

Одночастотный ТЕА CO_2 -лазер с просветляющимся спектральным фильтром в резонаторе

В.Р.Сороченко

Реализован режим одночастотной генерации в ТЕА CO_2 -лазере со спектральным фильтром (ячейка, заполненная SF_6) в резонаторе на линиях $P(12)–P(24)$ полосы $10P$. Минимальный разброс пиковых мощностей импульсов излучения в серии «выстрелов», а также максимальное отношение энергий излучения в режимах одночастотной и свободной генерации (более 0.84) были реализованы на линии $P(16)$ при оптимальном давлении SF_6 в ячейке. Результаты эксперимента качественно согласуются с расчетным спектром поглощения SF_6 из информационно-аналитической системы SPECTRA. Показано, что большое отношение энергий в двух режимах достигнуто за счет просветления газа в ячейке.

Ключевые слова: CO_2 -лазер, продольная мода резонатора, одночастотный режим, SF_6 .

1. Введение

Для ряда экспериментов по взаимодействию излучения импульсного CO_2 -лазера с веществом требуется высокая повторяемость от «выстрела» к «выстрелу» пиковой мощности излучения. В случае ТЕА CO_2 -лазера с давлением смеси газов $p \leq 1$ атм, работающего на основной поперечной моде TEM_{00} резонатора с типичной длиной $L = 1–2$ м, в свободной генерации (СГ) участвуют несколько продольных мод, частоты которых близки к центральной частоте вращательно-колебательного перехода, на котором развивается генерация. Самосинхронизация мод активной средой лазера приводит к временной форме импульса излучения, содержащей несколько наложенных друг на друга цугов импульсов с низким контрастом [1]. Импульсы в цугах следуют с периодом $\Delta T_0 = 2L/c$. При этом от выстрела к выстрелу изменяются как форма отдельных импульсов в цугах, так и их контраст, что приводит к многократному изменению пиковой мощности выходного излучения даже при стабильной выходной энергии (разброс энергий излучения наиболее известных коммерческих ТЕА CO_2 -лазерах не превышает 10%).

Для стабилизации пиковой мощности излучения необходимо обеспечить селекцию одной продольной моды из нескольких участвующих в генерации лазера, другими словами, обеспечить одночастотную генерацию (ОГ) лазера, характеризующуюся гладкой временной формой импульса излучения. Для селекции продольных мод резонатора в ТЕА CO_2 -лазерах наиболее часто применяются следующие методы [2]: 1) селективное усиление излучения внутри резонатора в полосе частот, ширина которой близка к частотному интервалу между соседними продольными модами $\Delta\nu_{\text{long}} = c/(2L)$ (гибридные CO_2 -лазеры, содержащие секции высокого и низкого давления в

одном резонаторе); 2) инжекция в резонатор импульсного лазера излучения стабилизированного непрерывного CO_2 -лазера, приводящая к развитию генерации на ближайшей по частоте продольной моде; 3) обеспечение высокой добротности резонатора в полосе частот шириной $\sim \Delta\nu_{\text{long}}$ благодаря использованию внутрирезонаторных интерферометров; 4) установка в резонатор спектральных фильтров, т. е. элементов, имеющих в спектре поглощения (СП) узкие провалы, сравнимые по ширине с величиной $\Delta\nu_{\text{long}}$.

Последний метод представляется нам наиболее технически простым. В то же время он имеет один очевидный недостаток. Поскольку в качестве спектральных фильтров применяются газы, их СП могут ограничивать число линий генерации CO_2 -лазера, на которых можно обеспечить ОГ при заполнении ячейки конкретным газом. В частности, наиболее часто используемый как фильтр газ SF_6 (элегаз) имеет область поглощения только в центральной части полосы $10P$ спектра вращательно-колебательных переходов молекулы CO_2 (линии $P(12)–P(24)$). Для получения режима ОГ в ТЕА CO_2 -лазерах на полосах $10R$, $9P$ и $9R$ с помощью спектрального фильтра применялись другие газы, имеющие СП в соответствующих областях [3–5]. Однако для некоторых задач по нерезонансному взаимодействию излучения с веществом изменение длины волны излучения в пределах спектра генерации CO_2 -лазера мало влияет на полученный результат и указанный недостаток не является существенным.

Впервые генерация ТЕА CO_2 -лазера на одной продольной моде при наличии ячейки в резонаторе, заполненной SF_6 при давлении 0.5 Тор, была получена в работе [6] при настройке дифракционной решетки резонатора на линию $10P(18)$. Более подробно такой селектор исследован в работах [7, 8]. В работе [8] при размещении внутри селективного резонатора ТЕА CO_2 -лазера ячейки с SF_6 длиной 10 см при давлении $p_{\text{SF}_6} < 1$ Тор была реализована ОГ на линиях $P(14)–P(22)$. С помощью вспомогательного непрерывного, перестраиваемого по линиям CO_2 -лазера, частота излучения которого для каждой из указанных линий была настроена на ее центр, и сканирующего интерферометра Фабри–Перо был определен сдвиг частоты

В.Р.Сороченко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;
e-mail: soroch@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 1 августа 2016 г., после доработки – 2 ноября 2016 г.

$\delta\nu$ импульсного излучения относительно частоты излучения непрерывного лазера. Сравнение величин $\delta\nu$ для каждой линии со структурой взятого из [9] СП молекулы SF₆ вблизи центра конкретной линии показало, что частоты импульсной генерации точно соответствуют минимумам в СП, т. е. реализация режима ОГ является результатом спектральной селекции. Наилучшая повторяемость от выстрела к выстрелу режима ОГ при $\Delta\nu_{\text{long}} = 61.2$ МГц наблюдалась в [8] на линиях P(14), P(16) и P(22). На линиях P(18) и P(20) в отдельных выстрелах реализовывался многочастотный режим, а в случае режима ОГ частота излучения могла скачкообразно (на сотни мегагерц) изменяться от выстрела к выстрелу.

В последующих работах [10, 11] режим ОГ был получен в TEA CO₂-лазерах с большей пиковой мощностью импульса излучения (до 14 МВт) на нескольких линиях полосы 10P при длине ячейки 2 мм и давлении $p_{\text{SF}_6} \approx 5$ Тор, однако детально он не исследовался. В [12] режим ОГ был реализован в TEA CO₂-лазере с селективным кольцевым резонатором, содержащим ячейку с SF₆ длиной 10 см (величина p_{SF_6} в [12] не указана) и настроенным на линию 10P(16).

Несмотря на очевидность физического механизма ОГ в TEA CO₂-лазерах с ячейкой в резонаторе, заполненной SF₆, имеется ряд весьма важных при практическом применении предложенного метода для конкретного лазера вопросов, которые в опубликованных работах не обсуждались, а именно: в чем причина разной стабильности режима ОГ на различных линиях полосы 10P, которая имела место в [8]? можно ли реализовать разброс пиковых мощностей излучения в серии выстрелов лазера в режиме ОГ, сравнимый с разбросом энергий в режиме СГ? насколько уменьшается энергия импульса излучения лазера при переходе из режима СГ в режим ОГ?

Цель настоящей работы – поиск ответов на указанные вопросы на примере конкретного TEA CO₂-лазера [13]. Мы также впервые исследовали режим ОГ на линиях P(12) и P(24), т. е. во всей полосе поглощения SF₆ вблизи $\lambda = 10$ мкм.

2. Экспериментальная установка

В работе использовался TEA CO₂-лазер с самостоятельным разрядом, занимающим область размером 1 × 1 × 30 см, накачка которого проводилась двухкаскадным генератором импульсных напряжений Фитча с емкостью ступеней 20 нФ, разрядником РУ-65 в качестве коммутирующего элемента и зарядным напряжением $U_{\text{charg}} = 18\text{--}23$ кВ. Двухсторонняя УФ предыонизация разрядного промежутка осуществлялась с помощью секционированного поверхностного искрового разряда. Рабочей смесью служила смесь газов состава CO₂:N₂:He = 40:40:20 при атмосферном давлении.

Оптическая схема установки показана на рис.1. Трехзеркальный селективный резонатор лазера длиной $L = 140$ см ($\Delta\nu_{\text{long}} = 107$ МГц, $\Delta T_0 = 9.3$ нс) был образован выходным клиновидным германиевым зеркалом 31 с коэффициентом отражения 60%, дифракционной решеткой (ДР) 100 штр./мм из алюминия и глухим вогнутым зеркалом 32 с радиусом кривизны $R = 3$ м. Зеркало 31, а также узел окна из NaCl крепились к фланцам разрядной камеры лазера. Вогнутое зеркало могло перемещаться вдоль оси резонатора в пределах нескольких миллиметров с точностью 1 мкм. Для селекции поперечных мод использо-

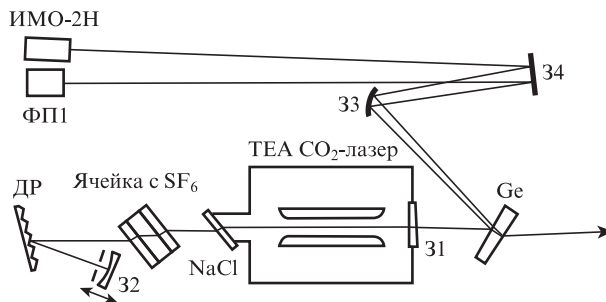


Рис.1. Оптическая схема установки.

валась внутрирезонаторная диафрагма диаметром 8 мм, расположенная вблизи глухого зеркала. Гауссово поперечное распределение мощности излучения, выходящего из лазера, подтверждает, что генерация происходит на основной поперечной моде резонатора TEM₀₀ [13]. Внутри резонатора между разрядной камерой и ДР находилась заполненная газом SF₆ ячейка цилиндрической формы с апертурой 30 мм и окнами из NaCl. Для уменьшения потерь излучения на френелевское отражение ячейка располагалась так, что ее ось составляла 45° с осью резонатора. При этом длина оптического пути излучения внутри ячейки равнялась 17 мм. Все элементы лазера размещались на оптическом столе из синтетического гранита фирмы Eksma (Вильнюс).

На выходе лазера была установлена делительная клиновидная пластинка из германия с пропусканием ~50%. Излучения, отраженные от ее передней и задней граней,

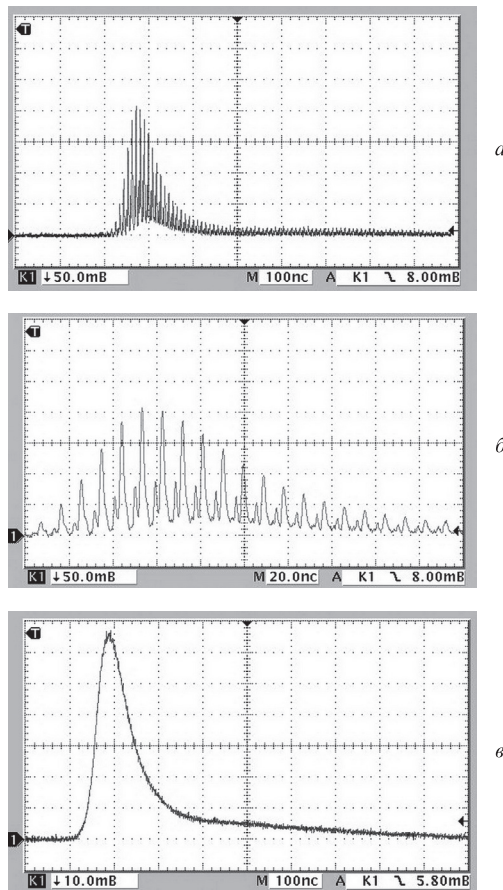


Рис.2. Осциллограммы лазерного импульса (линия 10P(22)) в режимах СГ (а, б) и ОГ (в). Развертка 100 нс/дел. (а, в) и 20 нс/дел. (б).

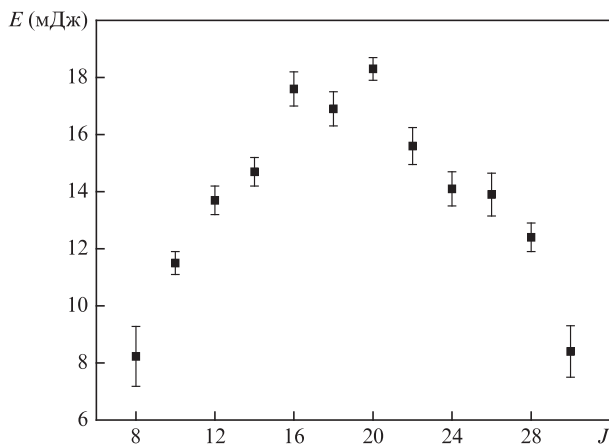


Рис.3. Зависимость энергии лазерного импульса E в режиме СГ от номера линии J .

с помощью вогнутого зеркала 33 с радиусом кривизны $R = 6$ м и плоского зеркала 34 направлялись в фотоприемник ФП1 и измеритель энергии ИМО-2Н (погрешность $\pm 7\%$) (рис.1). Сигнал с ФП1 поступал на вход цифрового осциллографа Tektronix TDS 3052 с полосой частот 500 МГц и частотой дискретизации 5×10^9 выб./с. Это позволяло в каждом выстреле контролировать как энергию, так и временную форму импульса излучения. На рис.2 приведены типичные осциллограммы импульсов излучения лазера в режимах СГ и ОГ (на рис.2,а и б показан один и тот же импульс) на линии 10Р(22). Длительность импульса по полувысоте составляла ~ 80 нс.

Максимальная энергия излучения на выходе лазера в режиме СГ на наиболее сильной линии 10Р(20) достигала 40 мДж. На рис.3 приведена зависимость энергии E излучения лазера в режиме СГ, измеренной за светоделительной пластинкой, от номера линии, совпадающего с вращательным квантовым числом J нижнего уровня перехода, при настройке ДР на линии полосы 10Р. Каждая точка на рис.3 соответствует энергии, усредненной по шести выстрелам лазера.

3. Результаты измерений и их обсуждение

3.1. Реализация режима ОГ на различных переходах в полосе 10Р молекулы CO_2

Исследовался режим ОГ на линиях P(12)–P(24) полосы 10Р молекулы CO_2 . Для каждой линии давление SF_6 в ячейке p_{SF_6} ступенчато (с шагом 1–2 мм по масляному манометру, что соответствует 0.064–0.13 Тор) увеличивалось от 0.2 Тор. Для каждого значения p_{SF_6} осуществлялась подстройка длины резонатора L с шагом ~ 1 мкм с целью минимизации глубины модуляции временной формы импульса излучения из-за биений нескольких продольных мод. Таким способом определялось минимальное давление $p_{\text{SF}_6}^{\text{min}}$, при котором в серии из $n = 25$ выстрелов (следующих с интервалом 1 мин) без дополнительной подстройки длины L в каждом выстреле лазера глубина модуляции импульса излучения составляла менее 2% (что определялось минимальной обнаружимой амплитудой модуляции на экране осциллографа). В каждом выстреле контролировались временная форма импульса излучения, его амплитуда U_1 и энергия E_{SFG} , измеренная в отраженном от делительной пластинки пучке. Измерения проводились при фиксированном напряже-

Табл.1.

J	$p_{\text{SF}_6}^{\text{min}}$ (Тор)	$E_{\text{SFG}}/\bar{E}_{\text{FR}}$	$E^{\text{max}}/E^{\text{min}}$	$U_1^{\text{max}}/U_1^{\text{min}}$	$\Delta\nu_{\text{SFG}}$ (МГц)
12	1.28	0.58–0.75	1.28	1.29	20
14	0.90	0.66–0.89	1.34	1.37	40
16	0.32	0.86–1.00	1.17	1.13	100
18	0.61	0.64–0.93	1.44	1.38	20
20	0.80	0.53–0.81	1.52	1.50	20
22	0.77	0.74–0.96	1.30	1.28	100
24	1.31	0.53–0.71	1.33	1.29	20

нии $U_{\text{charg}} = 22$ кВ, для которого энергия импульса излучения в режиме СГ была близка к максимальной. Число выстрелов в серии ($n = 25$) было выбрано экспериментально. При n , заметно меньшем 25 (~ 10), разброс параметров U_1 и E_{SFG} мог существенно (не более чем в два раза) меняться от серии к серии, при $n > 25$ он очень незначительно (не более чем на 10%) увеличивался с ростом n . Для каждой линии также проводились более короткие ($n = 10–12$) серии выстрелов при откачанной ячейке (режим СГ). Меньшие, чем в режиме ОГ, значения n были обусловлены существенно меньшим разбросом энергий E_{FR} (он не превышал $\pm 5\%$ от средней величины).

Минимальные значения $p_{\text{SF}_6}^{\text{min}}$ удалось подобрать для всех линий, кроме P(24). Для последней даже при $p_{\text{SF}_6} = 1.4$ Тор, когда из-за поглощения излучения в SF_6 лазер работал вблизи порога, максимальное число выстрелов в серии в режиме ОГ не превышало 12.

В табл.1 для каждой из семи линий приведены значения следующих выходных параметров лазера при $p_{\text{SF}_6} = p_{\text{SF}_6}^{\text{min}}$: $E_{\text{SFG}}/\bar{E}_{\text{FR}}$, где \bar{E}_{FR} – средняя в серии выстрелов энергия излучения в режиме СГ; $E^{\text{max}}/E^{\text{min}}$ и $U_1^{\text{max}}/U_1^{\text{min}}$ – отношения максимальных и минимальных значений энергии и амплитуды импульсов в серии в режиме ОГ; $\Delta\nu_{\text{SFG}}$ – диапазон изменения частоты ν селективируемой моды, в пределах которого реализуется режим ОГ (изменение L на 1 мкм соответствует изменению ν на 20 МГц).

Измерения показали, что максимальные величины $E_{\text{SFG}}/\bar{E}_{\text{FR}}$ были реализованы на линии P(16), а разброс параметров E_{SFG} и U_1 был в два-три раза меньше, чем на других линиях. Для объяснения различия разбросов этих параметров для разных линий использовалась расчетная спектральная зависимость линейного коэффициента поглощения $K(\nu)$ молекулы SF_6 в областях, близких к центрам линий указанных переходов молекулы CO_2 . Зависимость была получена с помощью базы данных HITRAN информационно-аналитической системы SPECTRA [14].

На рис.4,а показан фрагмент спектра поглощения SF_6 в области частот -650 МГц $< \nu < +650$ МГц (здесь и далее за $\nu = 0$ принята частота центра соответствующей линии, данные по частотам линий взяты из [15]) для линии 10Р(16) при $p_{\text{SF}_6}^{\text{min}} = 0.32$ Тор. Видно, что при $\nu = 136$ МГц коэффициент K принимает минимальное в пределах указанного диапазона частот значение 0.014 см $^{-1}$. Величина K в других минимумах спектра имеет существенно бльшие значения. Кроме того, при удалении от $\nu = 0$ в соответствии с лоренцевской формой линии усиления лазерного перехода уменьшается коэффициент усиления слабого сигнала, что дополнительно способствует подавлению мод, далеких от центра линии. На рис.4,а вертикальными линиями указаны также частоты продольных мод резонатора лазера, оптимальные для селекции одной продольной моды. Здесь каждой моде соответствует номер N , равный числу полуволн на длине резонатора, при этом

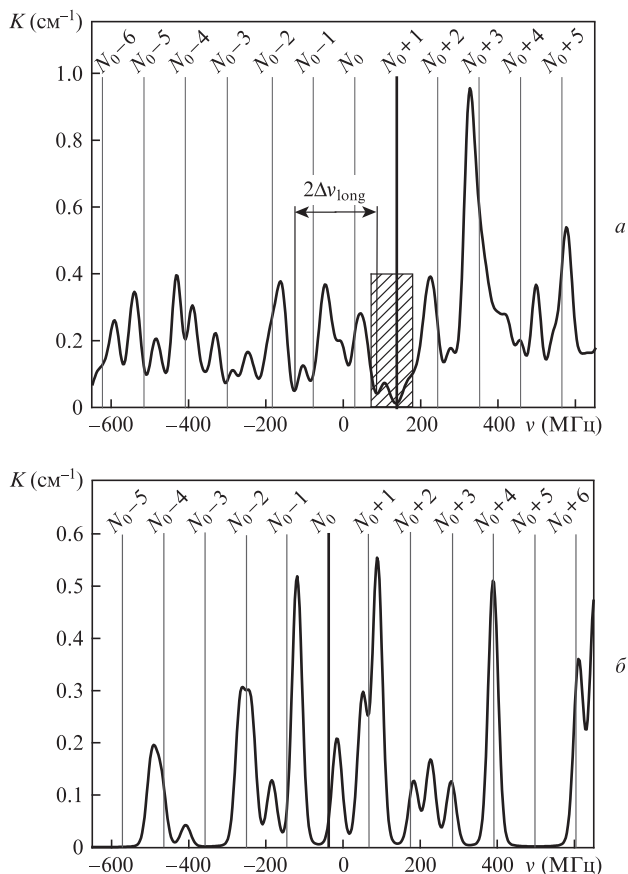


Рис.4. Фрагменты спектра линейного поглощения SF₆ вблизи центров линий 10P(16) (а) и 10P(20) (б) при давлениях SF₆ в ячейке 0.32 и 0.8 Тор соответственно (данные взяты из базы данных HITRAN системы SPECTRA [14]). За $\nu = 0$ принята частота центра соответствующей линии (частоты линий взяты из [15]).

N_0 – число полувольт для моды, ближайшей к центру линии (в дальнейшем будем характеризовать каждую продольную моду ее номером: мода N_0 , мода $N_0 + 1$ и т.д.). Из рис.4,а следует, что наименьшие потери будет иметь мода $N_0 + 1$ с частотой $\nu_{\text{opt}} = 136$ МГц (выделена жирной линией). Штриховкой показана область, для которой потери продольной моды с частотой внутри области будут меньше, чем для всех других мод в пределах спектра на рис.4,а. Фактически ширина этой области $\Delta\nu_{\text{long}} = 107$ МГц. В эксперименте режим ОГ при $p_{\text{SF}_6} \geq p_{\text{SF}_6}^{\text{min}}$ был реализован почти в той же области перестройки ν ($\Delta\nu_{\text{SFG}} \approx 100$ МГц). Только на границах этой области на вершине импульса возникала модуляция с периодами ΔT_0 либо $\Delta T_0/2$ и глубиной до 3.8% либо до 2.6% от присутствия второй продольной моды. Этому соответствуют ситуации, когда частоты мод $N_0 + 1$ и $N_0 + 2$ лежат вблизи границ заштрихованной области (период ΔT_0) либо когда частоты мод $N_0 - 1$ и $N_0 + 1$ находятся вблизи двух минимумов, разделенных интервалом $2\Delta\nu_{\text{long}}$ (период $\Delta T_0/2$).

Изучение спектра $K(\nu)$ вблизи центров других линий полосы 10P показало, что возможность селекции одной продольной моды для каждой из линий существенно зависит от конкретной величины L . Рассмотрим это на примере линии P(20). На рис.4,б приведен фрагмент спектра $K(\nu)$ вблизи центра линии P(20) в том же интервале частот ν , что и на рис.4,а, и указаны частоты продольных мод, при которых мода N_0 (выделена жирной линией) имеет наименьшие, но ненулевые потери среди ближай-

ших к ней мод. Режим селекции для линии P(20) в нашем случае является очень неустойчивым, т.к. при небольшом (на ~ 10 МГц) смещении частоты моды N_0 вправо увеличение ее амплитуды за проход через систему усилитель – ячейка может сравниться с этим параметром для мод $N_0 + 5$ и $N_0 - 3$ (для которых $K \approx 0$, но усиление в активной среде лазера заметно меньше). Соответственно при небольшом (на ~ 10 МГц) смещении частоты влево в генерации может также участвовать мода $N_0 - 1$, а при большем смещении (на ~ 25 МГц) – мода $N_0 + 2$. В эксперименте при малых отстройках L от оптимального значения L_{opt} (а для реализации режима ОГ необходимо было выставить L с точностью до 1 мкм) временная форма импульса излучения в различных выстрелах лазера имела модуляцию с периодами ΔT_0 , $\Delta T_0/3$, $\Delta T_0/8$ и глубиной до 7%, 2.7%, 9.5% соответственно, что подтверждает присутствие в спектре излучения лазера указанных выше мод, конкурирующих с модой N_0 . Отсутствие модуляции с периодом $\Delta T_0/2$ свидетельствует о пассивной стабильности длины резонатора в пределах 1 мкм. Судя по очень большому разбросу параметров U_1 и E_{SFG} от выстрела к выстрелу в режиме ОГ, можно предположить, что даже при $L = L_{\text{opt}}$ номер N (или частота) селектируемой моды может скачкообразно меняться. Большие колебания величин E_{SFG} и U_1 при этом связаны с тем, что генерация лазера на модах с $|N - N_0| = 3 - 5$ происходит при меньшем, чем для ближайших к N_0 мод, коэффициенте усиления лазера, но при $K \approx 0$, в то время как при генерации на ближайших к N_0 модах с исходным поглощением в SF₆ имеет место просветление среды в момент формирования импульса излучения (см. ниже п.3.2). Похожий эффект, хотя и при $L = 2.45$ м, наблюдался в [8], когда сдвиг частоты селектируемой моды относительно $\nu = 0$ при работе на линии P(20) в отдельных выстрелах лазера мог принимать значения $\delta\nu = -300, -100$ и $+500$ МГц. Стоит отметить, что указанные значения $\delta\nu$ с учетом ошибки измерения ± 25 МГц [8] соответствуют минимумам поглощения на рис.4,б. Это говорит о том, что приведенный на рис.4,б фрагмент спектра $K(\nu)$ позволяет качественно объяснить результаты как нашего эксперимента, так и работы [8].

Фрагменты спектра поглощения $K(\nu)$ в SF₆ вблизи центров линий P(12), P(14), P(18), P(22) и P(24), разумеется, существенно отличаются от представленного на рис.4,б. Однако у них всех есть одна особенность: наличие в интервале частот -650 МГц $< \nu < +650$ МГц большого числа областей, в которых $K \approx 0$. Такая структура спектра $K(\nu)$ при заданной величине L (т.е. $\Delta\nu_{\text{long}}$) позволит осуществить селекцию продольных мод с различными номерами N . Иногда, как в случае линии P(20), величина $|N - N_0|$ может достигать 5. Если длина резонатора L не стабилизирована (с точностью ~ 0.1 мкм), то при малых $\Delta\nu_{\text{SFG}}$ из-за теплового смещения L от выстрела к выстрелу возможно скачкообразное изменение N , т.е. частоты генерации ν , приводящее к большим колебаниям величин E_{SFG} и U_1 , как и для линии P(20). Впрочем, большой разброс параметров E_{SFG} и U_1 может иметь место и при селекции продольной моды с конкретным значением N в случае большой крутизны склонов пиков поглощения $dK/d\nu$ на определенном участке спектра (см. п.3.2). Величина $\Delta\nu_{\text{SFG}}$ для различных линий определяется возможностью развития лазерной генерации на нескольких продольных модах с близкими инкрементами нарастания мощности излучения, что напрямую зависит от конкретной формы кривой $K(\nu)$ и величины L .

Таким образом, проведенное исследование показало преимущества режима ОГ на линии P(16) в нашем лазере. Для практической реализации режима ОГ весьма важно знать не только величину $p_{SF_6}^{\min}$, но и диапазон давлений $p_{SF_6}^{\text{opt}}$ для этой линии, в пределах которого параметры излучения изменяются незначительно. Величина этого диапазона позволит определить адекватный способ запуска SF_6 и контроля его давления в ячейке. Об этом пойдет речь в п.3.2.

3.2. Оптимальный диапазон давлений SF_6 для линии P(16). Просветление ячейки

При измерениях давление SF_6 в ячейке составляло 0.32, 0.42 и 0.51 Торр (5, 6.5 и 8.0 мм по масляному манометру). Так же как и в п.3.1, измерения проводились при фиксированном напряжении $U_{\text{charg}} = 22$ кВ. Результаты этих измерений представлены в табл.2. Кроме тех же параметров, что и в табл.1, в ней приведены следующие: Δt_1 – средняя по серии выстрелов величина задержки Δt_1 максимума импульса излучения лазера относительно начала импульса накачки; $\Delta t_2 = (\Delta t_1)_{SFG} - (\Delta t_1)_{FR}$ – временной сдвиг между максимумами импульсов в режимах ОГ и СГ, усредненный по сериям импульсов. Измерения при $p_{SF_6} = 0.32$ и 0.42 Торр показали, что рост величин E^{\max}/E^{\min} и U_1^{\max}/U_1^{\min} при увеличении p_{SF_6} незначителен, однако при $p_{SF_6} = 0.51$ Торр он уже весьма существен. Отсюда следует, что для получения не только гладкого импульса излучения, повторяющегося в каждом выстреле лазера, но и минимального разброса величин E_{SFG} и U_1 в серии выстрелов необходим выбор давления p_{SF_6} в определенном интервале, в нашем случае $p_{SF_6}^{\text{opt}} = 0.32-0.42$ Торр.

Давление $p_{SF_6}^{\text{opt}}$ зависит от величины усиления за проход через активную среду лазера: чем больше усиление, тем большее давление SF_6 необходимо будет выбрать, и наоборот. В отдельном эксперименте нам удалось реализовать стабильный режим ОГ при одновременном уменьшении величин U_{charg} и p_{SF_6} , однако разброс параметров импульса был существенно большим, чем для $p_{SF_6} = 0.32$ Торр и $U_{\text{charg}} = 22$ кВ, т.к. лазер работал вблизи порога.

Из табл.2 также следует, что при $p_{SF_6} = 0.32$ Торр удается достичь отношения $E_{SFG}/\bar{E}_{FR} = 0.86-1.00$. Одновременно с этим имеет место заметное (на 200 нс) увеличение Δt_1 в режиме ОГ из-за потерь излучения на поглощение в SF_6 . Совокупность данных фактов позволяет предположить наличие просветления газа в ячейке. Для дополнительного подтверждения этого мы проделали простой эксперимент. В резонаторе лазера на диафрагме для выделения моды TEM_{00} была закреплена пленка толщиной 28 мкм из полиэтилена высокого давления. Предварительно определялась пропускание пленки на длине волны линии P(16), составившее 0.89 ± 0.01 , и установлено, что пленка практически не искажает пространственное распределение интенсивности пучка лазерного излучения. Для резонатора с пленкой и откачанной ячейкой в серии

из 10 выстрелов задержка $\Delta t_1 = 800$ нс, при этом энергия излучения изменялась в пределах 0.42–0.46 от величины \bar{E}_{FR} в отсутствие пленки в резонаторе. Очевидно, что при использовании более толстой пленки из того же материала, чтобы обеспечить увеличение Δt_1 до 850 нс (как в режиме ОГ при $p_{SF_6} = 0.32$ Торр), энергия излучения должна была быть еще меньше (при грубой оценке – менее $0.4\bar{E}_{FR}$). Именно такого эффекта можно было бы ожидать в режиме ОГ при $p_{SF_6} = 0.32$ Торр и отсутствии просветления.

Максимальная интенсивность излучения в области расположения ячейки с SF_6 в резонаторе, соответствующая плотности энергии 0.27 Дж/см² (оценка из [13]), достигала 2×10^6 Вт/см², что превышает оцененные в [16] интенсивности насыщения как однофотонных переходов между основным и первым колебательными уровнями моды ν_3 молекулы SF_6 (менее 10^5 Вт/см²), так и двух- и трехфотонных переходов на второй и третий колебательные уровни (10^5-10^6 Вт/см²). Оценки были сделаны для малых значений p_{SF_6} (того же порядка, что и в настоящей работе), когда можно пренебречь вращательной и колебательной релаксациями населенностей уровней в течение переднего пика лазерного импульса, времена которых могут быть оценены как $p_{SF_6} \tau_{VV} = 50$ нс·Торр и $p_{SF_6} \tau_{RR} = 35$ нс·Торр. Этим ситуация с SF_6 при давлении в доли торр разительно отличается от случая использования ячеек со смесью SF_6-He (несколько торр SF_6 и до 10 атм He) для повышения контраста короткого импульса излучения с $\lambda \approx 10$ мкм, когда время релаксации просветленного состояния может составлять ~ 1 нс [17, 18]. Со временем релаксации просветленного состояния напрямую связано пропускание газа в ячейке при просветлении. И если при давлениях p_{SF_6} в доли торр пропускание может быть близким к 100%, то в случае, описанном в [17, 18], оно обычно не превышало 50%.

Уменьшение энергии импульса излучения в режиме ОГ по сравнению с режимом СГ при $p_{SF_6} = 0.32$ Торр можно объяснить тем, что в нашем случае формирование переднего пика импульса излучения происходит на спаде зависимости коэффициента усиления активной среды для слабого сигнала от времени $\alpha(t)$ (характерное время спада по полувысоте ~ 3 мкс). Максимум $\alpha(t)$ достигается через ~ 100 нс после окончания импульса накачки, длительность которого составляла ~ 200 нс. Поэтому небольшое уменьшение за время $\Delta t_2 = 200$ нс величины α_0 (значения $\alpha(t)$ в момент формирования пика импульса), которая определяет энергию излучения, и дает измеренную разность энергий в двух режимах.

Из табл.2 видно, что с увеличением p_{SF_6} отношение E_{SFG}/\bar{E}_{FR} уменьшается. Это происходит из-за того, что с ростом p_{SF_6} растет Δt_1 и, следовательно, уменьшается α_0 . Режим просветления поглотителя при этом, очевидно, сохраняется, и величина E_{SFG}/\bar{E}_{FR} уменьшается незначительно. Увеличение разброса параметров E_{SFG} и U_1 в серии выстрелов с ростом p_{SF_6} можно объяснить тем, что согласно расчету с использованием системы SPECTRA увеличивается крутизна dK/dv (и, значит, dK/dL) склонов пиков поглощения SF_6 (рис.4.а). А тепловое смещение длины резонатора dL между выстрелами лазера и является главной причиной увеличения разброса E_{SFG} и U_1 по сравнению с разбросом E_{FR} в серии выстрелов.

Таким образом, выбор $p_{SF_6} = p_{SF_6}^{\text{opt}} = 0.32-0.42$ Торр при генерации излучения на линии P(16) позволяет реализовать одновременно и максимальную стабильность пи-

Табл.2.

p_{SF_6} (Торр)	Δt_1 (нс)	Δt_2 (нс)	E^{\max}/E^{\min}	U_1^{\max}/U_1^{\min}	E_{SFG}/\bar{E}_{FR}
0	650	0	1.094	–	–
0.32	850	200	1.17	1.13	0.86–1.00
0.42	960	310	1.19	1.14	0.84–0.99
0.51	1100	450	1.33	1.26	0.75–0.99

ковой мощности импульса излучения, и его максимальную энергию. Однако даже при $p_{\text{SF}_6} = p_{\text{SF}_6}^{\text{opt}}$ величина $U_1^{\text{max}}/U_1^{\text{min}}$ была заметно больше, чем $E^{\text{max}}/E^{\text{min}}$ в режиме СГ. Для ее уменьшения до уровня 9.4%, достигнутого в режиме СГ, необходима стабилизация длины резонатора с точностью ~ 0.1 мкм, что в случае TEA CO₂-лазера является достаточно сложной технической задачей. Ее решение даст возможность существенно уменьшить разброс параметров излучения и для других линий полосы 10P.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе были получены следующие результаты:

1. Реализован режим ОГ на линиях P(12)–P(24) полосы 10P в TEA CO₂-лазере с просветляющимся спектральным фильтром (ячейка длиной 1.7 см, заполненная газом SF₆ при давлении менее 1.4 Тор) в селективном резонаторе длиной $L = 1.4$ м. Разброс энергий и пиковых мощностей импульса излучения в серии выстрелов существенно зависел от номера линии, что качественно объясняется расчетным спектром поглощения SF₆ из информационно-аналитической системы SPECTRA.

2. Минимальный (не более 14%) разброс пиковых мощностей импульса излучения в серии выстрелов лазера был реализован на линии P(16) при давлении SF₆ в ячейке в оптимальном диапазоне 0.32–0.42 Тор. Для уменьшения разброса до уровня 9.4%, полученного для энергии в режиме СГ, необходима стабилизация длины резонатора лазера с точностью ~ 0.1 мкм.

3. При выборе давления SF₆ в ячейке в оптимальном диапазоне и работе на линии P(16) удалось обеспечить в режиме ОГ энергию импульса излучения, превышающую 84% от энергии в режиме СГ. Близкие значения E_{SFG} и E_{FR} при наличии исходных потерь излучения за счет поглощения в SF₆ свидетельствуют о просветлении газовой среды. Простой эксперимент показал, что при $p_{\text{SF}_6} =$

0.32 Тор и отсутствии просветления энергия E_{SFG} составила бы менее 40% от E_{FR} .

Полученные в работе результаты могут оказаться полезными при реализации одночастотного режима генерации в TEA CO₂-лазерах.

Автор благодарен сотрудникам ИОФРАН С.Ю.Казанцеву, Н.В.Плетневу и Ю.Л.Калачеву за помощь в оснащении экспериментального стенда и полезные обсуждения. Автор также признателен рецензенту журнала за ценные замечания, позволившие существенно улучшить качество статьи.

Работа была инициирована выполнением Проектов РФФИ (гранты № 13-02-12181 и 15-59-31817).

1. Ковалев В.И. *Квантовая электроника*, **23**, 135 (1996).
2. Новгородов М.З., Чокоев Э.С. *Труды ФИАН*, **221**, 139 (1992).
3. Dougal R.A., Jones C.R., Gundersen M.A., Nelson L.Y. *Appl. Opt.*, **18**, 1311 (1979).
4. Dougal R.A., Gundersen M.A., Williams P.F. *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 181 (1982).
5. Quack M., Ruede C., Seytang G. *Spectrochim. Acta, Part A*, **46**, 523 (1990).
6. Lyon D.L., George E.V., Haus H.A. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 474 (1970).
7. Nurmikko A., DeTemple T.A., Schwarz S.E. *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 130 (1971).
8. DeTemple T.A., Nurmikko A. *Opt. Commun.*, **4**, 231 (1971).
9. Hinkley E.D. *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 351 (1970).
10. Hill G.A., James D.J., Ramsden S.A. *Opt. Commun.*, **9**, 237 (1973).
11. Dyer P.E., James D.J. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 331 (1975).
12. Kumar A., Nilaya J.P., Biswas D.J. *Opt. Commun.*, **245**, 289 (2005).
13. Сороченко В.Р., Образцова Е.Д., Русаков П.С., Рыбин М.Г. *Квантовая электроника*, **42**, 907 (2012).
14. Михайленко С.Н., Бабинов Ю.Л., Головкин В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 765 (2005).
15. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978, т. 1, с. 120).
16. Алимиев С.С. *Докт. дис.* (М., ИОФРАН, 1983, с. 24, 25).
17. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Брытков В.В., Зиенко С.И., Муравьев С.В., Сороченко В.Р., Фирсов К.Н., Шакир Ю.А., Ямщиков В.А. *Письма в ЖТФ*, **10**, 1192 (1984).
18. Apollonov V.V., Corkum P.B., Taylor R.S., Alcock A.J. *Opt. Lett.*, **5**, 333 (1980).