

ДИНАМИКА ПРОСВЕТЛЕНИЯ ОБЛАКОВ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Э. Н. Шумилов

1. Искусственному созданию "окон" прозрачности в туманах и облаках придается большое значение в метеорологии. Одним из эффективных способов просветления является испарение капель под действием мощного лазерного излучения [1, 2]. В лабораторных условиях просветление туманов изучалось в [3 - 4]; соответствующая теория развивалась для плоских однородных волн в [3 - 5].

В настоящей работе сообщаются результаты теоретического анализа формирования просветленного канала в облаке при прохождении через него ограниченного лазерного пучка. Прослежена динамика рас-

ширения сечения канала и скорость его прорастания. Обсуждается влияние на процесс просветления движения облака (ветра) и диффузионного замыывания канала.

2. Облако (или туман) состоит из мелких капель с радиусом $r_k = 5 \text{ мкм}$. Для излучения лазера CO_2 с $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ (выполняется соотношение $r_k \ll \lambda$) сечения рассеяния и поглощения отдельных капель пропорциональны их объему, и уравнение переноса для интенсивности волны имеет вид

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + (a_p + a_{\Pi}) \rho I = 0, \quad (1)$$

где c – скорость света, a_p и a_{Π} – массовые коэффициенты рассеяния и поглощения $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{г}$, $\rho (\text{г}/\text{см}^3)$ – водность облака, характеризующая содержание массы капель в единице объема. Под действием достаточно мощного излучения происходит экспоненциальное уменьшение объема капли во времени [1–5]. Изменение водности облака при таком воздействии на него описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{1}{W_k} = D \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

где x, y – поперечные координаты пучка, v – скорость бокового ветра (движение облака вдоль пучка практически не меняет картины; ось пучка z не обязательно направлена по вертикали), D – коэффициент диффузии броуновской или турбулентной в зависимости от состояния атмосферного воздуха. Затраты энергии на испарение капель характеризуются параметром

$$W_k = \rho_B h_v / a_B, \quad (3)$$

где $\rho_B = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ – плотность воды, $h_v = 540 \text{ кал}/\text{г}$ – удельная теплота парообразования, a_B – коэффициент поглощения воды, для излучения CO_2 лазера $a_B = 1,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ [4]. С учетом указанных величин критическая плотность энергии $W_k = 1,89 \text{ Дж}/\text{см}^2$.

Прозрачность облака характеризуется его оптической толщиной

$$\tau(x, y, z, t) = (a_p + a_{\Pi}) \int_0^z \rho(x, y, z', t - \frac{z}{c} + \frac{z'}{c}) dz', \quad (4)$$

для которой из уравнений (1)–(2) можно получить одно, имеющее вид

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + v \frac{\partial \tau}{\partial x} - D \left(\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} \right) = - \frac{I_0(x, y, t - z/c) [1 - \exp(-\tau)]}{W_k}. \quad (5)$$

Здесь $I_0(x, y, t)$ – интенсивность волны на входе в облако при $z = 0$. Начальное состояние прозрачности характеризуется функцией $\tau_0(x, y, z)$; обычно можно считать облако однородным, т. е. $\tau_0 = \delta_0 z$.

Динамика просветления канала ограниченным пучком радиуса σ зависит от соотношения между длительностью лазерного импульса $T_{\text{и}}$, временем пробега ветра поперек пучка $T_{\text{в}} = \sigma/v$ и временем диффузии "холодных" капель в канал $T_{\text{д}} = \sigma^2/4D$.

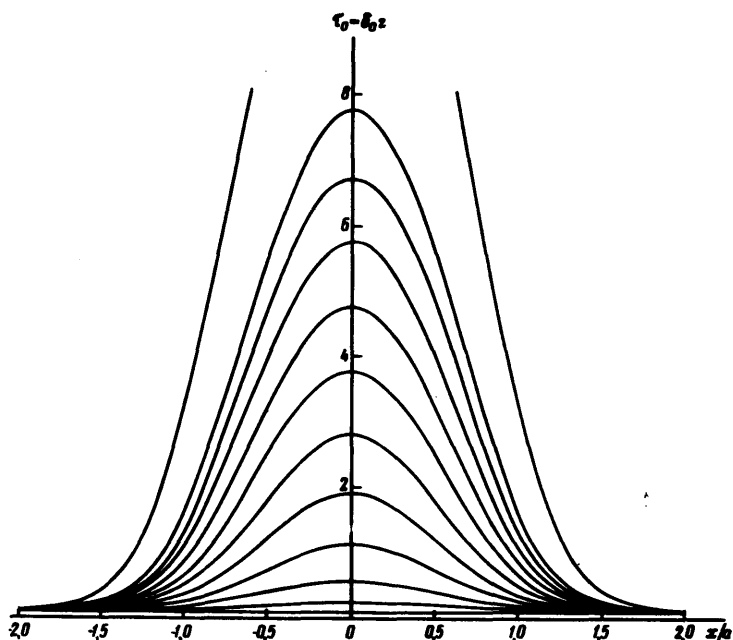


Рис. 1. Динамика просветления канала в облаке гауссовским пучком импульсного лазера. Представлена картина продвижения фронта просветления $\tau_{\text{п}} = 0,1$ по мере увеличения энергии импульса $W_0/W_{\text{к}} = 0,1; 1; 2; 3, \dots; 10; 15$

3. Оптическая толщина облака под действием коротких импульсов ($T_{\text{и}} \ll T_{\text{в}}, T_{\text{д}}$) меняется по закону (см. также [3 - 5])

$$\tau = \ln \left\{ 1 + [\exp \tau_0(x, y, z) - 1] \exp \left(- \frac{W_0(x, y, t - \frac{z}{c})}{W_{\text{к}}} \right) \right\}, \quad (6)$$

где

$$W_0(x, y, t - \frac{z}{c}) = \int_{-\infty}^{t - \frac{z}{c}} I_0(x, y, t') dt'$$

— плотность энергии лазерного импульса. Из (6) следует, что для получения заданной степени прозрачности $\tau = \tau_{\text{п}}$ необходима энергия

$$W_0 = W_{\text{к}} \ln \left(\frac{\exp \tau_0 - 1}{\exp \tau_{\text{п}} - 1} \right). \quad (7)$$

Наибольшая прозрачность достигается к концу импульса на оси пучка. В гауссовском пучке $I_0(r, t) = I_0(t) \exp(-r^2/\sigma^2)$ канал просветления по уровню $\tau_{\text{п}}$ постепенно сужается в облаке (рис. 1). Радиус ка-

нала достигает величины R в сечении z , в котором начальная оптическая толщина

$$r_o(z) = \frac{W_o \exp(-R^2/\sigma^2)}{W_k} + \ln r_{\Pi} \quad (8)$$

(в (8) положено $r_o \gg 1$ и $r_{\Pi} \ll 1$). Образование канала с радиусом равным радиусу лазерного пучка требует энергии в ϵ раз большей, чем для просветления облака на оси пучка. Необходимая для просветления облака энергия растет прямопропорционально его оптической толщине, ($r_o = (a_p + a_{\Pi}) \rho_o z$).

Фронт прозрачности $r_{\Pi} = \text{const}$ движется в облаке со скоростью v_{Π} :

$$v_{\Pi} = \frac{c v_k}{c + v_k}, \quad v_k = \frac{l_o(t - z/c)[1 - \exp(-r_o)]}{\delta_o W_k} \quad (9)$$

Очевидно, скорость прорастания канала меньше скорости света; обычно $v_k \ll c$ и $v_{\Pi} = v_k$ — скорость фронта прозрачности определяется темпами испарения капель в облаке.

4. Образующийся после окончания действия короткого импульса канал просветления будет сноситься вместе с движущимся облаком и диффузно замыкаться. При воздействии на облако достаточно длинных импульсов эти эффекты могут повлиять и на сам процесс просветления. Конвективные движения в облаке могут быть вынужденными (вследствие ветра) и свободными (из-за возникшей конвекции в поле тяжести). Начальный этап просветления $t \ll T_B$ происходит так же, как и в неподвижном облаке. Через время $t \gtrsim T_B$ режим просветления становится стационарным в пределах лазерного пучка. Канал перестает расти по длине и за счет действия ветра расширяется вдоль направления дующего ветра (рис. 2, а). Формула (6) сохраняет свой вид, если вместо плотности энергии W_o подставить на ее место величину

$$W_{o,B} = \int_{-\infty}^t l_o \left(x - vt + vt'; y, t' - \frac{z}{c} \right) dt' \quad (10)$$

Таким образом, "эффективная" длительность импульса сокращается с T_{Π} до T_B . Длина канала просветления определяется теперь не всей энергией импульса, а ее частью $W_{o,B} = l_o T_B = l_o \sigma / v$. Остальная энергия идет на расширение канала. Скорости движения атмосферных облаков обычно составляют величины $v \sim 10$ м/сек, и для пучка с радиусом $\sigma \sim 1$ м имеем $T_B \sim 0,1$ сек.

5. На формирование "окна" прозрачности могут повлиять диффузионные процессы переноса капель. В атмосфере обычно происходит турбулентная диффузия, $D_T \sim 1 + 10$ м²/сек, а в лабораторных камерах — броуновская с $D_b \sim 10^{-7}$ см²/сек [6] (последней мешает проявиться

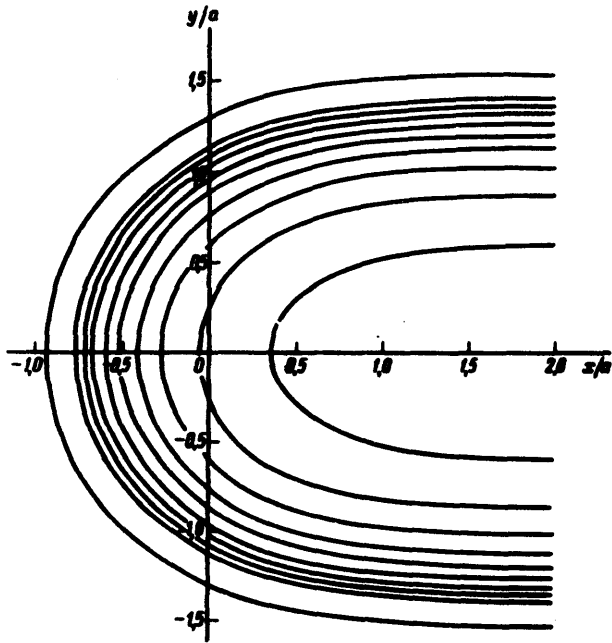


Рис. 2, а. Стационарная форма канала просветления, создаваемого гауссовским пучком, в присутствии сильного бокового ветра. Показаны фронты просветления $r_{II} = 0,1$ в сечении $r_0 = 1$ при различных скоростях ветра (или различных величинах $W_v = (\sqrt{\pi}/2) l_0 \sigma/v$): $W_v/W_K = 2; 3; 4; \dots; 10; 15$

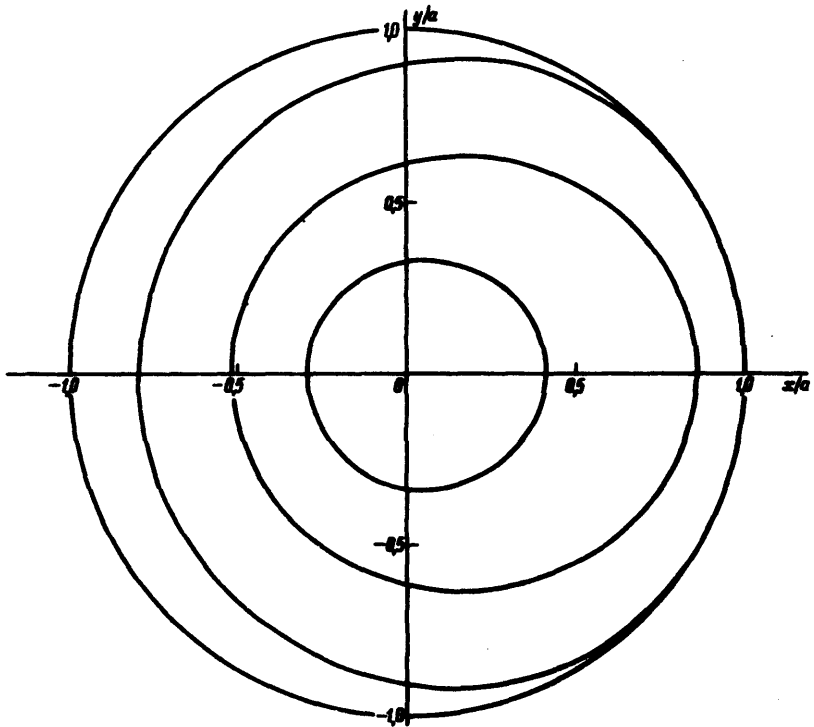


Рис. 2, б. Кривые равной интенсивности по уровню $I = I_0/e$ в том же сечении $r_0 = 1$ при различных скоростях бокового ветра: $W_v/W_K = 0$ (начало координат); 0, 2; 1; 5; ∞

свободная конвекция). Начало образования канала просветления ($r \gtrsim 1$) гауссовским пучком при влиянии диффузии согласно уравнению (5) описывается формулой

$$r = r_0 - \int_0^t \frac{I_0(t - z/c - t') \exp \left[-\frac{r^2}{\sigma^2(1 + t'/T_D)} \right]}{W_K(1 + t'/T_D)} dt'. \quad (11)$$

На оси пучка ($r = 0$) при $I_0 = \text{const}$ имеем

$$r = r_0 - \frac{I_0 T_D}{W_K} \ln \left(1 + \frac{t}{T_D} \right). \quad (12)$$

Очевидно, длительность части импульса, эффективно просветляющей канал, равна времени диффузии T_D . При турбулентной диффузии $T_D = 1 \text{ сек}$ для пучка с $\sigma = 1 \text{ м}$. С уменьшением сечения мощного пучка роль диффузного замыкания канала будет возрастать ($T_D/T_B \approx \sigma v/D$).

6. С помощью вышеприведенных формул можно проследить также за прохождением самого лазерного пучка (рис. 2, б). В этом случае имеется аналогия с прохождением лазерного излучения через самопросветляющиеся среды с инерционным механизмом поглощения. Отметим также, что после просветления облако может действовать на пучок как тепловая линза, сообщая ему нелинейную расходимость [7, 8].

Физический факультет
Московского

государственного университета
им. М В Ломоносова

Поступила в редакцию
14 июля 1971 г.

Литература

- [1] F.A.Williams. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **8**, 575, 1965.
- [2] В.Е.Зуев. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., Советское радио, 1970.
- [3] G.L.Lamb, R. B.Kinney. *J. Appl. Phys.*, **40**, 416, 1969.
- [4] G.I.Mullaney, W. H. Christiansen, D.A.Russel. *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 145, 1970.
- [5] S.L.Glickler. *Appl. Optics.*, **10**, 644, 1971.
- [6] Л.Т.Матвеев. Основы общей метеорологии. Л., Гидрометеороль изд., 1965.
- [7] А.П.Сухоруков. УФН, **103**, 81, 1970.
- [8] J. Wallace, M.Camas. *J. Optical Soc. Am.*, **60**, 1587, 1970.