

ления [5] частица прогревается продуктами детонации до температур, превышающих 2000°C, что делает ее пластичной и способной к растеканию по поверхности, без чего невозможно образование плотного контакта между частицами и подложкой.

Поступила в редакцию 10/V 1984,
после доработки — 28/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Буравова. ФГВ, 1983, 19, 5, 126.
2. M. P. Fridman. J. Fluid Mechanics, 1961, 11, 41.
3. M. P. Fridman. J. of Fluids, 1960, 8, 2.
4. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. П. Шехтер. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1959.
5. С. С. Бартев, Д. Л. Федько, А. П. Григоров. Детонационные покрытия в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1982.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ТЕЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН

И. В. Красовская, М. П. Сыщикова
(Ленинград)

Цель данной работы — установление основных газодинамических закономерностей нестационарного течения, возникающего при встречном столкновении двух взрывных волн. В [1] эта задача решена в линеаризованной постановке. Для симметричного случая столкновения взрывных волн найдено, что давление в зоне взаимодействия не зависит от координаты, а скорость — от времени. В [2] из уравнений газовой динамики в предположении $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ получены простые конечные формулы для определения давления и скорости за отраженной от жесткой стенки взрывной волной, при линеаризации совпадающие с данными работы [1]. В [3] рассмотрена задача о столкновении двух волн, инициированных точечными взрывами без указанных выше упрощений, причем оказалось, что характер распределения газодинамических параметров в зоне интерференции взрывных волн становится более сложным, чем получается на основании расчетов [1, 2].

В данной работе приводятся некоторые обобщенные результаты расчета нестационарных течений, имеющих место при интерференции двух взрывных волн произвольной интенсивности. Вычисления проводились по конечно-разностной схеме Годунова — Колгана [4, 5]. Рассмотрены три варианта расчета. Один из них — случай столкновения двух одинаковых взрывных волн (соответствует случаю отражения волны от неподвижной стенки), два других — взаимодействие волн, имеющих разные значения интенсивностей фронтов и профили распределения газодинамических параметров в спутных потоках. Расчеты проводили в безразмерных переменных

$$p = \frac{p_*}{p_\infty}, \quad \rho = \frac{\rho_*}{\rho_\infty}, \quad u = u_* \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{-1/2},$$

$$r = \frac{r_*}{R_0}, \quad t = t_* \frac{1}{R_0} \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{-1/2}, \quad R_0 = \frac{E}{p_\infty}.$$

Здесь p_∞ , ρ_∞ — давление и плотность невозмущенного газа; E — энергия взрыва, звездочка соответствует размерным величинам. Начальные параметры левой падающей волны одинаковы для всех вариантов, перепад давления на фронте $\Delta p_1 = 100$. Для встречных волн $\Delta p_1 = 8,3; 37,5$ и 100 соответственно для вариантов 1—3.

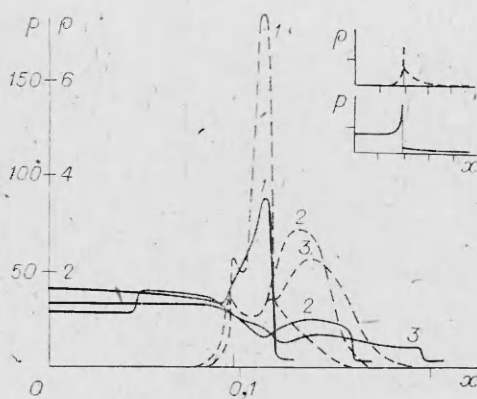


Рис. 1.

Развитие картины интерференции взрывных волн, исходные параметры для которых соответствуют варианту 1, можно видеть на рис. 1, где изображены графики распределения давления p (сплошные линии) и плотности ρ (штриховые) вдоль зоны интерференции в последовательные моменты времени t от начала столкновения. Кривые 1—3 соответствуют моментам времени $3,15 \cdot 10^{-3}$; $7,65 \cdot 10^{-3}$ и $9,45 \cdot 10^{-3}$. Начальное распределение p и ρ при $t=0$ показано в правом углу рис. 1. В результате столкновения образуются две ударные волны (УВ) и кон-

тактный разрыв, которые распространяются во встречных потоках, созданных падающими взрывными волнами. Графики рис. 1 показывают, что нестационарный процесс интерференции условно может быть разделен на две стадии. Первая, сугубо нестационарная, стадия отмечается, когда проходящие друг в друге ударные волны находятся в плотном газе, параметры которого меняются в пространстве и во времени. На второй стадии УВ движутся в зонах, где плотность газа близка к нулевой, а давление вдоль координаты постоянно.

Представленные данные, а также результаты расчетов других режимов взаимодействия показывают, что наиболее существенные изменения характеристик проходящих друг в друге УВ происходят именно на стадии движения по зоне концентрации основной массы газа.

На второй стадии, когда ударные волны движутся в разреженном газе, увеличиваются скорости распространения фронтов УВ. В распределении давления вдоль зоны интерференции выделяются две характерные области. Вблизи плоскости столкновения распределение давления остается неоднородным. В областях, прилегающих к фронтам отраженных волн, реализуется распределение давления, практически не зависящее от координаты. Как показывают графики изменения плотности вдоль зоны интерференции, после столкновения практически вся масса газа, вовлекаемая в процесс взрывного взаимодействия, оказывается сосредоточенной в центральной области зоны интерференции вблизи плоскости столкновения.

Сравнение двух процессов — распространения одиночной взрывной волны в невозмущенном газе и прохождение этой же волны сквозь произвольную встречную — можно провести на основании графиков на рис. 2, где представлены распределения p и ρ в пространстве в различные моменты времени. Сплошные и штриховые линии соответствуют случаям интерференции волн и распространению одной волны в невозмущенном газе. В начале процесса волна, испытавшая столкновение, рас-

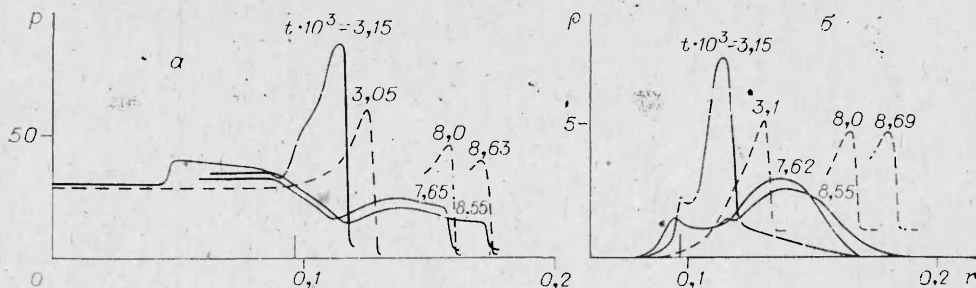


Рис. 2.

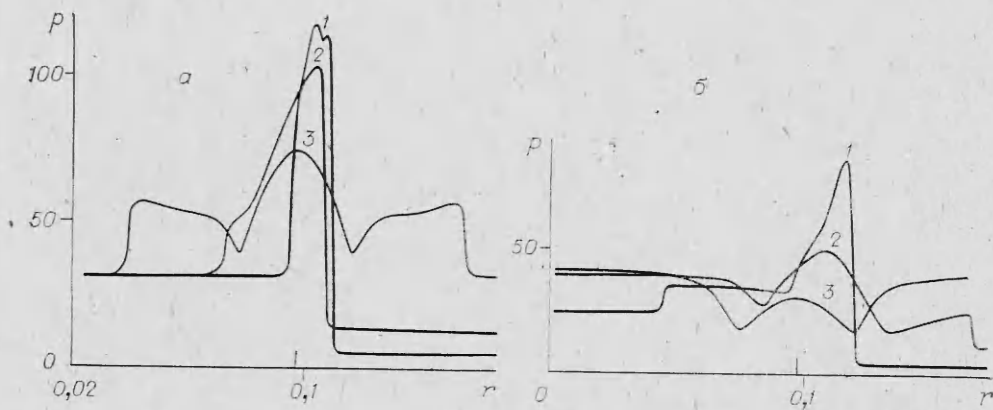


Рис. 3.

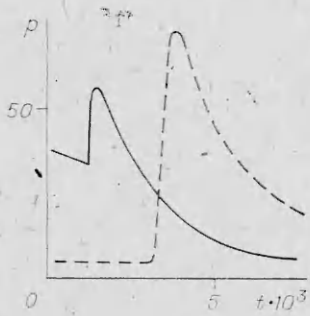


Рис. 4.

пространяется с меньшей скоростью, чем одиночная волна в невозмущенной среде. Давление и плотность на фронте столкнувшейся волны выше, чем на фронте одиночной. В последующем, когда фронт волны входит в зону «плато» давления встречной, относительное сжатие и относительное уплотнение на ней падают до величин меньших, чем эти параметры на фронте одиночной волны, а скорость движения в пространстве делается больше, т. е. в первые моменты времени процесса интерференции встречная слабая волна тормозит движение более сильной и локализует наиболее существенные изменения газодинамических параметров течения вблизи плоскости столкновения.

На рис. 3 кривые 1—3 изображают распределение давления вдоль зоны интерференции для вариантов расчета 1—3. На рис. 3, а линии соответствуют $t = 1,8 \cdot 10^{-3}$ от начала столкновения, а на рис. 3, б — $t = 3,3 \cdot 10^{-3}$. В первый момент после столкновения максимальные значения p в плоскости взаимодействия отмечены для варианта 3, т. е. для случая наиболее интенсивной встречной взрывной волны. К моменту $t = 1,8 \cdot 10^{-3}$ наибольший уровень давления по зоне интерференции отмечается у кривой 1. Это соотношение сохраняется и для $t = 3,3 \cdot 10^{-3}$. К этому времени давление в центральной части зоны интерференции варианта 3 меньше, чем вблизи фронта ударной волны. Чем интенсивнее встречная волна, тем меньше размеры центральной зоны, где происходит концентрация газа, и быстрее протекает нестационарная стадия эволюции течения. Аналогично тому, как для различных режимов сопоставле-

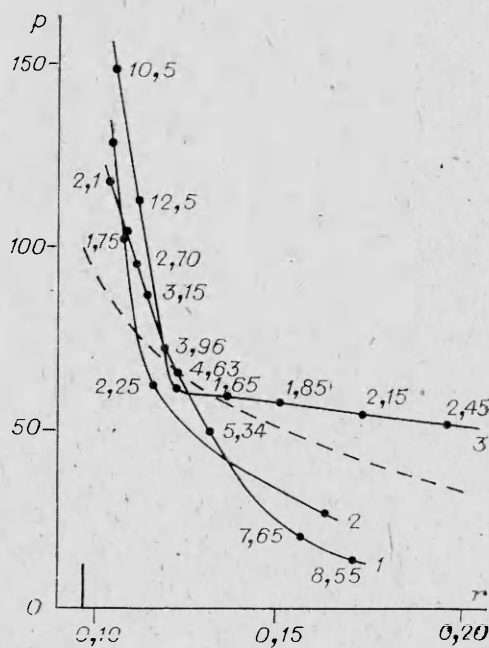


Рис. 5.

ны распределения давлений по зонам интерференции, могут быть сопоставлены и зависимости давления от времени в фиксированных точках пространства.

Очевидно, что в различных режимах столкновения наиболее сильно должны отличаться эпюры давлений для точек, лежащих в зонах с высокой концентрацией газа. На рис. 4 для вариантов 1 и 3 приведены кривые $p(t)$ для точки, расположенной на расстоянии $l = 0,027$ справа от плоскости взаимодействия (штриховая и сплошная линии соответственно). В данную точку УВ, проходящая сквозь более слабую из встречных волн (вариант 1), приходит позже, чем для режима столкновения 3, но давление на фронте проходящей волны для варианта 1 больше. В последующие моменты времени это соотношение между давлением в данной точке сохраняется.

Изменение p на фронте волны, прошедшей через различные взрывные волны, по мере удаления от плоскости взаимодействия фронтов показано на рис. 5. Кривые 1—3 соответствуют вариантам расчета. Цифры около точек отмечают моменты времени ($t \cdot 10^3$), за которые ударный фронт удалился на определенное расстояние. Штриховая линия изображает изменение давления во фронте одиночной волны, распространяющейся в невозмущенном газе и которая при $t = 0$ имела такие же параметры, что и левая из сталкивающихся волн. Вблизи плоскости интерференции давление на фронте волны, столкнувшейся с произвольной встречной, всегда выше, чем во фронте одиночной волны. На больших расстояниях от плоскости взаимодействия давление за фронтом проходящей волны может быть как больше, так и меньше давления во фронте одиночной взрывной волны, движущейся по невозмущенному газу.

Таким образом, на основе анализа численных данных о динамике течения интерференции выявлены две стадии, обнаружено существование характерных зон в распределении газодинамических параметров. Установлено, что в результате столкновения происходит концентрация основной массы газа, вовлекаемой в процесс взрывного взаимодействия двух волн вблизи плоскости интерференции. Столкновение взрывной волны с произвольной встречной приводит к тому, что в определенной зоне усиливается действие УВ по сравнению с первоначальным, а в остальном пространстве оно может быть как усилено, так и значительно ослаблено.

*Поступила в редакцию 31/VII 1984,
после доработки — 24/X 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Я. Тугазаков, А. С. Фонарев. Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, 5.
2. Г. В. Степанова. ФГВ, 1976, 12, 3.
3. И. В. Красовская, М. П. Сыщикова. ЧММСС, 1982, 13, 5.
4. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
5. В. П. Колган. Учен. зап. ЦАГИ, 1972, III, 6.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАМЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАГРУЗКИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОДРЫВЕ ЗАРЯДА

*В. А. Гальбург, Е. Ф. Лебедев, Е. В. Черных
(Москва)*

При создании сохраняемых взрывных камер (ВК), например для взрывных МГД-генераторов [1], руководствуются определенными требованиями, основное из которых — длительная прочность наряду с при-