

Исследование влияния ангидрида трифторуксусной кислоты в составе рабочей смеси на работу йодного фотодиссоционного лазера

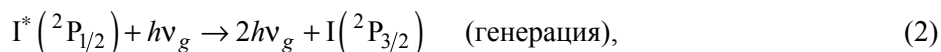
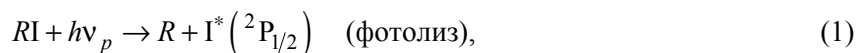
А. А. Полозов, Н. М. Худиков,
Л. М. Виноградский

В настоящей работе экспериментально исследовалось влияние буферной добавки $(CF_3CO)_2O$ (трифторацетангидрида) на работу йодного фотодиссоционного лазера. Проведены сравнительные эксперименты по измерению энергии генерации йодного лазера как со сменой, так и без смены рабочего вещества с указанной буферной добавкой и широко используемым буферным газом SF_6 (элегазом). Проведены эксперименты по измерению оптических неоднородностей в рабочем объеме, возникающих в процессе накачки рабочих смесей на основе $i-C_3F_7I$ (перфторалкилийодида) с буферными добавками $(CF_3CO)_2O$ и C_6F_{14} (перфторгексаном). Проведен анализ полученных данных.

Введение

Проблема «скорострельности» йодных фотодиссоционных лазерных установок без снижения энергетических характеристик существует с момента их появления [1]. В технологическом цикле срабатывания йодным лазером много времени уходит на откачку кюветы и замену рабочего вещества. При этом еще существует проблема загрязнения стеклянных поверхностей лазерных кювет продуктами фотолиза.

Реакция фотодиссоциации в йодном лазере происходит по схеме



где R – радикал CF_3 , C_2F_5 , C_3F_7 и др., $h\nu_p$ – квант накачки (соответственно, $\lambda_p \approx 274$ нм – максимум полосы поглощения [1]), ν_g – рабочая частота лазера. На работу йодного лазера влияют вторичные химические реакции, такие как процесс рекомбинации и тушения возбужденных атомов йода исходными продуктами и возникающими в процессе фотодиссоциации [2].

Особый интерес при разработке рабочих смесей для йодного лазера может представлять трифторацетангидрид трифторуксусной кислоты $(CF_3CO)_2O$ [3] (далее по тексту – ангидрид), его структурная формула выглядит следующим образом:



Процесс фотодиссоциации приводит к расщеплению в молекуле связи C-C и появлению радикалов CF_3 , которые участвуют в реакции рекомбинации с йодом I, образуя новое рабочее вещество (CF_3I) из группы перфторалкилйодидов.

Если лазерная среда подвергается неоднородной накачке, то и тепловыделение также оказывается неоднородным. Возникают температурные градиенты и градиенты давления. Они приводят в движение первоначально покоившийся газ, в результате происходит изменение плотности газа и показателя преломления. Эти возмущения распространяются со скоростью звука (v_s), нарастая со временем. При использовании буферных добавок, имеющих сравнительно большую теплоемкость, таких как $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ и C_6F_{14} , удается уменьшить влияние оптических неоднородностей на качество лазерного излучения.

1. Схема измерения энергии генерации йодного фотодиссоционного лазера

Важным параметром йодного лазера является запасенная лазерная энергия E_{st} , она чаще всего используется при расчетах и оценках. Эта энергия складывается из энергии генерации (измеряется экспериментально) и пороговой энергии (рассчитывается):

$$E_{st} = kE_{gen} + E_{th}, \quad (4)$$

где $k \approx 1,15$ – коэффициент, учитывающий потери в резонаторе, или

$$E_{st} = \frac{1 - T^2 \sqrt{R1 \cdot R2}}{T(1 - \sqrt{R1 \cdot R2})} E_{gen} + \frac{\ln(R1 \cdot R2)^{-1} + \ln T^{-4}}{2\sigma_{am}} h\nu_g S_{gen}, \quad (5)$$

где второе слагаемое означает пороговую энергию при обозначениях: $R1, R2$ – коэффициенты отражения выходных зеркал лазерного генератора, T – пропускание входных окон лазерной кюветы, S_{gen} – площадь поперечного сечения пучка генерации [3]. Схема измерения энергии генерации показана на рис. 1.

Пороговая энергия рассчитывалась по формуле

$$E_{th} = \frac{h\nu S_{gen} \ln \left[\left(R1 \cdot R2 \cdot T1^2 \cdot T2^2 \right)^{-1} \right]}{2\sigma_{am}}, \quad (6)$$

где S_{gen} – площадь ожога генерации (регистрируется на фотобумаге); $R1 = 0,9$, $R2 = 0,5$ – коэффициенты отражения зеркал резонатора; $T1 = 0,92$, $T2 = 0,92$ – пропускание входных окон кюветы.

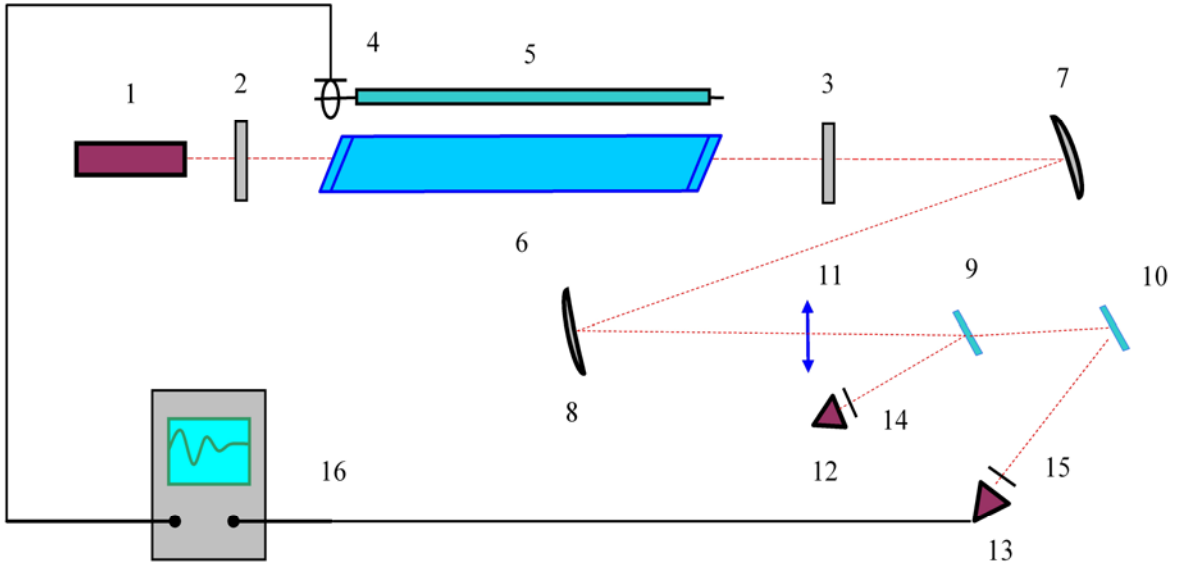
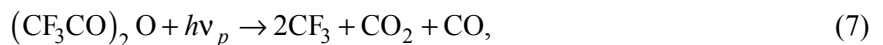


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема измерения энергии генерации йодного лазера: 1 – настроечный He-Ne лазер; 2, 3 – выходные зеркала резонатора; 4 – пояс Роговского; 5 – импульсная лампа накачки; 6 – лазерная кювета; 7–10 – зеркала для перестроения изображения торца резонатора; 11 – линза; 12 – калориметр Molelectron J50LP-1; 13 – фотодиод ФД-10ГА; 14, 15 – оптические фильтры; 16 – осциллограф

Для рабочей смеси 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 705 торр SF_6 сечение усиления составляет величину $\sigma_{am} = 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, $S_{gen} = 12,5 \text{ см}^2$, а пороговая энергия $E_{th} = 0,75 \text{ Дж}$. Энергия генерации для указанной смеси составила $E_{gen} = 4,06 \text{ Дж}$, т. е. практически $\sim 90\%$ запасенной энергии «высвечивается» в виде энергии генерации. Руководствуясь этими соображениями, мы в работе регистрировали энергию генерации и проводили сравнения при анализе.

2. Энергетические характеристики трифторацетангидрида

Важно отметить, что под воздействием излучения накачки происходит фотодиссоциация не только рабочего вещества (1), но и исследуемой добавки по следующей схеме [4]:



где ν_p – максимум полосы поглощения, соответственно, $\lambda_p \approx 250 \text{ нм}$ (рис. 2).

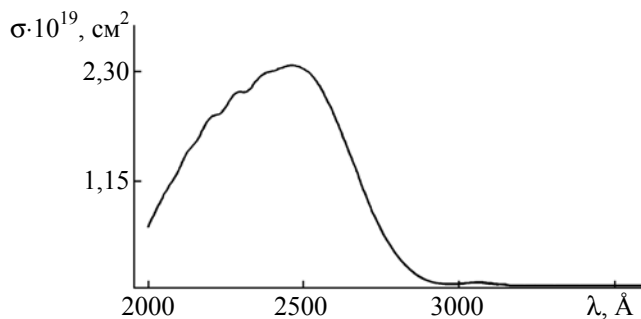


Рис. 2. Сечение поглощения ангидрида трифторуксусной кислоты $(CF_3CO)_2O$ [4]

Сечение поглощения указанного вещества показано на рис. 2 [4]. Оно совпадает с УФ диапазоном поглощения основного рабочего вещества ($i-C_3F_7I$) [1]. В результате фотодиссоциации в рабочей смеси образуется избыток радикалов (CF_3) и буферные газы CO_2 и CO . Наличие кислорода в молекуле может способствовать переводу нелетучих загрязняющих продуктов фотолиза в летучие, т. е. окислению углерода до CO и CO_2 .

Далее, что очень важно, в рабочем объеме с радикалами R и йодом I (в основном состоянии) по схеме



происходит процесс рекомбинации [5]:



и получившееся новое рабочее вещество CF_3I (йодтрифторметан), относящееся к группе перфторалкилийодидов, вновь фотодиссоциирует по схеме (1). Скорость реакции рекомбинации (9) этого вещества имеет величину $k_r = (9-16) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [5], а у основного вещества ($i-C_3F_7I$) эта константа равна $\sim 7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [6], т. е. немного уступает.

На рис. 3 показана зависимость энергии генерации от парциального давления ангидрида. При давлении $P \approx 11$ торр ангидрида наблюдается небольшой подъем энергии генерации ($\sim 10\%$), а затем с повышением давления указанной добавки – плавный спад.

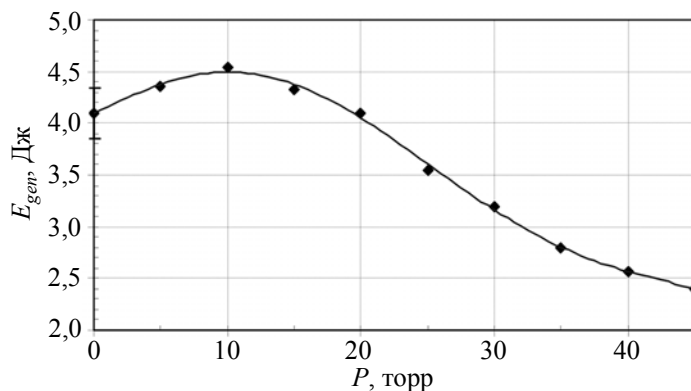


Рис. 3. Зависимость энергии генерации от парциального давления ангидрида (буферной добавки). Рабочая смесь 30 торр $i-C_3F_7I$ + (P) торр $(CF_3CO)_2O$ + SF_6 до 1 атм

На рис. 4 показана зависимость энергии генерации без смены рабочего вещества при двух парциальных давлениях указанного ангидрида (5 и 10 торр) с интервалом между срабатываниями лазера ~5 мин. Добавка ангидрида $(CF_3CO)_2O$ в рабочую смесь улучшила рекомбинацию. Из рис. 4 следует, что наиболее широко используемая рабочая смесь с газом SF_6 (кривая 3) уступает по рекомбинации рабочего вещества исследованным смесям. Необходимо подчеркнуть, что все это происходит в случае закрытого электрического разряда (ламповая накачка). Вариант с открытым разрядом необходимо проверять в эксперименте.

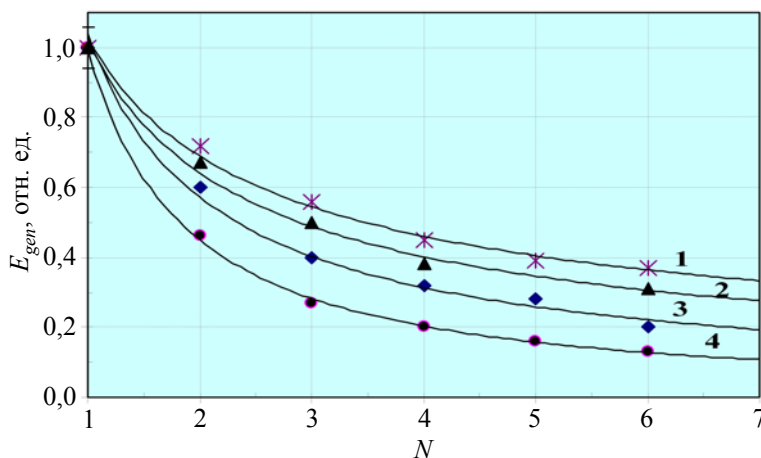


Рис. 4. Зависимость энергии генерации без смены рабочего вещества от числа срабатываний: 1 – смесь 30 торр $i-C_3F_7I$ + 10 торр $(CF_3CO)_2O$ + 695 торр SF_6 , $E_{gen\max} = 4,54$ Дж; 2 – смесь 30 торр $i-C_3F_7I$ + 5 торр $(CF_3CO)_2O$ + 700 торр SF_6 , $E_{gen\max} = 4,27$ Дж; 3 – смесь 30 торр $i-C_3F_7I$ + 21 торр C_6F_{14} + 684 торр SF_6 , $E_{gen\max} = 4,25$ Дж; 4 – смесь 30 торр $i-C_3F_7I$ + 705 торр SF_6 , $E_{gen\max} = 4,09$ Дж

Как указывалось выше, важной характеристикой йодного лазера является его способность сохранять величину запасенной энергии (E_{st}) с ростом числа рабочих циклов срабатывания N_p . В работах [1, 7, 8] показано, что основной причиной уменьшения E_{st} с ростом числа рабочих циклов N_p является постепенное загрязнение внутренней поверхности кварцевой кюветы твердыми продуктами фотолиза основного рабочего вещества, например $i-C_3F_7I$. В виду этого замеченный выше фактор самоочищения исследовался более детально. Далее будет показана экспериментально полученная зависимость энергии генерации, характеризующая степень загрязнения.

Как указывалось ранее, в наших экспериментах значение E_{st} мало отличается от значения энергии генерации E_{gen} , поэтому далее будем оперировать последним термином. На рабочем стенде исследовалась зависимость $E_{gen}(N_p)$ с использованием рабочей смеси 30 торр $i-C_3F_7I$ + SF_6 до 1 атм при добавлении в нее в дальнейшем буферной добавки $(CF_3CO)_2O$ в диапазоне от 5 до 20 торр.

Эксперименты проводились следующим образом. В чистую лазерную кювету напускалась рабочая смесь без буферной добавки и производился ее фотолиз. Компоненты рабочей смеси напускались в лазерную кювету из газовой фазы. После проведенных пяти срабатываний со смесью рабочего вещества средняя энергия отмечалась на графике. На рис. 5 (кривая 1) показана зависимость

$E_{gen}(N_p)$ без буферной добавки. На 40-м включении лазерного стенда уже заметно резкое снижение энергии генерации.

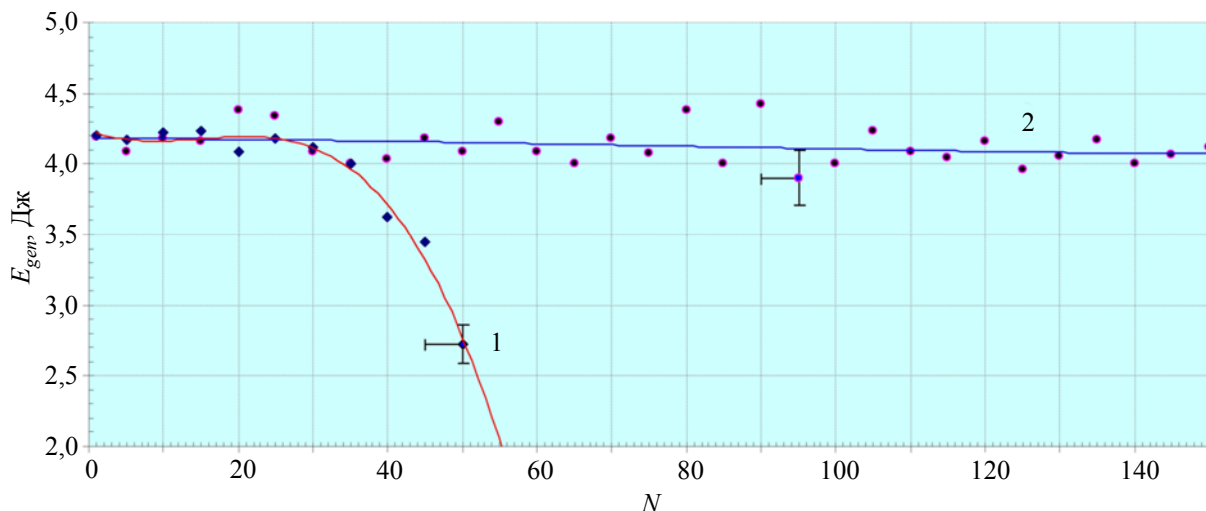


Рис. 5. Зависимость энергии генерации со сменой рабочего вещества от числа срабатываний: 1 – рабочая смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 705 торр SF_6 ; 2 – рабочая смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + от 5 до 20 торр $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ + SF_6 до 1 атм

Необходимо отметить, что кинетика химических реакций при работе йодного лазера в режиме свободной генерации отличается от режима усиления моноимпульса из-за наличия индуцированных переходов, связанных с наличием резонатора. В этом случае степень загрязнения лазерной кюветы будет отличаться от случая работы усилителя в режиме усиления моноимпульса.

Эксперименты с буферной добавкой проводились аналогичным образом. На рис. 5 кривая 2 отображает зависимость энергии генерации с буферной добавкой. После 150 срабатываний снижения энергии E_{gen} , в пределах ошибки измерения, практически нет.

Все это были положительные свойства ангидрида. Перейдем к рассмотрению отрицательных свойств. Ангидрид трифторуксусной кислоты является хоть и слабым (по сравнению с молекулярным кислородом), но тушителем возбужденного йода ($\text{I}^*(^2\text{P}_{1/2})$). Константа тушения кислорода имеет значение $k_m = (9,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [9]. С повышением давления ангидрида процесс рекомбинации (9) будет конкурировать с процессом тушения атомов возбужденного йода.

Проведем оценку константы тушения для ангидрида, основываясь на экспериментальной кривой рис. 3:

$$K_q \approx \frac{\Delta(\text{I}^*)}{\Delta t [\text{I}^*][\text{A}]}, \quad (10)$$

где $\Delta(\text{I}^*) \approx 6,6 \cdot 10^{14} [\text{см}^{-3}]$ – снизившаяся за время генерации $\Delta t \approx 15 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ концентрация возбужденных атомов йода, $[\text{I}^*] \approx 2,6 \cdot 10^{15} [\text{см}^{-3}]$ – концентрация возбужденных атомов йода в от-

сутствие ангидрида, $[A] \approx 1,05 \cdot 10^{18} \text{ [см}^{-3}\text{]}$ – концентрация молекул ангидрида при $p = 40$ торр. В результате имеем оценку $k_q \approx 1,94 \cdot 10^{-14} \text{ [см}^3 \cdot \text{с}^{-1}\text{]}$, которая неплохо согласуется с опубликованными данными для этой константы $k_q \approx (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-14} \text{ [см}^3 \cdot \text{с}^{-1}\text{]}$ [9]. Что касается рабочего вещества ($i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$), то оно является слабым тушителем по сравнению с ангидридом, т. е. у него константа тушения имеет значительно ниже значение, $k_q \approx (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-16} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [10].

Динамический диапазон давлений тушителя (ангидрида), при котором энергия генерации уменьшилась на $\sim 30\%$ (рис. 3), составил от 10 до 30 торр. Для сравнения: в случае с кислородом уменьшение энергии генерации на $\sim 70\%$ происходит в диапазоне давления от 0 до 1 торр.

Процесс снижения энергии генерации при увеличении парциального давления ангидрида обусловлен еще и тем, что у него большое сечение поглощения УФ излучения, как показано на рис. 2, в диапазоне от 200 до 300 нм, т. е. при больших давлениях он как бы экранирует основное рабочее вещество от света накачки.

Таким образом, в результате проведенных исследований необходимо отметить два важных момента:

- при малых давлениях ангидрида трифторуксусной кислоты $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ (до ~ 11 торр, в случае основной смеси 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{SF}_6$ до 1 атм) наблюдается прирост энергии генерации, следовательно, и запасенной энергии из-за улучшения рекомбинации основных рабочих веществ, например, $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$, CF_3I ;

- в процессе фотодиссоциации и продувки лазерного объема происходит самоочистение внутренней поверхности кварцевой колбы от продуктов фотолиза.

Это важные моменты для эффективной эксплуатации йодных фотодиссоционных лазеров.

3. Оптические неоднородности в рабочей среде йодного лазера

Оптические неоднородности, ухудшающие расходимость излучения йодного лазера в случае накачки импульсными лампами, являются результатом следующих трех процессов: 1) изменения локальной плотности газа из-за неравномерного прогрева рабочего слоя; 2) возникновения волны неоднородности, представляющей собой прослойку газа повышенной плотности и давления, эта волна зарождается на стенках лазерной кюветы и движется в рабочем объеме со скоростью, превышающей скорость звука; 3) изменения химического состава рабочей смеси в результате фотодиссоциации и вторичных химических процессов.

В общем случае для усилителей с накачкой расположенными снаружи импульсными лампами было сформулировано простое правило, полученное эмпирически [8]. Оно гласит, что оптические возмущения несущественны до тех пор, пока соотношение между временем накачки T_p и диаметром лазерной кюветы D таково, что

$$T_p \leq 0,03D/v_s, \quad (11)$$

где v_s – скорость звука, т. е. время накачки должно быть относительно коротким. В нашем случае это влечет за собой необходимость решения технической задачи по согласованию ламповой нагрузки с емкостным накопителем. Для нашего лабораторного стенда указанная величина долж-

на составлять $T_p \approx 4 \cdot 10^{-6}$ с, а реально длительность накачки до первого нуля составляет $T_p = 10$ мкс. Таким образом, в нашем случае волна неоднородностей успевае развиваться до нежелательного значения, что и обуславливает поиск новых веществ в целях минимизации этого явления.

В отношении второго процесса имеется большое число работ [11], в которых показано, что ударная волна возникает на стенках лазерной трубки и движется в направлении к ее оси. Измерения скорости ударной волны (v_{sw}) [11] дали значение, которое до процесса фотолиза больше скорости звука в среде (v_s) от 1,2 до 2 раз. Наибольшее значение наблюдается в средах без буферного газа. Механизм, ответственный за возникновение ударной волны, состоит в быстрой возгонке под действием света накачки адсорбированного на стенке лазерной трубки рабочего вещества или продуктов фотолиза. В пространстве, занятом ударной волной, волновой фронт прошедшего лазерного импульса сильно искажается. Эти ударные волны движутся со скоростью, немного превышающей скорость звука, что означает, например, потерю 8 мм диаметра кюветы при накачке длительностью 10 мкс. Поэтому в расчетах по распространению импульса вместо геометрического внутреннего диаметра колбы следует использовать эффективный диаметр

$$D_{ef} = D - 2T_p v_{sw}, \quad (12)$$

где T_p – длительность накачки, v_{sw} – скорость ударной волны [8]. Реально площадь, определяемая вторым членом уравнения, отсекается апертурной диафрагмой. В случае применения буферных добавок мы уменьшаем скорость v_{sw} , следовательно, и второй член уравнения, таким образом увеличивая D_{ef} и снимаемую лазерную энергию.

Третий фактор – появление неоднородностей вследствие изменения химического состава рабочей смеси в результате фотодиссоциации и вторичных химических процессов – в данной работе не исследовался.

Эффективный по сечению кюветы градиент показателя преломления среды, определяемый заданной расходимостью в момент времени $t_{0,9}$, имеет вид

$$\text{grad } n(t_{0,9}) = \frac{d}{2Lf} - \frac{2,44\lambda}{2LD}. \quad (13)$$

В момент времени $t_{0,9}$, момент уменьшения зондирующего излучения на 0,9, мы регистрируем заданную диафрагмами d и D расходимость лазерного излучения. Согласно (13), меняя диафрагму d в опытах с одинаковой смесью, можно получить зависимость $\text{grad } n(t)$ от времени для конкретного состава рабочей смеси.

4. Схема регистрации оптических неоднородностей

В отличие от широко распространенных интерференционных методик по регистрации оптических неоднородностей [13, 14], где можно было бы идентифицировать составляющие волны неоднородности, т. е. порожденные как ударной волной, так и неравномерным прогревом рабочего объема, в данной работе использовался метод просвечивания кюветы усилителя зондирующим световым пучком с малой расходимостью. Наличие оптических неоднородностей фиксировалось по ухудшению направленности проходящего через усилитель излучения [12]. В системе накачки йодного лазера (стенда) использовалось 6 импульсных ламп длиной 100 см с внутренним диаметром 2,6 см и емкостная батарея энергоемкостью 33,5 кДж.

Суть метода регистрации состоит в том, что из-за оптических неоднородностей, возникающих в активной среде лазерного усилителя, ухудшается направленность проходящего излучения. Это приводит, как показано на рис. 6 и 7, к увеличению размеров фокального пятна и уменьшению освещенности на диафрагме d , что регистрируется на экране осциллографа как уменьшение сигнала с фотоприемника в момент времени $t_{0,9}$.

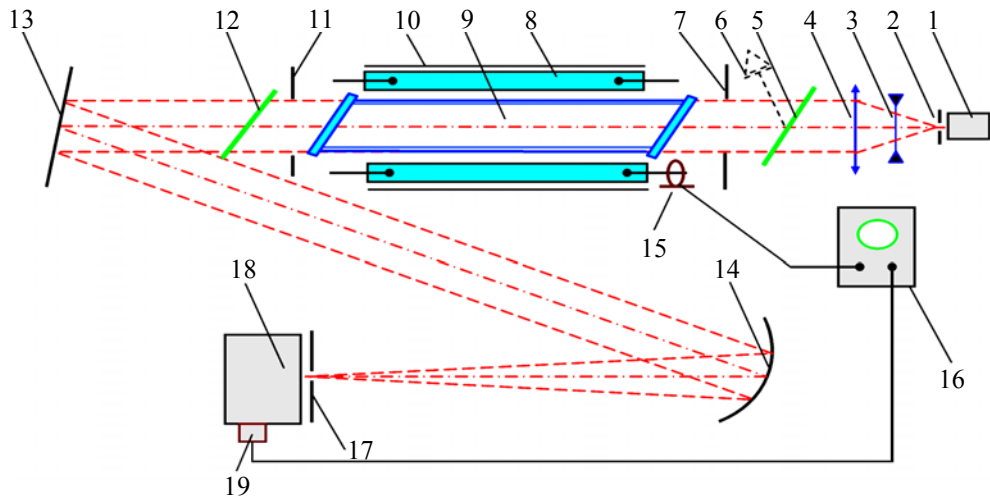


Рис. 6. Принципиальная схема регистрации оптических неоднородностей в йодном лазере: 1 – настроечный He-Ne лазер; 2, 7 – диафрагмы; 3, 4 – телескопическая система; 5, 12 – фильтры СЗС-26; 6 – фотодиод ФД-10ГА; 11 – диафрагма (D); 8 – лампа накачки; 9 – лазерная кювета; 10 – отражатель лазерного осветителя; 13 – поворотное зеркало; 14 – вогнутое зеркало ($f=100$ см); 15 – пояс Роговского; 16 – осциллограф; 17 – диафрагма (d); 18 – монохроматор (ЗМР); 19 – фотоприемник ФЭУ-39А

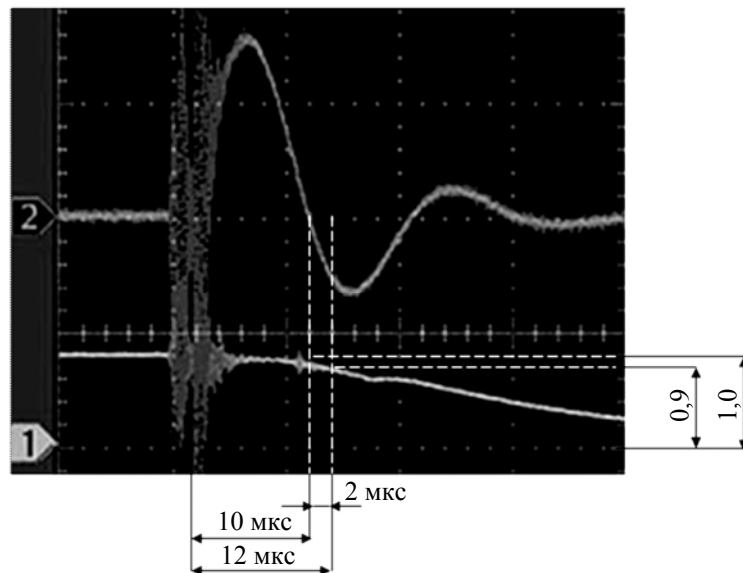


Рис. 7. Осциллограммы регистрации зондирующего излучения (1) и тока разряда импульсных ламп (2): $d = 0,2$ мм; $V_{sc} = 10$ мкс/г; $T/2=10$ мкс; $t_n = 2$ мкс; $t_{0,9} = 12$ мкс. На осциллограммах нулевой уровень по 1-му каналу указан меткой номера канала «1»

Схема регистрации оптических неоднородностей приведена на рис. 6. Через усилитель пропускалось непрерывное зондирующее излучение He-Ne лазера I с расходимостью $\sim 10^{-4}$ рад. Излучение, прошедшее через кювету, собиралось сферическим зеркалом ($f = 100$ см) и направлялось через находящуюся в фокусе зеркала диафрагму d , выполняющую роль углового селектора. За диафрагмой устанавливался зеркальный монохроматор (ЗМР), настроенный на длину волны He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм). С его помощью обеспечивалась дополнительная защита от световых наводок системы накачки.

Сигнал с фотоприемника, пропорциональный интенсивности прошедшего диафрагму d излучения, поступал на вход осциллографа. В данной оптической схеме использовался фотоприемник ФЭУ-39А, напряжение питания составляло $U_{sv} = 600$ В.

Оптические фильтры СЗС-26 (5, 12 на рис. 6) использовались для предотвращения самовозбуждения йодного усилителя на рабочей длине волны $\lambda = 1315$ нм. Фотодиод ФД-10 ГА (6 на рис. 6) предназначался для регистрации энергии генерации, которая бы появлялась в случае самовозбуждения.

В опытах использовались две диафрагмы d с отверстиями $\varnothing 0,2$ мм и $\varnothing 0,3$ мм, пропускающие излучение с расходимостью $\Theta \leq d/f = 2 \cdot 10^{-4}$ рад и $3 \cdot 10^{-4}$ рад, соответственно, где d – размер диафрагмы, $L = 100$ см – освещаемая лампами накачки длина кюветы йодного лазера, $f = 100$ см – фокусное расстояние собирающего зеркала, $\lambda = 633$ нм.

Характерные осциллограммы интенсивности прошедшего через усилитель зондирующего лазерного излучения ($\lambda = 633$ нм) и разрядного тока приведены на рис. 7, где состав рабочей смеси в кювете таков: 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 21 торр C_6F_{14} + 684 торр SF_6 . Во всех экспериментах, в соответствии с рис. 6, с помощью пояса Роговского для более точного измерения и временной привязки момента уменьшения зондирующего сигнала до уровня 0,9, т. е. момента появления неоднородностей $t_n = 2$ мкс, после первого нуля разрядного тока, регистрировался разрядный ток лампы накачки, т. е. первый нуль тока был важной реперной меткой. Привязаться к началу накачки из-за помехи невозможно, но нам известна длительность первого полупериода, $T/2 = 10$ мкс. Суммируя эти два временных промежутка, определяем момент появления неоднородностей от начала накачки лазерного усилителя ($t_{0,9} = T/2 + t_n = 12$ мкс) при $d = 0,2$ мм. Электрическая наводка от искровых замыкателей лабораторного стенда, зарегистрированная на рис. 7 в начале развертки, на фиксируемую полезную информацию не влияла.

Выше указывалось, что в экспериментах по регистрации неоднородностей была задействована вся система накачки (6 импульсных ламп) лабораторного стенда, т. е. для чистоты эксперимента была обеспечена осевая симметрия облучения кюветы. При этом важно отметить, что ранее авторами работы [15] была экспериментально показана слабая зависимость скорости ударной волны (v_{sw}) от интенсивности накачки. Трехкратное увеличение энергии накачки увеличивает скорость ударной волны всего на ~ 10 %. Таким образом, полученные результаты можно использовать при расчетах и оценках больших силовых усилителей.

5. Анализ экспериментальных результатов

На рис. 7 показано, как фиксируется момент времени t_n , при котором начинает ослабевать зондирующее излучение. Выше указывалось, что в момент $t_{0,9}$ расходимость зондирующего из-

лучения определяется выражением $\Theta_s \leq d/f$, где d – диаметр диафрагмы, f – фокусное расстояние зеркала. Для разных смесей момент $t_{0,9}$ различен. В нашем случае с диафрагмами $d = 0,2$ мм и $d = 0,3$ мм обеспечивается регистрация расходимости $2 \cdot 10^{-4}$ рад и $3 \cdot 10^{-4}$ рад в соответствующий момент времени для смеси, в которой в качестве буферного газа используется газ SF_6 . Аналогичным образом из выражения (13) для указанных диафрагм вычисляются фиксированные значения эффективных градиентов $0,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ и $1,31 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ соответственно, которые соотносятся со своими временными моментами, регистрируемыми в экспериментах, показанные, например, на рис. 7.

Выше отмечалось, что появляющиеся в кювете оптические неоднородности, в случае накачки импульсными лампами, являются результатом трех процессов. В данной работе не стояла задача отдельного исследования каждого из трех вышеперечисленных факторов, влияющих на динамику развития оптических неоднородностей в кювете йодного лазера. В работе, можно сказать, количественно оценивался эффективный по сечению кюветы градиент показателя преломления среды, обусловленный всеми тремя перечисленными выше факторами.

Зарегистрированные точки для всех исследуемых смесей показаны на рис. 8. Проведя прямые через точки, и экстраполируя их, мы получаем графические зависимости $\text{grad } n(t)$ от времени для всех исследованных смесей.

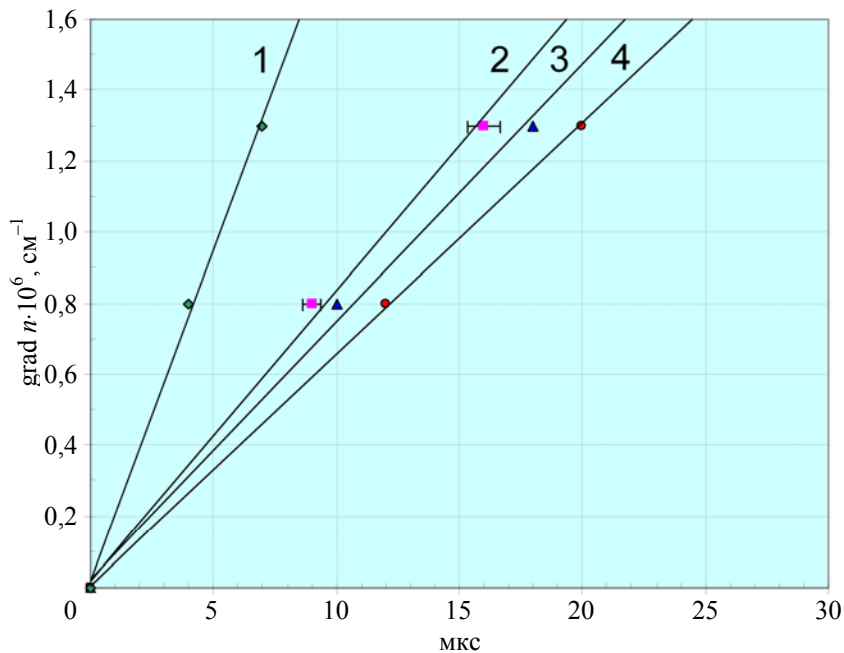


Рис. 8. Зависимость эффективного градиента показателя преломления от времени в рабочих смесях: 1 – смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 705 торр Ar ; 2 – смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 705 торр SF_6 ; 3 – смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 10 торр $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ + 695 торр SF_6 ; 4 – смесь 30 торр $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ + 21 торр C_6F_{14} + 684 торр SF_6

Рабочая смесь с добавлением трифторацетангидрида показывает хороший результат, т. е. оптические неоднородности заданной величины $\sim 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ (см}^{-1}\text{)}$ регистрируются от 10 до 11 мкс от начала накачки, что позволяет увеличить эффективную апертурную диафрагму (12), а, следо-

вательно, и снимаемую полезную лазерную энергию в режиме усиления моноимпульса в первом нуле разрядного тока.

При измерении энергетических параметров рабочих смесей отмечалось три важных момента, связанных с рекомбинацией рабочего вещества при использовании добавки ангидрида $(CF_3CO)_2O$. Последний фактор (появление неоднородностей после первого нуля тока) является третьим важным моментом при использовании данного вещества.

Направленность излучения лазера определяется степенью однородности показателя преломления рабочей среды в зоне генерации (усиления). В частности, направленность (расходимость) излучения в усилительном режиме определяется выражением

$$\Theta = 2(dn/dx)L, \quad (14)$$

где dn/dx – поперечный градиент показателя преломления рабочей среды, L – освещаемая лампой накачки длина кюветы йодного лазера. В нашем случае эффективный градиент показателя преломления рабочей среды составлял $dn/dx \sim 8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$, следовательно, при $L = 100 \text{ см}$ расходимость составляла $\sim 1,6 \cdot 10^{-4}$ рад.

6. Заключение

В ходе выполнения работы по исследованию влияния на работу йодного фотодиссоционного лазера буферной добавки $(CF_3CO)_2O$ (трифторацетангидрида) были зарегистрированы следующие важные моменты:

– при оптимальной концентрации буферной добавки наблюдается рост энергии генерации, так как скорость реакции рекомбинации образовавшегося нового рабочего вещества (CF_3I) имеет значение $k_r = (9-16) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [5], а у основного вещества ($i-C_3F_7I$) эта константа составляет $\sim 7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [6], т. е. меньше;

– наблюдается уменьшение скорости нарастания оптических неоднородностей во времени по сравнению со смесью без буферной добавки $(CF_3CO)_2O$, т. е. уменьшение величины $\text{grad } n(t)$ из-за большой теплоемкости добавки, что позволяет увеличить снимаемую полезную лазерную энергию;

– значительное снижение загрязнения рабочего объема твердыми продуктами фотолиза при использовании добавки $(CF_3CO)_2O$, так как наличие кислорода в молекуле может способствовать переводу нелетучих загрязняющих продуктов фотолиза в летучие, т. е. окислению углерода до CO и CO_2 .

По результатам экспериментов окончательно была определена рабочая смесь йодного фотодиссоционного лазера с ламповой накачкой, в состав которой вошли йодосодержащее вещество, инжектор радикалов $(CF_3CO)_2O$ и буферный газ в качестве разбавителя [16].

Список литературы

1. Зуев В. С., Катулин В. А., Носач В. Ю., Петров А. Л. Генерирование и усиление наносекундных импульсов йодными лазерами // Труды ФИАН, 1980. Т. 125. С. 46.
2. Кузнецова С. В., Маслов А. И. Исследование реакций атомарного йода с помощью фотодиссоционного лазера на молекулах $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ и $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ // Квантовая электроника. 1973, № 6 (18). С. 31.
3. Химическая энциклопедия: В 5 т. – Москва: Большая Российская Энциклопедия, 1998.
4. Кузнецова С. В., Маслов А. И. Исследование реакций радикала CF_3 с атомарным и молекулярным хлором // Химия высоких энергий, 1979. Т. 13, № 5. С. 448.
5. Ершов Л. С., Залесский В. Ю., Соколов В. Н. Лазерный фотолиз перфторалкилийодидов // Квантовая электроника, 1978. Т. 5, № 4. С. 863.
6. Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А. и др. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой // Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, 1978. Т. 15.
7. Кузнецова С. В., Маслов А. И. О новых значениях констант скоростей реакций радикалов CF_3 , $n\text{-C}_3\text{F}_7$, $i\text{-C}_3\text{F}_7$ // Квантовая электроника, 1978. Т. 5, № 7. С. 1587.
8. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. – Москва: Энергоатомиздат. 1985.
9. Добычин С. Л., Михеев Л. Д., Павлов А. Б. и др. Тушение возбужденного атома йода $\text{I}^*(5^2\text{P}_{1/2})$ на молекулах со связью С-И // Квантовая электроника, 1978. Т. 5, № 11. С. 2461.
10. Маслов А. И. Исследование кинетики элементарных процессов в фотодиссоционных йодных лазерах на молекулах CF_3I , $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$, $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$: Дис. ... канд. наук. М. 1974.
11. Howard J. Baker, Terence A. King. Beam – Quality Determining Processes in High – Energy Atomic Iodine Amplifiers // IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981. Vol. QE-17, N 9, p. 1828.
12. Качалин Г. Н., Пивкин Д. Н., Полозов А. А., Сафронов А. С., Худиков Н. М. Исследование оптических неоднородностей, возникающих в рабочей среде йодного фотодиссоционного лазера с ламповой накачкой, методом фокального пятна // ЖТФ, 2013, Т. 83. Вып. 1. С. 121–128.
13. Зыков Л. И., Кириллов Г. А., Кормер С. Б. и др. Определение изменения показателя преломления активной среды оптического квантового генератора на длине волны его излучения. Квантовая электроника, 1975. Т. 2, № 1. С. 123.
14. Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А. и др. Характеристики усилителя йодного лазера коротких импульсов // Квантовая электроника, 1975. Т. 2, № 6. С. 1282.
15. Данилов О. В., Новоселов Н. А., Спиридонов В. В. Исследование деформации показателя преломления при импульсном фотолизе алкилийодидов // Оптика и спектроскопия, 1975. Т. 39, № 4. С. 680.
16. Пат. РФ № 2439762. Рабочая смесь для йодного фотодиссоционного лазера / Н. М. Худиков, А. А. Полозов, Л. М. Виноградский // Изобретения. Полезные модели. 2012. № 1.

Investigation of the influence of trifluoroacetic anhydride in the composition of working mixture on work of iodine photodissociation laser

A. A. Polozov, N. M. Khudikov, L. M. Vinogradskiy

In this paper the influence of buffer additive $(CF_3CO)_2O$ (trifluoroacetic anhydride) on work of iodine photodissociation laser has been experimentally investigated. Comparative experiments for the measurement of lase energy of iodine laser with the change and no change of the working medium with said buffer additive and a widely used buffer gas SF_6 (insulating gas) have been conducting. The experiments for the measurement of optical inhomogeneities in the working volume that arise during pumping of working mixtures based on $i-C_3F_7I$ (perfluoralkyl iodide) with buffer additives $(CF_3CO)_2O$ and C_6F_{14} (perfluorhexane) have been conducting. The data analysis has been made.