

А. В. КОРОТИН, Д. Е. СВЕТОГОРОВ, Ю. С. СЕДУНОВ,
Л. П. СЕМЕНОВ

ОБРАЗОВАНИЕ ЗОН ПРОСВЕТЛЕНИЯ В ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ

(Представлено академиком Е. К. Федоровым 19 IV 1974)

Взаимодействие электромагнитного излучения определенных длин волн с облачной средой может приводить к интенсивному испарению капель и образованию зон, свободных от водного аэрозоля (зон просветления). Практическое использование этого явления связывается, в частности, с рассеиванием туманов над аэродромами ⁽¹⁾. Вопрос об образовании зон просветления исследовался в работах ⁽¹⁻³⁾ без учета микроструктуры капельной фракции и для простейшего закона испарения, отдельные вопросы, связанные с формированием зон просветления, рассматривались в ⁽⁴⁾. Ниже процесс просветления исследуется в достаточно общей постановке.

Основные предположения. 1) Мощность излучения достаточно велика, так что испарение отдельных капель происходит независимо.

2) Пучок предполагается узким, что позволяет пренебречь вкладом многократного рассеяния в величину интенсивности в пучке.

3) Рассеянием излучения на неоднородностях, возникающих вследствие испарения капель, пренебрегается.

4) Поле излучения мгновенно подстраивается под изменение среды.

В рамках указанных предположений система уравнений, описывающая эволюцию функции распределения $f(x, t, R)$ капель по радиусам R в точке x в момент времени t и перенос излучения, имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}_x(vf) + \frac{\partial(Rf)}{\partial R} = 0; \quad (1)$$

$$\operatorname{div}_x sI(x, s, t) = -I(x, s, t) \left\{ \int_0^\infty \sigma(R) f(x, t, R) dR + \alpha \right\}, \quad (2)$$

где $I(x, s, t)$ — интенсивность излучения в направлении s , $|s|=1$, $\sigma(R)$ — сечение ослабления на капле радиуса R , α — коэффициент ослабления атмосферы в отсутствие водного аэрозоля.

Закон испарения капель запишем в виде

$$\dot{R} = -\gamma(R)J(x, t), \quad J(x, t) = \int_{\Omega=4\pi} I(x, s, t) ds.$$

Такой закон является обобщением простых аппроксимационных выражений для скорости испарения капель ^(5, 6).

Скорость движения зоны просветления. Пусть на границу облачной среды ($z=0$) по направлению оси z падает излучение интенсивности J_0 . Через некоторое время после начала воздействия излучения на границе облачной среды возникает локальное состояние просветления — зона просветления, граница которой перемещается в глубину облака ($z>0$). Термином зона просветления мы в дальнейшем будем характеризовать область в облачной среде, в которой вследствие испа-

рения водного аэрозоля ослабление излучения на каплях соизмеримо с ослаблением в «безоблачной» атмосфере.

Чтобы сосредоточить основное внимание на вопросах, связанных с движением границы зоны просветления, будем считать аэрозоль неподвижным и будем пренебрегать ослаблением излучения на газовых и твердоаэрозольных компонентах атмосферы.

Граничные и начальные условия задачи запишем в виде

$$J(0, t) = J_0, \quad f(z, 0, R) = f_0(z, R). \quad (3)$$

Интегрирование уравнения (1) при условии (3) приводит к следующему выражению для функции распределения:

$$f(z, t, R) = \gamma^{-1}(R) \gamma(\varphi(R, q)) f_0(z, \varphi(R, q)), \quad q(z, t) = \int_0^t J(z, t') dt' \quad (4)$$

где через $\varphi(R, q)$ обозначен «интеграл движения», явный вид которого может быть найден из соотношения

$$\int_R^{\varphi} \gamma^{-1}(R') dR' = q.$$

Из определения $q(z, t)$ и из (4) следует, что функция распределения $f(z, R, t)$ и интенсивность поля излучения $J(z, t)$ могут быть определены, если известна функция $q(z, t)$. Уравнение для $q(z, t)$ получается из исходной системы (1), (2):

$$\frac{dq}{dz} = - \int_0^{\infty} \frac{\sigma(R)}{\gamma(R)} \int_R^{\varphi(R, q)} f_0(z, R') dR' dR. \quad (5)$$

Введем значение $q_{\text{нр}}(z)$, характеризующее границу зоны просветления. Функция $q_{\text{нр}}(z)$ находится из равенства локального ослабления на водном аэрозоле с ослаблением в «безоблачной атмосфере». Оценки показывают, что для типичных случаев облаков $q_{\text{нр}} \approx (30-60)$ вт/см². Используя уравнение (5) и полагая $q = q_{\text{нр}}(z)$, $J = J_0$, можно для скорости движения границы зоны просветления получить выражение

$$U_{\text{нр}} = J_0 \left(\int_0^{\infty} \frac{\sigma(R)}{\gamma(R)} \int_R^{\varphi(R, q_{\text{нр}})} f_0(z, R') dR' - \frac{dq_{\text{нр}}}{dz} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Анализ показывает, что для функций распределений, характерных для реальных облаков, верхний предел в интеграле по R' в (6) может быть изменен на ∞ . В случае однородной среды начальная функция распределения не зависит от z . При этом $dq_{\text{нр}}/dz = 0$ и выражение (6) определяет установившуюся скорость просветления. В последнем случае время, характеризующее достижение установившейся скорости, отсчитанное от момента включения излучения, равно $t_{\text{н}} = q_{\text{нр}}/J_0$. В случае однородной среды скорость просветления может быть представлена в виде $U_{\text{нр}} = \beta J_0 (W_0 L)^{-1}$, где W_0 — водность облака, L — удельная теплота испарения,

$$\beta = W_0 L / \int_0^{\infty} \frac{\sigma(R)}{\gamma(R)} \int_0^{\infty} f(s) ds dR,$$

β характеризует долю энергии излучения, реализуемую на испарение капель. Если принять

$$\gamma(R) = \beta_{\text{т}} \frac{\sigma_{\text{н}}(R)}{4\pi R^2 L \rho_{\text{в}}}$$

Замыкание зоны просветления. Рассмотрим форму зоны просветления в полубесконечной облачной среде с учетом переноса аэрозоля полем постоянного по направлению ветра.

Формирование зон просветления представляет интерес, если интенсивность излучения достаточно велика. В этом случае можно не учитывать движения среды вдоль оси пучка. В сферической системе координат, ориентированной, как показано на рис. 1, граничные условия для уравнений (1), (2) имеют вид

$$J(\rho, \theta, \varphi) = J_0(\theta, \varphi), \quad f = f_0(\rho, R).$$

Здесь $\theta_0(\varphi) = \pi/2 - (\delta^2 - \varphi^2)^{1/2}$ — поверхность пучка излучения, имеющего вид кругового конуса с малым углом расходимости 2δ , ρ_0 — расстояние от начала координат до нижней границы облака. Пусть $\rho_{\text{пр}}(\theta, \varphi)$ — поверхность зоны просветления. Пусть поле ветра таково, что $\alpha \rho_{\text{пр}}/d\theta \geq 0$, т. е. излучение достигает точек граничной поверхности, нигде не проходя через облака, занятые водным аэрозолем. При этом условии функция $\rho_{\text{пр}}(\theta, \varphi)$ может быть определена из уравнения

$$q_{\text{пр}} U_{\text{пр}}(\rho_{\text{пр}}) \rho_{\text{пр}} = \rho_0^2 \int_{\theta_0(\varphi)}^{\theta} J_0(\theta', \varphi) l^{-\alpha(\rho_{\text{пр}} - \rho_0)} d\theta' - \frac{\beta}{W_0} \int_{\rho_1}^{\rho_{\text{пр}}} \rho' U(\rho') l^{-\alpha(\rho_{\text{пр}} - \rho')} d\rho'. \quad (8)$$

В частном случае ($U = \text{const}$, $J_0 = \text{const}$, $\alpha \approx 0$ и облако однородно) граничная поверхность определяется соотношением

$$\rho_{\text{пр}} = \left[\rho_0^2 + \left(\frac{q_{\text{пр}}}{\beta} \right)^2 + \frac{2J_0 \rho_0^2}{\beta U} (\theta - \theta_0) \right]^{1/2} - \frac{q_{\text{пр}}}{\beta}. \quad (9)$$

Если в (9) положить $\theta - \theta_0 = 2\delta$, то получим максимально возможную глубину просветления в указанных выше условиях. Таким образом, наличие движения аэрозоля приводит к ограничению глубины проникновения зоны просветления в облако. При этом расходимость существенно сокращает глубину проникновения зоны. Наибольшая глубина проникновения имеет место для перасходящихся пучков. В последнем случае из (9) следует, что $\rho_{\text{max}} - \rho_0 = \frac{U_{\text{пр}}}{U} d_0$, где d_0 — диаметр пучка. Из (8) и (9) следует,

что форма зоны существенно определяется полями интенсивности излучения и ветра и слабо (через $q_{\text{пр}}$) зависит от микроструктуры облака.

Сделанные выше выводы предполагают, что $d\rho_{\text{пр}}/d\theta \geq 0$. Вследствие турбулентности в облаках это условие нарушается для масштаба $l \sim (1-10)$ м. Ввиду малости амплитуд пульсаций для таких масштабов, их влияние на формы границы зоны просветления выразится в появлении небольшой «ряби», для которой производная $d\rho_{\text{пр}}/d\theta$ принимает как положительные, так и отрицательные значения, что, однако, несущественно при вычислении формы зоны.

Институт экспериментальной метеорологии
Обнинск Калужской обл.

Поступило
6 II 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ G. J. Mullaney, W. H. Christiansen, D. A. Russell, AIAA Paper, № 670, 1969, p. 69; Appl. Phys. Letters, v. 13, 145 (1968). ² S. L. Clicher, J. Appl. Opt., v. 10, 644 (1971). ³ А. Н. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Э. Н. Жумиков, Письма в ЖЭТФ, т. 14, 245 (1971). ⁴ В. Е. Зуев, Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере, М., 1970. ⁵ Л. П. Семенов, П. Н. Свиркунов, Тр. Инст. эксп. метеорол., в. 23, 91 (1971); П. Н. Свиркунов, Л. П. Семенов, там же, в. 30, 54 (1972). ⁶ В. Е. Зуев, А. В. Кузиковский и др., ДАН, т. 205, № 5 (1972). ⁷ Л. М. Левин, Исследование по физике гroudисперсных аэрозолей, Изд. АН СССР, 1961.