

# Влияние потерь резонатора на энергетические и спектральные характеристики импульсного химического HF(DF)-лазера на цепной реакции

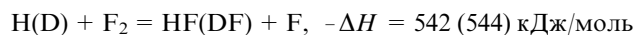
М.А.Азаров, Б.С.Александров, В.А.Дроздов, Г.А.Трощиненко

*Исследована зависимость энергетических и спектральных характеристик излучения импульсного фотоиницируемого цепного химического HF/DF-лазера атмосферного давления от параметров оптического резонатора. При более чем пятидесятикратном превышении ненасыщенного коэффициента усиления над пороговым наблюдались близкие максимальные удельные энергии генерации цепных HF- и DF-лазеров (53 и 43 Дж/л) и наиболее полные спектры их излучения, состоящие из 47 и 83 линий соответственно. Обсуждается влияние на энергию и спектр излучения HF/DF-лазера пространственно-временной неоднородности инициирования и протекания цепной химической реакции. Обнаружено сильное влияние на эффективность и спектр генерации молекул CO<sub>2</sub>, находящихся в лазерной среде и в атмосферном воздухе, заполняющем часть объема сложного резонатора DF-лазера.*

**Ключевые слова:** химический лазер, цепные реакции, выходные характеристики.

## Введение

В процессе цепной реакции



(где  $-\Delta H$  – тепловой эффект) на возбуждение колебательно-вращательных уровней молекул HF и DF затрачиваются примерно равные доли энергии, выделяющейся в химической реакции [1–3]. Однако удельные энергоотдачи для импульсных химических HF- и DF-лазеров (ИХЛ), работающих на основе цепной реакции, обычно различаются в 2–2.5 раза [2–5]. Это связано, по мнению различных исследователей, с большим (по сравнению с HF) числом колебательно-вращательных уровней молекулы DF, по которым распределяется энергия возбуждения, с меньшими коэффициентами Эйнштейна и константами скоростей цепной реакции в DF-лазере. Все это приводит к более низкому коэффициенту усиления слабого сигнала для большинства колебательно-вращательных переходов в DF-лазере, поэтому для извлечения лазерной энергии из активной среды этого лазера требуется применять более добротный резонатор. Высказывались также предположения о невозможности получения в DF-лазере энергии излучения, превышающей половину энергии HF-лазера, вследствие существенного различия энергий кванта излучения и скоростей VT-релаксации.

В работах [6–8] сформулированы и частично реализованы условия достижения равенства максимальных энергоотдач с молекул HF и DF, в результате чего

максимальная энергия излучения DF-лазера превысила 80 % от максимальной энергии излучения HF-лазера.

В настоящей работе более детально изложены результаты экспериментального и расчетно-теоретического исследований зависимостей энергетических и спектральных характеристик излучения фотоиницируемого химического HF/DF-лазера атмосферного давления от коэффициента потерь резонатора в широком диапазоне его изменения (от 0.001 до 40 м<sup>-1</sup> в расчете и от 0.1 до 20 м<sup>-1</sup> в эксперименте) с целью определения условий достижения пределов преобразования химической энергии в энергию лазерного излучения.

## 1. Математическая модель HF-ИХЛ

Для исследования энергетических и спектрально-временных характеристик излучения ИХЛ использовалась математическая модель, включающая в себя описание химических реакций, процессов колебательной и вращательной релаксации, спонтанного и вынужденного излучения. В основу было положено предположение о пространственной однородности протекания всех процессов в объеме резонатора. Подобные модели были разработаны различными авторами [9–12].

В рассматриваемой математической модели используются обыкновенные дифференциальные уравнения для концентрации компонентов активной смеси, уравнения для плотности фотонов и уравнение баланса энергии. Для расчета HF(DF)-ИХЛ использованы в основном константы, приведенные в работе [11]. Уравнения для плотности фотонов  $\rho_{v,J}$  описывают лазерную генерацию на переходах  $v, J - 1 \rightarrow v - 1, J$  с коэффициентом усиления  $\alpha_{v,J}$ , вывод излучения из объема резонатора и спонтанное излучение (член  $S_{sp}$ ):

$$\frac{d\rho_{v,J}}{dt} = (c\alpha_{v,J}\rho_{v,J} + S_{sp})\frac{l}{L} - \frac{\rho_{v,J}}{\tau_{ph}}, \quad (1)$$

где

$$\tau_{ph} = - \frac{2L}{c \ln(R_{1ef} R_{2ef})}$$

– время жизни фотона в резонаторе;  $l$  – длина активной среды;  $L$  – расстояние между зеркалами;  $R_{1ef}$  и  $R_{2ef}$  – эффективные коэффициенты отражения зеркал резонатора. В этом случае коэффициент потерь резонатора определяется формулой

$$k_r = \frac{L}{c l \tau_{ph}} \quad (2)$$

Исходные параметры расчета соответствовали условиям опытов.

## 2. Экспериментальная установка

В экспериментах использовалась модульная конструкция химического реактора и системы иницирования. Отдельный модуль реактора представляет собой снабженную соединительными фланцами металлическую трубу диаметром 150 мм и длиной 1 м. В центре реактора вдоль оси резонатора размещается трубчатая кварцевая фотолампа диаметром 22 мм со световой длиной для одного модуля 0.9 м. Яркая температура свечения электрического разряда в ксеноне при исходном давлении 6–8 Тор достигала 18 кК, длительность импульса равнялась 3 мкс на полувысоте. Для лучшего использования УФ излучения лампы внутренняя поверхность реактора покрыта отражающим фторопластовым экраном толщиной 5 мм. Энергия, выделяемая в разрядном контуре с одной фотолампой, равняется 1.5 кДж. Реактор заполнялся смесью газов  $F_2 - H_2(D_2) - O_2 - He$  до давления 0.112 МПа. Состав смеси для выбранной конструкции лазера атмосферного давления был ранее оптимизирован в работе [13].

Химический реактор помещался внутри плоскопараллельного резонатора. Использование разных схем сложного резонатора (рис.1) и варьирование длины активной среды от 0.2 до 7.6 м позволяли изменять коэффициент потерь резонатора в широком диапазоне: от 20 до  $0.1 \text{ м}^{-1}$  соответственно.

Энергия генерации и ее распределение в сечении пучка излучения регистрировались с помощью калориметрических приемников типа ТПИ-2, ТПИ-2А. Измерение распределения энергии в спектре основывалось на методе терморегистрации спектра лазерного излучения на зачерненной фотобумаге с использованием дифракционной решетки, фокусирующего зеркала и зеркального клина,

применяемого для автокалибровки энергии излучения каждой спектральной линии. Распределение энергии в дальней зоне измерялось с помощью зеркального клина, сферического зеркала и экрана из зачерненной фотобумаги. Пространственно-временные характеристики спектра и динамика расходимости лазерного излучения исследовались методом скоростной фоторегистрации. Кроме того, регистрировались форма импульсов иницирования (ФЭУ-39) и генерации (Ge–Au-фотоприемник). Для устранения влияния атмосферы на результаты измерения энергии и спектра лазерного излучения часть измерительного комплекса размещалась в барокамере, пристыкованной к выходному зеркалу резонатора.

При вычислении энергии, выделяемой активной средой, учитывались как энергия, выводимая из объема сложного резонатора зеркалами и плоскопараллельными пластинами, так и энергия, теряемая на зеркалах и окнах (из-за поглощения и виньетирования расходящегося пучка), а также энергия, поглощенная молекулами  $H_2O$  и  $CO_2$  в объеме резонатора.

Эффективный коэффициент отражения зеркал резонатора рассчитывался с учетом всех перечисленных выше энергетических потерь по формулам

$$R_{ef} = r T^2 K_a(l_r) K_\theta(l_r)$$

– для левого (рис.1,б) и правого (рис.1,а,б,д) плеч резонатора,

$$R_{ef} = r R_0^2 T^2 K_a(l_r) K_\theta(l_r)$$

– для левого (рис.1,д,е) и правого (рис.1,е) плеч резонатора;

$$R_{ef} = \frac{[(R - r K_a(l_r) K_\theta(l_r))(R^2 - T^2)] K_\theta(l_{cr})}{1 - r R K_a(l_r) K_\theta(l_r)}$$

– для левого (рис.1,а,б,з) и правого (рис.1,б,з) плеч резонатора, где  $R_0$  – коэффициент отражения прозрачных зеркал, расположенных внутри резонатора;  $R$  и  $T$  – коэффициенты отражения и пропускания окон реактора, расположенных внутри резонатора;  $r$  – коэффициент отражения внешних зеркал резонатора;

$$K_a(x) = \sum_{i=1}^N E_i \exp[-(P_{CO_2} A_{CO_2}^i + P_{H_2O} A_{H_2O}^i) x]$$

$$\left( \sum_{i=1}^N E_i = 1 \right)$$

– рассчитываемый интегральный коэффициент пропускания атмосферой лазерного излучения при прохождении расстояния  $x$  в атмосфере;  $E_i$  – относительная энергия  $i$ -й спектральной линии;  $P_{CO_2}, P_{H_2O}$  – концентрации паров воды и углекислого газа в атмосфере;  $A_{CO_2}^i, A_{H_2O}^i$  – соответствующие коэффициенты поглощения для спектральной линии  $i$ ;  $N$  – число спектральных линий;  $K_\theta(x) = (1 + x D \theta)^{-2}$  – рассчитываемый коэффициент пропускания окон рабочей камеры, связанный с виньетированием расходящихся лазерных пучков на апертуре этих окон;  $D$  – диаметр пучка;  $\theta$  – расходимость излучения. Для многомодового режима генерации [14]  $\theta = 0.7(\lambda/L)^{1/2} \times [-\ln(R_1 R_2)]^{1/3}$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $l_r$  – расстояние между окном реактора и внешним зеркалом резонатора;  $l_{cr}$  – расстояние между окнами реактора.

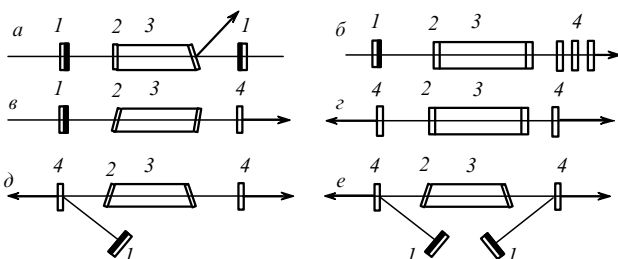


Рис.1. Схема сложного плоского резонатора: 1 – медное зеркало; 2 – плоскопараллельная пластина из  $CaF_2$ ; 3 – активная среда; 4 – полупрозрачное зеркало.

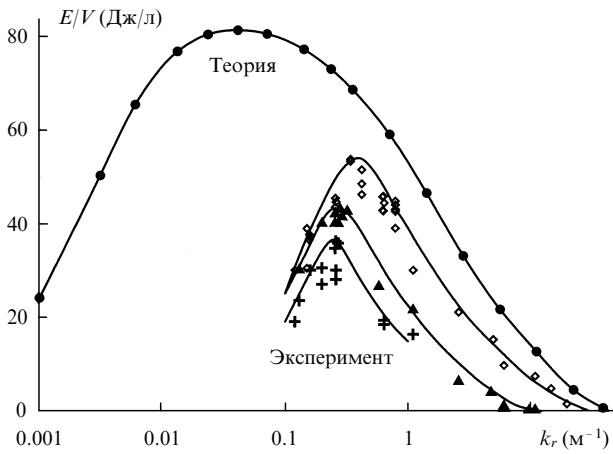


Рис.2. Зависимости удельной энергии излучения HF- (●, ◇) и DF-лазеров (+, ▲) от коэффициента потерь резонатора при  $[\text{CO}_2] > 0.1\%$  (◇, +) и  $[\text{CO}_2] < 0.1\%$  (▲).

### 3. Результаты исследования HF/DF-ИХЛ и их обсуждение

Приведенные на рис.2 экспериментальные и расчетная зависимости удельной энергии лазерного излучения от коэффициента потерь резонатора  $k_r$  отличаются от линейной зависимости [15, 16], обычно приводимой для твердотельных и газовых лазеров, генерирующих излучение на небольшом числе рабочих переходов. В ИХЛ при уменьшении  $k_r$  наблюдается ускоренный, близкий к экспоненциальному, рост лазерной энергии при относительно малом изменении длительности импульса генерации (2–3 мкс). Для таких лазеров для достижения максимальной выходной энергии необходим большой параметр превышения ( $M > 50$ ). Под параметром превышения  $M$  в данном случае многокомпонентного спектра понимается отношение коэффициента усиления слабого сигнала наиболее интенсивной линии к коэффициенту  $k_r$ .

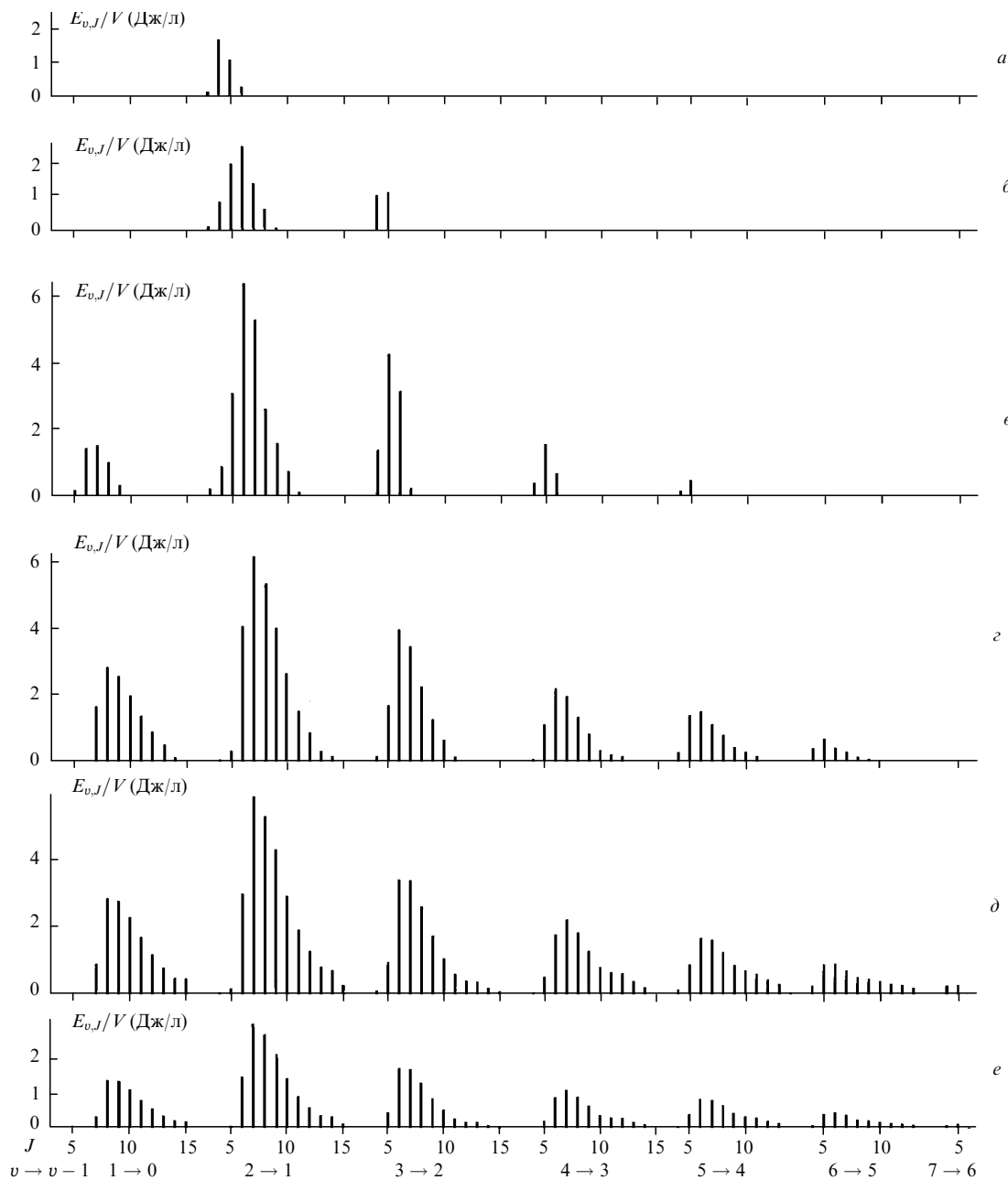


Рис.3. Изменение расчетного спектра излучения импульсного химического HF-лазера в зависимости от коэффициента потерь резонатора:  $k_r = 19.6(a)$ ,  $7.8(б)$ ,  $2.8(в)$ ,  $0.35(г)$ ,  $0.041(д)$  и  $0.0031(е)$   $\text{m}^{-1}$ .

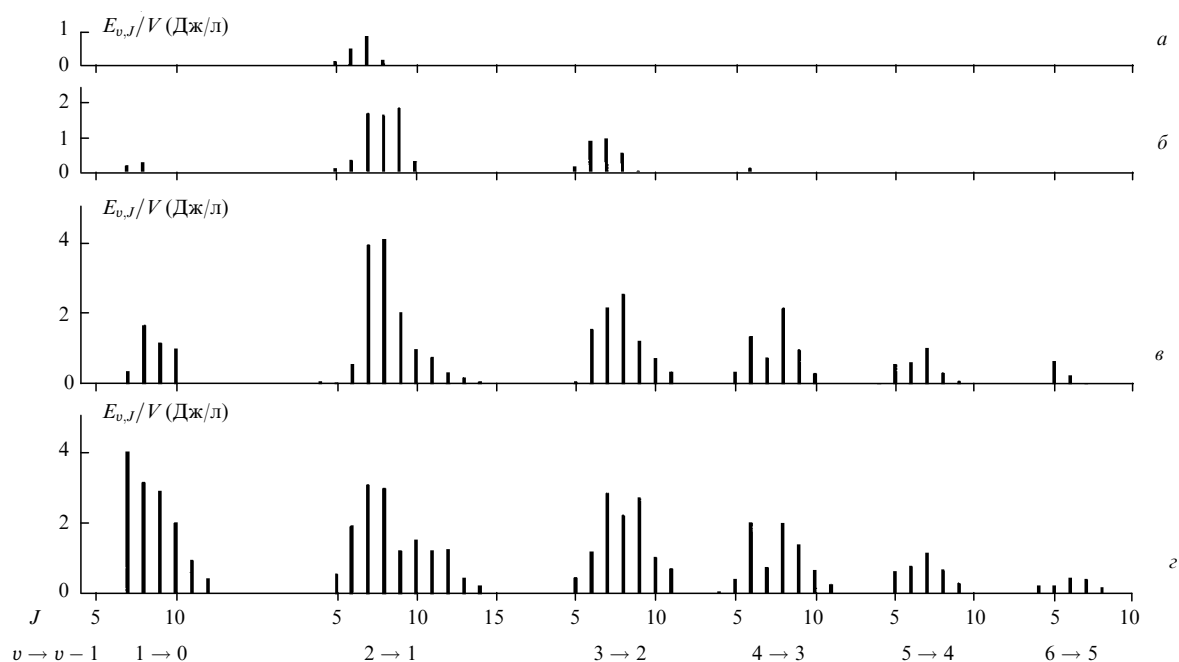


Рис.4. Изменение экспериментально измеренного спектра излучения импульсного химического HF-лазера в зависимости от коэффициента потерь резонатора:  $k_r = 19.9(a)$ ,  $6.2(б)$ ,  $0.59(в)$  и  $0.34 м^{-1}(г)$ .

Ускорение роста удельной энергии вызвано тем, что при уменьшении  $k_r$  от его порогового значения в процесс генерации включается все большее число линий, обладающих все меньшими коэффициентами усиления слабого сигнала. Так, например, при  $k_r = 20 м^{-1}$  в спектре излучения HF-лазера присутствовало всего четыре линии, принадлежащих колебательной полосе 2–1, при  $k_r = 6.2 м^{-1}$  генерировало около 20 линий в четырех полосах, а при  $k_r = 0.1 м^{-1}$  генерация протекала на 47 переходах семи полос в диапазоне длин волн 2.7–3.5 мкм (рис.4). Характер изменения расчетного спектра (рис.3) хорошо согласуется с полученным экспериментально. Для HF-лазера максимальная удельная энергия 53 Дж/л (50 Дж/л – энергия выходного излучения, 3 Дж/л – внутрирезонаторные потери) наблюдалась на опыте при  $k_r = 0.4 м^{-1}$ , в расчете максимальная удельная энергия 83 Дж/л достигалась при  $k_r = 0.04 м^{-1}$ . Кроме того, дополнительным фактором ускорения роста удельного энергосъема при уменьшении  $k_r$  является то, что включение переходов между высокими возбужденными колебательными уровнями порождает каскад связанных с ними переходов между более низкими колебательными уровнями.

При экспериментальном исследовании DF-лазера отмечено сильное влияние на распределение энергии в спектре излучения молекулы DF селективных потерь на примеси углекислого газа  $CO_2$ , находящегося в объеме резонатора и имеющего сильную полосу поглощения в диапазоне длин волн 4.2–4.3 мкм. Удаление  $CO_2$  из резонатора приводило к появлению генерации и увеличению интенсивности излучения на большом числе колебательно-вращательных переходов, излучение которых как поглощается, так и не поглощается молекулами  $CO_2$  [6, 7]. В связи с этим при исследовании зависимостей энергетических и спектральных характеристик от коэффициента потерь резонатора проведены две серии экспериментов, различающиеся тем, что во второй серии были предприняты меры по удалению  $CO_2$  из резонатора (зеркала выносного плоского резонатора были вплотную приближены к окнам реактора и была проведена допол-

нительная очистка фтора от примеси  $CO_2$  путем ее конденсации и фильтрации при температуре жидкого азота).

Удельная энергия излучения в области ее максимума возросла во второй серии экспериментов примерно на 30 % (рис.2). Генерация на молекуле DF при уменьшении  $k_r$  возникала при  $k_r = 12.5 м^{-1}$ . При  $k_r = 11 м^{-1}$  в спектре излучения присутствовало около 10 линий нижних полос 2–1, 3–2. При  $k_r = 2.6 м^{-1}$  генерация протекала на 33 линиях первых пяти полос, при  $k_r < 0.2 м^{-1}$  генерировало более 80 спектральных линий десяти полос в диапазоне длин волн 3.5–5.0 мкм (рис.5).

Представленные результаты (рис.2) четко демонстрируют тенденцию к постепенному сближению удельных энергий излучения HF- и DF-лазеров с уменьшением потерь резонатора. Максимальная удельная энергия DF-лазера 43 Дж/л была получена при коэффициенте потерь резонатора  $k_r = 0.25 м^{-1}$ , что составило 95 % от удельной энергии HF-лазера при тех же  $k_r$  и 80 % от максимальной удельной энергии этого лазера (при  $k_r = 0.35 м^{-1}$ ).

Полученные нами расчетная и экспериментальная зависимости удельных энергий излучения HF- и DF-лазеров от коэффициента потерь резонатора подобны. Однако имеются и существенные различия: максимум энергии генерации в расчете наблюдается при  $M \approx 1000$ , а в эксперименте – при  $M \approx 50 - 100$ .

В расчете двукратное уменьшение энергетической эффективности HF-лазера по сравнению с максимальным значением имело место при уменьшении коэффициента потерь резонатора до  $0.002 м^{-1}$ . Главная причина уменьшения расчетных энергетических характеристик при малых  $k_r < 0.04 м^{-1}$  состоит в том, что время существования инверсии населенности на отдельных переходах становится сравнимо с временем жизни фотона в резонаторе  $\tau_{ph}$ . В этом случае фотоны, образовавшиеся в процессе генерации, не успевают покинуть объем резонатора до момента срыва генерации, когда лазерная среда становится сильно поглощающей вследствие ее нагревания и накопления молекул, находящихся в нижних состояниях.

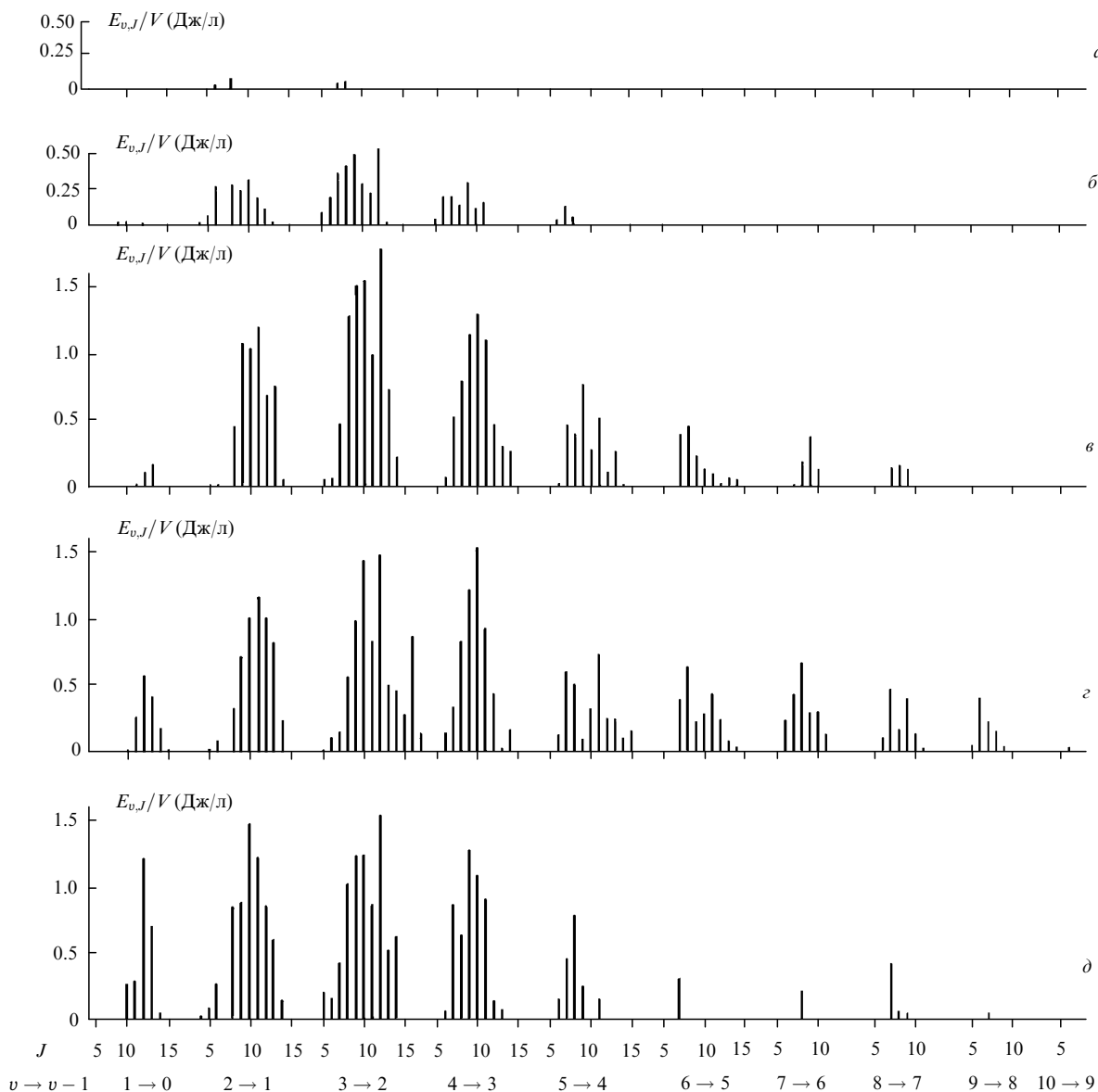


Рис.5. Изменение экспериментально измеренного спектра излучения импульсного химического DF-лазера в зависимости от коэффициента потерь резонатора:  $k_r = 11$  (а), 2.6 (б), 0.58 (в) и 0.16 (г) при  $[\text{CO}_2] < 0.1\%$  и  $k_r = 0.20 \text{ м}^{-1}$  при  $[\text{CO}_2] > 0.1\%$  (д).

В эксперименте при значительно более высоких коэффициентах потерь резонатора наблюдалось заметное снижение удельной энергии излучения, несмотря на дальнейший рост числа генерируемых переходов в спектре излучения HF(DF)-лазера. Двукратное уменьшение удельного энергосъема наблюдалось для HF-лазера при коэффициентах потерь резонатора  $k_r \approx 0.1 \text{ м}^{-1}$ , для DF-лазера – при  $k_r \approx 0.08 \text{ м}^{-1}$ . Небольшие различия в характере спада общей энергии излучения для HF- и DF-лазеров связаны с тем, что коэффициенты усиления слабого сигнала от большого числа переходов молекулы DF сравнимы с коэффициентом потерь в активной среде. Это подтверждается динамикой изменения спектра излучения HF- и DF-лазеров: при уменьшении коэффициента  $k_r$  от  $0.35 \text{ м}^{-1}$  (что соответствует максимуму излучения HF-лазера) до  $0.1 \text{ м}^{-1}$  энергия излучения уменьшилась в 2 раза для HF-лазера и в 1.5 раза для DF-лазера, а число спектральных линий для тех же лазеров увеличилось на  $\sim 5$  и  $\sim 20$  линий соответственно.

Основная причина различий между расчетной и экспериментальной зависимостями для HF-лазера обусло-

влена неучетом в расчетной модели потерь энергии, возникающих в активной среде при развитии пространственно-временной неоднородности протекания цепной реакции при неоднородной засветке рабочего объема, а также неучетом возможных потерь на поглощающих примесях (подобных, например,  $\text{CO}_2$  для DF-лазера).

Влияние неоднородности инициирования исходной смеси на характеристики излучения отчетливо видно при рассмотрении результатов экспериментального исследования пространственно-временных характеристик пучка излучения.

Поперечная неоднородность инициирования реакции в рабочей смеси приводит к сильной пространственно-временной неоднородности спектра излучения ИХЛ (рис.6). В областях активной среды, прилегающих к фотолампе, интенсивность инициирования максимальна, а на периферии реактора она снижается в три раза из-за цилиндрической геометрии засветки рабочего объема и поглощения фтором УФ излучения от фотолампы (рис. 7). Временные задержки начала и срыва генерации однозначно связаны с интенсивностью инициирования рабо-

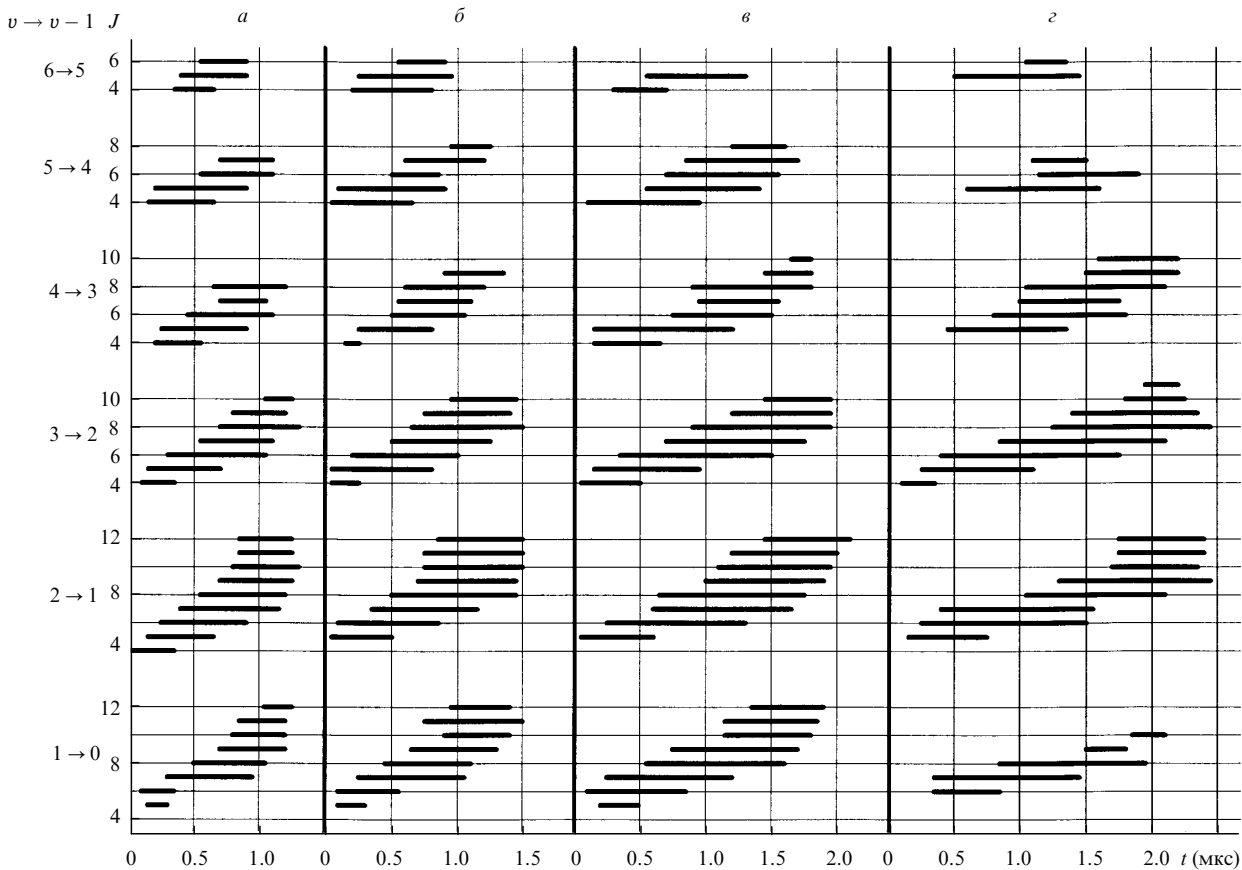


Рис.6. Временное развитие спектра излучения широкоапертурного HF-лазера для четырех областей активной среды, расположенных на расстоянии 35 (а), 50 (б), 70 (в) и 95 мм (г) от поверхности фотолампы.

чей смеси – они возрастают с уменьшением интенсивности засветки и увеличением вращательного квантового числа  $J$ .

Генерация излучения на отдельных колебательно-вращательных переходах протекает в случае плоского резонатора полойно: она возникает и исчезает ранее всего в слоях активной среды, прилегающих к фотолампе, а затем распространяется к периферии. Геометрические размеры кольцевой области излучения, перемещающейся от фотолампы к периферии, уменьшаются с ростом вращательного квантового числа и для переходов с  $J > 9$  они меньше, чем апертура резонатора. Сужение зоны генерации, появление и рост градиента показателя преломления в активной среде в процессе развития цепной химической реакции [17, 18] приводят к появлению дополнительных потерь энергии излучения за счет рефракции излучения в слое активной среды, уже прошедшие стадию генерации, где коэффициент усиления становится отрицательным.

Продольная неоднородность инициирования реакции, связанная с неодновременностью срабатывания и неоднородностью свечения фотоламп, также может вызвать снижение лазерной энергии из-за поглощения излучения, генерируемого областями активной среды с относительно низким уровнем инициирования, областями активной среды с более высокой степенью инициирования, в которых генерация заканчивается раньше. Очевидно, что влияние продольной и поперечной неоднородностей инициирования сильнее всего должно сказываться в областях активной среды, прилегающих к фотолампе, где длительность импульса генерации минимальна, а изме-

нения градиента показателя преломления и коэффициента усиления, а также скорость их изменения максимальны, что подтверждается измерениями распределения энергии в сечении пучка излучения.

При изменении коэффициента потерь резонатора наблюдалось перераспределение энергии в ближней зоне сечения пучка излучения (рис.7). При больших  $k_r = 5 - 20 \text{ м}^{-1}$  (при малых параметрах превышения  $M \approx 1 - 4$ ) рас-

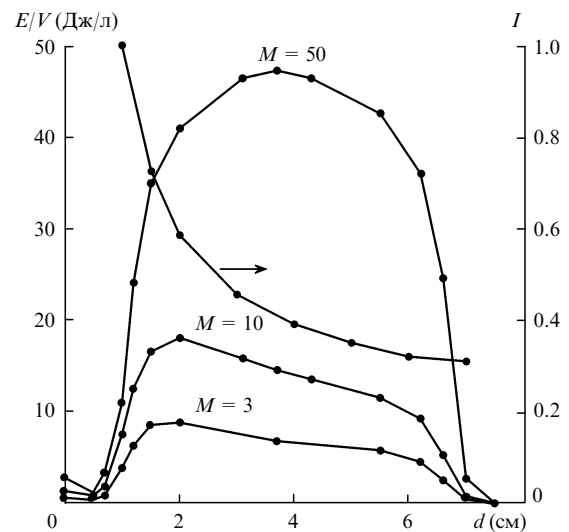


Рис.7. Распределения удельной энергии в ближней зоне пучка излучения (на расстоянии 6 м от зеркала резонатора) при различных параметрах превышения  $M$ , а также распределение относительной интенсивности инициирования  $I$  ( $d$  – расстояние от центра лампы).

пределение энергии вполне соответствует распределению интенсивности инициирования химической реакции: максимум энергетической плотности излучения наблюдался на расстоянии меньше 1 см от фотолампы. При малых  $k_r < 0.2 \text{ м}^{-1}$  ( $M \approx 50$ ) максимальная плотность излучения регистрировалась ближе к периферии пучка излучения при  $x \approx 3$  см. Перераспределение энергии в сечении пучка излучения при изменении  $k_r$  и аномальная зависимость удельной энергии излучения от константы инициирования при малых  $k_r$  обусловлены разными по поперечному сечению распределенными потерями, связанными с отклонениями пучка излучения на стенку фотолампы и поглощением в областях активной среды, прошедших стадию генерации.

Приведенные экспериментальные данные указывают на сильное влияние пространственно-временной неоднородности протекания цепного процесса на энергетические, спектральные и пространственно-временные характеристики пучка излучения. Сравнение полученных зависимостей энергетических характеристик от коэффициента потерь резонатора для однородной модели ИХЛ (расчет) и для неоднородно инициируемого HF(DF)-лазера (эксперимент) указывает на возможность дальнейшего роста удельного энергоотдачи в эксперименте за счет применения систем инициирования, обеспечивающих более однородное протекание цепного процесса в лазерной среде. Увеличение удельного энергоотдачи за счет повышения интенсивности инициирования тем более требует соблюдения жестких требований к временной и пространственной однородностям инициирования активной среды из-за увеличения абсолютных оптических неоднородностей.

## Заключение

Проведено расчетное и экспериментальное исследование энергетических и спектральных характеристик HF- и DF-лазеров в широком диапазоне изменения коэффициента потерь резонатора от 0.001 до  $40 \text{ м}^{-1}$ . Показано, что для получения предельных энергетических характеристик импульсного химического лазера на цепной реакции необходимо применять высокодобротный резонатор, обеспечивающий более чем пятидесятикратное превышение ненасыщенного коэффициента усиления над пороговым.

Очевидно, что при столь высоких параметрах превышения необходимо иметь достаточно низкие внутрирезонаторные потери. Согласно расчетным данным, полученным для однородной модели ИХЛ, коэффициент «вредных» потерь в активной среде составил  $0.002 \text{ м}^{-1}$ . В эксперименте этот коэффициент достигал  $0.1 \text{ м}^{-1}$ . Основные причины потерь связаны, с одной стороны, с развитием в активной среде оптических неоднородностей, обусловленных пространственно-временной неоднородностью инициирования и протекания цепной реакции и, с другой стороны, наличием в лазерной среде поглощающих примесей (например,  $\text{CO}_2$  для DF-лазера). Поэтому для наиболее эффективного преобразования энергии, запасенной в активной среде, в энергию лазерного излуче-

ния необходимо, во-первых, применять системы инициирования, обеспечивающие высокую однородность протекания химических реакций, во-вторых, использовать особо чистые компоненты для приготовления лазерных сред. Для выработки требований к чистоте применяемых газов и определения влияния различных типов пространственно-временной неоднородности инициирования на энергетические характеристики лазерного излучения проводятся специальные исследования [6–8].

Отметим, что применение высокодобротного резонатора и увеличение длины активной среды до нескольких метров позволили впервые наблюдать близкие максимальные удельные энергоотдачи с активных сред импульсных химических HF- и DF-лазеров (53 и 45 Дж/л) и наиболее полные спектры их излучения, включающие высокие колебательные полосы вплоть до полос 7–6, 10–9 в диапазонах длин волн 2.6–3.4 мкм и 3.5–5.0 мкм соответственно.

1. Polanyi J.C., Woodall K.V. *J.Chem.Phys.*, **57**, 1574 (1972).
2. *Химические лазеры*. Под ред. Р.Гросса и Дж.Ботта (М., Мир, 1980).
3. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. *Химические лазеры* (М., Наука, 1982).
4. Nichols D.B., Hall R.B., McClure J.D. *J.Appl.Phys.*, **47**, 4026 (1976).
5. Башкин А.С. *Труды ФИАН*, **194**, 3 (1989).
6. Azarov M.A., Alexandrov B.S., Drozdov V.A., Troshchinenko G.A. *Proc.SPIE*, **2502**, 382 (1994).
7. Azarov M.A., Drozdov V.A., Troshchinenko G.A. *Proc. SPIE*, **2773**, 36 (1996).
8. Azarov M.A., Alexandrov B.S., Drozdov V.A., Troshchinenko G.A. *Proc.SPIE*, **3092**, 606 (1997).
9. Hough J.J.T., Kerber R.L. *Appl.Optics*, **14**, 2960 (1975).
10. Буланин М.О., Малых В.Б., Машенджинов В.И., Филиппович Б.С. *Оптика и спектроскопия*, **48**, 94 (1980).
11. Sojka P.E., Kerber R.L. *Appl.Optics*, **25**, 76 (1986).
12. Кондрашенко А.В., Мищенко Г.М., Севастьянова Т.Г., Урлин В.Д. *Вопросы атомной науки и техники*, № 3, 64 (1988).
13. Азаров М.А., Дроздов В.А., Малышев Ю.А. В кн. *Механика жидкости и газа. Химия и лазеры* (Л., НПО «Госуд. ин-т прикладной химии», 1991, с.117–127).
14. Ананьев Ю.А. *УФН*, **103**, 705 (1971).
15. Rigrod W.W. *J.Appl.Phys.*, **34**, 2602 (1963).
16. *Методы расчета оптических квантовых генераторов*. Под ред. Б.И.Степанова (Минск, Наука и техника, 1968, т.II, с.247).
17. Борисов В.П., Великанов С.Д., Кормер С.Б., Сеницын М.В., Фролов Ю.Н. *Квантовая электроника*, **4**, 339 (1977).
18. Галушкин М.Г., Никитин В.Ю., Ораевский А.Н. *Изв.АН. Сер. физич.*, **56**, 110 (1992).

**M.A.Azarov, B.S.Aleksandrov, V.A.Drozdov, G.A.Troshchinenko. Influence of the cavity losses on the energy and spectral characteristics of a pulsed chemical chain-reaction HF (DF) laser.**

The dependences of the energy and spectral characteristics of the radiation of a pulsed photoinitiated chemical chain-reaction HF (DF) laser, operating at atmospheric pressure, on the optical cavity parameters were investigated. The maximum specific output energies of the HF and DF chain lasers (53 and 43 J/litre) and their fullest spectra (47 and 83 lines, respectively) were similar when the unsaturated gain exceeded the threshold by a factor greater than 50. An analysis was made of how the energy and spectrum of the radiation of the HF (DF) laser were influenced by the spatiotemporal inhomogeneity of the initiation and by the course of the chemical chain reaction. There was a marked effect of the  $\text{CO}_2$  molecules in the active medium and in the air filling part of the volume of the complex cavity of the DF laser on the efficiency and emission spectrum.