

УДК 532.5:539.5:658.345.44

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВЗРЫВА: ОЦЕНКИ РИСКА ТЕРМИЧЕСКОГО ПОРАЖЕНИЯ ЛЮДЕЙ И ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОЖАРОВ. I

Степанов К.Л., к. ф.-м. н., доцент, Станчиц Л.К., к. ф.-м. н., доцент,  
Станкевич Ю.А., к. ф.-м. н.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси  
e-mail: [kls@hmti.ac.by](mailto:kls@hmti.ac.by)

*Рассмотрены гидродинамические и радиационные процессы при взрывах химических взрывчатых веществ и топливно-воздушных смесей. Выполнено компьютерное моделирование излучения огненного шара взрыва и факела диффузионного горения углеводородного топлива. Определены зависимости плотности теплового потока из области, занятой продуктами взрыва и горения, от ее температуры и геометрических характеристик. Получены распределения тепловых нагрузок на мишенях различной ориентации в окрестности зоны энерговыделения. Проведено сравнение тепловых параметров на приемниках излучения с критериями теплового поражения людей и воспламенения горючих материалов.*

*We investigate the hydrodynamic and radiative processes that accompany the explosions of chemical explosives, and fuel-air mixtures. Computer simulation of thermal radiation from fireball of explosion and plume of diffusion combustion of hydrocarbon fuels is performed. The dependences of the heat fluxes from the temperatures and geometrical characteristics of the region occupied by the explosion products and the combustion are determined. The distributions of thermal loads on the targets of different orientations in the vicinity of the zone of energy release are calculated. Comparison of thermal parameters on receivers of radiation with criteria of thermal defeat of people and ignition of combustible materials is carried out.*

(Поступила в редакцию 21 июня 2010 г.)

### ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуются тепловое излучение, сопровождающее взрывы химических взрывчатых веществ (ВВ) и горючих смесей, а также факелы диффузионного горения углеводородного топлива при пожаре проливов или разрыве газопроводов. В образующихся в результате взрыва или горения топлива огненных шарах температура может достигать нескольких тысяч градусов, такие области являются источниками излучения в ИК-диапазоне спектра. Однако между огненными шарами (ОШ) взрыва и горения есть существенные различия.

Взрыв – в первую очередь гидродинамический процесс, его воздействие на окружающую среду обусловлено работой сил давления, приводящей к образованию и распространению ударной волны (УВ). ОШ взрыва – это область, занятая раскаленными продуктами взрыва и нагретым в сильной ударной волне воздухом. Время жизни ОШ заметно больше времени передачи энергии продуктов взрыва внешней среде гидродинамическим механизмом. Поэтому его высвечивание происходит при близком к атмосферному давлению, когда УВ далеко ушла от эпицентра. Тепловое излучение взрыва носит, как правило, кратковременный импульсный характер, что вызвано быстрым радиационным остыванием ОШ, перемешиванием продуктов взрыва (ПВ) с холодным воздухом и подъемом горячей области под действием гидростатических сил.

Огненный шар, поднимающийся над земной поверхностью при диффузионном горении топлива над проливом, также развивается при атмосферном давлении. Однако его динамика зависит от поступления в пламя новых количеств топлива, и, следовательно,

длительность процесса горения может быть значительной. Огненный шар диффузионного горения можно рассматривать как стационарный объект цилиндрической или сферической формы.

### ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ОТ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА В ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Анализ газодинамических процессов в ближней зоне взрыва и их компьютерное моделирование позволяют детально исследовать картину течения вблизи эпицентра и выяснить влияние различных параметров на его характеристики [1–5]. Одной из таких характеристик является динамика передачи энергии ПВ в окружающую среду (ОС). Предполагается, что исходная энергия взрыва запасена в виде тепловой энергии в его продуктах. Такое предположение в случае конденсированных ВВ никак не сказывается на конечном результате, поскольку время трансформации между тепловой и кинетической энергией ПВ оказывается гораздо меньше времени передачи энергии воздуху. В случае взрывов топливно-воздушных смесей (ТВС) это допущение вполне естественно. С течением времени энергия ПВ передается внешней среде, частично переходя в ее тепловую энергию и кинетическую энергию направленного движения. Роль процессов излучения и гидродинамики в энергопереносе на начальной стадии можно оценить, рассматривая отношение соответствующих потоков:

$$\alpha = \frac{S_{Rad}}{S_{Hydr}} = \frac{\sigma T^4}{pc_0} \approx \frac{\sigma \mu^{3/2} T^{5/2}}{\gamma^{1/2} R^{3/2} \rho} \approx 10^{-14} \frac{T^{5/2} (\text{К})}{\rho (\text{г/см}^3)}. \quad (1)$$

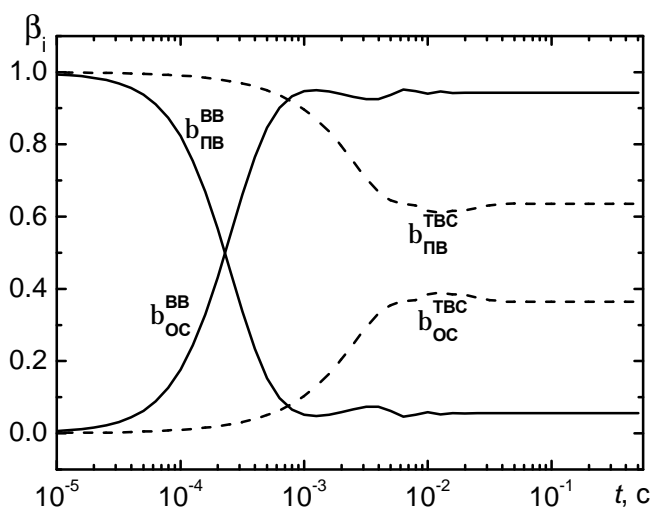


Рисунок 1 - Изменение во времени энергии ПВ и окружающего воздуха

Здесь  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $p = \rho RT / \mu$  – давление,  $c_0$  – скорость звука в продуктах взрыва,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\mu$  – средний молекулярный вес,  $\rho$  – плотность. Из (1) видно, что в типичных условиях, когда начальная температура ПВ  $T \leq 3000 \text{ К}$ , а плотности  $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$  для взрывов ВВ и  $\rho \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ г/см}^3$  для взрывов ТВС, величина  $\alpha \ll 1$ .

Типичная картина перераспределения энергии между ПВ и ОС показана на рис. 1, где представлена динамика передачи энергии продуктов взрыва внешней среде. Сплошными линиями отмечена эволюция во времени доли энергии продуктов  $\beta_{ПВ}^{ВВ}$  и воздуха  $\beta_{ОС}^{ВВ}$  для

взрыва ВВ (5 кг гексогена, энергия – 27 МДж, давление в ПВ  $p_{1\lambda}^0 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ атм}$ ). Соответствующие величины для взрыва ТВС ( $\beta_{ПВ}^{ТВС}$  и  $\beta_{ОС}^{ТВС}$ , 5 кг окиси этилена в стехиометрической смеси с воздухом, энергия – 176 МДж, давление в ПВ  $p_{ПВ}^0 \approx 20 \text{ атм}$ ) даны пунктиром.

Видно большое отличие в остаточной энергии продуктов взрыва. При взрыве ВВ оставшаяся в продуктах доля энергии составляет около 6%, при взрыве горючей смеси она достигает примерно 60 % всей энергии. Характерное время передачи энергии соответствует закону энергетического подобия [4] и связано с энергией взрыва  $E$  соотношением  $t \sim E^{1/3}$ .

Для начальной фазы взрыва характерны сложные волновые процессы, связанные с появлением ударных волн, их взаимодействием с контактной границей и отражением

от центра симметрии. Эти процессы присущи взрывам различной физической природы [6]. Тем не менее, можно достаточно точно оценить доли энергии взрыва, оставшейся в ПВ и переданной в окружающую среду. Если предположить, что разлет ПВ в воздухе происходит при постоянной энтропии, то эти доли примерно равны

$$\beta_{\text{ПВ}} \approx \frac{T_{\text{ПВ}}^{\infty}}{T_{\text{ПВ}}^0} \approx \frac{(p/\rho)_{\text{ПВ}}^{\infty}}{(p/\rho)_{\text{ПВ}}^0} \approx \left( \frac{p_{\text{ПВ}}^{\infty}}{p_{\text{ПВ}}^0} \right)^{(\gamma_{\text{ПВ}}-1)/\gamma_{\text{ПВ}}}, \quad (2)$$

$$\beta_{\text{OC}} = 1 - \beta_{\text{ПВ}}.$$

В (2) индексом 0 отмечены начальные значения параметров в ПВ, а индексом  $\infty$  – их величины к окончанию гидродинамической фазы взрыва. Поскольку асимптотическое давление в продуктах  $p_{\text{ПВ}}^{\infty} = 1$  атм, а для ВВ  $p_{\text{ПВ}}^0 \approx 2 \cdot 10^5$  атм, то  $\beta_{\text{ПВ}}^{\text{ВВ}} \approx 0,06$ , т. е. составляет около 6 % энергии взрыва при значении эффективного показателя адиабаты продуктов взрыва  $\gamma_{\text{ПВ}} = 1,3$ . Для ТВС, где  $p_{\text{ПВ}}^0 \approx 20$  атм, при  $\gamma_{\text{ПВ}} = 1,2$   $\beta_{\text{ПВ}}^{\text{ТВС}} \approx 0,61$ . Эти оценки оказываются близкими к результатам численных расчетов (см. рис. 1).

В приближении изэнтропического разлета ПВ можно оценить и характерный размер области, занятой горячими продуктами взрыва к окончанию их газодинамического расширения:

$$r_{\infty} = r_0 (p_0 / p_{\infty})^{1/(3\gamma)}. \quad (3)$$

Результаты расчетов по (3) практически совпадают с данными численного моделирования для ТВС при  $\gamma_{\text{ТВС}} \approx 1,19$ , поскольку показатель адиабаты слабо изменяется в процессе разлета ПВ. В случае ВВ состояние ПВ изменяется в широком диапазоне плотностей – от конденсированного до газового. Соответствие численных расчетов с оценкой (3) достигается, если положить  $\gamma_{\text{ПВ}} \approx 1,54$ .

При взрыве горючей смеси характерный размер области с высокой температурой – огненного шара – в основном определяется расширившимися продуктами взрыва. На рисунке 2 показано пространственное распределение температуры в моменты времени, когда размер области, занятый ПВ, стабилизировался. Размер горячей области соответствует положению контактной границы между продуктами взрыва и воздухом. За уходящей от нее ударной волной воздух нагревается слабо.

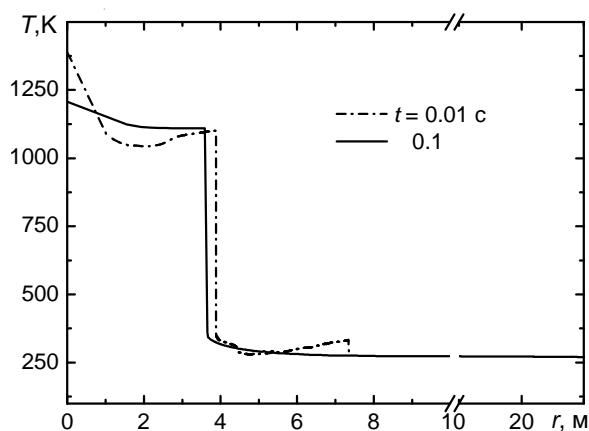


Рисунок 2 - Профили температуры при взрыве смеси окиси этилена с воздухом мощностью 44 кг ТНТ

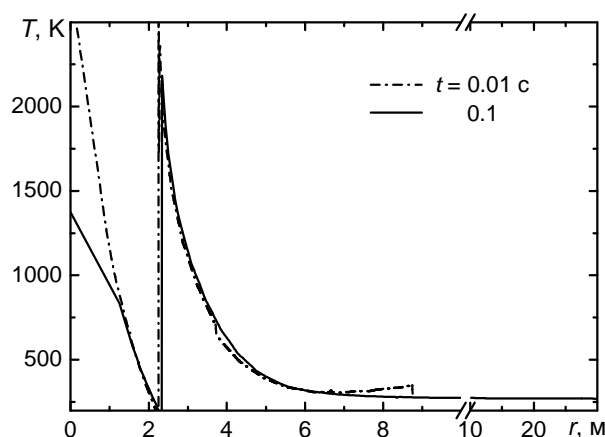


Рисунок 3 - Профили температуры на стадии стабилизации в эпицентре взрыва гексогена

Взрыв заряда ВВ сопровождается распространением сильной ударной волны с давлением на фронте от нескольких сотен до десятков атмосфер. За ней воздух нагрет до температур  $T \leq 2500$  К (рис. 3). Вследствие этого ОШ помимо продуктов взрыва содержит большое количество горячего воздуха. На рис. 3 представлены температурные профили в эпицентре взрыва ВВ той же мощности, что и для горючей смеси. В этом случае область, занятая продуктами взрыва, на стадии установления имеет радиус около 2,2 м. Расчеты показывают [7], что газодинамический механизм передачи энергии от ПВ в окружающий воздух, связанный с работой сил давления, перестает работать, когда отношение координаты фронта ударной волны  $r_F$  к динамическому радиусу взрыва  $R_0 = (E/p_0)^{1/3}$  оказывается равным  $r_F/R_0 = 0,3$  для взрыва ВВ и 0,4 для взрыва ТВС. При этом избыточное давление в УВ все еще достаточно велико, а давление вблизи эпицентра близко к 1 атм. Соответственно плотность горячей области гораздо ниже плотности окружающего ОШ воздуха. Дальнейшая эволюция связана с радиационным охлаждением ОШ и его медленным подъемом под действием гидростатических сил.

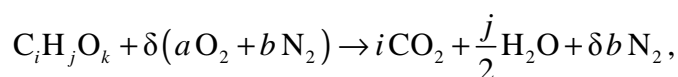
Проведенный анализ показывает, что моделирование теплового излучения взрыва можно выполнять без учета сопровождающих взрыв гидродинамических процессов. Достаточно в зависимости от энергии взрыва и его типа определить энергию и характерный размер ОШ, которые реализуются после окончания гидродинамического расширения ПВ.

#### ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВЗРЫВА И ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Огненный шар, представляющий в общем случае смесь раскаленных продуктов взрыва и нагретого в ударной волне воздуха, является источником теплового излучения, которое может оказывать термическое воздействие на окружающую среду и человека. Взрывчатые вещества и топливно-воздушные смеси представляют собой различные соединения углеводородов. Поэтому в продуктах химических реакций будут присутствовать кислород  $O_2$ , азот  $N_2$ , пары воды  $H_2O$ , углекислый газ  $CO_2$ , окиси углерода  $CO$  и азота  $NO$ , закись азота  $N_2O$  и  $OH$ . Поскольку температура в продуктах взрыва и сгорания углеводородов обычно не превышает  $T \leq 3000$  К, тепловое излучение лежит в ИК-области спектра ( $\lambda \geq 1$  мкм).

Основной вклад в излучение продуктов горения и взрыва вносят молекулы углекислого газа и воды [8]. Роль других компонентов менее существенна в одних случаях из-за относительной малости коэффициентов поглощения, в других – из-за малой их концентрации.

Пусть горючее вещество имеет химическую формулу  $C_iH_jO_k$  и взаимодействует с воздухом по схеме



где  $a = 0,2095$ ,  $b = 0,7905$  – объемные доли кислорода и азота с малыми добавками остальных компонентов воздуха.

Из баланса по кислороду имеем  $k + 2\delta a = 2i + j/2$ . Отсюда находим число “молекул” воздуха  $\delta$ , приходящихся на молекулу углеводородного топлива:  $\delta = 4,773(i + j/4 - k/2)$ . Соответственно, объемная доля топлива равна  $\alpha_v = (\delta + 1)^{-1}$ , а массовая доля топлива в стехиометрической смеси с воздухом равна

$$\alpha_M = \frac{\alpha_v \mu_{Fuel}}{\alpha_v \mu_{Fuel} + (1 - \alpha_v) \mu_{Air}}. \quad (4)$$

В табл. 1 приведены значения параметров  $\delta$ ,  $\alpha_v$ ,  $\alpha_M$ , соотношение объемных долей ( $i:j/2$ ) молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , их мольные доли в % ( $\alpha_{\text{CO}_2}:\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ ) в продуктах реакции для ряда топлив.

Таблица 1 – Характеристики топливно-воздушных смесей

Топливо	$\delta$	$\alpha_v$	$\alpha_M$	$i:j/2$	$\alpha_{\text{CO}_2}:\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$
Метан $\text{CH}_4$	9,546	0,0948	0,0547	1:2	9,38 : 18,76
Пропан $\text{C}_3\text{H}_8$	23,865	0,0402	0,0598	3:4	11,60 : 15,46
Этилен $\text{C}_2\text{H}_4$	14,319	0,0653	0,0632	1:1	13,06 : 13,06
Глицерин $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$	16,706	0,0565	0,1599	3:4	13,09 : 17,45
Окись этилена $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$	11,93	0,0772	0,1128	1:1	16,09 : 16,09

Отметим, что соотношение  $\alpha_{\text{CO}_2}:\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$  для различных типов углеводородных смесей изменяется в интервале от 1:2 до 1:1. Поэтому спектральные характеристики продуктов взрыва метана можно использовать для оценки теплового излучения и других углеводородных топлив.

Спектральный коэффициент поглощения смеси, образующейся при стехиометрическом сгорании метана в воздухе, рассчитывался методом *line by line* [9, 10] путем суммирования стандартных контуров поглощения изолированных линий, символизирующих собой колебательно-вращательные переходы, сгруппированные в отдельные колебательные полосы. Вся информация по характеристикам спектральных линий была взята из баз данных высокого разрешения HITRAN 2008 [11].

На рис. 4 представлено спектральный коэффициент поглощения паров воды и двуокиси углерода при нормальных условиях и результирующий спектр поглощения продуктов взрыва метана. Спектральный коэффициент поглощения горячих продуктов взрыва метана при температуре  $T = 2000 \text{ K}$ , осредненный по интервалу  $25 \text{ cm}^{-1}$ , изображен на рис. 5 в функции волнового числа  $\omega$ .

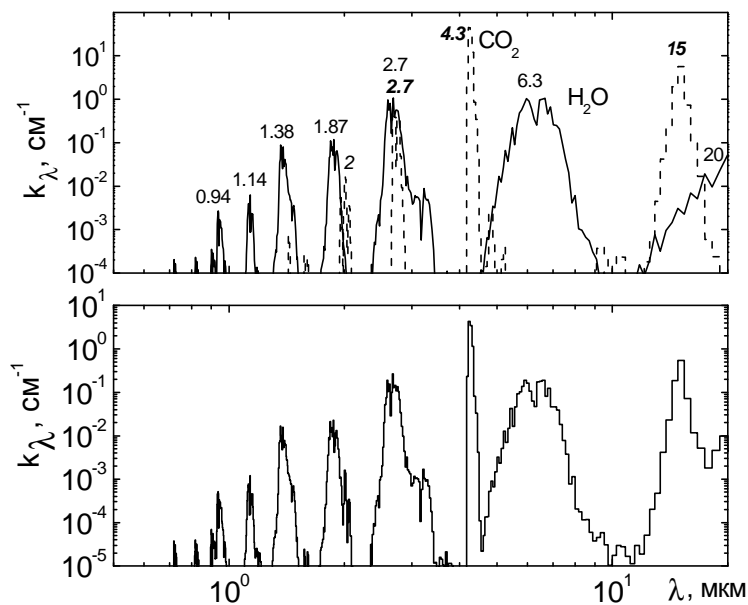
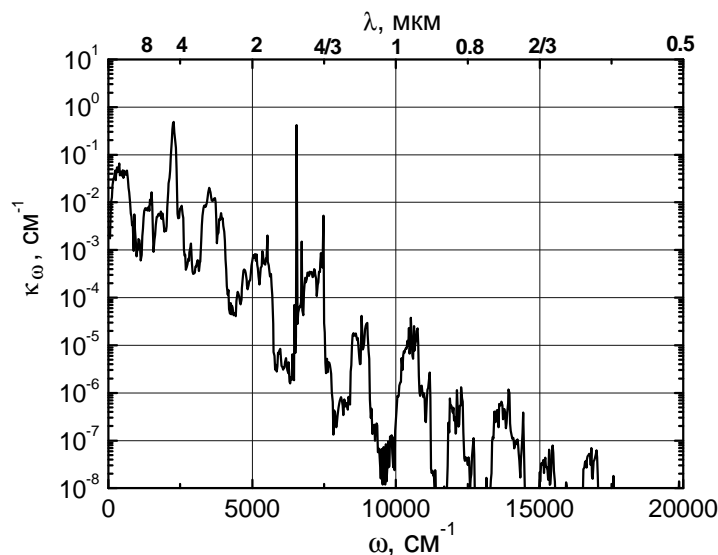


Рисунок 4 - Спектры поглощения молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  при  $T = 300 \text{ K}$  и  $p = 1 \text{ атм}$  (верхний график) и спектр поглощения ПВ метана при тех же условиях (нижний)



**Рисунок 5 - Коэффициент поглощения  $k_{\omega}$  ПВ метана при  $T=2000$  К,  $p=1$  атм**

Знание оптических свойств продуктов сгорания и взрыва позволяет определить тепловое излучение ОШ. Наиболее простое допущение состоит в предположении о сферической форме ОШ и однородном распределении температуры в его объеме. Если бы ОШ излучал как черное тело, спектр излучения описывался функцией Планка:

$$q_{\omega P} = \frac{2\pi hc^2 \omega^3}{\exp(hc\omega / kT) - 1}, \quad (5)$$

где  $\omega = 1/\lambda = \nu / c$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны,  $\nu$  – частота излучения.

Плотность теплового потока с его поверхности в этом случае была бы равна:

$$q_P = \int_0^{\infty} q_{\omega P} d\omega = \sigma T^4, \quad (6)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · град<sup>4</sup>).

Однако ОШ при атмосферном давлении и типичных температурах  $T \approx (1-3) \cdot 10^3$  К оказывается полупрозрачным для собственного теплового излучения даже при достаточно больших размерах. Плотность теплового потока в этом случае определяется из решения уравнения переноса излучения и имеет следующий вид:

$$q_{\omega}^{Sph} = q_{\omega P} \left[ 1 + \frac{2e^{-x_{\omega}}}{x_{\omega}} - \frac{2}{x_{\omega}^2} (1 - e^{-x_{\omega}}) \right], \quad (7)$$

$$x_{\omega} = D_0 k_{\omega},$$

где  $D_0$  – диаметр ОШ;

$x_{\omega}$  – спектральная оптическая плотность излучающей области.

Если в спектральном диапазоне  $0 < \omega(\text{см}^{-1}) < 7T(\text{К})$ , где испускается основная доля теплового излучения,  $x_\omega \ll 1$  объем ОШ прозрачен, тогда получим:

$$q_\omega^{Sph} = q_{\omega P} \frac{2D_0 \kappa_\omega}{3},$$

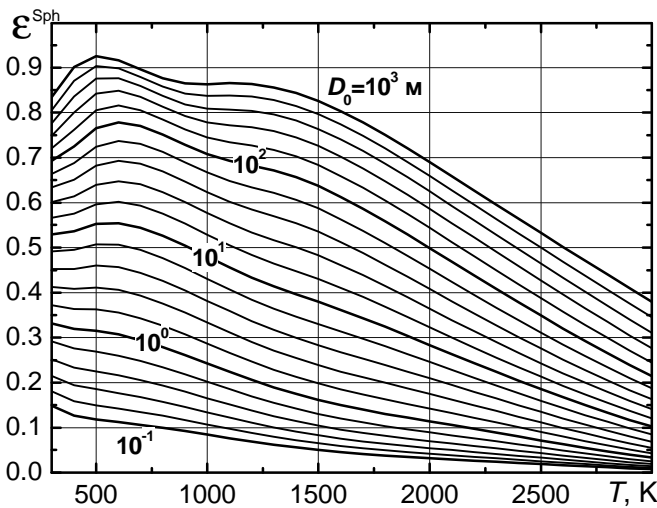
$$q^{Sph} = \frac{2D_0 \kappa_P}{3} \sigma T^4, \quad (8)$$

$$\kappa_P = (\sigma T^4)^{-1} \int_0^\infty q_{\omega P} \kappa_\omega d\omega.$$

Планковский средний коэффициент поглощения  $\kappa_P$  определяет излучение оптически прозрачного тела. В общем случае можно ввести степень черноты излучающего объема  $\varepsilon$  как отношение истинного потока к потоку излучения черного тела. Тогда имеем:

$$q^{Sph} = \varepsilon^{Sph} \sigma T^4, \quad \varepsilon^{Sph} = (\sigma T^4)^{-1} \int_0^\infty q_{\omega P} \left[ 1 + \frac{2e^{-x_\omega}}{x_\omega} - \frac{2}{x_\omega^2} (1 - e^{-x_\omega}) \right] d\omega; \quad (9)$$

$$\varepsilon^{Sph} \approx \frac{2D_0}{3} \kappa_P \text{ при } x_\omega \ll 1.$$



**Рисунок 6 - Степень черноты однородного ОШ ПВ метана как функция  $T$  и  $D_0$  при давлении  $p = 1$  атм**

Расчет степени черноты ОШ представлен на рисунке 6 в интервале диаметров  $10^{-1} \div 10^3$  м с шагом  $\Delta \lg D_0 = 0,2$ . Видно, что с уменьшением температуры степень черноты возрастает, причем для достаточно больших размеров ОШ она оказывается заметно меньше единицы.

Детальные расчеты [7] показывают, что степень черноты цилиндрического факела  $\varepsilon^{Cyl}$  диаметром  $D_0$  во всем диапазоне параметров близка к ее значению для сферы с радиусом  $3D_0/2$ , т. е.  $\varepsilon^{Cyl}(D_0) = \varepsilon^{Sph}(3D_0/2)$ .

Таким образом, интегральный поток излучения в предположении однородности ОШ определяется его температурой, размером и химическим составом продуктов сгорания. Для

продуктов взрыва метана он показан на рис. 7. Излучение ОШ имеет селективный характер, оно сосредоточено в основном в полосах поглощения паров воды и двуокиси углерода. Типичный спектр излучения с поверхности ОШ дан на рис. 8, температура ОШ – 2000 К, диаметр – 10 м. Здесь же пунктиром показан равновесный поток излучения, отвечающий этой температуре.

В реальных условиях ОШ имеет переменную по объему температуру. Обычно она уменьшается с приближением к поверхности, что обусловлено взаимодействием ОШ с внешним холодным воздухом и его радиационным остыванием. Низкотемпературная внешняя область неизотермического ОШ экранирует излучение центрального, более горячего ядра. В наиболее сильных полосах поглощения выходящее излучение формируется, в основном, во внешних, более холодных областях, поэтому в этих спектральных диапазонах поток излучения значительно ниже того, который соответствует однородному источнику. Существенно снижается и интегральное излучение неизотермического ОШ [7]. Поэтому расчет по изотермической модели дает для теплового потока оценку сверху. При этом скорость радиационного остывания ОШ оказывается максимальной, а продолжительность теплового воздействия – минимальной. Учет неизотермичности источника снижает пиковые значения теплового потока и увеличивает время выхода излучения.

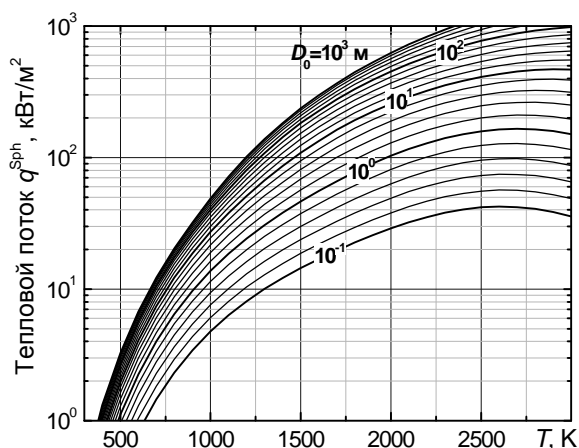


Рисунок 7 - Тепловой поток с поверхности ОШ

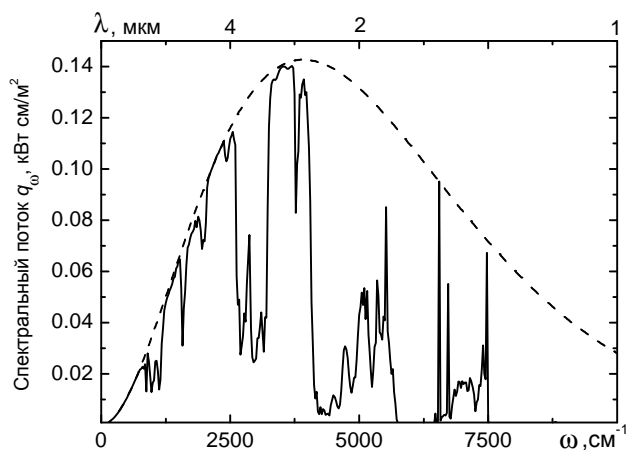


Рисунок 8 - Излучение ОШ и излучение черного тела с  $T = 2000$  К

Еще одним фактором, влияющим на тепловое излучение продуктов взрыва и горения углеводородных топлив, является образование дыма [7, 12]. Появление дыма обусловлено, главным образом, недостаточным количеством кислорода для окисления углерода, возникающего при пиролизе паров топлива. В результате не только образуется сажа, частично экранирующая излучение горячей области, но и в целом снижается энерговыделение, что ведет к уменьшению температуры ОШ и горящего факела. Оба эти эффекта уменьшают тепловое излучение источника и увеличивают зону безопасных расстояний вокруг него.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Критерии теплового воздействия существенно различаются в зависимости от длительности излучения. Огненный шар взрыва дает сравнительно короткий импульс. В этом случае критерием поражения является доза излучения, т. е. количество лучистой энергии, падающей на единицу площади. Поскольку доза  $Q$  пропорциональна  $\int q(t) dt$ , ясно, что эта величина должна слабо зависеть от выбора модели для описания излучения ОШ. Наоборот, в случае длительного воздействия, вызванного, например, пожаром пролива, критерием теплового поражения является критический поток излучения  $q_{кр}$ .

Работа выполнена при поддержке проекта № 39 ГППНИ «Снижение рисков чрезвычайных ситуаций».



ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва / Л.П. Орленко [и др.] ; под общ. ред. Л.П. Орленко. – В 2 т. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2004.
2. Ландау, Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1988. –733 с.
3. Stepanov, K.L. Hydrodynamics of the initial phase of explosion. Models and software for modeling explosions and estimation of their consequences / K.L. Stepanov, Y.A. Stankevich. – Minsk, 2008. – 51 p. – (Preprint / Acad. of Sci. of Belarus, Heat and Mass Transfer Institute; No. 6).
4. Степанов, К.Л. Закономерности взрывных явлений: динамика взрыва и его действие на человека и объекты инфраструктуры / К.Л. Степанов, Ю.А. Станкевич // Вест. Командно-инженер. ин-та МЧС Респ. Беларусь. – 2009. – № 1 (9). – С. 53–62.
5. Степанов, К.Л. Максимальные параметры ударных волн взрыва в воздухе / К.Л. Степанов // Сб. научн. трудов ИТМО им. А.В. Лыкова НАН Беларуси «Тепло- и массоперенос - 2008». – 2009. – С. 199–203.
6. Броуд, Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов / Г. Броуд. –М. : Мир, 1976. – 270 с.
7. Степанов, К.Л. Моделирование теплового излучения взрыва: оценки риска термического поражения людей и возникновения пожаров / К.Л. Степанов, Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич. – Минск, 2010. –48 с. – (Препринт / Акад. Наук Беларуси, Ин-т тепло- и массообмена; № 1).
8. Ludwig, C.B. Handbook of infrared radiation from combustion gases / C.B. Ludwig [et al.]. – Washington : Scientific and Technical Information Office, 1973. – 486 p.
9. <http://spechot.iao.ru>
10. <http://spectra.iao.ru>
11. Rothman, L.S. The HITRAN 2008 Molecular Spectroscopic Database / L.S. Rothman, I.E. Gordon, A. Barbe // JQSRT. – 2009. – V. 110. – P. 533–572.
12. Raj, P.K. Large LNG fire thermal radiation – modeling issues & hazard criteria revisited / P.K. Raj // Proc. Safety Progress. – 2005. – V. 24, No. 3. – P. 192–202.