

УДК 533.6.011.72

© 1990 г.

В. А. АНДРУЩЕНКО, С. Ю. ЕФИМОВ, Л. А. ЧУДОВ

ВСТРЕЧНОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ ДВУХ СФЕРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИСКР В ГАЗЕ

Импульсное выделение энергии при детонации взрывчатых веществ, фокусировке лазерного излучения, электрическом разряде сопровождается формированием в окружающей среде сферических ударных волн. Различные аспекты распространения одиночных ударных волн изучены достаточно хорошо [1–3]. В настоящее время представляет интерес исследование более сложных нестационарных течений газа, сопровождающихся взаимодействием ударных волн с различными объектами, в том числе и с другими волнами.

При рассмотрении двух взрывов, которые в общем случае могут происходить в разных точках пространства и инициироваться в разные моменты времени, появляется ряд новых определяющих параметров, варьируя которые можно существенно влиять на характер нелинейного взаимодействия ударных волн и прочих образующихся при этом разрывов. Один предельный случай такой задачи – столкновение одинаковых взрывных волн, эквивалентный точечному взрыву над плоской жесткой поверхностью, исследовался в [4–6]. В [7] рассматривалась задача о встречном взаимодействии двух взрывных волн в линеаризованной постановке, в [8] одномерная задача об интерференции плоских ударных волн исследовалась численно. Двумерные течения, возникающие, например, при подрыве двух сфер газа с большим давлением или при взаимодействии пары лазерных искр и включающие регулярное и маховское отражения сферических ударных волн и их распространение по средам с сильными энтропийными неоднородностями, изучались до настоящего времени только в лабораторных экспериментах [9–11]. Целью настоящей работы является установление основных газодинамических закономерностей, присущих таким двумерным нестационарным течениям, на основе численного исследования.

1. Рассматривается задача о «лобовом» столкновении двух сферических ударных волн в однородной газовой среде (конкретные физические постановки будут приведены ниже). В системе координат, в которой одна из осей (в данном случае x) проходит через центры обеих сфер, течение является двумерным, осесимметричным. Исходная система уравнений – нестационарные уравнения Эйлера для сжимаемого идеального газа в цилиндрических координатах (x, r) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial r} &= -\frac{\rho v}{r}, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial r} = -\frac{\rho uv}{r} \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2)}{\partial r} &= -\frac{\rho v^2}{r} \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (e+p)u}{\partial x} + \frac{\partial (e+p)v}{\partial r} &= -\frac{(e+p)v}{r} \\ e &= \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \quad p = (\gamma - 1) \rho e \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь t – время, (x, r) – цилиндрические координаты, $\mathbf{v} = (u, v)$ – скорость, ρ – плотность, p – давление, ε – удельная внутренняя энергия, γ – показатель адиабаты.

Сформулируем следующую краевую задачу: в области G (см. фиг. 1, начало координат совмещено с центром первой сферы) при $t > 0$ найти

функции u, v, ρ, p , удовлетворяющие системе дифференциальных уравнений (1.1), граничным условиям на оси симметрии ($r=0$), и начальным данным

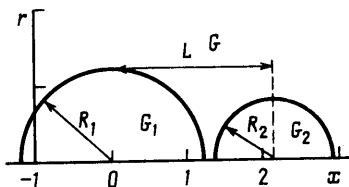
$$v = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

$$G_1: u=u_1(x, r), v=v_1(x, r), \rho=\rho_1(x, r), p=p_1(x, r)$$

$$G_2: u=u_2(x, r), v=v_2(x, r), \rho=\rho_2(x, r), p=p_2(x, r)$$

$$G/(G_1 \cup G_2): u=v=0, \rho=1, p=0,714.$$

При введении безразмерных переменных в качестве масштабов использовались: линейный размер — начальный радиус первой сферы R_1 , скорость звука в окружающей среде $a_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$, время R_1/a_0 , плотность невозмущенного газа ρ_0 .



Фиг. 1

Исходная система уравнений, граничные и начальные условия содержат следующие безразмерные параметры:

$$\gamma, r_2 = \frac{R_2}{R_1}, l = \frac{L}{R_1}, \rho_1' = \frac{\rho_1}{\rho_0}, \rho_2' = \frac{\rho_2}{\rho_0}, p_1' = \frac{p_1}{\rho_0 a_0^2}, p_2' = \frac{p_2}{\rho_0 a_0^2} \quad (1.2)$$

Здесь величины с индексом 0 — параметры невозмущенного газа в $G/(G_1 \cup G_2)$, с индексом 1 — в области G_1 , 2 — в области G_2 (в случае непостоянных распределений газодинамических величин в G_i , p_i и ρ_i ($i=1, 2$) отвечают значениям давления и плотности в центрах соответствующих областей). Ниже штрихи у безразмерных величин опускаются.

Исходная система дифференциальных уравнений (1.1) аппроксимируется разностной при помощи явной схемы С. К. Годунова первого порядка точности [12] с использованием подвижных сеток, переменного шага по пространству и выделения основных разрывов (головных ударных фронтов). Оценка точности результатов расчетов осуществлялась путем предварительного анализа сеточной сходимости получаемых на различных разностных сетках решений. Так если при получении основных результатов использовалось 1500 ячеек, то при уменьшении их числа в 2 раза возникала неустойчивость явно численного происхождения. Дальнейшее же увеличение числа ячеек не приводило ни к качественным, ни к количественным изменениям.

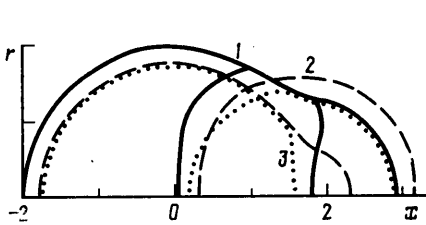
Дополнительно контролировалось также выполнение интегральных законов сохранения. Максимальная относительная ошибка (дисбаланс) из всех рассмотренных вариантов не превышала 7%. Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1055М.

2. Первой рассмотрим задачу, аналогичную исследованной экспериментально в [9], о взаимодействии двух вначале неподвижных сферических объемов газа с постоянными значениями давления и плотности в них. Значения определяющих параметров из (1.2) выбираются следующими: $\gamma=1,4$; $r_2=0,6$; $l=1,7$ ($L=R_1+R_2+0,1 \cdot R_1$), остальные параметры варьируются. Рассчитываются три варианта: 1) $\rho_1=2, p_1=60, \rho_2=5, p_2=30$, 2) $\rho_1=5, p_1=30, \rho_2=2, p_2=60$, 3) $\rho_1=\rho_2=5, p_1=p_2=30$.

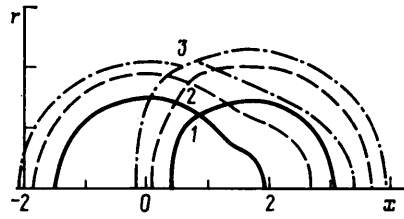
Перейдем к рассмотрению результатов расчетов. На начальном этапе до начала столкновения процесс развивается по классическому «сцена-

рию» распада произвольного разрыва. От границ обеих сфер (G_1 и G_2) в окружающее пространство распространяются фронтальные ударные волны, а к центрам устремляются интенсивные волны разрежения. В результате столкновения головных фронтов интенсивность давления на контакте резко возрастает и образуются две ударные волны, движущиеся по направлению к центрам возмущенных областей.

Распространения ударных скачков внутри областей G_1 и G_2 для вариантов 1–3 сильно различаются (см. фиг. 2, на которой изображено положение выделенных головных фронтов для всех трех вариантов в момент времени $t=0,22$). Так, для варианта 1 средняя часть ударной волны, прилегающая к оси x , попав в область G_2 , начинает заметно замедляться по сравнению с верхней и нижней частями, идущими вне этой области, а дав-



Фиг. 2



Фиг. 3

ление на ней несколько увеличивается (сплошная кривая 1 на фиг. 2).

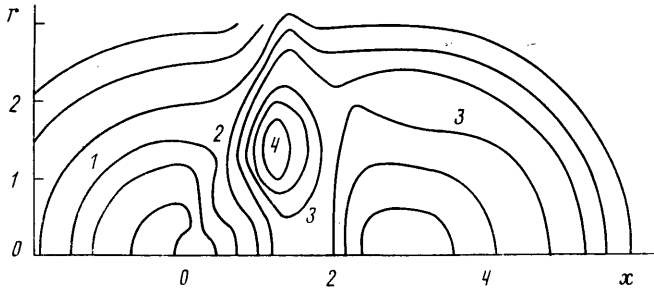
Это явление объясняется следующим образом: прошедшая перед ней интенсивная волна разрежения приводит к тому, что скорость звука в G_2 ($a_2 = \sqrt{\gamma p_2 / \rho_2}$) становится меньше, чем скорость звука в окружающей среде ($a_2 < a_0$). В результате первоначальная сферичность формы фронта нарушается — в G_2 ударная волна распространяется медленнее, чем в невозмущенном газе. Аналогичное торможение ударной волны при переходе из разреженного в более плотный газ ранее было обнаружено экспериментально и численно [13, 14].

Напротив, в варианте 2 наблюдается значительное ускорение головного фронта при вхождении его в область G_2 (см. штриховую кривую 2 на фиг. 2). В этом случае, несмотря на предшествующий проход волны разрежения, скорость звука в G_2 остается большей, чем скорость распространения возмущений в окружающей среде: $a_2 > a_0$. В результате этого ударный фронт разгоняется, интенсивность его несколько падает, а образовавшийся профиль давления по оси x уже нельзя идентифицировать как ударную волну — он трансформируется в протяженный скачок повышенного давления, т. е. реализуется эффект, обратный рассмотренному выше. Этот эффект также был получен в ходе натурального и численного экспериментов в [13, 14] при изучении перехода ударных волн из плотного в более разреженный газ. Для варианта 3 аналогичные эффекты также имеют место, но в менее выраженном виде (см. пунктирную кривую 3 на фиг. 2).

Развитие процесса взаимодействия сферических ударных волн хорошо прослеживается по временным картинам положения фронтов. На фиг. 3 для трех моментов времени $t=0,087$; $0,289$; $0,421$ (сплошная 1, штриховая 2 и штрихпунктирная 3 кривые соответственно) представлены такие ударно-волновые структуры для варианта 2. Ударная волна, распространяющаяся в области G_2 , ускоряется, а в G_1 — замедляется; сами же первоначально сферические области нагрева G_1 и G_2 в ходе интерференции волн несколько деформируются и сдвигаются по оси x в противоположные стороны, но незначительно. При выходе отраженной ударной волны из зоны G_2 она несколько замедляется (сравни кривые 2 и 3 на фиг. 3), а из G_1 — ускоряется, как бы стремясь восстановить прежние, близкие к сферическим конфигурации.

Приведем значения давлений на фронтах в точках на оси x : так, в момент времени $t=0,289$ (штриховая кривая 2) для левой ударной волны в части, распространяющейся по невозмущенному газу, $p_f=5,2$, в области G_2 $p_f=5$, для правой волны в окружающем газе $p_f=5,2$, в G_1 $p_f=12,4$.

К моменту времени $t \approx 0,4$ для варианта 2 происходит переход от регулярного к маховскому отражению. Образуется нерегулярная структура, аналогичная маховской ножке в случае отражения ударной волны от жесткой поверхности, но имеющая еще более сложное строение из-за несимметричности (см. кривую 3 на фиг. 3). Подобные маховские образования (двойной тришок) были получены ранее в лабораторных и натуральных опытах (см. [5, 9]). На картине распределения линий равных давлений на нерегулярной стадии отражения для момента времени $t \approx 1$ (в случае сквозного счета без выделения фронтов) это структурное образование имеет вид висячего скачка уплотнения (фиг. 4, цифры 1–4 соот-



Фиг. 4

ветствуют значениям давления 1,2; 1,4; 1,6; 2,2). По картине распределения изобар хорошо прослеживается деформация областей G_1 и G_2 . По мере развития течения висячий скачок удаляется от оси x вслед за своей верхней границей — аналогом маховской ножки, постепенно догоняющей головные фронты (в действительности в пространственном осесимметричном течении эта структура значительно более сложная).

В варианте 1, в котором происходит торможение обеих отраженных волн как в области G_1 , так и в G_2 , образование маховской конфигурации происходит примерно в 3 раза быстрее, чем в варианте 2, — к моменту времени $t \approx 0,13$. По-видимому, в этом случае значительно раньше столкновение в силу геометрических особенностей происходит под критическим углом. И в случае равных значений газодинамических параметров в G_1 и G_2 (вариант 3) маховская конфигурация также образуется раньше — к моменту времени $t \approx 0,3$.

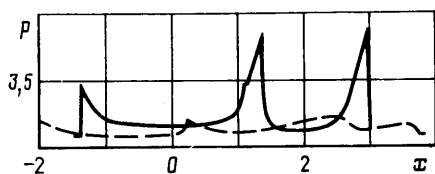
3. Далее рассмотрим задачу о взаимодействии двух взрывных сферических ударных волн лазерного происхождения, близкую к исследованной в лабораторных опытах с лазерными искрами в [10]. При $t=0$ распределения газодинамических параметров соответствовали точечным взрывам с перепадами давления на фронте левого взрыва $p_{f1}=8$ и правого $p_{f2}=10$ (см. [3]). Безразмерные параметры γ , r_2 и l равны соответствующим параметрам в рассмотренной выше задаче.

Развитие процесса интерференции сферических волн взрывного типа изображено на фиг. 5, 6. На фиг. 5 приведены графики распределения давления p по оси симметрии x для $t=0,178$ и $0,616$ (сплошная и штриховая соответственно). При $t=0,178$ отраженные ударные волны начинают расходиться в противоположные стороны к центрам подрыва. Отличие от предыдущей задачи заключается в том, что из-за отсутствия волн разрежения обе отраженные ударные волны распространяются по горячему газу, где скорости звука значительно больше скорости звука в окружающей среде ($a_1, a_2 > a_0$). Поэтому фронты отраженных волн разгоняются

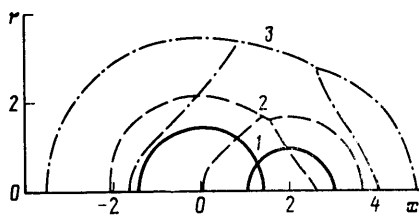
в обеих областях (G_1 и G_2) и перегоняют фронты, распространяющиеся в невозмущенном газе, сильно искривляя их первоначальную сферическую конфигурацию (см. фиг. 6, здесь моментам времени $t=0,178; 0,616; 1,638$ отвечают сплошная 1, штриховая 2 и штрихпунктирная 3 кривые соответственно).

Распространение ударных волн по областям с высокой температурой приводит также к значительному уменьшению их амплитуд и к их трансформации в протяженные скачки уплотнения (штриховая кривая на фиг. 5), что также полностью отвечает опытным данным [10]. К моменту времени $t \approx 0,6$ отражение носит уже нерегулярный характер; причем маховская структура (штриховая кривая на фиг. 6) полностью идентична соответствующей структуре, полученной экспериментально в работе [10] (см. рис. 2, в в [10]).

При дальнейшем развитии процесса отраженные ударные волны догоняют головные скачки и сливаются с ними, несколько увеличивая их



Фиг. 5



Фиг. 6

амплитуду. Здесь следует отметить, что такой догон реализуется обычно в случае относительно большой начальной интенсивности взаимодействующих ударных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов Л. И., Коробейников В. П., Марков В. В. Теория распространения взрывных волн // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова. 1986. Т. 175. С. 178–216.
2. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
3. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.
4. Подлубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 6. С. 66–72.
5. Dewey J. M., McMillin D. J., Classen D. F. Photogrammetry of spherical shocks reflected from real and ideal surfaces // J. Fluid Mech. 1977. V. 81. № 4. P. 701–717.
6. Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С. К расчету отражения волны точечного взрыва от плоскости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 179–182.
7. Тугазаков Р. Я., Фонарев А. С. Начальная стадия столкновения взрывных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 5. С. 41–48.
8. Красовская И. В., Сыщикова М. П. Некоторые свойства течения, возникающие при встречном столкновении двух взрывных волн // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 5. С. 113–116.
9. Glass I. I., Neuckroth L. E. Head-on collision of spherical shock waves // Phys. Fluids 1959. V. 2. № 5. P. 542–546.
10. Бархударов Э. М., Березовский В. Р., Мдивнишвили М. О. и др. Диссипация слабой ударной волны в лазерной искре в воздухе // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 19. С. 1178–1181.
11. Александров А. Ф., Видякин Н. Г., Лакутин В. А. и др. О возможном механизме взаимодействия ударной волны с распадающейся плазмой лазерной искры в воздухе // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 4. С. 771–774.
12. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
13. Evans M. W., Harlow F. H., Meixner B. D. Interaction of shock or rarefaction with a bubble // Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 6. P. 651–656.
14. Бархударов Э. М., Мдивнишвили М. О., Соколов И. В., Тактакишвили М. И. Прохождение ударных волн через газонаполненные мыльные пузыри // 4-е Всесоюз. совещ. по детонации: Доклады. Т. 1. Б. М. 1988. С. 299–304.

Москва

Поступила в редакцию
11.VIII.1989