрерывного химического лазера с трехструйным сопловым блоком по схеме смешения реагентов сопло–сопло–сопло. Выполнены экспериментальные оценки его энергетических, пространственных и спектральных характеристик, а также эффективности преобразования химической энергии реакции накачки в обертоное излучение. Получена генерация излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 1.321 - 1.340$ мкм с мощностью ~ 1.1 кВт и коэффициентом преобразования 18%. Протяженность зоны генерации составила 5.3 см, что в несколько раз выше, чем в лазере с двухструйным сопловым блоком радиального расширения по схеме сопло–инжектор.

Ключевые слова: химический лазер, трехструйный сопловой блок, обертон, пространственные и энергетические характеристики.

1. Введение

Выполненные нами в [1–6] исследования подтвердили принципиальную возможность создания достаточно эффективного обертоного непрерывного химического HF-лазера, генерирующего излучение в диапазоне $\lambda = 1.313 - 1.351$ мкм на базе модели, оснащенной двухструйным сопловым блоком радиального расширения по схеме смешения реагентов сопло–инжектор. В ходе экспериментальных исследований и расчетных оценок установлено, что из-за очень низких усилительных свойств активной среды выходные характеристики обертоного лазера весьма чувствительны к пороговому коэффициенту усиления. В связи с этим к зеркалам резонатора предъявляются экстремально высокие требования с точки зрения их отражательной способности: для получения максимальных энергетических характеристик обертоного лазера эффективный коэффициент отражения резонаторных зеркал $(r_1 r_2)^{0.5}$ должен быть не менее 0.99, а коэффициент пропускания τ – близок к $1 - (r_1 r_2)^{0.5}$ [3, 4]. Кроме того, у исследованного нами обертоного HF-лазера оказалась очень короткая зона генерации Δx_L , не превышающая по разным оценкам 1.1 – 2.5 см [2].

Низкий коэффициент пропускания зеркал, наряду с очень короткой генерационной зоной, приводит к чрезвычайно высокой радиационной нагрузке на резонаторную оптику. Последняя относится к одному из лимитирующих факторов, препятствующих дальнейшему повышению мощности обертоного излучения. Поэтому может оказаться целесообразным переход к режимам работы, которые обеспечивают увеличение протяженности зоны генерации, например к использованию соплового блока, построенного на базе трехструйной схемы смешения

реагентов, хорошо зарекомендовавшей себя в применении к HF-лазеру на основном тоне [7–10]. Кроме того, трехструйный сопловой блок обеспечивает (за счет прослойки инертного газа (молекул He*), вводимой между потоками окислительного газа (атомами F) и вторичного горючего (молекулами H₂)) понижение поступательной температуры активной среды, которое, как показано в [5], весьма полезно именно для обертоного лазера.

С учетом этих обстоятельств были сформулированы цели исследования, результаты которого изложены в настоящей статье. Они предполагали демонстрацию возможности реализации режима работы на первом обертоном переходе молекулы HF(v) непрерывного химического лазера с трехструйным сопловым блоком, а также оценку его характеристик и эффективности преобразования химической энергии реакции накачки в обертоное излучение.

2. Постановка экспериментов и условия их проведения

Специфика обертоного HF-лазера такова, что усилительные свойства его активной среды чрезвычайно низки: в 100–200 раз ниже, чем при работе на основном тоне. По этой причине, как отмечено выше, его характеристики весьма чувствительны к пороговому коэффициенту усиления $G_{th} = (2L)^{-1} \ln(r_1 r_2)^{-1}$, где L – длина активной среды вдоль оптической оси резонатора (длина соплового блока). Очевидно, что для создания более благоприятных условий работы лазера в режиме обертоной генерации следует использовать экспериментальные модели, сопловые блоки которых, с одной стороны, формируют активные среды с максимальными усилительными свойствами в режиме генерации на основных переходах рабочих молекул, а с другой – обеспечивают снижение коэффициента G_{th} . Именно такой подход был использован нами в работах [1–6], в которых объектом исследований являлся эффективный HF-лазер с двух-

ФГУП РНЦ «Прикладная химия», Россия, 197198 С.-Петербург, просп. Добролюбова, 14; e-mail: rotinian@mail.rcom.ru

Поступила в редакцию 17 января 2002 г.

струйным сопловым блоком радиального расширения достаточно большой длины ($L = 70$ см) и малым масштабом смещения ($l = 5$ мм).

В настоящей работе в качестве объекта исследования также выбрана наибольшая ($L = 40$ см) из имеющихся в нашем распоряжении модель НФ-лазера с трехструйным сопловым блоком. Однако конструкция этой модели такова [8], что ее сопловой блок (схема смещения реагентов сопло–сопло–сопло) обеспечивает слишком большой ($l = 16$ мм) масштаб смещения, а это непосредственно отражается на качестве перемешивания реагентов и усилительных характеристиках активной среды при работе на основном тоне. Поэтому данный лазер следует рассматривать исключительно как устройство для проведения исследований методического характера, не претендующее на достижение предельных выходных характеристик. В ходе таких исследований [7–10] нами оптимизированы его параметры и получены характеристики (в том числе и усилительные) при работе в режиме генерации на основных переходах молекулы НФ(v).

Что касается режима оберточной генерации, то для его реализации очень важное значение (наряду с длиной соплового блока) имеет правильный выбор параметров резонаторной оптики. Для этого нужна информация о коэффициентах усиления G_0^* (на основном тоне) и G_0 (на оберточном), получить которую можно, например, с помощью предложенного нами в [11] расчетно-экспериментального способа. Оценки дали $G_0^* \sim 0.9 \times 10^{-2}$ см $^{-1}$ и $G_0 \sim 0.57 \times 10^{-4}$ см $^{-1}$.

Знание этих параметров позволяет сформулировать требования к оптике оберточного лазера с двухзеркальным резонатором. Для решения поставленной задачи необходимо подавить генерацию на основном тоне и создать условия для ее возбуждения на оберточном. Подавление генерации излучения на основном тоне обеспечивается при коэффициенте отражения выходного зеркала резонатора

$$r_1 = (e^{2LG_0^*})^{-0.5}, \quad (1)$$

При $L = 40$ см и $G_0^* \sim 0.9 \times 10^{-2}$ см $^{-1}$ коэффициент от-

ражения $r_1 \leq 0.7$. Генерация излучения на оберточном возможна при выполнении условия

$$r_1 r_2 \geq (e^{2LG_{th}})^{-1} \geq (e^{2LG_0})^{-1}. \quad (2)$$

При $L = 40$ см и $G_0 \sim 0.57 \times 10^{-4}$ см $^{-1}$ произведение $r_1 r_2 \geq 0.99545$. Поскольку коэффициент отражения глухого зеркала резонатора (с учетом измеренного нами типичного суммарного коэффициента потерь на рассеяние и поглощение $a = 0.0015$) $r_2 = 1 - a = 0.9985$, то коэффициент отражения выходного зеркала $r_1 \geq 0.99545 r_2^{-1} \geq 0.99695$, а коэффициент пропускания $\tau_1 \leq 1 - r_1 - a \leq 0.00155$. Расчет, выполненный согласно [12], позволил приблизительно оценить оптимальные параметры выходного зеркала $r_1^{opt} = 0.9977$ и $\tau_1^{opt} = 0.0008$ и уровень выведенной мощности оберточного излучения $N \sim 0.5$ кВт, на который следует ориентироваться при проведении экспериментов. С учетом сформулированных требований из имевшейся в нашем распоряжении оберточной оптики были сконструированы пять вариантов двухзеркальных резонаторов, которые и использовались в экспериментах. Состав и характеристики входящих в резонаторы оптических элементов представлены в табл. 1.

Исследуемый НФ-лазер подробно описан в [8], а измерительная техника – в [10]. В дополнение к имеющейся технике в настоящей работе использовалась тепловизионная система «Thermovision 880» фирмы AGEMA (Швеция), с помощью которой в реальном масштабе времени оценивалось распределение температурного поля (адекватное распределению плотности мощности излучения), возникающего на поверхности мишени вследствие ее нагрева лазерным пучком. Рабочие реагенты подавались в молярном соотношении $D_2:F_2:He:N_2:He^* = 1:\alpha_1:\psi_1(\alpha_1 - 1):\alpha_2(\alpha_1 - 1):\psi_2(\alpha_1 - 1)$. Поскольку главная цель нашего исследования заключалась в демонстрации нового эффекта – реализации оберточного НФ-лазера с протяженной активной средой, то мы посчитали возможным отказаться от оптимизации как химического состава топлива, так и расходонапряженности соплового блока. По результатам ранее выполненных исследований [7–10] химический состав топлива был принят близким к опти-

Табл. 1. Оптические и геометрические характеристики элементов двухзеркальных резонаторов.

Номер опыта	Тип элемента	Шифр элемента	$\tau_{1,3}$ (%)	$r_{2,8}$ (%)	R (м)	d (см)	Материал подложки
1	I	15С-5, сфера	0.025	1.6	15	13	Кварцевое стекло КВ
	II	К4, клин	0.040	1.6	∞	12	– " –
2	I	15С-6, сфера	0.025	2.0	15	13	– " –
	II	К4, клин	0.040	1.6	∞	12	– " –
3	I	15С-2, сфера	0.050	2.2	15	12	– " –
	II	5СГ-1, сфера	0.025	2.0	5	12.8	– " –
4	I	№ 4, сфера	0.220	5.0	5	10	Флюорит
	II	15С-4, сфера	0.040	1.8	15	12	Кварцевое стекло КВ
5	I	№ 4, сфера	0.220	5.0	5	12	– " –
	II	15С-4, сфера	0.040	1.8	15	13	– " –
6	I	ИК-003	0.650	1.3	∞	13	– " –
	II	№ 3, пластина 15С-6, сфера	0.025	2.0	15	13	– " –

Примечания: I – выходное зеркало; II – глухое зеркало; $\tau_{1,3}$ – средний коэффициент пропускания излучения в области оберточных переходов ($\lambda = 1.32 - 1.34$ мкм); $r_{2,8}$ – максимальный коэффициент отражения в области основных переходов ($\lambda = 2.63 - 2.95$ мкм); R – радиус кривизны элемента; d – диаметр элемента.

мальному при работе лазера на основном тоне ($\alpha_1 \sim 1.6$, $\psi_1 \sim 11$, $\alpha_2 \sim 30$), а суммарный массовый расход реагентов поддерживался близким к расчетному ($m = 90 - 100$ г/с), причем все указанные параметры оставались фиксированными.

Для изменения условий генерации обертоного излучения варьировались коэффициенты пропускания зеркал резонатора τ_1 и τ_2 ($\tau_1 = 0.025\%$, 0.05% , 0.22% , 0.65% , $\tau_2 = 0.025\%$ и 0.04%), положение его оптической оси относительно среза соплового блока x_c (3.5 и 4.5 см) и коэффициент вторичного разбавления активной среды гелием ψ_2 . Каждое испытание продолжительностью ~ 10 с включало в себя два равных по времени режима работы лазера – в отсутствие вторичного разбавления активной среды гелием ($\psi_2 = 0$) и при его наличии ($\psi_2 = 5 - 6$).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для оценки воспроизводимости и достоверности экспериментальных результатов, а также для определения эффективности преобразования химической энергии реакции накачки в обертоное излучение сначала был проведен контрольный опыт при работе HF-лазера на основном тоне. Полученные в нем выходные мощности излучения N^* составили 6.07 кВт при $\psi_2 = 0$ и 6.22 кВт при $\psi_2 = 5 - 6$. Эти результаты в пределах погрешности измерений хорошо коррелируют с достигнутыми ранее [10].

Мощность обертоного излучения N определялась как сумма мощностей N_1, N_2 (выведенных из первого и второго зеркал соответственно) и N_a (поглощенной и рассеянной на зеркалах):

$$N = N_1 + N_2 + N_a, \quad (3)$$

$$N_a = (N_1 + N_2)/a, \quad a = a_{ab} + a_{sc}, \quad (4)$$

где a_{ab} и a_{sc} – коэффициенты потерь излучения на поглощение и рассеяние на зеркалах соответственно; $a = 0.15\%$ на каждом зеркале. Результаты испытаний сведены в табл.2. Как и следовало ожидать, уровень мощности обертоного излучения оказался низким: максимальные значения $N \sim 1.1$ кВт при $\psi_2 \sim 6$ получены при минимальном коэффициенте пропускания выходного зеркала $\tau_1 = 0.025\%$ (опыты №1 и №2). При увеличении коэффи-

Табл.2. Результаты испытаний обертоного HF-лазера

Номер опыта	τ_1 (%)	x_c (см)	ψ_2	N (Вт)
1	0.025	3.5	0	1233
			5.7	1124
2	0.025	4.5	0	954
			6.2	1097
3	0.050	4.5	0	36
			4.9	101
4	0.220	3.5	0	100
			5.9	50
5	0.220	4.5	5.4	21
			5.9	13

Примечание: x_c – расстояние от оси резонатора до среза соплового блока.

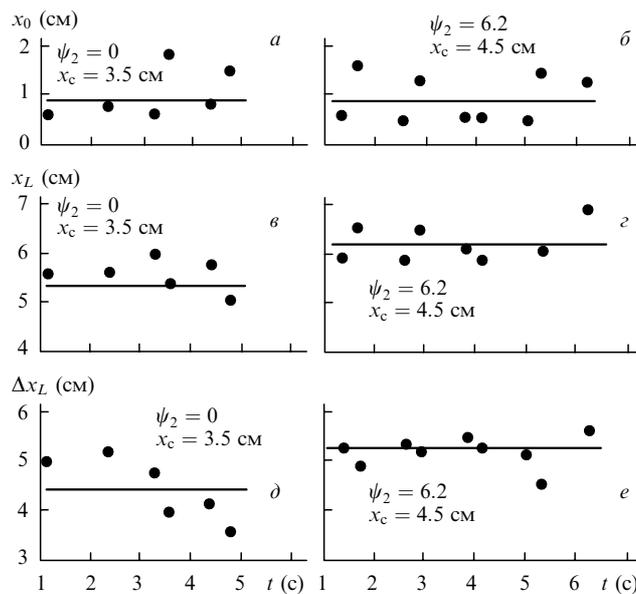


Рис.1. Влияние коэффициента вторичного разбавления активной среды на величину «отрыва» начала зоны генерации от среза соплового блока (а, б), положение дальней границы зоны (в, з) и ее протяженность (д, е) при $\tau_1 = 0.025\%$.

циента τ_1 вдвое (опыт №3) мощность излучения упала в 11 раз.

Объяснить этот эффект можно тем, что при $\tau_1 > 0.025\%$ исследуемый обертоный лазер работает вблизи порога генерации, вследствие чего его энергетика слабо зависит и от степени вторичного разбавления, и от пропускания резонатора, и от положения его оптической оси. Тем не менее нам удалось продемонстрировать возможность реализации обертоного HF-лазера с трехструйным сопловым блоком по схеме сопло – сопло – сопло и получить в условиях вторичного разбавления активной среды гелием ($\psi_2 = 6.2$) при расходонапряженности соплового блока $g_n = 0.25$ г·с⁻¹·см⁻²) мощность излучения $N \sim 1.1$ кВт, что соответствует удельному энергопотреблению $N_\Sigma \sim 10$ Дж/г и эффективности преобразования химической энергии реакции накачки в оберто (отношение максимальной выходной мощности на обертоне к выходной мощности на основном тоне, полученных в одинаковых условиях) $\epsilon_2 = 18\%$.

Динамику развития пространственных характеристик зоны генерации излучения (геометрических размеров активной среды) можно проследить на рис.1 и 2. Как и при работе лазера на основном тоне [10], в обертоном варианте независимо от степени вторичного разбавления активной среды гелием имеет место «отрыв» начала зоны генерации от среза соплового блока, характеризующийся координатой $x_0 = 0.9$ см (рис.1,а, б). Дальняя граница активной зоны x_L и ее протяженность $\Delta x_L = x_L - x_0$ при $\psi \sim 6$ составляют 6.2 и 5.3 см соответственно (рис.1,з, е) и, как и следовало ожидать, превышают x_L и Δx_L для режима $\psi_2 = 0$ на 15–18% (рис.1,в, д). Описанная динамика отвечает минимальной прозрачности выходного зеркала ($\tau_1 = 0.025\%$).

По мере «открытия» резонатора (увеличения τ_1) геометрические размеры активной среды изменяются. Так, если дальняя граница генерационной зоны остается практически неизменной ($x_L \sim 6$ см, рис.2,з–е), то «отрыв» ее начала от среза соплового блока возрастает до $x_0 \sim 2.5$ см (рис.2,б, в) и, таким образом, протяженность зоны Δx_L

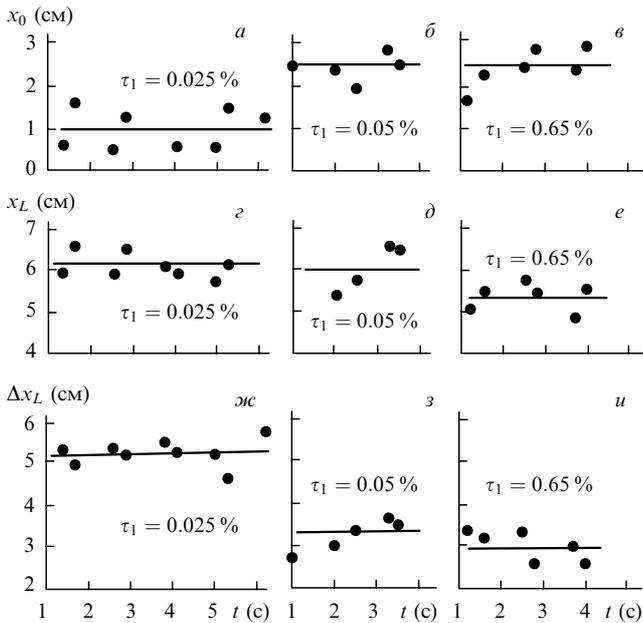


Рис.2. Влияние коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора на величину «отрыва» начала зоны генерации от среза соплового блока (*a–в*), положение дальней границы зоны (*г–е*) и ее протяженность (*ж–и*) при $\psi_2 \sim 5$ и $x_c = 4.5$ см

сокращается до ~ 3 см (рис.2, *з*, *и*). Причина такой эволюции может быть связана с ростом порогового коэффициента усиления и со снижением плотности излучения в активной среде. Последнее обстоятельство приводит к тому, что роль столкновительной дезактивации молекул HF(*v*) становится более существенной и в излучение переходит меньшая часть колебательной энергии.

Эти данные, полученные с помощью анализатора пучка сканирующего типа, подтверждаются результатами тепловизионной съемки системой «Thermovision 880». Значения Δx_L , полученные этими методами при $\tau_1 = 0.025\%$, составляют 5.3 и 5.4 см соответственно, а при $\tau_1 = 0.65\%$ они равны 3.0 и 2.4 см. Приведенные данные показывают, что протяженность активной среды $\Delta x_L = 5.3–5.4$ см, формируемой трехструйным сопловым блоком по схеме сопло–сопло–сопло в режиме генерации максимальной мощности (при $\tau_1 = 0.025\%$), в два-пять раз превышает $\Delta x_L = 1.1–2.5$ см, характерную для обертонового HF-лазера с двухструйным сопловым блоком радиального расширения по схеме сопло–инжектор [2].

В ранее выполненных нами исследованиях лазера последнего типа были зафиксированы спектры генерации, содержащие три-четыре линии ($P_2(3–6)$ [2] и $P_2(5–7)$ [5]), перекрывающие диапазон длин волн $\lambda = 1.313–1.351$ мкм. Анализ результатов спектральных измерений HF-лазера с трехструйным сопловым блоком показал следующее. Типичный спектр генерации (относительные мощности линий излучения N_J/N , пропорциональные их интенсивностям) при наличии вторичного разбавления активной среды гелием включает в себя две линии: $P_2(4)$ с $\lambda = 1.321$ мкм и $P_2(5)$ с $\lambda = 1.331$ мкм либо $P_2(5)$ и $P_2(6)$ с $\lambda = 1.340$ мкм. Конкретный же вид спектра зависит от параметров работы HF-лазера – τ_1 , x_c и ψ_2 .

По мере увеличения коэффициента пропускания τ_1 (рис.3) наблюдаются «перекачка» мощности в спектральные линии с меньшими вращательными квантовыми числами J и соответственно их смещение в более коротковолновую область. При $\tau_1 = 0.05\%–0.22\%$ в линии

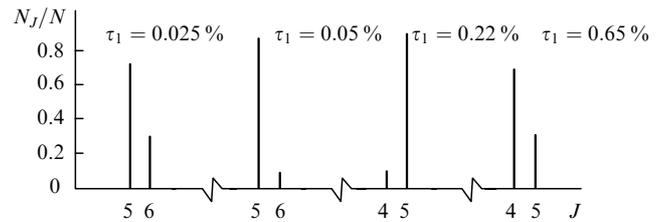


Рис.3. Влияние коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора на спектр обертоновой генерации при $\psi_2 \sim 5$ и $x_c = 4.5$ см.

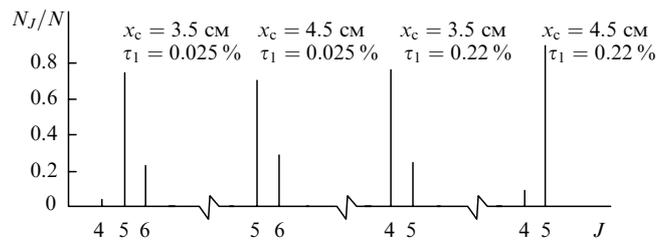


Рис.4. Влияние положения оптической оси резонатора относительно среза соплового блока на спектр обертоновой генерации при $\psi_2 \sim 5$.

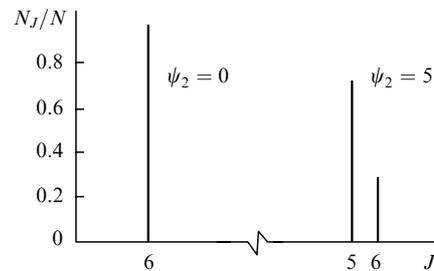


Рис.5. Влияние коэффициента вторичного разбавления активной среды гелием на спектр обертоновой генерации при $x_c = 4.5$ см и $\tau_1 = 0.025\%$.

$P_2(5)$ сосредоточено 90% мощности излучения лазера. Удаление оптической оси резонатора от среза соплового блока (увеличение x_c) также сопровождается смещением спектра (по относительной интенсивности спектральных линий), но в длинноволновую область, причем независимо от коэффициента пропускания выходного зеркала (рис.4). Это вызвано влиянием поступательной температуры активной среды, которая по мере удаления от среза соплового блока возрастает (аналогичный эффект наблюдался при работе данного лазера и на основных переходах [10]).

Что касается влияния коэффициента вторичного разбавления ψ_2 , то за счет снижения поступательной температуры активной среды при ее разбавлении гелием спектр генерации смещается в коротковолновую область (рис.5). Таким образом, спектральным составом излучения обертонового HF-лазера с трехструйным сопловым блоком в известной степени можно управлять, варьируя параметры его работы. При этом можно подобрать такой режим, который обеспечивает генерацию излучения только на одной длине волны, например на $\lambda = 1.340$ мкм (рис.5).

Данный факт важен с двух точек зрения. Во-первых, он указывает на возможность достижения (как и в кислородно-иодном лазере) генерации на одной линии без использования специальных селективирующих элементов, а во-вторых, дает надежду на реализацию режима работы HF-лазера по схеме задающий генератор–усилитель

мощности; это режим, который, вообще говоря, не требует высокой мощности от задающего генератора.

4. Заключение

Таким образом, впервые получена генерация излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 1.321 - 1.340$ мкм в обертонном HF-лазере с трехструйным сопловым блоком по схеме смешения реагентов сопло – сопло – сопло. Достигнута мощность излучения ~ 1.1 кВт при коэффициенте преобразования химической энергии реакции накачки в обертон 18 %. При варьировании коэффициента вторичного разбавления активной среды гелием ψ_2 показано, что при $\psi_2 \sim 5$ протяженность зоны генерации составляет 5.3 см и превышает таковую для режима $\psi_2 = 0$ почти на 20 %, а по сравнению с лазером с двухструйным сопловым блоком радиального расширения по схеме сопло – инжектор – в два-пять раз.

Показана возможность селекции спектральных линий варьированием коэффициента пропускания выводного зеркала резонатора, положения его оптической оси и коэффициента вторичного разбавления активной среды гелием, в результате которой удалось получить генерацию излучения на единственной линии – $P_2(6)$ с $\lambda = 1.340$ мкм. Для дальнейшего повышения энергетических характеристик излучения следует переходить к модели HF-лазера, сопловой блок которого обеспечивает более качественное смешение реагентов за счет уменьшения шага сопел (например, к схеме сопло – сопло – инжектор [13]) и

формирует активную среду с более высокими усилительными свойствами; следует также оптимизировать максимальное число параметров работы лазера.

Авторы выражают благодарность Ю.Л. Самотоеву за помощь в проведении экспериментов, А.А. Беляеву и В.Е. Дорошкевичу – за участие в измерениях.

1. Галаев И.И., Конкин С.В., Латышев А.Д. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 867 (1995).
2. Галаев И.И., Конкин С.В., Латышев А.Д. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 222 (1996).
3. Беляев А.А., Жевлаков А.П., Карельский В.Г. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 443 (1996).
4. Беляев А.А., Жевлаков А.П., Карельский В.Г. и др. *Оптика и спектроскопия*, **81**, 517 (1996).
5. Конкин С.В., Федоров И.А., Ребонэ В.К. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 683 (1998).
6. Федоров И.А., Конкин С.В., Ребонэ В.К. и др. *Оптический ж.*, **66**, 36 (1999).
7. Ротинян М.А., Стрелец М.Х., Федоров И.А., Шур М.Л. *Квантовая электроника*, **25**, 387 (1998).
8. Конкин С.В., Ребонэ В.К., Ротинян М.А. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 397 (1998).
9. Федоров И.А., Беляев А.А., Конкин С.В. и др. *Оптика и спектроскопия*, **89**, 1040 (2000).
10. Федоров И.А., Конкин С.В., Максимов Ю.П. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 515 (2001).
11. Галаев И.И., Конкин С.В., Ребонэ В.К. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 299 (1997).
12. Rigrod W.W. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2602 (1963).
13. Галаев И.И., Конкин С.В., Кривицкий А.М. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 217 (1996).