

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ ДЛИННОВОЛНОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В АТМОСФЕРЕ БОЛЬШИМИ ПОЖАРАМИ

Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Шацких

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН,
117977 Москва

Разработан механизм возбуждения длинноволновых акустических возмущений, генерируемых в атмосфере большими пожарами. Сформулирована математическая модель явления. Полученное решение качественно объясняет и количественно описывает акустические эффекты, экспериментально зарегистрированные на больших расстояниях от мощных пожаров, что позволяет проводить диагностику больших пожаров по барографическим записям волн давления на земле. Найден коэффициент излучения акустической энергии.

В результате проведения серии комплексных крупномасштабных экспериментов по организации искусственных пожаров на значительной (~ 1 га) площади с контролируемыми условиями выгорания и состояния атмосферы [1–4] впервые обнаружено свойство крупных пожаров генерировать в атмосфере длинноволновые акустические возмущения (ДАВ), способные распространяться на большие (до 2000 км) расстояния. При этом выявлено и идентифицировано несколько различных механизмов генерации ДАВ со своими характерными временными диапазонами, зависящими от геометрических и энергетических параметров пожара, стратификации атмосферы и ветра.

Наиболее энергоемкий диапазон возбуждаемых частот связан с увеличением объема присоединенной массы воздуха при подъеме конвективной колонки и колебаниях продуктов сгорания вблизи уровня их нулевой плавучести в стратифицированной атмосфере. Характерный период первого процесса $T_1 = \pi/N$, второго $T_2 = 2\pi/N$ (N — коэффициент Вейселя — Брента [2]). Генерируемая колеблющимся на уровне теплового зависания и пульсирующим конвективным элементом акустическая волна из-за стратифицированной структуры атмосферы преобразуется в цилиндрическую расходящуюся волну Лэмба [5] и распространяется на достаточно большие расстояния r , где акустические колебания короткого секундного диапазона быстро затухают и практически регистрируются лишь волны с периодом больше 20 с [6].

Для ДАВ рассматриваемого диапазона длина λ_0 генерируемых волн может составлять десятки километров. В том случае, когда характерный размер источника $a \ll \lambda_0 \ll r$, среднее значение интенсивности ДАВ определяется только изменением во времени эффективного объема конвективного элемента W [7]:

$$\langle I \rangle = \frac{\langle W_{tt}^2 \rangle}{16\pi^2} \oint \frac{\rho_a}{c_s R^2} dS_0 \left(1 + \frac{\sin 2kh}{2kh} \right). \quad (1)$$

Здесь интегрирование производится по замкнутой поверхности S_0 вокруг источника; $\langle W_{tt}^2 \rangle$ — среднее во времени значение квадрата второй производной W по времени t ; ρ_a и c_s — плотность и скорость звука в атмосфере; R — расстояние от источника до поверхности интегрирования; $k = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число; h — расстояние от источника звука до

жесткой поверхности. Последний множитель учитывает влияние ограничивающей полупространство земной поверхности.

Полная энергия ДАВ, излучаемая конвективным источником, находится по выражению

$$E = \frac{1}{16\pi^2} \oint \frac{\rho_a}{c_s R^2} dS_0 \int_0^{T_*} W_{tt}^2 dt \left(1 + \frac{\sin 2kh}{2kh}\right), \quad (2)$$

где T_* — время жизни конвективного элемента.

Найти закон изменения во времени эффективного объема конвективной колонки пожара можно из газодинамической модели ее формирования и развития.

Рассмотрим эволюцию конвективной колонки продуктов над постоянно действующим очагом горения с интенсивностью тепловыделения $\dot{Q}_0$ в поле сдвигового течения (ветра) постоянной скорости Λ . Верхняя кромка колонки вследствие действия сил плавучести поднимается вверх, изгибаясь по направлению бокового течения (рис. 1). При этом окружающий воздух вовлекается внутрь колонки вдоль ее боковой границы.

Нестационарное конвективное течение в стратифицированной среде описывается уравнениями

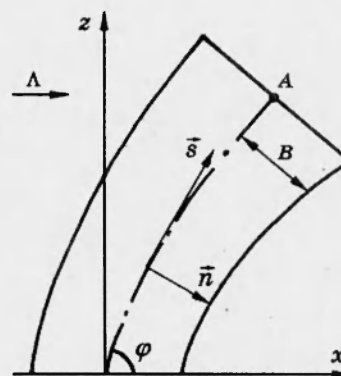


Рис. 1. Схематическая картина модели конвективной колонки продуктов над постоянно действующим очагом горения.

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{U} &= 0, \\ \frac{d\vec{U}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \vec{g} + \operatorname{div} \nu \operatorname{grad} \vec{U}, \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} + \operatorname{div} \chi \operatorname{grad} T. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ , $\vec{U}$, T , p — плотность, вектор скорости, температура и давление в струе продуктов; ν и χ — коэффициенты вязкости и температуропроводности воздуха.

Выберем криволинейные координаты (s, n) такие, что вектор $\vec{s}$ направлен по касательной к оси струи, а $\vec{n}$ перпендикулярен $\vec{s}$. Считаем, что давление в струе продуктов равно атмосферному p_a , а относительный дефицит плотности

$$\frac{\rho_a - \rho}{\rho} = \frac{T - T_a}{T_a} = \beta \vartheta, \quad (4)$$

где T_a , ρ_a , $\beta = 1/T_a$ — температура, плотность и коэффициент термического расширения воздуха; $\vartheta = T - T_a$.

Интегрирование (3) по перпендикулярному к оси струи сечению с эффективным радиусом $B(t)$ с учетом (4) дает

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(\pi B^2) &= 2\pi B\varepsilon, \\
\frac{d}{dt}(\pi B^2 U \sin \varphi) &= g\beta \vartheta \pi B^2, \\
\frac{d}{dt}(\pi B^2 U \cos \varphi) &= 2\pi B\varepsilon \Lambda, \\
\frac{d}{dt}(\pi B^2 \vartheta g\beta) &= -UN^2 \pi B^2 \sin \varphi.
\end{aligned} \tag{5}$$

В (5) использовано предположение, что скорость вовлечения окружающей среды в колонку определяется двумя аддитивными механизмами захвата [8]: $V = -\varepsilon$, где $\varepsilon = \alpha_1 |U - \Lambda \cos \varphi| + \alpha_2 |\Lambda \sin \varphi|$, φ — угол наклона оси струи к поверхности Земли, α_1 и α_2 — безразмерные эмпирические константы тангенциального и нормального вовлечения соответственно.

Для определения положения верхней кромки струи продуктов в координатной системе z, x дополним (5) кинематическими соотношениями (z — вертикальная, x — горизонтальная в направлении ветра координаты)

$$\frac{dS}{dt} = U, \quad \frac{dZ}{dt} = U \sin \varphi, \quad \frac{dX}{dt} = U \cos \varphi. \tag{6}$$

Начальные условия для системы (5), (6) при $t = 0$:

$$S = Z = X = 0, \quad B = B_0, \quad U = U_0, \quad \varphi = \pi/2, \quad F = g\beta \vartheta_0 B_0^2 = F_0. \tag{7}$$

Следует отметить, что при переходе к стационарному режиму течения уравнения (5)–(7) сводятся к системе, решение которой достаточно хорошо согласуется (при соответствующем выборе коэффициентов α_1 и α_2) с экспериментальными натурными и модельными наблюдениями за дымовыми колонками в поле ветра [9], а для покоящейся атмосферы ($\Lambda = 0$, $\varphi = \pi/2 = \text{const}$) совпадает с известной системой уравнений [10].

Замена переменных (прописные буквы обозначают размерные переменные, строчные — безразмерные)

$$\{S, Z, X\} = \frac{\{s, z, x\}}{\alpha_1^{1/2}} \left(\frac{\Pi_0}{N^3} \right)^{1/4}, \quad \{\Lambda, \varepsilon, U\} = \frac{\{\lambda, \varepsilon, u\}}{\alpha_1^{1/2}} (\Pi_0 N)^{1/4}, \tag{8}$$

$$F = f \alpha_1^{1/2} \left(\frac{\Pi_0^2}{N} \right)^{1/4}, \quad B = b \alpha_1^{1/2} \left(\frac{\Pi_0}{N^3} \right)^{1/4}, \quad t = \frac{\tau}{N}, \quad K = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$$

($\Pi_0 = F_0 U_0 = g\beta \vartheta_0 B_0^2 U_0 = \frac{g\beta Q_0}{\pi \rho_0 c_p} = \text{const}$ — интеграл плавучести) позволяет преобразовать систему (5)–(7) к безразмерному каноническому виду

$$\begin{aligned}
\frac{db}{d\tau} &= \varepsilon, \quad \varepsilon = |u - \lambda \cos \varphi| + K |\lambda \sin \varphi|, \\
\frac{du}{d\tau} &= \frac{1}{b^2} [f \sin \varphi + 2\varepsilon b (\lambda \cos \varphi - u)], \\
\frac{d\varphi}{d\tau} &= \frac{1}{ub^2} [f \cos \varphi - 2\varepsilon b \lambda \sin \varphi], \\
\frac{df}{d\tau} &= -ub^2 \sin \varphi, \quad \frac{ds}{d\tau} = u, \\
\frac{dz}{d\tau} &= u \sin \varphi, \quad \frac{dx}{d\tau} = u \cos \varphi
\end{aligned} \tag{9}$$

с начальными условиями при $\tau = 0$

$$s = z = x = 0, \quad b = b_0, \quad u = u_0, \quad f = f_0 = 1/u_0, \quad \varphi = \pi/2. \quad (10)$$

В отличие от облака продуктов мощного ядерного взрыва, которое на стадии зависания совершает колебания на высоте несколько десятков километров [11], уровень теплового равновесия конвективной колонки продуктов горения при реальных пожарах находится существенно ниже. В этом случае необходимо учитывать влияние земли на интенсивность звуковых волн большой длины, возбуждаемых в атмосфере колонкой (в формулах (1) и (2) величина $2kh \ll 1$).

Для рассматриваемой модели динамики струи источником генерации акустических волн является изменяющийся эффективный объем конвективной колонки W . За время t

$$W = \pi \int_0^{S_*(t)} B^2 dS = \pi \int_0^t B^2 U dt.$$

Тогда вторая производная объема струи по времени, средняя интенсивность и полная энергия акустического излучения в безразмерных переменных (8) определяются из выражений

$$\begin{aligned} W_{tt} &= \pi \frac{dB^2 U}{dt} = \pi (f \sin \varphi + 2b\epsilon \lambda \cos \varphi) \left(\frac{\Pi_0^3}{N} \right)^{1/4} \alpha_1^{1/2}, \\ \langle I \rangle &= \frac{\pi}{4} \frac{\rho_0 \alpha_1}{\epsilon h c_s} \left(\frac{\Pi_0^3}{N} \right)^{1/2} \langle (f \sin \varphi + 2b\epsilon \lambda \cos \varphi) \rangle, \\ E &= \frac{\pi}{4} \frac{\rho_0 \alpha_1}{\epsilon h c_s} \left(\frac{\Pi_0}{N} \right)^{1/2} \int_0^{\tau_*} (f \sin \varphi + 2b\epsilon \lambda \cos \varphi) d\tau, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\tau_* = T_* N$ — безразмерное время действия источника; $\epsilon = g/c_s^2 + N^2/g$ для экспоненциальной модели стратификации атмосферы ($\rho_a = \rho_0 \exp(-\epsilon X)$).

Обозначая интеграл в (11) через e , а подынтегральное выражение через i , получим

$$\frac{de}{d\tau} = i, \quad i = \left(\frac{dB^2 U}{d\tau} \right)^2 = (f \sin \varphi + 2b\epsilon \lambda \cos \varphi)^2, \quad (12)$$

$$e = 0 \quad \text{при} \quad \tau = 0. \quad (13)$$

Система (9), (12) с начальными условиями (10), (13) даже в более простом стационарном случае аналитического решения не имеет [8] и должна решаться численно. Поскольку решение этой системы зависит от геометрических и энергетических параметров источника, стратификации атмосферы и силы ветра, целесообразно сопоставлять теоретические результаты с экспериментальными данными на основе реальных измерений.

Основные параметры источников для экспериментов I [1], II [2, 3] и III [4] (площадь горения S , общее энергосодержание Q , время горения t , средняя мощность $\bar{Q}$, характерный размер очага R), состояния атмосферы (частота Вейселя — Брента N , средняя скорость ветра Λ) и конвективной колонки продуктов (высота зависания h) приведены в таблице.

Параметр	Единица измерения	Эксперимент		
		I	II	III
S	м^2	7500	10000	7080
Q	Дж	$2 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$6,9 \cdot 10^{13}$
t	мин	120	120	40
Q	Вт	$2,8 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^{10}$
R	м	49	56	48
N	рад/с	0,0109	0,0115	0,0183
Λ	м/с	1,5	1,5	4,5
h	м	500	400	400
Π_0	$\text{м}^4/\text{с}^{-3}$	23800	30800	255000
b	—	0,34	0,39	0,11
u	—	0,15	0,13	0,52
λ	—	0,06	0,07	0,11
τ_*	—	79	83	44

Энергию цилиндрических волн Лэмба на расстоянии r от источника возмущений можно вычислить по барографической записи зарегистрированного на уровне земли давления Δp_0 по формуле [12]

$$E = \frac{2\pi r_e \sin \psi \cdot H}{\rho_0 c_s} \int \Delta p_0^2 dt,$$

где r_e — радиус Земли; $\psi = r/r_e$ — угловое расстояние от источника до места регистрации; t — время; $H = \int_0^\infty L^2(X)(\rho_0/\rho_a)^{1/2} dX$ — эффективная высота атмосферы; $L(X)$ — функция распределения давления в волне в зависимости от высоты, для волн Лэмба [6] $L(X) = (\rho_a/\rho_0)^{1/2} \exp(-\Gamma X)$; Γ — коэффициент Эккарта. В идеальном случае E должна совпадать с энергией излучения ДАВ конвективными элементами (2).

Оцененная таким образом энергия акустических волн на больших расстояниях с учетом амплитудно-частотных характеристик использованных систем регистрации и акустической энергии шумового фона, непосредственно предшествовавшего началу сигналов, составила для экспериментов I–III $\sim 0,76 \cdot 10^{11}$, $(0,4 \div 1) \cdot 10^{11}$ и $\sim 2,26 \cdot 10^{11}$ Дж соответственно. Следовательно, во всех случаях в виде акустических волн изучалось 0,15–0,4 % общей энергии пожаров. Это значение по порядку величины совпадает с коэффициентом излучения ДАВ взрывными источниками.

Для сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными воспользуемся при решении системы уравнений (9), (10), (12), (13) измеренными во время проведения крупномасштабных экспериментов по моделированию больших пожаров значениями величин U_0 , B_0 , F_0 , Λ и параметров α_1 и α_2 .

На автомоделном участке движения тангенс половины угла расширения имеет постоянное значение и из (8), (9) равен $dB/dX = \alpha_1$. По результатам кинофоторегистрации среднее по всем экспериментам значение величины $\alpha_1 \approx 0,15$ и совпадает с ранее определенными величинами коэффициента нормального к оси струи вовлечения. В [13] показано, что при $\alpha_1 = 0,15$ наилучшее согласование с наблюдаемой динамикой дымовых струй достигается при коэффициенте тангенциального вовлечения $\alpha_2 \approx 0,9$, т. е. при $K = 6$.

Необходимые для численного решения величины, рассчитанные на основе экспериментальных данных с использованием значений физических констант $\rho_0 = 1,225 \text{ кг/м}^3$, $c_p = 1006 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\beta = 1/288 \text{ К}^{-1}$, приведены в таблице. В качестве начальных условий и параметров при конкретном расчете выбраны средние безразмерные значения: $u_0 = 0,1$, $b_0 = 0,3$, $f_0 = 1/u_0 = 10$, $K = 6$, $\lambda = 0,3$, $\alpha_1 = 0,15$.

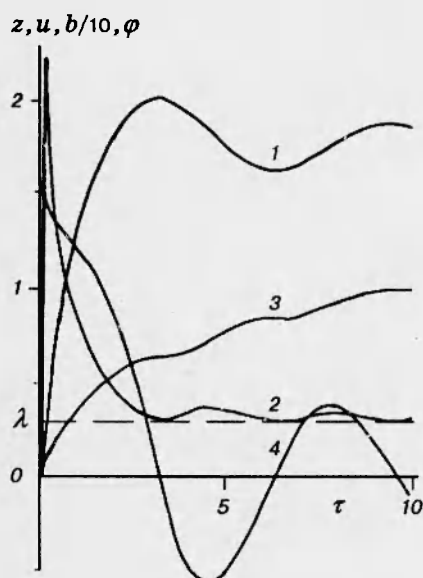


Рис. 2. Зависимость безразмерных величин высоты подъема (1), осевой скорости (2), радиуса (3) и угла наклона оси (4) на передней кромке колонки от безразмерного времени.

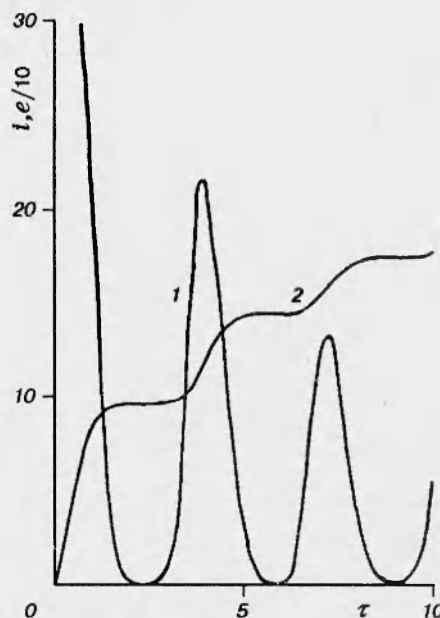


Рис. 3. Зависимость безразмерных величин интенсивности (1) и энергии (2) акустических возмущений от безразмерного времени.

Результаты численного интегрирования приведены на рис. 2 и 3. Рис. 2 показывает зависимости безразмерных параметров в точке А (см. рис. 1) от безразмерного времени. На кривой 1 можно выделить участки начального разгона струи, автомоделный режим подъема и зависание. На стадии зависания конвективная колонка, распространяясь по ветру, совершает колебания около уровня теплового равновесия с периодом $\sim 2\pi$ (рис. 2, 2). Колебания угла наклона и скорости происходят с тем же периодом. Радиус струи на стадии зависания пульсационно растет с удвоенной частотой и периодом $\sim \pi$.

Расчетные значения интенсивности i и энергии e излучения длинноволновых акустических возмущений конвективной струей продуктов горения приведены на рис. 3. Период колебаний этих функций совпадает с периодом пульсаций радиуса колонки и примерно равен π .

Расчет показывает, что подынтегральная функция в (11) при больших τ асимптотически убывает как $\tau^{-0,6}$. Экспериментальный закон затухания средней интенсивности звука дает зависимость $t^{-(0,55 \div 0,7)}$. Значение интеграла из (11) при расчете до среднего времени действия источника $\tau_* \approx 70$ составило ~ 370 .

Расчетная энергия возмущений (для $\tau_* \approx 70$) продуктов горения, генерируемых в атмосфере конвективной струей, формирующейся над очагом

пожара в заданном поле ветра, описывается зависимостью

$$E \simeq 90 \frac{\pi \rho_0 \alpha_1}{\pi \rho_0 c_p} \left(\frac{g \beta}{\pi \rho_0 c_p} \right)^{3/2} \dot{Q}^{3/2} N^{-3/2}.$$

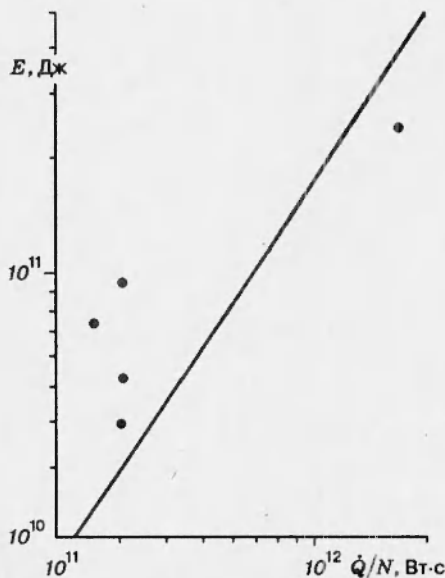


Рис. 4. Зависимость полной, излученной с длинными волнами акустической энергии от мощности пожара и стратификации атмосферы ($\tau_* \approx 70$).

На рис. 4 в логарифмических координатах представлена зависимость E от $\dot{Q}/N$ (прямая) и экспериментальные результаты (точки).

Таким образом, механизм генерации ДАВ конвективным движением продуктов горения качественно объясняет, а предложенная математическая модель количественно описывает зафиксированные на больших расстояниях от мощных пожаров акустические эффекты, что позволяет диагностировать пожары с использованием барографических регистраций волн давления на уровне земли. Найден коэффициент излучения акустической энергии поднимающейся и пульсирующей конвективной колонки пожара, который по порядку величины совпадает с аналогичным коэффициентом для взрывных источников ДАВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гостинцев Ю. А., Копылов Н. П., Суханов Л. А. и др. Горение нефти на водной поверхности (крупномасштабный эксперимент) // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 4. С. 36–39.
2. Гостинцев Ю. А., Иванов Е. А., Копылов Н. П., Шацких Ю. В. Волновые возмущения атмосферы при больших пожарах // Там же. С. 62–64.
3. Гостинцев Ю. А., Иванов Е. А., Шацких Ю. В. Инфразвуковые и внутренние гравитационные волны в атмосфере при больших пожарах // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271, № 2. С. 327–330.
4. Гостинцев Ю. А., Иванов Е. А., Анисимов С. В. и др. О механизме генерации инфразвуковых волн в атмосфере большими пожарами // Докл. АН СССР. 1985. Т. 283, № 3. С. 573–576.
5. Pierce A. D. Theoretical source models for generation of acoustic-gravity waves by nuclear explosions // Symp. on Acoustic-Gravity Waves in the Atmosphere, Boulder, Colorado, 1968: Proc. P. 9–24.
6. Gossard E. E., Hook W. H. Waves in the Atmosphere. Amsterdam a. o.: Elsevier, 1975.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
8. Фэй Дж. А. Плавающие дымовые и спутные струи: Пер. ВЦП № А-42855. М., 1978.

9. **Hewett T. A., Fay J. A., Hoult D. P.** Laboratory experiments of smoketask plume in a stable atmosphere // *Atmos. Environ.* 1971. V. 5, N 9. P. 767-789.
10. **Morton B. R., Taylor G. I., Turner J. S.** Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // *Proc. Roy. Soc.* 1956. V. 234, N 1196. P. 1-23.
11. **Гостинцев Ю. А., Шацких Ю. В., Иванов Е. А.** Генерация длинно-волновых акустических возмущений в атмосфере турбулентным термиком // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287, № 3. С. 583-585.
12. **Whipple F. J. W.** The great Siberian meteor fall and waves, seismic and aerial, which it produced // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1930. V. 56. P. 287-304.
13. **Hoult D. P., Fay J. A., Forney L. A.** A theory of plume rise compared with field observations // *J. Air Pollut. Control Assoc.* 1969. V. 19, N 8. P. 585-590.

*Поступила в редакцию 16/II 1994 г.,
в окончательном варианте — 2/II 1995 г.*
