

07
© 1992 г.**ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЯРКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ
НЕПРЕРЫВНОГО CO₂ УСИЛИТЕЛЯ С ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОКАЧКОЙ
АКТИВНОЙ СРЕДЫ***И. К. Бабаев, В. Н. Котеров, А. Г. Красновский, Н. В. Чебуркин*

Показано, что эффекты самовоздействия в CO₂ усилителях определяют предельные значения средних яркостных характеристик излучения, превзойти которые наращиванием длины усиления без применения систем активной амплитудно-фазовой коррекции невозможно. На примере типичной смеси CO₂ усилителя исследованы зависимости данных величин от параметров усилителя и входного сигнала. Рассмотрена возможность повышения яркостных характеристик с помощью систем пассивной фильтрации излучения, размещаемых между двумя усилительными каскадами.

Введение

Для решения задач транспортировки излучения на большие расстояния в лазерной технологии, а также для ряда других приложений необходимо создание источников лазерного излучения с максимально возможной мощностью при минимальной расходимости. На практике повышение мощности лазерного источника, как правило, сопровождается ухудшением расходимости, что связано с появлением в активной среде лазера разнообразных оптических неоднородностей (см., например, [1—3]). Рост расходимости может полностью свести на нет положительный эффект, достигающийся за счет увеличения мощности источника. В связи с этим для оценки эффективности лазерной системы представляется более удобным использовать яркостные характеристики излучения в дальней зоне (сила света, яркость), учитывающие одновременно мощностные и угловые параметры. В теоретических исследованиях часто рассматривается осевая сила света J_0 , а оптическое качество пучка характеризуется параметром Штреля $S't_0$ [4]. Однако в случае реальных мощных лазерных систем использование этих характеристик нецелесообразно из-за наличия больших фазовых искажений излучения в активном объеме лазера, приводящих к формированию сложной структуры дальней зоны, которая может к тому же флуктуировать во времени. Целесообразнее рассматривать не локальные, а средние значения яркостных характеристик и числа Штреля лазерного источника.

Можно указать два основных способа определения средней силы света. В первом средняя сила света

$$J_{\xi}^1 = \xi P / \sigma_{\xi} \quad (1)$$

вычисляется на основе определения телесного угла σ_{ξ} , в пределах которого в дальней зоне распространяется фиксированная доля ξ мощности излучения P . Во втором средняя сила света

$$J_{\xi}^2 = P_{\xi} / \sigma_{\xi} \quad (2)$$

находится на основе вычисления мощности излучения P_{ξ} , попадающей в дальней

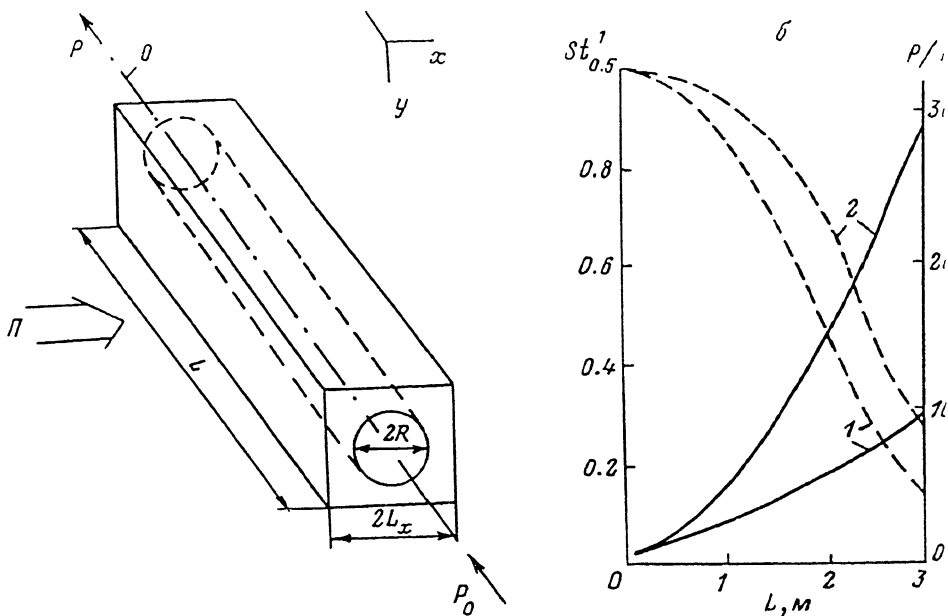


Рис. 1. Геометрическая постановка задачи (а) (О — оптическая ось, П — поток газа) и зависимости коэффициента усиления мощности P/P_0 (сплошные кривые) и среднего числа Штреля $St_{0.5}^1$ (штриховые кривые) от длины усилителя L при $u_0 = 50$ (1) и 250 м/с (2), $I_0/I_m = 1$ (б).

зоне в фиксированный телесный угол $\sigma_\xi = \xi^2 \cdot \sigma_D$, где σ_D — характерное значение телесного угла, а ξ — параметр (как правило, $\xi \geq 1$). При любом способе определения средней силы света J_ξ осевая сила света J_0 ищется как предел $J_0 = \lim_{\xi \rightarrow 0} J_\xi^i$, $i = 1, 2$.

Средние значения яркости источника излучения вычисляются как $B_\xi^i = J_\xi^i / S$, где S — площадь апертуры излучателя, а средние числа Штреля $St_\xi^i = J_\xi^i / (J_\xi^i)^{ид}$ определяются на основе сравнения средних сил света реального J_ξ^i и идеального $(J_\xi^i)^{ид}$ [5] излучателей, имеющих одинаковые апертуру и мощность.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию средних яркостных характеристик излучения непрерывного CO_2 усилителя с поперечной к направлению оптической оси прокачкой активной смеси. Показано, что эффекты теплового самовоздействия, а также неоднородность коэффициента усиления в режиме насыщения обуславливают наличие оптимальной длины усилителя, на которой достигаются максимальные средние значения яркостных характеристик. Для типичной смеси непрерывного CO_2 усилителя проанализированы зависимости этих характеристик и числа Штреля выходного излучения от ряда параметров усилителя. Рассмотрена возможность повышения яркостных характеристик за счет фильтрации излучения между усилительными каскадами.

1. Физико-математическая модель

Непрерывные проточные электроразрядные CO_2 усилители, как правило, представляют собой многопроходные системы с поперечной к направлению потока ориентацией оптических осей световых пучков и совмещенными областями на-

качки активной среды и усиления излучения [6]. Так как эффекты самовоздействия проявляются в режиме насыщенного усиления, то в дальнейшем рассмотрим только последний проход излучения по активной среде, располагаемый обычно вблизи конца (по потоку) области накачки (на рис. 1, *a* приведены геометрическая постановка задачи, система координат и некоторые обозначения). Влияние предыдущих проходов излучения в данном случае может сказываться только на параметрах активной среды, поступающей в рассматриваемую область (в частности, на скорости u_0 , температуре T_0 , плотности ρ_0 и коэффициенте усиления G_0), а также на характеристиках входящего излучения. В дальнейшем средняя интенсивность этого излучения $I_0 = P_0/(\pi R^2)$ (P_0 — мощность входящего излучения, R — радиус апертуры пучка) выбирается порядка интенсивности насыщения активной среды I_m . Рассмотрение такого однопроходного усилителя является удобным при проведении теоретических исследований из-за возможности изучения основных закономерностей усиления излучения без учета конструктивных особенностей конкретных схем усилителя.

Распространение излучения в активной среде опишем с помощью парааксиального волнового уравнения

$$2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + 2k^2 n\psi - ikG\psi = 0, \quad I = \psi \psi^*, \quad (3)$$

где ψ , I , k , G и n — волновая функция, интенсивность излучения, волновое число, коэффициенты усиления и преломления активной среды.

При описании кинетических процессов в активной среде $\text{CO}_2:\text{N}_2$:He предположим равновесие населенностей верхнего лазерного уровня и колебательного уровня $v=1$ молекулы азота. Нижний лазерный уровень будем считать незаселенным. Тогда уравнение для коэффициента усиления G имеет следующий вид:

$$\tau u_0 \frac{\partial G}{\partial x} = G_m - G(1 - I/I_m), \quad (4)$$

где $\tau = (1 + \delta_{\text{N}_2}/\delta_{\text{CO}_2}) \tau_{v1}$ — эффективное время релаксации верхнего лазерного уровня, учитывающее обмен колебательными квантами между молекулами N_2 и CO_2 (δ_{N_2} , δ_{CO_2} — объемные доли N_2 и CO_2 в лазерной смеси, τ_{v1} — время $v=1$ -P обмена между верхним лазерным уровнем и деформационной колебательной модой CO_2); $G_m = \eta_{kb} \eta_p Q_p / I_m$ — максимальный коэффициент усиления слабого сигнала, реализующийся при равновесии процессов накачки и безызлучательной релаксации (η_{kb} — квантовый КПД лазера, Q_p — плотность мощности энергозклада в разряде, а η_p — доля мощности энергозклада, идущая на возбуждение верхнего лазерного уровня и уровня $v=1$ молекулы N_2); $I_m = h\nu/(\sigma_{st} \tau_{v1})$ ($h\nu$ — энергия кванта излучения, σ_{st} — сечение стимулированного перехода).

Для усилителей с дозвуковой скоростью прокачки давление активной среды можно считать постоянным. В таком изобарическом приближении для коэффициента преломления n справедливы соотношения

$$\frac{dn}{dx} = \mu_T \frac{dT}{dx}, \quad \rho_0 u_0 c_p \frac{dT}{dx} = \frac{1}{\eta_{kb}} \left(\frac{1}{\eta_p} - 1 \right) G_m I_m + \left[\left(\frac{1}{\eta_{kb}} - 1 \right) I + \frac{I_m}{\eta_{kb}} \right] G, \quad (5)$$

где μ_T и c_p — скорость изменения показателя преломления в зависимости от температуры и теплоемкость при постоянном давлении.

Следует отметить, что в пределах одного прохода излучения по активной среде термодинамические и газодинамические параметры потока, как правило, меняются незначительно. Поэтому в уравнениях (3)—(5) скорость газа и пара-

метры τ , G_m , I_m , μ_T — считаются постоянными.

В дальнейших расчетах приняты значения $\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ с, $G_m = 2.2 \text{ м}^{-1}$, $I_m = 148 \text{ Вт/см}^2$, $\mu_T = -3.7 \cdot 10^{-8} (\text{К})^{-1}$, реализующиеся согласно [7, 8] в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 15 : 15$ при давлении $p_0 = 0.09$ атм, температуре $T_0 = 360$ К, $Q_p = 10 \text{ Вт/см}^3$ и $\eta_p = 0.8$. Распределение интенсивности излучения по апертуре $r = (x^2 + y^2)^{1/2} \leq R$ входящего в усилитель пучка выбрано в форме

$$I(r) = R^2 I_0 \exp(-f(r)) / [2 \int_0^R \exp(-f(r)) r dr], \quad f(r) = -A r^2 / (R^2 - r^2), \quad (6)$$

где параметр A определяет характерный размер неоднородности интенсивности входного излучения.

Везде ниже фазовый фронт излучения на входе в усилитель предполагается плоским. Если не оговорено особо, то $R = 4$ см, $L_x = 1.7 R$ (рис. 1, а), а параметр $A = 0.28$.

Детали использованного численного алгоритма решения сформулированной задачи приведены в Приложении.

2. Результаты вычислительных экспериментов.

2.1. Средняя сила света. На рис. 1, б представлены расчетные зависимости коэффициента усиления мощности P/P_0 и среднего числа Штреля $St_{0.5}^1$ лазерного пучка от длины усилителя L при двух скоростях потока u_0 и высокой степени накачки активной среды перед зоной усиления ($G_0/G_m = 1$). Как и следовало ожидать, расчеты показывают, что в усилителях фиксированной длины L для получения более мощных сигналов и уменьшения расходимости следует повышать скорость прокачки активной среды. Однако даже при высоких значениях u_0 оптическое качество излучения после превышения определенной длины усилителя начинает быстро ухудшаться. Для реализующихся в этих случаях распределений интенсивности на выходе из усилителя характерным является образование узкой области повышенной интенсивности, смещенной навстречу потоку газа, и широкого более однородного плато. В дальней зоне наблюдаются существенный увод пучка на угол $\alpha_{ув}$ в направлении потока газа и незначительная анизотропия углового распределения силы света. На рис. 2, а, б для усилителя длиной 3 м ($u_0 = 100$ м/с, $G_0/G_m = 1$) приведены распределения интенсивности в ближней зоне и силы света в дальней зоне соответственно. Для сравнения на рис. 2, в представлено распределение силы света в дальней зоне для идеального излучателя той же мощности и размера. Значения угла увода $\alpha_{ув}$ и расходимостей излучения θ_x и θ_y в радианах, реализующиеся для этого случая, равны $\alpha_{ув} = -5.0 \cdot 10^{-4}$, $\theta_x \sim \theta_y = 3.5 \cdot 10^{-4}$.

Для проведения систематических исследований изменения силы света в усилителе были выбраны средние силы света $J_{0.5}^1$ и $J_{0.8}^1$, вычисленные по формуле (1), а также J_1^2 и $J_{1.5}^2$, рассчитанные по формуле (2), в которой $\sigma_D = \theta_D^2$, $\theta_D = \lambda/R$ — характерный дифракционный угол, λ — длина волны излучения. Выбор данных функций для исследований во многом определялся желанием рассмотреть поведение величин, наиболее часто регистрируемых в экспериментах.

На рис. 3, а представлены зависимости средних сил света $J_{0.5}^1$ и $J_{0.8}^1$, а на рис. 3, б — J_1^2 и $J_{1.5}^2$ от длины усилителя L , на вход которого подается излучение со средней интенсивностью $\bar{I}_0 = I_m$ и различными распределениями интенсивности

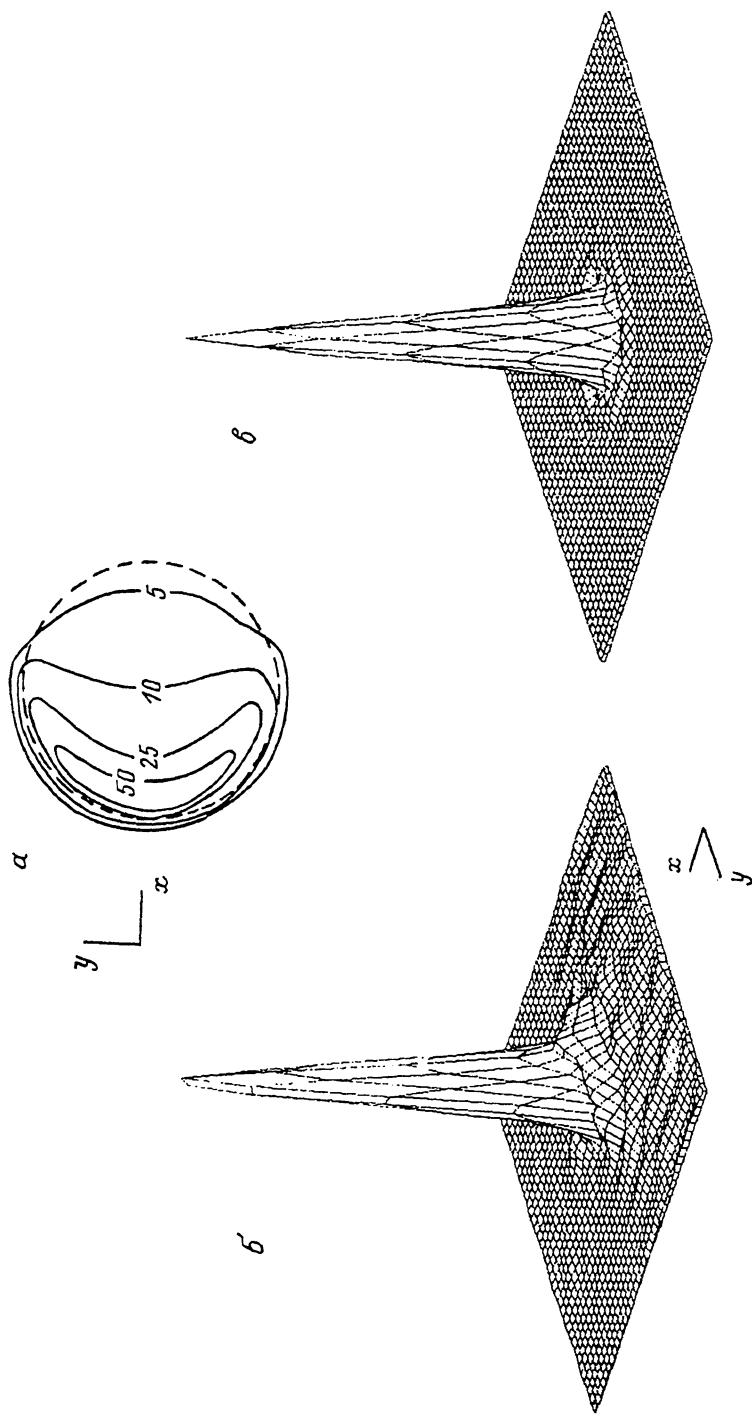


Рис. 2. Изофоты в ближней зоне (а) (штриховая линия — апертура входного пучка), угловые распределения в дальней зоне силы света усилителя длиной 3 м при $I_0/I_m = 1$ (б) и соответствующее распределение для идеального излучателя (в).

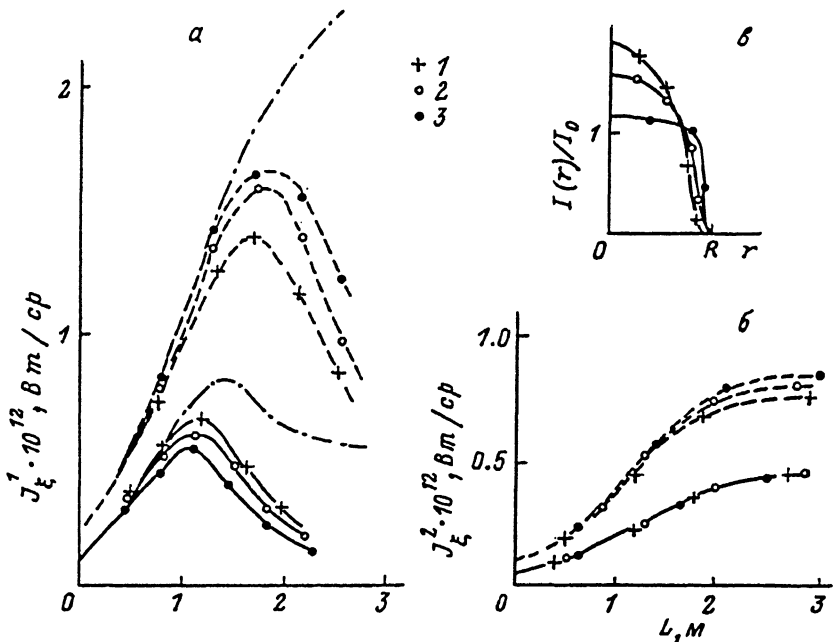


Рис. 3. Зависимости средних сил света J_x^1 (а) и J_x^2 (б) от длины усилителя при $u_0 = 100$ м/с, $G_0/G_m = 1$ и различных пространственных распределениях (а) интенсивности входного излучения.

$A = 0.94$ (1), 0.58 (2), 0.10 (3); штриховые кривые — $\xi = 0.5$ (а) и 1.0 (б); сплошные кривые — $\xi = 0.8$ (а) и 1.5 (б); штрихпунктир — расчеты при отсутствии эффекта теплового самовоздействия.

$I(r)$ по апертуре (рис. 3, в). Для приведенных на рис. 3, а зависимостей характерным является существование определенной длины усилителя $(L_x^1)^{\text{opt}}$, на которой достигаются максимальные значения средней силы света $(J_x^1)^{\text{opt}}$. На этих же длинах в усилителе практически прекращается рост доли мощности излучения, попадающей в дальней зоне в дифракционный или близкий к нему угол (см. зависимости, приведенные на рис. 3, б). При увеличении длины усилителя L сверх $(L_x^1)^{\text{opt}}$ происходит рост доли мощности излучения, имеющей плохую расходимость, в то время как мощность, попадающая в дальней зоне в дифракционный угол, остается неизменной. Следствием этого является увеличение значения телесного угла, в котором в дальней зоне распространяется фиксированная мощность лазерного излучения, что и вызывает уменьшение средних сил света $J_{0.5}^1$ и $J_{0.8}^1$. Из рис. 3 видно, что все значения средних сил слабо зависят от формы пространственного распределения интенсивности входного сигнала.

Реализующиеся предельные значения средних сил света, вычисленные по формулам (1), (2), достаточно хорошо согласуются между собой, что позволяет в дальнейшем остановиться на исследовании поведения силы света, усредненной по телесному углу, в котором распространяется фиксированная мощность излучения. Выбор данной величины для исследований связан с ее более высокой критичностью к развитию в активной среде усилителя оптических неоднородностей.

Причиной ограничения значения средних сил света, реализующихся в усилителе, являются как тепловое самовоздействие, так и неоднородность насыщенного коэффициента усиления среды, приводящая к отмеченному выше перераспределению интенсивности излучения по апертуре. С целью иллюстрации влияния этих факторов на рис. 3 штрихпунктиром показаны зависимости средних сил света $J_{0.5}^1$ и $J_{0.8}^1$ от длины усилителя, рассчитанные в предположении об

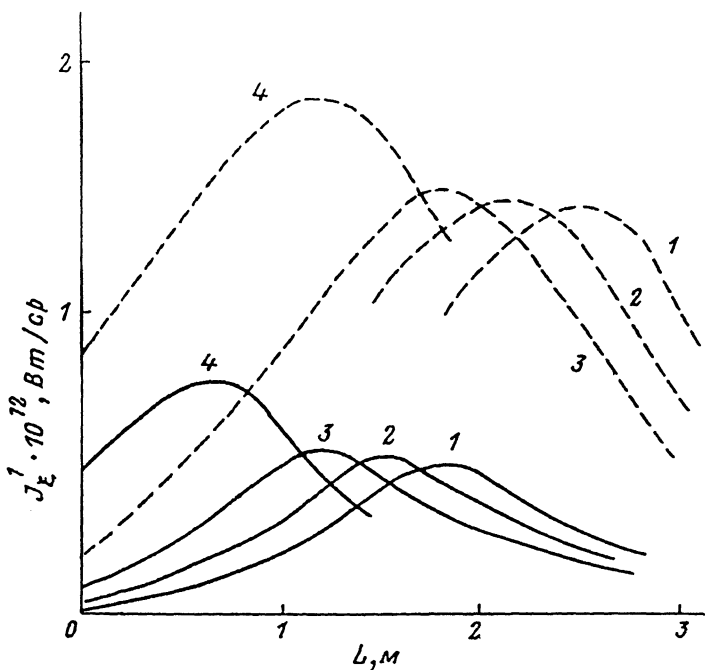


Рис. 4. Зависимости средних сил света $J_{0,5}^1$ (штриховые кривые) и $J_{0,8}^1$ (сплошные кривые) от длины усилителя при различных уровнях интенсивности входного излучения.
 $I_0/I_m = 0.25$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3), 4.0 (4).

отсутствии эффектов теплового самовоздействия. Характер приведенных кривых свидетельствует о преимущественном влиянии эффектов теплового самовоздействия на реализующиеся в усилителе значения средних сил света. Однако даже при отсутствии этих эффектов по-прежнему существует определенная длина усилителя, на которой достигаются предельные значения средних сил света, но значение данной длины существенно возрастает.

Исследования влияния мощности входного излучения на средние силы света выявили отсутствие сколько-нибудь серьезной зависимости максимальных значений средних сил света от величины интенсивности входного сигнала при $I_0 \leq I_m$. На рис. 4 приведены зависимости, аналогичные рис. 3, а, полученные при различных уровнях интенсивности I_0/I_m входного сигнала для усилителя с высокой степенью накачки среды перед зоной усиления $G_0/G_m = 1$ и скорости прокачки газа $u_0 = 100$ м/с. Рост максимальных значений средних сил света, наблюдаемый для входного сигнала интенсивности $I_0 > I_m$, объясняется тем, что в этом случае на вход усилителя подается сигнал, имеющий значения средних сил света, уже сравнимые с предельными значениями, реализующимися в усилителе при малых интенсивностях входного сигнала. На рис. 5, а, б представлены результаты исследований влияния на $(J_{\xi}^1)^{opt}$ и $(L_{\xi}^1)^{opt}$ ($\xi = 0.5, 0.8$) степени накачки среды перед зоной усиления G_0/G_m и скорости прокачки газа u_0 . Видно, что предельные значения средней силы света слабо зависят от величины G_0/G_m . При уменьшении этого параметра в исследуемом диапазоне условий коэффициент усиления активной среды становится более однородным, что приводит к образованию более однородных распределений интенсивности внутри усилителя. По-видимому, именно этим объясняется некоторое увеличение $(J_{\xi}^1)^{opt}$ при уменьшении G_0/G_m .

Практически линейный рост предельных значений $(J_{0,5}^1)^{opt}$ и $(J_{0,8}^1)^{opt}$ с

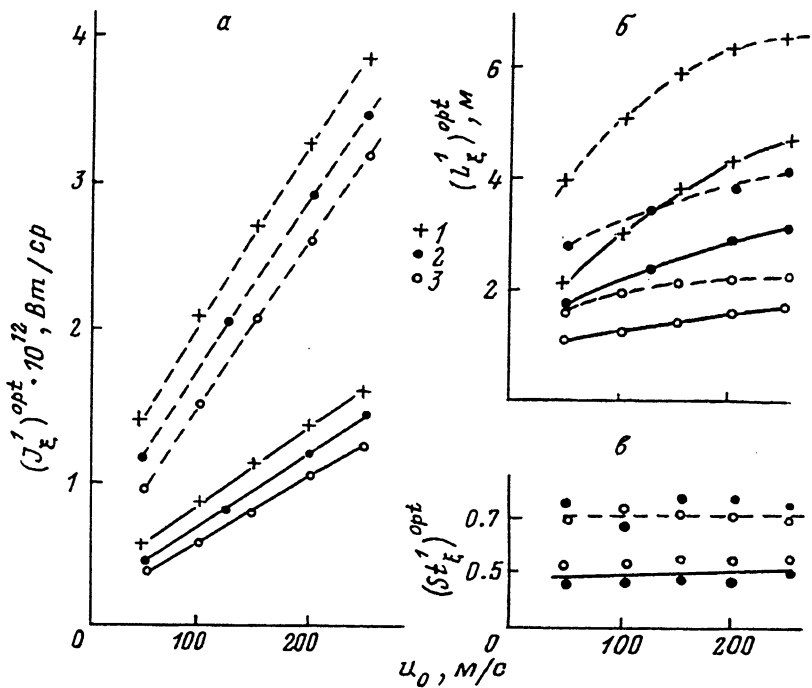


Рис. 5. Зависимости максимальной средней силы света $(J_x^1)^{opt}$ (а), оптимальной длины усилителя $(L_x^1)^{opt}$ (б) и среднего числа Штреля $(St_x^1)^{opt}$ (в) излучения усилителя оптимальной длины от скорости прокачки газа u_0 при разных значениях $G_0/G_m = 0.3$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3) и $I_0/I_m = 1$.

Обозначения кривых те же, что и на рис. 3, а.

увеличением скорости прокачки сопровождается нелинейным ростом длины активной среды усилителя $(L_{0.5}^1)^{opt}$ и $(L_{0.8}^1)^{opt}$, необходимой для их достижения. Значения оптимальной длины усилителя $(L_{0.5}^1)^{opt}$ и $(L_{0.8}^1)^{opt}$ более чувствительны к степени накачки активной среды перед зоной усиления и в то же время слабее зависят от скорости прокачки при приближении значения G_0 к G_m .

Отметим, что оптическое качество излучения усилителя оптимальной длины остается практически неизменным в исследуемом диапазоне изменения параметров (на рис. 5, в представлены зависимости средних чисел Штреля $(St_{0.5}^1)^{opt}$ и $(St_{0.8}^1)^{opt}$ от скорости прокачки для усилителей, имеющих длину $(L_{0.5}^1)^{opt}$ и $(L_{0.8}^1)^{opt}$ соответственно, при двух значениях отношения G_0/G_m .

Слабая зависимость предельных значений средней силы света от амплитуды и пространственной формы входного сигнала подтверждают правильность использованного ранее утверждения о том, что ухудшение яркостных характеристик излучения из-за нелинейных эффектов самовоздействия в основном происходит в конечном каскаде многопроходного усилителя при уровнях интенсивности излучения, сравнимых с интенсивностью насыщения. Учитывая дополнительно незначительную зависимость предельных значений средней силы света от коэффициента усиления G_0 перед областью (по потоку), занимаемой излучением, можно сделать вывод о том, что результаты расчетов предельных яркостных характеристик для однопроходового усилителя адекватно отражают ситуацию, реализующуюся в многопроходных системах при условии правильности задания газодинамических параметров среды перед окончательным каскадом (по потоку). Следовательно, для получения максимальных значений средних сил света в

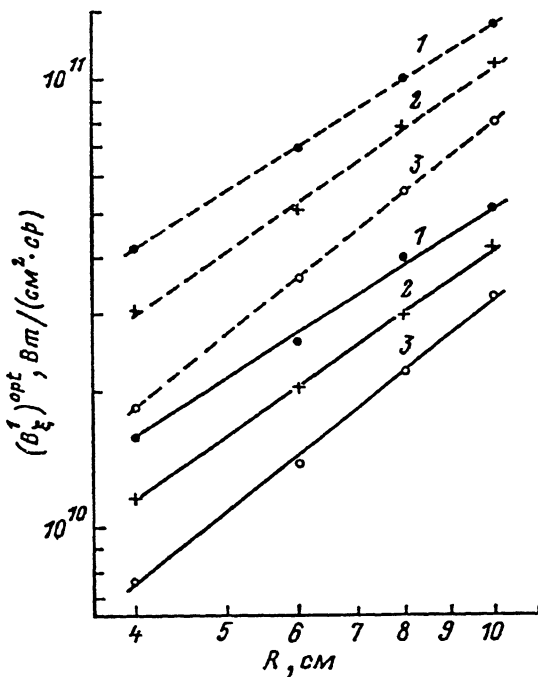


Рис. 6. Зависимости максимальной средней яркости света $(B_{\lambda}^{\text{opt}})^{\text{opt}}$ от радиуса R апертуры входного излучения при разных скоростях прокачки газа $u_0 = 150$ (1), 100 (2), 50 м/с (3) и $I_0/I_m = 1$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 3, а.

многoproходном усилителе его длина должна быть ограничена. Увеличение длины усилителя свыше оптимальной приведет к увеличению энергии выходного лазерного пучка, сопровождающемуся тем не менее падением средних яркостных характеристик излучения.

2.2. Средняя яркость. Так как в вычислительных экспериментах рассматривались усилители с большими значениями параметра Френеля $F = kR^2/L \geq \geq 250$, то дифракционное уширение апертуры коллимированного входного пучка в усилителе незначительно. Тепловое самовоздействие, ухудшающее угловые характеристики излучения в пределах угла $\theta_D \leq 2 \cdot 10^{-4}$ рад, также практически не меняет апертуру пучка в усилителе длиной $L \leq 5$ м. Поэтому при вычислении средней яркости излучения B_{λ}^{λ} площадь S апертуры выходного пучка предполагается равной площади апертуры входного пучка. В результате все отмеченные выше закономерности сохраняются и для средних яркостных характеристик излучения, которые пропорциональны средним значениям силы света лазерного пучка.

Для идеальных излучателей при сохранении неизменной средней интенсивности I_0 излучения силы света $J \sim R^4$, а яркость $B \sim R^2$. С целью выяснения темпов роста яркостных характеристик непрерывных усилителей с увеличением радиуса R апертуры входного излучения были проведены вычислительные эксперименты с усилителем, имеющим максимальную степень накачки активной среды перед зоной, занимаемой излучением ($G_0/G_m = 1$). Эксперименты, в которых радиус входного пучка R варьировался от 4 см до 10 см, привели к следующим выводам: 1) значение оптимальной длины усилителя слабо зависит от размеров апертуры входного излучения; 2) оптическое качество излучения усилителя оптимальной длины остается достаточно высоким: значения среднего

числа Штреля составляют $(St_{0.5}^1)^{opt} \sim 0.6 - 0.7$; 3) рост предельных яркостных характеристик излучения усилителя при увеличении радиуса входного пучка становится более медленным по сравнению с идеальным излучателем.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости предельной средней яркости излучения $(B_{\xi}^1)^{opt}$ ($\xi = 0.5, 0.8$) от радиуса R апертуры входного лазерного пучка при различных скоростях прокачки лазерной смеси u_0 . Аппроксимируя представленные на рис. 6 зависимости степенными функциями, получим, что при $u_0 = 50$ м/с средние яркости $(B_{0.5}^1)^{opt} \sim (B_{0.8}^1)^{opt} \sim R^{1.6}$, а при $u_0 = 150$ м/с средние яркости $(B_{0.5}^1)^{opt} \sim (B_{0.8}^1)^{opt} \sim R^{1.3}$. Видно, что при уменьшении скорости прокачки u_0 зависимости максимальных средних яркостных характеристик излучения усилителя оптимальной длины от радиуса апертуры входного излучения становятся более резкими. Отметим, что во всем исследуемом диапазоне изменения параметров усилителя ($4 \leq R \leq 10$ см, $\bar{I}_0 \leq I_m$, $G_0 \leq G_m$, $50 \leq u_0 \leq 200$ м/с) с точностью до 30 % найденные в расчетах значения средней яркости излучения можно аппроксимировать выражением

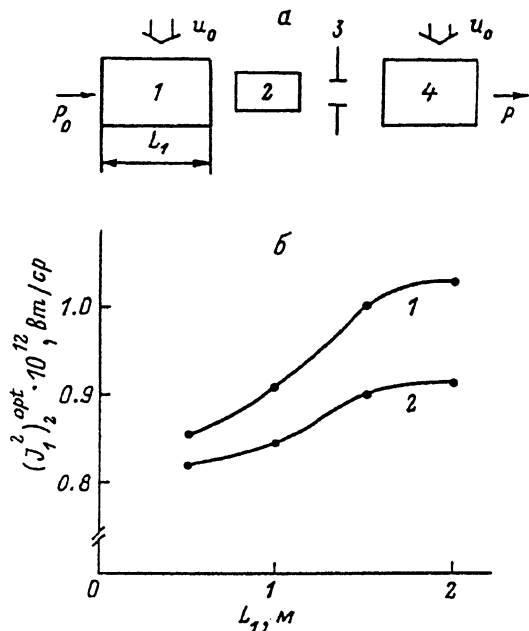
$$(B_{0.5}^1)^{opt} [10^{10} \text{ Вт/}(\text{ср} \cdot \text{см}^2)] \approx (1.2 + 2.2u_0) (0.25R)^{1.9 - 0.8u_0 + 0.2u_0^2},$$

где u_0 измеряется в 10^2 м/с, а R в см.

2.3 Использование пространственных фильтров для повышения яркостных характеристик. Усиление излучения в любом промежуточном каскаде усилителя сопровождается ростом части мощности лазерного пучка, имеющей расходимость, превышающую дифракционный предел. Снимая

Рис. 7. Схема вычислительного эксперимента с СПФ (а) и зависимости максимальной средней силы света $(J_{1/2}^2)^{opt}$ от длины первого каскада усиления L_1 (б) при двух значениях предельного угла фильтрации излучения СПФ θ_f/θ_D (1), 1.5 (2).

а: 1 — 1-й каскад усиления, 2 — СПФ, 3 — дополнительная диафрагма, 4 — 2-й каскад усиления.



запасенную в следующем каскаде усиления энергию, излучение с плохой расходимостью усиливается, ухудшая индикатрису направленности усилителя. В связи с этим возникает необходимость фильтрации излучения. Фильтрация излучения особенно необходима перед оконечным каскадом усиления, в котором наблюдается наиболее существенная зависимость коэффициента усиления от интенсивности излучения. Самыми простыми с конструктивной точки зрения являются системы пассивной фильтрации (СПФ), устраняющие из лазерного пучка излучение с расходимостью, превышающей установленный предел. Типичным примером СПФ является устройство, которое содержит фокусирующую излучение систему и диафрагму в виде отверстия, располагаемую в фокальной плоскости системы. Изменяя размер диафрагмы, можно управлять угловым спектром излучения, прошедшего через СПФ.

В вычислительных экспериментах СПФ излучения размещалась между первым каскадом усиления и дополнительной диафрагмой, которая располагалась перед вторым каскадом усиления (рис. 7, а). Дополнительная диафрагма в виде

отверстия диаметром 8 см предназначалась для удаления крыльев в распределении интенсивности отфильтрованного излучения. Коэффициент пропускания T излучения СПФ описывался выражением

$$T(\theta_x, \theta_y) = \begin{cases} 1, & \theta \leq \theta_f, \\ 0, & \theta > \theta_f, \end{cases}$$

где $\theta = (\theta_x + \theta_y)^{1/2}$ — угол, под которым распространяется излучение в дальней зоне; θ_f — предельный угол фильтрации.

Два каскада усиления находились в идентичных условиях ($u_0 = 100$ м/с, $G_0/G_m = 1$). На вход первого каскада усиления длиной L_1 подавалось излучение мощностью $P_0 = \pi R^2 I_m$ с плоским фазовым фронтом и распределением интенсивности вида (6), в котором параметр $A = 0.28$. Так как рассматриваемая СПФ полностью устраняет из лазерного пучка излучение, распространяющееся под углами $\theta \geq \theta_f$, то оценку ее эффективности разумно проводить на основе анализа эволюции в усилительных каскадах силы света, усредненной в пределах углов, сравнимых или чуть меньших значения θ_f .

На рис. 7, б представлены зависимости максимальных значений $(J_2^2)_{2}^{\text{opt}}$, реализующихся во втором каскаде усиления, от длины первого каскада усиления для двух значений предельных углов фильтрации θ_f . Видно, что для достижения максимальных значений $(J_2^2)_{2}^{\text{opt}}$ во втором каскаде СПФ должна размещаться после первого каскада усиления, имеющего длину L_1 на которой достигаются максимальные значения средней силы света $(J_1^2)_{1}^{\text{opt}}$. При этом следует ожидать лишь 20 % увеличения максимальных значений средних сил света, если СПФ обеспечивает фильтрацию излучения с расходимостью, превышающей дифракционный предел, и 10 % увеличения, если в СПФ происходит фильтрация излучения с углом расходимости, бóльшим $1.5 \theta_D$. Полученные результаты свидетельствуют о невысокой эффективности использования СПФ для увеличения максимальных значений средних сил света непрерывных CO_2 усилителей в режиме развитого самовоздействия.

Выводы

1. Тепловое самовоздействие и неоднородность коэффициента усиления в активной среде непрерывного быстропотоочного электроразрядного CO_2 -усилителя обуславливают существование оптимальной длины усилителя, на которой достигаются максимальные значения средних яркостных характеристик излучения. Превзойти эти предельные значения простым наращиванием длины усилителя без применения систем активной амплитудно фазовой коррекции излучения невозможно.

2. Теоретические исследования, проведенные для широкоапертурного непрерывного усилителя с составом смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 15 : 15$, показали, что а) максимальные значения средней яркости излучения при измерениях в дальней зоне по уровню 0.5 мощности лежат в диапазоне $7 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{11}$ Вт/(ср·см²); б) при увеличении радиуса R апертуры входного лазерного пучка рост максимальных значений средних яркостных характеристик излучения происходит по закону $R^{1.6} - R^{1.3}$ (в диапазоне изменения u_0 от 50 до 150 м/с), более медленному по сравнению с законом R^2 , характерным для идеальных излучателей постоянной интенсивности; в) увеличение скорости прокачки усилителя сопровождается практически линейным ростом максимальных значений средних яркостных характеристик излучения, величина которых практически не зависит от значений коэффициента усиления среды перед (по потоку) последним каскадом усиления;

г) качество выходного излучения усилителя оптимальной длины является достаточно высоким, значения среднего числа Штреля составляют 0.6 – 0.7; д) использование пассивных систем фильтрации излучения с жесткими диафрагмами, располагаемыми между каскадами усиления, позволяет увеличить максимальные значения средних характеристик излучения лишь на 10–20 %.

П р и л о ж е н и е

Численное решение уравнения (3) в квадратной области $2L_x \cdot 2L_y$ проводится на основе метода расщепления (метода фазового экрана) с использованием аппарата быстрого преобразования Фурье [9] при числе узлов разностной сетки $64 \cdot 64$. Толщина фазовых экранов, в которых показатель преломления и коэффициент усиления среды считаются постоянными вдоль оси распространения пучка z , не превосходит $(\Delta z)^{\max} = 0.15$ м. Подобное ограничение определяется условием малости усиления амплитуды волновой функции в пределах каждого фазового экрана ($G_m \cdot (\Delta z)^{\max} \leq 1$).

Для численного решения уравнений (4) и (5) с граничным условием $G(-L_x, y) = G_0$, $T(-L_x, y) = T_0$ используется неявная разностная схема первого порядка точности по координате x .

При расчете уравнения (3) в пределах каждого фазового экрана из реализуемого распределения показателя преломления исключается линейный по координате x член, вычисленный в расчетной области с помощью метода наименьших квадратов. Это позволяет провести частичную компенсацию уводов оптической оси усиливаемого излучения в активной среде.

Распределение силы света $J(\theta_x, \theta_y)$ по угловым координатам θ_x, θ_y ищется на квадратной разностной сетке шага $\Delta \theta_x = \Delta \theta_y = 0.5 \lambda / (2 \cdot L_x)$ с помощью вычисления квадрата амплитуды комплексных коэффициентов разложения в ряды Фурье волновой функции $\psi(x, y)$. Наличие коэффициента 0.5 в выражении для шага разностной сетки связано с тем, что перед вычислением силы света волновая функция пересчитывается на в два раза более крупную сетку в пространственной системе координат.

Углы расходимости α_x и α_y в дальней зоне вдоль осей x и y соответственно вычисляются по формулам

$$\alpha_i = \int_{-\bar{\theta}_x}^{\bar{\theta}_x} \int_{-\bar{\theta}_y}^{\bar{\theta}_y} J(\theta_x, \theta_y) (\theta_i - \theta_i^*)^2 d\theta_x d\theta_y / P, \quad i = x, y,$$

$$\theta_i^* = \int_{-\bar{\theta}_x}^{\bar{\theta}_x} \int_{-\bar{\theta}_y}^{\bar{\theta}_y} J(\theta_x, \theta_y) \theta_i \partial \theta_x \partial \theta_y / P,$$

где $\bar{\theta}_x$ и $\bar{\theta}_y$ — предельные углы расчетной области.

При вычислении полного угла увода $\alpha_{yв}$ оси пучка в усилителе к углу θ_x^* добавляются значения углов, скомпенсированных при численном решении уравнения (3).

Для определения значений средних сил света находятся мощности пучка P_i , попадающие в квадраты со стороной $\theta_i = \Delta \theta_x (2 \cdot i - 1)$, $i = 1, 2, \dots$, центр которых совмещен с положением максимального значения силы света

$$P_i = \int_{-\theta_i/2}^{\theta_i/2} \int_{-\theta_i/2}^{\theta_i/2} J(\theta_x - \theta_x^m, \theta_y - \theta_y^m) d\theta_x d\theta_y,$$

где θ_x^m, θ_y^m — угловые координаты точки, в которой достигается максимальное значение силы света.

По найденным значениям P_i с помощью линейной интерполяции определяются как площадь квадрата σ_ξ , в который попадает фиксированная доля ξ мощности лазерного излучения, так и мощность P_ξ , попадающая в квадрат с фиксированной длиной стороны $\theta_\xi = \xi \theta_D, \theta_D = \lambda/R$ (приводимые в тексте величины $J_1^2, J_{1.5}^2$ — средние силы света в квадрате с длиной стороны $\theta_\xi = \theta_D, 1.5 \theta_D$ соответственно).

Использование квадратной области для вычисления средней силы света алгоритмически удобно, хотя и не совсем естественно для осесимметричного распределения интенсивности излучения во входящем в усилитель пучке. Однако по мере усиления излучения в усилителе утрачивается осесимметричность распределения интенсивности и применение квадратной области для вычисления средних сил света становится все более оправданным.

При вычислении среднего числа Штреля в качестве идеального излучателя рассматривается коллимированный лазерный пучок мощности P с однородным распределением интенсивности в пределах круга радиуса R .

Список литературы

- [1] Галушкин М. С., Ковальчук Л. В., Серегин А. М., Чебуркин Н. В. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 6. С. 1241—1246.
- [2] Федоров С. В., Юрьев М. С. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 4. С. 895—898.
- [3] Елкин Н. Н., Лиханский В. В., Напартович А. П., Чесноков В. И. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 5. С. 567—572.
- [4] Бердышев А. В., Напартович А. П. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 10. С. 1958—1962.
- [5] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
- [6] Бабаев И. К., Голубев В. С., Васильцов В. В. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 2. С. 410—413.
- [7] Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 515 с.
- [8] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [9] Бабаев И. К., Белкин М. С., Котеров В. Н. и др. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 136—141.

Научно-производственное объединение "Астрофизика"
Москва

Поступило в Редакцию
1 апреля 1991 г.