

нации для смесей с кремнием, который имеет меньшее термическое сопротивление по сравнению с кварцем. Можно сделать вывод, что теплообмен определяется внутренним термическим сопротивлением вещества добавки. При этом значение числа Био может (например, в случае добавки кварца) значительно превышать единицу.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Пятернев, С. В. Першин, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1986, 22, 3, 99.
2. С. В. Пятернев, С. В. Першин, А. П. Дремин и др. Там же.
3. Г. А. Ададуров, Л. О. Атовмян, З. Г. Алиев и др. Докл. АН СССР, 172, 5, 1066.
4. Т. Goto, Т. Sato, J. Siono. Jap. J. Appl. Phys., 1982, 21, 6, 369.
5. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил, М. И. Арифов. Докл. АН СССР, 1960, 131, 5, 1140.
6. J. Wackerly. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2, 922.
7. Г. А. Ададуров, А. Н. Дремин, С. В. Першин и др. ПМТФ, 1962, 4, 81.
8. К. К. Шведов, А. И. Анискин, А. П. Ильин и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 72.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 533.6.011.72

РАССЛОЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

*П. А. Войнович, Н. В. Евтюхин,
А. И. Жмакин, А. Д. Марголин,
А. А. Фурсенко, В. М. Шмелев*

(Москва)

Анализ явлений, связанных с распространением ударных волн (УВ) по неоднородным средам, необходим при решении большого числа задач физики взрыва, релаксационной газодинамики сверхзвуковых течений, астрофизики. Различным аспектам взаимодействия УВ с газами, в которых существуют значительные градиенты температуры и плотности, посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1—7]. В [1, 2] наблюдалось искривление фронта волны и ослабление ее интенсивности в прогревом слое над поверхностью пластины. Результаты экспериментов [1] сравнивались с расчетом, основанным на одномерной модели распада разрыва, развитой для усредненных параметров прогреваемого слоя. Указано на возможность размытия фронта УВ, если скорость ее распространения в невозмущенной области меньше скорости звука внутри тепловой неоднородности.

Особенности распространения УВ в смесях неперемешанных или частично перемешанных газов с различными теплофизическими свойствами изучались в [3, 4, 6, 7]. В [7] показано хорошее совпадение картины течения при нормальном падении УВ на границу области предварительно неперемешанных газов, полученной с помощью двумерных расчетов, и результатами экспериментов. В последнее время появились сообщения об аномальных явлениях при распространении УВ по существенно неоднородной и неравновесной среде (плазма тлеющего газо-

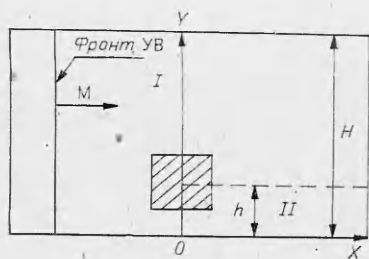


Рис. 1.

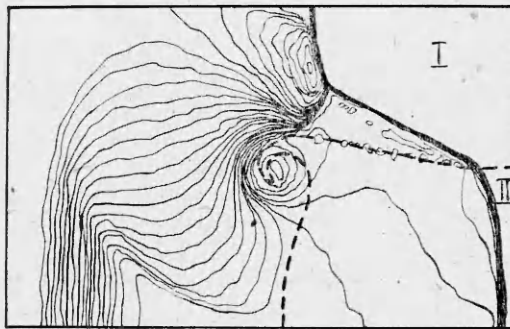


Рис. 2.

вого разряда [8—11] или плазма, образовавшаяся в результате оптического или СВЧ-пробоя в воздухе [12—14]). Отмечено значительное увеличение скорости УВ, ее затухание, образование струй, деформация и диссипация фронта волны. Правильная теоретическая трактовка роли тепловых, релаксационных и газодинамических эффектов в этих случаях требует подробного рассмотрения существенно неоднородной и нестационарной картины течения.

В настоящей работе с помощью двумерных расчетов исследуется распространение УВ (с числом Маха M) в плоском канале, содержащем области температурной стратификации газа (рис. 1, I, II). Задача характеризуется геометрическими размерами: h — области горячего газа с температурой $T_2 > T_1$, где T_1 — температура холодного газа (рис. 1, I), H — поперечный размер канала. Давление перед волной постоянно и равно p_1 . Газ характеризуется постоянным отношением теплоемкостей γ . Волна распространяется вдоль координаты X , и в момент $t = 0$ фронт волны совпадает с осью OY . Расчеты проводились в эйлеровых координатах по монотонизированной схеме Маккормака [15].

Начальная стадия взаимодействия пока возмущения не достигли стенок канала носит автомодельный характер (область автомодельности на рис. 1 заштрихована). На рис. 2 в виде изобар с шагом $\Delta p = 0,1 p_1$ представлена картина течения для $M = 2$ и $T_2 = 5 T_1$. Штриховой линией показана граница, разделяющая области горячего и холодного газов. Хорошо видна автомодельная ударно-волновая структура рассматриваемого взаимодействия, характеризующаяся слабым искривлением фронтов УВ в областях однородных параметров покоящегося газа, наличием косого скачка, связывающего собой УВ в горячем и холодном газах, а также образованием висячего скачка уплотнения в области взаимодействия УВ в холодном газе с косым скачком. В районе подвижной угловой точки заметно образование вихря. Отметим, что, хотя уравнения и граничные условия в данном случае носят автомодельный характер, вихревая структура не автомодельна. С течением времени можно ожидать образования вихревого слоя вдоль всего тангенциального разрыва. При этом на динамику волновой картины определенное влияние может оказать схемная вязкость. Автомодельная тройная конфигурация волны и вихрь — основные характерные моменты начальной стадии взаимодействия УВ с областями температурной стратификации газа.

После прихода возмущений газодинамических параметров к стенкам канала картина течения существенно меняется, утрачивая автомодельный характер. На рис. 3 с $\Delta p = 0,1 p_1$ представлены изобары течения для момента времени, когда головная УВ находится в сечении $X = 5 H$. Часть расчетной области $X < 2 H$ на рисунке не показана. Невозмущенная область горячего газа в этом варианте имеет высоту $h = 0,25 H$. Остальные параметры течения те же, что и в рассмотренной выше автомодельной задаче. Характерная черта картины течения состоит в расслоении начальной УВ с образованием сложной волновой структуры: головное образование и протяженный волновой пакет с чередующимися

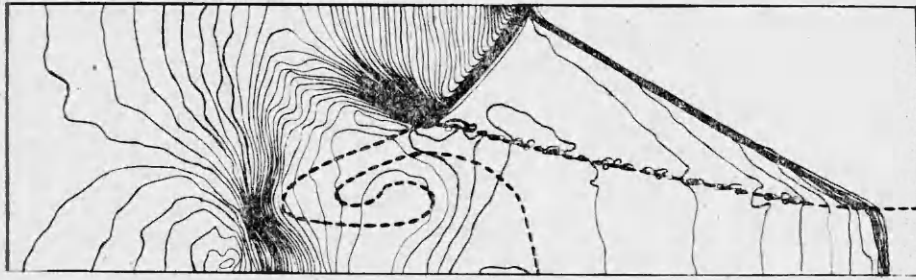


Рис. 3.

областями сжатия и разрежения. Расчеты показывают, что при рассмотренных значениях M , T_2/T_1 , h/H на более поздних стадиях взаимодействия формируется еще одна УВ, замыкающая волновой пакет.

Несмотря на существенную нестационарность течения, головное образование, формирование которого к представленному на рис. 3 моменту времени закончилось, имеет устойчивый характер и распространяется с постоянной скоростью. Форма контактного разрыва, разделяющего горячий и холодный газы, определяется волновой структурой течения и сформировавшимся в начальной стадии взаимодействия вихрем, приводящим к закручиванию контактной поверхности и оттеснению горячей области от стенки канала. На рис. 4, 3, 4 представлены $X - \bar{t}$ -диаграммы положения головной УВ вдоль нижней и верхней стенок канала ($X = X/H$ — безразмерная координата, $\bar{t} = (t/H) \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}$ — безразмерное время, ρ_1 — плотность газа). Параметры течения аналогичны рис. 3. Прямая 1 соответствует скорости распространения начальной падающей УВ, 5 — случаю, когда горячий газ с исходными параметрами T_2 , p_1 занимает все сечение канала ($h = H$). Хорошо заметно формирование стационарного головного образования волнового пакета с выходом на постоянную скорость распространения (линии 3 и 4 выходят на прямолинейные асимптоты с одинаковым углом наклона к оси OX). Постоянная скорость головной части пакета выше скорости исходной УВ и ниже расчетной с помощью одномерной теории по параметрам газа в горячей области (см. рис. 4, 5). Отметим, что она отличается также от скорости распространения, полученной по одномерной теории, оперирующей осредненными значениями параметров газа по сечению канала перед падающей УВ (рис. 4, 2).

Полученные результаты свидетельствуют о принципиальной роли существенно двумерных нестационарных газодинамических явлений в формировании структуры и скорости распространения волнового пакета в рассматриваемом случае. Это необходимо иметь в виду при расчете характеристик аналогичных течений, а также при трактовке результатов экспериментов, когда в поле течения имеются существенные градиенты плотности и температуры.

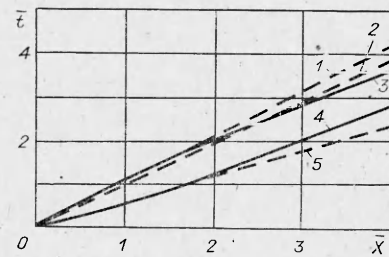


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. C. Griffith. J. Aeronaut. Sci., 1956, 23, 1, 46.
2. E. J. Gion. Phys. Fluids, 1977, 20, 4, 700.
3. R. G. Jahn. J. Fluid Mech., 1956, 1, 457.
4. A. M. Abd-el — Fattah, L. F. Henderson, A. Lozzi. J. Fluid Mech., 1976, 76, 157.
5. И. А. Климишин. Ударные волны в оболочках звезд. М.: Наука, 1984.
6. Ф. В. Шугаев, А. Е. Кондрашов, Е. П. Фоменко. Вест. Моск. ун-та. Сер. 3, 1985, 26, 1, 56.
7. С. М. Бахрах, Б. А. Клонов, Е. Е. Мешков и др. — В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 9, вып. 5. Новосибирск, 1978.

8. А. И. Климов, А. Н. Коблов, Г. И. Мишин и др. Письма в ЖТФ, 1982, 8, 9, 551.
9. Н. В. Евтюхин, А. Д. Марголин, В. М. Шмелев. Хим. физика, 1984, 3, 9, 1322.
10. Г. И. Мишин. Письма в ЖТФ, 1985, 11, 5, 274.
11. А. М. Галкин, Н. Н. Сысоев, Ф. В. Шугаев. Вест. Моск. ун-та. Сер. 3, 1985, 26, 2, 77.
12. Л. П. Грачев и др. ЖТФ, 1985, 55, 5, 972.
13. Э. М. Бархударов, В. Р. Березовский, М. О. Мдивнишвили и др. Препринт ФП-20 ИФАН ГрузССР. Тбилиси, 1983.
14. В. Н. Кондрашов, Н. Б. Родионов, С. Ф. Ситников и др. Препринт ИАЭ-4154/7. М., 1985.
15. А. И. Жмакин, А. А. Фурсенко. ЖВМ и МФ, 1980, 20, 4, 1021.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 539.893

ИЗОТЕРМА ХОЛОДНОГО СЖАТИЯ УГЛЕРОДА НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ ГРАФИТ-АЛМАЗ

В. Д. Андреев, В. Р. Малик

(Киев)

В теории вещества при высоких давлениях нулевая изотерма (при $T = 0$) — одна из важнейших функциональных характеристик, определяющих полное уравнение состояния вещества. Особый интерес она представляет для веществ, претерпевающих фазовые превращения под давлением, так как позволяет установить силовые параметры перехода, величину энергетического барьера и получить другие сведения о термодинамике и физике превращения.

Для системы графит — алмаз имеются экспериментальные данные различных авторов по изотермическому сжатию графита при комнатной температуре до давлений $p = 2,5 \div 19,5$ ГПа, не достигающих фазового перехода, а также по сжатию алмаза до $p = 30$ ГПа. Однако этих данных недостаточно для однозначного построения кривых холодного сжатия графита и алмаза как единой нулевой изотермы вещества, претерпевающего фазовый переход.

В настоящей работе получено решение для холодной изотермы сжатия углерода в системе графит — алмаз на основе потенциалов ковалентных и ван-дер-ваальсовых сил межатомного взаимодействия. При этом оказалось, что всестороннее сжатие решетки графита, приводящее к одновременному уменьшению параметров c и a , происходит за счет уменьшения расстояния в направлении межслоевых связей и одновременной гофрировки слоев с увеличением длины связей. В отличие от подхода [1], где вклад гофрировки в общий баланс энергии сжатия оценивался по косвенным данным о силовых константах внешлоскостных колебаний ароматических молекул [2], в данной работе выполнен прямой расчет сил сопротивления сжатию и повороту π - и σ -связей при сжатии решетки графита с привязкой к наиболее полным экспериментальным результатам [3].

При расчете сил межатомных взаимодействий в решетках графита и алмаза использовались потенциалы вида:

для ковалентных σ -связей

$$U^\sigma(r) = U_0^\sigma \frac{nm}{n-m} \left[-\frac{1}{m} \left(\frac{r_0^\sigma}{r} \right)^m + \left(\frac{r_0^\sigma}{r} \right)^n \right], \quad \text{МДж/кг}, \quad (1)$$

для ван-дер-ваальсовых π -связей

$$U^\pi(r) = (-Ar^{-6} + C \exp(-\beta r)), \quad \text{МДж/кг}. \quad (2)$$