

будет функцией только  $\mu = z - Vt$ .

Введение переменной  $\mu$  превращает (3.1) в обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{d\mu} \left( D \frac{dw}{d\mu} \right) - \frac{dk(w)}{d\mu} + V \frac{dw}{d\mu} = 0$$

решение которого, учитывающее граничное условие на фронте смачивания, может быть представлено в виде

$$(3.2) \quad \mu_0 - \mu = \int_{w_0}^w \frac{D dw}{V(w-w'') - k(w)}$$

Здесь  $\mu_0$  — значение  $\mu$  на фронте смачивания,  $\mu - \mu_0 = z - \xi$  — высота точки с влажностью  $w$  над фронтом смачивания. При  $w = w'$  формула (3.2) определяет  $l$  — длину зоны переменной влажности

$$l = \int_{w_0}^{w'} \frac{D dw}{V(w-w'') - k(w)}$$

Скорость передвижения профиля влажности при принятой здесь схеме и градиент влажности на фронте смачивания равны

$$V = \frac{k(w')}{(w' - w'')}, \quad \frac{dw}{dz} = - \frac{k(w')}{D_0} \frac{w_0 - w''}{w' - w''}$$

Если принять  $D = D_*$ ,  $dk(w)/dw = \chi$ ,  $D_*$ ,  $\chi = \text{const}$ , то уравнение (3.1) линеаризуется и тогда

$$l = \frac{D_*}{V - \chi} \ln \left( \frac{D_0}{D_*} \frac{V - \chi}{V} \frac{w' - w_0}{w_0 - w''} + 1 \right)$$

Поступила 24 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Philip J. R. Theory infiltration. Soil science, 1957, vol. 83, No. 5.
2. Liakopoulos A. C. Theoretical approach to the solution of the infiltration problem. Bull. Internat. Assoc. Sci. Hydrol., 1966, vol. 11, No. 1.
3. Rubin J. Theory of rainfall uptake by soils initially drier than their field capacity and its applications. Water Resources Res., 1966, vol. 2, No. 4.
4. Веригин Н. Н. Движение влаги в почве. Докл. АН СССР, 1953, т. 89, № 2.
5. Youngs E. G. Moisture profiles during vertical infiltration. Soil Science, 1957, vol. 84, No. 4.

УДК 533.6.071.1

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ОКОН ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Н. М. ЕФРЕМОВ, Б. А. ТИХОНОВ

(Москва)

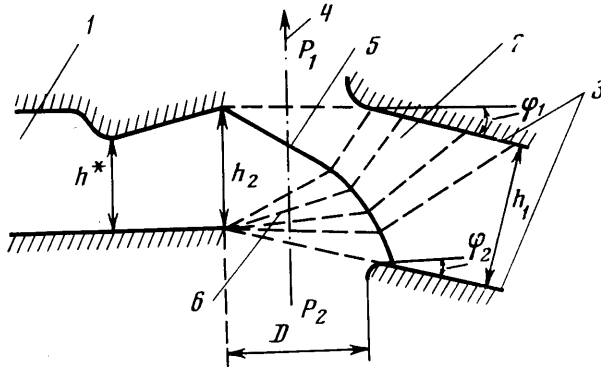
Рабочее давление в резонаторе газовых лазеров в большинстве случаев колеблется от 30 до 100 мм рт. ст. Поэтому при выводе лазерного излучения в атмосферу возникает проблема изоляции резонатора от атмосферного давления. В малоомощных лазерах ( $N \leq 1$  квт/см<sup>2</sup>, где  $N$  — мощность излучения лазера) для этих целей применяются оптические окна из монокристаллов NaCl (CO<sub>2</sub>-лазер), CaF<sub>2</sub> (CO-лазер) и т. д. [1]. Коэффициент поглощения энергии излучения такими оптическими окнами в среднем 0.02—0.2%, поэтому при удельных мощностях стационарного излучения лазера порядка 3 квт/см<sup>2</sup> и более вывод луча через монокристаллические окна затруднен из-за чрезмерного нагрева их поглощенным излучением и последующим разрушением окон. В этом случае для вывода лазерного луча из резонатора вместо монокристаллических окон используются так называемые газодинамические окна (шлюзы, затворы) с поперечной прокачкой газа [2] или эжекторного типа, обеспечивающие

необходимую разность давлений и допустимые перетоки газа между резонаторной полостью лазера и окружающей средой.

В работе приведено описание конструкций газодинамических окон, их характеристики и режимы работы, а также данные экспериментальных исследований работы газодинамических окон с поперечной прокачкой газа в широком диапазоне изменения размеров окон и параметров газового потока.

1. Конструктивно газодинамический затвор (фиг. 1) состоит из плоского сверхзвукового сопла 1 и выхлопного канала — газоведа 2. Между срезом сверхзвукового сопла и входом в газовод располагается отверстие (апертура) 4 для вывода излучения.

Газодинамический затвор с заданными величинами апертуры  $D$  и коэффициента давления  $\psi = p_1/p_2$  можно характеризовать следующими параметрами: 1) расходом запирающего газа  $G_1$ ; 2) расходом газа через затвор в полость резонатора  $G_2$ ; 3) числом Маха потока запирающего газа  $M$ ; 4) степенью нерасчетности работы



Фиг. 1

сопла затвора  $n$ , равной отношению статического давления на срезе сопла  $p_2$  к давлению окружающей среды  $p_1$ ; 5) эффективностью затвора  $\sigma$ , равной отношению  $G_2$  при работающем затворе к  $G_2$  при неработающем затворе (через апертуру затвора); 6) величиной ослабления и отклонения лазерного луча, прошедшего через затвор.

В зависимости от значения параметра  $n$  можно выделить следующие режимы работы газодинамического затвора.

1.  $n = 1/\psi$  или  $p_3 = p_2$ . В этом случае разность давлений между резонатором лазера и окружающей атмосферой обеспечивается за счет скачка уплотнения 5 с интенсивностью  $\psi$ . Расход запирающего газа через сопло в этом случае будет минимален. К существенным недостаткам этого режима следует отнести необходимость создания потока запирающего газа с большими числами Маха (при  $\psi > 10$ ,  $M > 5$ ) с соответственно высоким начальным полным давлением. Кроме того, возможен отрыв пограничного слоя в сопле из-за сильного перерасширения потока. По этим причинам практическое использование такого режима ограничивается величинами  $\psi < 3$  и в работе не рассматривается.

2.  $1 > n > 1/\psi$ . В этом случае разность давлений между полостью резонатора и окружающей средой создается системой волн расширения со стороны низкого давления 6 и косоугольного скачка уплотнения со стороны области высокого давления 5 (фиг. 1). Очевидно, что для минимизации расхода запирающего газа необходимо работать при наибольшей возможной интенсивности скачка уплотнения, определяемой, как и в предыдущем случае, из условия безотрывного течения в пограничном слое сопла.

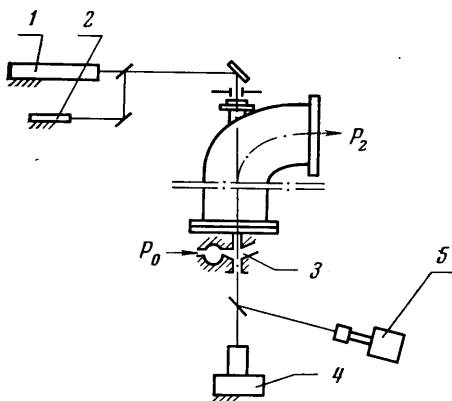
К недостаткам этого режима следует отнести наличие нелинейных изменений показателя преломления в струе газа, что может привести к ослаблению и уходу излучения в дальней зоне.

3.  $n \geq 1$  или  $p_2 > p_1$ . В этом случае разность давлений в затворе создается либо в центрированной волне расширения со стороны низкого давления ( $n = 1$ ), либо в системе волн расширения со стороны низкого и высокого давления ( $n > 1$ ). При таком режиме работы затвора, так же как и в случае  $n = 1/\psi$ , возникают лишь линейные возмущения фазы в выходной апертуре, которые соответствуют изменению направления луча и не ведут к ослаблению его интенсивности в дальней зоне. Недостатком этого режима является увеличенный по сравнению со случаем  $n < 1$  расход запирающего газа.

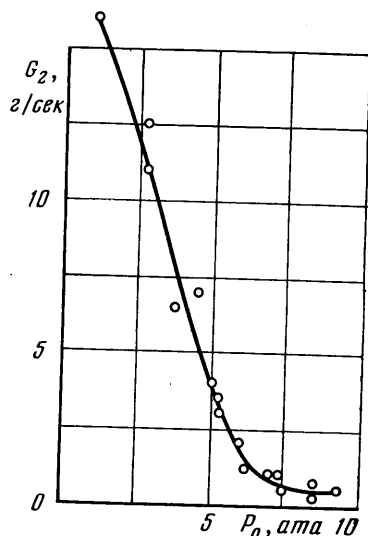
Аналитические зависимости величины расхода запирающего газа от определяющих параметров затвора можно найти в работе [2].

Целью настоящих исследований является определение оптимальных значений параметров  $M$  и  $n$ , обеспечивающих при заданных значениях  $D$  и  $\psi$  минимизацию параметров  $G_1$  и  $\sigma$  при условии сохранения допустимой степени ослабления или искажения лазерного луча.

2. Эксперименты по исследованию характеристик газодинамических окон проводились на газодинамическом стенде, состоящем из вакуумной установки и магистрали воздуха высокого давления. Схема стенда и оптическая схема для измерения характеристик луча приведены на фиг. 2. Производительность вакуумной установки менялась от 0,3 до 2,5 м<sup>3</sup>/сек, давление в полости резонатора составляло  $p_2=16 \div \pm 115$  мм рт. ст., коэффициент давления затвора при этом менялся в пределах  $\psi=45 \div 6$ .



Фиг. 2



Фиг. 3

Число Маха сопла менялось в пределах  $M=1.6 \div 2.9$ , апертура окон от 10 до 70 мм. Давление на входе в сопло в зависимости от числа Маха и степени нерасчетности сопла менялось от 1,5 до 23 атм. Расход через сопло составлял от 0,05 до 2 кг/сек. Сопла были выполнены непрофилированными, с прямолинейными образующими с одно- и двухсторонним раскрытием сверхзвуковой части. Боковые стенки затвора были прозрачными, что позволяло проводить визуальные исследования течения. Крыльчатки, образующие газодатчик затвора, устанавливались на расстоянии  $D$  от среза сопла и могли регулироваться по углу наклона и по высоте  $h_1$ .

Проводились замеры полного давления на входе в сопло (образцовым манометром типа МО-160), статического давления в полости резонатора (анероидом ВК-316) и фотографирование теневой картины течения в затворе (прибором ИАВ-451).

Количество натекающего в полость резонатора газа  $G_2$  определялось по предварительной тарировке вакуумной системы. Оптические характеристики затвора исследовались на окне с апертурой  $D=10$  мм и  $M=2$ .

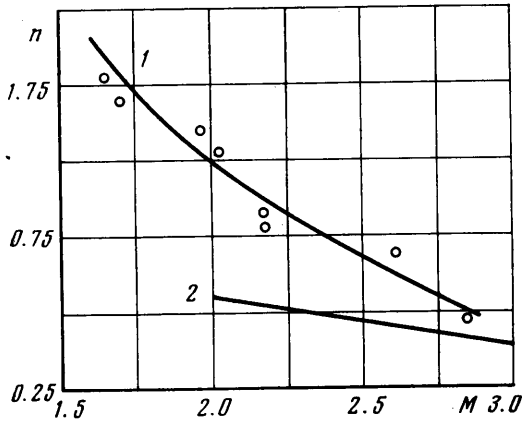
При исследовании оптических характеристик измерялось отклонение луча и изменение его мощности при прохождении через плоскую струю запирающего газа. В качестве опорного луча использовалось излучение СО<sub>2</sub>-лазера ЛГ-25 1, фиг. 2. Приемниками излучения служили ИБМ-1 4 и термопарный приемник 5, а также светочувствительная бумага. Регистрация проводилась самописцем ЭПП-09. Юстировка системы осуществлялась с помощью лазера ЛГ-56 2. Ошибки при замере газодинамических параметров не превышали 1,5%, оптических — не более 0,5%.

3. Результаты экспериментальных исследований приведены на фиг. 3—5. На фиг. 3 представлена типичная зависимость расхода натекающего газа через затвор от полного давления на входе в сопло с  $M=2$ . Как видно, увеличение полного давления на входе в сопло приводит к уменьшению натекания в полость резонатора. При определенном давлении происходит «насыщение» величины натекания, что соответствует максимальной эффективности затвора, и дальнейшее увеличение полного давления не приводит к улучшению его работы. Видно, что в данном случае в затворе реализуется режим течения 3 с расширением потока ( $n=1$ ). Поскольку величина полного давления на входе в сопло прямо пропорциональна расходу запи-

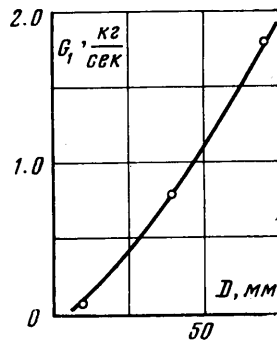
рающего газа, то работа затвора при  $n > 1$  нецелесообразна для данного сопла. При  $n < 1$  имеет место увеличение натекания при одновременном уменьшении расхода запирающего газа.

Как показали исследования, изменение давления в полости резонатора в пределах  $p_2 = 16 \div 115$  мм рт. ст. ( $\varphi = 45 \div 6$ ) при  $n = 1$  практически не сказывается на величине натекания. Величина натекания в полость резонатора при работе затвора в режиме максимальной эффективности определяется, видимо, совершенством конструкции выхлопного канала.

В зависимости от выбранной величины числа  $M$  сопла максимальная эффективность затвора получается при определенной степени нерасчетности  $n$ . При  $M > 2$  мак-



Фиг. 4



Фиг. 5

симальная эффективность получается при  $n < 1$ , т. е., как уже указывалось, при комбинированном режиме работы затвора, а при  $M < 2$  максимальная эффективность имеет место при  $n > 1$ , т. е. в режиме, когда  $P_3 > P_1$  и расширение потока запирающего газа происходит не только в сторону резонатора, но и в сторону окружающей атмосферы. Сказанное выше иллюстрируется зависимостью 1, приведенной на фиг. 4. На этой же фигуре нанесена зависимость 2 предельной степени перерасширения потока, при которой еще отсутствует отрыв пограничного слоя на срезе сопла (над кривой 2), от числа  $M$  [3]. Из сопоставления кривых видно, что в исследованном диапазоне чисел  $M$  при  $n < 1$  отрыва пограничного слоя в соплах не было.

Максимальная полученная эффективность работы затвора составляла  $\sigma \approx 4\%$ . Нулевого натекания получено не было.

Как видно из фиг. 4, число  $M$  сверхзвукового сопла однозначно определяет оптимальное значение параметра  $n$  и, следовательно, режим работы затвора. Поэтому выбор значения числа Маха для данного затвора должен проводиться с учетом преимуществ и недостатков соответствующего режима работы затвора, исходя из конкретных требований к его характеристикам.

Зависимость минимального потребного расхода запирающего газа в исследованных затворах с максимальной эффективностью от диаметра апертуры окна представлена на фиг. 5.

Исследования показали, что раскрытие сопла в сторону окружающей среды дает больший эффект в работе затвора, чем раскрытие в сторону вакуумной полости. Сопло с двухсторонним раскрытием является промежуточным между первым и вторым вариантами. Изменение углов установки крыльчаток газовода  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  в пределах  $15 \div 10^\circ$  не оказало существенного влияния на эффективность затвора.

Наличие газовода и его геометрия оказывают решающее влияние на получение максимальной эффективности затвора. Было получено, что оптимальная относительная площадь газовода в зависимости от расчетного числа Маха и угла раскрытия сопла составляет  $F = h_1/h_2 \approx 2.5 \div 3.5$ , причем  $F$  растет с уменьшением числа  $M$ .

Отсутствие газовода ухудшает работу затвора. Так, для сопла с числом  $M = 1.9$  отсутствие газовода увеличивало натекание в резонатор в 2 раза.

В период запуска затвора и выхода его на номинальный режим ( $\sim 2.5$  сек) наблюдалось уменьшение мощности излучения до 4%, что, видимо, связано с наличием нелинейных возмущений в потоке. Однако в установившемся режиме уменьшения полной мощности на затворе с числом  $M = 2$  и  $n = 1$  не обнаружено. Отклонение луча

при прохождении через газовую струю в установившемся режиме составляло  $\approx 1^\circ$ , что находится в хорошем согласии с оценочными расчетами.

В заключение авторы благодарят Х. М. Файзулина, В. М. Абрамова, С. А. Данилушкина, Б. Я. Любимова и Л. В. Большова за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

Поступила 19 IV 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965.
2. *Parmentier E. M.* Supersonic flow aerodynamic windows for high-power lasers. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 7. (Рус. перев.: Сверхзвуковые аэродинамические пленки для мощных лазеров. Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 7).
3. Колт, Бедел. Характеристики конического ракетного сопла при течении с отрывом от стенки. Вопр. ракетн. техн., 1966, № 3.

УДК 533.95

### ОБ ИМПУЛЬСЕ, ВЫЗВАННОМ ПАДЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТЬ СИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. МИХАЙЛОВ

(Москва)

Изучается нестационарное течение, возникающее в покоящемся газе при падении на плоскую поверхность пучка сильного излучения. Предлагается схема течения и выводятся приближенные соотношения для определения величины импульса, вызванного достаточно длительным облучением тела. Результаты расчета сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

При падении интенсивного излучения на твердую поверхность может происходить испарение или распыление материала, приводящее к образованию нестационарного течения в окружающем тело покоящемся газе.

Рассмотрим случай, когда в центр круглой пластины падает параллельный пучок сильного излучения. Примем, что относительный поперечный размер пучка мал и, следовательно, течение близко к осесимметричному, а термодинамические свойства окружающего газа могут быть аппроксимированы двумя показателями адиабаты  $\kappa$  и  $\kappa_\infty$ .

При этом  $\kappa$  соответствует газу, нагретому излучением, а  $\kappa_\infty$  — холодному газу. Тогда можно ввести следующие критерии подобия рассматриваемой задачи:

$$(1) \quad \kappa, \kappa_\infty, N_1 = F/f \\ N_2 = a_\infty^5 \rho_\infty \tau^2 (E_f f)^{-1}, \quad N_3 = a_\infty^3 \rho_\infty F (E_f f)^{-1}$$

Здесь  $F$  — площадь пластины;  $f$  — площадь поперечного сечения луча;  $\tau$  — время действия излучения;  $E_f$  — энергия, протекающая через единицу площади поперечного сечения в единицу времени;  $\rho_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $a_\infty$  — давление, плотность и скорость звука в невозмущенном газе.

Дальнейшее рассмотрение будем проводить в безразмерных переменных, обозначив через  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $r$ ,  $t$  соответственно безразмерные скорость, давление, плотность, линейный размер и время. В качестве характерных величин (обозначенных звездочкой) используем  $u_* = [2(\kappa^2 - 1)E_f \rho_\infty^{-1}]^{1/2}$ ,  $p_* = \rho_\infty u_*^2$ ,  $\rho_* = \rho_\infty$ ,  $r_* = (f/\pi)^{1/2}$ ,  $t_* = r_*/u_*$ .

Для построения схемы течения, следуя [1], примем, что вдоль светового пучка навстречу излучению с постоянной скоростью  $u_s$  распространяется плоская ударная волна (квазиодномерное течение). Пренебрегая противодавлением ( $p_\infty \approx 0$ ) и считая скорость звука за скачком равной скорости потока относительно скачка (режим Чепмена — Жуге), получим  $u_s = 1$ . При  $t \gg 1$  скачок отойдет от поверхности пластины на расстояние  $r \gg 1$ . При этом давление газа вблизи пластины станет много меньшим давления за скачком  $p_s$ , а скорость газа в стационарной (связанной со скачком) системе координат будет близка к максимально возможной скорости  $\kappa/\sqrt{\kappa^2 - 1}$  [2]. Переходя к системе, связанной с покоящимся газом, вычитаем из указанного значения