

09

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

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

Российский федеральный ядерный центр,  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров, Нижегородская область, Россия  
e-mail: khudikov@iskra5.vniief.ru

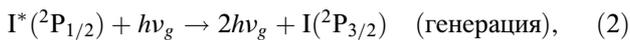
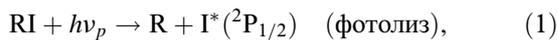
(Поступило в Редакцию 2 февраля 2015 г.)

Экспериментально исследовано влияние буферной добавки  $(CF_3CO)_2O$  (трифторацетангидрида) на работу иодного фотодиссоционного лазера. Проведены сравнительные эксперименты по измерению энергии генерации иодного 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  $i-C_3F_7I$  (перфторалкилиодида) с буферными добавками  $(CF_3CO)_2O$  и  $C_6F_{14}$  (перфторгексаном). Проведен анализ полученных данных.

### Введение

Проблема „скорострельности“ иодных фотодиссоционных лазерных установок без снижения энергетических характеристик возникла с момента их появления [1]. В технологическом цикле срабатывания иодным лазером много времени уходит на откачку кюветы и замену рабочего вещества. При этом также существует проблема загрязнения стеклянных поверхностей лазерных кювет продуктами фотолитиза.

Реакция фотодиссоциации в иодном лазере происходит по схеме



где  $R$  — радикал  $CF_3$ ,  $C_2F_5$ ,  $C_3F_7$  и др.,  $hv_p$  — квант накачки (соответственно  $\lambda_p \sim 274 \text{ nm}$  — максимум полосы поглощения [1]),  $\nu_g$  — рабочая частота лазера. На работу иодного лазера влияют вторичные химические реакции, такие как процесс рекомбинации и тушения возбужденных атомов иода как исходными продуктами, так и возникающими в процессе фотодиссоциации [2].

Особый интерес при разработке рабочих смесей для иодного лазера может представлять трифторацетангидрид трифторуксусной кислоты —  $(CF_3CO)_2O$  [3], далее по тексту ангидрид. Структурная формула ангидрида  $(CF_3CO)_2O$  выглядит следующим образом:



Процесс фотодиссоциации приводит к расщеплению в молекуле связи  $C-C$  и появлению радикалов  $CF_3$ , ко-

торые участвуют в реакции рекомбинации с иодом  $I$ , образуя новое рабочее вещество  $(CF_3I)$  из группы перфторалкилиодидов.

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  $(CF_3CO)_2O$  и  $C_6F_{14}$ , удастся уменьшить влияние оптических неоднородностей на качество лазерного излучения.

### Схема измерения энергии генерации иодного фотодиссоционного лазера

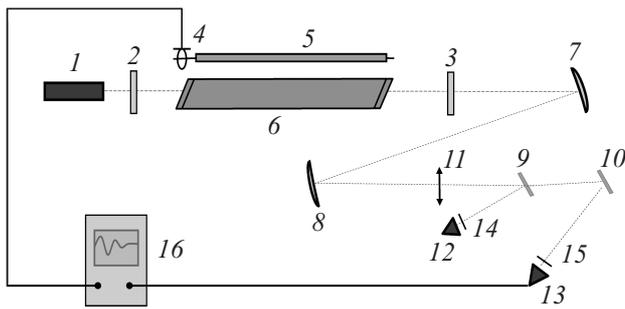
Важным параметром иодного лазера является запасенная лазерная энергия  $E_{st}$ , она чаще всего используется при расчетах и оценках. Эта энергия складывается из энергии генерации (измеряется экспериментально) и пороговой энергии (рассчитывается):

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

где  $k \sim 1.15$  — коэффициент, учитывающий потери в резонаторе, или

$$E_{st} = \frac{1 - T^2 \sqrt{R_1 R_2}}{T(1 - \sqrt{R_1 R_2})} E_{gen} + \frac{\ln(R_1 R_2)^{-1} + \ln T^{-4}}{2\sigma_{am}} h\nu_g S_{gen}, \quad (5)$$

где второе слагаемое означает пороговую энергию при обозначениях  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения выходных зеркал лазерного генератора,  $T$  — пропуска-



**Рис. 1.** Принципиальная оптическая схема измерения энергии генерации иодного 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.

ние 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

$$E_{th} = \frac{h\nu S_{gen} \ln[(R1R2T1^2T2^2)^{-1}]}{2\sigma_{am}}, \quad (6)$$

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.

Для рабочей смеси: 30 Torr  $i-C_3F_7I$  + 705 Torr  $SF_6$  сечение усиления составляет величину  $\sigma_{am} = 2.8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $S_{gen} = 12.5 \text{ cm}^2$ , а пороговая энергия  $E_{th} = 0.75 \text{ J}$ . Энергия генерации для указанной смеси имела величину  $E_{gen} = 4.06 \text{ J}$ , т.е. практически  $\sim 90\%$  запасенной энергии „высвечивается“ в виде энергии генерации. Руководствуясь этими соображениями, мы в настоящей работе регистрировали энергию генерации и проводили сравнения при анализе.

### 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]:

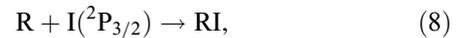


где  $\nu_p$  — максимум полосы поглощения соответственно,  $\lambda_p \sim 250 \text{ nm}$  в соответствии с рис. 2.

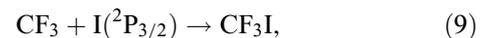
Сечение поглощения указанного вещества показано на рис. 2 [4]. Оно совпадает с УФ-диапазоном поглощения основного рабочего вещества ( $i-C_3F_7I$ ) [1]. В результате

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 иодом  $I$  (в основном состоянии) по схеме

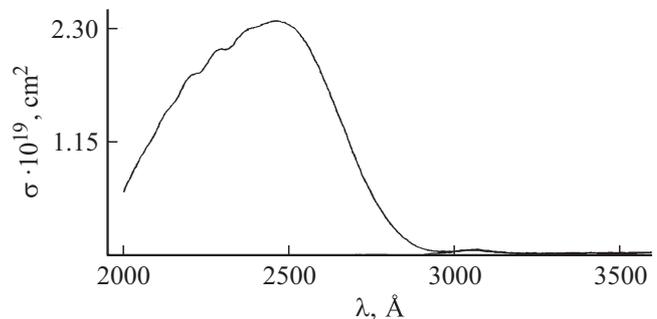


происходит процесс рекомбинации [5]:

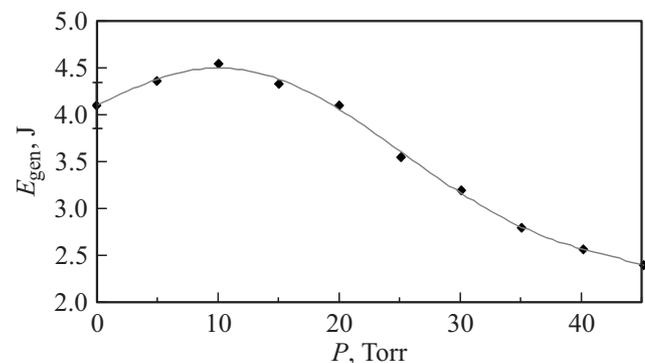


и получившееся новое рабочее вещество  $CF_3I$  (иодтрифторметан), относящееся к группе перфторалкилиодидов, вновь фотодиссоциирует по схеме (1). Скорость реакции рекомбинации (9) этого вещества имеет величину  $k_r = (9-16) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  [5], а у основного вещества ( $i-C_3F_7I$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

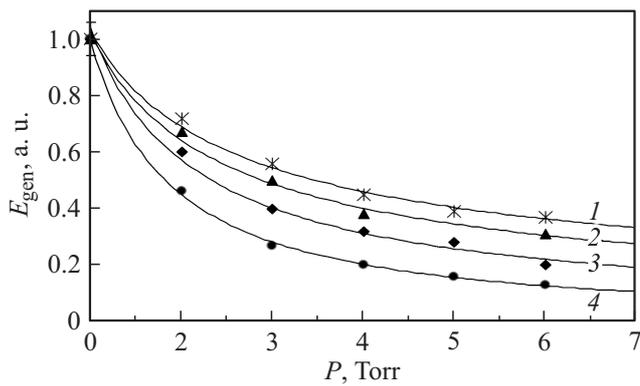
На рис. 3 показана зависимость энергии генерации от парциального давления ангидрида. При давлении  $P \sim 11 \text{ Torr}$  ангидрида наблюдается небольшой подъем энергии генерации ( $\sim 10\%$ ), а затем с повышением давления указанной добавки плавный спад.



**Рис. 2.** Сечение поглощения ангидрида трифторуксусной кислоты  $(CF_3CO)_2O$ .



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



**Рис. 4.** Зависимость энергии генерации без смены рабочего вещества от числа срабатываний (энергия нормирована на максимальную): 1 — смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + 10 Torr  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  + 695 Torr  $\text{SF}_6$ ,  $E_{\text{gen max}} = 4.54 \text{ J}$ , 2 — смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + 5 Torr  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  + 700 Torr  $\text{SF}_6$ ,  $E_{\text{gen max}} = 4.27 \text{ J}$ , 3 — смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + 21 Torr  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  + 684 Torr  $\text{SF}_6$ ,  $E_{\text{gen max}} = 4.25 \text{ J}$ , 4 — смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + 705 Torr  $\text{SF}_6$ ,  $E_{\text{gen max}} = 4.09 \text{ J}$ .

На рис. 4 показана зависимость энергии генерации без смены рабочего вещества при двух парциальных давлениях указанного ангидрида (5 и 10 Torr) с интервалом между срабатываниями лазера  $\sim 5 \text{ min}$ . Добавка ангидрида  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  в рабочую смесь улучшила рекомбинацию. Из рис. 4 следует, что наиболее широко используемая рабочая смесь с газом  $\text{SF}_6$  (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.

Как указывалось выше, важной характеристикой иодного лазера является его способность сохранять величину запасенной энергии ( $E_{\text{st}}$ ) с ростом числа рабочих циклов срабатывания  $N_p$ . В работах [1,7,8] показано, что основной причиной уменьшения  $E_{\text{st}}$  с ростом числа рабочих циклов  $N_p$  является постепенное загрязнение внутренней поверхности кварцевой кюветы твердыми продуктами фотолиза основного рабочего вещества, например  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ . 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 величина  $E_{\text{st}}$  мало отличается от величины энергии генерации  $E_{\text{gen}}$ , поэтому далее будем оперировать последней. На рабочем стенде исследовалась зависимость  $E_{\text{gen}}(N_p)$  с использованием рабочей смеси: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  +  $\text{SF}_6$  до 1 atm, и далее при добавлении в нее буферной добавки  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  в диапазоне от 5 до 20 Torr.

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 сменой вещества величина средней энергии заносилась на график. На рис. 5 (кривая 1) показана зависимость  $E_{\text{gen}}(N_p)$  без буферной добавки. На 40-ом включении лазерного стенда уже заметно резкое снижение энергии генерации.

Необходимо отметить, что кинетика химических реакций при работе иодного 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.

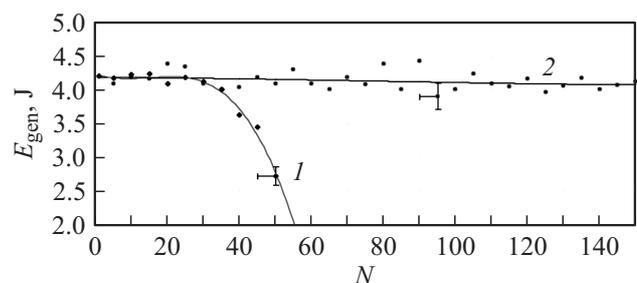
Эксперименты с буферной добавкой проводились аналогичным образом. На рис. 5 кривая 2 отображает зависимость энергии генерации с буферной добавкой. После 150-ти срабатываний снижения энергии  $E_{\text{gen}}$ , в пределах ошибки измерения, практически, нет.

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 иода ( $I^*(^2P_{1/2})$ ). Константа тушения кислорода имеет величину  $k_T = (9.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  [9]. С повышением давления ангидрида процесс рекомбинации (9) будет конкурировать с процессом тушения атомов возбужденного иода.

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

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

где  $\Delta(I^*) \sim 6.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  — снизившаяся за время генерации  $\Delta t \sim 15 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  концентрация возбужденных атомов иода,  $[I^*] \sim 2.16 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация возбужденных атомов иода в отсутствие ангидрида,  $[A] \sim 1.05 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация молекул ангидрида при  $p = 40 \text{ Torr}$ . В результате имеем оценку  $k_q \sim 1.94 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , которая неплохо согласуется с опубликованными данными для этой констан-



**Рис. 5.** Зависимость энергии генерации со сменой рабочего вещества от числа срабатываний: 1 — рабочая смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + 705 Torr  $\text{SF}_6$ , 2 — рабочая смесь: 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$  + от 5 до 20 Torr  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  +  $\text{SF}_6$  до 1 atm.

ты  $k_q = (1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  [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 низкую величину  $k_q = (2.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ , [10].

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

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 nm, 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  $\sim 11$  Torr, в случае основной смеси 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + \text{SF}_6$  до 1 atm) наблюдается прирост энергии генерации, а следовательно, и запасенной энергии из-за улучшения рекомбинацию основных рабочих веществ, например,  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ ,  $\text{CF}_3\text{I}$ ;

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

Это важные моменты для эффективной эксплуатации иодных фотодиссоционных лазеров.

## Оптические неоднородности в рабочей среде иодного лазера

Оптические неоднородности, ухудшающие расходимость излучения иодного 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, зарождающейся на стенках лазерной кюветы и движущейся 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 незначительны 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 должна быть  $T_p \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ , а реально длительность накачки до первого нуля составляет  $T_p = 10 \mu\text{s}$ . Таким образом, в нашем случае волна неоднородностей успевает развиться до нежелательной величины, что и обуславливает поиск новых веществ в целях минимизации этого явления.

Что касается второго процесса, то 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 ( $v_{s.w.}$ ) [11] дали величину, которая 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 mm диаметра кюветы при накачке длительностью  $10 \mu\text{s}$ . Поэтому в расчетах по распространению импульса вместо геометрического внутреннего диаметра колбы следует использовать эффективный диаметр

$$D_{eff} = D - 2T_p v_{s.w.}, \quad (12)$$

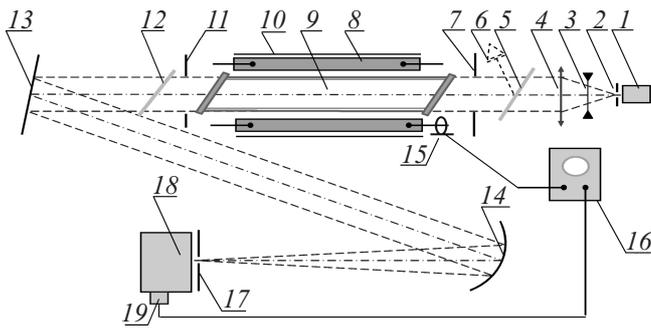
где  $T_p$  — длительность накачки,  $v_{s.w.}$  — скорость ударной волны [8]. Площадь, определяемая вторым членом уравнения, отсекается апертурной диафрагмой. В случае применения буферных добавок мы уменьшаем скорость  $v_{s.w.}$ , а следовательно и второй член уравнения и, таким образом, увеличиваем величину  $D_{eff}$  и снимаемую лазерную энергию.

Третий фактор — появление неоднородностей вследствие изменения химического состава рабочей смеси в результате фотодиссоциации и вторичных химических процессов — в настоящей 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, как показано на рис. 7 [12].



**Рис. 6.** Принципиальная схема регистрации оптических неоднородностей в иодном 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.

### 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 настоящей 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 иодного лазера (стенда) использовались 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  $t_{0,9}$ .

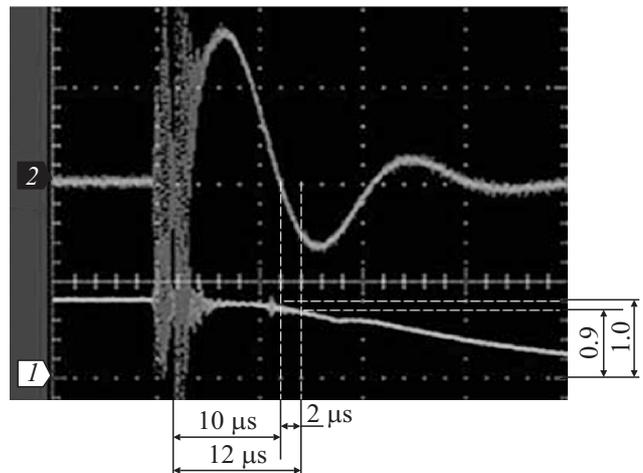
Схема регистрации оптических неоднородностей приведена на рис. 6. Через усилитель пропусклось непрерывное зондирующее излучение He–Ne-лазера (1) с расходимостью  $\sim 10^{-4}$  rad. Излучение, прошедшее через кювету, собиралось сферическим зеркалом ( $f = 100$  см) и направлялось через находящуюся в фокусе зеркала диафрагму  $d$ , выполняющую роль углового селектора. За диафрагмой устанавливался зеркальный монохроматор (ЗМР), настроенный на длину волны He–Ne-лазера ( $\lambda = 633$  nm). 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  $U_{sv} = 600$  V.

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

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

Характерные осциллограммы интенсивности прошедшего через усилитель зондирующего лазерного излучения ( $\lambda = 633$  nm) и разрядного тока приведены на рис. 7, где состав рабочей смеси в кювете 30 Torr  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} + 21$  Torr  $\text{C}_6\text{F}_{14} + 684$  Torr  $\text{SF}_6$ . 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 —  $t_n = 2 \mu\text{s}$ , 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  $T/2 = 10 \mu\text{s}$  и, теперь, суммируя эти два временных промежутка, определяем момент появления неоднородностей от начала накачки лазерного усилителя ( $t_{0,9} = T/2 + t_n = 12 \mu\text{s}$ )



**Рис. 7.** Осциллограмма регистрации зондирующего излучения (луч 1) и тока разряда импульсных ламп (луч 2):  $d = 0,2$  mm,  $V_{sc} = 10 \mu\text{s/g}$ ,  $T/2 = 10 \mu\text{s}$ ,  $t_n = 2 \mu\text{s}$ ,  $t_{0,9} = 12 \mu\text{s}$ . На осциллограммах нулевой уровень по 1-ому каналу указан меткой номера канала „1“.

при диафрагме с диаметром 0.2 mm. 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 ( $v_{s.w.}$ ) от интенсивности накачки. Трехкратное увеличение энергии накачки увеличивает скорость ударной волны всего на  $\sim 10\%$ . Таким образом, полученные результаты можно использовать при расчетах и оценках больших силовых усилителей.

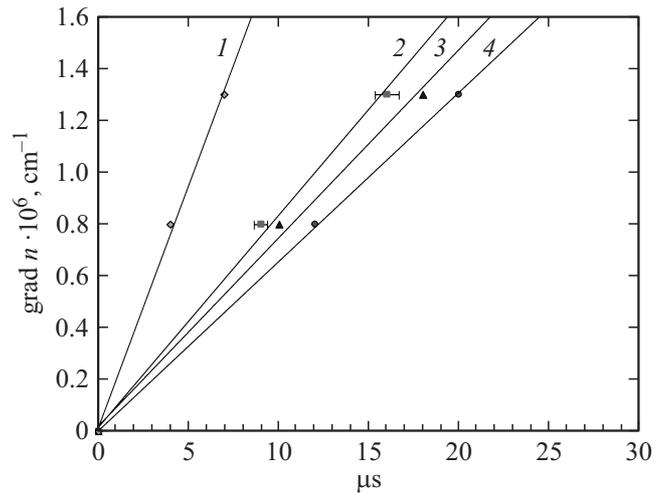
## Анализ экспериментальных результатов

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 излучения определяется выражением  $\Theta_s = d/f$ , где  $d$  — диаметр диафрагмы, а  $f$  — фокусное расстояние зеркала. Для разных смесей момент  $t_{0.9}$  различен. В нашем случае с диафрагмами  $d = 0.2$  и  $d = 0.3$  mm обеспечивается регистрация расходимости  $2 \cdot 10^{-4}$  и  $3 \cdot 10^{-4}$  rad в соответствующий момент времени для смеси, в которой в качестве буферного газа используется газ SF<sub>6</sub>. Аналогичным образом из выражения (13) для указанных диафрагм вычисляются фиксированные величины эффективных градиентов  $0.8 \cdot 10^{-6}$  и  $1.31 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>-1</sup> 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 настоящей работе не стояла задача отдельного исследования каждого из трех вышеперечисленных факторов, влияющих на динамику развития оптических неоднородностей в кювете иодного лазера. В работе 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.

Рабочая смесь с добавлением трифторацетангидрида показывает хороший результат, т.е. оптические неоднородности заданной величины  $\sim 0.8 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>-1</sup> регистрируются от 10 до 11  $\mu$ s от начала накачки, что позволяет увеличить эффективную апертурную диафрагму (12), а следовательно, и снимаемую полезную лазерную энергию в режиме усиления моноимпульса в первом нуле разрядного тока.



**Рис. 8.** Зависимость эффективного градиента показателя преломления от времени в рабочих смесях: 1 — смесь: 30 Torr i-C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I + 705 Torr Ar, 2 — смесь: 30 Torr i-C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I + 705 Torr SF<sub>6</sub>, 3 — смесь: 30 Torr i-C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I + 10 Torr (CF<sub>3</sub>CO)<sub>2</sub>O + 695 Torr SF<sub>6</sub>, 4 — смесь: 30 Torr i-C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I + 21 Torr C<sub>6</sub>F<sub>14</sub> + 684 Torr SF<sub>6</sub>.

При измерении энергетических параметров рабочих смесей отмечалось три важных момента, связанных с рекомбинацией рабочего вещества при использовании добавки ангидрида (CF<sub>3</sub>CO)<sub>2</sub>O. 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 иодного лазера. В нашем случае эффективный градиент показателя преломления рабочей среды составлял  $dn/dx \sim 8 \cdot 10^{-7}$  cm<sup>-1</sup> и, следовательно, при  $L = 100$  cm расходимость составляла  $\sim 1.6 \cdot 10^{-4}$  rad.

## Заключение

В ходе выполнения работы по исследованию влияния на работу иодного фотодиссоционного лазера буферной добавки (CF<sub>3</sub>CO)<sub>2</sub>O (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<sub>3</sub>I) имеет величину  $k_r = (9-16) \cdot 10^{-12}$  cm<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> [5], а у основного вещества (i-C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I) эта константа имеет величину  $\sim 7 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> [6], т.е. меньше;

— наблюдается уменьшение скорости нарастания оптических неоднородностей во времени по сравнению со смесью без буферной добавки  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ , 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  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$ , так как наличие кислорода в молекуле может способствовать переводу нелетучих загрязняющих продуктов фотолиза в летучие, т.е. окислению углерода до  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ .

По результатам экспериментов окончательно была определена рабочая смесь иодного фотодиссоционного лазера с ламповой накачкой, которая содержит иодосохраняющее вещество, инжектор радикалов  $(\text{CF}_3\text{CO})_2\text{O}$  и буферный газ в качестве разбавителя [16].

## Список литературы

- [1] Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Петров А.Л. // Тр. ФИАН. 1980. Т. 125. С. 46.
- [2] Кузнецова С.В., Маслов А.И. // Квант. электрон. 1973. Т. 6. № 18. С. 31.
- [3] Химическая энциклопедия: В 5 т. / Под ред. Н.С. Зефинова. М.: Большая Российская Энциклопедия, 1998.
- [4] Кузнецова С.В., Маслов А.И. // Химия высоких энергий. 1979. Т. 13. № 5. С. 448.
- [5] Еришов Л.С., Залесский В.Ю., Соколов В.Н. // Квант. электрон. 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. М.: Итоги науки и техники, 1978. Сер. Радиотехника. Т. 15.
- [7] Кузнецова С.В., Маслов А.И. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 7. С. 1587.
- [8] Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный иодный лазер. М.: Энергоатомиздат, 1985. 155 с.
- [9] Добычин С.Л., Михеев Л.Д., Павлов А.Б. и др. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 11. С. 2461.
- [10] Автореф. канд. дис. Маслов А.И. Исследование кинетики элементарных процессов в фотодиссоционных иодных лазерах на молекулах  $\text{CF}_3\text{I}$ ,  $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ ,  $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ . М. 1974.
- [11] Baker H.J., King T.A. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. Vol. QE-17, N 9. P. 1828.
- [12] Качалин Г.Н., Пивкин Д.Н., Полозов А.А., Сафронов А.С., Худиков Н.М. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 121–128.
- [13] Зыков Л.И., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 1. С. 123.
- [14] Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А. и др. // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 6. С. 1282.
- [15] Данилов О.В., Новоселов Н.А., Спиридонов В.В. Опт. и спектроск. 1975. Т. 39. № 4. С. 680.
- [16] Пат. РФ № 2439762. Рабочая смесь для иодного фотодиссоционного лазера / Н.М. Худиков, А.А. Полозов, Л.М. Виноградский. 2012. БИ № 1.