

V. A. Mostovnikov, A. N. Rubinov, G. R. Ginevich, S. S. Anufrik, A. F. Abramov. **Restoration of Lasing Properties of Dye Solutions After Their Photochemical Destruction.**

Mechanism is studied of photodisintegration of the ethanol solution of the rhodamine G. An effect is shown of ethanol photolysis products (acetic and formic acids) on the rate of phototransformation of rhodamine G molecules. A method is suggested for prolonging service life of active laser media on the basis of ethanol solutions of rhodamine G, cresyl-violet and 7-acetoxy-3-phenylcumarine.

«Квантовая электроника», 3, № 9 (1976)

УДК 621.378.8

Н. Г. Басов, А. С. Башкин, П. Г. Григорьев, А. Н. Ораевский, О. Е. Породинков

ХИМИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ DF—CO₂-УСИЛИТЕЛЬ С ВЫСОКИМИ УДЕЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Среди работ, посвященных изучению лазеров, в основе которых лежит цепная реакция $H_2(D_2)$ с F_2 [1, 2], значительное место отводится обладающим наибольшей лазерной длиной цепи DF—CO₂-лазерам, первые сообщения о которых относятся к 1970 г. [3]. С тех пор наилучшие параметры химического лазера на основе цепной реакции между D_2 и F_2 с передачей энергии колебательного возбуждения молекул DF ($v \geq 1$) молекулам CO₂ были достигнуты при фотоиницировании реакции [3, 4]. Характерной особенностью этих работ являлось применение источников с длительностью импульса света, превышающей длительность генерации. Кроме того, DF—CO₂-лазер обычно исследовался в режиме генератора. В режиме усилителя изучалось только усиление ненасыщающего сигнала. В этой связи представляет интерес определить удельные характеристики DF—CO₂-усилителя с инициированием импульсом света длительностью меньшей, чем длительность существования инверсии, и с энергией, равной или большей ранее достигнутой.

Для этой цели была разработана и введена в действие соответствующая экспериментальная установка. Иницирование химической реакции в рабочей смеси $D_2 + F_2 + CO_2 + He$ осуществлялось при фотолизе молекул F_2 светом от источника, представляющего собой электрический разряд в газе длиной 90 см, инициируемый скользящим разрядом по поверхности диэлектрика. Электрическая энергия до 50 кДж запасалась в малоиндуктивном накопителе емкостью 40 мкФ. Источник излучал в полосу поглощения фтора энергию более 500 Дж за время импульса инициирования около 1 мкс. При этом мощность потока света существенно превышала достигнутую в ранее опубликованных работах по исследованиям химических лазеров [5].

Источник света располагался по оси цилиндрической стальной камеры длиной 100 см. В противоположных торцевых стенах камеры помещались окна диаметром 5,5 см, ограничивающие апертуру усилителя. Ось рабочего объема усилителя проходила параллельно оси источника на расстоянии 6 см от нее.

Рабочая смесь $D_2 + F_2 + CO_2 + He$ приготавливалась известным способом динамического перемешивания. Для этого химически совместимые газы предварительно перемешивались в соответствующих пропорциях при равных полных давлениях в двух одинаковых смесителях из нержавеющей стали. Затем газы из обоих смесителей поступали через общий трубопровод в рабочую камеру. Скорость потока регулировалась таким образом, чтобы расход газа из обоих смесителей был одинаковым. Это обеспечивало необходимый состав рабочей смеси. Рабочая камера объемом 30 л заполнялась за время от одной до трех минут до давления, равного атмосферному. Для замедления темновой реакции в смесь добавлялся кислород при давлении, составляющем ~5% по отношению к давлению фтора.

В оптической схеме установки было использовано два варианта. В одном варианте в качестве задающего генератора применялся химический DF—CO₂-лазер, рабочий объем которого располагался симметрично рабочему объему усилителя по отношению к источнику в той же рабочей камере. Принципиальная схема опыта приведена на рис. 1, а. Резонатор DF—CO₂-лазера был образован металлическим зеркалом с радиусом кривизны 12 метров и коэффициентом отражения около 99% и выходным плоским диэлектрическим зеркалом с коэффициентом пропускания от 20% до 80% в разных опытах.

Излучение DF—CO₂-лазера частично выводилось на фотоприемник и калориметр, а частично подавалось на вход DF—CO₂-усилителя. На входе и выходе усилителя ставились одинаковые диафрагмы. Удельный энергосъем в усилителе определялся по отношению разности входящей и выходящей энергии излучения к объему усилителя, ограниченному апертурой этих диафрагм. В этом варианте спектральные характеристики излучения генерато-

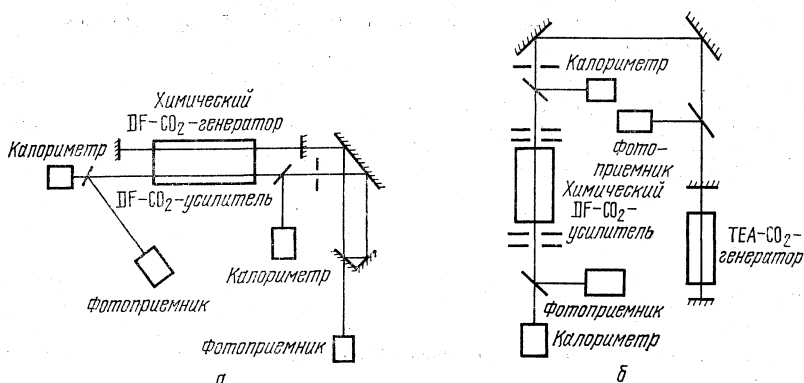


Рис. 1. Принципиальные схемы опытов с усилителем и внутренним и задающим $DF-CO_2$ -генератором (а) и с внешним задающим CO_2 -генератором (б).

ра и усилителя совпадали, а временные были близки, поскольку рабочая смесь и условия инициирования в них одинаковы.

В другом варианте в качестве задающего генератора использовался CO_2 -лазер с активным объемом 0,8 л и накачкой поперечным разрядом (рис. 1, б). Выходная энергия излучения такого лазера достигала 17 Дж при длительности импульса до 40 мкс по полувывоте. В ряде экспериментов одним из зеркал резонатора служила дифракционная решетка, при этом генерировалось излучение на одном заданном вращательном переходе, а выходная

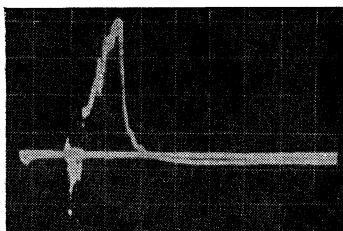


Рис. 2. Типичная форма импульса излучения CO_2 -генератора, усиленного в $DF-CO_2$ -усилителе. Скорость развертки 10 мкс/дел.

энергия снижалась. Рабочая смесь CO_2 -лазера состояла из CO_2 , N_2 , D_2 и He. Для увеличения длительности импульса генерации до значений выше 10 мкс отношение концентраций $(N_2+D_2)/CO_2$ делалось более 15 : 1, а коэффициент отражения выходного зеркала CO_2 -лазера был не ниже 80%. На рис. 2 приведена типичная форма импульса излучения CO_2 -лазера, прошедшего через $DF-CO_2$ -усилитель. Плотность падающей мощности на входе превышала параметр насыщения в этих условиях в несколько раз.

Система регистрации, включающая фотоприемники на основе легированного золотом германия, калориметры типа ТПИ и радиационные термоэлементы типа РТЭ, позволяла измерить энергию и форму импульса излучения как на выходе генератора и усилителя, так и на входе усилителя. Возможность изменять в широких пределах длительность и длину волны излучения, а также высокая частота повторения сделали CO_2 -лазер с поперечной накачкой удобным средством исследования $DF-CO_2$ -усилителя. Однако существенно отличающийся состав их рабочих смесей мог, в принципе, привести к различию в длинах волн генератора и усилителя. Тем не менее, измерение ненасыщенного коэффициента усиления химического $DF-CO_2$ -усилителя в обоих вариантах задающего генератора дало совпадающие величины для одинаковых смесей усилителя в один и тот же момент времени.

Для определения ненасыщенного коэффициента усиления активной среды в $DF-CO_2$ -усилителе на его вход подавался сигнал с плотностью падающей мощности не выше $5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см², что по крайней мере в $\sim 10^6$ раз меньше плотности насыщающей мощности в этих условиях. На выходе усилителя даже в случае максимального коэффициента усиления плотность мощности также была существенно меньше насыщающей. В смеси $D_2 : F_2 : CO_2 : He = 1 : 1 : 4 : 5$ при запасенной электрической энергии 32 кДж получен коэффициент усиления слабого сигнала более $0,07$ см⁻¹ на переходе P (20). Ранее достигнутый в химических $DF-CO_2$ -лазерах коэффициент усиления не превышал $0,02-0,03$ см⁻¹

[5]. Измерения ненасыщенного коэффициента усиления с помощью внешнего задающего генератора дали возможность определить время существования инверсии в $DF-CO_2$ -усилителе, которое составило 8—12 мкс при запасенной энергии в накопителе от 32 до 24 кДж.

Применение мощного источника света с длительностью, существенно меньшей длительности импульса инверсии, позволило получить максимальный энергосъем в усилителе не ниже 150 Дж/л на линиях $P(20)$ и $P(22)$ для смеси $D_2:F_2:CO_2:He=1:1:4:5$ при атмосферном давлении. Химический КПД, определяемый как отношение энергосъема к полному тепловому эффекту цепной реакции D_2+F_2 в единице объема, достиг в этих условиях 7%. Зависимости энергосъема от парциального давления фтора (рис. 3, а) и от энергии, запасенной в накопителе (рис. 3, б) не обнаружили тенденции к насыщению в условиях описанных экспериментов. Следует подчеркнуть, что при равных условиях в $DF-CO_2$ -генераторе энергосъем не превышал 70 Дж/л.

Ранее не сообщалось о $DF-CO_2$ -лазерах со световым инициированием реакции с удельными параметрами, существенно превышающими по энергосъему ~ 20 Дж/л.атм, химическому КПД $\sim 5\%$. На наш взгляд, достигнутое в настоящей работе увеличение удельных параметров получено, в основном, благодаря повышению интенсивности накачки и применению режима усилителя. В условиях, когда время инициирования меньше дли-

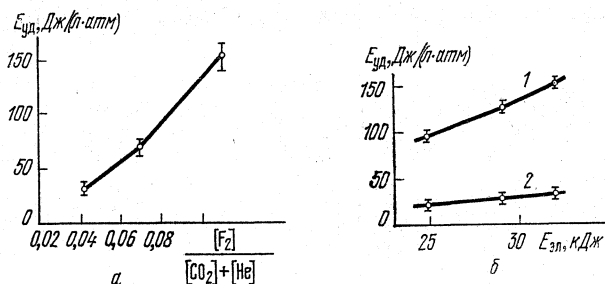


Рис. 3. Зависимость энергосъема $DF-CO_2$ -усилителя от парциального давления фтора (а) и от запасенной энергии в накопителе (б) для смеси $D_2:F_2:CO_2:He=1:1:4:5$ (1) и 1:1—6:15 (2).

тельности генерации, использование более мощного источника света привело к повышению интенсивности накачки, т. е. скорости образования возбужденных молекул CO_2 в процессе передачи энергии от молекул $DF(v \geq 1)$, благодаря увеличению начальной концентрации активных центров — атомов фтора. Этот качественный вывод согласуется с результатами детальных теоретических расчетов характеристик $DF-CO_2$ -лазера [6]. Использование режима усилителя также позволило повысить удельные параметры $DF-CO_2$ -лазера по следующим причинам. Во-первых, в усилителе отсутствует проблема оптимизации связи резонатора, весьма сложная для химического лазера с неоднородным, быстро меняющимся коэффициентом усиления. Во-вторых, в усилителе отсутствует модовая структура поля, присущая генератору. Это упрощает оценку истинных значений удельных параметров. В-третьих, так как усиление всегда существует дольше интервала времени, в течение которого выполняется пороговое условие генерации, то в результате также должно наблюдаться увеличение энергосъема по сравнению с генератором при тех же условиях.

Авторы выражают благодарность В. И. Игошину, О. А. Туманову за полезные обсуждения, Ю. В. Гурову, А. Б. Скворцову и В. А. Самородову за помощь в работе, А. В. Мезену и Н. В. Пономаревой за помощь в calorиметрических измерениях.

1. О. М. Батовский, Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, В. Л. Тальрозе. «Письма в ЖЭТФ», 9, 341 (1969).
2. Н. Г. Басов, Л. В. Кулаков, Е. П. Маркин, А. И. Никитин, А. Н. Ораевский. «Письма в ЖЭТФ», 9, 613 (1969).
3. Н. Г. Басов, В. Т. Галочкин, Л. В. Кулаков, Е. П. Маркин, А. И. Никитин, А. Н. Ораевский. «Краткие сообщения по физике», ФИАН, № 8, 10 (1970).
4. Н. Г. Басов, С. И. Заворотный, Е. П. Маркин, А. И. Никитин, А. Н. Ораевский, Б. Л. Борович, П. Г. Григорьев, В. С. Зуев. «Квантовая электроника», 1, 560 (1974).
5. А. С. Башкин, В. И. Игошин, А. И. Никитин, А. Н. Ораевский. «Химические лазеры. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника», т. 8, М., 1975.
6. В. И. Игошин. Труды ФИАН, 76, 3 (1974).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
15 февраля 1976 г.

N. G. Basov, A. S. Bashkin, P. G. Grigoriev, A. N. Oraevsky, O. E. Porodinkov. **DF-CO₂ Chemical Quantum Amplifier With High Specific Parameters.**

A DF-CO₂ amplifier is studied. The chemical reaction has been initiated by the photolysis of the F₂ molecule. The electric discharge initiated by the sliding discharge served as the light source. It emitted about 500 J within 1 μs in the fluorine absorption band. Either the chemical DF-CO₂ laser or the CO₂-N₂ laser pumped by the transverse discharge was used as the driving oscillator. In the DF-CO₂ amplifier utilizing the mixture D₂:F₂:CO₂:He = 1:1:4:5 at the atmospheric pressure the energy yield of 150 J/l was obtained at P (20) and P (22) transitions of the CO₂ molecule, the chemical efficiency being ~7%.

«Квантовая электроника», 3, № 9 (1976)

УДК 535.375.5+535.56

Б. Я. Зельдович, Н. В. Морачевский

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ НА ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НАЗАД

Оптическая среда в магнитном поле обладает свойством невзаимности: направление поляризации света поворачивается в определенную сторону по отношению к направлению магнитного поля, а не по отношению к направлению распространения. Вследствие этого, например при положительной постоянной Верде, плоскость поляризации при распространении света вдоль магнитного поля поворачивается по правому винту. При обратном распространении (например, после отражения) поляризация поворачивается по левому винту. Поэтому траектории ортов поляризации падающей и отраженной волн не совпадают, а лишь пересекаются, как две спирали противоположного знака закрутки. Если эффект взаимодействия встречных волн зависит от взаимной ориентации их поляризаций, то магнитное поле может существенно повлиять на ход взаимодействия этих волн.

Примером такого взаимодействия является вынужденное рассеяние назад Мандельштама — Бриллюэна. В этом случае коэффициент усиления стоксовой волны с заданной поляризацией e_S за счет волны накачки с заданной поляризацией e_L пропорционален (для изотропной среды) величине $|e_L^* \cdot e_S|^2$. Очевиден предельный случай сильного магнитного вращения: для плоскополяризованной волны накачки среднее по пространству значение величины $|e_L^* \cdot e_S|$ равно 1/2, и коэффициент усиления должен упасть вдвое по сравнению с усилением в отсутствие магнитного поля. Ниже рассмотрены уравнения, описывающие явление при произвольной величине фарадеевского вращения и произвольной эллиптической поляризации волны накачки.

Выберем положительное направление оси z , совпадающее с направлением распространения стоксова сигнала E_S , при этом накачка E_L распространяется в направлении $(-z)$:

$$\begin{aligned} E_{L\text{вещ}}(z, t) &= 2^{-1} [E_L(z)e^{-i\omega_L t - ik_L z} + \text{компл. сопр.}], \\ E_{S\text{вещ}}(z, t) &= 2^{-1} [E_S(z)e^{-i\omega_S t + ik_S z} + \text{компл. сопр.}]. \end{aligned} \quad (1)$$

Для описания эффектов магнитного вращения плоскости поляризации удобно перейти к круговым компонентам

$$E_+ = 2^{-1/2}(E_x + iE_y), \quad E_- = 2^{-1/2}(E_x - iE_y). \quad (2)$$

Тогда укороченные уравнения, описывающие распространение в магнитно-вращающей среде и стационарное вынужденное рассеяние в приближении заданного поля накачки, имеют вид:

$$\frac{dE_{L+}}{dz} = i\Phi E_{L+}, \quad \frac{dE_{L-}}{dz} = -i\Phi E_{L-}, \quad (3)$$

$$\frac{dE_{S+}}{dz} = -i\Phi E_{S+} + \frac{1}{2}GE_{L+}(E_{L+}^* E_{S+} + E_{L-}^* E_{S-}), \quad (4)$$

$$\frac{dE_{S-}}{dz} = +i\Phi E_{S-} + \frac{1}{2}GE_{S-}(E_{L+}^* E_{S+} + E_{L-}^* E_{S-}).$$

Здесь $\Phi = RH$, Φ — удельное вращение среды в рад/см, где R — постоянная Верде, H — магнитное поле. Константа G характеризует усиление среды при вынужденном рассеянии, так что в отсутствие магнитного поля коэффициент усиления стоксовой волны g (см⁻¹, по интенсивности) равен $g = G|E_L|^2$.