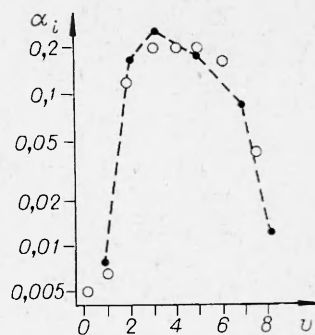


Рис. 3. Эмпирическое распределение вероятностей тушения натрия азотом в основном колебательном состоянии ($\sum \alpha_i = 1$).

Кривая — распределение Фишера — Смита [3].



выходящей на асимптотическое значение, определяемое вероятностью резонансной передачи A_p в распределении A_i из работы [3] ($A_p = 0,1$).

Экспериментальные данные настоящей и работ [1, 2] позволили провести оценки эмпирического распределения A_i , которое при T_v и $T_T < \Theta$, как видно из (4), мало отличается от

$d_i = k_{0i}^T/k^T$ — распределения вероятностей тушения натрия азотом в основном колебательном состоянии. Так, для наиболее неравновесных условий $T_v \gg T_T$ и $T_T \gg T_v$ оценен вклад $V-E$ - и $T-E$ -обмена: $\alpha_p \leq \exp(\epsilon_{Na}/kT_v - \epsilon_{Na}/kT_{Na}) \approx 0,04$, $\alpha_0 \leq \exp(\epsilon_{Na}/kT_T - \epsilon_{Na}/kT_{Na}) \approx 0,005$. Дальнейшие оценки, проведенные на различных стадиях неравновесных процессов, определили: $\alpha_1 \approx 0,007$, $\alpha_2 = 0,14$, $\alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 \approx 0,21$ и $\alpha_6 \approx 0,17$ ($\sum \alpha_i = 1$). На рис. 3 полученное распределение сопоставлено с рассчитанным в работе Фишера — Смита [3]. Видно, что распределения хорошо совпадают как по форме, так и по ширине.

Приведенный график распределения вероятностей передачи различного количества колебательных квантов при электроинно-колебательном обмене натрия с азотом полностью определяет механизм нерезонансной передачи энергии. Экспериментальные значения парциальных вероятностей тушения, полученные при широком изменении неравновесных условий, обеспечивают надежность результатов и пригодность найденного механизма для описания уровня возбуждения натрия в любых неравновесных условиях $T_v \leq T_T$.

Поступила в редакцию
10/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Eremin, A. A. Kulikovskii, I. M. Naboko. Chem. Phys. Let., 1977, 45, 2.
2. А. В. Еремин, А. А. Куликовский, И. М. Набоко. Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черноголовка, 1977.
3. E. R. Fisher, G. K. Smith. Chem. Phys. Let., 1972, 13, 5, 448.
4. А. В. Еремин, В. А. Кочнев и др. ТВТ, 1976, 4, 915.
5. E. A. Andreev. Chem. Phys. Let., 1973, 23, 4, 576.
6. A. Bierre, E. E. Nikitin. Chem. Phys. Let., 1967, 1, 179.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ С НЕУСТОЙЧИВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

А. И. Дидюков, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева
(Москва)

Использование неустойчивых резонаторов в газодинамических лазерах позволяет получить излучение высокой направленности при больших объемах однородной активной среды. Наиболее распространенным типом

неустойчивых резонаторов, применяемых на практике, являются телескопические, образованные двумя цилиндрическими или сферическими зеркалами.

В [1] выполнены численные расчеты колебательной релаксации и проведена оптимизация мощности ГДЛ с плоскими резонаторами для смесей $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—CO—H}_2\text{O—H}_2$, образующихся в результате горения различных топлив. Настоящая работа посвящена исследованию и оптимизации характеристик ГДЛ с неустойчивыми резонаторами. Анализ энергетических характеристик ГДЛ проводится на основе совместного решения балансных кинетических уравнений колебательной релаксации в продуктах горения [1] и уравнений переноса излучения в оптико-геометрическом приближении [2].

Согласно [3], интенсивность излучения в произвольной точке (x, y) резонатора, образованного цилиндрическими зеркалами, с общим фокусом (x_0, y_0) связана с интенсивностью в точке того же сечения, находящейся в M раз ближе к оси резонатора (M — коэффициент увеличения), соотношением

$$\begin{aligned} I(x, y) &= F(x, y) I\left(x_0 - \frac{x_0 - x}{M}, y\right), \\ F(x, y) &= \frac{R_1 R_2}{M} \exp\left[\int_{s(x, y)} K_v(r) dr\right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $s(x, y)$ — траектория луча в геометрическом приближении при прохождении волны в положительном и отрицательном направлении оси y ; R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал; K_v — показатель усиления среды.

Условие существования решения уравнения (1) есть условие стационарности режима генерации

$$F(x_0, y) = 1. \quad (2)$$

Величина $F(x, y)$, рассчитанная для точек в плоскости большого зеркала ($y = 0$), может быть представлена в виде

$$F(x, 0) = \frac{R_1 R_2}{M} \exp\left\{\int_0^l \left[K_v\left(x, -\frac{x_0 - x}{M}, y\right) + K_v\left(x_0 + \frac{x_0 - x}{y_0} y, y\right)\right] dy\right\}. \quad (3)$$

Здесь l — расстояние между зеркалами резонатора.

Из уравнений переноса излучения следует, что интенсивности волны, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси y , связаны с интенсивностью вблизи вогнутого зеркала соотношениями

$$I^+(x, y) = I(x, 0) \exp\left[\int_0^y K_v(x, y') dy'\right], \quad (4)$$

$$\begin{aligned} I^-(x, y) &= I\left(\frac{x, y_0 - x_0 y}{y_0 - y}, 0\right) \frac{y_0}{y_0 - y} \exp\left\{-\right. \\ &\quad \left.- \int_0^y K_v\left[\frac{x y_0 - x_0 y + y'(x_0 - x)}{y_0 - y}, y'\right] dy'\right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Система (1)—(5) совместно с уравнениями кинетики для колебательных степеней свободы [1] и граничными условиями на зеркалах

$$I^+(x, 0) = R_1 I^-(x, 0), \quad I^-(x, l) = R_2 I^+(x, l) \quad (6)$$

решалась численно, методом сеток. Ось резонатора $x = x_0$ разбивает его на две части — генераторную длиной l_1 и усилительную длиной l_2 . Решение для генераторной части можно получить только итерационным способом. По заданному распределению показателя усиления и интенсивности на оси резонатора $I(x_0, 0) = I_0$ из (1), (4), (5) определяется поле генерации. Найденное распределение интенсивности позволяет отыскать новое распределение показателя усиления в объеме резонатора. На каждом этапе итераций делаются поправки к первоначально произвольной величине I_0 до тех пор, пока получающиеся в результате решения системы уравнений распределения поля и показателя усиления не обеспечат выполнение условия стационарной генерации (2). Для нахождения решения в правой части резонатора можно пользоваться теми же методами расчета, но с заданным распределением поля на оси резонатора $I(x_0, y)$.

Численные расчеты энергетических характеристик телескопического резонатора выполнены для смеси 10% CO_2 — 60% N_2 — 20% CO — 5% H_2O — 5% H_2 , предварительно расширенной в плоском логарифмическом сопле с высотой критического сечения 0,02 см и степенью расширения 50 [1]. Температура торможения продуктов горения принималась равной 2000 К, давление торможения варьировалось. Наибольший интерес представляют зависимости мощности генерации P и эффективности работы резонатора η от различных параметров. На рис. 1 показана зависимость $P(M)$ с параметрами генератора $l = 50$ см, $l_1 = 5$ см, $l_2 = 15$ см для смесей с давлением торможения $p_0 = 20$ (1), 40 (2), 60 атм (3) соответственно. Штриховыми линиями представлены зависимости эффективности для тех же смесей.

Расчеты показывают, что при небольших значениях M эффективности незначительно отличаются друг от друга. Это свидетельствует о том, что основной вклад в мощность в резонаторах с небольшим коэффициентом увеличения дает генераторная часть и, следовательно, потери энергии за счет колебательной релаксации незначительны. По мере возрастания M эффективность падает тем быстрее, чем больше плотность потока газа. В то время как эффективность резонатора падает с увеличением давления в рассматриваемом диапазоне изменения параметров, мощность имеет оптимальную величину по давлению, изменяющуюся в зависимости от увеличения резонатора. При значительных увеличениях наиболее выгодны (с точки зрения получения мощности) смеси небольшой плотности. С уменьшением M оптимальные значения p_0 увеличиваются.

Использование телескопического резонатора позволяет избежать чрезмерного стягивания излучения на входе в резонатор, которое наблюдается при применении плоских зеркал. Тем не менее при небольших M существует значительная пространственная неоднородность распределения I . Как следует из расчетов, плотность излучения в резонаторе с малыми M в типичных условиях работы ГДЛ может изменяться на порядок величины вдоль потока. Увеличение M приводит к сглаживанию распределения поля, однако при этом падает КПД.

В работе [4] предложено использование в проточной системе телескопических резонаторов на трипельпризмах со сферическими лицевыми гранями или же их двумерных аналогов. Схемы таких резонаторов представляют, по существу, обычные схемы телескопических резонаторов, в которых одно вогнутое или оба зеркала заменены призмами внутрен-

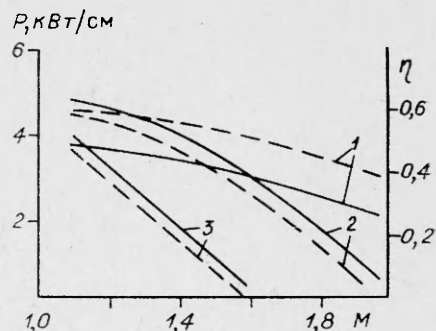


Рис. 1.

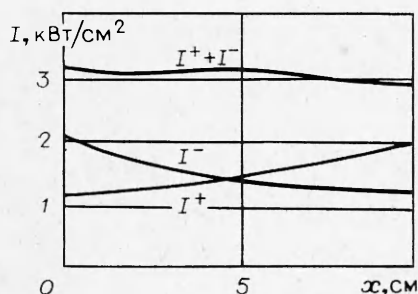


Рис. 2.

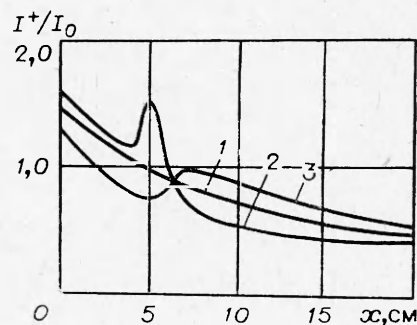


Рис. 3.

него отражения. По прохождении таких призм кривизна световых пучков преобразуется так же, как при отражении от заменяемых зеркал, но сам пучок оказывается перевернутым относительно оси резонатора.

Далее для определенности будет рассмотрена схема резонатора с заменой вогнутого зеркала призмой. Такой резонатор, как показано в [5], обладает очень малой чувствительностью к наличию оптических неоднородностей. В оптико-геометрическом приближении самосогласованный расчет сводится к совместному решению уравнений кинетики для колебательных степеней свободы и уравнений переноса излучения (4) и (5) с граничными условиями на зеркалах

$$I^+(x, 0) = R_1^2 I^-(2x_0 - x, 0), \quad I^-(x, 0) = R_2 I^+(x, 0). \quad (7)$$

Распределение поля и показателя усиления находится итерационным методом. В качестве начального распределения использовалось постоянное по координате x распределение $I_0^+(x, 0)$, по величине приблизительно соответствующее значению интенсивности на оси аналогичного телескопического резонатора с обычными зеркалами. Характерное распределение плотности излучения в плоскости $y = 0$ приведено на рис. 2. Результаты относятся к генерации в смеси с $p_0 = 40$ атм, параметры резонатора $l = 100$ см, $l_1 = l_2 = 5$ см и $M = 2$. Использование вместо зеркала призмы внутреннего отражения приводит к практически равномерному распределению суммарной интенсивности по потоку.

Сравнение энергетических характеристик обычного резонатора с характеристиками резонатора, в котором одно или оба зеркала заменены трипельпризмами, показывает, что в широкой области изменения параметров течения и размеров резонатора они близки. Так, например, при изменении M от 2 до 5 для смесей с $p_0 = 50$ атм отличия в эффективности не превышают 10%.

Управление энергетическими характеристиками неустойчивых резонаторов может осуществляться также с помощью внешнего источника. Формирование сходящейся волны в телескопическом резонаторе в результате введения дополнительного зеркала или другой отражающей поверхности, частично перекрывающей плоскую волну, а также введение сходящейся волны от внешнего источника приводит к неприемлемому росту угловой расходимости излучения [6]. Положение может измениться, если в целях управления работой лазера использовать расходящийся внешний пучок. Одна из таких схем, предложенная Ю. А. Ананьевым и сотрудниками, заключается во введении в центральную часть телескопического резонатора излучения заданной интенсивности от внешнего источника. В данной работе проведена проверка эффективности этой схемы применительно к телескопическому резонатору газодинамического лазера.

Типичное распределение относительной интенсивности I^+/I_0 в плоскости большого зеркала представлено на рис. 3. Значения I^+ отнесены к величине интенсивности в центре I_0 , возникающей при работе телескопического резонатора в режиме генерации. Кривая 1 соответствует распределению I^+/I_0 обычного телескопического резонатора с параметрами $l = 100$ см, $l_1 = 5$ см, $l_2 = 15$ см и $M = 2$. Давление торможения смеси $p_0 = 20$ атм. Кривые 2 и 3 относятся к распределениям I^+/I_0 в этом же резонаторе с отверстием в большом зеркале шириной 0,2 см и вводимым через это отверстие излучением интенсивности 1000 и 500 Вт/см² соответственно ($I_0 = 680$ Вт/см²).

Введение излучения извне вызывает перераспределение плотности излучения в резонаторе. Если плотность вводимого излучения превышает I_0 , то в резонаторе устанавливается распределение интенсивности выше уровня излучения генерации слева от оси и ниже этого уровня справа от оси резонатора (см. рис. 3, 2). При введении извне интенсивности ниже I_0 образуется стационарное распределение с меньшей интенсивностью в генераторной части и с более высокой интенсивностью в усилительной части резонатора (см. рис. 3, 3).

Расчеты показали, что введение излучения извне не дает выигрыша в энергетических характеристиках ГДЛ — мощности и эффективности. Наиболее значительное влияние испытывает распределение плотности. Таким образом, использование схемы телескопического резонатора с переменным потоком в центре эффективно с точки зрения перераспределения мощности выходящего потока излучения справа и слева от оси и изменения нагрузки на зеркалах.

Поступила в редакцию
21/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Козлов, В. И. Иванов, И. К. Селезнева. ФГВ, 1979, 15, 4, 88.
2. Ю. А. Ананьев. Квантовая электроника, 1974, 6, 3.
3. Ю. А. Ананьев, Л. В. Ковальчук и др. Квантовая электроника, 1974, 1, 5.
4. Я. З. Вирник, В. Б. Герасимов и др. Кр. сообщения по физике, 1979, 6.
5. Ю. А. Ананьев. Квантовая электроника, 1973, 1.
6. Ю. А. Ананьев, Д. А. Горячкин и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 8.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТВЕРДОФАЗНОЙ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ

Л. В. Бабарэ
(Черноголовка)

В области исследования процесса твердофазной полимеризации под действием ударно-волнового нагружения накоплена значительная информация, касающаяся различных кристаллических мономеров [1—5]. Показано, что этот метод не является избирательным для того или иного механизма инициирования полимеризации и типа химической связи, по которой осуществляется процесс присоединения молекул. Кроме того, выявлена возможность полимеризации стерически трудных мономеров, практически не полимеризующихся при других методах энергетического воздействия [1—5].

Ударно-волновое погружение характеризуется комплексом различных воздействий на кристаллическое вещество. Во фронте УВ происходит