

07; 08; 12

© 1990 г.

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЭИ ЛАЗЕРОВ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. А. Блинов, В. Н. Котеров, А. Г. Красноский, Н. В. Чебуркин

Представлены результаты теоретических исследований влияния акустических волн, вызванных импульсно-периодическим тепловыделением в ограниченной области газодинамического канала ЭИ лазера, на угловые характеристики излучения. Получены асимптотические выражения для вычисления распределения возмущений плотности в канале прямоугольного сечения перед каждым импульсом тепловыделения. Проведены исследования зависимостей амплитудных и спектральных характеристик возмущений плотности от геометрических габаритов канала и области разряда, частоты следования импульсов тепловыделения, наличия поглотителей акустических возмущений на стенках канала и других параметров. Выявлена анизотропия расходимости излучения, связанная с рефракцией лучей на акустических возмущениях плотности как при малых, так и при близких к скорости звука скоростях прокачки лазерной смеси.

Введение

Важной проблемой, возникающей при создании высокоэнергетических проточных импульсно-периодических (ИП) газовых лазеров с расходимостью излучения, близкой к дифракционному пределу, является обеспечение оптической однородности активной среды перед каждым импульсом накачки. Даже незначительные по амплитуде возмущения плотности могут существенно влиять на расходимость [1] и энергетические параметры [2] лазерного пучка. Одной из важнейших причин нарушения однородности активной среды является наличие в камере лазера газодинамических возмущений плотности [3, 4], не успевающих затухать за промежуток времени между импульсами накачки, даже если этот промежуток значительно превышает время выноса «тепловой пробки» [5] из активной области. Для электроионизационных (ЭИ) ИП лазеров с дозвуковой прокачкой активной среды в формировании газодинамического поля перед каждым текущим импульсом генерации существенна роль поперечных к направлению потока акустических волн [4]. Одной из причин их возникновения является неоднородность импульсного энерговыделения в этом направлении, связанная с конструктивными особенностями разрядной камеры таких устройств (см., например, [6]).

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию пространственно-временной эволюции газодинамических возмущений в активном объеме проточных ЭИ ИП лазеров и оценке влияния этих возмущений на угловые характеристики излучения таких устройств. Импульсы тепловыделения, инициирующие газодинамические движения, моделируются мгновенным изохорическим изменением давления и температуры газа в активном объеме. Газодинамические возмущения описываются уравнениями линейной акустики, формальным критерием применимости которых является требование малости параметра $\epsilon = (\gamma - 1)W_0 / \gamma p_0$ [3], где γ — отношение удельных теплоемкостей газа, W_0 — характерное значение объемной плотности тепловыделения в импульсе, p_0 — невозмущенное давление. Используется грубое, но часто применяемое приближение [3, 4]: предполагается, что проточная часть лазера является каналом прямоугольного сечения.

1. Затухание акустических возмущений, инициированных моноимпульсным тепловыделением

Пусть в ограниченной области бесконечного канала прямоугольного сечения ($-\infty < x < \infty$, $0 < y < L_y$, $0 < z < L_z$), заполненного газом, движущимся с постоянной скоростью u_0 , в момент времени $t=0$ осуществляется однократное тепловыделение, приводящее к мгновенному изменению давления и температуры в этой области при неизменной скорости и плотности газового потока (рис. 1). Установим асимптотические законы затухания развивающихся при $t > 0$ акустических колебаний среды, предполагая в отличие от [4], что отражение волн от стенок канала сопровождается поглощением части энергии колебаний.

Рассмотрим вначале двумерные возмущения, считая газовый поток в направлении z однородным. Как известно (см., например, [7]), в линейной акустической теории возмущения давления определяются решением уравнения¹

$$\left[\partial/\partial t + M\partial/\partial x \right]^2 p = \partial^2 p/\partial x^2 + \partial^2 p/\partial y^2, \quad (1.1)$$

где $M = u_0/a_0$ — число Маха невозмущенного потока.

Уравнению (1.1) удовлетворяют плоские гармонические волны $\exp[i(nx + qy - \omega t)]$, в которых частота колеба-

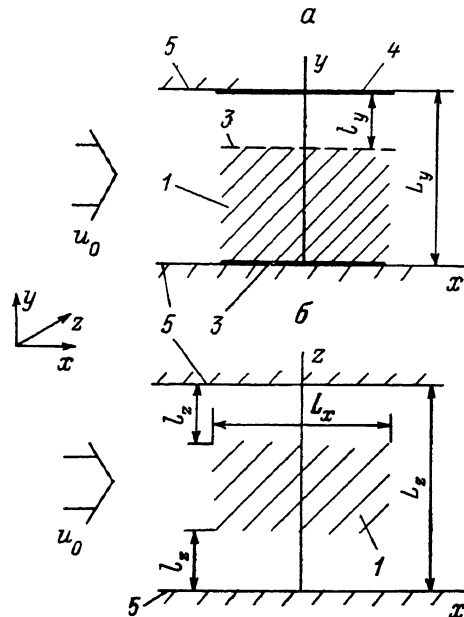


Рис. 1. Геометрическая постановка задачи.

Вид сбоку (а) и сверху (б) участка газодинамического канала ЭИ лазера. 1 — область разряда, 2 — ламельный катод, 3 — сплошной анод, 4 — фольга электронной пушки, 5 — стенки канала.

ний ω связана с проекциями n и q волнового вектора на оси x и y дисперсионным соотношением

$$\omega(n, q) = nM + (n^2 + q^2)^{1/2}. \quad (1.2)$$

Согласно [8], краевые условия на стенках $y=0$ и $y=L_y$, описывающие поглощения части звуковой энергии при отражении гармонического возмущения от стенок канала, могут быть записаны в виде

$$\partial p/\partial y = \mp iG_{0,L}^y \omega_M(n, q)p, \quad \omega_M(n, q) = (\omega - nM)^2/\omega, \quad G_{0,L}^y = \rho_0 a_0 / Z_{0,L}^y, \quad (1.3)$$

где $G_{0,L}^y$ и $Z_{0,L}^y$ — акустические проводимости и импедансы стенок (верхний знак и первый индекс у G и Z относятся к стенке $y=0$, а нижний знак и второй индекс — к стенке $y=L_y$).

При этом коэффициенты отражения $\alpha_{0,L}$ стенок (отношение амплитуд отраженной и падающей волн) определяются выражением

$$\alpha_{0,L}(n, q) = (q - G_{0,L}^y \omega_M) / (q + G_{0,L}^y \omega_M).$$

Суперпозиция двух переходящих друг в друга при отражении от стенок бегущих гармонических волн с одинаковыми частотами ω и волновыми числами n ,

¹ Ниже все линейные размеры будут относиться к характерной длине L_x , за которую можно принять эффективный размер области энерговыведения вдоль потока; время отнесем к величине $t_0 = L_x/a_0$, где a_0 — невозмущенная скорость звука, а возмущения p и ρ давления и плотности газа будем нормировать на невозмущенные значения p_0 и ρ_0 этих величин.

но с противоположными по знаку значениями q , является волной, стоящей по поперечному направлению y и бегущей вдоль направления движения потока. При выполнении условий (1.3) она описывается выражением

$$\varphi = \exp \{i [nx - \omega(n, q)t]\} \Phi(y), \quad (1.4a)$$

$$\Phi(y) = 1/2 [\alpha_0(n, q) \exp(-iqy) + \exp(iqy)], \quad (1.4b)$$

в котором волновое число q может принимать только дискретный набор значений, удовлетворяющих соотношению

$$\alpha_0(n, q) \alpha_l(n, q) = \exp(-2iqL_y), \quad (1.5)$$

и, так же как частота ω (1.2), может принимать комплексное значение, если $\alpha_0 \alpha_l \neq 1$.

Естественно предполагать далее, что произвольные возмущения могут быть представлены в виде суперпозиции фундаментальных решений (1.4), (1.5). Однако на таком пути возникают значительные математические трудности. Поэтому ограничимся режимом сильного рассогласования акустических импедансов среды и стенок, когда акустическая проводимость стенок мала: $G_{0,L}^y \ll 1$. В этом случае влияние поглощающих стенок в первом приближении сводится к появлению у частоты колебаний отличной от нуля мнимой части [9]. Действительно, используя малость параметров $G_{0,L}^y$, с точностью до главных членов из (1.2), (1.4b), (1.5) можно получить

$$\begin{aligned} \Phi(y) &= \cos K_m y, \quad K_m = \pi m / L_y, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \\ \omega(n, q) &= \omega(n, K_m) - id(n, K_m), \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$d(n, K_m) = G_{\Sigma}^y \omega_m(n, K_m) / L_y (n^2 + K_m^2)^{1/2}, \quad G_{\Sigma}^y = G_0^y + G_L^y,$$

где G_{Σ}^y — суммарная акустическая проводимость стенок.

Отметим, что рассмотренное приближение слабого затухания часто встречается на практике. Например, согласно [10], акустическая проводимость бесконечно толстых стенок из стали составляет для азота при нормальных условиях величину $G \sim 10^{-5}$. В этом случае условие применимости приближения $\omega(n, K_m) \gg d(n, K_m)$ как нетрудно проверить, выполняется для возмущений с длиной волны $l \ll 5 \cdot 10^5 L_y$. Для стенок канала, имеющих конечную толщину, значения акустической проводимости возрастают и она может принимать комплексные значения.

Обратимся теперь к общему трехмерному случаю. Будем полагать для простоты, что объемная плотность энерговыделения в импульсе представима в виде

$$W = W_0 W_1(x) W_2(y) W_3(z), \quad (1.7)$$

причем безразмерную функцию $W_1(x)$, описывающую распределение энерговклада вдоль потока, будем считать затухающей при $|x| > 1/2$ (предположение о нелокальности этой функции связано с наличием заметного рассеяния электронного пучка в активном объеме [11]). Тогда, отыскивая решения акустической задачи методом разделения переменных с использованием техники разложения Фурье, можно получить, что в приближении слабого затухания возмущения ρ и p плотности и давления при $t > 0$ представимы в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_w + p/\gamma, \quad \rho_w = -\varepsilon W_1(x - Mt) W_2(y) W_3(z), \\ p/\gamma &= \varepsilon \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} B_m C_p H_{mp}(t, x) \cos(\pi m y / L_y) \cos(\pi p z / L_z), \end{aligned} \quad (1.8)$$

где функция $H_{mp}(t, x)$ определяется интегралом

$$H_{p}(t, x) = \operatorname{Re} \left\{ (1/2\pi)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} A(n) \exp[-d(n, K_{mp})t + i(nx - \omega(n, K_{mp})t)] dn \right\},$$

$$K_{mp} = ((\pi m/L_y)^2 + (\pi p/L_z)^2)^{1/2},$$

$$d(n, K_{mp}) = ((1 - \delta_{m0})(G_{\omega M}^2(n, K_{m0})/L_y) + (1 - \delta_{p0})(G_{\omega M}^2(n, K_{0p})/L_z)/(n^2 + K_{mp}^2))^{1/2}. \quad (1.9)$$

Здесь δ_{m0} — символ Кронекера, амплитуды B_m и C_p — коэффициенты разложения для продолженных четным образом на интервалы $-L_y < y < L_y$, $-L_z < z < L_z$ функций $W_2(y)$ и $W_3(z)$ в ряды Фурье, а $A(n)$ — Фурье-образ функции $W_1(x)$.

При $t > t_M = 1/M$, где t_M — характерное время выноса «тепловой пробки» из рабочей области лазера и для значений $x < Mt$ методом стационарной фазы, может быть получено следующее асимптотическое выражение для функции $H_{mp}(t, x)$ в представлении (1.9):

$$H_{mp}(t, x) \approx A(n_{mp}^*) (\exp(-t/t_{mp}^{**})(t/t_{mp}^*)^{-1/2}) \times \\ \times \cos\{n_{mp}^*x + [n_{mp}^*(1 - M^2)/M + \text{Im} d(n_{mp}^*, K_{mp})]t - \pi/4\},$$

$$n_{mp}^* = -MK_{mp}/(1 - M^2)^{1/2}, \quad t_{mp}^* = K_{mp}/(1 - M^2)^{3/2}, \quad t_{mp}^{**} = (\text{Re} d(n_{mp}^*, K_{mp}))^{-1}. \quad (1.10)$$

Здесь n_{mp}^* — x -компонента волнового вектора возмущения, испытывающего наименьшее затухание; t_{mp}^* , t_{mp}^{**} — характерные времена затухания, причем величина t_{mp}^{**} , определяющая экспоненциальное затухание, пропорциональна величине импедансов стенок канала.

В случае полного отражения акустических возмущений от стенок канала ($G_{0,z}^2 = 0$) асимптотические выражения (1.8), (1.10) для двумерных возмущений давления газа совпадают с выражением, полученным в работе [4]. Анализ этих формул позволяет сделать несколько следующих утверждений, дополняющих выводы, содержащиеся в [4].

1. Вследствие поглощения энергии звуковых волн на стенках канала затухание амплитуды наиболее долгоживущих Фурье-компонент в решении (1.8), (1.10) происходит по экспоненциальному закону с характерным временем $t_{mp}^{**} = (1 - M^2)L_y/G_{\Sigma}^2$, не зависящим от длины волны этих возмущений.

2. Отношение характерных пространственных масштабов изменения возмущений плотности среды (показателя преломления) вдоль осей x и y для всех гармоник, входящих в сумму (1.8), равно $M/(1 - M^2)^{1/2}$ и определяется только скоростью прокачки газа. Это свидетельствует о наличии анизотропии градиентов показателя преломления среды как при малых, так и при близких к единице значениях числа Маха.

3. Относительная доля m -гармоники в сумме (1.8) зависит от вида функции энерговыделения вдоль потока газа и пропорциональна величине $A(M\pi m/L_y(1 - M^2)^{1/2})(m/L_y)^{1/2}$. Это означает, что частотный спектр возмущений сужается при увеличении скорости прокачки газа, при создании более гладких распределений энерговыделения вдоль потока (для гауссового распределения $W_1(x) = \exp(-4x^2)$ функции $A(n) = 2^{-1/2} \exp(-n^2/16)$, для однородного распределения $A(n) = (2/\pi)^{1/2} \sin(n/2)/n$) и при уменьшении относительной ширины канала.

Все предыдущие результаты были получены для невязкого непроводящего тепло газа. Силы вязкости и теплопроводность приводят к дополнительному поглощению энергии акустических возмущений в объеме газа. Для интересующего нас диапазона частот влияние этих эффектов может быть в первом приближении [12] учтено с помощью изменения собственных частот системы акустических уравнений

$$\omega(n, K_{mp}) = \omega(n, K_{m\tau}) + i\alpha(n^2 + K_{mp}^2),$$

$$\alpha = (4\eta/3 + (\gamma - 1)\kappa/c_p)/2\rho_0 L_x a_0.$$

Здесь η , κ , c_p — динамический коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость при постоянном давлении. Сравнение (1.6) и (1.11) показывает, что объемное затухание звука необходимо учитывать для

возмущений с длиной волны $l < l_* = \alpha 4\pi^2 (1 - M^2) L_y / G_y^y$. При нормальных условиях для азота значение l_* составляет $6.4 \cdot 10^{-4} L_x$, если $M = 0.2$, $L_y = 0.4$, $G_y^y = 0.001$. Так как в интересующем нас диапазоне параметров акустические возмущения с такой длиной волны практически не возбуждаются, то в дальнейшем анализе, мы будем пренебрегать объемным затуханием звуковых волн.

2. Звуковые волны в активном объеме лазера при ИП режиме тепловыделения и их влияние на оптическое качество лазерного пучка

В линейной акустической теории отдельные частотные составляющие возмущений являются независимыми. Поэтому акустическое поле плотности ρ^S непосредственно перед S -импульсом ИП серии тепловыделения может быть найдено путем суммирования возмущений, порожденных всеми предшествующими импульсами,

$$\rho^S = \rho_W^S + \varepsilon \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} B_m c_p H_{mp}^S(\tau, x) \cos(\pi m y / L_y) \cos(\pi p z / L_z), \quad (2.1)$$

$$H_{mp}^S(\tau, x) = \sum_{s=1}^{S-1} H_{mp}(s\tau, x) = \operatorname{Re} \left\{ (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} A(n) e^{inx} \frac{e^{-(d+i\omega)\tau} - e^{-(d+i\omega)s\tau}}{1 - e^{-(d+i\omega)\tau}} dn \right\},$$

$$\rho_W^S = -\varepsilon \sum_{s=1}^{S-1} W_1(x - M\tau s) W_2(y) W_3(z), \quad (2.2)$$

где τ — интервал времени между импульсами тепловыделения, предполагаемый постоянным.

С увеличением номера S -импульса тепловыделения в серии устанавливается стационарное, не меняющееся от импульса к импульсу распределение плотности ρ^∞ , имеющее вид (2.1) с ядром

$$H_{mp}^\infty(x) = \operatorname{Re} \left\{ (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(n) e^{inx} e^{-(d+i\omega)\tau} / (1 - e^{-(d+i\omega)\tau}) dn \right\}. \quad (2.3)$$

Нам не удалось определить асимптотику интеграла (2.3). Поэтому, учитывая, что для большинства ИП ЭИ лазеров интервал времени между импульсами накачки (генерации) $\tau > t_M$, мы искали акустическое поле ρ^S перед каждым текущим импульсом, численно суммируя асимптотики (1.8), (1.10). При этом вследствие быстрого затухания функции $W_1(x)$ для $|x| > 1/2$ мы пренебрегли величиной ρ_W , т. е. вкладом тепловой пробки в формирование профиля плотности. Для вычисления ρ^∞ расчеты продолжались до тех номеров s , при которых переставала меняться ρ^S .

Влияние акустических возмущений плотности на угловые параметры излучения мы оценивали с помощью вычисления набега фазы пучка Φ_S в геометрическом приближении за один проход через активную среду параллельно оси z

$$\Phi_S = (2\pi/\lambda) \cdot L_x g \int_0^{L_z} \rho^S(x, y, z, t) dz = \delta C_0 \sum_{s=1}^{S-1} \sum_{m=1}^{\infty} B_m H_{m0}(s\tau, x) \cos(\pi m y / L_y),$$

$$\delta = (2\pi/\lambda) L_x L_z g \varepsilon. \quad (2.4)$$

Здесь λ — длина волны излучения, g — постоянная Гладстона—Деяля среды. Из выражения (2.4) видно, что для вычисления набега фазы достаточно рассмотреть двухмерную акустическую задачу, а влияние третьей размерности z учесть с помощью домножения на величину C_0 . Следуя, например, работе [13], оптическое качество активной среды будем характеризовать дисперсией набега фазы излучения $D_S(\Phi_S)$ на одном проходе через активную среду

$$D_S^2(\Phi_S) = (\Phi_S - \bar{\Phi}_S)^2.$$

Усреднение в формуле (2.5) будем вести по всему поперечному сечению области энерговклада. Согласно (2.4), для каждого S -импульса тепловыделения величина $D_S(\Phi_S)$ пропорциональна дисперсии $D_S(\rho^S)$ возмущений плотности среды, реализующихся перед S -импульсом тепловыделения²

$$D_S^2(\rho^S) = 1/L_* \int_{-1/2}^{1/2} dx \int_0^{L_*} dy (\rho^S(x, y, t) - \bar{\rho})^2,$$

$$\bar{\rho} = 1/L_* \int_{-1/2}^{1/2} dx \int_0^{L_*} dy \rho^S(x, y, t), \quad L_* = L_y - l_y. \quad (2.6)$$

При этом предполагается, что длительность лазерного импульса, прошедшего через среду, меньше характерного периода колебания плотности газа. Послед-

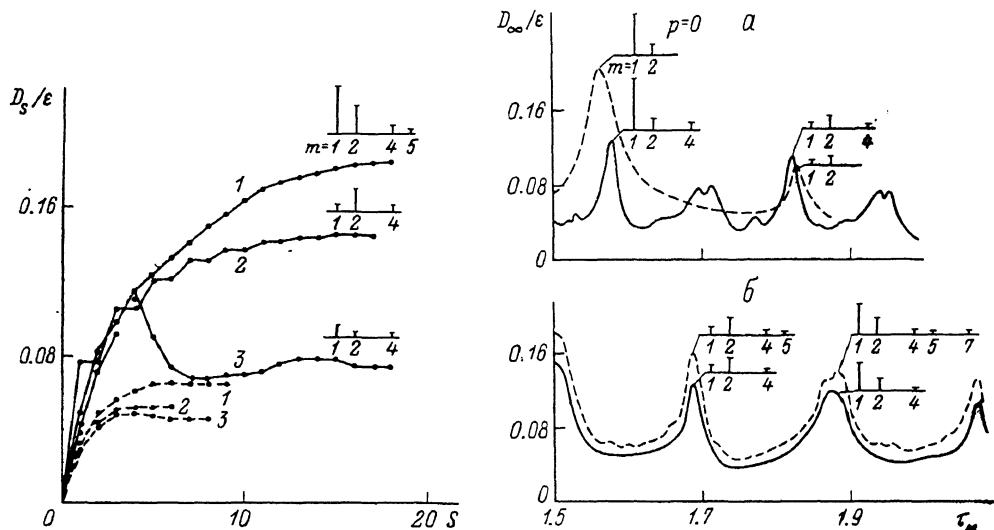


Рис. 2. Дисперсии возмущений плотности в области разряда, реализующихся перед S -импульсом тепловыделения в сериях с различными интервалами времени между импульсами накачки для двух значений суммарной акустической проводимости стенок канала $G_{\Sigma}^2 = 0.02$ (сплошные линии) и 0.04 (штриховые линии) при $M = 0.2$.

τ_M : 1 — 1.21, 2 — 1.83, 3 — 1.69.

Рис. 3. Зависимости дисперсии возмущений плотности, установившихся в серии импульсов, от интервала времени между импульсами для $M = 0.2$ (сплошные линии) и 0.4 (штриховые линии) (а) и для двух различных распределений $W_1(x)$ при $M = 0.3$ (б).

Сплошные линии — $W_1(x) = \exp(-4x^2)$, штриховые — $W_1(x) = 1$, если $|x| \leq 1/2$, и $W_1(x) = 0$, если $|x| > 1/2$.

нее позволяет пренебречь изменением плотности за время лазерного импульса.

В иллюстрирующих работу примерах будет рассмотрено следующее простейшее модельное распределение энерговклада:

$$W_2(y) = \begin{cases} 1, & 0 < y < L_y - l_y, \\ 0, & L_y - l_y < y < L_y, \end{cases}$$

$$W_3(z) = \begin{cases} 1, & l_x < z < L_x - l_z, \\ 0, & z < l_x, \quad L_x - l_z < z < L_x, \end{cases} \quad (2.7)$$

где l_y и l_x — размеры областей канала, в которых отсутствует энерговыведение (рис. 1).

² Здесь и везде в дальнейшем под ρ^S понимается двумерное распределение плотности, постоянное вдоль оси z .

Наличие таких областей связано с необходимостью защиты фольги электронной пушки и зеркал резонатора (или окон вывода излучения) от пробоев разрядного промежутка [6]. Поверхность $y=L_y-l_y$, $l_z < z' < L_z-l_z$ предполагается сетчатым или ламельным катодом основного разряда, имеющим 100%-ную прозрачность для акустических возмущений. Если это не оговорено особо, то габариты канала и области тепловыделений $L_y=0.6L_x$, $l_y=0.2L_x$, $L_z=6L_x$, $l_z=1.5L_x$, распределение тепловыделения вдоль потока гауссово

$$W_1(x) = \exp(-4x^2),$$

акустические проводимости стенок $G_x^z=0$, $G_x^y=0.02$, значение коэффициента $C_0=1-2l_z/L_z=0.5$. Промежуток времени между импульсами накачки характеризуется параметром $\tau_M=M\tau$.

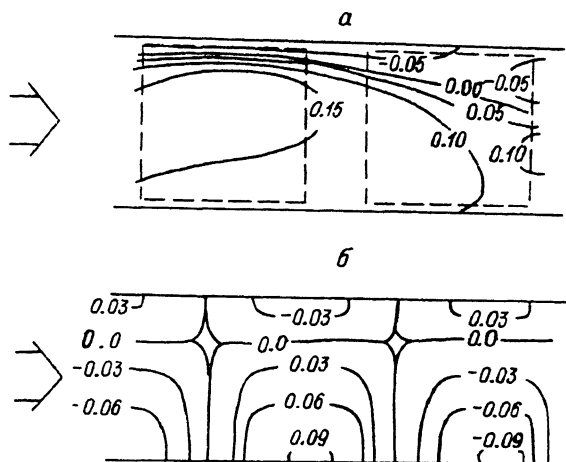


Рис. 4. Изолинии возмущений плотности ρ/ϵ внутри разрядного промежутка, установившихся в серии импульсов тепловыделения при $\tau_M=1.71$, $M=0.2$ (а) и $\tau_M=1.6$, $M=0.8$ (б).

Штриховые линии — сечение зондирующего пучка; анод снизу.

Для случая $M=0.2$ на рис. 2 представлены зависимости дисперсии плотности, рассчитанные по формуле (2.6), от номера импульса тепловыделения в серии для трех различных значений τ_M и двух суммарных акустических проводимостей G_x^y . В результате ИП тепловыделения в канале устанавливается стационарное распределение возмущений плотности, амплитуды Фурье-гармоник которого с индексом $p=0, 1, 2, 3, \dots$ приведены на этом рисунке. Увеличение акустической проводимости стенок канала способствует сокращению числа предшествующих импульсов тепловыделения, влияющих на установившееся распределение плотности. пилообразное нарастание дисперсии плотности в серии импульсов с $\tau_M=1.83$ связано с резонансным сложением колебаний с четными значениями индекса m , в то время как сложение колебаний с нечетными m происходит в противофазе. Монотонный рост дисперсии плотности для $\tau_M=1.24$ объясняется резонансным сложением всех колебаний.

Зависимости, установившейся в ИП серии дисперсии плотности от интервала времени между соседними импульсами тепловыделения τ_M , представлены на рис. 3, а для двух скоростей прокачки газа, а на рис. 3, б — для двух различных профилей тепловыделения $W_1(x)$ вдоль потока газа. Резонансный характер представленных на рис. 3 кривых свидетельствует о том, что для достижения наименьшей расходимости лазерного излучения имеет смысл тщательно выбирать частоту следования импульсов накачки. Формирование более гладких пространственных распределений импульса тепловыделения вдоль потока газа и увеличение скорости прокачки способствуют уменьшению амплитуды коэффициентов Фурье-разложения и обеднению спектрального состава реализующихся распределений плотности (см. представленные на графиках спектрограммы).

При ИП тепловыделении сохраняется отмеченная в разделе 1 анизотропия градиентов показателя преломления. Для рассматриваемых лазеров данная анизотропия должна приводить к ухудшению расходимости излучения преиму-

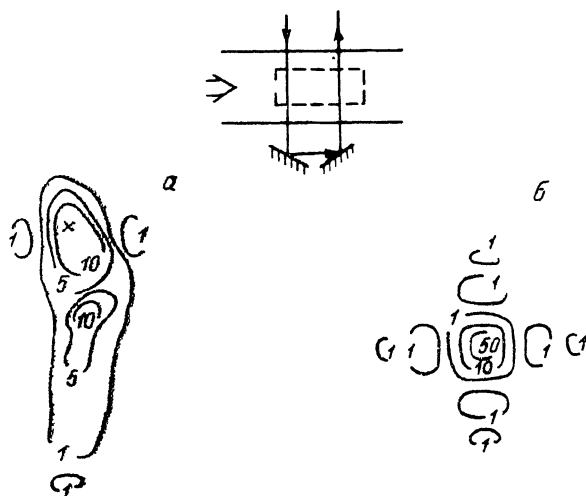


Рис. 5. Распределения интенсивности зондирующего пучка в дальней зоне при $\tau_M=1.71$, $M=0.2$ (а) и интенсивности для пучка с плоским фазовым фронтом (б).

ущественно в направлении анод—катод при малых значениях числа Маха и в направлении потока газа при значениях числа Маха, близких к единице. Этот эффект иллюстрируется на рис. 4, 5. На рис. 4 представлены изолинии распределений плотности, установившихся в сериях импульсов тепловыделения, для двух значений числа Маха $M=0.2, 0.8$, а на рис. 5 — расчетное распределение интенсивности излучения в дальней зоне для $M=0.2$. В последних расчетах предполагалось, что первоначально коллимированный лазерный пучок прямоугольного сечения (рис. 4) с однородным распределением интенсивности по апертуре два

раза проходит через активную среду по схеме, проведенной на рис. 5. Набег фазы излучения в среде моделировался в геометрическом приближении по формуле (2.4), значение параметра δ принималось равным 60. Для сравнения на рис. 5 представлено расчетное распределение интенсивности излучения с плоским фа-

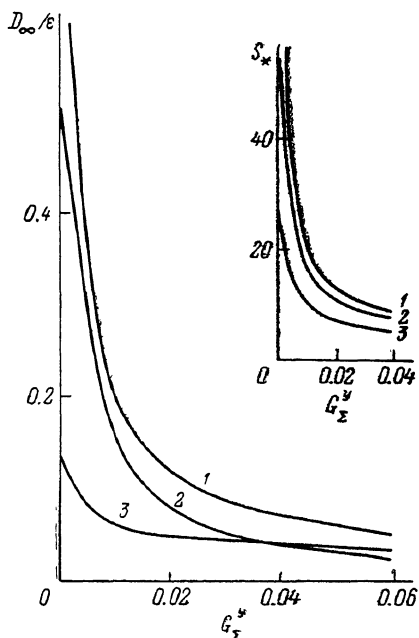


Рис. 6. Зависимости дисперсии установившихся возмущений плотности и числа импульсов S_* тепловыделения, необходимых для их установления от значения акустической проводимости стенок канала G_z^y при $M=0.2$.

τ_M : 1 — 1.59, 2 — 1.71, 3 — 1.4.

зовым фронтом в дальней зоне. Повторяющаяся структура распределения плотности для $M=0.8$ (рис. 4) объясняется отсутствием в спектре возмущений Фурье-компонент с индексами $m > 1$. Отметим, что в двух рассмотренных примерах частота следования импульсов тепловыделения выбиралась из условия резонансного усиления всех долгоживущих Фурье-гармоник.

Одним из наиболее эффективных способов подавления амплитуды акустических возмущений, возникающих при ИП тепловыделении, и, следовательно,

ослабления их влияния на расходимость излучения является размещение поглотителей звука на стенках канала. Представленные на рис. 6 зависимости дисперсии плотности среды D_∞ (ρ^∞) от величины суммарной акустической проводимости G_y^y демонстрируют существенное улучшение оптического качества активной среды при увеличении поглощения звуковых волн стенками канала независимо от частоты следования импульсов тепловыделения.

Выводы

Проведенные теоретические исследования пространственно-временной эволюции акустических возмущений, вызванных импульсным тепловыделением в ограниченной области газодинамического канала, показывают следующее.

1. Акустические возмущения играют существенную роль при формировании диаграммы направленности излучения ЭИ ИП лазеров, даже если время между импульсами накачки превосходит время выноса тепловой пробки из области разряда.

2. При малых скоростях прокачки лазерной смеси расходимость излучения должна ухудшаться преимущественно в направлении катод—анод ЭИ разряда, а при скоростях прокачки, близких к скорости звука, — в направлении потока газа.

3. Полученные зависимости амплитуды и спектра газодинамических возмущений от геометрических габаритов канала и области разряда, частоты следования импульсов тепловыделения и других параметров свидетельствуют о резонансном характере формирования акустического поля при ИП тепловыделения. Это позволяет с помощью соответствующего выбора частоты следования импульсов накачки добиться снижения влияния газодинамических возмущений на расходимость излучения. Так, для минимизации крупномасштабных акустических неоднородностей требуемая отстройка частоты следования импульсов накачки должна составить ~ 25 Гц при частоте следования импульсов 500 Гц, скорости прокачки газа 100 м/с, скорости звука 500 м/с, ширине канала $L_y = 10$ см и габаритах разрядного промежутка $L_x : (L_y - l_y) = 11 : 6.6$ см.

4. Использование демпфирующих стенок канала даже с небольшой акустической проводимостью ($G \sim 0.02 - 0.04$) позволяет существенно снизить уровень шумов, улучшив тем самым оптическое качество активной среды ЭИ лазеров.

Список литературы

- [1] Шестобитов В. Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 10. С. 1905—1914.
- [2] Баранов В. Ю., Борисов В. М., Виноходов А. Ю. и др. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 3. С. 540—546.
- [3] Баранов В. Ю., Борисов В. М., Виноходов А. Ю. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 6. С. 1206—1212.
- [4] Найт Ч. Д. // Аэрокосмическая техника. 1983. Т. 1. № 8. С. 3—12.
- [5] Баранов В. Ю., Любимов Б. Я., Низьев В. Г. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 1. С. 177—183.
- [6] Глотов Е. П., Данильчев В. А., Чебуркин Н. В. // Тр. ФИАН. 1983. Т. 142. С. 3—45.
- [7] Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Гостехиздат, 1946. 411 с.
- [8] Мушин А. Г., Свищев Г. П., Соболев Л. Ф. // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1806. С. 30—42.
- [9] Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978. 449 с.
- [10] Иофе В. К., Корольков В. Г., Сапожников М. А. Справочник по акустике. М.: Связь, 1979. 312 с.
- [11] Jacob J. H., Reilly J. P., Pugh E. R. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 6. P. 2609—2613.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Т. 4. М.: Наука, 1986. 733 с.
- [13] Бердышев А. В., Напартович А. П. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 10. С. 1958—1962.

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
6 июня 1990 г.