

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ  
С ТОНКОСТЕННЫМ ПЕРФОРИРОВАННЫМ ЭКРАНОМ**

С. В. ГУВЕРНИЮК, М. М. СИМОНЕНКО

(Москва)

Исследуется неавтономная задача о взаимодействии цилиндрической ударной волны с соосным тонкостенным перфорированным экраном цилиндрической формы в рамках моделирования экрана поверхностью разрыва. Решение строится численно методом С. К. Годунова. Помимо общих соотношений на разрыве привлекается необходимое число дополнительных граничных условий, выражающих специфику локального протекания газа через перфорацию. Так же, как в известных примерах [1—3] построения дополнительных граничных условий, используется предположение о квазистационарном характере локального течения. Пригодность такого рода граничных условий к анализу нестационарных процессов требует специальной проверки. В [3] проведено сравнение с экспериментом результатов решения автономной задачи о нормальном прохождении плоской ударной волны через плоскую пронцаемую стенку. Представляет интерес сравнение с экспериментом неавтономных решений, полученных в условиях переменной во времени интенсивности разрыва, моделирующего перфорированный экран. В этой связи отметим экспериментальные данные, полученные в [4], и результаты численного исследования [5].

1. Рассмотрим задачу о разрушении газонаполненной цилиндрической оболочки радиуса  $r_0$  внутри соосного цилиндрического равномерно перфорированного жесткого экрана радиуса  $R$  ( $R > r_0$ ). Первоначально газ всюду покоится, давление и плотность внутри оболочки постоянны и равны  $p_*$ ,  $\rho_*$ , вне ее —  $p_0$ ,  $\rho_0$ . Движение начинается в момент времени  $t = 0$  с распада разрыва, возникающего в результате мгновенного «разрушения» оболочки. Экран моделируется поверхностью разрыва параметров идеального совершенного газа. Волновое движение среды при  $t > 0$  описывается системой одномерных нестационарных уравнений Эйлера [6]:

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} r\rho \\ r\rho u \\ r\rho \left( \frac{u^2}{2} + \frac{p}{(\gamma-1)\rho} \right) \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} r\rho u \\ r(p + \rho u^2) \\ r\rho u \left( \frac{u^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} \right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix}.$$

На оси  $r = 0$  имеем граничное условие непротекания  $u = 0$ . На поверхности разрыва  $r = R$ , кроме основных граничных условий, вытекающих из общих интегральных законов сохранения на разрыве [1—3],

$$(1.2) \quad [\rho u] = 0, [p + \rho u^2] = -F, \left[ \frac{u^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma-1} \right] = 0,$$

необходимо привлекать дополнительные соотношения, которые отражают специфику локального течения газа через перфорацию.

В (1.1), (1.2) принято:  $r$  — расстояние до оси симметрии;  $u$  — радиальная скорость;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $c = (\gamma p/\rho)^{1/2}$  — скорость звука;  $F$  — сила воздействия со стороны газа на единицу площади экрана; квадратные скобки обозначают скачок  $[Q] = Q_2 - Q_1$  для любого параметра  $Q$ ; индексами 1 и 2 здесь и ниже выделяются параметры газа на наветренной и подветренной сторонах разрыва соответственно.

Введем число Маха  $M = |u/c|$ . Общее количество дополнительных к системе (1.1), (1.2) граничных соотношений определяется условием эволюционности разрыва [7] на каждом из следующих четырех возможных режимов протекания: при  $M_1 < 1$ ,  $M_2 < 1$  требуется одно дополнительное соотношение, при  $M_1 < 1$ ,  $M_2 \geq 1$  — два, при  $M_1 \geq 1$ ,  $M_2 \geq 1$  — одно, при  $M_1 \geq 1$ ,  $M_2 < 1$  — дополнительных соотношений не требуется (заметим, что в терминологии работы [3] второму из указанных случаев отвечает режим с так называемыми «замкнутыми отрывными зонами»).

Конкретные выражения дополнительных граничных условий получали, как и в [3, 8], из рассмотрения стационарных схем локального течения газа через перфорацию. Отличия обусловлены имеющей место для тонкостенных экранов ( $h \ll d$ ) разницей между геометрическим  $\sigma = S_0/S$  и эффективным  $\varepsilon = S_m/S$  коэффициентами проницаемости. Здесь  $h$ ,  $d$  — характерные значения продольного и поперечного разме-

ров каналов перфорации;  $S$  — площадь данного участка экрана;  $S_0$  — площадь минимального проходного сечения перфорации на участке  $S$ ;  $S_m$  — площадь минимального сечения струек газа, истекающих из ячеек перфорации.

По данным работ [8, 9], величина  $\varepsilon$  при  $h \ll d$  и  $M_1 < 1$ ,  $M_2 < 1$  существенно зависит не только от  $\sigma$ , но и от параметров протекающего газа даже после достижения звуковой скорости в сечении  $S_m$ . Используя асимптотики полученных в [8, 9] соотношений между параметрами локального течения газа через отверстия и щели с острыми кромками, можно построить следующее приближенное выражение дополнительного граничного условия для тонкостенных перфорированных экранов при  $M_1 < 1$ ,  $M_2 < 1$ :

$$(1.3) \quad C_p = \frac{P_1 - P_2}{\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2} = k(\gamma, \sigma, M_1) \zeta(\sigma),$$

где  $\zeta$  — коэффициент местного сопротивления перфорации при  $M_1 \rightarrow 0$ , взятый по гидравлической формуле [10],  $\zeta = \left(1 + \sqrt{\frac{1-\sigma}{2} - \sigma}\right)^2 \sigma^2$ , а зависимость  $k$  от  $M_1$ ,  $\sigma$ ,  $\gamma$  задана формулами

$$(1.4) \quad k = Z + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{ZL^2}{1 - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \zeta ZL^2}, \quad L^2 = \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{2 + (\gamma - 1) M_1^2},$$

$$Z = (1 - \delta L^2 N^{-2})^{-\frac{1}{4}}, \quad \delta = 1 - \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\zeta N^2}{1 - N}\right)^{\frac{1}{4}},$$

$$0 < L < N < 1, \quad (\gamma + 1)N^{\gamma-1} - (\gamma - 1)N^{\gamma+1} = 2\sigma^{\gamma-1}.$$

Величина  $k$  имеет смысл так называемой «поправки на сжимаемость» в гидравлическом соотношении  $C_p = \zeta(\sigma)$  [10]. Для воздуха эта поправка известна из эксперимента. Сравнение экспериментальных точек [10] с кривыми (1.4), которые построены для  $\gamma = 1,4$  и различных  $\sigma$ , показано на рис. 1 (крутые участки кривых соответствуют «запиранию» потока в сечении  $S_m$ ). Из (1.2)–(1.4) вытекает простое соотношение

$$(1.5) \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = 1 - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \zeta ZL^2,$$

удобное для анализа системы граничных условий, например для проверки неравенства  $[\rho \rho^{-\gamma}] \geq 0$ , выражающего условие неубывания энтропии на рассматриваемом разрыве. Данное сравнение с экспериментом служит обоснованием использования выражения (1.3) (или (1.5)) в качестве дополнительного граничного условия на основном режиме  $M_1 < 1$ ,  $M_2 < 1$ .

2. Решение поставленной задачи строилось численно конечно-разностным методом С. К. Годунова [6] на равномерной неподвижной расчетной сетке. При аппроксимации недивергентного члена  $p$  в уравнениях движения (1.1) бралась полусумма значений давления с верхнего и нижнего временных слоев. Внутри экрана располагалось 20 расчетных ячеек, увеличение этого числа не приводило к заметному изменению результатов. Шаг по времени определялся условием устойчивости [6].

Все представленные ниже параметры следует понимать как безразмерные: линейные размеры отнесены к  $r_0$ , плотность — к  $\rho_0$ , давление и нагрузка на экран — к  $p_0$ , время — к  $r_0 \rho_0^{1/2} p_0^{-1/2}$ . Численный расчет задачи выполнен для  $\gamma = 1,4$  и нескольких значений параметров  $p_*$ ,  $\sigma$ ,  $R$  в диапазоне  $1,3 \leq p_* \leq 10$ ;  $0,02 \leq \sigma \leq 1$ ;  $2 \leq R \leq 4$ .

В результате распада начального разрыва при  $t = 0$  на линии  $r = 1$  возникает расходящаяся ударная волна. В момент, когда ее передний фронт достигает линии  $r = R$ , начинается взаимодействие с экраном: появляется отраженная ударная волна, движущаяся к оси симметрии, и прошедшая наружу ослабленная экраном первоначальная волна, фронт которой  $r = r_s(t)$  начинает распространяться в окружающее пространство по невозмущенному газу  $p = \rho = 1$ ; в это время экран испытывает ударную нагрузку.

На рис. 2 показаны результаты расчетов при  $p_* = \rho_* = 2$ ,  $R = 2$  для различных значений коэффициента проницаемости  $\sigma$ . Колебательный характер действующей на экран нестационарной нагрузки  $F = F(t)$  (рис. 2, а) вызван повторными взаимодействиями экрана с отраженными внутрь волнами. Степень проницаемости существенно влияет на соотношение между амплитудами первой и повторных фаз нагружения

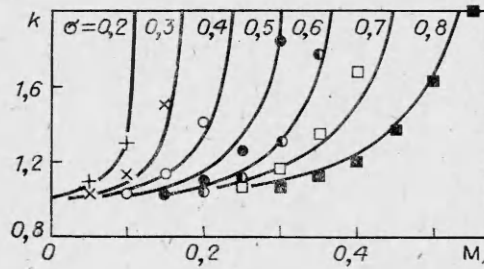


Рис. 1

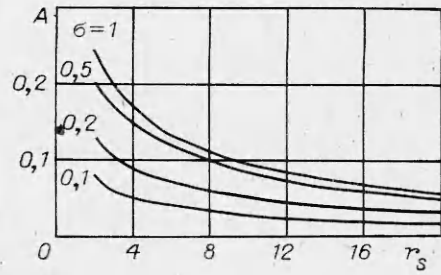
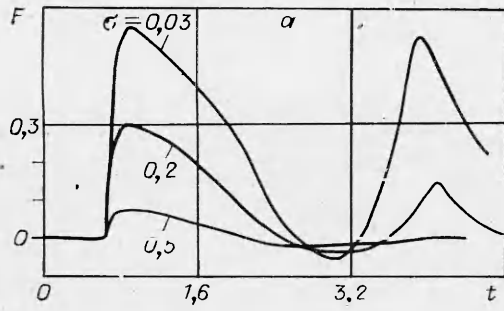


Рис. 2

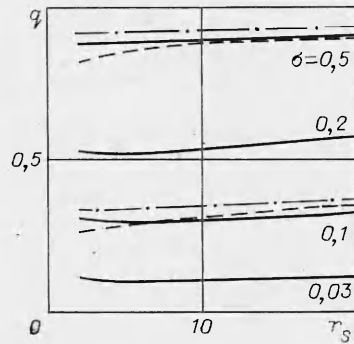


Рис. 3

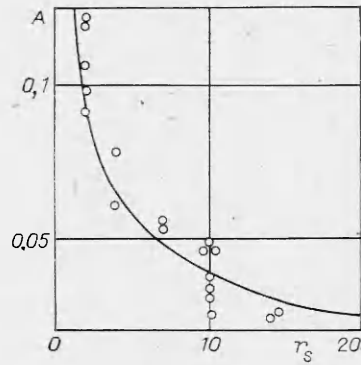


Рис. 4

экрана. Одной из основных характеристик проходящей волны является перепад давления  $A = p(r_s) - 1$  на ее фронте  $r - r_s(t)$ . Зависимость  $A$  от  $r_s$  и  $\sigma$  монотонная (рис. 2, б).

Отношение  $q = A(\sigma)/A(1)$  характеризует степень ослабления экраном первой проходящей волны. На рис. 3 построена зависимость  $q$  от  $r_s$  и  $\sigma$  для случая  $R = 2$  и различных  $p_* = \rho_* = b$  ( $b = 2$  — сплошные линии,  $b = 1,6$  — штрихпунктирные,  $b = 10$  — штриховые).

На рис. 4, 5 результаты настоящих расчетов сопоставлены с экспериментальными данными [4]. В эксперименте оболочка заполнялась сжатым воздухом до  $p_* = 1,6$ , однако получалась более слабая ударная волна, чем при идеальном распаде разрыва для указанного значения  $p_*$ , что объясняется затратами части энергии сжатого воздуха на разлет материальных деталей оболочки. Наблюдавшаяся в эксперименте [4] зависимость перепада давления  $A$  на фронте ударной волны от расстояния  $r_s$  до оси симметрии показана точками на рис. 4 (экран отсутствует,  $\sigma = 1$ ). Эта зависимость хорошо описывается решением задачи о распаде цилиндрического разрыва, если принять  $p_* = 1,35$ ,  $\rho_* = 1,6$  (кривая на рис. 4).

Расчетный и экспериментальный варианты зависимости  $A$  от проницаемости экрана  $\sigma$  при  $r_s = 10$  показаны на рис. 5 для двух случаев расположения экрана относительно оболочки: сплошная линия и светлые точки соответствуют  $R = 2$ , прерывистая линия и темные точки —  $R = 4$ .

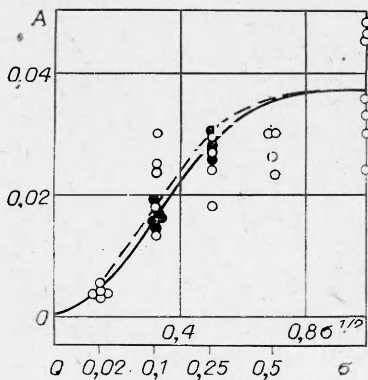


Рис. 5

Приведенные экспериментальные данные получены в [4] для равномерно перфорированных круговыми отверстиями тонкостенных металлических экранов с  $h/d = 0,1$ ,  $\sigma = 0,02; 0,1; 0,25; 0,5$ . Согласование результатов расчета и эксперимента свидетельствует о возможности применения граничных условий, основанных на стационарных схемах локального течения газа через перфорацию, к анализу нестационарных процессов.

3. Аналогичная задача, но в другой постановке, рассматривалась в [5]. Перфорация цилиндрического экрана состояла из шести продольных щелей, отношение шага перфорации к радиусу экрана равнялось  $\pi/3$ , т. е. масштаб «локального» течения через перфорацию был сравним с размером экрана. В этих условиях неправомерно количественное сравнение настоящих расчетов с результатами [5], поскольку терпят-

ся смысл понятия поверхности разрыва, моделирующей перфорированный экран. Тем не менее, основываясь на результатах [5], можно сделать ряд выводов в пользу принятой нами постановки задачи. Оказалось, что уже на таких малых расстояниях, как два шага перфорации, и соответствующих малых временах происходит существенное выравнивание поля параметров течения газа по угловой координате. Это указывает на целесообразность одномерного подхода. Тем более, что для рассмотрения другой перфорации, например в виде круговых отверстий, как в [4], по методу [5] пришлось бы решать трехмерные нестационарные уравнения, в то время как можно ограничиться решением одномерной задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко Д. М. Взаимодействие ударной волны и проницаемой стенки.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика, 1969, № 3.
2. Гродзовский Г. Л. Взаимодействие нестационарных волн и перфорированных стенок.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
3. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке.— ПМТФ, 1981, № 3.
4. Иванов А. Н., Борисовская В. П. Исследование ослабления ударной волны перфорированным экраном.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1834.
5. Фонарев А. С., Подлубный В. В. Взаимодействие цилиндрической ударной волны с перфорированной преградой.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1834.
6. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
7. Бармин А. А., Куликовский А. Г. О разрывных решениях в механике сплошной среды.— В кн.: Некоторые вопросы механики сплошной среды. М.: МГУ, 1978.
8. Cornell W. G. Losses in flow normal to plane screens.— Trans. ASME, May 1958, p. 791.
9. Рябokonь М. П. О коэффициенте сжатия струи при истечении газа через отверстие с острой входной кромкой.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 1.
10. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

Поступила 27/XII 1983 г.

УДК 518 : 517.9 : 533.9

#### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЖАТИЯ И НАГРЕВА КОНИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

В. В. ДЕМЧЕНКО, А. С. ХОЛОДОВ

(Москва)

1. В последние годы в числе других задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) большое внимание уделяется так называемым «коническим» мишеням [1—7], когда термоядерное горючее сжимается и нагревается в конической полости из тяжелого материала (свинец и т. п.) с помощью оболочечного сегмента, ускоряемого лазерным импульсом (рис. 1). Ожидается, что картина течения в основных чертах будет аналогична случаю сжатия и нагрева оболочечных микромишеней. Основные преимущества от использования подобных мишеней заключаются в следующем: воздействию лазерного излучения подвергается не вся сфера, а лишь сравнительно небольшой телесный угол, что способствует созданию более однородного лазерного пятна; достижимая в настоящее время энергия лазеров концентрируется на существенно меньшей поверхности, что позволяет повысить плотность потока энергии и смоделировать ситуацию, когда будут созданы более мощные лазеры; увеличивается время имплозии, поскольку ту же, что и в случае сферических оболочек, массу можно разместить на гораздо больших расстояниях от центра ( $\sim 1000$  мкм), при этом работа совершается на большем пути, что заметно снижает требования к пиковой мощности лазерного импульса. Безусловно, подобные мишени имеют и недостатки. При слишком малых углах раствора конической полости существенное влияние на процесс сжатия и нагрева мишени могут оказать продукты испарения стенок полости вплоть до полного перекрытия канала и отсечения оболочечного сегмента от лазерного луча. Возникают вопросы о влиянии условий в пристеночной области на устойчивость сжатия вещества мишени, о поведении тяжелого материала на заключительной стадии процесса, в частности об образовании и размерах каверны в вершине конической полости, и др.

В данной работе представлены некоторые результаты двумерных расчетов (с использованием переменных Эйлера) подобных мишеней, выполненных на основе изложенного в [8] консервативного варианта сеточно-характеристического метода [9]. Математическая модель происходящих в высокотемпературной плазме физических процессов, как и в [8], включала поглощение внешнего лазерного излучения (в одномерной постановке вдоль радиальных направлений), гидродинамическое движение,