

Здесь размерности  $[H50]$  — м,  $[Q]$  — кДж/моль. На основе экспериментальных данных [1] получено:

$$a_0 = 5,32418, \quad a_1 = 0,12569, \quad a_2 = 0,056389.$$

В большинстве случаев

$$N_1 = a + b + c + d.$$

Предложенная зависимость (1) с точностью 15% описывает экспериментальные данные [1] по чувствительности бризантных высокоплавких ВВ, не содержащих «кислых» атомов водорода, и охватывает широкий спектр веществ, в частности, таких, как бистринитроэтилнитрамин, гексоген, тэн, тетрил, ТНТ, бензотрифуроксан, триаминотринитробензол. Использование рассчитываемой по (1) величины  $H50$  позволило построить единую, общую для всех индивидуальных бризантных ВВ кривую чувствительности в координатах частота взрывов — давление прижатия (на копке Козлова):

$$P = \begin{cases} A \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \tilde{X}\right), & \tilde{X} < 0,88, \\ 100, & \tilde{X} \geq 0,88, \end{cases} \quad (2)$$

где  $P$  — частота взрывов (%);  $A = 100(1 + \exp(-2,72\tilde{X}))$ ;  $\tilde{X} = \frac{x - \Pi_n}{\Pi_v - \Pi_n}$ ;  $x$  — давление нормального прижатия (ГПа);  $\Pi_n$  — нижний предел (ГПа);  $\Pi_v$  — верхний предел (ГПа);  $\Pi_n = \Pi_{cp} - \Pi_v$ ;  $\Pi_v = 0,8035(\Pi_{cp})^{0,92863}$ ;

$$\Pi_{cp} = \begin{cases} 0,3507(100 \cdot H50)^{0,2475}, & H50 < 0,4, \\ 0,2088(100 \cdot H50)^{0,3911}, & H50 \geq 0,4. \end{cases}$$

Сопоставление рассчитанных по (2) значений частоты взрывов с экспериментальными данными [3] дает во всем диапазоне нормированного давления относительную ошибку менее 15% (см. рисунок).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kamlet M. Sixth Symp. on Detonation, 1976.
2. Ениколопов И. С. Докл. АН СССР, 1986, 288, 3, 657.
3. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ. — М.: Оборонгиз, 1960.

г. Москва

Поступила в редакцию 2/III 1989,  
после доработки — 14/VII 1989

УДК 536.46 + 541.126

Ю. А. Гостинцев, С. А. Губин, С. И. Сумской, В. А. Шаргатов

#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ЗАТОПЛЕННОЙ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СТРУИ

Использование водорода в качестве высокоэнергетичного горючего ставит повышенные требования к обеспечению пожаровзрывобезопасности (ПВБ) процессов при его производстве, хранении, транспортировке и эксплуатации. Одна из важных проблем ПВБ — определение возмож-

© 1990 Гостинцев Ю. А., Губин С. А., Сумской С. И., Шаргатов В. А.

Рис. 1. Распределение водорода в струе (слева) и размещение начальных данных на разностной сетке (справа).

ных последствий взрывов водородно-воздушных облаков и струй, образующих при аварийных проливах на поверхность криогенного или выбро-сах в атмосферу газообразного водорода. В [1] исследовались параметры ударных волн (УВ), генерируемых в атмосфере при различных типах взрывных превращений в свободно всплывающем и смешивающемся с воздухом водородном облаке (концентрационном термике). В данной работе с помощью численного анализа моделируются параметры воздушных УВ и двумерного течения, возникающего при детонации над землей вертикальной изотермической стационарной вынужденно конвективной турбулентной струи водорода, истекающей в воздух.

Положение и ориентация струи относительно земли изображены на рис. 1. Истечение водорода происходит через круглое отверстие радиуса  $R_0 = 0,05$  м, центр которого находится в точке  $A$  на высоте  $h = 0,3$  м над землей. Слева на рис. 1 проведены линии постоянных объемных концентраций водорода  $\varepsilon$ , штриховкой отмечена область, ограниченная линиями постоянной концентрации с содержанием водорода соответственно 18,3 и 59 %, где в соответствии с данными [2] возможно существование детонации. Распределение массовой  $c$  и объемной концентраций водорода в изотермической турбулентной струе определялось по следующим зависимостям [3]:

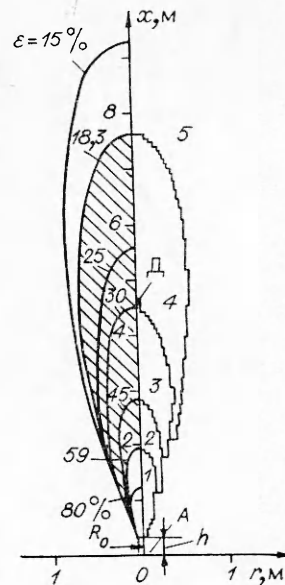
$$c = 0,5(1 + Sc) \sqrt{\rho_0/\rho} R_0 \exp[-Sc \cdot r^2 / (2\sigma(x-h)^2)] / (x\sqrt{\sigma}),$$

$$\rho_0/\rho = c(1 - q_0) + q_0, \quad q_0 = \mu_H/\mu_B, \quad \varepsilon = c\mu_B / [\mu_H + c(\mu_B - \mu_H)].$$

Здесь  $x$  и  $r$  — продольная и радиальная координаты;  $\rho_0$  и  $\rho$  — плотности газа на выходе из отверстия и в струе;  $\mu_B$  и  $\mu_H$  — молекулярные массы воздуха и водорода;  $\sigma$  — коэффициент турбулентности;  $Sc$  — турбулентный аналог числа Шмидта. В расчете принято  $\sigma = 0,01$ ,  $Sc = 0,5$ .

Чтобы учесть переменный состав струи и различия в детонационных режимах, реализующихся в слоях с разным соотношением водорода и воздуха, вся струя в расчете была разбита на пять областей (см. рис. 1), границами которых являются линии постоянной концентрации. Внутри каждого слоя концентрация смеси водород + воздух принималась постоянной и равной ее среднему значению по слою. С целью уменьшения числа контактных разрывов, расчет движения которых требует значительных затрат времени ЭВМ, выделено четыре слоя, разделенных линиями постоянного состава с объемной концентрацией водорода 59, 45, 30 и 18,3 %. При этом средняя концентрация водорода внутри каждой из рассматриваемых областей 1—4 (см. рис. 1) соответственно равнялась 78, 51, 36 и 24 %. На протяжении всего счета слои с различным составом не перемешиваются. Область с  $\varepsilon < 18,3$  % (слой 5) считалась состоящей только из воздуха. Такое допущение незначительно влияет на параметры УВ в окружающей среде, поскольку различие в плотностях смесей воздуха с небольшим содержанием водорода и чистого воздуха невелико. В дальнейшем термин поверхность (граница) струи использован для обозначения линии постоянной концентрации водорода 18,3 % (где максимальный радиус детонирующей части струи  $r_0 = 0,63$  м).

Возникающее при детонации осесимметричное течение описывается нестационарными двумерными уравнениями газовой динамики, выра-



жающими законы сохранения массы, импульса и энергии:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -v \frac{\partial \rho}{\partial r} - u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial r} - \rho \frac{\partial u}{\partial x} - \rho \frac{v}{r}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -v \frac{\partial v}{\partial r} - u \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -v \frac{\partial u}{\partial r} - u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial i}{\partial t} &= -v \frac{\partial i}{\partial r} - u \frac{\partial i}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{p}{\rho} \frac{v}{r}.\end{aligned}$$

Здесь  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $i$  — удельная внутренняя энергия;  $t$  — время;  $v$  и  $u$  — составляющие скорости вдоль  $r$  и  $x$  соответственно.

Граничные условия на оси и на поверхности земли имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}v &= 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0 \quad (\varphi = \rho, u, p, i) \quad \text{при } r = 0, \\ u &= 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (\varphi = \rho, v, p, i) \quad \text{при } x = 0.\end{aligned}$$

Для расчета давления в слоях 1 и 5, где невозможно существование детонации, используется уравнение состояния совершенного газа с показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ , смесь в слоях 1 и 5 имеет начальную плотность 0,32 и 1,29 кг/м<sup>3</sup>. Для остальных слоев при расчете в них давления берутся выражения, полученные на основе аппроксимации данных термодинамического расчета по уравнению состояния идеального газа. При этом предполагалось существование химического равновесия в каждом микрообъеме продуктов детонации в любой момент времени. Начальные плотности и скорости стационарной детонации получены на основе термодинамического расчета для слоев 2, 3 и 4:  $\rho_2 = 0,62$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_3 = 0,79$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_4 = 0,92$  кг/м<sup>3</sup> и  $D_2 = 2183$  м/с,  $D_3 = 2059$  м/с,  $D_4 = 1831$  м/с. В начальный момент времени струя и окружающий ее воздух находятся при нормальных условиях ( $p_0 = 10^5$  Па и  $T_0 = 298$  К). При решении задачи процесс горения смеси в слоях с  $\epsilon = 4 \div 18,3$  % во внешней и  $\epsilon = 59-75$  % во внутренней областях струи не рассматривался. Это упрощение справедливо, поскольку, как показано в [1], такое горение незначительно влияет на параметры воздушной УВ.

Расчеты выполнялись с помощью разработанного на основе метода крупных частиц пакета прикладных программ двумерных расчетов течений химически реагирующих сжимаемых сред в эйлеровых координатах. Для определения ударных и детонационных волн использовался метод искусственной вязкости. Превращение в ДВ описывалось с помощью модели формальной кинетики [4].

Вначале применялась разностная сетка с размером 150 ячеек по оси  $x$  и 100 ячеек по оси  $r$ . Шаг сетки  $\Delta x = 0,08$  м и  $\Delta r = 0,025$  м. Временной шаг  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$  мс. В дальнейшем по мере развития процесса временной и пространственные шаги разностной сетки увеличивались и к концу  $\Delta t = 0,12$  мс,  $\Delta r = 0,2$  м,  $\Delta x = 0,16$  м; размер разностной сетки при этом сохранялся. Укрупнение расчетной сетки проводилось объединением соседних ячеек в одну на основе законов сохранения массы, импульса и энергии.

Детонацию инициировали в слое 4 (см. рис. 1) на оси струи на высоте 4,5 м от поверхности земли путем задания области с параметрами мгновенного взрыва для смеси водород + воздух (24—76 %) размером две ячейки по оси  $x$  и три ячейки по оси  $r$  (точка Д на рис. 1), что составляет менее 0,1 % от всего детонирующего объема. После инициирования детонационная волна начинает распространяться по струе.

На рис. 2 показаны последовательные положения УВ и ДВ на временном интервале от начала инициирования до 3,36 мс. На этом и других рисунках сплошная линия используется для обозначения падающей

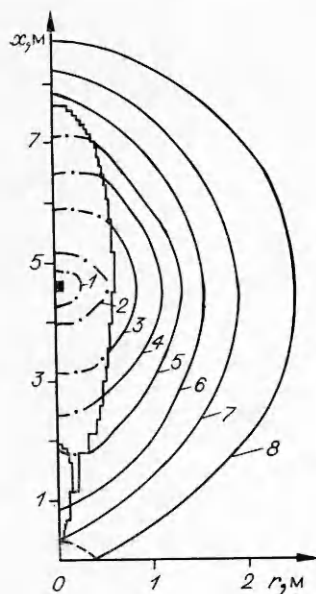


Рис. 2. Последовательность положений ударных и детонационных волн.  
 $t$ , мс: 1 — 0,16, 2 — 0,32, 3 — 0,71, 4 — 1,04, 5 — 1,34, 6 — 1,70, 7 — 2,31, 8 — 3,36.

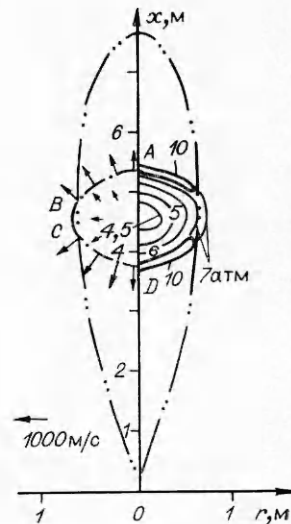


Рис. 3. Поля скорости и давления.

УВ, штриховая — для отраженной от земли УВ, штрихпунктирная — для ДВ в струе. Как видно, начальный период распространения ДВ в струе характеризуется наличием одного фронта реакции, по форме являющегося поверхностью вращения линий 1 и 2 вокруг оси  $Ox$ . Далее, начиная с момента времени  $t \approx 0,35$  мс, когда ДВ достигает границы струи, существование детонационного режима в слое 5 становится невозможным, и по мере начала распространения УВ.

На рис. 3 изображены поля скорости и давления при  $t = 0,4$  мс, что соответствует началу распространения УВ в воздухе (отрезок  $BC$  линии  $ABC$ ). В то же время по струе продолжают распространяться два детонационных фронта — вверх и вниз (отрезки  $AB$  и  $CD$ ). Такое течение сохраняется вплоть до полной детонации струи (на рис. 2 этому интервалу времени соответствуют линии 3—5). Из сравнения положений фронтов реакции в верхней и нижней частях струи видно, что за равные промежутки времени распространяющаяся по направлению к земле ДВ прошла большее расстояние, чем волна, бегущая по струе вверх. Это связано с тем, что в слое 3, где содержание водорода больше, чем в слое 4, скорость ДВ также несколько выше ( $D_3 > D_4$ ). Это остается справедливым и для слоев 3 и 2, где  $D_2 > D_3$ .

К моменту  $t = 1,64$  мс весь объем струи полностью сдетонировал и по мере распространения только УВ. Характерные для этого этапа поля давления и скорости показаны на рис. 4, где хорошо виден разворот потока в верхней и в нижней частях струи. При этом поток, имевший вблизи самого верха или низа струйной колонки составляющую скорости в основном вдоль оси  $Ox$ , изменяет свое направление на  $90^\circ$  и на уровне 4,5 м почти горизонтален. Такой поворот связан с боковой разгрузкой продуктов детонации. Аналогичная разгрузка имеет место и во внутренней недетонирующей области струи (в слое 1), но там радиальная компонента скорости направлена к оси симметрии. Схлопывание потока на высоте 1—1,5 м приводит к появлению внутри струи области небольшого размера со значительным повышением давления. Зона высокого давления на уровне 1 м вблизи оси отчетливо видна на рис. 4.

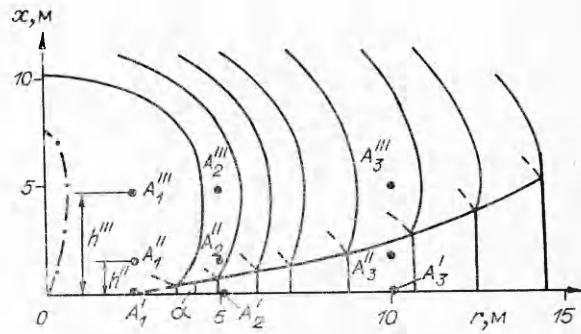
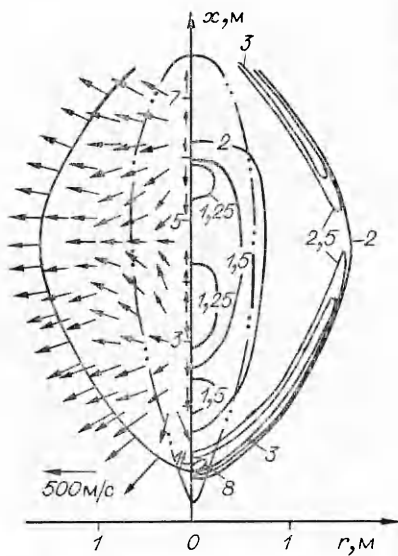


Рис. 5. Расположение «датчиков» давления. Траектория движения тройной точки и положения ударных фронтов для моментов времени 8,18, 10,6, 12,95, 15,35, 18,95, 23,75, 28,55 и 33,35 мс.

Рис. 4. Поля скорости и давления ( $t = 1,70$  мс).

К моменту  $t \approx 3$  мс УВ достигает поверхности земли и отражается от нее. Первоначально такое отражение носит регулярный характер (ударно-волновая конфигурация  $\delta$  на рис. 2). Но на расстоянии  $r_{кр} \approx 2,5$  м от оси струи регулярное отражение становится невозможным и начинается стадия нерегулярного отражения, характеризующаяся возникновением и ростом ножки Маха — почти вертикального ударно-волнового скачка. Последовательность положений УВ при нерегулярном отражении для временного интервала от 8,18 до 33,35 мс показана на рис. 5. Вначале высота ножки Маха растет почти линейно с расстоянием и величина угла  $\alpha$  между землей и траекторией движения тройной точки составляет  $13^\circ$ , однако в дальнейшем скорость роста высоты нерегулярного скачка увеличивается. Из рис. 5 и 6, где изображены поля давления и скорости в окрестности ножки Маха в момент времени  $t = 18,95$  мс, видно, что скачок уплотнения не строго вертикален и давление вдоль него не постоянно — оно уменьшается с увеличением высоты над поверхностью земли. На рис. 6 кроме волны Маха  $AB$  и падающей волны  $BC$  представлена также волна  $BD$ .

В ходе расчета также получены данные о перемещении в пространстве точки, где реализуется максимальное давление. Эти результаты позволяют судить о возможных разрушениях при детонации газовых струй. Кривые 1—4 на рис. 7 показывают зависимость величины максимально достигаемого давления от расстояния до оси на высотах  $h = 0, 1,6, 3,2$  и  $4,8$  м соответственно. Видно, что наибольшее повышение давления в воздухе достигается на поверхности земли практически для всех  $r/r_0$  (кривая 1). Исключение составляет лишь небольшая область, находящаяся на расстоянии от оси струи  $\approx 2r_0$ . В этом интервале радиусов значение  $\Delta p_{max}$  на земле меньше, чем на рассматриваемых высотах. Это объясняется тем, что на этих высотах слой воздуха прилегает к поверхности струи и УВ, генерируемая в окружающей среде при выходе ДВ, имеет избыточное давление свыше 10 атм. Поверхность земли находится на некотором удалении от места отрыва УВ от струи, а УВ по мере движения в воздухе быстро ослабляется волной разрежения, следующей за ударным фронтом. Поэтому вблизи земли даже в отраженной УВ максимальное давление не превышает значения  $\Delta p_{max}$ , достигаемого около границы струи. В дальнейшем спад давления на фронте ударно-волнового скачка при  $h = 1,6, 3,2$  и  $4,8$  м (кривые 2, 3, 4 на рис. 7 соответственно) происходит быстрее, чем в отраженной волне у поверхности земли и при  $r \geq 2r_0$  область максимального давления смещается к земле.

Из рис. 7 видно, что кривые 2, 3, 4 лежат близко друг к другу на расстояниях  $\leq 6r_0$ , а при  $r > 6r_0$  кривая 2 идет выше линий 3 и 4. Далее наблюдается расхождение и этих двух зависимостей. Избыточное давление в точке при одинаковом удалении от оси тем больше, чем ниже расположена точка. Для объяснения различий в величине  $\Delta p_{\max}$  необходимо обратиться к рис. 8 и рассмотреть, каким образом достигается  $p_{\max}$  на различных уровнях.

На рис. 8 изображены зависимости давления в точке от времени на расстояниях 2,5, 5 и 10 м от оси для высот 0, 1,6 и 4,8 м (расположение условных «датчиков» давления показано также на рис. 5). Видно, что УВ достигает любого радиуса в первую очередь на высоте 4,8 м (рис. 8, в), где в выбранном интервале радиусов максимальное давление реализуется всегда в падающей волне. Отраженная УВ (пики  $b_1''', b_2''', b_3'''$ ), приходя в точку, не способна поднять давление выше, чем первая (пики  $a_1''', a_2''', a_3'''$ ). На поверхности земли можно выделить две области, в которых повышение давления достигается в разных волнах. До  $r_{кр} \approx 2,5$  м это происходит в отраженной УВ, а после  $r_{кр}$  — в волне Маха. Зависимости давления от времени на поверхности земли приведены на рис. 8, а. Для промежуточных высот (см. рис. 8, б) характерно уже наличие всех трех способов достижения максимального давления: в падающей, отраженной и волне Маха. Из рис. 8, в видно, что сначала падающая волна (пик  $a_1''$ ) значительно сильнее отраженной (пик  $b_1''$ ). Однако по мере увеличения радиуса отраженная волна начинает догонять падающую УВ, а различие в их амплитудах уменьшается и в какой-то момент времени вторая (отраженная) УВ (пик  $b_2''$ ) становится сильнее первой (падающей) волны (пик  $a_2''$ ) («датчик»  $A_2$ ). Далее отраженная УВ догоняет падающую (этот момент времени соответствует достижению волной Маха рассматриваемой высоты) и в дальнейшем на высоте повышение давления осуществляется в единственной волне ножки Маха.

Таким образом, расхождение кривых 2, 3 и 4 на рис. 7 связано с переходом от одного механизма достижения максимального избыточного давления к другому. В случае, когда для разных высот  $p_{\max}$  достигается в волне Маха, различие в величинах  $\Delta p_{\max}$  сохраняется благодаря постоянству давления по высоте в ножке Маха. Со временем, однако, происходит выравнивание давления и в ножке Маха, что хорошо видно на рис. 7, где происходит постепенное сближение сначала линий 1 и 2, а затем и кривой 3.

Поскольку даже на современных ЭВМ расчеты детальных картин течений, образующихся при детонации струй в атмосфере, требуют сравнительно больших затрат процессорного времени (расчет приведенной задачи потребовал  $\sim 15$  ч на машине ЕС-1060), представляется важным сравнить полученные результаты с данными более простых одномерных расчетов. С этой целью выполнен расчет параметров УВ, генерируемой в воздухе, после детонации объема в форме бесконечного цилиндра при инициировании на его оси. Содержание водорода в смеси составляло 24 %, что соответствует равномерному смешению водорода с воздухом в цилиндре с радиусом  $r_0$  и длиной, равной высоте исследованной выше струи. Зависимость давления в УВ от радиуса приведена на рис. 7, 5. Видно, что при  $h > 1,5$  м результаты одномерного расчета

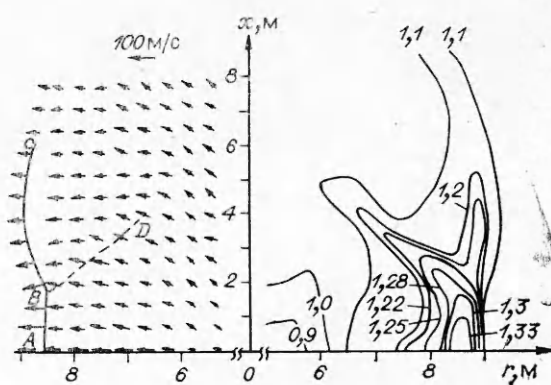


Рис. 6. Поля скорости и давления ( $t = 18,95$  мс).

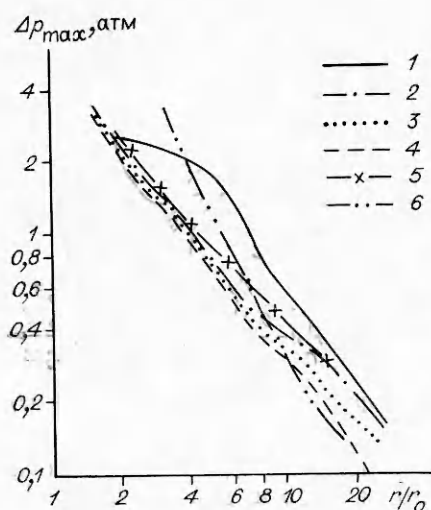


Рис. 7. Зависимость максимального давления, достигаемого в точке, от безразмерного радиуса.

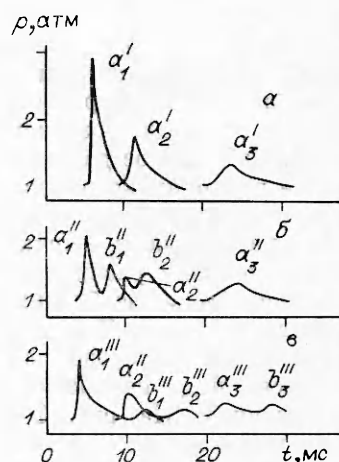


Рис. 8. Зависимость давления от времени при  $h = 0$  (а), 1,6 (б) и 4,8 м (в).

можно использовать в качестве верхней границы при оценке  $p_{\max}$ , достигаемого в точке, практически для всего диапазона рассматриваемых в задаче расстояний.

В работе [5] предлагается оценивать интенсивность УВ образующихся при взрывах газовых струй, на основе количества водорода, содержащегося в детонационноспособных слоях струи. С этой целью оценивается количество водорода в конусе высотой от среза отверстия, через которое вытекает водород, до верхней границы струи. Угол между осью конуса и образующей его боковой поверхностью составляет  $15^\circ$ . В соответствии с этим в рассматриваемой струе содержится 0,085 кг водорода, смесь которого с воздухом при стехиометрическом соотношении компонентов эквивалентна по энергии массе тротилового заряда 0,85 кг. Зависимость избыточного давления в УВ, генерируемой в воздухе при взрыве водородно-воздушной смеси от  $r/r_0$  для исследуемого случая, представлена на рис. 7, 6. Видно, что зависимость избыточного давления, описываемая формулой Садовского [6], расходится с результатами, полученными при численном моделировании взрыва топливно-воздушной струи. На близком расстоянии от места взрыва при  $r < (4 \div 5)r_0$  линия б проходит выше кривых 1–4, т. е. расчет по формуле Садовского завышает давление УВ. На дальних расстояниях, при  $r > 10r_0$ , расчет по формуле Садовского занижает давление в УВ на любом уровне от поверхности земли. Расчетная зависимость Садовского не учитывает различного характера достижения максимального давления в воздушной УВ на различных высотах при детонации водородно-воздушной струи. Поэтому оценка давления воздушных УВ при детонации газовых струй по формуле Садовского приводит к значительному расхождению с результатами, полученными путем численного моделирования процесса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гостинцев Ю. А., Губин С. А., Ковтун И. В. и др. Хим. физика, 1987, 6, 5, 398.
2. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
3. Гостинцев Ю. А., Файзинов Р. А., Жумаев З. Ш. Изв. АН УзССР. Сер. техн. наук, 1985, 6, 46.
4. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
5. Шеваков Г. Г., Комов В. Ф., Баратов А. Н. // Пожарная профилактика: Информационный сборник. Вып. 6.— М.: Стройиздат, 1971.
6. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.

г. Москва

Поступила в редакцию 10/V 1989