

8. Цветков А. П., Чернов И. А. Задача о местной сверхзвуковой зоне в классе автомодельных течений // Учен. зап. ЦАГИ.— 1974.— Т. 5, № 2.
9. Черный Г. Г. Возникновение и форма поверхности разрыва в потоках газа // Теоретическая гидродинамика/Под ред. Л. И. Седова.— М.: Оборонгиз, 1952.— Вып. 2.
10. Бойченко В. С., Лифшиц Ю. Б. Трансзвуковое течение около выпуклого угла // Учен. зап. ЦАГИ.— 1976.— Т. 7, № 2.
11. Щербаков С. А. Расчет трансзвукового обтекания кормовой части плоского или осесимметричного тела // ЖВММФ.— 1989.— Т. 29, № 9.

г. Жуковский

Поступила 17/V 1989 г.,
в окончательном варианте — 13/IX 1991 г.

УДК 534.222.2

Э. Э. Лин, Э. Н. Пащенко, Б. П. Тихомиров

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ ДЕТОНАЦИИ ПЛОСКОГО СЛОЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА С УМЕНЬШАЮЩЕЙСЯ ПЛОТНОСТЬЮ

В [1] численным путем получено неавтомодельное решение задачи о распространении детонационной волны (ДВ) в плоском слое конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) с уменьшающейся по степенному закону плотностью ρ_0 :

$$(1) \quad \rho_0 = \rho_{00}(1 - x/L_0)^\delta, \quad \delta > 0.$$

Здесь x — текущая координата; ρ_{00} — начальная плотность ВВ в сечении $x = 0$, граничащем с абсолютно жесткой стенкой; L_0 — условная длина, на которой ρ_0 формально обращается в нуль; δ — показатель степени, варьируемый в диапазоне $0 \dots 2$. Распределения калорийности, т. е. удельного энерговыделения Q_0 на единицу массы по толщине слоя ВВ, были взяты в двух предельных видах [2—4]:

$$(2) \quad Q_0 = Q_{00}(\rho_0/\rho_{00})^2;$$

$$(3) \quad Q_0 = Q_{00} = \text{const},$$

соответствующих либо чисто упругой, либо чисто тепловой природе внутренней энергии продуктов взрыва (ПВ) при политропическом уравнении состояния с показателем политропы $k = 3$ (Q_{00} — калорийность, отвечающая плотности ρ_{00}). Изучение поведения ДВ было основано на решении задачи о распаде разрыва в начальных условиях, возникающего в момент времени $t = 0$ в тонком слое ВВ, примыкающем к жесткой стенке. Установлено возрастание сжатия и массовой скорости ПВ во фронте пересжатой ДВ по мере ее распространения. Получено, что коэффициент преобразования химической энергии слоя ВВ с уменьшающейся плотностью в кинетическую энергию потока ПВ, а также в кинетическую энергию несжимаемой метаемой пластины больше, чем в случае нормальной детонации ВВ с постоянной плотностью.

В данной работе предпринята попытка рассмотреть детонацию плоского слоя ВВ с изменяющимися по законам (1)—(3) параметрами с помощью аналитических методов, не связанных с изучением распада разрыва.

Пусть в момент времени $t = 0$ из массивной инертной подложки в слой ВВ со стороны максимальной плотности ρ_{00} приходит ударная волна, сразу вызывающая детонацию в сечении $x = 0$. В дальнейшем (при $t > 0$) подложку рассматриваем как абсолютно жесткую стенку. Положим по аналогии с задачей о сильном точечном взрыве [2], что давление p_1 во фронте ДВ по порядку величины равно средней энергии единицы объема

продетонировавшей части слоя ВВ:

$$(4) \quad p_1 \sim KE(X_1)/X_1 = K \int_0^{X_1} \rho_0(x) Q_0(x) dx / X_1.$$

Здесь X_1 — координата фронта ДВ; K — коэффициент пропорциональности, который в соответствии с соображениями размерности не зависит от X_1 . На основе стандартных законов сохранения [2] массы, импульса и энергии вещества во фронте ДВ и распределений (1)–(4) получим следующие выражения для массовой скорости ПВ во фронте u_1 , давления p_1 и скорости фронта D_1 :

$$u_1 = D_1 \left[1 + \sqrt{1 - 16Q_0/D_1^2} \right] / 4;$$

при $Q_0 \sim \rho_0^2$

$$(5) \quad p_1 \sim K\rho_{00}Q_{00} [1 - (1 - X_1/L_0)^{3\delta+1}] / (3\delta + 1)X_1/L_0,$$

$$\frac{16Q_{00}}{D_1^2} \sim 2(3\delta + 1) \frac{(1 - X_1/L_0)^\delta X_1/L_0}{1 - (1 - X_1/L_0)^{3\delta+1}} - (3\delta + 1)^2 \frac{(1 - X_1/L_0)^{4\delta} (X_1/L_0)^2}{[1 - (1 - X_1/L_0)^{3\delta+1}]^2},$$

при $Q_0 \equiv Q_{00}$

$$(6) \quad p_1 \sim K\rho_{00}Q_{00} [1 - (1 - X_1/L_0)^{\delta+1}] / (\delta + 1)X_1/L_0,$$

$$\frac{16Q_{00}}{D_1^2} \sim 2(\delta + 1) \frac{(1 - X_1/L_0)^\delta X_1/L_0}{1 - (1 - X_1/L_0)^{\delta+1}} - (\delta + 1)^2 \frac{(1 - X_1/L_0)^{\delta\delta} (X_1/L_0)^2}{[1 - (1 - X_1/L_0)^{\delta+1}]^2}.$$

Значение коэффициента K можно найти из условия $t = 0$, p_1 равно давлению во фронте волны нормальной детонации Чепмена — Жуге: $p_1(X_1 = 0) = p_{10} = 4\rho_{00}Q_{00}$. Разлагая выражения (5) и (6) в ряд по степеням переменной X_1/L_0 и устремляя X_1/L_0 к нулю, получаем $K = 4$.

Определив полную энергию продетонировавшей части слоя ВВ как произведение массы $m = \int_0^{X_1} \rho_0(x) dx$ на сумму удельных кинетической и внутренней энергий ПВ во фронте ДВ и на функцию $\alpha(X_1)$, учитывающую неавтономность процесса, имеем оценочные выражения для интегралов кинетической T_1 и внутренней W_1 энергий потока ПВ:

$$T_1(X_1) \sim \int_0^{X_1} \rho_0(x) Q_0(x) dx / [1 + c_1^2(X_1)/u_1^2(X_1)],$$

$$W_1(X_1) \sim \int_0^{X_1} \rho_0(x) Q_0(x) dx / [1 + u_1^2(X_1)/c_1^2(X_1)]$$

($c_1 = \sqrt{3p_1/\rho_1}$ — скорость звука в ПВ во фронте ДВ, $\rho_1 = \rho_0 D_1 / (D_1 - u_1)$ — плотность ПВ во фронте ДВ).

Вычисления показали, что в рассматриваемом аналитическом приближении поведение фронта ДВ качественно такое же, как и в численной модели [1]. Интегральные энергетические характеристики потока ПВ, найденные аналитически и численно, представлены на рис. 1, 2 в виде зависимостей от показателя степени δ ($\eta = T_1^0/E$ — коэффициент преобразования химической энергии ВВ в кинетическую энергию потока ПВ, W_1^{00} — внутренняя энергия потока ПВ при нормальной детонации слоя ВВ с постоянной максимальной плотностью ρ_{00}). Принято, что плотность между начальным ($x = 0$) и конечным ($x = X_1^0$) сечениями слоя ВВ уменьшается в 2 раза, распределение калорийности задано в виде (2). Штриховые кривые отвечают аналитическим оценкам, сплошные с точками — результатам численных расчетов [1]. Можно видеть, что при $\delta > 0,5$ совпадение значений вполне удовлетворительное. Аналогичное соответствие расчетных результатов имеет место при $Q_0 \equiv Q_{00}$.

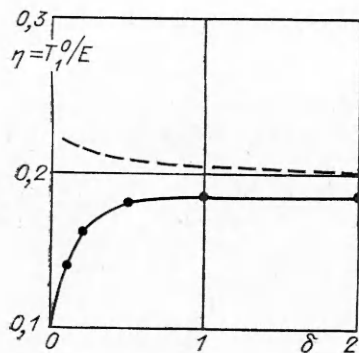


Рис. 1

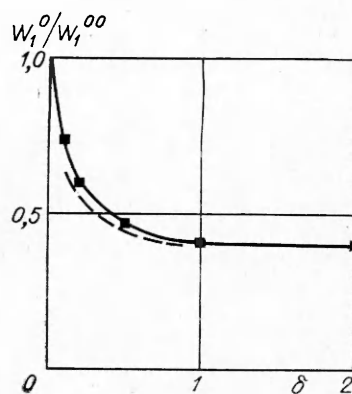


Рис. 2

Следовательно, интегральное соотношение (4) можно применять для качественного изучения поведения ДВ в рассматриваемой системе и для оценок интегральных энергетических характеристик потока ПВ при сравнительно крутом уменьшении ρ_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Лин Э. Э., Пащенко Э. П., Тихомиров Б. П. Неавтономное рассмотрение детонационной волны в конденсированном взрывчатом веществе с уменьшающейся плотностью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1991. — Вып. 2.
2. Станюкович К. П. Неустойчивые движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.
3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975.
4. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции. — М.: Наука, 1988.

г. Арзамас

Поступила 3/IX 1991 г.,
в окончательном варианте — 17/I 1992 г.

УДК 532.593

С. М. Фролов

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОСЛАБЛЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В КАНАЛАХ РАЗЛИЧНЫМИ СПОСОБАМИ

Для ослабления ударных волн (УВ) используют расширение сечения канала [1—7], перфорацию боковых стенок [2, 8—13] и установку пронизываемых экранов в виде препятствий или каскадов препятствий [14—31], засыпок [32—34], пористых преград [35—37], газовзвесей [38—45] и т. д. В данной работе проведено сравнение эффективности ослабления воздушных УВ различными методами. При анализе ослабления воздушных УВ использован единый подход [1, 4], дающий удовлетворительное согласие с экспериментальными наблюдениями.

1. **Ослабление УВ в расширяющемся канале.** В [1, 4] предложен простой метод расчета распространения плоской УВ ступенчатого профиля в канале с изменяющимся сечением. Суть метода заключается в предположении, что на фронте УВ выполняется соотношение, справедливое для C_+ -характеристики. Фактически предполагается, что скорость распространения акустических возмущений в области за УВ равна скорости фронта. Точность предположения обсуждается в [4, 30]. Показано,

© С. М. Фролов, 1993