

волны, то в трехмерном случае волновой характер полученных условий виден совершенно отчетливо. Характерно, что в отличие от приближенных геометрооптических условий квантования здесь записано не три противоречивых условия для определения собственных длин волн, а одно, но трехмерный характер колебания учитывается наличием трех индексов колебания, т.е. трех компонентов волновых векторов плоских волн.

Л и т е р а т у р а

- [1] В а й н ш т е й н Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966. 475 с.
- [2] Б а б и ч В.М., Б у л д ы р е в В.С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, М., 1972. 456 с.
- [3] К о р н е й ч и к В.В., К о р н е й ч и к Т.М. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14.
- [4] К о р н е й ч и к В.В. Геометро-волновой метод расчета волноводов и резонаторов. Канд. дис. Минск, 1983, 195 с.
- [5] К о р н е й ч и к В.В., П р о ц к о С.В. - Радиотехника и электроника, 1981, т. 26, № 1, с. 10-17.
- [6] К о р н е й ч и к В.В., Х а п а л ю к А.П. - Радиотехника и электроника, 1976, т. 21, № 4, с. 853-857.

Поступило в Редакцию
17 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОВПАДЕНИЯ ЧАСТОТ ПЕРЕХОДОВ ИЗОТОПИЧЕСКИХ РАЗНОВИДНОСТЕЙ CO_2 ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЛАСТИ 4.3 МКМ

В.О. П е т у х о в, С.Я. Т о ч и ц к и й,
С.А. Т р у ш и н, В.В. Ч у р а к о в

Для решения различных научных и технических задач (например, разделения изотопов водорода) необходимы мощные источники когерентного излучения, перестраиваемые в диапазоне длин волн 4.2-4.5 мкм. В работе [1] был предложен, а затем в [2, 3] реализован CO_2 лазер с комбинированным возбуждением, генерирующий в данной области спектра, в котором на возбужденную в электрическом разряде среду воздействует излучение в секвенционной полосе $00^02-10^01(02^01)$. В результате осуществляется оптический сброс молекул с уровня 00^02 на уровень $10^01(02^01)$ и создается инверсия в полосе $10^01(02^01)-10^00(02^00)$ ($\lambda \approx 4.3$ мкм). Несмотря на сравнительную простоту CO_2 лазера, достигнутый к настоя-

схему времени удельный энергосъем 15 мДж/л [4, 5] значительно ограничивает применение данного источника. Основная причина низких выходных параметров — быстрый распад верхнего лазерного уровня $1\text{O}^01(02^01)$, вызванный резонансным VV -обменом [6], вследствие чего необходимо брать рабочие смеси с малым количеством CO_2 .

В данной работе впервые продемонстрирована возможность существенного увеличения удельного энергосъема и эффективности 4.3 мкм лазера за счет использования для оптического сброса излучения в обычной полосе $00^01-1\text{O}^0(02^00)$ и сокращения переднего фронта сбрасываемого импульса. Сброс импульсами с коротким передним фронтом позволяет преодолеть вредное влияние быстрого распада уровня $1\text{O}^01(02^01)$ и увеличить содержание CO_2 в активной среде. Однако получение мощных коротких импульсов генерации для секвенционной полосы затруднительно. Поэтому предлагается использовать совпадение частот колебательно-вращательных переходов секвенционной и обычной полос изотопических разновидностей молекулы CO_2 . В этом случае оптический сброс с уровня 00^02 осуществляется излучением, формируемым на линиях обычной полосы другой изотопической разновидности CO_2 , частоты которых резонансны переходам $00^02-1\text{O}^01(02^01)$. Усиление в обычной полосе значительно выше (в 3–5 раз), чем в секвенционной полосе, и получение мощных импульсов длительностью $10\div 50$ нс не вызывает принципиальных сложностей [7].

Анализ спектроскопических данных для известных изотопических разновидностей молекулы углекислого газа [8–10] показал, что имеется несколько десятков колебательно-вращательных линий, обычной полосы одной из разновидностей CO_2 , совпадающих с линиями секвенционной полосы другой разновидности CO_2 . В таблице приведено 11 пар таких линий, частотная отстройка которых менее 1 Гц, что примерно соответствует ширине контура усиления в активной среде 4.3 мкм лазера. В данной работе представлены результаты исследований с двумя изотопическими разновидностями CO_2 . Генерация в полосе 4.3 мкм осуществлялась на линиях обычной молекулы $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$, а сбрасываемое излучение ($\lambda \sim 10$ мкм) формировалось на переходах $R(28)$ полосы 00^01-02^00 и $R(16)$ полосы 00^01-1O^00 молекулы $^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$, резонансных соответственно линиям $P(27)$ и $P(37)$ секвенционных полос 00^02-02^01 и 00^02-1O^01 молекулы $^{12}\text{CO}_2$.

Блок-схема установки была подобна описанной в [3]. Излучение в полосе 4.3 мкм формировалось в обычном ТЕА CO_2 -модуле с УФ-предыонизацией, который широко используется для генерации в обычных полосах [11]. Размеры активной среды модуля составляли $70 \times 2 \times 1.8$ см (0.25 л). Питание основного разряда и УФ-предыонизации осуществлялось от малоиндуктивного конденсатора емкостью $C=0.2$ мкФ, заряжаемого до напряжения $U=18$ кВ. Резонатор 4.3 мкм лазера, база которого составляла 1 м, был образован выходным зеркалом из Ge с коэффи-

Изотопическая разновидность молекулы CO_2	Переход обычной полосы	Изотопическая разновидность молекулы CO_2	Переход секвенционной полосы	Частотная отстройка, МГц
$^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(16) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(37) 00^02-10^01	755
$^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(28) 00^01-02^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(27) 00^02-02^01	125
$^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(34) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$	P(33) 00^02-02^01	333
$^{13}\text{C}^{18}\text{O}_2$	R(18) 00^01-02^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(25) 00^02-02^01	245
$^{13}\text{C}^{18}\text{O}_2$	P(34) 00^01-10^00	$^{13}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(11) 00^02-10^01	908
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(6) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$	P(13) 00^02-10^01	699
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(18) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$	R(13) 00^02-10^01	856
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(40) 00^01-02^00	$^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$	R(17) 00^02-02^01	225
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$	P(40) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(31) 00^02-10^01	409
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$	R(14) 00^01-10^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	R(25) 00^02-10^01	60
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$	P(32) 00^01-02^00	$^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$	P(17) 00^02-02^01	861

коэффициентом отражения $R \approx 75\%$ и селективным зеркалом из NaCl с диэлектрическим покрытием, через которое вводилось сбрасывающее излучение ($R_{4,3} \approx 90\%$, $R_{10} \approx 10\%$). Сбрасывающее излучение генерировалось в подобном ТЕА CO_2 лазере ($70 \times 3 \times 2$ см, $C=0,25$ мкФ, $U=25$ кВ), который мог перестраиваться по линиям обычной и секвенционной полос [3, 11]. С помощью внутрирезонаторной диафрагмы и внешних сферических зеркал выходное излучение формировалось в пучок, диаметр которого в активной среде $4,3$ мкм модуля составлял $1,5$ см. Это обеспечивало хороший модовый состав сбрасывающего излучения и достаточно высокую интенсивность, необходимую для насыщения отдельного колебательно-вращательного перехода. При этом плотность световой энергии и интенсивность составляли ~ 1 Дж/см² и ~ 3 МВт/см². Содержание $\text{He}-100$ Торр и N_2-14 Торр в активной среде $4,3$ мкм модуля было неизменным и оптимальным для сбрасывающих импульсов секвенционной полосы с типичной длительностью переднего фронта $\tau \sim 200$ нс [3]. Количество CO_2 варьировалось от $0,7$ до 6 Торр.

Экспериментальные исследования показали, что оптимальное содержание CO_2 зависит от τ . На рис. 1 и 2 приведены результаты оптимизации для двух случаев оптического сброса с приблизительно равными интенсивностями - в секвенционной полосе с $\tau \approx 150$ нс и основной полосе $\tau \approx 50$ нс. В первом случае для линии с наиболь-

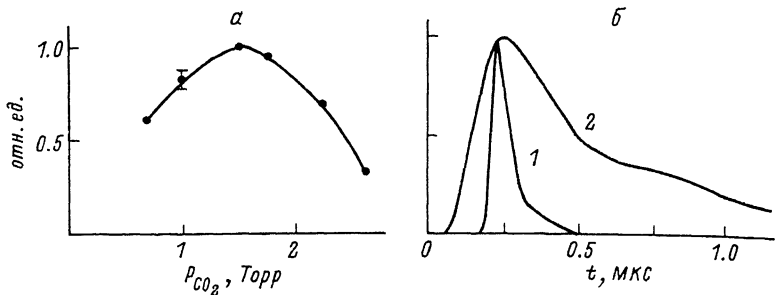


Рис. 1. Зависимость выходной энергии генерации на линии P(26) полосы 10^01-10^00 от содержания CO₂ в активной среде (а) и осциллограмма импульсов: 1 - с длиной волны 4,3 мкм на линии P(26), 2 - 10,6 мкм (сбрасывающего) на P(19) полосы 00^02-10^01 (б).

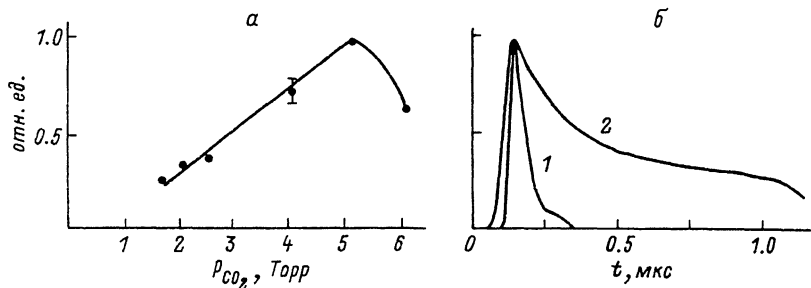


Рис. 2. Зависимость выходной энергии генерации на линиях P(38) и R(36) полосы 10^01-10^00 от содержания CO₂ в активной среде (а) и осциллограмма импульсов: 1 - с длиной волны 4,3 мкм на линиях P(38) и R(36), 2 - 10,8 мкм (сбрасывающего) на R(16) полосы 00^01-10^00 молекулы ¹³CO₂.

шим усилением P(26) полосы 10^01-10^00 [4, 5] максимум выходной энергии 5 мДж достигался в смеси, содержащей 1,5 Торр CO₂. При этом удельный энергоотъем составлял ~40 мДж/л, а пиковая мощность ~100 кВт. Следует отметить, что достигнутые значения выходных параметров 4,3 мкм лазера при сбросе секвенционными импульсами с $\tau \approx 150$ нс близки к предельным [12]. При сбросе на линии R(16) обычной полосы с $\tau \approx 50$ нс генерация идет сразу на двух линиях „прямого сброса“ P(38) и R(36) с соотношением интенсивностей 10:1. Важно, что оптимальное содержание CO₂ в этом случае увеличивается до 5 Торр. При этом выходная энергия и пиковая мощность почти в два раза выше, чем в предыдущем случае (несмотря на то что генерация происходит на краю полосы).

Достигнутые результаты не являются предельными, так как не проводилась оптимизация резонатора и полная оптимизация активной среды.

Значительная частотная отстройка 755 МГц между линиями $R(16)$ и $P(37)$ (см. таблицу) даже при небольшом плавании частоты генерации 1 Омкм лазера приводила к существенному разбросу выходных параметров от импульса к импульсу. Существует ряд методов управления и стабилизации частоты генерации в пределах контура усиления, ширина которого для ТЕА CO_2 лазера ~ 4 ГГц [13]. В данной работе был использован метод [14], заключающийся в помещении в резонатор кюветы с нагретым CO_2 . Подбор давления и температуры газа в кювете приводит к заданному сдвигу частоты генерации от центра перехода, а также к ее стабилизации. Необходимый частотный сдвиг ~ 700 МГц достигался при напуске в кювету, нагретую до 250°C , ~ 70 торр $^{13}\text{CO}_2$, что обеспечивало хорошую воспроизводимость, как видно из рис. 2, а, выходных параметров 4,3 мкм лазера. Для другой пары линий $R(28)$ обычной и $P(27)$ секвенционной полос небольшая отстройка частот переходов 125 МГц не вызывала затруднений при исследовании 4,3 мкм генерации, и внутррезонаторная кювета не использовалась. Сравнение выходных параметров в случае оптического сброса на линии $R(28)$ обычной и совпадающей с ней $P(27)$ секвенционной полос показало, что генерация в обоих случаях происходит на одной и той же линии $P(28)$ полосы $02^{\circ}1-02^{\circ}0$. Причем выходная энергия и форма импульсов приблизительно одинаковы, что объясняется примерно равной интенсивностью и длительностью передних фронтов сбрасываемых импульсов ($\tau \approx 180$ нс). Оптимальное содержание CO_2 в обоих случаях составляло ~ 1 торр. Низкие выходные параметры для обычной полосы в этом случае обусловлены малым усилением в полосе $00^{\circ}1-02^{\circ}0$ молекулы $^{13}\text{CO}_2$, которое примерно в 3 раза меньше, чем для аналогичной полосы молекулы $^{12}\text{CO}_2$ [15].

Таким образом, результаты работы показывают, что оптический сброс на линиях обычной полосы с коротким передним фронтом позволяет увеличить содержание CO_2 в активной среде и тем самым значительно улучшить выходные параметры 4,3 мкм лазера. При этом существенно увеличивается и КПД лазерной системы, поскольку эффективность генерации в обычной полосе в несколько раз выше, чем в секвенционной. Важно также, что открывается возможность получать новые линии в диапазоне 4,2–4,5 мкм, например для молекулы $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$, секвенционная полоса у которой очень слабая.

Л и т е р а т у р а

- [1] Степанов Б.И., Трушкин С.А., Чураков В.В. ДАН СССР, 1978, т. 243, № 4, с. 909–912.
- [2] Znotins T.A., Reid J., Garside V.K., Ballik E.A. - Opt. Lett., 1979, v. 4, N 8, p. 253–255.

- [3] Бертель И.М., Петухов В.О., Степанов Б.И., Трушин С.А., Чураков В.В. - ДАН СССР, 1980, т. 255, № 6, с. 1353-1356.
- [4] Brimacombe R.K., Reid J. - Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 8, p. 813-815.
- [5] Brimacombe R.K., Reid J. - J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 11, p. 4882-4891.
- [6] Finzi V., Moore C.B. - J. Chem. Phys., 1975, v. 63, N 6, p. 2285-2288.
- [7] Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов В.С., Рябов Е.А., Старостин А.Н. Импульсные CO₂ лазеры и их применения для разделения изотопов, М.: Наука, 1983, 304 с.
- [8] Freed C., Bradley L.C., O'Donnell R.G. - IEEE J. Quantum. Electron., 1980, v. QE-16, N 11, p. 1195-1206.
- [9] Siemsen K.J. - Opt. Lett., 1981, v. 6, N 3, p. 113-117.
- [10] Siemsen K.J., Whitford B.G. - Opt. Commun., 1977, v. 22, N 2, p. 11-16.
- [11] Бертель И.М., Петухов В.О., Трушин С.А., Чураков В.В. Препринт Института физики АН БССР, Минск, 242, 1981.
- [12] Иваненко М.М., Трушин С.А., Чураков В.В. - ЖПС, 1984, т. 41, № 3, с. 408-415.
- [13] Izatt J.R., Mathieu P. - Can. J. Phys., 1980, v. 58, N 10, p. 1401-1415.
- [14] Stamatakis T., Green J.M. - Opt. Commun., 1979, v. 30, N 3, p. 413-418.
- [15] Freed C. - IEEE J. Quantum Electron., 1982, v. QE-18, N 8, p. 1220-1228.

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИК И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Андрианов, Е.В. Берегулин,
С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, И.Д. Ярошечкий

Потребности быстро развивающейся лазерной техники требуют создания приборов для анализа поляризации лазерных импульсов с высоким временным разрешением. В особый класс задач можно вы-