

5. Мешков Е. Е. Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, 5, 151.
6. Храмов Н. Е. Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, 4, 169.
7. Melling A., Whitelaw J. DISA Information, 1973, 15, 5.
8. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.

г. Москва

Поступила в редакцию 15/VI 1988,
после доработки — 21/III 1989

УДК 533.6.011.72

В. А. Андрущенко, М. В. Мещеряков

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРИЧЕСКИХ УВ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ГАЗОВЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

При распространении ударных волн (УВ) в неоднородно нагретой газовой среде возникают аномальные явления, приводящие к сильному изменению параметров УВ [1, 2]. Особенно в этом смысле интересен эффект приповерхностного слоя, когда локализованное в тонкой пространственной области возмущение температуры оказывает существенное влияние на все течение в целом. С этим явлением сталкивались в экспериментах со взрывами в ударных трубах [3], с лазерными искрами [4], при исследованиях взрывов большой мощности [5], когда нагретый приповерхностный слой вызывался излучением сильных УВ; в опытах с УВ, где слой горячего газа создавался автономным нагревом поверхности [5—7], а также при крупномасштабных пожарах, для тушения которых применялись взрывные УВ [5].

В настоящей работе численно исследуются двумерные осесимметричные задачи о взаимодействии сферических взрывных УВ, возникших при оптическом пробое (лазерный взрыв), с приповерхностными тепловыми неоднородностями искусственного происхождения (от постороннего источника). Подтвержден ряд эффектов, установленных ранее [1—7], а также выявлены некоторые новые аномальные эффекты: образование вторичных висячих скачков, «обрушение» УВ на подстилающую поверхность, трансформация головной и отраженной УВ в сложную ударную конфигурацию с двумя тройными точками, кумуляция вторичной УВ у оси симметрии и др.

Рассматриваются следующие задачи: на высоте H над абсолютно жесткой теплоизолированной плоскостью происходит лазерный взрыв и, кроме того,

- 1) на поверхности имеется однородный тепловой слой толщиной h' ;
- 2) на поверхности имеет место однородный слой охлажденного газа толщиной h' ;
- 3) вокруг области, охваченной лазерным взрывом, создается кольцевая зона равномерно прогретого газа, приподнятая над подстилающей плоскостью на высоту h' .

За математическую модель изучаемых физических процессов выбрана полная система нестационарных уравнений Навье — Стокса для теплопроводного сжимаемого газа с постоянными коэффициентами переноса. Исходная система уравнений в безразмерных переменных, описывающая течение в цилиндрических координатах r, z , имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{\rho} \left\{ -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \left[\Delta v + \frac{1}{3} \nabla (\text{div } v) \right] \right\}, \\ \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) T \text{div } v + \frac{\gamma}{\rho \text{RePr}} \Delta T, \\ \frac{dp}{dt} &= -\gamma P \text{div } v + \frac{\gamma}{\text{RePr}} \Delta T, \\ p &= \rho T, \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь t — время; $v = (u, v)$ — скорость газа; T — температура; ρ — плотность; p — давление; $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты; $Re = R_0 \sqrt{p_0 \rho_0} / \mu$ — число Рейнольдса; $Pr = c_p \mu / k$ — число Прандтля; R_0 — начальный радиус головной УВ; p_0, ρ_0 и T_0 — давление, плотность и температура невозмущенной среды; μ и k — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности.

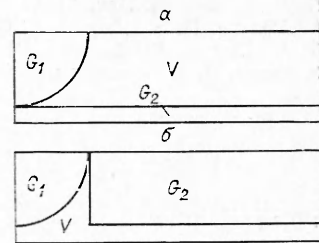


Рис. 1.

Сформулируем следующие краевые задачи: в области $V = \{0 \leq r \leq r_{rp}, 0 \leq z \leq z_{rp}\}$ (рис. 1) при $t > 0$ найти решения системы уравнений (1), удовлетворяющие граничным условиям:

$$\begin{aligned} r = 0: u - \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ r = r_{rp}: \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ z = 0: u = v = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ z = z_{rp}: \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

и начальным данным в области $V/(G_1 \cup G_2)$

$$u = v = 0, \quad p = T = 1;$$

в области G_1

$$u = u_1(r, z), \quad v = v_1(r, z), \quad p = p_1(r, z), \quad T = T_1(r, z); \quad (3)$$

в области G_2

$$u = v = 0, \quad p = 1, \quad T = T_2.$$

Здесь $u_1(r, z), v_1(r, z), p_1(r, z), T_1(r, z)$ — решение задачи о точечном взрыве в среде с противодействием [8]; T_2 — безразмерная температура в области G_2 . Рис. 1, а соответствует первому ($T_2 > 1$) и второму ($T_2 < 1$) случаям, рис. 1, б — третьему ($T_2 > 1$). Граничные и начальные условия (2), (3) содержат безразмерные параметры

$$h = h'/R_0, \quad H = H'/R_0, \quad p_\phi = p_\phi'/p_0, \quad T_2 = T_2'/T_0. \quad (4)$$

Система дифференциальных уравнений (1) аппроксимируется разностной; используется неявная схема расщепления по координатам и функциям, имеющая второй порядок точности [9]. Для усиления стабилизирующих свойств схемы и подавления осцилляций применяется демпфирование [2]. Точность результатов контролируется по выполнению балансов массы и энергии, а также вариацией числа узлов счетной сетки. Основные расчеты ведутся на сетке в 201×61 узел на ЭВМ ЕС-1055М.

Поставленные задачи решаются для лазерного взрыва с параметрами, близкими к приведенным в [1, 7]. Начальный радиус ударного фронта $R_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ м, начальное распределение газодинамических величин в G_1 соответствует точечному взрыву с $p_\phi \approx 2,1$ (число Маха на фронте равно $M_\phi \approx 1,4$) [8]. Центр взрыва удален от подстилающей поверхности на высоту $H' = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $h' = 10^{-3}$ м. Параметры невозмущенной среды следующие: $\rho_0 = 1,23$ кг/м³, $T_0 = 288$ К, $p_0 = \rho_0 T_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Па. Определяющие параметры выбираются равными: $Re = 10^3$, $Pr = 1$, $\gamma = 1,4$. В данной работе варьируется только один параметр из (4) — безразмерная температура T_2 .

Рассматриваются следующие варианты: отсутствие теплового слоя (В1) — $T_2 = 1$ (288 К); для $T_2 > 1$ в области G_2 (см. рис. 1, а): В2 — $T_2 = 1,74$ (500 К), В3 — $T_2 = 3,47$ (1000 К), В4 — $T_2 = 12,15$ (3500 К); для $T_2 < 1$ в области G_2 (см. рис. 1, а): В5 — $T_2 = 0,69$ (200 К), В6 —

$T_2 = 0,35$ (100 K); при $T_2 > 1$ в области G_2 (см. рис. 1, б): $B7 - T_2 = 3,47$ (1000 K).

При вхождении взрывной УВ в нагретый слой снижается ее амплитуда, размазывается фронт и его ускорение, тем более значительное, чем выше температура теплового слоя. Так, УВ при наличии теплового слоя раньше достигает подстилающей поверхности. Если для варианта 1 это происходит при $t = 3,1$ мкс, то для В2, В3, В4 $t = 2,48; 1,9$ и $1,56$ мкс соответственно. Интересной особенностью отражения сферической взрывной УВ в присутствии теплового слоя на регулярной стадии является частичное загибание в нем отраженной волны, обусловленное наличием контактного разрыва — верхней границы нагретого слоя. Взаимодействуя с ним, отраженная волна распадается на две УВ, одна из которых уходит к точке начального энергосвыделения, а вторая возвращается к эпицентру. Запертая таким образом УВ совершает колебания с затухающей амплитудой между поверхностью и контактной границей.

При малых углах падения головной волны на подстилающую поверхность реализуется регулярное отражение, при переходе через предельное значение — маховское. Наличие теплового слоя, приводящее к более быстрому распространению УВ, естественно, уменьшает время перехода к нерегулярному отражению и, как следствие, приводит к уменьшению угла падения, при котором происходит маховское отражение (углом падения УВ считается угол между нормальными к головному фронту и твердой поверхности). Ниже приведены значения этих углов β :

Вариант	В1	В2	В3	В4
Температура слоя, К	288	500	1000	3500
β , град	55	42	32	26

Образовавшаяся маховская ножка достаточно быстро растет, а давление за ней в тепловом слое непрерывно уменьшается. При ее выходе из слоя давление торможения за участком УВ, распространяющимся в нагретом слое, становится больше давления за головным фронтом вне его, что, согласно критерию Г. И. Таганова [7], обуславливает образование предвестника. К этому моменту времени ($t = 15, 6,6$ и $4,1$ мкс для В2, В3 и В4 соответственно) возникает предвестник (на рис. 2, а представлено поле изобар для варианта В3 ($t = 6,6$ мкс)). Практически одновременно, при выходе маховской ножки из теплового слоя возникает вторичная внутренняя УВ — АС в виде всякого скачка уплотнения (рис. 3 и 2, а) (аналогично процесс развивается и при движении плоской УВ по теплового слою [6, 7, 10]).

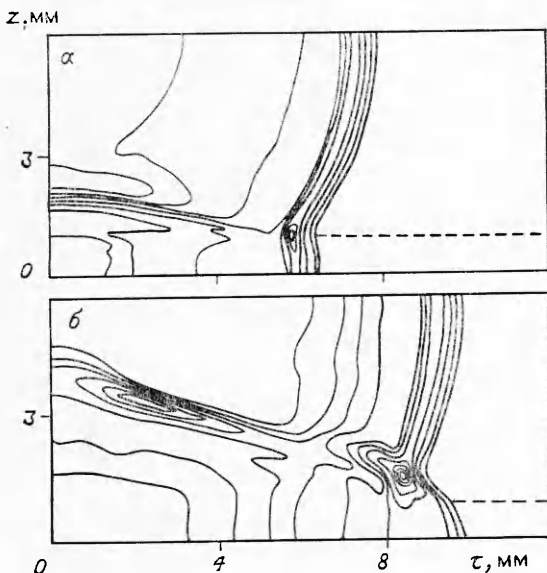


Рис. 2.

Через некоторое время образуется характерная картина течения, формируются сложные головная и внутренняя структуры (см. рис. 3, 2, б (В3 — $t = 11,5$ мкс)). Головной фронт включает в себя четыре характерных участка: EF — часть УВ, распространяющаяся по тепло-

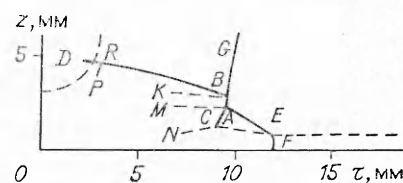


Рис. 3.

вому слою; AE — предвестник (косая UB); AB — сохранившаяся часть маховской ножки и BG — оставшаяся невозмущенной часть основной UB (см. рис. 3). Внутренняя часть волнового пакета состоит из вторичной $UB-AC$ (висячий скачок), выравнивающей давление за предвестником AE , и $UB-AB$; отраженной $UB-DB$ и еще одним висячим скачком уплотнения PR (см. рис. 2, б и 3), возникшим в результате взаимодействия волны DB с горячей центральной областью взрыва (см. подробнее в [2]). (Такая структура (см. рис. 3) идентифицирована путем выделения волновых фронтов по картине распределения равных давлений (см. рис. 2, б) по методу, предложенному в [11].) На головном фронте имеют место две тройные точки A и B , из которых выходят контактные разрывы AM и BK , разделяющие газы, прошедшие одну (AB) и две (AE, AC) и (BG, BD) UB .

Рассмотренный здесь процесс не является автомодельным в отличие от процесса распространения сильной плоской UB по тепловому слою, изученного в [6, 7], что объясняется малой начальной интенсивностью UB ($p_0 \approx 2,1$) и относительно большой толщиной слоя ($h' = 0,2R_0$). Тем не менее, некоторые черты автомодельности присущи и исследуемому течению. Так углы наклона предвестника к подстилающей плоскости сохраняются все рассматриваемое время ($\alpha \approx 57^\circ$ (B2), 35° (B3), 17° (B4)).

Расчеты велись до практического вырождения головного фронта $p_0 \approx 1,05$, когда UB в тепловом слое проходила примерно двадцать толщин слоя ($20h'$). Полученные результаты подтвердили экспериментально установленные ранее эффекты, обусловленные наличием у поверхности прогретого слоя (см. [5]): качественное изменение зависимости давления от времени, снижение амплитуды взрывной UB , увеличение длительности фазы сжатия и импульса скоростного напора (у поверхности), уменьшение угла перехода от регулярного к маховскому отражению и др. Отметим также, что аналогичные эффекты наблюдались в экспериментах при взаимодействии UB с приповерхностным слоем газа малой плотности, созданным искусственно (см. [12]).

Случай 2 — взаимодействие сферических взрывных UB с приповерхностным слоем холодного газа — также имеет некоторые интересные особенности. При вхождении падающей UB в слой происходит ее замедление и она достигает твердой плоскости для B5 к моменту $t \approx 3,6$ мкс, а для B6 к $t \approx 4,8$ мкс (ср. с временами, приведенными выше для теплового слоя). Несколько снижается максимальное давление, достигающее в эпицентре для B6 $p_{max} = 2,9$, для B5 — $p_{max} = 3,02$ (для сравнения: B1 — $p_{max} = 3,08$, B4 — $p_{max} = 2,02$). Исчезает отмеченный выше эффект записания отраженной волны в слое. При этом ее интенсивность возрастает. Часть головного ударного фронта, движущаяся в невозмущенной среде над охлажденным слоем, обгоняет участок UB , распространяющийся в слое, но этот обгон сравнительно невелик (по причине относительно малой разницы в температурах и малой интенсивности начальной UB) и не приводит ни к каким аномальным эффектам. Интенсивность UB , движущейся вдоль поверхности по холодному слою, чуть выше (на 1—2%), чем в отсутствие слоя.

Уменьшение температуры приповерхностного слоя замедляет переход от регулярного отражения к нерегулярному. Это хорошо видно из приведенных ниже результатов, соответствующих времени начала маховского отражения для ряда вариантов.

Вариант	B6	B5	B1	B2	B3	B4
Температура слоя, К	100	200	288	500	1000	3500
t_n , мкс	30	20	13	7	3,8	2,1

Более быстрое распространение UB в тепловом слое приводит к значительно более раннему переходу к маховскому отражению: так для B3 ($T_2' = 1000$ К) нерегулярное отражение реализуется в 8 раз быстрее, чем для B6 ($T_2' = 100$ К). Наличие охлажденного газа приводит также

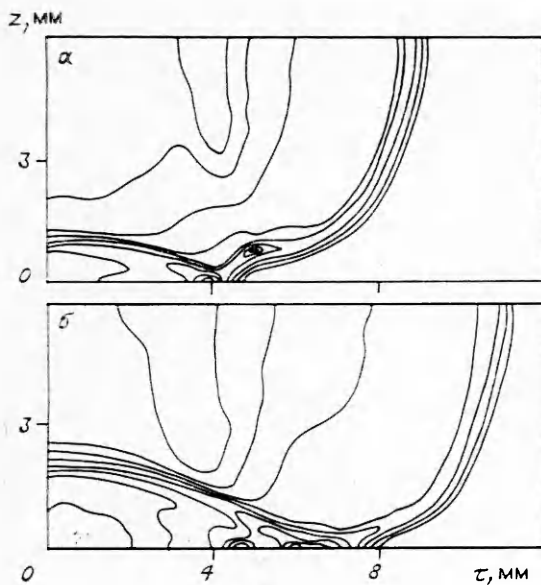


Рис. 4.

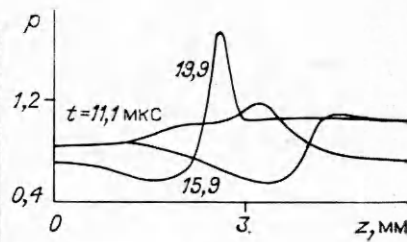


Рис. 5.

ющаяся в охлажденном газе и вначале отставшая от верхней части, теперь ее нагоняет, несколько выравнивая головной фронт. Это объясняется тем, что интенсивность верхней части УВ, движущейся в газе с большей температурой, уменьшается быстрее; и к рассматриваемому моменту она уже вырождается, а амплитуда УВ, распространяющаяся в холодном газе, еще относительно велика. Общая волновая структура течения в случае 2 не так сложна, как в случае 1.

Перейдем к рассмотрению случая 3 (В7). При взаимодействии головной УВ (на рис. 4, а приведено поле равных давлений для В7 ($t = 5,6$ мкс)) с кольцевидной нагретой зоной у ее внутренней нижней границы возникает висячий скачок уплотнения. Часть головного фронта, распространяющаяся по нагретому газу, значительно перегоняет его нижнюю часть, вследствие чего образуется довольно протяженный участок повышенного давления, зависающий над слоем с нормальной температурой (288 К) в виде почти плоской УВ (см. рис. 4, а). И к моменту $t \approx 6 \div 7$ мкс происходит ее «обрушивание» на подстилающую поверхность. В результате дифракции получается сложная структура, состоящая из головной конфигурации и протяженного волнового пакета с чередующимися областями сжатия и разрежения (см. рис. 4, б: поле изобар для В7 — $t = 8,4$ мкс). «Обрушение» приводит к тому, что приповерхностная структура имеет значительно большую протяженность, чем рассмотренные выше (ср. рис. 2, б и 4, б).

Для случая 3 реализуется еще один интересный эффект. При входе отраженной УВ в нагретую зону происходит ее развал на УВ, продолжающую распространяться в прежнем направлении, и волну разрежения, движущуюся в противоположную сторону. В результате у оси симметрии oz образуется довольно протяженная область пониженного давления с $p \approx 0,5 \div 0,6$. Это в конце концов приводит к схлопыванию более плотного окружающего газа, расположенного выше и сбоку этой зоны, к оси oz с образованием вторичной УВ кумулятивного происхождения ($p_{\Phi} = 1,8$), распространяющейся в направлении к эпицентру (на рис. 5 для В7 представлены распределения давления по оси симметрии oz).

В заключение отметим, что проведенный контроль за выполнением законов сохранения на сетке 201×61 узел дал максимальные дисбалансы по массе и энергии, не превышающие 2%. Результаты контрольных расчетов на двойной сетке незначительно отличаются от основных в локальных областях с большими градиентами искомых величин.

к заметному замедлению роста в нем маховской ножки в отличие от случая теплового слоя. При выходе маховской ножки из холодного газа на стыке внешней и внутренней (относительно слоя) частей головной УВ образуется висячий скачок уплотнения. К этому моменту ($t = 30$ мкс) нижняя часть УВ, распространяющаяся

ЛИТЕРАТУРА

1. Бархударов Э. М., Берозовский В. Р., Мнвиншвили М. О. и др. Письма в ЖТФ, 1984, 10, 19, 1178.
2. Андрущенко В. А., Чудов Л. А. Изв. АН СССР. МЖГ, 1988, 1, 96.
3. Shreffler R. G., Cristian R. H. J. Appl. Phys., 1954, 25, 3, 324.
4. Маркелова Л. П., Немчинов И. В., Шубадеева Л. П. Квант. электроника, 1984, 14, 9, 1904.
5. Садовский М. А., Адушкин В. В. Докл. АН СССР. 1988, 300, 1, 79.
6. Артемьев В. И., Маркович И. Э., Немчинов И. В. и др. Докл. АН СССР, 1987, 293, 5, 1082.
7. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1988, 2, 158.
8. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета: Таблицы.— М.: Наука, 1974.
9. Полежаев В. П. // Некоторые применения метода сеток в газовой динамике/Под ред. Г. С. Рослякова и Л. А. Чудова.— М.: Изд-во МГУ, 1971.— Вып. IV.
10. Войнович П. А., Евтюхин Н. В., Жмакин А. И. и др. ФГВ, 1987, 23, 7, 77.
11. Ворожцов В. Е., Яценко Н. Н. Методы локализации особенностей при численном решении задач газодинамики.— Новосибирск: Наука, 1985.
12. Заславский Б. И., Морозкин С. Ю., Шлегель В. Р. и др. Деп. в ВИНТИ 4.06.87, № 3965.— М., 1987.

г. Москва

Поступила в редакцию 13/IX 1988

УДК 536.46

Б. Е. Гельфанд, С. А. Цыганов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН ПРИ ДЕТОНАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ОБЪЕМОВ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Неидеальность (в смысле типичных для сильного взрыва предположений) условий разлета продуктов сгорания при детонации объемов топливно-воздушных (ТВС) и топливно-кислородных (ТКС) газовых смесей делает непростой прямую аналогию со взрывными перемещениями среды, порождаемыми детонацией конденсированных химических (например, зарядов тротила) источников энергии.

Низкое давление продуктов взрыва при детонации ТКС и ТВС, большие линейные пространственные размеры объемов газовых смесей, умеренные степени расширения приводят к тому, что в ближней зоне от сферического газового облака (а именно на расстоянии $1 < R/R_0 < 5$, где R_0 — размер облака) оказываются переменными параметры эквивалентности по отношению к взрыву конденсированного энергоносителя по всем важнейшим факторам механического действия воздушной ударной волны (УВ): по перепаду давления на фронте $\Delta p = p_1 - p_0$, импульсу фазы

сжатия $I = \int_0^{\tau_+} \Delta p dt$ и ее длительности τ_+ . Здесь p_1 и p_0 — соответствен-

но давление за фронтом волны и в окружающей среде. В связи с указанными причинами в [1—3] имеются вполне оправданные предостережения о неуниверсальности понятий эквивалентности по давлению и импульсу между полями давления и импульса в воздушной УВ, обусловленной расширением продуктов детонационного превращения ТВС (ТКС) и конденсированных веществ. Несоблюдение строгой эквивалентности по импульсу и давлению в УВ для ТВС и зарядов конденсированных энергоносителей привело к необходимости сопоставления характеристик и других проявлений воздействия ударно-волнового нагружения. В [4] по данным [5, 6] сопоставлены параметры волн разрежения, сменяющих фазу сжатия в воздушной УВ, в близком к «идеальному» случае