

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ПРИЗЕМНОГО ТЕПЛОГО СЛОЯ ПРИ СИЛЬНОМ ВЗРЫВЕ В ВОЗДУХЕ

А. П. Голубь

Институт динамики геосфер РАН, 119334 Москва, golub'@idg.chph.ras.ru

С помощью математического моделирования демонстрируется принципиальная возможность образования у поверхности земли теплового слоя (метрового слоя эрозионных паров и воздуха с температурами несколько тысяч градусов и плотностью в $20 \div 50$ раз меньше нормальной плотности воздуха) под действием распространяющегося на большие расстояния излучения огненного шара сильного взрыва при умеренной плотности потока лучистой энергии порядка 1 ГВт/м^2 за время порядка 10 мс. Результаты численного исследования согласуются с данными наблюдений эффекта теплового слоя при испытаниях ядерного оружия.

Ключевые слова: огненный шар взрыва, теплый слой, ультрафиолетовое и вакуумно-ультрафиолетовое излучение, испарение, вспышка поглощения.

ВВЕДЕНИЕ

Первые испытания ядерного оружия показали [1, 2], что в приземной части ударной волны, возникающей при сильном взрыве в воздухе, имеется перед волной возмущение, названное предвестником.

На рис. 1 приведена фотография взрыва атомной бомбы в пустыне штата Нью-Мехико, США, в 1945 г. (фотография взята из работы [3], впервые была опубликована в [1]). Область возмущенного взрывом воздуха отражена на фотографии в виде светлого пятна. Резко очерченная граница возмущенной области сферической формы совпадает с ударной волной взрыва. Клиновидная часть светлого пятна, расположенная у линии горизонта, представляет собой предвестник.

Образование предвестника обусловлено эффектом теплового слоя [4–6] — крупномасштабной перестройкой газодинамического течения при распространении ударной волны вдоль тонкого слоя с более высокой температурой и низкой плотностью, чем в окружающем газе. Высказывалось предположение [2, 6], что в условиях мощного приземного взрыва теплый слой возникает при действии на поверхность земли излучения огненного шара взрыва.

В работах [7–9] численно исследовалось образование предвестника при отражении взрывной ударной волны в воздухе от подстилающей твердой поверхности, на которой в качестве граничного условия задавался тонкий нагретый газовый [7] или газовой-пылевой [8, 9] слой. В [7] температура равномерно нагрето-

го слоя полагалась равной 1000 К. В [8, 9] параметры нагретого слоя соответствовали следующим допущениям: пыль, выбрасываемая с поверхности земли, рассматривается в приближении пассивной примеси с той же температурой, что и у окружающего воздуха; собственное излучение воздуха и пыли в нагретом слое не учитывается. В данной работе описывается иной механизм образования приземного теплового слоя в начальной стадии развития взрыва, когда основными процессами являются испарение грунта под действием излучения взрыва и тепловое излучение возникающей эрозионной плазмы.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Известно [2, 10], что распространяющееся на большие расстояния излучение огненного шара рождается в его периферийных слоях, имеющих температуру $\approx 10^4 \text{ К}$. Спектральный состав излучения соответствует окну прозрачности холодного воздуха (при температуре 273 К воздух прозрачен для квантов излучения с энергией меньше 6.5 эВ, при повышении температуры до 1000 К граница окна прозрачности смещается в более мягкую область спектра и составляет 5.5 эВ).

Рассмотрим действие излучения источника с температурой $T_s = 12000 \text{ К}$ на твердую непрозрачную преграду, находящуюся в воздухе при нормальных условиях. Планковский спектр этого излучения ограничен сверху энергией квантов $\varepsilon_{s,m} = 5 \text{ эВ}$; плотность потока излучения 0.7 ГВт/м^2 , что на 30 % меньше плот-

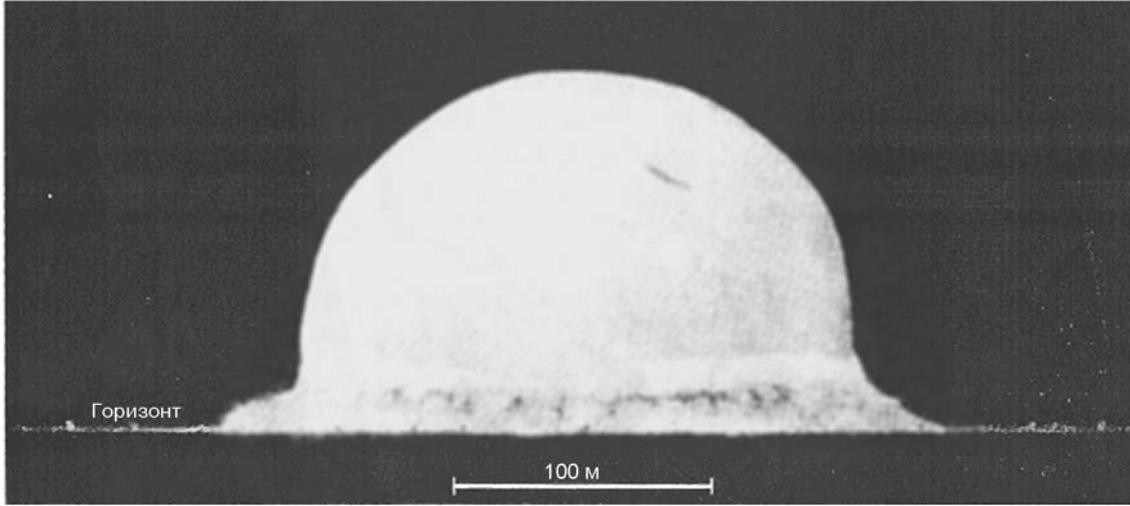


Рис. 1. Огненный шар при $t = 15$ мс

ности потока излучения черного тела той же температуры. В качестве материала преграды рассмотрим диоксид кремния (SiO_2), моделируя воздействие излучения на непрозрачный кварцевый песок.

В физико-математической постановке задачи о действии излучения сплошного спектра на преграду в воздухе учитываются:

- нагрев преграды за счет поглощения излучения,
- теплопроводность в глубь преграды,
- плавление и испарение в рамках представлений о волнах плавления и испарения [11],
- газодинамические процессы в условиях плоской одномерной геометрии,
- поглощение и испускание излучения в парах и воздухе,
- релаксационные процессы при температурной неравновесности газа в рамках двух-температурного приближения [12] — для температуры электронно-колебательной подсистемы и температуры поступательного и вращательного движения подсистемы тяжелых частиц (молекул, атомов и ионов).

Система уравнений, описывающая движение газа в области непрерывного изменения газодинамических величин, имеет следующий вид:

$$\rho \frac{\partial x}{\partial m} = -1, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial(p + p_e)}{\partial m},$$

$$\frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial u}{\partial m} + \frac{\partial(q + q_s)}{\partial m} = -Q_e - Q_v,$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial u}{\partial m} = Q_e + Q_v,$$

$$Q_e = \frac{1}{\rho} \sum_i \frac{3\gamma_{e,i} n_e m_e k(T_e - T)}{M_i}, \quad (1)$$

$$Q_v = \frac{1}{\rho} \sum_v \frac{n_v \varepsilon_v}{\tau_v} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{\exp(\varepsilon_v/kT_e) - 1} - \frac{1}{\exp(\varepsilon_v/kT) - 1} \right),$$

$$e = \frac{3kT}{2\rho} \sum_i n_i + \frac{kT}{2\rho} \sum_j n_j g_j,$$

$$p = kT \sum_i n_i, \quad p_e = n_e kT_e,$$

$$e_l(\rho, T_e), \quad n_l(\rho, T_e), \quad n_l(\rho, T_e), \quad l = i, j, v,$$

$$\gamma_{e,i}(\rho, T), \quad \tau_v(\rho, T_e, T, \varepsilon_v), \quad m \leq m_w(t), \quad t \geq 0.$$

Здесь t — время, m — лагранжева массовая координата ($m \leq 0$ — воздух, $m > 0$ — пары вещества преграды), $m_w(t)$ — масса паров, x — эйлерова координата, направленная по нормали к поверхности преграды, ρ — плотность, u — скорость, e_e — энергия электронно-колебательной подсистемы на единицу массы газа, q — плотность потока теплового излучения эрозионной плазмы, q_s — плотность потока излучения источника, T_e — электронно-колебательная температура, e и T — удельная тепловая энергия и температура подсистемы

тяжелых частиц, p_e и p — парциальные давления, Q_e — скорость обмена энергией между подсистемами при упругих соударениях частиц, Q_v — скорость обмена энергией между подсистемами в результате колебательной релаксации, n_e — концентрация свободных электронов, n_l — концентрация частиц l -го сорта, $\gamma_{e,i}$ — частота упругих соударений электронов с частицами i -го сорта [13], M_i — масса частиц i -го сорта, m_e — масса электрона, g_j — число вращательных степеней свободы на одну молекулу j -го сорта, n_v — концентрация осцилляторов с энергией колебательного кванта ε_v , τ_v — время колебательной релаксации [14], k — постоянная Больцмана.

Поле неравновесного теплового излучения описывается уравнениями переноса [12]:

$$\frac{\partial I_\varepsilon^\pm}{\partial s} = k_\varepsilon(I_{\varepsilon,eq} - I_\varepsilon^\pm), \quad (2)$$

где ∂s — элемент длины вдоль луча, $I_\varepsilon^\pm(t, x, \varepsilon, \theta)$ — интенсивность излучения для фотонов энергии ε в положительном (+) и отрицательном (−) направлениях оси m , θ — угол между лучом и направляющим вектором оси m , $I_{\varepsilon,eq}(T_\varepsilon)$ — равновесная интенсивность, $k_\varepsilon(\rho, T_\varepsilon)$ — спектральный коэффициент поглощения.

Плотность потока теплового излучения $q = q^+ - q^-$ выражается через спектральную интенсивность I_ε^\pm :

$$q^\pm = 2\pi \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^1 I_\varepsilon^\pm \mu d\mu, \quad \mu = |\cos \theta|. \quad (3)$$

Распространение излучения источника описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial I_{\varepsilon,s}}{\partial s} = -k_\varepsilon I_{\varepsilon,s}, \quad q_s = 2\pi \int_0^{\varepsilon_{s,m}} d\varepsilon \int_0^1 I_{\varepsilon,s} \mu d\mu, \quad (4)$$

где $I_{\varepsilon,s}(t, x, \varepsilon, \theta)$ и q_s — интенсивность и плотность потока излучения источника, $0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{s,m}$.

Начальные условия ($m \geq 0, t = 0$):

$$m_w = 0, \quad u = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = T_e = T_0, \quad (5)$$

$$x(m = 0) = 0,$$

где $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$ и $T_0 = 273 \text{ К}$ — плотность и температура невозмущенного воздуха.

Граничные условия ($m = -\infty$ и $t \geq 0$):

$$u = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = T_e = T_0, \quad (6)$$

$$I_\varepsilon^+ = I_{\varepsilon,eq}(T_0), \quad I_{\varepsilon,s} = I_{\varepsilon,eq}(T_s).$$

Граница $m_w(t)$ и условия на ней определяются следующим образом. Вещество преграды в твердом и жидком состояниях считается несжимаемым, а его нагрев описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho_c \left(\frac{\partial e_c}{\partial t} - u_c \frac{\partial e_c}{\partial x_c} \right) - \frac{\partial}{\partial x_c} k_c \frac{\partial T_c}{\partial x_c} = 0, \quad (7)$$

$$e_c = \int_0^{T_c} c_c dT_c + \lambda_m y, \quad T_c(t = 0, x_c) = T_0,$$

$$T_c(t, x_c = +\infty) = T_0, \quad k_c \frac{\partial T_c}{\partial x_c}(t, x_c = 0) = -q_c(t),$$

$$x_c \geq 0, \quad t \geq 0,$$

где x_c — расстояние от поверхности преграды в глубь конденсированного вещества, ρ_c и T_c — плотность и температура конденсированного вещества, $c_c(T_c)$ — теплоемкость, $k_c(T_c)$ — теплопроводность, e_c — удельная внутренняя энергия, λ_m — удельная теплота плавления, T_m — температура плавления, $y = 0$ при $T_c < T_m$, $0 \leq y \leq 1$ при $T_c = T_m$, $y = 1$ при $T_c > T_m$, u_c — скорость волны испарения по конденсированному веществу.

На внешней границе конденсированного вещества ($x_c = 0$) происходит фазовый переход в волне испарения — разрыве дефлаграционно-го типа со следующими соотношениями непрерывности потоков массы, импульса и энергии:

$$\rho_c u_c = \rho_w (u_c - u_w), \quad \frac{dm_w}{dt} = \rho_c u_c,$$

$$p_c + \rho_c u_c^2 = p_w + p_{e,w} + \rho_w (u_c - u_w)^2, \quad (8)$$

$$\rho_c u_c \left(e_{e0} - \lambda_{var} + \frac{p_c}{\rho_c} + \frac{u_c^2}{2} \right) - q_c =$$

$$= \rho_c u_c \left(e_w + e_{e,w} + \frac{p_w + p_{e,w}}{\rho_w} +$$

$$+ \frac{(u_c - u_w)^2}{2} \right) - q_w - q_{s,w},$$

где индекс w относится к параметрам пара и излучения за волной испарения, q_c — плотность потока энергии, отводимой от волны на нагрев конденсированного вещества за счет теплопроводности, p_c — давление в конденсированном веществе, λ_{vap} — удельная теплота испарения, $e_{c0} = e_c(t, x_c = 0)$. Коэффициент отражения излучения от поверхности преграды или от волны испарения полагается равным нулю, при этом

$$I_{\varepsilon,w}^- = I_{\varepsilon,eq}(T_{c0}), \quad (9)$$

где $T_{c0} = T_c(t, x_c = 0)$.

Предполагается, что фазовый разрыв является по отношению к электронам изотермическим скачком:

$$T_{c0} = T_{e,w}. \quad (10)$$

Считается, что началу и завершению фазового перехода соответствует зависимость давления от температуры с обеих сторон волны испарения для насыщенных паров:

$$p_c = p_{vap}(T_{c0}), \quad p_w = p_{vap}(T_w), \quad (11)$$

где p_{vap} — давление насыщенных паров.

Если давление насыщенных паров при температуре, равной температуре поверхности конденсированного вещества (T_{c0}), меньше давления в газе у поверхности преграды, то фазовый переход отсутствует и на границе фаз выполняются соотношения (8)–(10) и условие

$$u_c = u_w = 0 \text{ при } p_{vap}(T_{c0}) \leq p_w. \quad (12)$$

Численное решение задачи (1)–(12) проводилось с использованием трехточечной неявной разностной схемы для уравнения теплопроводности [15], одномерного плоского, полностью консервативного кода для уравнений газовой динамики [15] и метода осреднения уравнений переноса излучения [16]. Использовались таблицы теплофизических свойств конденсированного SiO_2 [17], таблицы термодинамических и оптических свойств паров SiO_2 [18] и воздуха [18–20].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Поверхность преграды относительно быстро, за время $t = 0.1$ мс после начала действия на преграду излучения, разогревается до температуры 2 700 К и довольно интенсивно испаряется. Отвод тепла в глубь преграды

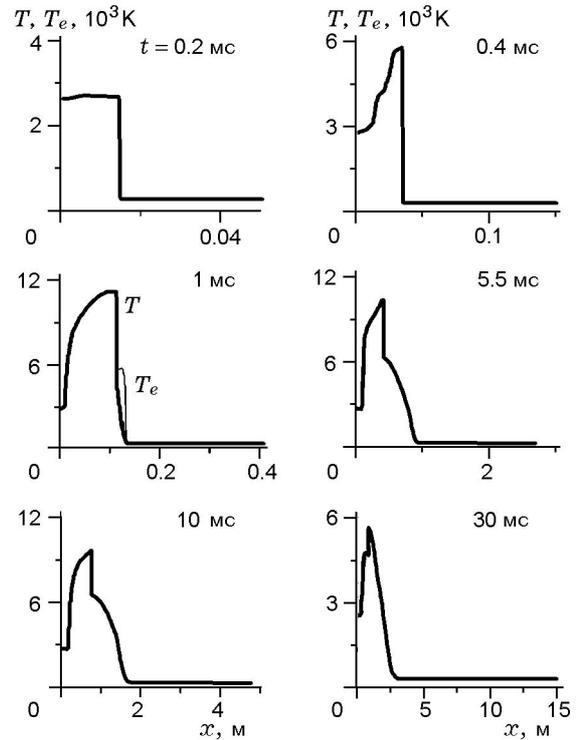


Рис. 2. Распределения электронно-колебательной температуры, а также температуры поступательного и вращательного движения тяжелых частиц газа по расстоянию от преграды для различных моментов времени

не препятствует нагреву ее до температур испарения.

Распределения параметров по расстоянию от преграды для различных моментов времени представлены на рис. 2–4.

В момент времени $t = 0.2$ мс образуется сантиметровый слой паров SiO_2 с характерной температурой $T = 2700$ К и относительной плотностью $\omega = 0.2$ ($\omega = \rho/\rho_0$, где ρ — плотность газа, $\rho_0 = 1.29$ кг/м³). В этот момент времени слой паров прозрачен для излучения источника. Относительно медленно расширяясь, пары генерируют в воздухе волну сжатия, в которой плотность воздуха увеличивается в 1.2 раза. Холодный, плотный и прозрачный (для падающего излучения) воздух выталкивается горячими, разреженными и прозрачными парами при давлении, близком к атмосферному.

К моменту времени $t = 0.4$ мс возникает вспышка поглощения парами излучения источника. Пары нагреваются до максимальной тем-

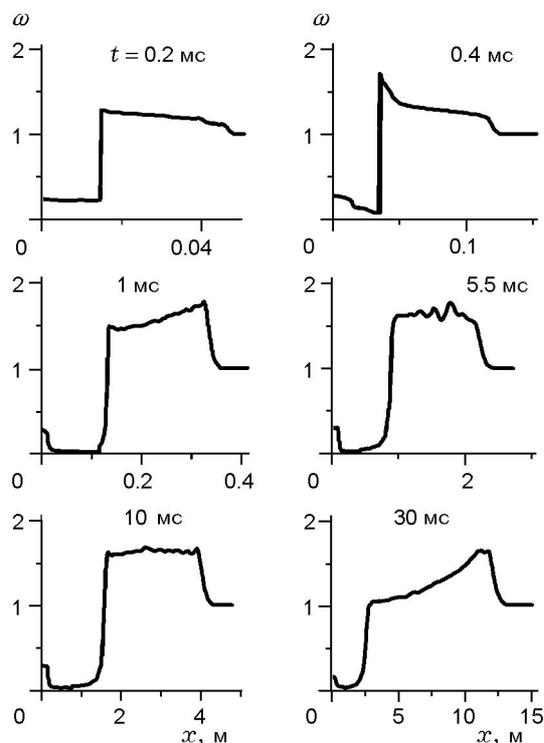


Рис. 3. Распределение относительной плотности ω по расстоянию от преграды для различных моментов времени

пературы $T = 6000$ К вблизи контактной границы паров с воздухом. Излучение почти полностью поглощается в узкой зоне, и преграда оказывается почти экранированной от падающего излучения — через слой паров к преграде проходит менее 10 % потока излучения источника. Минимальная плотность паров уменьшается до значения $\omega = 0.1$.

Вспышка поглощения излучения сплошного спектра возникает в силу резкого (экспоненциального) роста коэффициента поглощения излучения с увеличением температуры — процесс аналогичен вспышке поглощения лазерного излучения [21, 22]. На рис. 5 представлены осредненные по спектру излучения источника массовые коэффициенты поглощения k_s для воздуха и паров SiO_2 . При одной и той же температуре значения коэффициентов поглощения в парах SiO_2 оказываются на два порядка выше, чем в воздухе. Изменение температуры с 2000 до 4000 К в парах SiO_2 приводит к росту коэффициента поглощения на три порядка, что является причиной ускоряющегося разогрева паров и возникновения вспышки поглощения излучения источника.

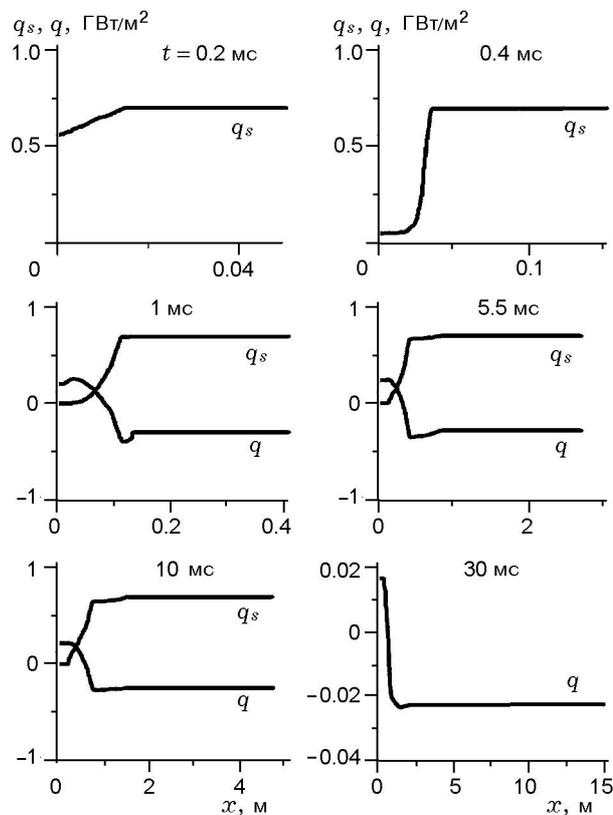


Рис. 4. Распределения плотности потока излучения источника и плотности потока теплового излучения эрозионной плазмы по расстоянию от преграды для различных моментов времени

К моменту времени $t = 1$ мс максимальная температура паров достигает предельного значения $T = 11000$ К, близкого к температуре источника $T_s = 12000$ К. Размер разреженного расширяющегося слоя паров достигает 10 см, а плотность в нем уменьшается до значений $\omega = 0.02$.

Собственное тепловое излучение эрозионной плазмы становится определяющим фактором. Преграда теперь испаряется только под действием потока собственного излучения плазмы, равного $q = 0.2$ ГВт/м² или ≈ 30 % потока излучения источника, а в сторону холодного воздуха из паров на «бесконечность» уходит поток $q = 0.3$ ГВт/м² или ≈ 40 % потока излучения источника. Спектр излучения, испускаемого парами, более жесткий, чем спектр излучения источника ($\varepsilon > \varepsilon_{s,m} = 5$ эВ), более того, он содержит кванты с энергией $\varepsilon > 6.5$ эВ, т. е. вне окна прозрачности холодного воздуха. Эти кванты вакуумно-

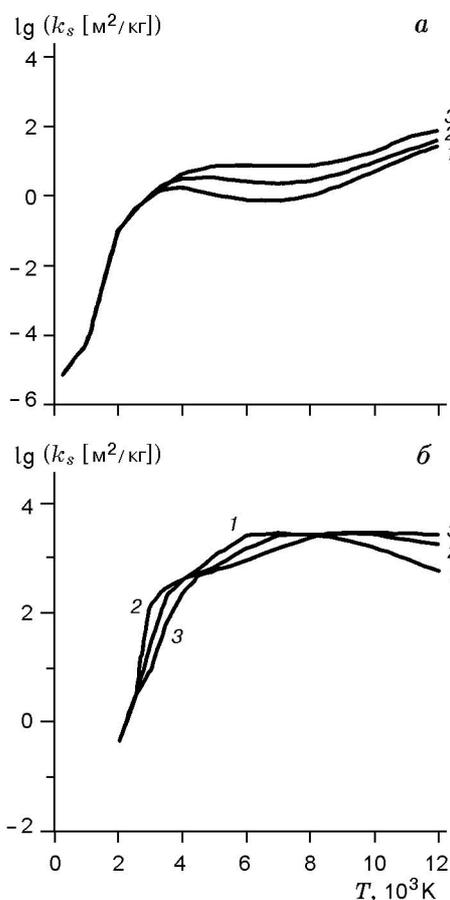


Рис. 5. Осредненный по спектру излучения источника массовый коэффициент поглощения излучения в зависимости от температуры для различных значений плотности газа:

a — воздух, $\rho = 0.129$ (1), 1.29 (2), 12.9 кг/м^3 (3);
b — пары SiO_2 , $\rho = 0.0268$ (1), 0.268 (2), 2.68 кг/м^3 (3)

ультрафиолетового излучения интенсивно поглощаются слоями холодного воздуха, вызывая их разогрев. Вначале разогревается лишь электронно-колебательная подсистема до температуры $T_e = 5\,500$ К, т. е. эффект температурной неравновесности в данной задаче сказывается лишь на начальной стадии разогрева воздуха — он ускоряет этот процесс. Одновременно с увеличением температуры усиливается слабое поглощение воздухом падающего излучения источника.

В результате в парах и окружающем воздухе формируется характерный профиль плотности по расстоянию x от преграды: $\omega = 0.25$ в слоях насыщенных паров, прилегающих к преграде; $\omega = 0.025$ в парах в области их

максимального разогрева и в граничащем с ними воздухе; $\omega = 1.5$ между фронтом ударной волны и нагретым газом. В дальнейшем этот профиль изменяется «самоподобным» образом, растягиваясь во времени, что видно из сравнения распределений в моменты времени $t = 1, 5.5$ и 10 мс.

Отметим, что к моменту времени $t = 10$ мс слой воздуха, нагретый вакуумно-ультрафиолетовой частью теплового излучения паров, еще практически прозрачен для падающего на него излучения источника, и радиационный режим распространения в воздухе навстречу излучению источника дозвуковой волны поглощения излучения здесь не реализуется.

В рассматриваемой задаче предполагалось, что время действия источника составляет 10 мс. После отключения источника разреженная область метровых размеров вблизи преграды сохраняется в течение длительного времени, что демонстрируют распределения параметров для момента времени $t = 30$ мс (см. рис. 2–4).

ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что под действием потоков излучения непрерывного спектра сравнительно небольшой интенсивности ≈ 1 ГВт/м^2 (температура источника излучения $\approx 10^4$ К) при длительности ≈ 10 мс около облучаемой в воздухе кварцевой преграды (с непрозрачными включениями других минералов, например, слюды) могут возникать нагретые до температуры несколько тысяч градусов метровые слои паров SiO_2 и воздуха с плотностью в $20 \div 50$ раз ниже нормальной плотности воздуха. Механизм образования разреженных газовых слоев у преграды состоит в возникновении вспышки поглощения ультрафиолетового излучения источника в эрозионных парах и нагреве их до температуры, близкой к температуре источника, в испускании парами теплового излучения более жесткого, чем излучение источника, и нагреве этим вакуумно-ультрафиолетовым излучением граничащих с парами слоев воздуха.

Используемое в расчетах приближение одномерной плоской геометрии движения и нагрева газа будет хорошо выполняться в условиях, когда характерный размер облучаемого пятна на преграде намного превосходит характерную

толщину нагретого газового слоя. Эти условия выполняются для крупномасштабных взрывов. Отметим также, что расчетное время образования приземного теплового слоя (≈ 10 мс) согласуется с данными наблюдений эффекта теплового слоя при испытаниях ядерного оружия (предвестник при $t = 15$ мс, рис. 1).

Автор выражает благодарность И. В. Немчинову за предложение рассмотреть проблему образования приземного теплового слоя при сильном взрыве в воздухе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Taylor G. I.** Formation of blast wave by a very intense explosion // Proc. Roy. Soc. London. 1950. V. 201, N 8, 1065. P. 159–186.
2. **The Effects of Nuclear Weapons.** 3rd ed. / S. Glasstone, P. J. Dolan (Eds). Washington, DC, 1977.
3. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967. С. 236.
4. **Таганов Г. И.** О некоторых задачах гидродинамики струйных течений // Аннот. докл. 3-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. М.: Наука, 1968. С. 289.
5. **Губкин К. Е.** Распространение взрывных волн. Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. С. 289–311.
6. **Садовский М. А., Адушкин В. В.** Влияние нагретого пристеночного слоя на параметры ударной волны // Докл. АН СССР. 1988. Т. 300, № 1. С. 79–83.
7. **Белоцерковский О. М., Андрущенко В. А., Шевелев Ю. Д.** Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. Вычислительный эксперимент. М.: Янус-К, 2000.
8. **Любимов Г. Н., Кузовлев В. Д., Чапурин В. М. и др.** Воздушная ударная волна // Физика ядерного взрыва: В 2 т. Т. 1. Развитие взрыва. М.: Наука, 1997. С. 141–158.
9. **Гордейчик Б. Н., Забавин В. Н., Щербин М. Д.** Облако взрыва и пылевые образования // Там же. С. 243–275.
10. **Зеленцов С. А., Лоборев В. М., Шилобров Б. А.** Общая картина развития наземного взрыва // Там же. С. 11–33.
11. **Голубь А. П., Немчинов И. В.** Лазерная плазма в вакууме как интенсивный источник УФ излучения // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 39, № 1. С. 51–81.
12. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
13. **Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М.** Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
14. **Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И.** Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
15. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
16. **Голубь А. П.** Численный метод решения уравнений переноса излучения в одномерных задачах радиационной газовой динамики // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1983. Т. 23, № 1. С. 142–151.
17. **Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева.** М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. **Романов Г. С., Станкевич Ю. Л., Станчиц Л. К., Степанов К. Л.** Термодинамические свойства, спектральные и средние коэффициенты поглощения многокомпонентных газов в широком диапазоне параметров. Минск, 1993. (Препр. / Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова; № 6).
19. **Кузнецов Н. М.** Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
20. **Оптические свойства горячего воздуха / И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев и др.** М.: Наука, 1970.
21. **Виленская Г. Г., Немчинов И. В.** Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты // Докл. АН СССР. 1969. Т. 186, № 5. С. 1048–1051.
22. **Голубь А. П., Немчинов И. В.** О времени возникновения плазмы при воздействии лазерного излучения различных длин волн на алюминиевую преграду в воздухе // Квант. электроника. 1980. Т. 7, № 8. С. 1831–1834.

*Поступила в редакцию 25/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 16/VI 2005 г.*