

УДК 533.6.011.72:519.63

О ЗАЩИТНЫХ СВОЙСТВАХ СЛОЯ ГОРЯЧЕГО ВОЗДУХА

В. Н. Охитин, С. С. Меньшаков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

Для плоской волны треугольного профиля проведено аналитическое и численное исследование защитных свойств слоя нагретого газа. Установлено, что понижение давления в ударной волне после прохождения горячего слоя наблюдается лишь при температуре, превышающей некоторое критическое значение, при меньшей температуре давление возрастает по сравнению с давлением в волне, распространяющейся в газе с постоянной температурой. С учетом реальных свойств воздуха получено аналитическое соотношение для оценки критической температуры горячего слоя в зависимости от интенсивности падающей ударной волны.

В работе [1] предложен способ защиты от воздействия ударной волны (УВ) ядерного взрыва, состоящий в том, что непосредственно перед взрывом на некоторой высоте над поверхностью земли искусственно создается протяженный слой частиц, поглощающих излучения. Под воздействием опережающего светового излучения ядерного взрыва частицы нагреваются, в результате чего образуется слой сильно нагретого воздуха. Подошедшая позднее взрывная УВ, взаимодействуя с этим слоем, ослабляется, и ее поражающее воздействие на объекты, находящиеся на поверхности земли, в значительной мере уменьшается.

Понижение давления на фронте прошедшей через слой горячего газа УВ можно объяснить, используя акустическое приближение (для плоской волны малой интенсивности). При этом для максимального избыточного давления на фронте вышедшей из слоя УВ получается зависимость [2]

$$\Delta p_{m,2} = \Delta p_{m,0} 4\rho_0 c_0 \rho_1 c_1 / (\rho_0 c_0 + \rho_1 c_1)^2, \quad (1)$$

где ρ , c — плотность и скорость звука в газе; индексы 0, 1, 2 соответствуют средам перед слоем горячего газа, в самом слое и за ним.

Так как при одинаковом давлении в слое и окружающей атмосфере $\rho c \sim 1/\sqrt{T}$, где T — абсолютная температура газа, то соотношение (1) можно записать в виде

$$\Delta p_{m,2} / \Delta p_{m,0} = 4\sqrt{T_1/T_0} / (1 + \sqrt{T_1/T_0})^2. \quad (2)$$

При $T_1 \geq T_0$ зависимость (2) является монотонно убывающей от единицы функцией.

В работах [3, 4] приведены результаты численного решения двумерной осесимметричной задачи об отражении сферической УВ взрывного профиля от плоской поверхности после взаимодействия ее со слоем нагретого газа, расположенного на некотором расстоянии от поверхности. Установлено, что в случае интенсивной падающей УВ при относительно невысокой температуре слоя наблюдается не понижение, а повышение давления в окрестности эпицентра взрыва, в отличие от случая отсутствия горячего слоя. Однако в работах [3, 4] не выяснено, является ли этот эффект следствием конкретной постановки задачи, или же он зависит от свойств самого нагретого слоя газа.

В работе [5] в результате численного решения одномерной задачи о прохождении плоской УВ через область с повышенной температурой показано, что при малой температуре слоя повышение интенсивности прошедшей волны наблюдается при любом давлении на фронте падающей УВ, т. е. этот эффект обусловлен свойствами самого слоя.

Для более детального анализа указанного явления при малой интенсивности УВ воспользуемся нелинейной теорией коротких волн, которая в плоском случае справедлива для волны любой длины. Рассмотрим волну треугольного профиля, эпюра избыточного давления в которой на некотором начальном расстоянии $x = x_0$ задана зависимостью

$$\Delta p_0^0 = \begin{cases} \Delta p_{m,0}^0 (1 - t^0/\tau_0^0), & t^0 \leq \tau_0^0, \\ 0, & t^0 > \tau_0^0, \end{cases}$$

где $\Delta p_{m,0}^0$, τ_0^0 — избыточное давление на фронте УВ и длительность фазы сжатия; время t^0 измеряется с момента прихода волны в сечение $x = x_0$.

Используя обобщенную теорию коротких волн [6], для максимального избыточного давления на фронте и длительности фазы сжатия в плоской волне, распространяющейся по среде с начальным давлением p_0 и скоростью звука c_0 , нетрудно получить соотношения

$$\Delta p_{m,0} = \Delta p_{m,0}^0 / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^0}{p_0} \frac{x}{\tau_0^0 c_0}}, \quad \tau_0 = \tau_0^0 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^0}{p_0} \frac{x}{\tau_0^0 c_0}}. \quad (3)$$

Здесь k — показатель адиабаты газа; верхний индекс 0 соответствует сечению $x = x_0$.

Сравнение результатов вычислений по формулам (3) с результатами численного решения задачи для воздуха ($k = 1,4$) [5] показывает, что погрешности расчетов $\Delta p_{m,0}$ и τ_0 с использованием теории коротких волн при $\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 0,15$ не превышают 1,3 и 2,0 % соответственно, а при $\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 0,5$ они возрастают до 10 и 15 % соответственно.

Пусть в сечении $x = x_1$ начинается слой газа с температурой T_1 , плотностью ρ_1 и скоростью звука c_1 при том же давлении p_0 . Тогда на границе слоев произойдет распад разрыва и в горячий слой будет входить УВ с начальным давлением (в акустическом приближении)

$$\Delta p_{m,1}^1 = \Delta p_{m,0}^1 \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_0 c_0 + \rho_1 c_1} = \Delta p_{m,0}^0 \frac{2}{1+y} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^0}{p_0} \frac{x_1}{\tau_0^0 c_0}} \quad (4)$$

и длительностью прохождения сечения $x = x_1$

$$\tau_1^1 = \tau_0^1 = \tau_0^0 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^0}{p_0} \frac{x_1}{\tau_0^0 c_0}}. \quad (5)$$

Здесь $y = \sqrt{T_1/T_0}$.

Изменение параметров волны при распространении в среде 1 описывается формулами (3) с соответствующей заменой констант и аргумента:

$$\Delta p_{m,1} = \Delta p_{m,1}^1 / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,1}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_1^1 c_1}}, \quad \tau_1 = \tau_1^1 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,1}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_1^1 c_1}}.$$

С учетом (4), (5) и условия $c_1/c_0 = y$ имеем

$$\Delta p_{m,1} = \Delta p_{m,0}^1 \frac{2}{1+y} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{2}{y(1+y)} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_0^1 c_0}}, \quad (6)$$

$$\tau_1 = \tau_0^1 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{2}{y(1+y)} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_0^1 c_0}}.$$

При выходе волны из слоя горячего газа в сечении $x = x_2$ (в среду 2 с плотностью ρ_0 и скоростью звука c_0) начальные параметры с учетом (6) равны:

$$\Delta p_{m,2}^2 = \Delta p_{m,1}^2 \frac{2\rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho_1 c_1} = \Delta p_{m,0}^1 \frac{4y}{(1+y)^2} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{2}{y(1+y)} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}},$$

$$\tau_2^2 = \tau_1^2 = \tau_0^1 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{2}{y(1+y)} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}}, \quad (7)$$

где $h = x_2 - x_1$ — толщина горячего слоя.

При распространении волны в газе с постоянной исходной температурой T_0 от сечения $x = x_1$ на толщину слоя h ее параметры определяются соотношениями

$$\Delta p_{m,0}^2 = \Delta p_{m,0}^1 / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}}, \quad \tau_0^2 = \tau_0^1 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}},$$

аналогичными (3). Тогда для отношения избыточного давления на фронте и длительности фазы сжатия в волне, вышедшей из горячего слоя, к соответствующим параметрам волны, распространяющейся в газе с постоянной начальной температурой T_0 , можно записать

$$\frac{\Delta p_{m,2}^2}{\Delta p_{m,0}^2} = \frac{4y}{(1+y)^2} \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}} / \sqrt{1 + \frac{2}{y(1+y)} \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}},$$

$$\frac{\tau_2^2}{\tau_0^2} = \sqrt{1 + \frac{2}{y(1+y)} \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}}.$$

Отсюда следует, что изменение относительных параметров волны, прошедшей через горячий слой, зависит только от безразмерного параметра $A = \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{h}{\tau_0^1 c_0}$, представляющего собой величину, пропорциональную произведению безразмерного избыточного давления на фронте падающей на слой УВ и толщины слоя, отнесенной к длине волны. Поэтому окончательно можно записать

$$\frac{\Delta p_{m,2}^2}{\Delta p_{m,0}^2} = \frac{4y}{(1+y)^2} \sqrt{\frac{1+A}{1+2A/(y(1+y))}}; \quad (8)$$

$$\frac{\tau_2^2}{\tau_0^2} = \sqrt{\frac{1+2A/(y(1+y))}{1+A}}. \quad (9)$$

При увеличении температуры горячего слоя от начальной ($y \geq 1$) функция (8) сначала возрастает от единицы до максимума, а затем убывает, становясь равной единице при некотором значении $y = y_*$, и стремится к нулю при $y \rightarrow \infty$. Таким образом, понижение избыточного давления в прошедшей через слой горячего газа УВ возможно, когда температура последнего больше некоторого критического значения ($T_1 > T_*$) при любой интенсивности падающей волны и толщине слоя ($A > 0$). Длительность прохождения волны (9) через горячий слой ($y > 1$) всегда меньше длительности распространения волны в газе с постоянной начальной температурой T_0 .

Значение критической температуры горячего слоя ($y = y_*$) определяется условием, следующим из (8):

$$\frac{4y_*}{(1+y_*)^2} \sqrt{\frac{1+A}{1+2A/(y_*(1+y_*))}} = 1. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) для некоторых значений параметра A приведено в табл. 1.

При температуре слоя меньше критической интенсивность УВ по сравнению с волной, распространяющейся в газе с постоянной температурой T_0 , увеличивается. Максимальное возрастание относительного избыточного давления на фронте волны после прохождения

Таблица 1

A	y_*	T_*/T_0	$(y_*)_a$
0	1	1	1
0,1	1,268	1,608	1,251
0,5	2,071	4,289	2,029
1,0	2,854	8,145	2,703
2,0	4,105	16,851	3,596
4,0	6,040	36,482	4,491
10,0	10,127	102,556	6,096

Таблица 2

A	y_m	$\Delta p_{m,2}^2/\Delta p_{m,0}^2 _m - 1, \%$
0	1	0
0,1	1,1254	0,402
0,5	1,4311	4,55
1,0	1,672	10,10
2,0	2,000	19,26
4,0	2,435	31,96
10,0	3,214	52,60

через горячий слой и соответствующую температуру в нем $T_m(y_m)$ можно найти с использованием уравнения (8). Приравнивая к нулю производную по y , нетрудно получить уравнение

$$y_m^3 - y_m - 3A = 0, \quad (11)$$

которое имеет аналитическое решение

$$y_m = \begin{cases} \sqrt[3]{3A/2 + \sqrt{9A^2/4 - 1/27}} + \sqrt[3]{3A/2 - \sqrt{9A^2/4 - 1/27}}, & A \geq 2\sqrt{3}/27, \\ 2\sqrt{3} \cos [\arccos (9\sqrt{3}A/2)/3]/3, & A < 2\sqrt{3}/27. \end{cases} \quad (12)$$

С использованием (11) выражение (8) для максимального относительного избыточного давления приводится к виду

$$\frac{\Delta p_{m,2}^2}{\Delta p_{m,0}^2}|_m = \frac{4y_m}{(1+y_m)^2} \sqrt{\frac{3(1+A)}{1+2y_m}}. \quad (13)$$

Значения y_m и максимального увеличения относительного избыточного давления на фронте УВ после прохождения через слой горячего газа для некоторых значений параметра A , рассчитанные по (12) и (13), приведены в табл. 2. Из табл. 2 следует, что с увеличением параметра A (для слабой УВ с увеличением толщины слоя) максимальное возрастание относительного избыточного давления на фронте волны увеличивается. При $A \rightarrow \infty$ из (13) с учетом (12) следует $\Delta p_{m,2}^2/\Delta p_{m,0}^2|_m \rightarrow 2\sqrt{2} \simeq 2,83$, т. е. избыточное давление в волне после прохождения через слой горячего газа может возрастать почти в три раза (по сравнению с избыточным давлением в волне, распространяющейся в газе с постоянной температурой T_0). При этом несложно показать, что давление в волне после прохождения через горячий слой всегда меньше давления в момент подхода ее к нему, т. е. при прохождении волны через слой горячего газа давление на ее фронте не повышается, так же как при кумуляции УВ в слоистых системах конденсированных сред [7].

На рис. 1 сплошными линиями представлены зависимости (8), (9) для некоторых значений параметра A , позволяющие оценить изменение относительных параметров волны после прохождения через слой горячего газа с различной температурой. Кривая 1 ($A = 0$) соответствует волне бесконечно малой интенсивности ($\Delta p_{m,0}^1 \rightarrow 0$) и совпадает с решением в акустическом приближении (2).

Дальнейшее изменение параметров волны при распространении в среде 2 после прохождения через горячий слой описывается зависимостями, аналогичными (3):

$$\Delta p_{m,2} = \Delta p_{m,2}^2 / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,2}^2}{p_0} \frac{x-x_2}{\tau_2^2 c_0}}, \quad \tau_2 = \tau_2^2 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,2}^2}{p_0} \frac{x-x_2}{\tau_2^2 c_0}}.$$

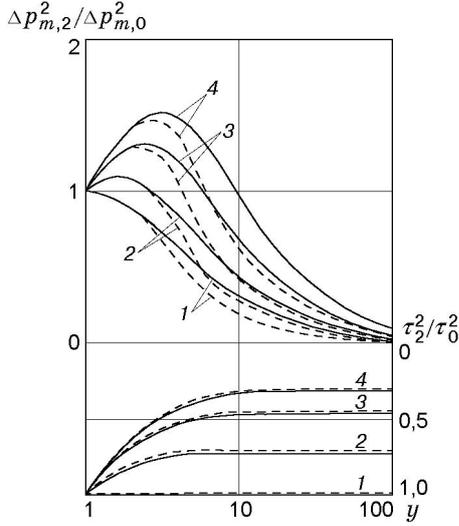


Рис. 1. Зависимости относительных начального избыточного давления на фронте и длительности фазы сжатия при выходе волны из слоя горячего газа от параметра y : 1 — $A = 0$; 2 — $A = 1$; 3 — $A = 4$; 4 — $A = 10$; сплошные линии — расчет при постоянных значениях показателя адиабаты и молярной массы, штриховые — расчет с учетом диссоциации и ионизации

С учетом (7) имеем

$$\Delta p_{m,2} = \Delta p_{m,0}^1 \frac{4y}{(1+y)^2} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \left(\frac{2}{y(1+y)} \frac{h}{\tau_0^1 c_0} + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{x-x_2}{\tau_0^1 c_0} \right)},$$

$$\tau_2 = \tau_0^1 \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \left(\frac{2}{y(1+y)} \frac{h}{\tau_0^1 c_0} + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{x-x_2}{\tau_0^1 c_0} \right)}.$$

Принимая для УВ, распространяющейся в газе с постоянной температурой T_0 , в качестве начального сечения $x = x_1$, можно записать соотношения

$$\frac{\Delta p_{m,2}}{\Delta p_{m,0}} = \frac{4y}{(1+y)^2} \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_0^1 c_0}} /$$

$$/ \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \left(\frac{2}{y(1+y)} \frac{h}{\tau_0^1 c_0} + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{x-x_2}{\tau_0^1 c_0} \right)},$$

$$\frac{\tau_2}{\tau_0} = \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \left(\frac{2}{y(1+y)} \frac{h}{\tau_0^1 c_0} + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{x-x_2}{\tau_0^1 c_0} \right)} / \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{\Delta p_{m,0}^1}{p_0} \frac{x-x_1}{\tau_0^1 c_0}},$$

которые с использованием параметра A приводятся к виду

$$\frac{\Delta p_{m,2}}{\Delta p_{m,0}} = \frac{4y}{(1+y)^2} \sqrt{\frac{1+A}{1+2A/(y(1+y))}} \sqrt{1 + \frac{1}{1+1/A} \frac{x-x_2}{h}} /$$

$$/ \sqrt{1 + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{1}{2/(y(1+y)) + 1/A} \frac{x-x_2}{h}}; \quad (14)$$

$$\frac{\tau_2}{\tau_0} = \sqrt{\frac{1+2A/(y(1+y))}{1+A}} \sqrt{1 + \frac{4y}{(1+y)^2} \frac{1}{2/(y(1+y)) + 1/A} \frac{x-x_2}{h}} /$$

$$/ \sqrt{1 + \frac{1}{1+1/A} \frac{x-x_2}{h}}. \quad (15)$$

Из (14), (15) следует, что в зависимости от соотношения коэффициентов при аргументе в числителе и знаменателе относительные избыточное давление на фронте и длительность фазы сжатия в волне, прошедшей через слой горячего газа, могут в дальнейшем как увеличиваться, так и уменьшаться. При

$$\frac{1}{1+1/A} < \frac{4y}{(1+y)^2} \left(\frac{2}{y(1+y)} + \frac{1}{A} \right)^{-1} \quad \text{или} \quad A > \frac{y}{2} \frac{(y-1)^2}{2y^2 - y - 1} \quad (16)$$

относительное избыточное давление уменьшается, а длительность фазы сжатия увеличивается от начальных значений (8), (9), а на бесконечности оба параметра стремятся к одной и той же величине:

$$\Delta p_{m,2}/\Delta p_{m,0}|_{\infty} = \tau_2/\tau_0|_{\infty} = 2\sqrt{y}/(1+y). \quad (17)$$

Так как $y > 1$, то предельные значения относительных параметров волны, прошедшей через слой горячего газа, всегда меньше единицы.

В качестве примера рассмотрим случай $y = 2$. При $A = 2$ относительное давление на фронте волны, выходящей из горячего слоя, максимально (см. табл. 2): $\Delta p_{m,2}^2/\Delta p_{m,0}^2 = 1,1926$, а длительность фазы сжатия согласно (9) $\tau_2^2/\tau_0^2 = 0,5556$. На большом удалении от слоя в соответствии с (17) $\Delta p_{m,2}/\Delta p_{m,0} = \tau_2/\tau_0 \rightarrow 0,9428$, т. е. относительное избыточное давление на фронте волны уменьшается, а длительность фазы сжатия увеличивается. Приравнивая к единице отношение (14), нетрудно рассчитать расстояние, на котором давление на фронте прошедшей через горячий слой волны становится равным давлению в волне, распространяющейся в газе с постоянной температурой T_0 : $x - x_2 = 3,5625h$. Изменение режима распространения волны после прохождения через слой в соответствии с (16) должно произойти при $A = 0,2$. Например, при $A = 0,1$ согласно (8), (9) $\Delta p_{m,2}^2/\Delta p_{m,0}^2 = 0,9171$, $\tau_2^2/\tau_0^2 = 0,9692$. При удалении на бесконечность значения относительных параметров остаются прежними и равны 0,9428, т. е. относительное избыточное давление в волне увеличивается, а длительность фазы сжатия уменьшается.

Аналогично можно рассмотреть прохождение падающей волны еще через один или несколько слоев горячего газа, используя соотношения (14), (15) для определения ее параметров.

На рис. 2 представлены результаты численного решения задачи о прохождении плоской УВ малой интенсивности последовательно через два слоя горячего газа ($k = 1,4$) с

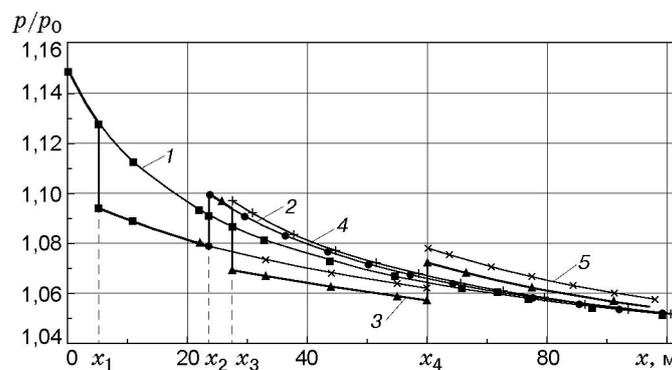


Рис. 2. Зависимость давления на фронте УВ от расстояния при прохождении через один (2, 3) и два (4, 5) слоя горячего газа толщиной h с температурой 805,6 К:

1 — результаты расчета для волны, распространяющейся в воздухе при $T_0 = 288,16$ К;
 2 — $h = x_2 - x_1$; 3 — $h = (x_2 - x_1) + (x_4 - x_3)$; 4 — $h = x_3 - x_1$; 5 — $h = x_4 - x_1$

температурой $T_1 = 805,6$ К ($y = 1,672$), полученные с использованием алгоритма, включающего расчет параметров на фронте волны и контактных разрывах методом характеристик и решение задачи о распаде произвольного разрыва на каждой контактной поверхности [5]. В начальном сечении $x_0 = 1$ м задавалась волна треугольного профиля с параметрами $\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 0,15$, $\tau_0^0 = 0,005$ с. Первый горячий слой располагался между сечениями $x_1 = 6$ м и $x_2 = 24,2$ м, второй — между сечениями $x_3 = 28$ м и $x_4 = 60$ м. Для обоих слоев $A = 1$, т. е. при выходе из слоев происходило максимальное возрастание относительного избыточного давления на фронте волны (см. табл. 2).

На рис. 2 кривая 1 соответствует давлению на фронте волны, распространяющейся в воздухе с постоянной исходной температурой $T_0 = 288,16$ К, кривые 2, 3 — давлению после прохождения волны через первый и второй слой соответственно. Сравнение результатов численного решения и аналитического расчета показывает, что различия не превышают погрешностей самой теории коротких волн для указанной интенсивности УВ. Так, численное решение для начального избыточного давления волны после выхода из первого и второго горячих слоев дает значения $\Delta p_{m,2}^2/p_0 = 0,09998$, $\Delta p_{m,4}^4/p_0 = 0,07309$ соответственно, в то время как из аналитических зависимостей следует: $\Delta p_{m,2}^2/p_0 = 0,09952$, $\Delta p_{m,4}^4/p_0 = 0,07271$.

Так как удельный импульс фазы сжатия в УВ треугольного профиля $i = \Delta p_m \tau / 2$, из (14), (15) следует

$$i_2 = 4yi_0/(1+y)^2, \quad (18)$$

т. е. импульс избыточного давления в волне, выходящей из горячего слоя, при любой его температуре ($y > 1$) меньше импульса в волне, распространяющейся в газе с постоянной начальной температурой. Следует учитывать, что соотношение (18) справедливо лишь для первой УВ, выходящей из горячего слоя. При этом в слое формируется отраженная УВ, которая возвращается от входного сечения слоя и передает дополнительный импульс газу за горячим слоем. Этот процесс многократно повторяется, и суммарный импульс избыточного давления в цуге волн, прошедших через горячий слой, становится равным импульсу УВ, распространяющейся в газе с постоянной начальной температурой. Так, в рассмотренном численном примере импульс УВ, распространяющейся в газе с постоянной начальной температурой, в сечении $x = 25$ м составляет $i_0 = 35,93$ Па·с, а импульс первой волны, выходящей из горячего слоя, — $i_2 = 33,36$ Па·с, т. е. $i_2 = 0,928i_0$ (зависимость (18) дает отношение импульсов 0,936). При этом суммарный импульс первых трех волн, прошедших через горячий слой, на заданном расстоянии равен 35,57 Па·с, т. е. с погрешностью 1 % совпадает со значением i_0 .

Кривые 4, 5 на рис. 2 соответствуют давлению на фронте волны после прохождения через горячий слой с температурой $T_1 = 805,6$ К толщиной $x_3 - x_1$ и $x_4 - x_1$ соответственно. Из рис. 2 следует, что увеличение толщины слоя горячего воздуха даже без изменения его температуры приводит к повышению давления в газе за слоем.

При высокой температуре за счет процессов ионизации и диссоциации показатель адиабаты и молярная масса воздуха изменяются. В этом случае свойства воздуха можно описать с использованием калорического и термического уравнений состояния в форме уравнений для совершенного газа с эффективными показателем адиабаты k_{eff} и молярной массой μ_{eff} [8]:

$$k_{eff} = \begin{cases} k^* - 0,042(\varepsilon/\varepsilon^*)^2, & \varepsilon \leq \varepsilon^*, \\ a^* + (1,36 - a^*) \exp[0,223(1 - \varepsilon/\varepsilon^*)], & \varepsilon > \varepsilon^*, \end{cases} \quad (19)$$

$$\mu_{eff} = \begin{cases} 28,96, & \varepsilon \leq \varepsilon^*, \\ 11,5 + 17,46 \exp[0,0445(1 - \varepsilon/\varepsilon^*)], & \varepsilon > \varepsilon^*, \end{cases}$$

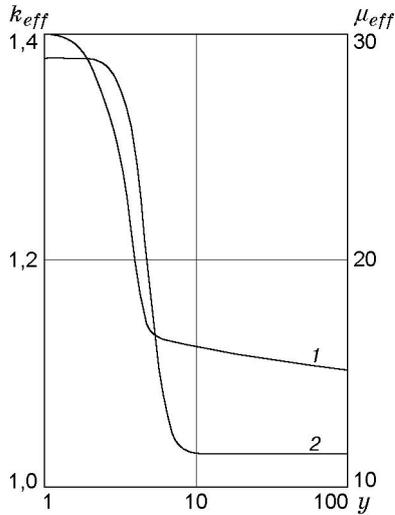


Рис. 3. Зависимости эффективных показателя адиабаты k_{eff} (1) и молярной массы μ_{eff} (2) воздуха от параметра y

где ε — удельная внутренняя энергия газа; $k^* = 1,402$; $\varepsilon^* = 1,116 \cdot 10^6$ Дж/кг; $a^* = 1 + 0,163/[1 - 0,0573 \ln(\rho/\rho^*)]$; $\rho^* = 1,2921$ кг/м³.

На рис. 3 представлены зависимости эффективных показателя адиабаты k_{eff} и молярной массы μ_{eff} воздуха от параметра y при постоянном начальном давлении $p_0 = 0,1013$ МПа, полученные с использованием соотношений (19). В рассматриваемом диапазоне параметра y показатель адиабаты изменяется от 1,4 до 1,11, а молярная масса — от 28,96 до 11,5, т. е. достаточно существенно, что может повлиять на защитные свойства слоя горячего воздуха.

Проводя соответствующие выкладки, для слабой плоской УВ треугольного профиля, прошедшей через слой горячего газа с параметрами T_1 , k_1 , μ_1 , нетрудно получить следующие соотношения для относительных начальных избыточного давления и длительности фазы сжатия в момент выхода из слоя:

$$\frac{\Delta p_{m,2}^2}{\Delta p_{m,0}^2} = \frac{4zy}{(1+zy)^2} \sqrt{1+A} / \sqrt{1 + \frac{k_1+1}{k_0+1} \left(\frac{k_0}{k_1}\right)^2 \frac{2}{zy(1+zy)} A}; \quad (20)$$

$$\frac{\tau_2^2}{\tau_0^2} = \sqrt{1 + \frac{k_1+1}{k_0+1} \left(\frac{k_0}{k_1}\right)^2 \frac{2}{zy(1+zy)} A} \sqrt{\frac{1}{1+A}}, \quad (21)$$

где $z = \sqrt{k_0 \mu_0 / (k_1 \mu_1)}$.

Зависимости (20), (21) аналогичны (8), (9) для газа с постоянными показателем адиабаты и молярной массой и отличаются лишь новым аргументом zy и дополнительным коэффициентом, поэтому проведенный анализ в целом справедлив и для более сложного случая горячего слоя с изменяющимися значениями k и μ . На рис. 1 штриховыми линиями показаны зависимости относительных начальных избыточного давления на фронте $\Delta p_{m,2}^2 / \Delta p_{m,0}^2$ и длительности фазы сжатия τ_2^2 / τ_0^2 после выхода волны из слоя горячего воздуха от параметра y , полученные с использованием соотношений (19).

Изменение состава воздуха при высокой температуре слабо влияет на относительную длительность прохождения УВ через слой. Кривые зависимостей (9) и (21) выходят из одной точки ($\tau_2^2 / \tau_0^2 = 1$) при $y = 1$ и имеют одну асимптоту $1/\sqrt{1+A}$ при $y \rightarrow \infty$. Максимальное расхождение кривых наблюдается при $\lg y \approx 0,8$ и растет с увеличением A , достигая 7 % при $A = 10$.

Начальное относительное давление на фронте УВ после прохождения слоя горячего воздуха при одном и том же значении параметра A всегда меньше, чем в газе с постоян-

ными k и μ . Это приводит к тому, что защитные свойства слоя горячего воздуха начинают проявляться при меньшей температуре, а при одной и той же температуре достигается более интенсивное по сравнению с газом с постоянными свойствами понижение давления в УВ. Например, при $A = 4$ критическое значение параметра y_* в воздухе примерно на 26 % меньше ($y_* \approx 4,491$), чем в газе с постоянными k и μ , а при $y = 10$ относительное избыточное давление на фронте волны после выхода из слоя примерно на 27 % больше.

Приведенные результаты справедливы для УВ малой интенсивности, для которых допустимо использовать теорию коротких волн. Как показано выше, с ростом давления на фронте УВ ошибки теории коротких волн быстро возрастают и уже при $\Delta p_m/p_0 = 0,5$ становятся неприемлемыми для анализа рассматриваемого явления, который в этом случае можно проводить лишь с помощью численных методов. Для волн конечной интенсивности использовался численный алгоритм [5]. Решение задачи для волны треугольного профиля (с параметрами $\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 1,36$, $\tau_0^0 = 0,00861$ с в начальном сечении $x_0 = 1$ м), проходящей через слой горячего газа между сечениями $x_1 = 6$ м и $x_2 = 24,2$ м с температурой $T_1 = 805,6$ К ($y = 1,672$) при постоянном показателе адиабаты $k = 1,4$, показывает, что относительное избыточное давление на фронте волны непосредственно за слоем возрастает примерно на 18 %, что почти в два раза больше, чем в случае волны малой интенсивности ($\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 0,15$). Однако это не означает, что с повышением интенсивности волны увеличивается область температур, в которой относительное избыточное давление на фронте и его максимальное значение за горячим слоем растут, так как значение параметра A в рассматриваемых вариантах различно. Если для слабой УВ $A = 1$, то для рассматриваемой волны (с параметрами $\Delta p_{m,0}^1/p_0 = 1$, $\tau_0^1 = 0,01$ с), подходящей к горячему слою, значение $A = 4,585$, а увеличение толщины слоя и, следовательно, параметра A при постоянной температуре T_1 , как показано ранее (см. рис. 2), приводит к возрастанию относительного давления на фронте волны за слоем горячего газа. Кроме того, при распространении волны конечной интенсивности от начального сечения до границы слоя происходит изменение ее профиля, в результате чего он становится выпуклым к временной оси.

Для анализа влияния интенсивности падающей УВ на защитные свойства слоя горячего газа численно решалась задача о прохождении волны (с параметрами $\Delta p_{m,0}^0/p_0 = 0,5$; 1,0; 2,0 и $\tau_0^0 = 0,01$ с в начальном сечении $x_0 = 1$ м) через слой горячего газа ($k = 1,4$) с различной температурой. Закон изменения давления $\Delta p_0^0(t)$ в начальном сечении подбирался таким образом, чтобы на входе в горячий слой ($x_1 = 6$ м) волна имела треугольный профиль, а значения ее параметров для трех рассматриваемых вариантов были равны: $\Delta p_{m,0}^1/p_0 = 0,4305$, $\tau_0^1 = 0,01087$ с; $\Delta p_{m,0}^1/p_0 = 0,8331$, $\tau_0^1 = 0,01061$ с; $\Delta p_{m,0}^1/p_0 = 1,5387$, $\tau_0^1 = 0,01034$ с. Толщина слоя горячего газа принималась равной 20,0, 10,1, и 5,3 м соответственно, при этом для всех трех случаев $A = 2$.

На рис. 4 представлены начальные участки зависимостей относительного избыточного давления на фронте волны при выходе из слоя от параметра y для рассматриваемых вариантов (кривые 2–4) и для УВ малой интенсивности (кривая 1). С ростом интенсивности падающей УВ критическая температура горячего слоя уменьшается (при $\Delta p_{m,2}^2/p_0 = 1,5387$ примерно в 4,7 раза), а относительное избыточное давление на фронте волны за слоем уменьшается более интенсивно, т. е. защитные свойства слоя горячего газа повышаются.

Основной характеристикой защитных свойств слоя горячего воздуха является критическая температура T_* , после достижения которой начинают проявляться защитные свойства слоя. Для воздушной волны малой интенсивности критические значения параметра $(y_*)_a$, рассчитанные по зависимости (20) с учетом соотношений (19), приведены в табл. 1. В случае УВ конечной интенсивности критическая температура слоя (параметр y_*) может быть определена численно. С этой целью задача решалась для трех указанных выше интенсивностей падающей волны треугольного профиля и слоев горячего воздуха с

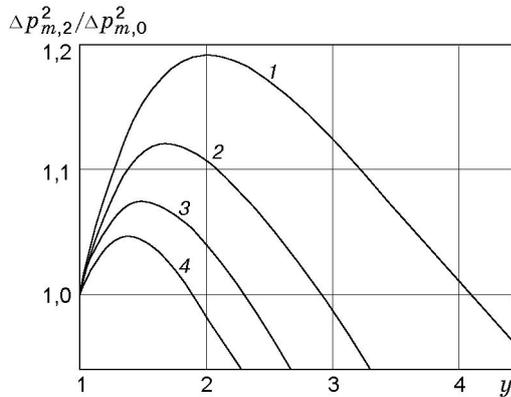


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость относительного начального избыточного давления на фронте УВ при выходе из слоя горячего газа от параметра y :

1 — $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 \rightarrow 0$; 2 — $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 = 0,4305$; 3 — $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 = 0,8331$; 4 — $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 = 1,5387$

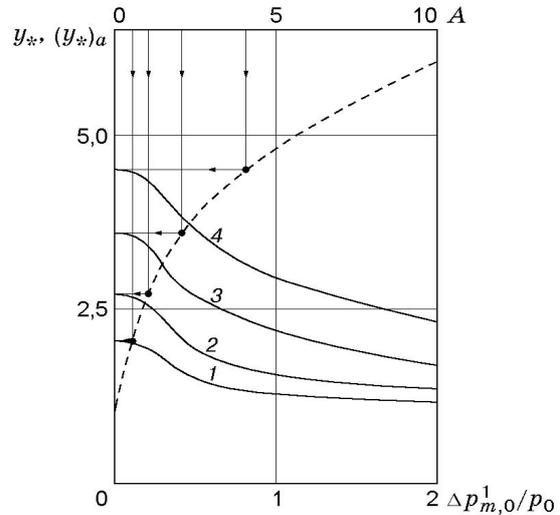


Рис. 5

Рис. 5. Зависимости критического значения параметра y_* от интенсивности падающей УВ в воздухе (сплошные линии) и $(y_*)_a(A)$ (штриховая):

1 — $A = 0,5$; 2 — $A = 1$; 3 — $A = 2$; 4 — $A = 4$

изменяющимися свойствами, толщина которых выбиралась так, чтобы обеспечивалось постоянство значения параметра A .

На рис. 5 сплошными линиями показаны зависимости критического значения параметра y_* от интенсивности падающей УВ для некоторых значений A , штриховой линией — зависимость $y_*(A)$ для волны малой интенсивности (см. табл. 1). Из рис. 5 следует, что с ростом интенсивности падающей УВ критическая температура (параметр y_*) защитного слоя в воздухе резко уменьшается, при этом для различных значений параметра A характер зависимостей аналогичен. Анализ полученных результатов показал, что влияние интенсивности падающей УВ треугольного профиля на критическую температуру защитного слоя воздуха можно описать единой зависимостью

$$y_* = 1 + \frac{(y_*)_a - 1}{1 + (\Delta p_{m,0}^1 / (ap_0))^\alpha}, \quad (22)$$

где $(y_*)_a = \sqrt{(1 + 6,4A)/(1 + 0,046A^{1,25})}$; $a = 0,38 + 0,21A$; $\alpha = 1,2$.

При $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 < 1$ результаты расчетов по формуле (22) отличаются от численных результатов не более чем на 3 %, при $\Delta p_{m,0}^1 / p_0 \simeq 1,5$ это различие может достигать 10 % (для малых значений A), что позволяет для волны конечной интенсивности оценить в первом приближении минимальную температуру слоя горячего воздуха, после превышения которой начинают проявляться его защитные свойства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Prosser R. A. Possibility of mitigating the destructure effects of a thermonuclear explosion by means of materials which absorb light // J. Appl. Phys. 1985. V. 58, N 5. P. 2083–2086.

2. **Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С.** Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967.
3. **Андрущенко В. А., Мещеряков М. В., Чудов Л. А.** Применение методов конечных разностей к расчету взаимодействия ударных волн с тепловым слоем // Мат. моделирование. 1990. Т. 2, № 1. С. 49–55.
4. **Белоцерковский О. М., Андрущенко В. А., Шевелев Ю. Д.** Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере: Вычислительный эксперимент. М.: “Янус-К”, 2000.
5. **Меньшаков С. С., Охитин В. Н.** Прохождение воздушной ударной волны через область с повышенной температурой // Оборон. техника. 2001. № 1/2. С. 30–33.
6. **Овсянников Л. В.** Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
7. **Забабахин Е. И.** Ударные волны в слоистых системах // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1965. Т. 49, вып. 2. С. 642–646.
8. **Кореньков В. В., Охитин В. Н.** Численная оценка влияния плотности ВВ на параметры воздушных ударных волн // ПМТФ. 1983. № 3. С. 127–131.

*Поступила в редакцию 8/X 2001 г.,
в окончательном варианте — 14/II 2002 г.*
