

Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г., Кусков В. И.

*Владимирский государственный университет, г. Владимир,
ул. Горького 87. Россия.*

О просветлении тумана тепловым излучением метеотрона

В сферически симметричном приближении рассматривается задача просветления тумана при взаимодействии тумана и теплового излучения от пламени тепловой установки метеотронного типа. Приведены основные характеристики теплового источника. На основе уравнения интенсивности для плоской волны в поглощающей среде и теории Ми создана расчетная модель. Проведена численная оценка процесса просветления тумана в приближении водности.

Метод рассеяния туманов с помощью искусственных тепловых источников известен давно [1], однако его эффективность с позиции увеличения дальности видимости L при оправданно низких затратах энергии так и не определена. Воздействие на конденсационные и дисперсионные аэрозоли с жидкими частицами шарообразной формы, называемые туманами [2], осуществляется в районах интенсивного применения транспортных средств: аэродромов, портов, участков шоссе. Применяемые искусственные тепловые источники, которые по выделяемой мощности могут влиять на локальный микроклимат, были названы метеотронами [3].

Конструкционные отличия разных установок метеотронного типа заключены, в основном, в системе тепловыделяющих элементов [1, 3 – 8]. При работе метеотрона V [7] авиационный керосин ТС-1 сжигается в атмосфере с расходом 8,8 кг/с. Горение сильно турбулизированное, диффузионное, визуально бездымное. Пламя объемом около 10^3 м^3 и высотой до 12 м приподнято над по-



Рис. 1. Компьютерная версия фотографии пламени после 10 минут работы тепловой установки метеотрон V на стационарном режиме с давлением перед форсунками 10 МПа.

верхностью земли на высоту около 4 м (рис. 1). Расчетная тепловая мощность установки около $0.32 \cdot 10^9$ Вт. Давление перед форсунками установки до 25 МПа. Расход топлива на единицу площади тепловыделения $0,062$ кг/см². Реализуемые режимы работы: стационарный и переменный, с изменяющимся по задаваемому закону расходом топлива.

По распределению цвета в объеме пламени и во времени заметно, что распределение температуры неоднородно. В течение первых 5 - 10 минут работы тепловой установки метеотрон V на стационарном режиме с давлением перед форсунками 10 МПа верхушка пламени (начальное сечение струи) приобретает светло-желтый цвет и становится прозрачной, поэтому температуру здесь следует ожидать около (1900 - 2100)К (при стехиометрическом значении 2300К). Другая крайняя граница температурного диапазона (1300 - 1600)К имеет цвет оттенков желтого и характеризует реакционную боковую область пламени, образованную пересечением факелов соседних форсунок.

Фундаментальное и прикладное применение метеотрона V обширно и разнообразно: создание экологически чистого пламени, исследование вихреобразования в факелах, динамических и когерентных структур струи, генерация и исследования физических полей, исследования по созданию локального микроклимата, и, в частности, уничтожению облачности, слоя инверсии и искусственному рассеянию тумана.

Задача о просветлении тумана тепловым излучением.

Размеры капель воды в туманах колеблются в широких пределах от долей до нескольких десятков микрон. Режим испарения в подвижной и неподвижной среде, а также мелких и крупных капель может качественно различаться. Длительное время после начала нагревания средний размер капель не только не уменьшается, а, наоборот, растет. Мелкие капли испаряются быстрее, поэтому максимум функции распределения капель по размерам может сдвигаться в сторону крупных капель. Крупные капли могут взрывным образом распадаться на более мелкие, которые монотонно уменьшаются в размерах. При этом число капель и водность непрерывно убывают. Это должно определять монотонное увеличение дальности видимости в тумане сразу после начала его нагревания.

Задача просветления тумана рассматривается при взаимодействии теплового излучения от установки метеотронного типа с туманом. Уравнение переноса интенсивности для плоской волны в поглощающей среде имеет вид [9]

$$\frac{\partial I}{\partial x} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial I}{\partial t} + \alpha_0^c I = 0, \quad (1)$$

где I – интенсивность излучения, c – скорость света, α_0^c – коэффициент ослабления среды, x – направление распространения. Вторым членом можно пренебречь, а $\alpha_0^c = \alpha_0 + \alpha_M$, где α_0 – коэффициент туманного ослабления, α_M – коэффициент молекулярного ослабления. Если $\alpha_M \ll \alpha_0$, можно положить, что $\alpha_0^c = \alpha_0$.

Коэффициенты ослабления (α_0) и поглощения (α_{II}) тумана определены [10]:

$$\alpha_0 = N \int_0^{\infty} K_0(r, \lambda, m) \cdot f(r) \cdot \pi r^2 dr, \quad \alpha_{II} = N \int_0^{\infty} K_{II}(r, \lambda, m) \cdot f(r) \cdot \pi r^2 dr, \quad (2)$$

где N – концентрация частиц воды в тумане, λ – длина волны излучения, r – радиус капли, $f(r)$ – функция распределения капель по размерам, которая для большинства туманов [1, 10]:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\mu + 1)} \mu^{\mu+1} \cdot \frac{r^{\mu}}{r_M^{\mu+1}} \exp\left(-\mu \frac{r}{r_M}\right), \quad (3)$$

где $\mu = (0.3 \div 8)$ – параметр распределения; $r_n = (0.5 \div 10)$ мкм – наивероятнейший радиус; $K_{II}(r, \lambda, m)$, $K_0(r, \lambda, m)$ – факторы поглощения и ослабления, точные значения которых дает теория Ми [11, 12], рассматривающая рассеяние и поглощение излучения сферическими частицами. На основе этой теории для $K_{II}(r, \lambda, m)$, $K_0(r, \lambda, m)$ составлены таблицы [13], в которых приведены их значения для большого интервала радиусов капель.

При регулярном режиме испарения капли скорость изменения ее радиуса равна [13]

$$\frac{dr}{dt} = -\beta_T \frac{I \cdot K_{II}(r)}{4L\rho}, \quad (4)$$

где β_T – коэффициент, определяющий долю энергии, поглощенной каплей и расходуемой на испарение. Численные значения β_T для температур -20°C и 20°C равны 0.2 и 0.7, соответственно. L – удельная теплота испарения воды и ρ – плотность воды.

На основании закона сохранения $n(x, y, z, r, t) = N \cdot f(x, y, z, r, t)$ для концентрации капель, и следуя (1), имеем

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(rf) = 0 \quad (5)$$

Факторы ослабления $K_0(r, \lambda, m)$ и поглощения $K_{II}(r, \lambda, m)$ для определенной длины волны и показателя преломления имеют характерную зависимость от радиуса капли тумана [14]. При малых значениях r при определении α_0 и α_{II} можно использовать мелкокапельное приближение:

$$K_0(r) = a_0 r, \quad K_{II}(r) = a_{II} r. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (2), получаем выражения для коэффициента ослабления и поглощения $\alpha_0 = \frac{3}{4} a_0 \frac{C}{\rho}$, $\alpha_{II} = \frac{3}{4} a_{II} \frac{C}{\rho}$, где $C = 1.33 \pi \rho N r^3$ – водность монодисперсного тумана.

Уравнение (5) с учетом (3), (4) можно преобразовать в виду:

$$\frac{dC}{dt} = -\left(\frac{3 \beta_T}{4 L \rho} \cdot I \cdot a_{II}\right) \cdot C.$$

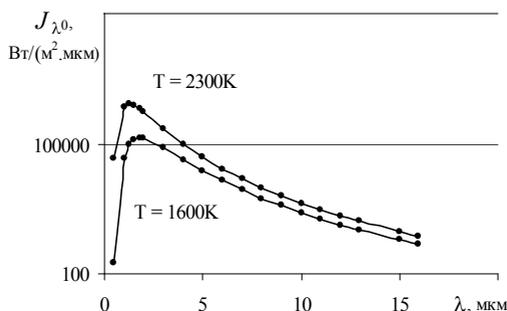


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $J_{\lambda,0}$ от длины волны при средней и стехиометрической температуре горения.

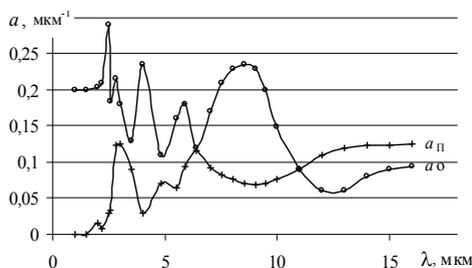


Рис. 4. Графики осциллирующих функций $a_0(\lambda)$ и $a_{II}(\lambda)$ [4]

Таким образом, задача просветления тумана тепловым излучением сводит-ся к решению системы уравнений:

$$\frac{\partial I}{\partial x} + \alpha_0 I = 0; \quad \frac{dC}{dt} = -\frac{3\beta_r \cdot I \cdot a_{II}}{4L\rho} \cdot C$$

Водность $C(x,t)$ и интенсивность теплового излучения $I(x,t)$ являются функциями расстояния x от источника излучения и времени t .

Оценка просветления тумана при работе метеотрона V. Проведем численную оценку процесса просветления тумана в приближении водности C . Объем сплошной горящей области очага пламени метеотрона составляет около 10^3 м^3 с эквивалентным радиусом сферы не менее 6 м. При полном сгорании керосина ТС1 тепловая мощность $0.3 \cdot 10^9$ Вт. Интенсивность тепловыделения на поверхности рассматриваемой сферы $I_0 \approx 5 \cdot 10^4$ Вт/м² с учетом 7 % радиационных потерь [8]. Средняя температура пламени 1600 К [15]. В приближении абсолютно черного тела степень черноты составит 0.13.

На рис. 3 приведена функция спектральной плотности потока излучения для абсолютно черного тела, рассчитанная по формуле Планка [16]. Максимальной спектральной плотности потока излучения $J_{\lambda,max} = 135 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \mu\text{м})$ абсолютно черного тела при температуре 1600 К соответствует длина волны λ_{max}

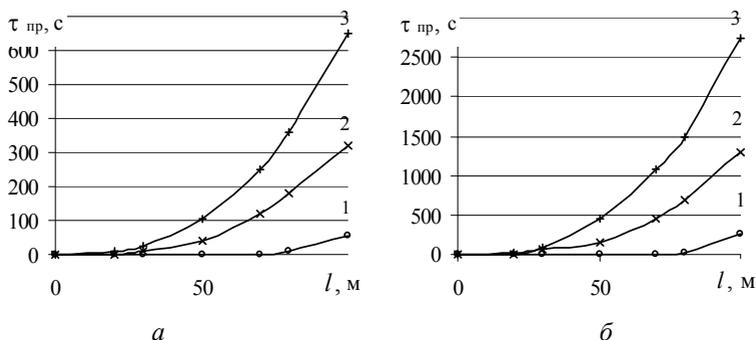


Рис. 5. Графики зависимости времени просветления $\tau_{пр}$ от расстояния l до теплового источника для трех монодисперсных туманов для температуры окружающей среды 20°C (а) и -20°C (б)

= 1.8 мкм. При стехиометрических условиях горения керосина в воздухе соответствующие величины равны: $T_{cm} = 2300\text{ K}$ [17], $J_{\lambda_{max}} = 830\text{ кВт}/(\text{м}^2\text{мкм})$, волны $\lambda_{max} = 1.26\text{ мкм}$.

Спектральную функцию интенсивности теплового излучения можно представить как монохроматическую функцию, параметры факторов ослабления и поглощения которой соответствовали бы определенным средним значениям: $a_{0cp} = 0.18\text{ мкм}^{-1}$ и $a_{Пcp} = 0.08\text{ мкм}^{-1}$ (рис. 4).

В качестве параметра просветления тумана выбрано время $\tau_{пр}$, определяемое из условия $I(x, \tau_{cp})/I_0(x) = 0.9$. Здесь $I(x, \tau_{cp})$ – интенсивность излучения при наличии тумана, $I_0(l)$ – интенсивность излучения при отсутствии тумана.

Произведены расчеты для трех различных монодисперсных туманов, представляющих группу высокодисперсных аэрозолей с концентрацией частиц воды $N = 100\text{ см}^{-3}$ и средним радиусом капель $r = 3, 5, 10\text{ мкм}$ для двух температур окружающей среды 20°C и -20°C . Начальные условия определялись в виде $C(x, 0) = C_0$, $I(x = 6\text{ м}, t) = I_0$. На рис. 5, а представлены зависимости времени просветления туманов с концентрацией капель $N = 100$ и $r = 3\text{ мкм}$ (кривая 1), $r = 5\text{ мкм}$ (2) и $r = 10\text{ мкм}$ (3) для температуры окружающей среды 20°C от расстояния до источника излучения, причем нуль соответствует центру сферы излучения. На рис. 5б приведены аналогичные кривые для температуры среды -20°C .

На рис. 6, а показано относительное изменение влажности тумана с $N = 100$ и $r = 5\text{ мкм}$ в зависимости от времени в сечении $x = 100\text{ м}$ для температуры окружающей среды 20°C (1) и -20°C (2). Соответствующие графики относительной дальности видимости рассчитаны по формуле $L/L_0 = (C/C_0)^{-3/2}$ [1] и приведены на рис. 6б.

Рассматриваемый интервал времени 10 – 20 минут выбран неслучайно. В течение этого времени формируется вертикальная колонна нагретых продуктов сгорания и устанавливается устойчивое циркуляционное движение около установки [4, 6, 7]. Вертикальная струя от источника обретает закрутку. Расход окружающего воздуха в пламя и струю резко возрастает. Интенсивность горения

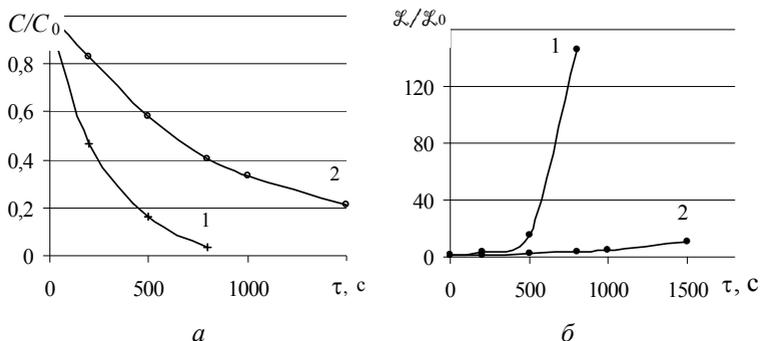


Рис. 6. Графики зависимости относительной влажности тумана C/C_0 (а) и относительной дальности видимости L/L_0 (б) от времени τ работы метеотрона на стационарном режиме.

возрастает. Очаг пламени теряет сплошность, распадаясь на отдельные удлиненные приподнятые форсуночные факелы. Прогретая область около тепловой установки сжимается. Устанавливается баланс между процессом переноса воздушных масс по горизонтали – стока в объем пламени и активный участок струи и процессом их радиационного прогрева. Эффект радиационного прогрева по горизонтали падает, а по вертикали растет. Вертикальная тепловая колонна начинает работать как компрессор, выкачивающий в вертикальном направлении воздух с испаренными каплями и ядрами конденсации. В таком случае начинает превалировать динамический метод рассеяния тумана [1] с интенсификацией процессов коагуляции в подвижной среде, оседанием частиц с радиусами более сотни микрон и увеличением прозрачности тумана. На значительном удалении от теплового источника направленные радиальные скорости движения среды невелики, поэтому дисперсная фаза движется со средой как единое целое. При таких условиях наблюдается стабилизация верхней границы дисперсной фазы с обретением плоской горизонтальной формы [2].

Выводы. Тепловое излучение пламени метеотрона может быть эффективно для просветления тумана с частицами до 10 мкм в области радиусом порядка 100 м за 10 минут работы метеотрона V при затратах около 4500 кг керосина ТС1.

Литература:

1. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. – Л.: Гидрометеоздат, 1973. – 365 с
2. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. – М.: Изд-во АН СССР, 1955. – 353 с.
3. Дессенс А. Можем ли мы изменить климат? / пер. с франц. под ред. Л.Г. Качурина. – Л.: Гидрометеоздат, 1969. – 119 с.
4. Church C. R., Snow J. T., Dessens J. Intense Atmospheric Vortices Associated with a 1000-MW Fire. - Bull. of Amer. Meteorol. Soc., 1980. –V. 61. № 7. – P. 682-694.
5. Кирюхин Б.В., Красиков П.Н. Дождь и снег по воле человека. – Л.: Гидрометеоздат, 1963. – 111с

6. *Скорер Р.* Аэрогидродинамика окружающей среды: пер. с англ. под ред. *А. Я. Прессмана.* – М.: Мир, 1980. – С. 549
7. *Кузнецов А.А., Бухарова О.Д.* Динамика макропроцессов в пламени и нагретой струе // *Физика горения и взрыва.* 2001. Т. 37, № 1. С. 35 – 41.
8. *Кузнецов А.А.* Тепловое излучение пламени метеотрона // *Физика аэродисперсных систем.* – Украина. Одесса: ОНУ. 2007. Вып. 44. – С. 85 – 91
9. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. – М.: Наука. 1979. – 384 с.
10. *Зуев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. – М.: Сов. Радио, 1970. – 496 с.
11. *Борн М., Вульф Э.* Основы оптики. – М.: Наука. 1973. – 720 с.
12. *Райст П.* Аэрозоли. Введение в теорию: Пер. с англ. Под ред. Б.Ф. Садовского.- М.: Мир, 1987. – 280 с.
13. *Корытин А. В., Светогоров Д.Е., Седунов Ю.С., Семенов Л.П.* Образование зон просветления в облаках и туманах. *ДАН СССР.* 1975. Т. 220, № 4. – С. 829 – 832.
14. *Зельманович И.Л., Шифрин К.С.* Таблицы по светорассеянию. Т.3. Л.: Гидрометеоиздат. 1968. – 432 с.
15. *Кузнецов А.А.* Об «электронной температуре» пламени метеотрона // *Инженерная физика.* – 2007. № 5. – С. 12 – 15.
16. *Теплотехника: Учеб. для вузов / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.* – М.: Высш. шк., 1999. – 671 с.
17. *Дубовкин Н. Ф.* Справочник по теплофизическим свойствам углеводородных топлив и их продуктов сгорания. – М.-Л: Госэнергоиздат. 1962. – 288 с.

Kuznetsov A.A., Konopasov N.G., Kuskov V.I.

Fog clearing by meteotron thermal radiation

SUMMARY

Fog clearing by thermal radiation of meteotron type thermal installation is considered using spherical symmetric approach. The basic characteristics of a thermal radiation source are presented. A computational model is elaborated on the basis of flat wave intensity equation in absorbing media and Mie theory. The fog clearing process is estimated numerically in water content approximation.

Кузнецов А.А., Конопасов М. Г., Кусков В. И.

Про прояснення туману тепловим випромінюванням метеотрону

АНОТАЦІЯ

У сферично симетричному наближенні розглядається задача прояснення туману при взаємодії туману і теплового випромінювання від полум'я теплової установки метеотронного типу. Приведені основні характеристики теплового джерела. На основі рівняння інтенсивності для плоскої хвилі в поглинаючому середовищі і теорії Мі створена розрахункова модель. Проведена чисельна оцінка процесу прояснення туману в наближенні водності.