

НЕКОТОРЫЕ ПУБЛИКАЦИИ В.А. КАТУЛИНА

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР Н. Г. БАСОВ, А. З. ГРАСЮК,
В. А. КАТУЛИН

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Получение состояний с отрицательной температурой в полупроводниках было предложено и теоретически исследовано в (1-4). В (5) наблюдалось и экспериментально исследовалось рекомбинационное свечение кристалла GaAs при возбуждении его светом оптического квантового генератора (ОКГ) на рубине. В данной работе излагаются результаты предварительных исследований индуцированного излучения и генерации полупроводникового кристалла GaAs при возбуждении его светом ОКГ на рубине с модулированной добротностью.

Образец (рис. 1) размерами 2×1 мм, толщиной 0,5 мм изготовлялся из монокристаллического GaAs. Полированная плоская поверхность образца S , облучаемая светом накачки, совпадала с кристаллографической плоскостью (111). Две перпендикулярные к ней плоскости S_1, S_2 , соответствующие кристаллографической плоскости (110), образовывали плоскопараллельный резонатор. Образец крепился к хладопроводу, охлаждаемому жидким азотом. Для удобства юстировки рядом с образцом помещался

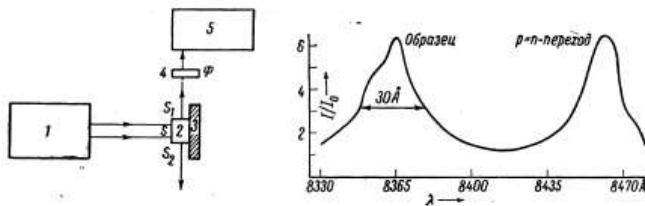


Рис. 1

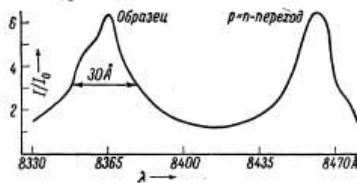


Рис. 2

Рис. 1. 1 — ОКГ на рубине с модулированной добротностью; 2 — образец (монокристалл GaAs); S_1, S_2 — отражающие плоскости образца, образующие резонатор; 3 — хладопровод; 4 — (Φ) — фильтр, не пропускающий света накачки; 5 — спектрограф ИСП-51. \Rightarrow направление света накачки; \rightarrow излучение образца

Рис. 2. Спектральные линии генерации образца (концентрация носителей $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, подвижность $3500 \text{ в} \cdot \text{сек}$) и инжекционного лазера на $p-n$ -переходе

инжекционный ОКГ из арсенида галлия. Излучение от монокристаллического образца GaAs (и ОКГ на $p-n$ -переходе) направлялось в спектрограф ИСП-51. Перед спектрографом устанавливался фильтр Φ , не пропускавший свет накачки ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$). Регистрация излучения образца велась либо на фотопленку, либо визуально — с помощью электронно-оптического преобразователя. Энергия импульса излучения ОКГ накачки контролировалась с помощью фотоумножителя.

При облучении образца GaAs нефокусированным световым импульсом ОКГ на рубине с энергией около 0,1 дж (мощность 2 Мвт) на выходе спектрографа ИСП-51 наблюдалась суженная спектральная линия

Н. Г. Басов, А. З. Грасюк, В. А. Катулин,
Индуцированное излучение в арсениде
галлия при оптическом возбуждении,
Докл. АН СССР, 1965,
том 161, номер 6, 1306–1307

<http://mi.mathnet.ru/dan31031>

SEMICONDUCTOR QUANTUM GENERATOR WITH TWO-PHOTON OPTICAL EXCITATION

N. G. BASOV, A. Z. GRASYUK, I. G. ZUBAREV, V. A. KATULIN, and O. N. KROKHIN

P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences, U.S.S.R.

Submitted to JETP editor October 6, 1965

J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 50, 551-559 (March, 1966)

Generation was obtained and investigated in a GaAs semiconductor excited via two-photon absorption of emission from a neodymium laser. The probability and coefficient of two-photon absorption are calculated. The dependence of the excitation intensity on the depth of the excitation penetration into the semiconductor is determined, as well as the external quantum yield and its dependence on internal losses in the active substance and on the resonator length. The calculated values of the two-photon absorption coefficient, penetration depth, and external coherent quantum yield are in good agreement with the experiments.

THE excitation of semiconductors with powerful light beams makes it possible to obtain appreciable non-equilibrium concentrations of electron-hole pairs. By using laser radiation for this purpose, concentrations corresponding to degeneracy of the non-equilibrium carriers in the bands could be attained, population inversion was produced in semiconductors, and coherent generation of radiation was realized.^[1,2]

In experiments of this kind, the semiconductors are excited by absorption of radiation with quantum energy exceeding the width of the forbidden band, accompanied by production of electron-hole pairs. At high incident-beam intensities, however, multiphoton absorption of light in the semiconductors should also become important; this corresponds to production of an electron-hole pair with simultaneous absorption of several photons. The absorption coefficient is proportional in such a process to the intensity of the radiation raised to the $n-1$ power, where n is the number of photons participating in the elementary act. Semiconductors are a convenient medium for the investigation of nonlinear absorption at optical frequencies, since the distance between neighboring bands is, as a rule, of the order of 1 eV, whereas the continuous spectrum of the electronic states of the atoms is separated from the ground state by about 10 eV. This facilitates experimental investigation of the nonlinear processes with a small number of quanta.

In this article we investigate two-photon absorption in a semiconductor and also a laser with two-photon optical excitation, the construction of which was reported earlier.^[2] The source of excitation of gallium arsenide samples was a Q-switched

neodymium-glass laser in which the photon energy was 1.17 eV (the width of the forbidden band of GaAs at 77° K is 1.51 eV).

An essential feature of the semiconductor laser with two-photon excitation (compared, say, with a p-n junction laser) is the large volume of the medium in which lasing can be produced. This is connected with the fact that the decrease in intensity of the exciting radiation with depth is smoother in two-photon absorption than in one-photon absorption (for equal values of the corresponding absorption coefficients on the surface of the medium). The increased generating volume makes it possible to obtain a much larger power and better coherence of radiation than from p-n junction lasers. In addition, a laser with two-photon excitation yields coherent radiation of higher frequency than the excitation frequency, that is, can raise the frequency of the radiation.

1. TWO-PHOTON EXCITATION OF SEMICONDUCTORS

The luminescence of CdS produced by two-photon excitation of a ruby laser was investigated by Braunstein and Ockman,^[4] who also calculated the coefficient of two-photon absorption of light in type-CdS semiconductors. However, formulas (7)-(9) obtained in^[4] for two-photon absorption contain several errors, making them unsuitable for the interpretation of our experiments with gallium arsenide. These errors consist in the fact that, in calculating the absorption probability, no account was taken of the intermediate states in the valence band and the interference term was left out of the

N. G. Basov, A. Z. Grasyuk, I. G. Zubarev, V. A. Katulin, and O. N. Krockhin, Zh. Eksp. i Teor. Fiz. 50, 551 (1966)

http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_023_03_0366.pdf

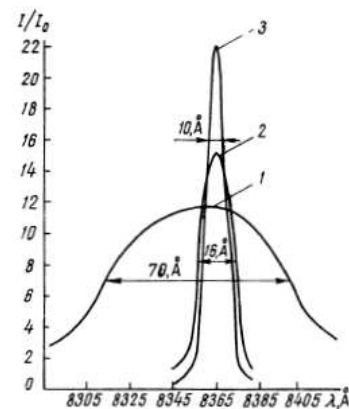


FIG. 3. Spectral emission lines of GaAs at different values of the pump power density. The ordinate scales are different for different curves: the maximum of curve 3 is many times larger than that of curve 1.

В. П. Аржанов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. М. Казанский, В. А. Катулин, Г. А. Кириллов, С. Б. Кормер, Ю. В. Куратов, А. И. Куряпин, О. Ю. Носач, М. В. Сеницын, Ю. Ю. Стойлов

ИОДНЫЙ ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ СВЕТОМ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ВЗРЫВОМ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

Приводятся полученные в 1965—1966 гг. результаты исследований импульсного фотодиссоционного иодного лазера на молекулах CF_3I и C_2F_6I , накачка которого осуществлялась светом фронта ударной волны (УВ), создаваемой взрывом заряда взрывчатого вещества. Показано, что такие лазеры обладают уникальным сочетанием большой энергии и высокой мощности излучения в импульсе. Изучались два типа лазеров, в одном из которых накачка рабочего вещества производилась светом УВ в ксеноне, а в другом — УВ распространялась по смеси рабочего вещества с благородным газом. Показано, что энергетические характеристики лазера второго типа значительно выше, чем первого. Энергия импульса лазерного излучения достигала ~ 100 Дж при средней мощности ~ 15 МВт.

Увеличение энергии и мощности лазерного излучения являлось одной из основных задач в исследованиях лазеров с момента их появления в 1960 г.

Ниже в кратком изложении приводятся результаты исследований, полученные в 1965—1966 гг. при изучении возможностей создания мощных лазеров. Более или менее очевидными направлениями на этом пути были повышение интенсивности накачки и использование больших объемов активных сред. При рассмотрении первого направления применительно к оптической накачке естественно было обратиться к известному факту высокой яркости свечения фронта ударной волны (УВ) при взрыве заряда взрывчатого вещества (ВВ) в среде благородного газа. Устройства, основанные на этом явлении, применялись в качестве импульсных источников света при изу-

чении эффектов, сопровождающих взрыв [1]. Исследования УВ, выполненные И. Ш. Моделем [2], а также дополнительные измерения С. Б. Кормера, А. И. Куряпина и М. В. Сеницына показали, что яркость УВ соответствует черному телу с температурой не менее 27 кК. Принимая во внимание возможность получения таким способом относительно больших светящихся поверхностей, можно было надеяться, что УВ в ксеноне явятся подходящим источником накачки для импульсных лазеров, позволяющим прокачивать значительные объемы активной среды.

Одним из перспективных направлений в создании мощных импульсных лазеров в середине 60-х годов представлялось развитие фотодиссоционных лазеров. Возможность получения лазерного эффекта при фотодиссоциации химических соединений определенного класса была показана в 1961 г. [3] и практически осуществлена в 1964 г. [4]. В качестве рабочего (активного) вещества этого лазера применялся газообразный трифторидметан CF_3I , при фотодиссоциации которого лазерная генерация возникает на переходах в системе уровней атома йода в ближней ИК области спектра ($\lambda = 1,315$ мкм). Газообразное состояние CF_3I обеспечивает высокую оптическую однородность среды, а также возможность получения больших (десятки литров) рабочих объемов, что делает этот тип лазеров подходящим для применения мощной световой накачки излучением фронта УВ.

В.П. Аржанов, Б.Л. Борович, В.С. Зуев, В.М. Казанский, В.А. Катулин, Г.А. Кириллов, С.Б. Кормер, Ю.В. Куратов, А.И. Куряпин, О.Ю. Носач, М.В. Сеницын, Ю.Ю. Стойлов, Квантовая электроника, 1992, том 19, номер 2, 135–138

<http://mi.mathnet.ru/qe3355>

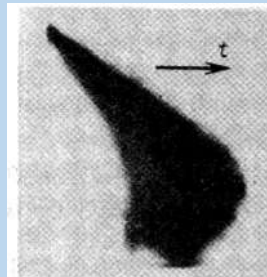


Рис. 6. Развертка зоны генерации в смеси CF_3I —Xe

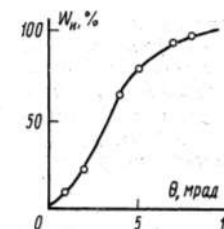


Рис. 7. Угловое распределение энергии

Научные основы мощных фотодиссоционных лазеров (из научной истории 60-х гг. Отделения квантовой радиофизики Физического института им. П.Н.Лебедева)

В.С.Зуев, В.А.Катулин

Дан краткий очерк научной истории Отделения квантовой радиофизики ФИАН в 60-х гг. в той ее части, которая связана с созданием мощных импульсных лазеров. Представлен принцип действия фотодиссоционного лазера с накачкой излучением ударной волны и открытого высокотемпературного разряда. Лазер отличается тем, что ударная волна либо разряд возбуждается непосредственно в его активной среде, что обеспечивает высокую эффективность работы лазера. Описан фотодиссоционный лазер с энергией импульса 250 кДж.

Ключевые слова: фотодиссоционные лазеры, газовые лазеры, открытый разряд.

Введение

Период деятельности Н.Г.Басова, о котором мы будем говорить в нашей статье, отличается большой научной смелостью и исключительной плодотворностью. Авторы уверены, что Николаю Геннадиевичу, как и нам, будет приятно вспомнить о дерзкой и трудной работе, в которой нам сопутствовал успех и которая привнесла славу Лаборатории квантовой радиофизики ФИАН и обеспечила ее преуспевание.

Данная статья написана на основе записки Н.Г.Басова и О.Н.Крохина [1], отчета Н.Г.Басова, О.Н.Крохина, А.А.Самарского, А.Н.Тихонова, Н.И.Козлова и А.А.Филокова [2], отчета П.А.Бажулина, Н.Г.Басова, О.Н.Крохина, А.Н.Орневского, И.И.Собельмана [3], а также по материалам статьи [4], где имеются ссылки на оригинальные работы, результаты которых использованы в настоящей статье. Экспериментальная разработка фотодиссоционного лазера проведена совместно коллективами сотрудников Отделения (в то время – Лаборатории) квантовой радиофизики (КРФ) ФИАН и сотрудников 13-го Отделения (тогда – 24-го Отдела) ВНИИЭФ (Всероссийского (Всероссийского) НИИ экспериментальной физики).

Следует отметить, что работа, о которой пойдет речь, была выполнена в то время, когда иных мощных лазеров, кроме рубинового и неодимового, еще не существовало. Известные ныне мощные импульсные лазеры – химический HF- и TEA CO₂-лазеры, CO₂-лазер с предионизацией, эксимерный KrF-лазер (и другие эксимерные лазеры) – появились позднее, если иметь в виду 1969 г. Кроме того, данная работа не имеет зарубежных аналогов. Осознавать это доставляет нам большое удовольствие.

Необходимы два замечания редакционного характера. Мы будем называть фотодиссоционным лазером ионный атомарный фотодиссоционный лазер. Как пра-

вило, будут упоминаться молекулы CF₃I, тогда как во взрывных фотодиссоционных лазерах и в фотодиссоционных лазерах с открытым разрядом более широкое применение нашел газ молекул C₂F₄I. Спектроскопически молекулы C₂F₄I мало отличаются от молекул CF₃I, но лазерная генерация на них почти вдвое более эффективна. Там, где это будет нужно, мы будем указывать на различия*.

Основные результаты

Ниже пойдет речь об исследованиях в Отделении КРФ периода 1965 – 1969 гг., направленных на создание мощного фотодиссоционного лазера со взрывной накачкой и энергией импульса 10⁷ – 10⁸ Дж. Наш интерес к мощным лазерам возник вследствие того, что в Отделении КРФ была экспериментально установлена способность мощного лазерного луча оказывать эффективное силовое действие на твердые тела. При лазерном испарении твердой мишени на ее поверхности возникает реактивное давление в сотни атмосфер. Это давление больше, чем давление пороховых газов или продуктов детонации твердого взрывчатого вещества (ВВ). Именно эти исследования послужили, по-видимому, толчком к работам над проектом мощного лазера.

Были ли работы по созданию мощных лазеров полезными? Ответ – несомненно да. Уже во второй половине 60-х гг. отечественные ученые и инженеры получили в свое распоряжение настоящий, реальный инструмент для изучения взаимодействия излучения с веществом в широких лучах при больших площадях воздыгания. Позднее эти лазеры неоднократно применялись, в ключевых экспериментах, предвзвешенных для определения целесообразности различных дерзких проектов. Обнаружились масштабные эффекты, многочисленные проекты отвергались на ранней стадии, что сэкономило государству значительные средства.

Начало работ данного направления относится к концу 1963 г., когда Н.Г.Басов и О.Н.Крохин в записке [1] от 27 декабря 1963 г. указали на техническую целесообразность использования энергии ВВ для энергетического пи-

В. С. Зуев, В. А. Катулин,
Квантовая электроника, 1997,
том 24, номер 12, 1105–1113

<http://mi.mathnet.ru/qe1112>

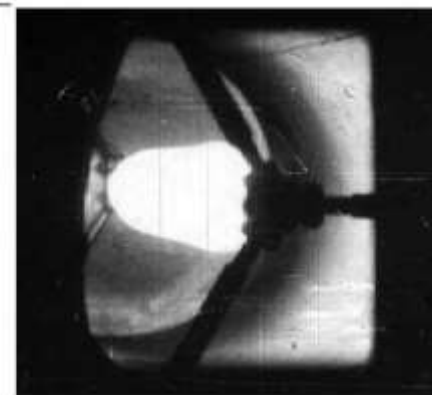


Рис.2. Открытый излучающий разряд в лазере, показанном на рис.1. Время экспозиции 0.5 мкс.

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 18 августа 1997 г.

Investigation of the Luminescence Spectrum of Atomic Iodine (${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ Laser Transition)

V. S. Zuev, V. A. Katulin, V. Yu. Nosach, and O. Yu. Nosach

P. N. Lebedev Physics Institute, USSR Academy of Sciences

Submitted December 30, 1971

Zh. Eksp. Teor. Fiz. 62, 1673-1680 (May, 1972)

The luminescence spectrum of atomic iodine ($\lambda = 1.315 \mu$) is investigated. The hyperfine structure of the spectrum measured is in good agreement with the calculations. Values of the constants specifying the shape of the spectrum are determined with greater accuracy. In particular, the magnetic splitting constant for the ${}^2P_{1/2}$ level, the Einstein coefficient, the polarizability of atomic iodine in the ${}^2P_{1/2}$ state, and the broadening due to collisions between argon atoms and C_2F_4I molecules are determined.

SEVERAL papers have been published by now on photo-dissociation lasers, where the generation is observed in the level system of atomic iodine ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ at a wavelength $1.315 \mu^{[1]}$. However, there are still no exhaustive experimental data on the hyperfine structure of the luminescence spectrum of this transition. Some data on the luminescence spectrum of atomic iodine are contained in several papers^[2-6]. Since information on the luminescence spectrum of atomic iodine may be of interest to researchers who use iodine photodissociation lasers, we have investigated experimentally the luminescence of the ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ transition.

In view of the spin of the I^{127} nucleus^[6], its luminescence line has a hyperfine structure, which was calculated by us earlier^[2,3]. We present here the main results of this calculation. The expression for the hyperfine level splitting is^[7]

$$\Delta E_f = \frac{1}{2}AC + BC(J+1) + \Delta, \quad (1)$$

where A is the magnetic-interaction constant, B is the quadrupole-interaction constant, $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$; $J = L + S$, S is the spin of the electron spin, and $\Delta = \frac{1}{2}BI(1+1)J(J+1)$ is the level shift and does not depend on F. The level ${}^2P_{1/2}$ splits into two sublevels (F = 3 and 2) and the level ${}^2P_{3/2}$ into four (F = 4, 3, 2, and 1), there being no quadrupole interaction for the ${}^2P_{1/2}$ level. For the ${}^2P_{3/2}$ level, the constants A and B were obtained experimentally^[6,2]:

$$A_{1/2} = 0.0276 \text{ cm}^{-1}, \quad B_{1/2} = 1/100.0382 \text{ cm}^{-1}.$$

The shifts of the components are then equal to:

$$\Delta E_{F=3} = -0.118 \text{ cm}^{-1}, \quad \Delta E_{F=2} = -0.094 \text{ cm}^{-1},$$

$$\Delta E_{F=4} = -0.028 \text{ cm}^{-1}, \quad \Delta E_{F=1} = 0.113 \text{ cm}^{-1}.$$

The constant $A_{1/2}$ of the ${}^2P_{1/2}$ level was calculated from the fine splitting of the term $5p^3 {}^2P$ of the iodine atom with allowance for the relativistic corrections. It can be expressed in the form (see^[7,2])

$$A = \frac{1}{2} \frac{g_L L(L+1) F_p(Z_1) m}{(J+1) B_p(LZ_1) Z_1 m_p}, \quad (2)$$

where ξ_L is the fine-splitting constant, given by $\xi_L = \Delta E / (L + \frac{1}{2})$; $g_L = \mu / I$ is the gyromagnetic ratio; $F_p(Z_1)$ and $B_p(LZ_1)$ are the relativistic corrections; $Z_1 = Z - 4$ for p-electrons; m and m_p are the masses of the electron and proton, respectively. Substituting in (2) $\xi = 7603/2s$, $L = 1$, $J = 1/2$, $Z_1 = 49$, $F_p(Z_1) = 1.932$,

$H_p(1Z_1) = 1.060^{[7]}$, we obtain for our case $A_{1/2} = 0.212 \text{ cm}^{-1}$ ^[6,2].

With the aid of (1) we obtain the following shifts of the components of the ${}^2P_{1/2}$ level:

$$\Delta E_{F=3} = -0.371 \text{ cm}^{-1}, \quad \Delta E_{F=2} = 0.265 \text{ cm}^{-1}.$$

In accordance with the selection rules $\Delta F = 0, \pm 1$, the luminescence spectrum of the investigated transition should consist of six lines. The relative intensities of the components were calculated from the known formulas^[7]. Account was taken of the fact that the level splitting energies of ${}^2P_{1/2}$ and ${}^2P_{3/2}$ are small compared with kT, as a result of which the level population of the hyperfine splitting is proportional to the statistical weights of the levels.

For the magnetic-dipole radiative transition between the components of the hyperfine structure, the spontaneous emission probability W^{sp} (the Einstein coefficient A) is equal to^[7]

$$W^{sp}(\gamma JF, \gamma' J'F') = \frac{4\pi^3}{30c^3} \frac{2J+1}{2F+1} Q(JF, J'F') S(\gamma, \gamma'),$$

where $Q(JF, J'F')$ is the relative intensity of the transition;

$$S(\gamma, \gamma') = S(\gamma SLJ, \gamma' SLJ+1) = \left(\frac{eh}{2mc} \right)^2 \times \frac{(L+S+J+2)(L+S-J)(S+J-L+1)(J+L-S+1)}{4(J+1)}$$

is the line strength of the transition $\gamma, J \rightarrow \gamma', J+1$. The total probability of the transition $J \rightarrow J+1$ is

$$W^{sp}(\gamma, \gamma' J+1) = \frac{1}{(2J+1)(2I+1)} \sum_F (2F+1) W$$

or, expressed in terms of the probability and the relative intensity of the component

$$W^{sp}(\gamma, \gamma' J) = \frac{(2F+1) W^{sp}(\gamma JF, \gamma' J'F')}{(2F+1) Q(JF, J'F')}. \quad (3)$$

The corresponding calculated transition probabilities are listed below:

- 1) Transition, 3-4 3-3 3-2 2-3 2-2 2-1 2
- 2) Lifetime, sec⁻¹ 2.1 0.6 2.4 3.0 2.3 7.7

The overall picture of the hyperfine splitting of the atomic-iodine transition is shown in Fig. 1.

To investigate the luminescence spectrum of atomic iodine we used a system with a scanning Fabry-Perot (FP) interferometer. The experimental setup is shown in Fig. 2. Excitation of atomic iodine in cell 3 was the result of the photolysis of C_2F_4I molecules. The uv

Zuev, V. S., Katulin, V. A., Nosach, V. Y., & Nosach, Y. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 1972, 62, 1673-1680.

http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_035_05_0870.pdf

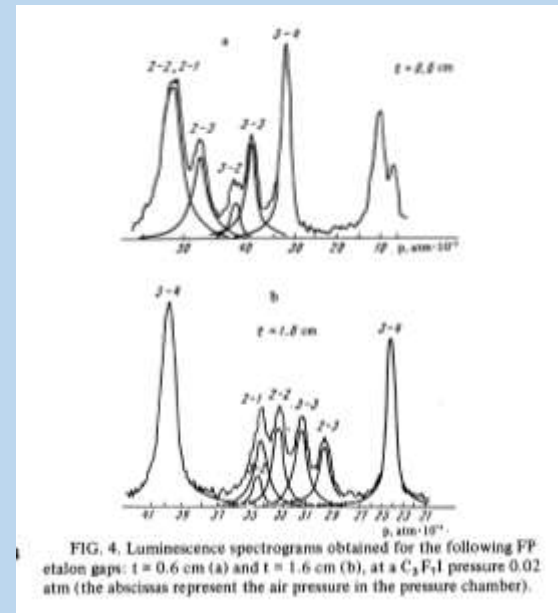


FIG. 4. Luminescence spectrograms obtained for the following FP etalon gaps: t = 0.6 cm (a) and t = 1.6 cm (b), at a C_2F_4I pressure 0.02 atm (the abscissas represent the air pressure in the pressure chamber).

УДК 621.378.8

Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Катулин, В. Ю. Носач, О. Ю. Носач, А. В. Старцев, Ю. Ю. Стойлов

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ ЙОДНОГО ЛАЗЕРА КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Исследован энергетический баланс йодного усилителя, накачиваемого светом сильнопоточного разряда в рабочем газе, в режиме свободной генерации. Показано, что часть энергии накачки может поглощаться в ударной волне, распространяющейся перед расширяющейся плазмой разряда. Исследованы оптические неоднородности в генерирующем слое усилителя. Показано, что поперечный градиент показателя преломления может достигать 10^{-6} см^{-1} . Обнаружено, что в результате влияния магнитного поля разряда спектр лазерного излучения претерпевает сильные изменения, сменяясь за время импульса на $0,2 \text{ см}^{-1}$ и уширяясь до $0,3 \text{ см}^{-1}$. В момент нуля тока разряда генерация осуществляется на невозмущенном переходе $F=3 \rightarrow F'=4$ сверхтонкой структуры атома йода. Таким образом, короткий импульс может быть усилен в момент нуля тока.

Введение

В [1, 2] сообщалось о применении в йодном фотодиссоционном лазере коротких импульсов с мощностью 10 ГВт каскадов усилителей, для накачки которых использовался свет сильнопоточного электрического разряда в самом рабочем веществе. В данной работе приведены более подробные результаты исследований такого типа лазеров.

Для накачки мощного йодного фотодиссоционного лазера требуется высокояркостный источник света с большой излучающей поверхностью. Этим требованиям отвечает сильнопоточный электрический разряд в газах. Иницировать такой разряд можно с помощью электрического взрыва тонких проволок. При этом образуется столб плазмы правильной цилиндрической формы, который расширяется со скоростью $\sim (1-2) \text{ км/с}$. Перед расширяющейся плазмой порождается ударная волна. Яркостная температура плазмы обычно равна 20 000—30 000 К. Подробно свойства разрядов описаны в работах [3—8].

На рис. 1 для примера приведены характерные временные зависимости яркостной температуры T разряда 1, диаметра области, занятой горячей плазмой 2, диаметра D ударной волны 3 и полного потока излучения в полосе поглощения $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{J}$ (кривая 4, $\lambda_{\text{max}}=270 \text{ нм}$, $\Delta\lambda=36 \text{ нм}$) для разряда длиной 63 см. Энергия, вложенная в разряд, составляет 28 кДж, амплитуда тока в 1-м максимуме 200 кА, длительность 1-го полупериода тока $\sim 20 \text{ мкс}$. Если такой разряд иницировать в кювете, содержащей смесь $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{J}$ с буферным газом (He и другие, благородные газы, CO_2 , N_2 , SF_6), то в газе, окружающем разряд, произойдет фотодиссоциация молекул $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{J}$ и, как в обычном фотодиссоционном лазере, образуется воз-

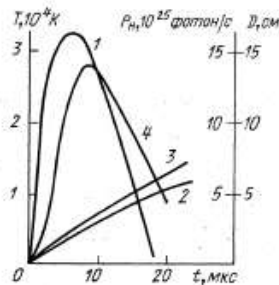


Рис. 1. Характеристики разряда.

Б. Л. Борович, В. С. Зуев,
В. А. Катулин, В. Ю. Носач,
О. Ю. Носач, А. В. Старцев,
Ю. Ю. Стойлов,
Квантовая электроника,
1975, том 2, номер 6, 1282–1295

<http://mi.mathnet.ru/qe11328>

В. А. Катулин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров

ЙОДНЫЙ ЛАЗЕР С АКТИВНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ ДОБРОТНОСТИ

Исследованы хранение иммерсии, время развития, спектральный состав, расходимость и форма светового импульса йодного лазера с активным включением добротности. Создан йодный лазер с диаметром луча 8 мм, энергией 0,2 Дж, длительностью отдельного пика светового импульса ~ 5 нс.

В мощном фотодиссоционном лазере коротких импульсов [1, 2] в качестве задающего генератора использован лазер с активным включением добротности, который совместно с вырезающим электрооптическим затвором может обеспечить длительность импульса ~ 1 нс и расходимость, близкую к дифракционной. Активная среда йодного лазера имеет следующие особенности. 1. Длина волны излучения $\lambda=1,315$ мкм. 2. Рабочим веществом является газовая смесь C_3F_7J с буферными газами, которые обладают слабым тушением верхнего лазерного уровня (He, Ar, Xe, N_2 , CO_2 , SF_6 и др.). 3. Сечение усиления лазерного перехода при рабочем давлении смеси 0,4 атм в отсутствие магнитного поля имеет величину $\sim 10^{-18}$ см². Ширина линии люминесценции при этих же условиях $\sim 0,06$ см⁻¹ [3]. Обе эти величины можно варьировать давлением буферных газов [3]. 4. Сечение усиления лазерного перехода существенно зависит от величины магнитного поля, причем под действием магнитного поля изменяются относительные величины сечений усиления для разных линий спектра люминесценции [7]. 5. Коэффициент усиления для слабого сигнала ограничен в основном самовозбуждением из-за рассеяний на элементах конструкции, а не в среде и может достигать экспериментально установленной величины $\sim 5 \cdot 10^4$. Концентрация возбужденных частиц достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³. 6. Под действием света накачки в активной среде возникают неоднородности показателя преломления [4], ухудшающие оптическое качество рабочей среды. Неоднородности могут быть уменьшены путем подбора оптимальных смесей с буферными газами.

Такая лазерная среда существенно отличается физическими свойствами от ранее изученных (рубин, неодимовое стекло и т. д.), и процесс получения короткого импульса с помощью модуляции добротности требует дополнительных исследований.

Представляют интерес две схемы активного включения добротности: а) вращающейся призмы полного внутреннего отражения; б) электрооптическим затвором.

При модуляции добротности вращающейся призмой нами был получен гладкий моноимпульс длительностью 30 нс с энергией 0,8 Дж и расходимостью по уровню 0,1 от максимальной интенсивности $2,5 \cdot 10^{-3}$ рад. Световой диаметр 2 см, длина активной области 50 см. Спектр короткого импульса состоял из одной компоненты, соответствующей линии $F=3 \rightarrow F=4$ спектра люминесценции атомарного йода [3] (магнитное поле в активной области не превышало 20 Э). Длина резонатора равнялась 120 см, скорость вращения призмы составляла 625 об/с. В качестве рабочего вещества использовалась смесь $n-C_3F_7J$ с He в пропорции 1 : 20 с общим давлением до 0,3 атм. В качестве осветителя использовался осветитель от ГОС-300, энергия накачки 8 кДж.

Расходимость короткого импульса в плоскости вращения призмы была

В. А. Катулин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров,
Квантовая электроника,
1976, том 3, номер 2, 386–392

<http://mi.mathnet.ru/qe10906>

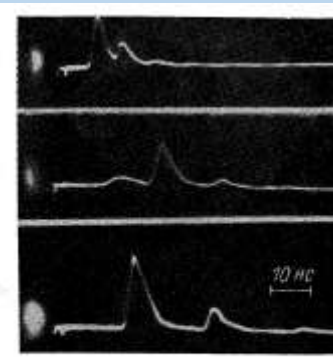


Рис. 3. Осциллограммы коротких импульсов.

Энергия накачки 8 кДж, $P=0,3$ атм, смесь I: $l_p=139$ см (а), $l_p=239$ см (б), $l_p=330$ см (в).

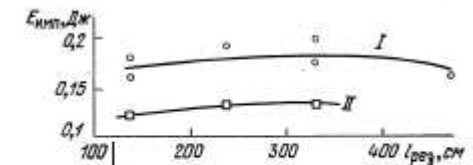


Рис. 5. Зависимость энергии короткого импульса от длины резонатора для смесей I и II; $P=0,3$ атм. Энергия накачки 8 кДж.

В. А. Катулин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров

НАНОСЕКУНДНЫЙ ЙОДНЫЙ ЛАЗЕР С ЭНЕРГИЕЙ 200 ДЖ

Проведенные ранее исследования [1—5] позволили создать перспективный йодный лазер, основные параметры которого описаны в данной работе.

Принципиальная схема мощного йодного лазера изображена на рис. 1. Лазер состоит из задающего генератора с модуляцией добротности ячейкой Керра [1], электрооптического затвора Погкельса для формирования импульса длительностью 1 нс, двух усилителей с на-

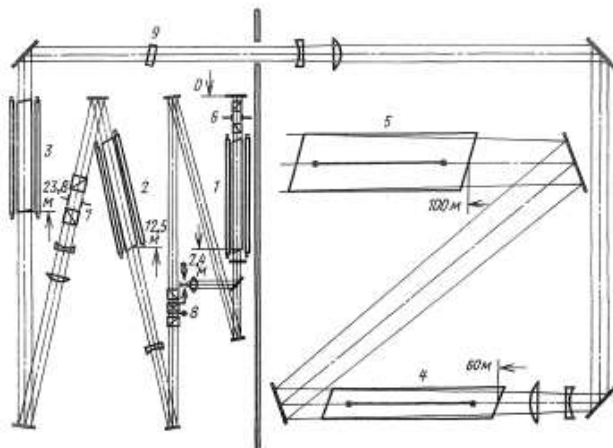


Рис. 1. Принципиальная схема йодного лазера:

1 — задающий генератор; 2, 3 — усилители с накачкой импульсными лампами; 4, 5 — усилители с накачкой УФ излучением спонтанного разряда; 6, 7 — ячейки Керра; 8 — затвор Погкельса; 9 — линза с красителем.

качкой импульсными ксеноновыми лампами ИФП-20000 и двух усилителей, накачиваемых УФ излучением спонтанного электрического разряда [2, 3]. Основные энергетические параметры каскадов и их размеры приведены в таблице. Оптическое согласование каскадов осуществляется системой линз и телескопов. Синхронизация задающего генератора и двух усилителей с накачкой УФ излучением спонтанного разряда обеспечивается таким образом, чтобы усиливаемый сигнал попадал в усилители в момент нулей токов их разрядов, когда магнитное поле минимально, а коэффициент усиления максимален (рис. 2).

Задающий генератор и два ламповых усилителя формируют световой импульс с энергией 3 Дж и длительностью $\tau \sim 1$ нс, при этом расходимость пучка диаметром 4,5 см составляет $\varphi \sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад по уровню 0,1 от I_{\max} . Спектр светового импульса состоит из одной компоненты, соответствующей переходу $F=3 \rightarrow F=4$ спектра люминесценции атомарного йода [4].

Наличие нескольких усилителей с большими коэффициентами усиления слабого сигнала (до 10^3 раз в каждом) требует использования развязывающих элементов. Поэтому между ламповыми усилителями установлена ячейка Керра (рис. 1), а перед усилителями с спонтаноточными разрядами — кювета с просветляющимся фильтром, изменяющим пропускание от $T=8\%$ до $T=50\%$ [6]. Кроме этого все элементы установки, на которых могла возникнуть паразитная генерация, почернены, а усилители разнесены на значительные расстояния (см. рис. 1).

В настоящее время йодный лазер такой конструкции излучает импульс длительностью $\tau \sim 1$ нс и энергией ~ 200 Дж, что составляет $\sim 30\%$ от энергии свободной генерации выходного усилителя или 0,16% от вложенной в разряд энергии. Расходимость этого импульса

В. А. Катулин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров,
Квантовая электроника, 1976,
том 3, номер 8, 1829–1831

<http://mi.mathnet.ru/qe11811>

Н. Г. Басов, В. С. Зуев, В. А. Катулин, А. Ю. Любченко, В. Ю. Носач, А. Л. Петров

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЙОДНОГО УСИЛИТЕЛЯ С НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТКРЫТОГО СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА

Исследованы величина и распределение инверсной населенности, однородность среды и влияние усилителя на контраст импульса задающего лазера. Найдено, что распределение инверсии существенно неравномерно. Активная среда усилителя весьма однородна и обеспечивает расходимость 10^{-4} рад. Йодный усилитель имеет пренебрежимо малый (для контраста) шум люминесценции.

В настоящее время пользуются известностью два способа накачки мощных усилительных каскадов йодного лазера: импульсными ксеноновыми лампами [1] и излучением открытого сильноточного разряда, который производится непосредственно в рабочей среде [2]. Характерными особенностями второго способа являются высокая мощность накачки и отсутствие искусственной преграды между источником накачки и рабочей средой [3]. В данной работе рассмотрены следующие параметры йодного усилителя с накачкой излучением открытого сильноточного разряда:

- 1) величина и распределение по радиусу лазерной юкветы плотности запасенной энергии;
- 2) однородность показателя преломления среды и направленность излучения;
- 3) влияние усилителя на контраст импульса задающего генератора.

1. В процессе накопления инверсии часть возбужденных частиц может теряться из-за тушения верхнего состояния и паразитной генерации на «внешних» и «внутренних» обратных связях. В режиме свободной генерации роль этих потерь, по-видимому, существенно меньше, чем в ждущем режиме, поскольку мгноленная концентрация активных частиц и их время жизни в поле излучения лазера в первом случае значительно меньше. Кроме того, в режиме свободной генерации насыщению поглощения накачки препятствует обратная рекомбинация. Поэтому распределение запасенной энергии по радиусу юкветы в момент усиления в режиме накопления может, вообще говоря, отличаться от распределения энергии, накачанной на верхний лазерный уровень при работе каскада в режиме свободной генерации.

Распределение энергии, накачанной на верхние лазерные уровни в режиме свободной генерации, $E_n(r)$ можно рассчитать, измерив распределение плотности лазерного излучения по торцу юкветы $E_r(r)$. Сопоставление $E_n(r)$ с распределением инверсии в ждущем режиме поможет выяснить роль указанных паразитных процессов в усилителе.

В режиме свободной генерации нижний лазерный уровень эффективно опустошается в результате быстрой реакции рекомбинации радикалов C_2F_2 с атомами йода в основном состоянии [4]. Поскольку длительность импульса генерации много больше времени релаксации между подуровнями как верхнего, так и нижнего лазерных уровней, вся энергия возбужденных частиц, за вычетом пороговой энергии, излучается активной средой. Таким образом, чтобы определить энергию, сообщаемую верхнему уровню, нужно к энергии E_n , излученной активной средой, прибавить пороговую. При этом предполагается, что тушением возбужденных частиц можно пренебречь; как показали измерения, это справедливо для исследуемого каскада.

Распределение энергии, излученной активной средой, рассчитывается по формуле

$$E_n(r) = \frac{1 - T^2 \sqrt{R}}{T(1 - \sqrt{R})} E_r(r), \tag{1}$$

полученной для плоского фронта излучения из условия баланса энергии лазера в стационарном режиме. Здесь R — коэффициент отражения выходного зеркала (второе зеркало глухое); T — эффективное пропускание окна лазерной юкветы. Пороговое значение плотности энергии E_n определяется выражением

$$E_n = \frac{\ln(R^{-1}) + \ln(T^{-2})}{2\sigma_{3-4}} \sum_{F'=3} \frac{g_{F'}}{g_{F'=3}} h\nu, \tag{2}$$

где $h\nu$ — энергия кванта излучения; σ_{3-4} — сечение лазерного перехода $F'=3 \rightarrow F=4$; $g_{F'=3}$ — статвес уровня $F'=3$; $\sum_{F'=3} g_{F'}$ — сумма статвесов уровней $F'=3$ и $F'=2$. [5] Таким

Н.Г. Басов, В.С. Зуев, В.А. Катулин,
А.Ю. Любченко, В.Ю. Носач,
А.Л. Петров,
Квантовая электроника, 1979,
том 6, номер 2, 311–316



Рис. 1. Изображение торца генератора, полученное с помощью зеркального клина.

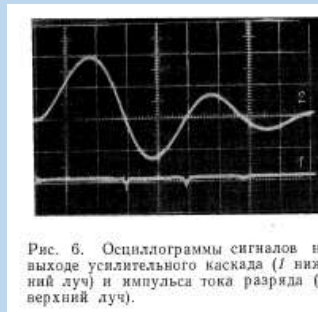


Рис. 6. Осциллограммы сигналов на выходе усилительного каскада (1 — нижний луч) и импульсы тока разряда (2 — верхний луч).

С. П. Баташев, М. Г. Гальперн, В. А. Катулин, О. Л. Лебедев, Е. А. Лукьянец, Н. Г. Мехрякова, В. М. Мизин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров, В. А. Петухов

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НОВЫХ СОСТАВОВ ДЛЯ ПАССИВНЫХ ЗАТВОРОВ ИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Сообщается о создании двух составов красителей, просветляющихся под действием излучения йодного лазера ($\lambda = 1,315 \text{ мкм}$) и обладающих малым остаточным поглощением.

Для устранения самовозбуждения в мощных йодных лазерных установках в качестве оптических развязок между усилительными каскадами применяются просветляющиеся фильтры на основе атомарного йода [1] и растворов органических красителей [2]. Фильтры на основе йода сложны в эксплуатации, так как при работе с ними приходится поддерживать температуру кюветы $\sim 800^\circ\text{C}$. Просветляющиеся фильтры на основе растворов органических красителей более просты и надежны и могут применяться в лазерных пучках с практически любой апертурой.

Существенным параметром просветляющихся составов, влияющим на выходную энергию лазерной установки, является величина остаточного поглощения в просветленном состоянии, поэтому создание просветляющихся составов с уменьшенным остаточным поглощением представляет актуальную задачу.

В настоящей работе сообщается о создании новых составов на основе красителей 1061 и 1067, просветляющихся под действием излучения йодного фотодиссоционного лазера с длиной волны $1,315 \text{ мкм}$, и представлены результаты исследования их основных характеристик. Измерения параметров растворов красителей проводились на йодном лазере с энергией $\sim 3 \text{ Дж}$ и длительностью импульса $\sim 1 \text{ нс}$. Пропускание составов при определении зависимости его от плотности энергии падающего излучения определялось как отношение энергий лазерного импульса, прошедшего через кювету с составом и падающего на кювету излучения (диаметр пучка 1 см) изменялась при помощи нейтральных фильтров, энергия импульса до и после кюветы измерялась калориметрами.

Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания T исследованных составов с разными начальными пропусканиями от плотности энергии падающего излучения: 1 — 1067, $T_0 = 0,25$; 2 — 1067, $T_0 = 0,004$; 3 — 1061, $T_0 = 0,006$; 4 — 1057, $T_0 = 0,01$

На рис. 1 приведены зависимости пропускания растворов красителей 1061, 1067 и 1057 (о последнем сообщалось ранее [2]), имеющих различные начальные пропускания. Из сравнения кривых видно, что составы 1061 и 1067 имеют меньшие остаточные потери, чем раствор разработанного ранее красителя 1057.

Нами также исследованы сульфаноновые растворы красителей № 1, 2 и 3, близких по строению красителю BDN II, на котором в работе [3] получено хорошее просветление. Наилучшее просветление получено на красителе № 3, спектр поглощения которого идентичен приведенному в [3] спектру BDN II в сульфолане, однако оно гораздо хуже, чем у красителей 1061 и 1067. В таблице для всех исследованных красителей приведены отношения начальной оптической плотности D_0 к оптической плотности в просветленном состоянии $D_{\text{цр}}$, найденной из кривой просветления.

Другая важная характеристика просветляющегося состава — время релаксации просветленного состояния. Для определения времени релаксации состава была

Краситель	Начальное пропускание	$D_0/D_{\text{цр}}$	Краситель	Начальное пропускание	$D_0/D_{\text{цр}}$
№ 1	0,16	$1,2 \pm 0,1$	1061	0,085	$6,9 \pm 0,7$
№ 2	0,14	$1,4 \pm 0,2$	1061	0,006	$6,8 \pm 0,7$
№ 3	0,41	$2,8 \pm 0,2$	1067	0,25	$7,7 \pm 1,0$
1057	0,12	$4,2 \pm 0,5$	1067	0,004	$9,2 \pm 1,5$

С. П. Баташев, М. Г. Гальперн, В. А. Катулин, О. Л. Лебедев, Е. А. Лукьянец, Н. Г. Мехрякова, В. М. Мизин, В. Ю. Носач, А. Л. Петров, В. А. Петухов, Квантовая электроника, 1979, том 6, номер 12, 2652–2653

<http://mi.mathnet.ru/qe9948>

Л. Г. Виноградова, М. В. Загидуллин, В. И. Игошин, В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИКИ ХИМИЧЕСКОГО КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА

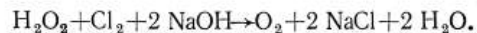
Развита кинетическая модель непрерывного химического кислородно-йодного лазера с длиной волны 1,315 мкм. Рассчитан удельный энергетический выход генерации и исследована его зависимость от статического давления газа в резонаторе и скорости смешения компонентов.

Введение

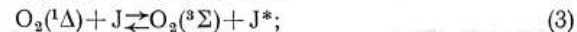
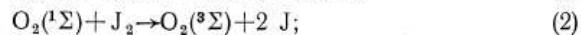
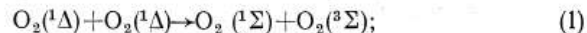
Создание йодного лазера с химической накачкой (химического кислородно-йодного лазера — ХКЛ) является одним из наиболее заметных достижений последних лет в области химических лазеров [1—3]. Это первый химический лазер на электронном переходе. Представляют интерес для исследований также новые предложения в этой области, сделанные в [4, 5].

Механизм работы ХКЛ своеобразен: возбужденный молекулярный кислород, получаемый от химического генератора, вызывает диссоциацию молекул J_2 и затем возбуждает лазерный переход на длине волны 1,315 мкм в образующемся атомарном йоде.

Возбужденный синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$ для накачки ХКЛ получается непосредственно при химической реакции, описываемой брутто-уравнением



Для этого молекулярный хлор пропускается через щелочной водный раствор перекиси водорода. Такой химический генератор дает 35—40 % $O_2(^1\Delta)$ с учетом потерь энергии в газодинамическом тракте. Эффективность возбуждения кислородом связана прежде всего с метастабильностью синглетного кислорода, что позволяет подавать возбужденный кислород в зону смешения с J_2 по достаточно протяженному тракту с относительно малыми скоростями прокачки. В процессе подачи вырабатывается кислород в состоянии $O_2(^1\Sigma)$ (см. ниже, реакция (1)), приводящий к диссоциации J_2 (реакция (2)). Основные процессы, обеспечивающие конверсию энергии, запасенной в $O_2(^1\Delta)$, в лазерное излучение описываются следующей кинетической схемой [6]:



Анализ энергетики химического кислородно-йодного лазера 1193

Л. Г. Виноградова,
М. В. Загидуллин, В. И. Игошин,
В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов,
Квантовая электроника, 1982,
том 9, номер 6, 1193—1198

<http://mi.mathnet.ru/qe5168>

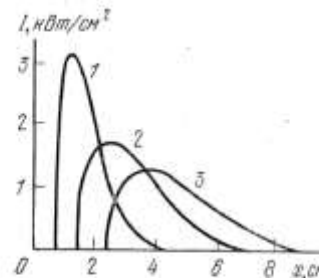


Рис. 1. Интенсивность излучения по потоку при $p=35$ мм рт. ст., $u=100$ м/с, $O_2(^1\Sigma) : O_2(^1\Delta) : O_2(^3\Sigma) : Ar = 1 : 50 : 150 : 150$, $l_{cm}=2$ (1), 6(2) и 10 см (3)

М. В. Загидуллин, В. И. Игошин, В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАСПЫЛИВАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА В ХИМИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ДЛЯ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА

Предлагается генератор синглетного кислорода, в котором щелочной раствор перекиси водорода распыливается в потоке газообразного хлора. На основе разработанной модели изучено влияние параметров газожидкостной смеси на характеристики генератора. Показана возможность получения режимов с давлением кислорода на выходе генератора до 6 кПа и относительным содержанием $O_2(^1\Delta)$ более 50%. Обсуждаются перспективы технической реализации рассмотренной схемы.

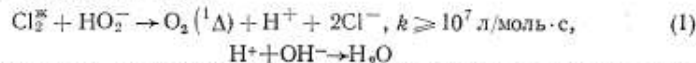
Введение

Создание йодного лазера с химической накачкой является одним из наиболее значительных достижений последних лет в области химических лазеров [1]. Это первый химический лазер на электронном переходе. Электронно-возбужденные молекулы $O_2(^1\Delta)$ в газовой фазе, которые необходимы для получения инверсии на переходе $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ атомарного йода, образуются в химическом генераторе синглетного кислорода (ГСК). Для эффективной работы лазера необходимо, чтобы выход синглетного кислорода $\eta = [O_2(^1\Delta)]/[O_2]$ был не менее 50%.

В наиболее распространенном типе ГСК синглетный кислород получается в реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода $NaOH + H_2O + H_2O_2$, протекающей в тонком слое жидкости на поверхности

О возможности использования распыливающего устройства 797

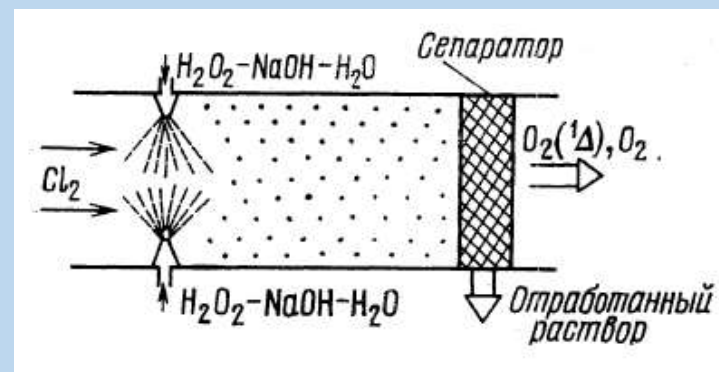
раздела газообразного хлора и раствора. Образовавшиеся в жидкофазной реакции (с выходом 100%)



молекулы $O_2(^1\Delta)$ диффундируют к межфазной границе и выходят затем в газовую фазу. Тушение $O_2(^1\Delta)$ в водных растворах происходит за 2 мкс [2]. Следовательно, выход синглетного кислорода будет зависеть от соотношения времен тушения $O_2(^1\Delta)$ и диффузионного ухода кислорода из жидкости в газ. Чем больше концентрация HO_2^\ominus , тем быстрее протекает реакция (1), тем меньше глубина проникновения Cl_2 и время диффузионного ухода кислорода и тем больше выход $O_2(^1\Delta)$ из ГСК. Концентрация ионов HO_2^\ominus на поверхности определяется их выработкой в реакции (1) и процессом диффузии из глубинных слоев жидкости. Этот эффект истощения HO_2^\ominus на поверхности приводит к ограничению входного давления хлора, а вследствие этого (1) и давления кислорода на выходе ГСК. Давление хло-

М. В. Загидуллин, В. И. Игошин,
В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов,
Квантовая электроника, 1983,
том 10, номер 4, 797–802

<http://mi.mathnet.ru/qe4203>



Active medium of a chemical oxygen-iodine laser

N. G. Basov, M. V. Zagidullin, V. I. Igoshin, V. A. Katulin, and N. L. Kupriyanov

P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR, Moscow

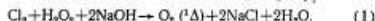
(Submitted February 2, 1985)

Kvantovaya Elektron. (Moscow) 13, 787-796 (April 1986)

A theoretical model is proposed for the active medium of a chemical oxygen-iodine laser containing H_2O , H_2O_2 , and Cl_2 as quenching impurities. The main rules of the behavior of the gain and of the amplification length in the downstream direction are determined. Numerical calculations are used to show that values of the gain amounting to $0.1-1 \text{ m}^{-1}$ can be achieved if the oxygen pressure in the resonator is 4-8 Torr and the partial pressure of iodine vapor is up to 20-40 mTorr. Degradation of the active medium as a result of an increase in the oxygen pressure can be prevented by maintaining the relative concentrations of the quenching impurities and aerosols at suitable levels.

INTRODUCTION

The active medium of a chemical oxygen-iodine laser (COIL) is characterized by a high value of the stored energy: the ultimate output energy can be 2.4 kJ per 1 g of oxygen in the case of 100% content of $O_2(^1\Delta)$. The light-emitting particle in a COIL is the iodine atom which is pumped by rapid collisional energy transfer from $O_2(^1\Delta)$. Singlet oxygen in the gaseous phase is obtained as a result of gas-liquid chlorination of an alkaline solution of hydrogen peroxide:



The gas mixture leaving a chemical reactor producing singlet oxygen contains oxygen, H_2O vapor, H_2O_2 , and residual unreacted chlorine. In the first experiments on COILs all these impurities were practically completely removed from oxygen in condensation traps operating at liquid nitrogen temperature.^{1,2} However, it would be of practical interest to consider a COIL system with high-temperature condensers ($T_c > 200 \text{ K}$) or even free of such condensers.¹⁸ In systems of this kind the active medium of a laser may suffer from a high concentration of the quenching impurities (H_2O , H_2O_2 , Cl_2). It has been shown theoretically³ that, in principle, it is possible to achieve lasing using high-temperature condensers even in the presence of the Cl_2 impurity. Lasing has been observed under these conditions in experiments on high- Q resonators.^{4,5} In all the published experimental papers the gain is $10^{-4}-10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, whereas efficient conversion of the energy of singlet oxygen into highly directional laser radiation can only be achieved if the gain of the active medium is higher ($5 \times 10^{-3}-10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) and this gain is maintained over a fairly considerable distance in the downstream direction. This makes it possible to employ efficient resonators in continuous-flow COILs and to place the resonator outside the mixing region.

We shall determine the main relationships governing the behavior of the gain and the length of the amplification zone in the active medium of a COIL containing quenching impurities. We shall use numerical calculations to show ways of achieving high-gain operation of such a laser.

PHYSICO-CHEMICAL MODEL OF THE ACTIVE MEDIUM

The main elementary processes governing the kinetics in the active medium are listed in Table I and are discussed in

Ref. 23. The mechanism of dissociation of molecular iodine interacting with singlet oxygen is not yet fully understood. We shall mention particularly the investigations of the dissociation processes reported in Refs. 7, 10 and 17 where several variants are proposed to account for this process. However, none of them provides a satisfactory explanation of the actual dissociation time of molecular iodine. Nevertheless, the model of Derwent and Thrush (reactions 1-4 in Table I) describes correctly the dissociation time or at least does not underestimate its value. This model can be regarded basically as representing a phenomenological approach which does reflect the fairly complex mechanisms of the dissociation of I_2 . Estimates of the rate constant of the reaction 14 indicate that it is at least as high as that of the reaction $Cl + Br_2 \rightarrow BrCl + Br$, i.e., $k_{14} > 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ (Ref. 13).

We shall confine our analysis to subsonic conditions of flow of the active medium in a channel of constant cross section and we shall assume instantaneous mixing of the reagents. This makes it possible to identify the influence of the various elementary processes on the parameters of the active medium. If we assume that the friction and heat exchange with the channel walls are absent, we find that the equations for the concentration, temperature, and flow velocity can be written as follows:

$$u \frac{dn_M}{dx} = \sum_i W_M^{(i)} - \frac{n_M}{c_p T} \sum_i q_i W_i; \quad (2a)$$

$$u \frac{dT}{dx} = \frac{1}{c_p} \sum_i q_i W_i; \quad (2b)$$

$$u \frac{du}{dx} = \frac{u}{c_p T} \sum_i q_i W_i, \quad (2c)$$

where u is the flow velocity; n_M is the concentration of a component M ; T is the stream temperature; $W_M^{(i)}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$) is the rate of formation of a component M in the i th reaction; q_i and W_i are the thermal effect and the rate of the i th reaction; c_p is the specific heat per unit volume at constant pressure. We shall assume that all the reaction heats q_i are used to heat the mixture. The quasisteady concentration of $O_2(^1\Sigma)$ at the entry to the active medium can be calculated from

$$n_{O_2} = k_1 n_{\Delta}^2 / (k_2 n_{H_2O} + k_3 n_{H_2O_2}), \quad (3)$$

N.G. Basov, M.V. Zagidullin, V.I. Igoshin, V.A. Katulin, N.L. Kupriyanov, *Kvantovaya Elektron. 13, 787-796, 1986*

<http://mi.mathnet.ru/qe6530>

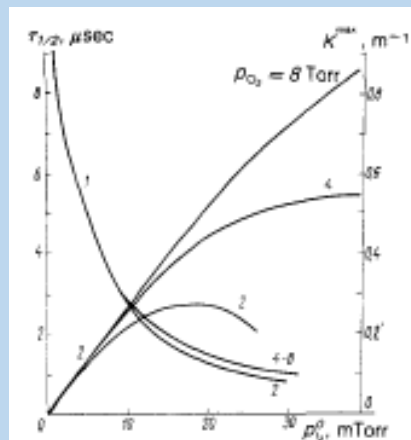


FIG. 2. Stored energy lifetime measured at the 0.5 level (1) and the maximum gain along the stream (2) calculated for $\eta_0^0 = 0.5$, $T_c = 210 \text{ K}$, $\eta_{Cl_2} = 0$.

Н. Ф. Балан, Р. М. Гизатуллин, А. В. Дубровский, В. А. Катулин, А. Ю. Куров,
Э. А. Мнацаканян, В. Д. Николаев, А. Л. Петров, В. М. Пичкасов,
М. И. Свистун, П. О. Скобелев

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ХИМИЧЕСКОГО КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА

Исследован импульсный химический кислородно-йодный лазер без охлаждаемой ловушки. При использовании $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ в качестве донора атомарного йода достигнут удельный энерго-съем 2,2 Дж/л. С $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ получена генерация при давлении кислорода вплоть до 11 мм рт. ст.

Известные до настоящего времени химические кислородно-йодные лазеры (ХКЛ), как импульсные [1, 2], так и непрерывные [3, 4], имеют удельный энерго-съем около 1 Дж/л и действуют в диапазоне давлений кислорода до 2,5 мм рт. ст. Анализ процессов в химических реакторе и лазере указывает на отсутствие принципиальных ограничений, препятствующих работе ХКЛ при существенно более высоких давлениях [5]. В [6] получены простые выражения для оптимального давления кислорода, при котором достигается максимальный энергозапас в активной среде, и зависимости предельных энергетических характеристик ХКЛ от эффективного времени доставки синглетного кислорода (СК) к резонатору $\tau_{\text{эф}}$.

Остановимся более подробно на импульсах ХКЛ. В [2] сообщается о достижении в импульсном ХКЛ максимального удельного энерго-схема 1,1 Дж/л при давлении кислорода $p_{\text{O}_2} = 1,3$ мм рт. ст. В более ранней работе [1] было сделано предположение о том, что падение энергии генерации с увеличением давления кислорода обусловлено реакцией R1 с кислородом $\text{O}_2(^1\Delta)$. Там же показано, что использование в качестве донора атомарного йода $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ дает выигрыш в энергии генерации примерно на порядок по сравнению с $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$.

В настоящей работе изучена возможность получения генерации при давлениях кислорода до 10 мм рт. ст. Экспериментально исследованы зависимости длительности выходного импульса $\tau_{1/2}$ от p_{R1} , а также энергии генерации лазера E от давлений кислорода p_{O_2} и йодида p_{R1} . Донорами атомарного йода в экспериментах служили $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ и $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$.

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Генератор СК (ГСК) 1 представлял собой химический реактор барботажного типа. В качестве барботера 2 использовалась тефлоновая пластина площадью 10 см² с 750 отверстиями диаметром 0,4 мм. Высота щелочного раствора перекиси водорода составляла, как правило, 4 см. На расстоянии 5 см от поверхности раствора располагался брызгоотбойник 3. Такая конструкция ГСК обеспечивала устойчивый барботаж при расходах газов вплоть до 25 ммоль/с. Охлаждение раствора в рабочих режимах до температур $-10...-15^\circ\text{C}$ осуществлялось за счет испарения. Поскольку охлаждаемая ловушка перед резонатором лазера отсутствовала, давление паров воды в нем составляло $\sim 0,5$ мм рт. ст.

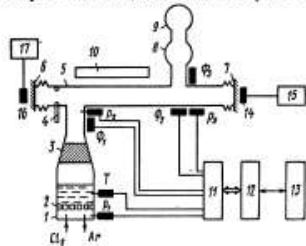


Рис. 1. Схема импульсного ХКЛ

Н. Ф. Балан, Р. М. Гизатуллин,
А. В. Дубровский, В. А. Катулин,
А. Ю. Куров, Э. А. Мнацаканян,
В. Д. Николаев, А. Л. Петров,
В. М. Пичкасов, М. И. Свистун,
П. О. Скобелев,
Квантовая электроника, 1989,
том 16, номер 8, 1587–1592

<http://www.mathnet.ru/links/a7bf0a4b7f4b9e90aa843239bad8d40c/qe8669.pdf>

Е. Б. Безпалько, Д. М. Гуреев, А. Е. Зайкин, А. В. Золотаревский,
А. П. Канавин, В. А. Катулин, С. И. Кузнецов, В. Д. Николаев,
А. Л. Петров

ЛАЗЕРНО-ДУГОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МЕТАЛЛЫ

Исследуется эффективность совместного воздействия лазерного излучения и электрической дуги на металлы. Обнаружено, что при превышении плотностью потока лазерного излучения порогового значения анодное пятно дуги стабилизируется в области фокусировки излучения. Эффект стабилизации сопровождается увеличением теплового КПД источника энергии. Это объясняется возникновением гидродинамических потоков в ванне расплава.

Лазеры все шире применяются при размерной обработке металлов. Для этих же целей используются электронно-лучевые устройства, плазмотроны и т. д. Различные источники энергии обладают взаимодополняющими преимуществами. Так, с помощью лазеров можно получать в зоне обработки высокие плотности энергии. В то же время плазмотроны позволяют воздействовать на обрабатываемую поверхность тепловым потоком практически неограниченной общей мощности. Интерес к совместному воздействию лазеров и плазмы дугового разряда на металлы [1—4] вызван в первую очередь возможностями управления передачей энергии от плазмотрона к металлу и стабилизации пятна дуги с помощью лазерного излучения относительно невысокой мощности.

Нами изучались возможности комбинированного лазерно-дугового воздействия на металлы на установке, допускающей одновременную обработку материалов излучением технологического CO_2 -лазера «ЛГН-702» (сфокусированного объективом с фокусным расстоянием ~ 200 мм) и плазменно-дуговым источником. Мощность лазерного излучения могла достигать $\sim 0,6$ кВт, мощность плазменно-дугового источника $\sim 1,5$ кВт.

Эффект стабилизации опорных пятен электрической дуги сфокусированным лазерным излучением заключается в следующем. При воздействии на металл плазмы газостабилизированного плазмотрона опорные пятна дуги хаотически движутся относительно положения равновесия. Это приводит к искривлению теплового следа дуги на поверхности металла. При фокусировке лазерного излучения в опорное пятно дуги положение последнего стабилизируется и тепловой след дуги становится прямолинейным. Нами обнаружено, что стабилизация носит пороговый характер по плотности потока лазерного излучения. Уменьшение плотности потока до 40 кВт/см² за счет расфокусировки излучения при неизменной его общей мощности приводит к потере устойчивости положения пятна дуги на поверхности. При фиксированных значениях диаметра фокального пятна ($0,4$ мм) и мощности электрической дуги ($P_d \approx 1$ кВт) «привязка» анодного пятна к области фо-

кусировки осуществлялась при мощности лазерного излучения $\sim 0,35$ кВт.

Чтобы разобраться в физической модели, измеряли геометрические параметры ванны расплава в образцах, обработанных дуговым и комбинированным способами. Они оказались существенно различными. На рис. 1 показаны поперечные сечения ванны расплава, образующейся при воздействии на металл лазерного излучения ($P_d = 500$ Вт, внизу) электрической дуги ($I = 60$ А) и при совмещении этих источников энергии (вверху). Если для случая лазерного воздействия форма ванны расплава почти полусферическая с глубиной $0,5$ мм, то при обработке дугой она представляет собой плоский слой глубиной $0,25$ мм и шириной 4 мм. При совместной обработке форма ванны расплава глубиной 1 мм характерна для сосредоточенного источника энергии. Массовые скорости плавления поверхностных слоев в стали 38ХМЮА при использовании CO_2 -лазера мощностью $0,5$ кВт, дуги мощностью $1,2$ кВт и их совместного воздействия равны $0,8$; $6,0$ и 14 г/мин соответственно. Таким образом, скорость плавления при комбинированной обработке значительно выше, чем можно ожидать при простом сложении мощностей обоих источников энергии.



Рис. 1

Е. Б. Безпалько, Д. М. Гуреев, А. Е. Зайкин,
А. В. Золотаревский, А. П. Канавин,
В. А. Катулин, С. И. Кузнецов, В. Д. Николаев,
А. Л. Петров,
Квантовая электроника, 1987,
том 14, номер 11, 2312–2313

<http://mi.mathnet.ru/qe10946>

С. Ф. Адясов, А. И. Воронов, В. А. Катулин, П. А. Михеев, В. Д. Николаев,
А. Л. Петров, А. А. Шепеленко

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ СО₂-ЛАЗЕР С ВИХРЕВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Экспериментально исследована работа электроразрядного непрерывного СО₂-лазера, использующего для возбуждения активной среды тлеющий разряд в закрученном в вихревой трубе потоке газа. Показано, что охлаждение активной зоны носит такой же характер, как и в лазере с диффузионным охлаждением. Дополнительный вклад в теплоотвод от активной области разряда вносит с молекулярной скоростью турбулентная теплопроводность, в результате чего энергетические характеристики с единицы длины оказываются в 2–2,5 раза выше, чем у лазеров с диффузионным охлаждением. Реализован также устойчивый тлеющий разряд в воздухе при давлении свыше 200 мм рт. ст. Для разряда в смеси газов СО₂:N₂:He = 1:3:7 при давлении 37 мм рт. ст. достигнута плотность тока свыше 1 А/см² и удельный энерго-вклад более 800 Дж/л.

Введение

Для создания электроразрядного СО₂-лазера (СО₂-ЭРЛ) непрерывного действия требуется, как известно, возбуждать газ электрическим разрядом типа тлеющего, одновременно обеспечивая эффективное охлаждение, чтобы температура газа не поднималась выше 500–700 К. В известных типах лазеров, различающихся механизмом охлаждения, ограничения мощности имеют различную физическую природу. В диффузионно-охлаждаемых лазерах основную роль играет производительность теплоотвода, в быстропоточных ограничение связано с неустойчивостью разряда. Известно существенное влияние на устойчивость разряда газодинамических характеристик потока, однако многие аспекты этого влияния исследованы мало. Остается актуальным поиск конфигураций газового потока, обеспечивающих устойчивое существование тлеющего разряда при высоких давлениях и энерговыкладах.

В этой связи представляет интерес использование для создания активной среды СО₂-ЭРЛ сильно закрученного газового потока. В таком потоке идет интенсивная передача тепла из приосевой области к периферийной, что обеспечивается механизмом турбулентного теплопереноса. Таким образом, в закрученном потоке определяющим является турбулентный теплоперенос, который в известных типах лазеров играет второстепенную роль. Кроме того, специфический характер течения позволяет надеяться на получение устойчивого тлеющего разряда при повышенных давлениях и энерговыкладах [2], что подтверждается успешным использованием закрутки потока в плазмотронах [1].

Сильно закрученный газовый поток эффективно создается в устройствах, называемых вихревыми трубами [3]. Вихревая труба имеет цилиндрическую или слегка коническую проточную часть,

в которую газ входит через сопловой аппарат так, что его скорость направлена по касательной к окружности поперечного сечения трубы. В результате в дополнение к скорости движения вдоль трубы газ получает значительную скорость вращательного движения вокруг ее оси. Поле центробежных сил, возникающих благодаря интенсивному вращению потока, приводит к появлению градиента давления по радиусу и соответственно понижению давления в приосевой области. Течение потока с вращением приобретает высокоразвитую турбулентность. Высокий градиент давления в совокупности с интенсивной турбулентностью приводит к возникновению вихревого эффекта Ранка — Хилла — интенсивной передаче тепла между двумя частями потока, движущимися по периферии трубы и в приосевой области. В результате приосевой поток охлаждается, а периферийный — нагревается. Температура торможения газа в приосевом потоке может понижаться на $\Delta T_{\infty} \approx 30\text{--}60\text{ К}$ [3].

Таким образом, вихревой газовый поток обладает следующими свойствами, полезными для работы СО₂-ЭРЛ:

- значительным понижением давления и плотности газа в приосевой области, создающим условия для локализации в ней разряда;
- наличием в потоке интенсивной турбулентности, создающей предпосылки для получения устойчивого разряда при повышенных давлениях;
- понижением температуры газа в приосевой области, обусловленным интенсивным турбулентным теплообменом с периферийной частью потока, имеющей высокие скорости течения, благоприятные для быстрого выноса тепла.

В литературе отсутствуют сообщения об исследованиях СО₂-ЭРЛ непрерывного действия с вихревым потоком газа. Тлеющий разряд в вихревом потоке теоретически рассматривался в [2]. Там же сообщалось, что экспериментально получен разряд с объемным энерговыкладом до 100 Вт/см³ и при давлениях порядка атмосферного. В [4] сообщалось об экспериментах по получению лазерной генерации в устройстве типа вихревой трубы, запускаемой примерно на 20 мс. При этом получена генерация с импульсной мощностью ~ 1 Вт. Однако режим кратковременной работы, при котором энергетика определялась теплоемкостью газа, принципиально не отражает работы лазера в непрерывном режиме, а крайняя ограниченность полученного в [4] экспериментального материала не позволила сделать определенных выводов об энергетических закономерностях. В настоящей работе

С.Ф. Адясов, А.И. Воронов, В.А. Катулин, П.А. Михеев, В.Д. Николаев, А.Л. Петров, А. А. Шепеленко,

Квантовая электроника, 1990, том 17, номер 5, 537–543

<http://mi.mathnet.ru/qe5960>

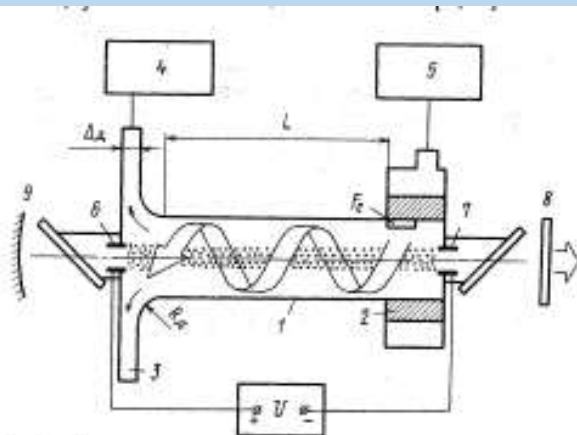


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

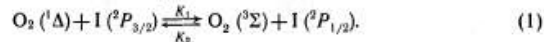
В. Н. Аязов, В. И. Игошин, В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЗОНАТОРОВ
В ХИМИЧЕСКОМ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ

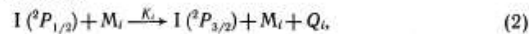
Предлагается простая модель для расчета лазерной генерации в химическом кислородно-йодном лазере непрерывного действия, которая позволяет быстро оценивать энергетическую эффективность резонатора и проводить его оптимизацию. Показано, что внутрирезонаторная интенсивность в режимах с высоким КПД резонатора может быть много меньше интенсивности насыщения и предельных лучевых нагрузок на зеркала.

Общая эффективность химического кислородно-йодного лазера (ХКЛ) в значительной степени определяется энергетической эффективностью резонаторов. Расчет КПД резонатора проводится обычно для заданных расходов синглетного кислорода (СК) на входе в активную зону [1—4]. Энергетические характеристики лазерной генерации в ХКЛ зависят от большого числа параметров, что затрудняет качественный анализ и выявление основных зависимостей. В настоящей работе на основе разумных предположений развита простая модель лазерной генерации в ХКЛ непрерывного действия, допускающая введение нескольких безразмерных параметров подобия с ясным физическим смыслом. Результаты численных расчетов, представленных в параметризованном виде, позволяют быстро оценивать энергетическую эффективность резонатора и проводить его оптимизацию.

Подробная кинетическая схема физико-химических реакций в активной среде ХКЛ приведена в [1]. Будем полагать, что резонатор размещен в зоне потока с завершённым процессом диссоциации молекулярного йода, т. е. кинетика сводится к реакциям энергообмена и тушения. Относительное содержание СК на входе в резонатор является независимым параметром модели. Энергоносителем в ХКЛ выступает СК, а излучающими частицами — атомы йода. Поэтому ключевым звеном в процессе преобразования запасенной энергии в излучение является квазирезонансный обмен



Тушение электронного возбуждения происходит главным образом в реакциях с участием атомов йода:



где Q_i — теплота реакции; $\text{M}_i = \text{H}_2\text{O}$, Cl_2 , $\text{O}_2(^1\Delta)$, H_2O_2 . Суммарную скорость тушения представим в виде

$$R_T = \sum_i K_i n_i n_{i^*} = K_j n_i n_{i^*} (1 + \sum_{i \neq j} K_i n_i / K_j n_i) = K_j n_i n_{i^*} I,$$

где n_{i^*} , n_i — концентрации атомов йода в возбужденном состоянии $^2P_{1/2}$ и i -го тушащего компонента. Индексом j обозначен компонент, для которого скорость тушения максимальна.

Отметим, что в активной среде ХКЛ скорость энергообмена $R_n = K_1 n_2 n_1$ значительно превышает суммарную скорость тушения. Вследствие этого интенсивность насыщения перехода в ХКЛ определяется в основном скоростью обмена и достигает весьма больших значений [5]. Так, для одномодового поля в центре линии при давлении кислорода 1—3 мм рт. ст. $I_{\text{нас}} = 5\text{—}30$ кВт/см². При многомодовой генерации (квазидиффузное насыщение) $I_{\text{нас}} \approx 40$ кВт/см² при $\rho_{\text{O}_2} = 1$ мм рт. ст. Если интенсивность светового поля близка к $I_{\text{нас}}$, то скорость генерации стимулированного излучения близка к скорости передачи энергии от СК к атомам йода: $R_{\text{изл}}^{\text{нас}} \approx R_n$.

Для типичных условий в активной среде ХКЛ $R_n/R_T \approx K_1 n_2 / K_j n_i n_{i^*} \approx 100\text{—}500$. Отсюда следует интересная возможность эффективной генерации

В. Н. Аязов, В. И. Игошин,
В. А. Катулин, Н. Л. Куприянов,
Квантовая электроника, 1989,
том 16, номер 9, 1819—1822

<http://mi.mathnet.ru/qe9015>

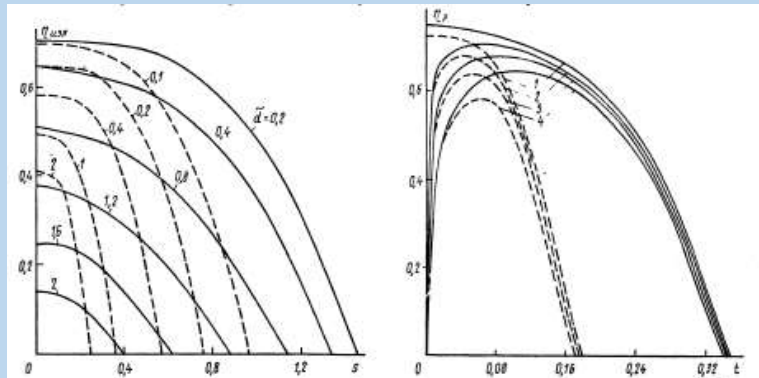


Рис. 1. КПД генерации стимулированного излучения в зависимости от параметра s для различных d при $T_0 = 300$ К, $\alpha = 0,5$ и $m = 1$ (сплошные кривые — изотермическое течение, штриховые — адиабатическое)

Рис. 2. КПД резонатора в зависимости от коэффициента связи t при $n_2^0/n_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 10$, $L = 50$ см, $U = 50$ м/с, $d = 10$ см, $\alpha = 0$, $n_1^0 = 5 \times 10^{14}$ см⁻³, $\alpha_0 = 0$ (1), 0,2 (2), 0,5 (3) и 1% (4) (обозначения кривых те же, что на рис. 1)

ХИМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР НА ФОТОННО-РАЗВЕТВЛЕННОЙ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ

© 2000 В.И. Игошин, В.А. Катулин

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Изложены физические принципы работы высокоэнергетических автономных импульсных химических лазеров на фотонно-разветвленной цепной реакции. Дан обзор основных теоретических и экспериментальных результатов по лазерам этого типа, полученных в Самарском филиале ФИАН.

Рождение направленного лазерного луча при слиянии химических реагентов - удивительное явление, на котором основано действие химического лазера - одного из наиболее ярких научных достижений нашего времени. Ведь на протяжении всей предыдущей истории человечества - и во времена наших пращуров, гревших у пещерного костра, и в XIX столетии, когда Сади Карно размышлял о "движущей силе огня и машинах, способных развить эту силу", и в XX столетии с его мощными тепловыми электростанциями и ракетными двигателями химическая энергия использовалась в основном лишь как источник тепла - энергии наиболее низкого качества. Лазерный луч, как высококачественная, или на языке физики, низкоэнтропийная форма энергии, способен расплавить, испарить и превратить в состояние плазмы любой материал. Весь вопрос только в том, чтобы была достаточной мощность луча. Это не так для обычных тепловых источников. Пламя газовой горелки с температурой 2000 К не способно расплавить, например, ванадий с температурой плавления 2620 К, как бы высока ни была мощность горелки. Это запрещает второй закон термодинамики - нельзя нагреть тело до температуры более высокой, чем температура нагревателя.

Интерес к химическим лазерам, как к устройствам, в которых осуществляется прямое преобразование химической энергии в энергию лазерного излучения без рассеяния в тепло, проявился еще до появления первого лазера на рубине. В настоящее время исследования и разработки по химическим лазерам составляют крупное научно-техническое направление [1].

Химические реагенты являются емкими накопителями энергии. Так, удельный энергетический запас в стехиометрической смеси фтора F_2 с водородом H_2 составляет 13,5 кДж/г. При перестройке химических связей химическая энергия освобождается в форме неравновесного возбуждения образующихся веществ. В рассматриваемом примере - в форме колебательного возбуждения молекул фтористого водорода HF и эта энергия может быть эффективно преобразована в оптическом резонаторе в лазерное излучение с длиной волны около 3 мкм. В импульсных химических лазерах используется метастабильная смесь реагентов, находящихся в реакторе, которая выводится из состояния равновесия внешним иницирующим воздействием. В химических лазерах непрерывного действия генерация происходит при смешении потоков реагентов в сверхзвуковой струе, протекающей через резонатор лазера. В идеале химический лазер - это автономный источник когерентного лазерного излучения, для которого не требуется подвода дополнительной энергии, либо ее величина ничтожно мала.

Однако создать автономный химический лазер удалось лишь в режиме непрерывного действия, когда реагенты первоначально пространственно разделены в виде баллонных газов. Мощность лазера на молекулах HF этого типа превысила мегаваттный уровень.

Все же созданные к настоящему времени импульсные лазеры обладают общим недостатком - энергия внешнего источника поджигающего реакцию одного порядка с энергией выходного лазерного импульса. Это ограничивает масштабируемость лазера и, как показал опыт, уже при проектной энергии 10^6

В.И. Игошин, В.А. Катулин,
Известия Самарского научного
центра РАН 2000, том 2, № 1, 33-39

