

ЛИТЕРАТУРА

1. Zenskov V. S., Belorukova I. N. et al. Solidification of copper and silver in near-zero-g experiments.— Acta Astronaut., 1982, v. 9, N 10.
2. Вайнберг А. М. Об одном существенном уточнении классической постановки задачи Стефана.— Тр. Второй конф. «Дифференциальные уравнения и приложения». Болгария. Руссе, 1982.
3. Кикони И. К. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.
4. Акустические кристаллы/Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1976.
5. Галактионов Е. В., Тропи Э. А. Асимптотический метод расчета термоупругих напряжений в тонком стержне.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, № 7.
6. Коваленко А. Д. Термоупругость. Киев: Вища шк., 1975.
7. Овсянников Л. В. Введение в механику сплошных сред. Новосибирск: НГУ, 1976.
8. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. М.: Мир, 1969, т. 2.

Поступила 18/IX 1984 г.

УДК 535.211 : 536.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОКУМУЛЯТИВНОЙ ТРУБКИ НА ПОВЕРХНОСТЬ СТАЛЬНОЙ СТЕНКИ

А. И. БЫВШИХ, В. И. КИРКО, Н. И. ПАК

(Красноярск)

В [1] экспериментально исследована возможность термической обработки внутренней поверхности стального канала газоккумулятивным зарядом. Поверхностный слой образца, подвергнутого воздействию, обычно состоит из зоны застывшего расплава ~ 20 мкм и зоны термического влияния ~ 30 мкм, где в стали происходили структурные превращения $\alpha - \gamma - \alpha'$. Воздействие взрыва газоккумулятивного заряда сопровождается значительным уносом массы с поверхности канала. Глубина унесенного слоя может достигать 100 мкм. Подобные значения глубин зон расплава и термического влияния, а также глубины унесенного слоя трудно объяснить тепловым влиянием на стенку сгустком ударно-сжатого газа, образующегося перед газоккумулятивной струей продуктов взрыва (СПВ). В основу механизма уноса, а также появления зон расплава и термической закалки следует положить конвективное воздействие СПВ, следующей за ударно-сжатым газом. Действительно, расчет тепловых потоков в стенку канала со стороны плазменного сгустка и СПВ можно провести по формуле [2] $q = St \rho u (h + u^2/2)$, которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [3]. Для оценки параметров плазмы и кумулятивной струи можно рассмотреть приближенную модель газодинамического течения в газоккумулятивных зарядах [4]. В соответствии с ударной адиабатой воздуха при массовой скорости $u = 10,5$ км/с давление $p = 1600 \cdot 10^5$ Н/м², а значения плотности и энтальпии в ударно-сжатом газе $\rho_1 = 1,4 \cdot 10^{-2}$ г/см³, $h_1 = 66$ кДж/г, а в СПВ $\rho_2 = 0,54$ г/см³, $h_2 = 0,58$ кДж/г. Число Рейнольдса для плазмы (при вязкости воздуха $\nu_1 = 2 \times 10^{-3}$ г/(см·с) [5]) имеет значение $Re_1 = 8 \cdot 10^6$, а для СПВ по выбранной модели $Re_2 = 10^8$ (при $\nu_2 = 10^{-3}$ г/(см·с)). Критерий теплоотдачи St (число Стантона) для возникающего турбулентного пограничного слоя вычисляется по формуле [3] $St = 0,0288 Re^{-1/5} Pr^{-2/3}$. Числа Рейнольдса Re и Прандтля Pr определялись из физических свойств пограничного слоя при характерной температуре

$$T = T_r + 0,5(T_c - T_r) + 0,22(T_0 - T_r),$$

где T_r , T_c — температура ядра газового потока и стенки соответственно; T_0 — температура торможения:

$$T_0 = T_r \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right);$$

γ — показатель адиабаты; M — число Маха. При данных предположениях тепловой поток на стенку канала из ударно-сжатого газа $q_1 = 5,7 \cdot 10^8$ Вт/см², а из продуктов детонации $q_2 = 10^8$ Вт/см². Большее значение q_2 обеспечивается главным образом за счет большего значения плотности ρ_2 . Приведенные оценки показывают доминирующее влияние кумулятивной струи продуктов взрыва на процесс теплообмена с каналом.

Возможны два механизма уноса вещества с поверхности канала. Первый объясняет унос за счет расплавления поверхности и непрерывного сноса расплава газовым потоком вследствие высоких значений касательных напряжений на границе продукты взрыва — металл. Второй механизм предусматривает достижение поверхностью стенки температуры кипения и интенсивное диффузионное испарение через ламинарный подслои течения с последующим перемешиванием испарившихся атомов в турбулентном ядре потока.

В том и другом случае можно оценить глубину унесенного слоя по приближенному соотношению, вытекающему из теплового баланса на границе газ — металл [6]:

$$\delta = q_2 \tau / (\rho L_{1,2} + \rho c T_{1,2}^*),$$

где τ — время воздействия газового потока СПВ на стенку, равное 10^{-5} с; c , ρ — удельная теплоемкость и плотность стенки; $L_{1,2}$ — теплота испарения и плавления; $T_{1,2}^*$ — температура плавления и кипения. Используя значение теплового потока от СПВ $q_2 = 10^8$ Вт/см², получаем, что глубина уноса при первом механизме $\sim 10^{-1}$ см, а при втором $\sim 10^{-2}$ см, что по порядку величин согласуется с экспериментальными данными. Поэтому на унос вещества могут влиять оба механизма. В данной работе рассматривается механизм уноса испарением.

Интенсивное испарение стенки может изменить структуру пограничного слоя и соответственно уменьшить тепловой поток на стенку. Это произойдет, если газокINETическое давление паров превосходит давление в струе потока p . ГазокINETическое давление паров металла у стенки $\sim nkT_2^* \sim 5 \cdot 10^7$ Н/м² (n — плотность насыщенного пара), что в 3 раза меньше давления в струе. Такая оценка свидетельствует о том, что испарение не может существенным образом изменить структуру пограничного слоя. При этом изменение удельного теплового потока на стенку за счет кINETической энергии испаренного вещества составляет

$$\Delta q \sim \frac{3}{2} \frac{RT_2^*}{\mu} \frac{d\delta}{dt} \rho,$$

где $d\delta/dt$ — скорость фазовой границы пар — металл; R — универсальная газовая постоянная; μ , ρ — молекулярный вес и плотность испаренного вещества. Величина $\Delta q \sim 10^5$ Вт/см² при заданных условиях для стального канала, $\Delta q \ll q_2$.

Для проведения численного моделирования тепловая задача на стенке канала формулируется следующим образом (фиг. 1, а). Вдоль некоторого участка стенки канала движется плазменный сгусток длины $s_1 = (y + l)/\beta$ (β — степень сжатия, l — длина заряда) и кумулятивная струя продуктов детонации длины $s_2 = l/(u/V - 1)$ [4] (V — скорость детонации ВВ). Пренебрегая небольшой неустойчивостью контактной границы между плазмой и продуктами взрыва [7], а также незначительным расширением продуктов детонации за счет волны разрежения, можно принять, что на поверхность стенки в течение времени $\tau_1 = s_1/u$ действует поток $q_1 = St \rho_1 u (h_1 + u^2/2 - h_c)$, а в течение последующего промежутка времени $\tau_2 = s_2/u$ поток $q_2 = St \rho_2 u (h_2 + u^2/2 - h_c)$ (h_c — энтальпия стенки). Здесь индекс 1 относится к параметрам плазмы, а 2 — к продуктам детонации. В поверхности стальной стенки могут возникнуть три фазовых фронта: структурного $\alpha - \gamma$ превращения, плавления и испарения. Математическая модель возникающей многофронтной задачи Стефана и метод ее решения рассмотрены в [8]. Если поверхность стенки нагревается до температуры кипения, то в силу сноса испарившихся паров обтекаемым потоком газа принимаются условия

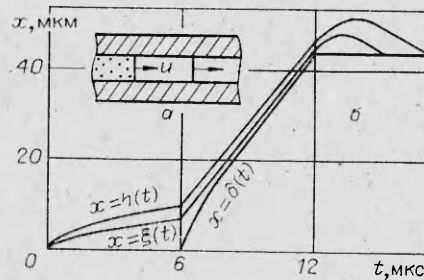
$$q = L\rho \frac{d\delta}{dt} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\delta(t)}, \quad T(t, \delta(t)) = T_2^*,$$

где L , δ — теплота и координата границы испарения; λ — теплопроводность стенки; T_2^* — температура кипения, рассчитываемая из соотношения Клапейрона — Клаузиуса

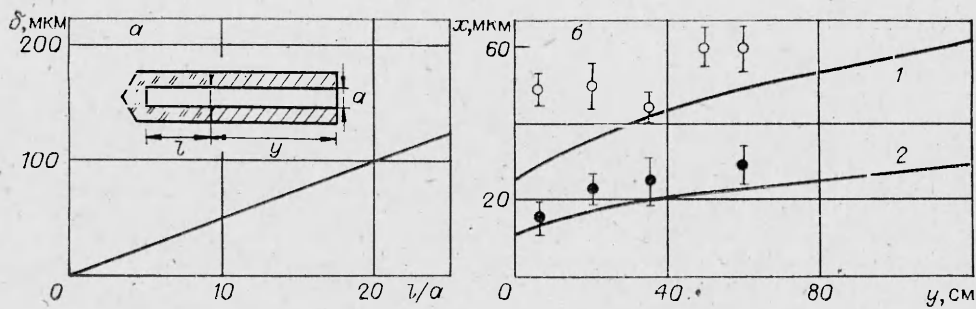
$$T_2^* = T_0^* \left/ \left(1 - R \frac{T_0^*}{L} \ln \frac{p_0}{p} \right) \right.$$

(p_0 , T_0^* — нормальное давление и температура кипения при нормальном давлении).

На фиг. 1, б показана динамика движения фазовых фронтов испарения $x = \delta(t)$, плавления $x = \xi(t)$ и структурного $\alpha - \gamma$ перехода $x = \eta(t)$ на участке, расположенном на расстоянии 55 см от начала канала при следующих параметрах заряда ВВ: скорость детонации $V = 7.5$ км/с, длина заряда $l = 15$ см, внутренний диаметр 1,5 см. За время действия плазменного сгустка $0 < t \leq \tau_1$ ($\tau_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ с) в глубь стенки продвигаются два фронта: структурного $\alpha - \gamma$ перехода и плавления. При последующем воздействии продуктов детонации ($\tau_1 < t \leq \tau_1 + \tau_2$, $\tau_2 = 6 \cdot 10^{-6}$ с) возникает фронт испарения, причем скорость границы испарения превышает скорость проплавления. Это означает, что образовавшийся расплав за счет воздействия плазменного сгустка частично или полностью испаряется в продуктах детонации. Дальнейший ход кривых ($t > \tau_1 + \tau_2$) отражает стадию остывания прогретого слоя.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

На фиг. 2, а представлена зависимость количества унесенной массы с поверхности от расстояния вдоль канала. Полученные значения δ позволяют предположить, что унос массы может быть существенным образом обусловлен испарением стенки при прохождении кумулятивной струи продуктов взрыва.

Металлографический анализ образцов, вырезанных из труб, обработанных газокумулятивным зарядом, показывает [1], что в некоторых образцах имеются зоны застывшего расплава и термического влияния. Образование этих зон связано с действием расширившихся продуктов детонации в волне разрежения. Зависимость теплового потока на стенку от времени в этой части газодинамического течения струи можно приближенно представить как $q_3 = q_2(1 - t/\tau_3)$, где τ_3 — время действия волны разрежения.

Фиг. 2, б иллюстрирует сопоставление расчетных глубин проплавления (кривая 2) и термической закалки (кривая 1) с измеренными экспериментально [1] по длине стальной трубы (при длине заряда $l = 28$ см). Увеличение толщин этих зон к концу канала обусловлено увеличением размера волны разгрузки и соответственно времени воздействия τ_3 .

Процесс термообработки стенки канала может сопровождаться диффузионным насыщением расплава компонентами продуктов взрыва. Процесс диффузионного насыщения расплава происходит в основном при воздействии расширяющихся продуктов взрыва (ПВ). Диффузией элементов из плазмы и из основного потока струи ПВ можно пренебречь в силу вышеизложенного анализа теплового воздействия. Большие температурные градиенты в расплаве, усугубленные высоким значением температуры кипения (6000—8000 К), облегчают процесс диффузии из-за существенной зависимости коэффициента диффузии D от температуры. В приближении Эйнштейна — Стокса D можно определить по формуле

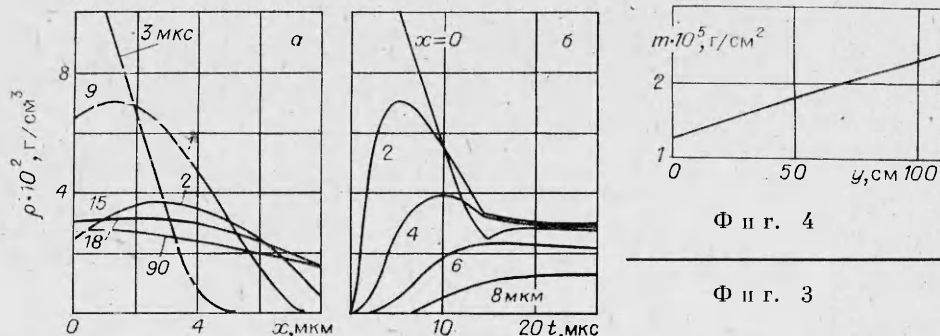
$$(1) \quad D = kT/6\pi\eta r,$$

где k — постоянная Больцмана; η — вязкость расплава; r — радиус диффундирующей частицы. Пренебрегая диффузией в твердой фазе и принимая на поверхности условие массообмена по закону Ньютона, имеем

$$-D\partial\rho_i/\partial x|_{x=\delta} = \alpha(\rho_i - \rho_c) = q_d,$$

где ρ_i — концентрация i -го компонента ПВ; ρ_c — концентрация на поверхности стенки; α — коэффициент массообмена; q_d — диффузионный поток. Можно считать, что процесс диффузии удовлетворяет классической краевой задаче переноса [9]. Если пренебречь влиянием примеси на тепловой режим в стенке, то на фазовой границе можно принять условие $\partial\rho_i/\partial x|_{x=\xi(t)} = 0$.

Анализ состава конечных продуктов детонации [10] показывает, что основной диффундирующий компонент ПВ — атомарный азот. Значение диффузионного потока



Ф и г. 4

Ф и г. 3

азота в предположении полной диссоциации молекул N_2 на поверхности можно оценить, исходя из аналогии Рейнольдса [2]: $q_d \approx q_0/(h + u^2/2)$. Эта оценка дает для диффузионного потока азота из ПВ $q_d \approx 300$ г/(см²·с).

На фиг. 3, а представлены характерные распределения концентрации азота по глубине расплава в различные моменты времени. Граничное условие (1), определенное для волны разрежения в ПВ, приводит к тому, что максимум концентрации достигается не на поверхности, а в глубине стенки (кривые 1, 2). Динамика изменения концентрации в различных точках по глубине стенки показана на фиг. 3, б. В дальнейшем максимум концентрации смещается к поверхности и окончательное распределение прироста в стенке сглаживается.

На фиг. 4 дан расчет зависимости массы азота в стенке от расстояния по длине канала. Масса азота m на расстоянии 1 м от начала канала достигает $2,4 \cdot 10^{-5}$ г/см², а на поверхности концентрация азота составляет 0,4% по массе при характерной глубине диффузионной зоны 15 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кирко В. И., Швецов Г. А., Чистяков В. П. Упрочнение внутренних поверхностей стальных труб с помощью плазмы, генерированной взрывом. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1982, вып. 2.
2. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.
3. Ишуткин С. Н., Кирко В. И., Симонов В. А. Исследование теплового воздействия ударно-сжатого газа на поверхность соударяющихся пластин. — ФГВ, 1980, т. 16, № 6.
4. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
5. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы/Под ред. С. Л. Полака. М.: Наука, 1974.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
7. Давыдов А. М., Лебедев Е. Ф. и др. Неустойчивость Рэлея — Тейлора на границе плазма — продукты взрыва. — ТВТ, 1983, № 2.
8. Пак Н. И. Численный метод решения многофронтной задачи Стефана с использованием подвижных сеток. — ИФЖ, 1983, т. 45, № 3.
9. Лыков А. В. Теплообмен (справочник). М.: Энергия, 1978.
10. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

Поступила 9/VII 1984 г.

УДК 539.3

ОБ ОТРАЖЕНИИ ПЛОСКОЙ ПРОДОЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПОСТОЯННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТ ПЛОСКОЙ ЖЕСТКОЙ ГРАНИЦЫ НЕЛИНЕЙНОЙ УПРУГОЙ СРЕДЫ

А. А. БУРЕНИН, В. В. ЛАПЫГИН

(Воронеж)

Следствие второго закона термодинамики в газовой динамике — известная теорема Цемплена о существовании только ударных волн сжатия, при этом свойства системы дифференциальных уравнений газовой динамики таковы, что они приводят к решениям, согласующимся с этой теоремой. Подобная, с некоторыми дополнительными условиями, ситуация осуществляется и для квазипродольных (объемных) ударных волн в упругой среде. В частности, при постановке автомодельных задач нелинейной динамической теории упругости [1] часто заранее можно определить, что передний фронт распространяющихся по упругой среде объемных деформаций является либо ударной, либо центрированной волной в зависимости от того, к сжатию или расширению среды приводит вносимое возмущение. Иная ситуация складывается для квазипоперечных (сдвиговых) ударных волн. Отметим, что [2] чисто поперечные ударные волны, приводящие только к сдвигу без изменения объема, могут существовать в нелинейной упругой среде только при специальном деформированном состоянии перед поверхностью разрыва. В действительности это означает, что ударная волна сдвига всегда будет в то же время волной изменения объема. В [2] показано, что при этом объемные деформации имеют второй порядок малости по сравнению со сдвиговыми и для реальных материалов приводят к расширению среды. С другой стороны, в [3] на примере автомодельной задачи о чистом сдвиге упругого полупространства получено, что центрированная сдвиговая волна при тех же свойствах упругой среды также приводит к расширению. Таким образом, имеется возможность получить два решения одной и той же автомодельной задачи нелинейной динамической теории упругости в зависимости от ее постановки. Автомодельные динамические задачи нелинейной теории упругости рассматривались в [1, 3—5], ударные волны в упругой среде — в [2, 6, 7].