

В.К. Пустовалов, И.А. Хорунжий

## ТЕПЛОВЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ПУЧКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОСВЕТЛЯЕМОМ ВОДНОМ АЭРОЗОЛЕ

На основе численного решения на ЭВМ системы уравнений исследовано тепловое самовоздействие пучка оптического излучения в просветляемом водном аэрозоле. Рассмотрено влияние вариации плотности капель на динамику распределений температуры и показателя преломления среды, само- и дефокусировку пучка.

Нелинейное распространение пучка интенсивного оптического излучения в испаряющемся и просветляемом водном аэрозоле экспериментально и теоретически исследовалось в [1–4]. Особый интерес представляет рассмотрение теплового самовоздействия — рефракции и дифракции пучка излучения, распространяющегося в просветляемом водном аэрозоле [2, 5–8]. При аналитическом и численном описании самовоздействия на основе уравнений геометрической оптики и квазиоптики в [2, 5–7] использовались приближения водности, квазистационарности испарения капель при грубом учете потерь энергии каплями на теплопроводность, которая обычно предполагалась единственным механизмом нагрева среды. В [8] исследование самовоздействия проведено на основе теории распространения волн в случайно-неоднородных средах.

При этом в [2, 5–8] не учитывались нагрев воздуха за счет молекулярного поглощения энергии излучения (за исключением [8]) и горячего пара от испаряющихся капель, влияние пара на показатель преломления среды и отсутствует исследование совместного распространения пучков воздействующего и зондирующего излучений. Все это ограничивает область применимости полученных результатов. В то же время в [9] отмечалась возможность заметного вклада молекулярного поглощения и горячего пара в нагревание среды, что может привести к заметному изменению поля показателя преломления и результирующего распределения интенсивности излучения. Из приведенного следует, что существует потребность в исследовании нелинейного распространения пучков воздействующего и зондирующего излучений в просветляемом водном аэрозоле с учетом их самовоздействия при корректном описании процессов тепломассообмена капель с окружающим воздухом.

Рассмотрим распространение пучков воздействующего с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм и зондирующего с  $\lambda_3 = 0,63$  мкм излучений в неподвижном водном аэрозоле с начальными концентрацией  $N_0$  и функцией распределения капель по размерам  $f_0(r_0)$  с учетом самодефокусировки пучков при регулярном испарении капель воздействующим излучением. Влиянием конвекции и ветра за время распространения излучения пренебрегаем. В декартовой системе координат излучения распространяются вдоль оси  $x$ , причем оси пучков совпадают с осью  $x$ , аэрозоль занимает полупространство  $x \geq 0$ . Система уравнений, описывающих процессы распространения и взаимодействия излучений с аэрозоле, имеет вид (см. [3, 4, 9]):

$$2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \Delta_{\perp} A + k^2 \left( \frac{n^2}{n_0^2} - 1 \right) A - ikzA; \quad (1)$$

$$2ik_3 \frac{\partial A_3}{\partial x} = \Delta_{\perp} A_3 + k_3^2 \left( \frac{n_3^2}{n_0^2} - 1 \right) A_3 - ik_3 \gamma_3 A_3; \quad (2)$$

$$\rho_0 V_0 c_0 \frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{1}{4} I K_n(r_0) S_0 - \bar{j}_i S_0; \quad (3)$$

$$\rho_0 \frac{\partial V_0}{\partial t} = -\bar{j} S_0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_0} \left( f \frac{\partial r_0}{\partial t} \right) = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \nabla \cdot \left( \rho D \nabla \left( \frac{\rho_1}{\rho} \right) \right) + 4\pi N_0 \int_0^{\infty} r_0^2 \bar{j} f(r_0) dr_0; \quad (6)$$

$$(\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) + \alpha_m I + 4\pi N_0 \int_0^{\infty} (j_{\bar{T}} + \bar{j} c_1 (\bar{T} - T)) r_0^2 f(r_0) dr_0; \quad (7)$$

$$P = \rho R T = p_{\infty} = \text{const}, \quad (8)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $k_3 = \frac{2\pi}{\lambda_3}$ ;  $S_0 = 4\pi r_0^2$ ;  $V_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3$ ;  $I = \beta A A^*$ ;  $I_3 = \beta A_3 A_3^*$ ;

$A$ ,  $A_3$  – комплексные амплитуды электрического вектора электромагнитного поля излучения;  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – лапласиан по поперечным координатам;  $n$ ,  $n_3$ ,  $n_0$ ,  $n_{03}$  – соответственно текущие и начальные показатели преломления среды для излучений с  $\lambda$  и  $\lambda_3$ ;  $\alpha$ ,  $\alpha_3$  – коэффициенты ослабления излучений с  $\lambda$  и  $\lambda_3$  аэрозольной средой:

$$\alpha = \alpha_m + \pi N_0 \int_0^{\infty} r_0^2 [K_n(r_0) + K_p(r_0)] f(r_0) dr_0; \quad (9)$$

$$\alpha_3 = \alpha_{m3} + \pi N_0 \int_0^{\infty} r_0^2 K_0(r_0) f(r_0) dr_0;$$

$\alpha_m$ ,  $\alpha_{m3}$  – молекулярные коэффициенты поглощения газовой фазой при  $\lambda$  и  $\lambda_3$  [10, 11];  $\beta$  – коэффициент пропорциональности;  $K_n$ ,  $K_p$ ,  $K_0$  – соответственно факторы эффективности поглощения, рассеяния воздействующего и ослабления зондирующего излучений каплями воды с радиусом  $r_0$ ;  $f(r_0)$  – функция распределения капель аэрозоля по размерам  $\int_0^{\infty} f(r_0) dr_0 = 1$ ;  $\rho_0$ ,  $c_0$  – плотность и теплоемкость воды;  $T_0$  – температура капли;  $\bar{j}$ ,  $\bar{j}_e$  – плотности потоков массы и энергии от поверхности капли в процессе ее испарения и теплообмена в диффузионно-конвективном режиме с учетом скачков плотности пара, температуры среды и реальных температурных зависимостей коэффициентов диффузии  $D$  и теплопроводности  $\kappa$ , приведенные в [12];  $I$ ,  $I_3$  – интенсивности воздействующего и зондирующего излучений;  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ ,  $\rho = \rho_1 + \rho_2$  – соответственно плотности водяного пара, воздуха и паровоздушной среды;  $T$  – температура среды;  $T_{\infty}$ ,  $p_{\infty}$  – начальная температура и давление;  $c_1$  и  $c_2$  – теплоемкости пара и воздуха при постоянном давлении  $p_{\infty}$ ,  $\bar{T}$  – температура среды непосредственно у поверхности капли,  $j_T$  – плотность потока тепла от капли, переносимого теплопроводностью;  $R_r$  – газовая постоянная.

Система уравнений (1)–(8) включает в себя параболические уравнения квазиоптики для пучков воздействующего (1) и зондирующего (2) излучений, уравнения баланса энергии (3) и массы (4) отдельной капли аэрозоля, уравнения для функции распределения  $f(r_0)$  (5), плотности пара  $\rho_1$  (6) и температуры среды  $T$  (7); (8) – выражает постоянство давления в среде.

Начальные и граничные условия для (1)–(8) имеют вид:

$$\begin{aligned} I(x=0, y, z, t) &= I_0 \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{R_n^2}\right); \\ I_3(x=0, y, z, t) &= I_{03} \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{R_n^2}\right); \\ T_0(x, y, z, r_0, t=0) &= T_{\infty}; \quad T(x, y, z, t=0) = T_{\infty}; \\ r_0(x, y, z, t=0) &= r_{\infty}; \\ \rho_1(x, y, z, t=0) &= \rho_{1\infty}; \quad f(r_0, x, y, z, t=0) = f_0(r_0), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $R_n$  – характерный радиус гауссовых пучков излучения. В качестве  $f_0(r_0)$  будем использовать Г-распределение с наивероятнейшим радиусом  $r_n = 5$  мкм и параметром  $\mu = 2$ . При численном решении задачи для аппроксимации  $f_0(r_0)$  использовалось многогрупповое приближение [3, 4]. Выражение для показателей преломления среды при  $\lambda$  и  $\lambda_3$  взято из [13], численные значения остальных параметров взяты аналогично [3, 4]. Для решения волновых уравнений (1, 2), использован метод быстрого преобразования Фурье, причем в плоскости  $x$ ,  $y$  расчеты проводились на сетке  $64 \times 64$ . В (7, 8) можно пренебречь диффузией и теплопроводностью вдоль оси  $x$ , поскольку справедливо соотношение  $R_n^2 / \chi \ll \frac{1}{a^2 \chi}$  при  $\frac{1}{a} \ll 10$  м,  $R_n \ll 0,1$  м;  $\chi$  – температуропроводность среды.

На рис. 1–4 приведены результаты численных расчетов вариантов при  $I_0 = 500$  Вт/см<sup>2</sup>,  $R_n = 2$  см,  $N_0 = 9,5 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $T_{\infty} = 273$ °К.

Распространение пучка интенсивного оптического излучения в неподвижном водном аэрозоле сопровождается одновременным проявлением ряда нелинейных эффектов. Среди них определяющее влияние на распространение излучения оказывает испарение капель и просветление аэрозоля на  $\lambda$  и  $\lambda_3$ , самодефокусировка излучений на образующемся профиле показателя преломления, обусловленном тепловыделением и выделением водяного пара, дифракция и т. д. Будем использовать безразмерную пространственную переменную  $\xi$ , связанную с переменной  $x$  уравнением:

$$x = 1,27 \cdot 10^6 \xi / N_0, \quad (11)$$

где  $x$  — в сантиметрах,  $N_0$  — в обратных кубических сантиметрах, причем здесь  $N_0$  в отличие от [3, 4] не является свободным параметром.

На рис. 1 изображены распределения нормированных интенсивностей воздействующего  $Z = I/I_0$  и зондирующего  $Z_3 = I_3/I_{03}$  излучений по радиусу  $R$  в некотором сечении пучка для нескольких моментов времени. Испарение капель приводит к просветлению аэрозоля на  $\lambda$  и  $\lambda_3$  и возрастанию  $Z$ ,  $Z_3$  для фиксированного  $\xi$ . Профили  $Z_3$  по сечению пучка испытывают заметные искажения и осцилляции по сравнению с профилями  $Z$ . Это может быть обусловлено тем, что при близких по величине изменениях показателей преломления среды на  $\lambda$  и  $\lambda_3$  набег фазы на одинаковой длине трассы, пропорциональный волновому числу  $k$  и  $k_3$ , более чем на порядок больше у зондирующего излучения.

При  $N_0 = 9,5 \text{ см}^{-3}$  в процессе просветления аэрозоля образуется поле показателя преломления, приводящее к дефокусировке пучка и снижению  $Z$ ,  $Z_3$  при  $R \lesssim R_n$  в начальные моменты времени, несмотря на просветление аэрозоля. С течением времени эффекты просветления начинают превалировать и  $Z$ ,  $Z_3$  увеличиваются по сравнению с начальными значениями. Просветление среды и пресеивающая самофокусировка пучка при  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$  приводят к увеличению  $Z$  и  $Z_3$  при  $R \lesssim R_n$  до 1 и даже выше 1 к некоторому моменту времени.

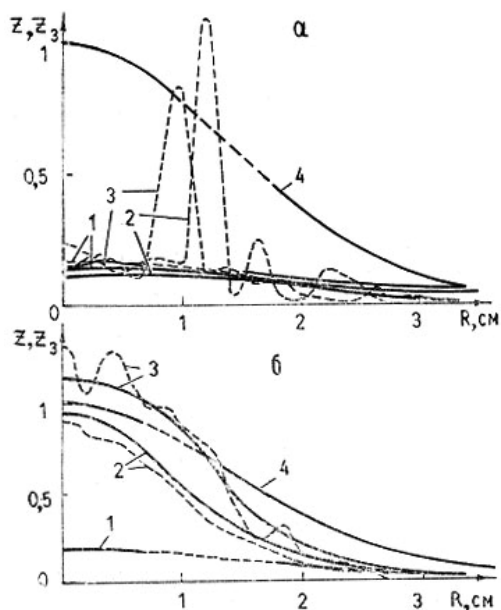


Рис. 1. Распределения нормированных интенсивностей воздействующего  $Z = I/I_0$  (—) и зондирующего  $Z_3 = I_3/I_{03}$  (---) излучений по  $R$  при  $\xi = 0,3$ ;  $t = 0$  (1), 0,04 (2), 0,08 с (3) и  $\xi = 0$  (4);  $I_0 = 500 \text{ Вт/см}^2$ ;  $N_0 = 9,5 \text{ см}^{-3}$  (а);  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$  (б)

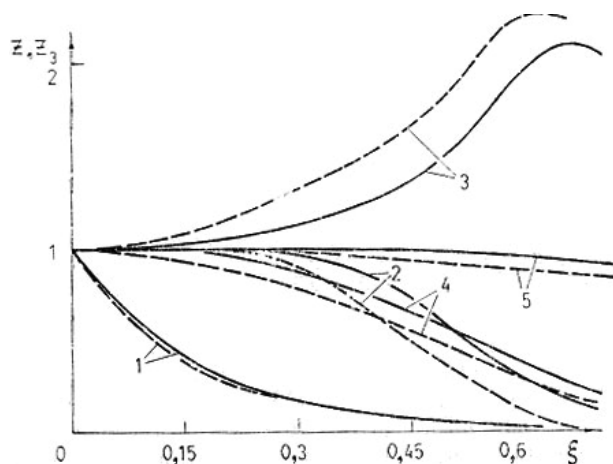


Рис. 2. Распределения нормированных интенсивностей воздействующего  $Z = I/I_0$  (—) и зондирующего  $Z_3 = I_3/I_{03}$  (---) излучений по  $\xi$  при  $R = 0$ ,  $t = 0$  (1), 0,04 (2), 0,08 с (3),  $I_0 = 500 \text{ Вт/см}^2$ ,  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$ , распределения  $Z$ ,  $Z_3$  по  $\xi$  при  $t = 0,04$  (4), 0,08 с (5) взяты из [3]

На рис. 2 приведены распределения  $Z$ ,  $Z_3$  на оси пучка при  $R = 0$  по  $\xi$  для нескольких моментов времени. В результате испарения капель под действием излучения в глубь аэрозоля распространяются волны просветления с различной степенью просветления аэрозоля на  $\lambda$  и  $\lambda_3$ . При  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$  приосевая самофокусировка пучков излучения к некоторому моменту времени приводит к возрастанию  $Z$ ,  $Z_3 > 1$ .

Также на рис. 2 приведены распределения  $Z(\xi)$ ,  $Z_3(\xi)$ , рассчитанные по уравнению переноса, для соответствующего момента времени в [3]. При этом распределения  $Z(\xi)$  и  $Z_3(\xi)$  в обоих случаях качественно и количественно при  $t \lesssim 0,04 \text{ с}$  близки между собой для  $\xi < 0,6$ . Однако в последующие моменты времени, когда просветляется слой аэрозоля с  $0 < \xi \leq 1$  и развивается самофокусировка распределения,  $Z(\xi)$ ,  $Z_3(\xi)$ , рассчитанные по волновой и геометрической оптике, заметно расходятся.

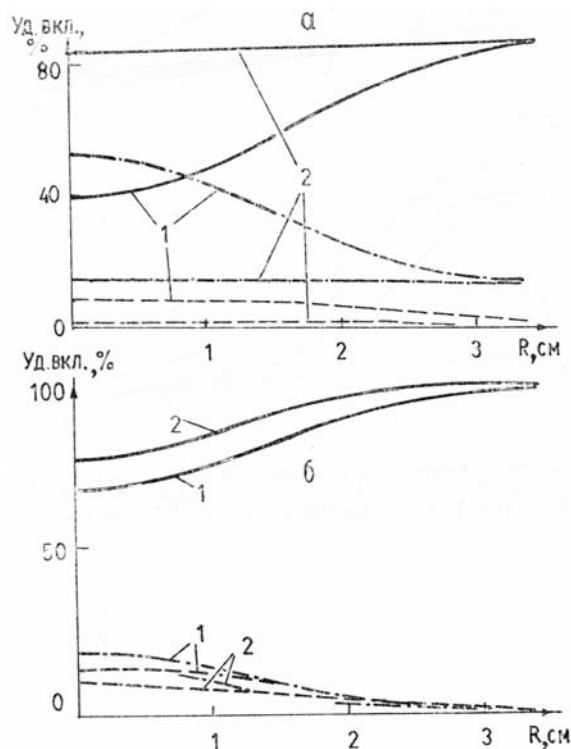


Рис. 3. Распределения удельных вкладов теплопроводности (—), молекулярного поглощения (—•—•—•) и пара (---) в нагрев среды по  $R$  при  $\xi = 0$  (1), 0,3 (2);  $t = 0,08 \text{ с}$ ;  $I_0 = 500 \text{ Вт/см}^2$ ;  $N_0 = 9,5 \text{ см}^{-3}$  (а);  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$  (б)

Основными механизмами, определяющими локальный нагрев среды, являются теплообмен капель со средой посредством теплопроводности, нагрев среды горячим паром от испаряющихся капель и молекулярное поглощение энергии излучения газовой фазой [9]. На рис. 3, 4 приведены распределения по  $R$  удельных вкладов каждого из этих механизмов в результирующий нагрев воздуха, а также распределения изменений температуры, плотности пара, показателя преломления среды для нескольких  $\xi$ . При  $N_0 = 9,5 \text{ см}^{-3}$  доля молекулярного поглощения в приосевой области пучка при  $R \sim 0$  является наибольшей, поэтому более сильный нагрев наблюдается в области с максимальной интенсивностью излучения (рис. 3,а). Теплоотвод от капли за счет теплопроводности зависит от интенсивности излучения, радиуса и местоположения капли [14] и продолжительности просветления аэрозоля. В результате в глубине аэрозоля удельный вклад теплопроводности при  $R = 0$  возрастает вдвое (до  $\sim 80\%$ ), а удельный вклад молекулярного поглощения уменьшается до  $\sim 15\%$ . Все это с учетом теплопроводности по  $R$  приводит к формированию неоднородного поля температуры с максимумом на оси пучка для любого  $\xi \geq 0$  и аналогичного профиля плотности водяных паров (рис. 4,а). В свою очередь профили  $\Delta T$  и  $\Delta \rho_1$  формируют в области пучка неоднородное поле оптического показателя преломления среды, приводящее к дефокусировке пучка излучения, развивающейся со временем. Отметим, что именно нагрев среды оказывает определяющее влияние на изменение показателя преломления среды по сравнению с изменением плотности водяного пара в результате испарения капель.

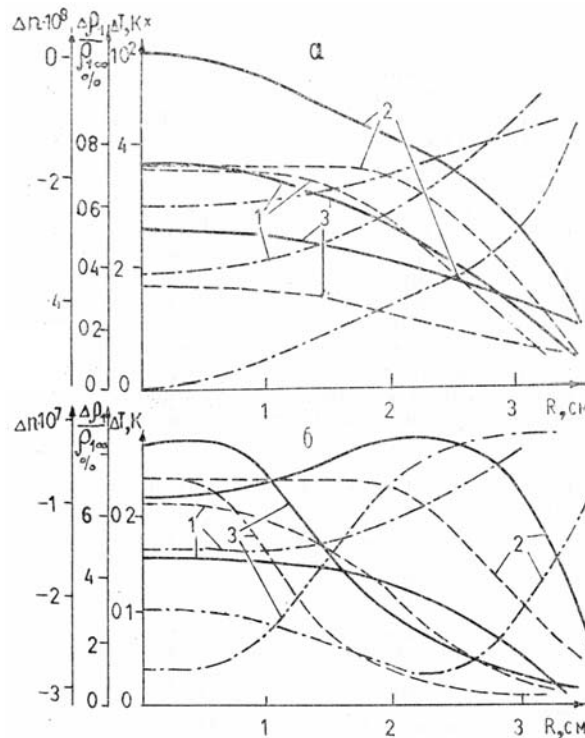


Рис. 4. Распределения нагрева среды  $\Delta T = T - T_\infty$  (—), изменений плотности водяного пара  $\Delta \rho_1 = \rho_1 - \rho_{100}$  (---) и показателя преломления паровоздушной среды  $\Delta n = n - n_0$  (-•-•-•-) по  $R$  при  $I_0 = 500 \text{ Вт/см}^2$ ;  $N_0 = 9,5 \text{ см}^{-3}$ ;  $\xi = 0$ ;  $t = 0,04$  (1),  $0,08$  с (2);  $\xi = 0,3$ ,  $t = 0,08$  (3), (a) и  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$ ,  $\xi = 0$ ,  $t = 0,02$  (1),  $0,08$  с (2),  $\xi = 0,3$ ,  $t = 0,08$  с (3), (б)

При распространении излучения в достаточно плотном аэрозоле при  $N_0 = 95 \text{ см}^{-3}$  сначала начинается интенсивное испарение капель в приосевой области пучка и более сильный нагрев за счет теплопроводности, молекулярного поглощения, горячего пара с образованием температурного профиля с максимумом на оси пучка. Однако с течением времени процессом, определяющим формирование  $\Delta T$  и  $\Delta n$ , становится теплоотвод от капель посредством теплопроводности, который заметно увеличивается с уменьшением интенсивности излучения. Поэтому на более поздних стадиях процесса, когда происходит образование канала просветления по  $\xi$  и  $R$ , формируется характерный радиальный профиль температуры с максимумом, расположенным на некотором удалении от оси пучка с гауссовым распределением интенсивности (рис. 4,б).). Описанная динамика формирования полей температуры и показателя преломления приводит на начальной стадии к дефокусировке пучка. Затем на более поздних стадиях в приосевой области пучка возникает самофокусировка, которая может привести к существенному возрастанию интенсивности на оси (рис. 2), а в периферийной области пучок продолжает дефокусироваться. Возможность самофокусировки пучка в просветляемом водном аэрозоле за счет увеличения теплоотвода от капель при уменьшении интенсивности была отмечена в [5]. Вклад доли пара в нагрев среды в среднем составляет  $\sim 5 - 15\%$ , а вклад пара в изменение показателя преломления  $\Delta n(\Delta T, \Delta \rho_1)$  не превышает  $\sim 5\%$ . Таким образом, увеличение числа капель  $N_0$  приводит к возможности самофокусировки пучка оптического излучения в приосевой области в процессе просветления водяного аэрозоля.

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов А.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
3. Пустовалов В.К., Романов Г.С., Хорунжий И.А. — Квантовая электроника, 1982, т. 9, с. 332.
4. Пустовалов В.К., Хорунжий И.А. — Квантовая электроника, 1985, т. 12, с. 594.
5. Свиркунов П.И. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 892.
6. Арманд С.А., Попов А.П. — Радиотехника и электроника, 1980, т. 25, с. 1793.
7. Сухоруков А.П., Трофимов В.А. — Труды Ин-та эксперим. метеорологии, 1983, вып. 31 (105), с. 105.
8. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. — Новосибирск: Наука, 1984.
9. Пустовалов В.К., Хорунжий И.А. — Тез. докл. Всес. совещания по распространению излучения в дисперсной среде. Обнинск, 1985.

10. Арефьев В.Н., Дианов-Клоков В.И., Сизов Н.И. — Труды Ин-та эксперим. метеорологии, 1977, вып. 7 (35), с. 109.
11. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. — М.: Сов. радио, 1970.
12. Пустовалов В.К. — Инженерно-физический журнал, 1986, т. 30, с. 718.
13. Казаков Л.Я., Ломакин А.Н. — В кн.: Распространение радиоволн. — М.: Наука, 1975, с. 5.
14. Pustovalov V.K., Romanov G.S. — Int. J. Heat Mass Transfer, 1985, v. 28, p. 277.

Белорусский политехнический институт,  
Минск

Поступила в редакцию  
12 ноября 1987 г.

V.K. Pustovalov, I.A. Khorunzhii. **Thermal Distortions of Optical Beam in Bleached Water Aerosol.**

The problem of optical beam thermal blooming in bleached water aerosol was studied using the computer simulation technique for numerical circulation of the relevant coupled equations. The effect of water droplet density variation on the evolution of temperature and refractive index distribution as well as on the beam self-defocusing is discussed.