

УДК 535.3 : 538.519.25

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕПЛОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

К. Д. Егоров, В. П. Кандидов

Численно исследуется тепловое самовоздействие светового пучка при импульсном режиме излучения. В зависимости от соотношения времен релаксации возмущений среды и временных характеристик излучения рассматриваются три различных режима самовоздействия. На основании численного решения самосогласованной задачи исследуется процесс установления тепловой дефокусировки. Даются рекомендации по оптимизации параметров излучения.

В импульсном режиме излучения характер теплового самовоздействия светового пучка определяется в основном соотношением между длительностями излучения  $t_{\text{и}}$  и паузы  $t_{\text{п}}$ , с одной стороны, и характерными временами установления возмущенной плотности  $\tau_c$  и температуры  $\tau_v$  — с другой. При движении среды с дозвуковой скоростью  $v \ll c_s$  для этих времен справедливо  $\tau_v \sim 10 \div 10^3 \tau_c$ . Для редких посылок с  $t_{\text{п}} \gg \tau_v$  нагретая область в течение паузы выносится из канала пучка, взаимное влияние импульсов пренебрежимо мало, и их можно рассматривать как одиночные. В этом случае при длительности импульса  $t_{\text{и}} < \tau_c$ , когда возмущения среды не успевают распространиться в поперечнике пучка, имеет место локальное тепловое самовоздействие, которое для атмосферных условий приводит к так называемой  $t^3$ -дефокусировке [1]. При  $t_{\text{и}} \sim \tau_c$  происходит рефракция на акустической волне, вызванной поглощением энергии, и к концу излучения пучок приобретает кольцевую форму [2]. С увеличением длительности до  $t_{\text{и}} \sim \tau_v$  характер самовоздействия определяется теплопереносом, обусловленным движением среды. Распределение интенсивности в поперечнике пучка со временем теряет осевую симметрию. При излучении последовательности импульсов с периодом следования  $t_{\text{п}} \sim \tau_v$  на распространение пучка оказывают влияние возмущения температуры, связанные с поглощением энергии предыдущих посылок [3].

Нестационарные задачи о распространении светового пучка в слабопоглощающей движущейся среде представляют значительный интерес в атмосферной оптике [4]. В настоящей работе численно исследуется развитие во времени аббераций пучка, вызванных тепловыделением в движущейся среде. Рассматривается установление распределения интенсивности в пучке и температуры в его канале для одиночного импульса длительности  $t_{\text{и}} \gtrsim \tau_v$ , а также самовоздействие последовательности импульсов с паузой между посылками  $t_{\text{п}} \sim \tau_v$  при длительностях, удовлетворяющих условиям как  $t_{\text{и}} \ll \tau_c$ , так и  $\tau_c \ll t_{\text{и}} \ll \tau_v$ .

1. Дифракция светового пучка в условиях теплового самовоздействия описывается уравнением квазиоптики относительно комплексной амплитуды электрического поля  $E$ :

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \frac{2k^2}{n} \frac{\partial n}{\partial T} TE. \quad (1)$$

Для процессов установления, определяемых конвективным временем  $\tau_v = a_0/v$ , справедливо изобарическое приближение, которое для дви-

жущейся среды с малой температуропроводностью ( $\chi \ll a_0 v$ ) приводит к неоднородному уравнению переноса для возмущений температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\alpha I}{c_p \rho}. \quad (2)$$

Здесь  $I = (cn/8\pi) EE^*$  — интенсивность,  $a_0$  — радиус пучка,  $\alpha$ ,  $c_p$ ,  $\rho$  — коэффициент поглощения, теплоемкость и плотность среды,  $Ox$  — направление движения. Система (1), (2) исследуется при заданном пространственно-временном распределении поля на входе в среду  $E(x, y, 0, t)$ , которое взято в виде гауссова профиля с плоским фазовым фронтом:

$$E(x, y, 0, t) = f(t) E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right).$$

Вид временной зависимости  $f(t)$  определяется режимом излучения. Кроме этого, поле  $E$  удовлетворяет условию

$$\lim_{x, y \rightarrow \pm\infty} E(x, y, z, t) = 0.$$

Первоначально среда не возмущена —  $\dot{T}(x, y, z, 0) = 0$ . Для численного моделирования самосогласованной системы (1), (2) используется метод конечных элементов [5] с интегрированием уравнения переноса (2) вдоль характеристики.

2. При исследовании процесса установления в режиме одиночного импульса длительности  $t_n \gg \tau_v$  задача (1), (2) определяется единственным параметром

$$R = \frac{2k^2 a_0^3 \alpha I_0}{nc_p \rho v} \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (3)$$

который характеризует степень проявления нелинейных эффектов. Для  $R \gg 1$  тепловые абберации становятся заметными на фоне дифракционной расходимости пучка. Рассмотрим самовоздействие импульса прямоугольной формы:

$$f(t) = \begin{cases} 1 & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases}.$$

На рис. 1а, б представлены профили интенсивности и температуры в сечении  $y = 0$  для различных моментов времени  $t$ . При  $t \sim \tau_v/3$  пучок испытывает сильную, практически осесимметричную дефокусировку. В дальнейшем происходит снос температурных возмущений поперечным потоком, в результате чего распределение температуры в канале пучка теряет осевую симметрию. Градиент температуры в наветренной части пучка становится больше, чем в подветренной (рис. 1б). Это приводит к отклонению пучка навстречу потоку. Начиная с  $t = \tau_v$ , пиковая интенсивность возрастает вновь за счет некоторой фокусировки по оси  $Ox$  в наветренной части пучка и достигает стационарного значения при  $t \sim 2\tau_v$ .

Процесс установления распределения интенсивности наглядно иллюстрируют изофоты пучка (рис. 2). Сначала устанавливается распределение интенсивности в наветренной части, затем в подветренной и боковых областях. Это связано с тем, что установление температуры в канале пучка начинается с наветренной стороны (рис. 1б). С ростом времени  $t$  область переходного процесса все более удаляется вниз по потоку от оси пучка.

На рис. 3а изображено изменение пиковой интенсивности  $I_{\max}/I_0$  со временем. При длительностях импульса  $\tau_v/3 \leq t_n \leq 4/3 \tau_v$  средняя пиковая интенсивность оказывается ниже, чем в случае непрерывного режима излучения, что является следствием сильной дефокусировки в начале процесса установления.

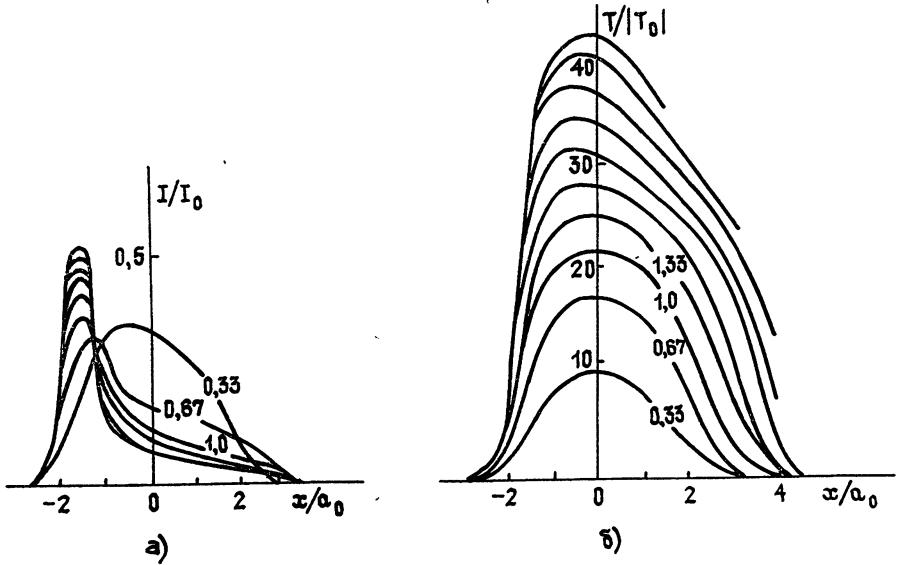


Рис. 1. Профили по оси  $Oy$  в различные моменты времени для одиночного импульса длительности  $t_n \geq \tau_v$ : а) интенсивности, б) температуры;  $z = 0,5 ka_0^2$ ,  $R = -27,5$ ,  $T_0 = \left( \frac{2k^2 a_0^2}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1}$ ,  $t/\tau_v = 0,33; 0,67; 1,00; \dots$

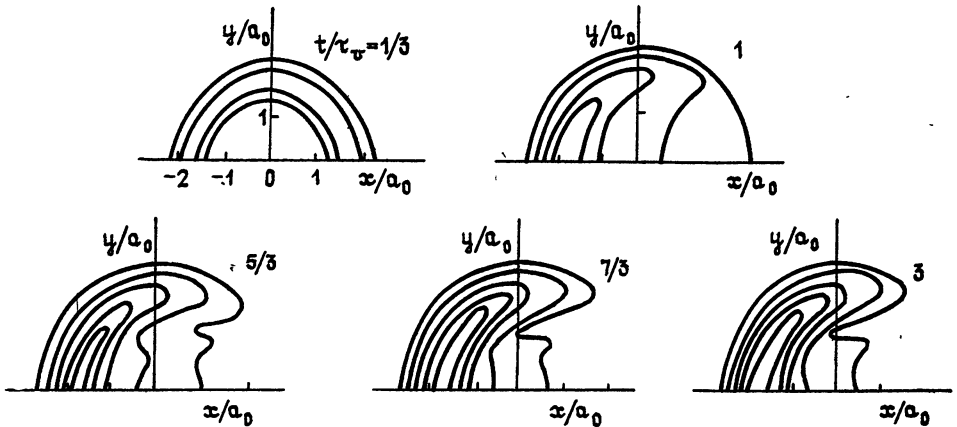


Рис. 2. Линии равной интенсивности для одиночного импульса;  $z = 0,5 ka_0^2$ ,  $R = -27,5$ ; уровни  $I/I_0 = 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$ .

Изменение интегральной ширины пучка, вычисляемой через второй момент распределения интенсивности [6], представлено на рис. 3б. Ширина пучка растет со временем, достигая максимума при  $t = 4/3 \tau_v$ , затем уменьшается и принимает стационарное значение.

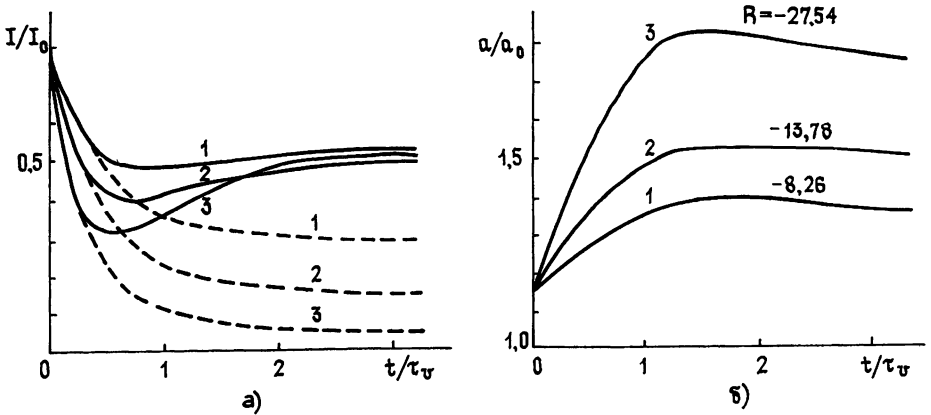


Рис. 3. Процесс установления для одиночного импульса: а) пиковый интенсивности  $I_{\max}/I_0$  — сплошные, интенсивности на оси пучка  $I(0, 0, t)$  — пунктир, б) интегральной ширины  $a(t)$ : 1 —  $R = -8,3$ , 2 —  $R = -13,8$ , 3 —  $R = -27,5$ ;  $z = 0,5 ka_0^2$ .

Смещение по оси  $Ox$  энергетического центра пучка  $x_c$  аппроксимируется следующей эмпирической формулой, полученной на основе численного эксперимента:

$$x_c(z, t, R) = x_{cs}(z, R) (1 - e^{-t^2/\theta^2}), \quad (4)$$

где  $\theta = 1,5 \tau_v$  в диапазоне параметров  $-30 \leq R \leq 0$ ,  $z \leq ka_0^2$ . Установившееся смещение энергетического центра  $x_{cs}(z, R)$  может быть найдено методом возмущений из уравнения относительно первого момента распределения интенсивности. После уточнения по результатам численного моделирования получено

$$x_{cs} = \frac{R}{4\gamma} \left[ z \operatorname{arctg} \gamma z - \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + \gamma^2 z^2) \right], \quad (5)$$

$$\gamma = 1 + 0,197|R|^{0,54}.$$

Как показывает анализ, точность аппроксимации по формулам (4), (5) не хуже 4%.

3. При исследовании последовательности импульсов временная зависимость в (3) взята в виде

$$f(t) = \begin{cases} 1 & (lt_n < t < lt_n + t_n) \\ 0 & (lt_n + t_n < t < (l+1)t_n) \end{cases},$$

$l = 1, 2, 3, \dots$  — номер импульса. В этом режиме излучения задача (1), (2) является двухпараметрической и определяется безразмерным периодом следования

$$\beta = \frac{t_n}{\tau_v}, \quad (6)$$

характеризующим взаимное влияние соседних импульсов, а также параметром нелинейной рефракции

$$R_{\sim} = \frac{2k^2 \alpha Q}{\pi c_p \rho n} \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (7)$$

который связан с энергией  $Q = \pi a_0^2 I_0 t_n$ , излучаемой в импульсе.

В случае посылок длительностью  $t_n < \tau_c$  можно пренебречь тепловыделением в течение рассматриваемого импульса на нелинейную рефракцию этого импульса, если  $t^3$ -дефокусировка не успевает развиться. Можно показать, что такой подход справедлив для

$$t_n < \tau_v \sqrt{6/R} \quad (8)$$

Тогда из материального уравнения (2) следует выражение для температуры  $T^{(l+1)}$  к приходу  $l+1$ -го импульса в виде

$$T^{(l+1)}(x, y, z) = T_l(x - vt_n, y, z),$$

где  $T_l(x, y, z) = T^{(0)}(x, y, z) + \frac{\alpha I_l t_n}{c_p \rho}$  — распределение температуры к концу  $l$ -го импульса.

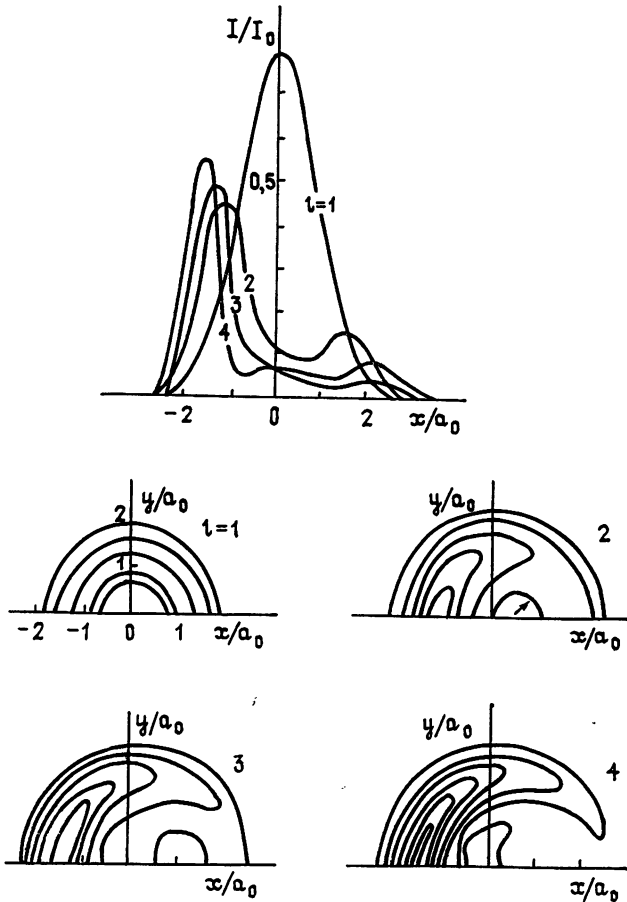


Рис 4 Изофоты и профили интенсивности первых импульсов последовательности при  $t_n < \tau_c$ ,  $\beta = 1/3$ ,  $R = -13,77$ ,  $z = 0,5 ka_0^2$ .

Переходный процесс в начале распространения последовательности импульсов иллюстрирует рис. 4. Первый импульс испытывает линейную дифракцию согласно сделанным выше предположениям. Возмущения показателя преломления от поглощения энергии этого импульса сносят вниз по потоку. Для следующего импульса такое возмущение эквивалентно действию распределенной дефокусирующей линзы, оптическая

ось которой смещена по оси  $0x$ . В результате распределение интенсивности второго импульса принимает форму кольца, в наветренной части которого интенсивность выше, чем в подветренной. Пиковая интенсивность второго импульса значительно ниже дифракционно ограниченной величины. Это согласуется с экспериментальными измерениями с пробным пучком, распространяющимся в двигающейся кювете после мощного импульса [7]. При предположении об отсутствии воздействия импульса на себя вторая посылка распространяется так же, как пробный пучок в момент времени  $t = \beta(a_0/v)$ . В дальнейшем по мере наложения возмущений следующих импульсов асимметрия теплового канала возрастает и пучок принимает характерную серповидную форму. Для  $R = -27,5$  установившееся распределение интенсивности для последовательности с  $\beta = 1/3$  подобно распределению кольцевого пучка при стационарном самовоздействии в непрерывном режиме излучения.

Длительность переходного процесса определяется в основном периодом следования  $\beta$ . По результатам численного эксперимента номер импульса  $l_s$ , с которого распространение можно считать установившимся, определяется неравенством

$$l_s \geq 8/3\beta^{-1}, \quad z \leq 0,5ka_0^2.$$

Заметим, что установившаяся пиковая интенсивность  $I_{\max}$  может значительно превышать дифракционно ограниченную величину  $I_d$  (рис. 5). Возникновение тепловой фокусировки объясняется тем, что при  $\beta \geq 1$  к приходу очередного импульса область наибольшей рефракции значительно смещена вниз по потоку от положения максимума интенсивности. В результате наряду с общим отклонением пучка происходит рост пиковой интенсивности за счет большей рефракции подветренной части.

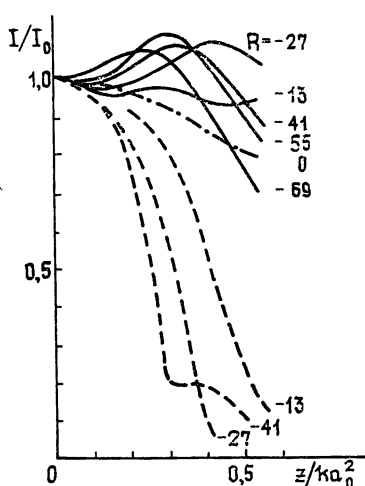


Рис. 5.

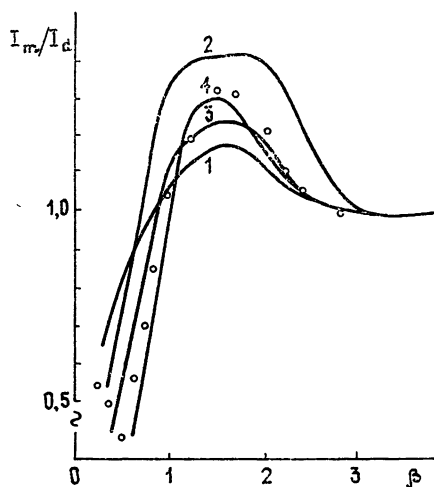


Рис. 6

Рис. 5. Изменение интенсивности с расстоянием в установившемся режиме для последовательности импульсов при  $t_n < \tau_c$ ,  $\beta = 1$ .  $I_{\max}(z)/I_0$  — сплошные,  $I(0, 0, z)/I_0$  — пунктир.

Рис. 6. Зависимость пиковой интенсивности  $I_{\max}/I_d$  от параметра  $\beta$  в установившемся режиме для последовательности импульсов с  $t_n < \tau_c$ ; кривая 1 —  $R = -27,54$ ,  $z = 0,25ka_0^2$ ; 2 —  $R = -27,54$ ,  $z = 0,5ka_0^2$ ; 3 —  $R = -73,8$ ,  $z = 0,164ka_0^2$ ; двухимпульсная модель [7],  $R = -73,8$ ,  $z = 0,164ka_0^2$ ; кривая 4 — расчет по теории возмущений, точки — эксперимент.

Зависимость установившейся пиковой интенсивности от периода следования импульсов  $\beta$  приведена на рис. 6 при различных длинах трасс  $z$  и параметра нелинейности  $R_-$ .

При  $\beta > 2$ , когда невелико влияние предыдущих посылок, эти результаты практически совпадают с расчетом по теории возмущений в модели двух импульсов и близки к экспериментальным данным с пробным пучком при учете насыщения поглощения [7]. Однако для  $\beta < 1$ , когда существенны возмущения температуры среды от предыдущих посылок, модель двух импульсов и эксперименты, соответствующие этой модели, дают заниженное значение интенсивности. Это подтверждает анализ переходного процесса; где при  $\beta = 1/3$  пиковая интенсивность второго импульса меньше, чем всех последующих и установившегося значения (рис. 4).

По результатам численного эксперимента (рис. 6) можно выбрать оптимальный период следования импульсов, который слабо зависит от длины трассы  $z$  и параметра  $R_-$ . При сильном перекрытии импульсов ( $\beta \leq 0,7$ ) дефокусировка в направлении, поперечном потоку, превышает фокусировку по оси  $Ox$ , в результате  $I_{\max}/I_d < 1$ ; при малом перекрытии соседних импульсов ( $\beta > 3$ ) процесс распространения близок к линейному при длительности посылки, удовлетворяющей условию [8]. В области  $1 \leq \beta \leq 2,8$  происходит фокусировка излучения, при которой превышение пиковой интенсивности над дифракционно ограниченной может достигать 40% на трассах длиной  $z \sim 0,5 ka_0^2$ .

4. В случае  $t_n \gg \tau_c$  происходит рефракция пучка не только в тепловом поле, созданным предыдущими импульсами, но и на возмущениях, вызванных поглощением энергии в течение рассматриваемой посылки. При  $t_n \ll \tau_v$  изменение температуры описывается выражениями

$$T_l(x, y, z, t) = T^{(l)}(x, y, z) + \frac{a}{c_p \rho} \int_0^t I dt,$$

$$T^{(l)}(x, y, z) = T_{l-1}(x - vt_n, y, z, t_n).$$

Задача определяется двумя параметрами  $R_-$ ,  $\beta$  согласно (6), (7).

Смещение энергетического центра пучка против потока в таком режиме обусловлено в основном действием предыдущих импульсов и мало меняется со временем. В течение импульса дефокусировка пучка нарастает и его интегральная ширина увеличивается по закону, близкому к линейному. Изменение пиковой интенсивности за время импульса для установившегося режима в последовательности приведено на рис. 7. В начале импульса при фокусирующих значениях  $\beta$  максимальная интенсивность  $I_{\max}$  превышает  $I_d$ , затем монотонно уменьшается в течение посылки. В результате пиковая плотность энергии за импульс оказывается меньше на 30—50%, чем при излучении последовательности коротких импульсов  $t_n < \tau_c$  той же энергии.

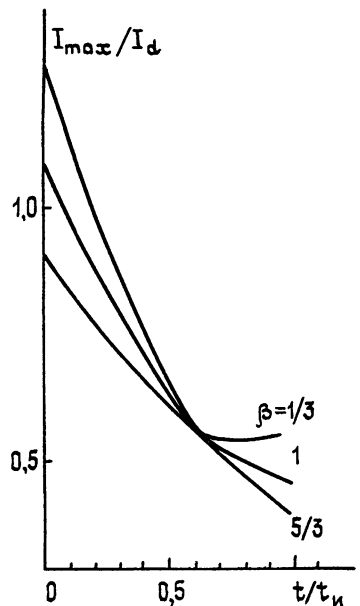


Рис. 7. Изменение пиковой интенсивности  $I_{\max}(t)/I_d$  в течение импульса при  $\tau_c \ll t_n \ll \tau_v$ ; установившийся режим;  $\beta = 1/3$  (нижняя кривая), 1 (средняя кривая),  $5/3$  (верхняя кривая).

5. Из проведенного анализа следует, что эффективность прохождения излучения одиночного импульса в слабопоглощающей движущейся среде падает при длительности излучения  $\tau_v/3 < t_n < 4/3 \tau_v$ .

Для последовательности коротких импульсов с  $t_n < \tau_c \sqrt{6/R}$  длительность переходного процесса определяется периодом следования. На трассах длиной  $z = 0,5 ka_0^2$  она составляет приблизительно  $8/3 \beta$  импульсов от начала излучения. В установившемся режиме при периоде следования  $t_n \sim 1,5 \tau_v$  возникает тепловая фокусировка излучения. При оптимизации периода следования пиковая интенсивность может превышать дифракционно ограниченное значение на 20—40% в зависимости от длины трассы и энергии импульса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H Kleiman, R W O'Neil, Appl Phys Lett., 23, № 1, 43 (1973).
2. P. B Ulrich, J. Wallace, J Opt. Soc. Am, 63, № 1, 8 (1973).
3. J. Wallace, J. Q. Lilly, J Opt Soc Am, 64, № 12, 1651 (1974).
4. Д. К. Смит, ТИИЭР, 65, № 12, 59 (1977).
5. К. Д. Егоров, В. П. Кандидов, Вестник МГУ, Физика, астрономия, 19, № 2, 70 (1978).
6. С. Н. Власов, В. А. Петрищев, В. И. Таланов, Изв. вузов — Радиофизика, 14, № 9, 1353 (1971).
7. R. G Buser, R. S Ronde, P. J. Berger, F. G Gebhardt, P. C. Smith, Appl. Opt, 14, № 11, 2740 (1975)

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
19 июня 1979 г

#### NONSTATIONARY HEAT SELF-ACTION OF LIGHT PULSES IN A MOVING MEDIUM

*K. D. Egorov, V. P. Kandidov*

Heat self-action of a light beam in the pulse regime of radiation is numerically investigated. Three different regime of self-action are considered depending on the relation of relaxation time of the disturbing medium and time characteristics of radiation. Based on the numerical solution of a self-consistent problem the process of the heat defocusing formation is studied. Recommendations are proposed on optimization of the radiation parameters.