

5. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет нагрева излучением ОКГ паров, образовавшихся при вспышке в парах твердого тела.— ПМТФ, 1969, № 6, с. 3—19.
6. Немчинов И. В. О разлете газа за дефлаграционными волнами, движимыми мощными потоками излучения.— ПМТФ, 1973, № 3, с. 41—48.
7. Балакин В. Б. Разлет слоя переменной массы при постепенном выделении энергии «Инж.-физ. журн.», 1968, № 14.
8. Сапожников А. Т. Автомодельный разлет продуктов испарения твердой стенки под действием переменного энерговыделения.— ПМТФ, 1973, № 3, с. 49—54.
9. Зайдель Л. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., «Наука», 1967.
10. Комнтон А., Алисон С. Рентгеновские лучи (теория и эксперимент). М., Гостехиздат, 1941.
11. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач.— ПММ, 1970, т. 34, № 4, с. 706—721.
12. Wintenberg F. Initiation of thermonuclear reactions by high-current electron beams. — «Nuclear Fusion», 1972, vol. 12, N 1, p. 353—362.
13. Spencer L. V. Theory of electron penetration.— «Phys. rev.», 1955, vol. 98, N 6, p. 1597—1615.
14. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, «Наука», 1972.
15. Tatsua Tabata, Rinsuke Ito. An algorithm for the energy deposition by fast electrons.— «Nuclear Sci. and Engng», 1974, vol. 53, N 2, p. 226—239.
16. Афанасьев В. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера.— ПММ, 1966, т. 30, № 6, с. 1022—1028.
17. Кроль В. М., Немчинов И. В. Автомодельные движения газа, нагреваемого неравновесным излучением сплошного спектра.— ПМТФ, 1968, № 5, с. 32—37.
18. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Хазин В. М. Расчет задачи о разлете нагреваемого поверхностного слоя вещества с учетом расслоения его на фазы.— ПМТФ, 1970, № 4, с. 79—90.

УДК 534.222.2+533.6.011.72

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПРИ СЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

В. Ф. Лобанов

(Новосибирск)

В работах [1—3] экспериментальными методами определялись параметры ударных волн, возникающих в цилиндрических образцах различных материалов при детонации окружающих их зарядов взрывчатого вещества. Установлено, что в ряде материалов отражение конической ударной волны от оси симметрии образца приводит к образованию маховской тройной конфигурации ударных волн, вызывающей сложную картину течения в области за ударными волнами.

Аналитическое исследование нерегулярного отражения представляет сложную задачу. Решения, полученные при различных допущениях относительно характера течения, излагаются в работах, обзор которых приведен в [4].

В данной работе осесимметричное течение продуктов детонации (ПД) и материала образца в области, примыкающей к фронту детонации, определяется решением двумерной нестационарной задачи газовой динамики конечно-разностным методом [5].

Система уравнений сохранения:

$$\frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} = 0;$$

$$\frac{\partial(\rho u r)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2) r}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v r)}{\partial r} = 0;$$

$$\frac{\partial(\rho v r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v r)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)r}{\partial r} = p;$$

$$\frac{\partial\left[\rho r\left(e + \frac{u^2 + v^2}{2}\right)\right]}{\partial t} + \frac{\partial\left[\rho u\left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}\right)\right]r}{\partial x} + \frac{\partial\left[\rho v\left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}\right)r\right]}{\partial r} = 0,$$

где u и v — осевая и радиальная составляющие вектора скорости; p , ρ , e — давление, плотность и удельная внутренняя энергия; x и r — координаты точки, дополнялась уравнением состояния продуктов детонации

$$p = A\rho^\gamma, A, \gamma = \text{const},$$

и уравнением состояния материала образца в виде

$$(1) \quad p = \beta \rho e + c_0^2(\rho - \rho_0), \beta, \rho_0, c_0 = \text{const}.$$

Расчет производился в области $AB C D E F K$ (фиг. 1), где AB — ось симметрии; FK — фронт детонации, который предполагается плоским, перпендикулярным образующей заряда и распространяющимся с постоянной скоростью D . Угол θ определяется из условия нахождения предельной характеристики течения Прандтля — Майера

$$\cos\left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}\theta\right) = 0,$$

осуществляющегося в окрестности точки F при разлете ПД в вакуум, $|FE| = hx/\cos\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)$, где hx — шаг конечно-разностной сетки по x , постоянный в области ПД; FE , ED , BD — внешние границы области, через которые происходит отток ПД и вещества из области расчета.

В процессе расчета положение границ KC и KA изменялось от произвольно заданного первоначального KC' и KA' до соответствующего контактного разрыву между ПД и веществом образца и головной ударной волне.

Область расчета разбивалась на N слоев по оси x и $M+K$ слоев по r (M и K — количество слоев в образце и ПД). Координаты узлов подвижной конечно-разностной сетки определялись по формулам (нумерация от начала координат в точке A')

$$\begin{cases} x_{i,j} = x_{0,j} + i(x_{N,j} - x_{0,j})/N, \\ r_{i,j} = j r_{i,M}/M, \\ 0 \leq i \leq N, 0 \leq j \leq M; \\ x_{i,j} = x_{N,j}(i/N), \\ r_{i,j} = r_{i,M} + (j - M)(r_{i,(M+K)} - r_{i,M})/K, \\ 0 \leq i \leq N; M+1 \leq j \leq (M+K); \end{cases}$$

$$x_{N,j} = x_1; 0 \leq j \leq (M+K); r_{0,j} = j(r_2/M); 0 \leq j \leq M;$$

$$r_{i,(M+K)} = r_0; 1 \leq i \leq N; x_{i,M} = i(x_1/N); 0 \leq i \leq N; r_{0,(M+K)} = r_1,$$

где x_1 , r_0 , r_1 , r_2 — постоянные, $r_0 = r_1 + x_1 \tan\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)/N$, а $r_{i,M}$ и $x_{0,j}$ ($0 \leq i \leq N$, $0 \leq j \leq M$) определялись в узлах на KC и KA смещением по r и x со скоростями, вычисленными интерполяцией скоростей прилежащих отрезков с весами, пропорциональными длине этих отрезков, по формулам, аналогичным приведенным в [5].

Значения газодинамических величин на FK принимались равными значениям соответствующих величин в состоянии Чепмена—Жуге. Давление на FE и радиальная составляющая скорости на AB полагались равными нулю. Значения параметров на границах BD и ED принимались равными соответствующим параметрам во внутренних ячейках области. Граничные условия на KA и KC вычислялись по итерационным формулам расчета распада разрыва [5], переделанным для уравнения состояния в виде (1). Значения параметров на границах внутренних ячеек определялись по приближенным формулам расчета слабого («звукового») распада разрыва.

Начальные значения газодинамических величин полагались независимыми, от радиуса и определялись по формулам:

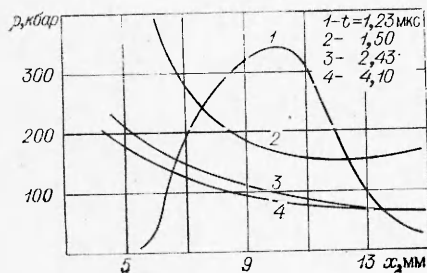
$$\begin{aligned} u(x) &= \alpha [c_{ч-ж} + \delta_1 (U - c_{ч-ж}) x/x_1] + \delta D; \\ \rho(x) &= \alpha [\rho_{ч-ж} + \delta_2 (\rho_{ч-ж} - \rho_1) x/x_1] + \delta \rho_0; \\ e(x) &= \alpha [e_{ч-ж} + \delta_3 (e_{ч-ж} - e_1) x/x_1]; \\ v(x) &= 0, \end{aligned}$$

где $\alpha=1$, $\delta=0$ в области, занимаемой ПД; $\alpha=0$, $\delta=1$ в области $ABCK$, а $c_{ч-ж}$, $\rho_{ч-ж}$, $e_{ч-ж}$ — скорость звука, плотность, внутренняя энергия в состоянии Чепмена—Жуге; δ_1 , δ_2 , δ_3 , U , ρ_1 , e_1 — постоянные, выбранные при аппроксимации решения одномерной задачи о распространении детонации в трубе с постоянным сечением и жесткими границами.

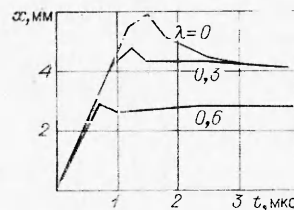
Основные расчеты проводились для значений параметров BB $D=7,65$ км/с; $p_{ч-ж}=250$ кбар; $\rho_{ч-ж}=2,25$ г/см³; $\gamma=2,75$;

$c_{ч-ж}=5,61$ км/с
и $D=6,60$ км/с; $p_{ч-ж}=128$ кбар; $\rho_{ч-ж}=1,5$ г/см³;
 $\gamma=2,75$; $c_{ч-ж}=4,84$ км/с.

Во всех описываемых вариантах расчета $r_1/r_2=4$ (отношение внешнего радиуса заряда к внутреннему). При выбранном соотношении радиусов, замена граничного условия на FD ($\theta = \frac{\pi}{2}$) условием $v/FD = 0$ приводит к несущественным изменениям газодинамических параметров течения материала.



Фиг. 2



Фиг. 3

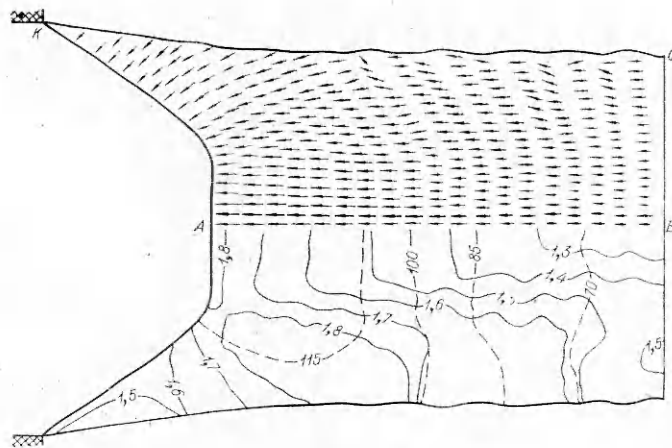
Параметры β , ρ_0 , c_0 в уравнении (1) подбирались таким образом, чтобы выбранное уравнение состояния являлось моделью реальной среды в условиях рассматриваемой задачи. Например, для воды принималось $\rho_0=1$ г/см³, $c_0=2,15$ км/с, $\beta=2$; для алюминия $\rho_0=2,79$ г/см³, $c_0=5,25$ км/с, $\beta=2,75$, а для магния $\rho=1,725$ г/см³, $c_0=4,45$ км/с, $\beta=2,75$.

Зависимость распределения давления на оси образца в разные моменты времени (фиг. 2), а также $(x-t)$ -диаграмма отдельных узлов сетки, расположенных на границе KA (фиг. 3) (значения r в этих узлах по алгоритму построения сетки оставались неизменными, $\lambda=r/r_2$), характеризуют

процесс установления KA в положение, соответствующее положению головной ударной волны, и выработавшийся стационарный режим течения.

Определение стационарного положения контактного разрыва усложняется его неустойчивостью. На фиг. 1 сплошной линией KC обозначена линия раздела ПД и материала образца, координаты которой получены усреднением за промежуток времени $\tau = 0,6 r_2/D$; штриховая линия — граница раздела на один из моментов времени. Неустойчивость подобного тангенциального разрыва в идеальных газах показана в работе [6], а наличие неустойчивости границы раздела сред ПД — металл доказывают волны, остающиеся на поверхности металлических образцов в экспериментах по нагружению их скользящей по поверхности детонационной волной. Длина волны возмущения линейно зависит от шага сетки, составляя 4—5 счетных интервалов и, по-видимому, определяется конечно-разностным «размазыванием» отраженной ударной волны, выход которой на границу раздела вызывает неустойчивость. Вопрос о связи наблюдаемой и реальной неустойчивости требует дополнительного исследования.

Картина распределения газодинамических параметров в воде ($D = 6,60$ км/с) на момент установления стационарного режима течения показана на фиг. 4. Сплошными линиями нанесены линии равных плотностей, пунктирными — изобары. На фиг. 4 не изображена часть изобар в окрестности головной ударной волны, так как их положения повторяют линии равных плотностей. Давление в области за прилегающим к оси прямолинейным участком ударной волны равно ≈ 210 кбар, а вблизи угловой точки ≈ 50 кбар. Длины векторов пропорциональны значениям скорости. (Скорость вблизи точки $A \approx 3$ км/с.) Цифрами обозначены численные значения (ρ — в г/см³, p — в кбар), остальные обозначения те же, что и на фиг. 1.



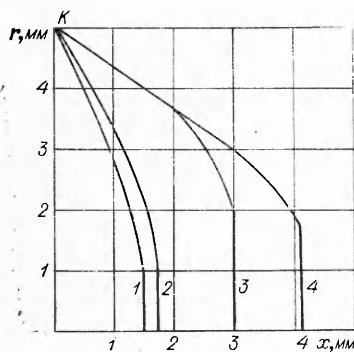
Фиг. 4

Качественный анализ картины течения позволяет сделать вывод о наличии внутри области слабой ударной волны и струи материала в приосевой зоне, удельная энергия которой значительно превосходит удельную энергию периферийных слоев вещества. Определение точного положения отраженной волны и тангенциального разрыва между веществом, прошедшим прямую ударную волну и две косые, затруднительно в силу «размазывания» их конечно-разностными эффектами на несколько счетных интервалов.

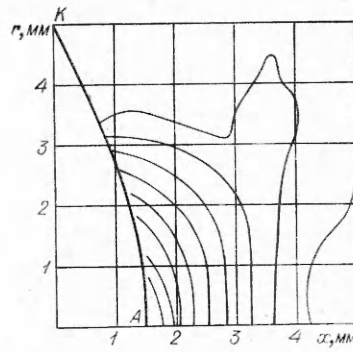
Форма головной ударной волны в воде при $D = 7,65$ км/с приведена на фиг. 5 (кривая 3). Различие между ударными волнами при $D = 6,60$ км/с

(кривая 4) и 7,65 км/с вблизи угловой точки K настолько незначительно, что на графике они повторяют друг друга. Более заметно различие в относительной доле прямолинейного участка ударной волны, прилегающего к оси, так называемого маховского диска.

Для алюминиевых (кривая 1) и магниевых (кривая 2) образцов при $D=6,60$ км/с форма головной ударной волны близка к параболической (фиг. 5) и качественно аналогична зафиксированной для алюминия в работе [3]. Анализ значений газодинамических величин показывает, что режим течения со скоростью, незначительно превышающей скорость звука в материале за фронтом головной ударной волны, осуществляется лишь в небольшой окрестности точки K . Поэтому выход отраженной ударной волны, возникновение которой возможно лишь в этой окрестности, на границу раздела ПД и материала образца и вызываемая этим неустойчивость контактного разрыва начинаются непосредственно за фронтом детонации.



Фиг. 5



Фиг. 6

Определение положения отраженной ударной волны практически невозможно из-за эффекта «размазывания» и заметной осцилляции значений газодинамических величин в ячейках, примыкающих к контактному разрыву. Вид изобар за фронтом головной ударной волны KA в алюминии показан на фиг. 6. Численные значения давления равны соответственно для крайней правой на оси изобары 100 кбар, левой — 220 кбар. Качественно аналогичный вид имеют и изобары в магнии.

Результаты работы неоднократно обсуждались с Ю. И. Фадеенком и С. К. Годуновым, которым автор благодарен за ряд ценных советов.

Поступила 4 XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Ададуров Г. А., Дремин А. Н., Канель Г. И. Параметры маховского отражения в плексигласовых цилиндрах.—ПМТФ, 1969, № 2, с. 126.
2. Дерибас А. А., Ставер А. М. Экспериментальное исследование ударного сжатия столба жидкости.— В кн.: Динамика сплошной среды. Изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР. Новосибирск, 1971, вып. IX, с. 127—139.
3. Fowles G. R., Isbell W. M. Method for Hugoniot equation-of-state measurements at extreme pressures.—J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, № 4, p. 1377—1379.
4. Арутюнян Г. М., Карчевский Л. В. Отраженные ударные волны. М., «Машиностроение», 1973.
5. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отходящей ударной волной.— ЖВМ и МФ, 1961, т. 1, № 6, с. 1020—1050.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.—Л., ОГИЗ, 1944, с. 271—275.