

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд, Е. И. Тимофеев

(Москва)

Исследование процессов тепло- и массообмена пленки жидкости и газового турбулентного пограничного слоя за ударной волной имеет важное значение для понимания механизма гетерогенной детонации в системе пленка жидкости — газообразный окислитель. Предположение о ведущей роли процесса испарения жидкости [1—5] не позволяет описать все особенности гетерогенной детонации, рассчитать длину зоны горения, установить влияние физических свойств жидкости на параметры детонационной волны. В условиях турбулентного газового пограничного слоя на границе раздела газ — жидкость появляются крупномасштабные возмущения [6—10], а поверхность пленки представляет собой нерегулярную структуру волн и всплесков, с гребней которых срываются капли жидкости. Капли проникают в пограничный слой и уносятся высокоскоростным газовым потоком вниз по течению. Опыт показывает [6—9], что при высоких динамических скоростях газа массоунос каплями более существен, чем испарение. В настоящее время нет достаточных оснований пренебрегать, как в [1—5], процессом срыва. В [11] показано, что для числа Рейнольдса пленки жидкости $Re > 100$, определяемого по толщине пленки, на ее поверхности развивается система волн неустойчивости, способная полностью разрушить пленку. В [6] появление развитой неустойчивости на поверхности раздела описано с помощью безразмерной скорости жидкости W^+ , находимой по формуле

$$W^+ = m_b / \mu_L \quad (1)$$

Здесь $m_b = \int_0^\delta \rho_L u dy$ — удельный массовый расход жидкости на единицу

ширины потока; δ — средняя толщина пленки; ρ_L — плотность жидкости; μ_L — вязкость; u — скорость; W^+ — число Рейнольдса жидкости. В диапазоне $90 < W^+ < 150$ на поверхности жидкости развивается динамически неустойчивая структура, что примерно соответствует переходному режиму течения в пленке. В литературе не существует теоретического анализа влияния процесса срыва капель на течение за ударными и детонационными волнами, поэтому целесообразно использовать эмпирические корреляции, основанные на большом экспериментальном материале. В настоящей работе проведен анализ относительного вклада двух различных процессов смесеобразования за ударными волнами и построена диаграмма режимов массообмена.

Распространение ударной волны в системе газ — пленка рассмотрим в системе координат, связанной с фронтом волны (рис. 1). Сформулируем основные допущения задачи: 1) теплофизические свойства жидкости и газа постоянны, 2) движение жидкости в пленке ламинарное, 3) турбулентный пограничный слой в газе начинается сразу за фронтом волны, 4) профили скорости, энтальпии и концентрации пара в газовом пограничном слое подобны, 5) стенка адиабатическая.

Допущение 2 справедливо для достаточно тонких пленок, в которых турбулентность проявляется только на поверхности раздела, создавая эффект ее «шероховатости». Предположение 3 подтверждается экспериментально [11]. Будем рассматривать процессы, происходящие в непосредственной близости от фронта волны за время, малое по сравнению со временем прогрева стенки, что подтверждает справедливость допущения 5.

В пленке после прохождения ударной волны индуцируется слой, в котором жидкость под действием трения вовлекается газовым потоком

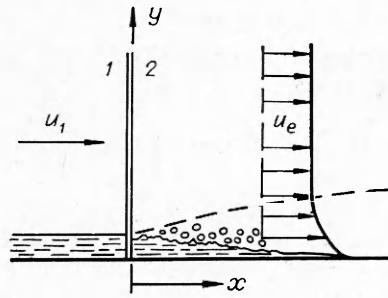


Рис. 1. Система координат.

1 — область перед ударной волной; 2 — область за ударной волной; u_1 — скорость ударной волны.

в движение. На расстоянии x_c от фронта слой смыкается со стенкой и начинается участок гидродинамической стабилизации потока. На некотором расстоянии от фронта в пленке устанавливается линейный профиль скорости. Воспользуемся результатами [12] для описания профиля скорости на участке $0, x_c$

$$u = u_1 - u_2 A \exp [-(\delta - y)/\alpha_e \sqrt{x}].$$

Здесь $A = (\rho_2/\rho_L)^{2/3}(\nu_2/\nu_L)^{1/3}$; $\alpha_e = (4\nu_L/Au_2)^{1/2}$; ν — кинематический коэффициент вязкости; индексы 1, 2 и L характеризуют параметры газа перед волной, за волной и жидкой пленки соответственно. Интеграл, входящий в правую часть (1), $m_b \approx \rho_L u_2 A \alpha_e \sqrt{x}$. На участке гидродинамической стабилизации потока жидкости профиль скорости слабо отличается от линейного, поэтому здесь $m_b = 0,5\rho_L u_2 A \delta$. Поскольку скорость поверхности пленки значительно ниже u_2 , распределение температуры в жидкости находится из уравнения для неподвижной пленки

$$u_1 \frac{\partial T}{\partial x} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

и граничных условий

$$x = 0, T = T_1; y = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0; y = \delta, T = T_i.$$

Здесь a — коэффициент температуропроводности жидкости; T — температура; T_i — температура поверхности пленки. Решение уравнения при данных граничных условиях имеет вид [13]

$$T = T_i - 4(T_i - T_1)/\pi \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\lambda_n x/u_1) \sin[\pi(2n+1)(\delta-y)/2\delta]/(2n+1),$$

$$\lambda_n = a[\pi(2n+1)/2\delta]^2.$$

Тепловой поток в пленку определяется следующим образом:

$$q_i = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta} = \frac{2\lambda(T_i - T_1)}{\delta \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\lambda_n x/u_1)}. \quad (2)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности жидкости. Поскольку толщина пленки δ и температура поверхности T_i в сечении x не известны, поток q_i не определен. Эти параметры рассчитываются из условия сопряжения решений в газовом турбулентном пограничном слое и в пленке жидкости.

Рассмотрим процессы на гладкой поверхности жидкости. Унос жидкости вследствие испарения определяется с учетом допущения 4 из уравнения [14]

$$(\rho v)_v = q_w C_v / (I_2 - I_i)(1 - C_v). \quad (3)$$

Здесь C_v — массовая концентрация пара на поверхности пленки; q_w — поток тепла из газа на поверхность пленки жидкости; I_2 и I_i — полные энтальпии газа на внешней границе пограничного слоя и у поверхности пленки. Введем коэффициент ослабления теплового потока вследствие

испарения жидкости [14]

$$\psi = q_w/q_{0w} = 1 - \beta f. \quad (4)$$

Здесь q_{0w} — тепловой поток на неиспаряющуюся поверхность; $f = (\rho v)_v(I_2 - I_i)/q_{0w}$; $\beta = 0,2(M_g/M_v)^{0,4}$ для турбулентного пограничного слоя; M_g и M_v — молекулярная масса газа и пара. Введение коэффициента ψ упрощает анализ, который теперь сводится к расчету тепловых потоков и трения для задачи без массообмена. По закону Дальтона давление пара на поверхности пленки p_v с учетом (3) и (4) определяется из соотношения

$$p/p_v = 1 + (1 - \beta f)M_v/fM_g. \quad (5)$$

Здесь p — давление парогазовой смеси в пограничном слое. Из условия для пограничного слоя $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ следует, что $p = p_2$. Пусть испарение жидкости лимитируется процессом диффузии пара от поверхности пленки, тогда можно предположить наличие локального термодинамического равновесия парогазожидкостной системы на поверхности пленки. Это предположение не противоречит факту неравновесности системы, а означает, что диссипативные процессы у поверхности пленки настолько значительны, что исключаются большие отклонения от статистического равновесия. При этом давление пара на поверхности жидкости близко к его равновесному значению, зависящему только от температуры насыщения пара или температуры поверхности пленки. Опираясь на выдвинутые положения, будем полагать $p_v = p_v^H$ (p_v^H — давление насыщенного пара на поверхности). Пренебрегая радиационным и конвективным потоками тепла вдоль пленки, из уравнения баланса тепла на границе раздела найдем

$$q_w = q_i + (\rho v)_v r. \quad (6)$$

Здесь r — удельная теплота парообразования жидкости. Объединяя (4), (5) и (6), получим уравнение для температуры поверхности пленки

$$q_i/q_{0w} = 1 - [\beta + r/(I_2 - I_i)]/[\beta + (p_2/p_v^H - 1)M_g/M_v]. \quad (7)$$

Для расчета потока q_{0w} используем предположение Майрлса [4] о справедливости закона трения Блазиуса для рассматриваемой системы

$$\tau_{0w}/\rho_2 u_2^2 = 0,0225 (\nu_2/\delta_g u_2)^{0,25}.$$

Здесь τ_{0w} — напряжение трения на поверхности в отсутствии испарения; δ_g — толщина пограничного слоя в газе. Пусть профиль скорости в турбулентном пограничном слое описывается законом [4]

$$(u_1 - u)/(u_1 - u_e) = \eta^{1/7}, \quad \eta = y/\delta_g,$$

тогда

$$\delta_g = (-0,0281 u_2^2 x / u_e^2 \Theta)^{0,8} (\nu_2 / u_2)^{0,2}, \quad \Theta = \int_0^1 \rho u / \rho_e u_e (1 - u/u_e) d\eta.$$

Применяя аналогию Рейнольдса, получаем соотношение для теплового потока

$$q_{0w} = \tau_{0w}(I_2 - I_i)/u_2. \quad (8)$$

Текущая толщина пленки определяется из условия отсутствия потока массы из газа в жидкость. Соотношения (2), (7) и (8), а также конкретный закон $p_v^H(T)$ позволяют методом последовательных приближений рассчитать температуру поверхности пленки жидкости и все параметры задачи.

Из уравнения (7) можно рассчитать температуру, до которой максимально прогревается жидкая пленка. Действительно, полагая $q_i = 0$, получим

$$\frac{r}{I_2 - I_{i\max}} = \frac{(p_2/p_{v\max}^H - 1)M_g}{M_v}, \quad (9)$$

где $I_{i\max}$ — термодинамическая характеристика задачи.

Перейдем к анализу процессов на возмущенной поверхности с нерегулярной структурой волн неустойчивости и срывом капель. Для этого необходимо ввести закон трения над шероховатой поверхностью и привлечь дополнительные сведения о справедливости аналогии Рейнольдса. Кроме того, следует показать, что капли жидкости оказывают незначительное влияние на процессы у поверхности пленки.

Рассмотрим структуру поверхности жидкости при прохождении ударной волны в газе над пленкой. Приведем критерий устойчивости (1) к виду

$$u_1 \delta A / v_L < 180 \left(\frac{\gamma + 1}{2} M_1^2 \right)^{1/3} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right)^{2/3} / (M_1^2 - 1). \quad (10)$$

Здесь M_1 — число Маха ударной волны. На участке $(0, x_c)$ вместо δ следует рассматривать величину $\delta = 9,2 \alpha_c \sqrt{x}$. Экспериментальные исследования [6—10] показывают, что структура поверхности пленки претерпевает качественные изменения в зависимости от толщины пленки и динамической скорости набегающего потока. Для очень тонких пленок характерна гладкая поверхность. С ростом δ на поверхности появляются длинноволновые возмущения малой интенсивности, которые в дальнейшем сменяются нерегулярной трехмерной структурой коротких волн и всплесков со срывом капель. В [16] получена корреляция результатов измерений среднеквадратичного (по времени) отклонения возмущенной поверхности жидкости от средней толщины пленки для широкого диапазона чисел Рейнольдса жидкости

$$\Delta = 0,073 (\tau_i / \rho_L g)^{0,35} \delta^{0,65}. \quad (11)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести; τ_i — напряжение трения на поверхности пленки со стороны жидкости, которое в случае гладкой поверхности рассчитывается по аналогии Рейнольдса

$$\tau_i = \tau_w = \tau_{0w} (1 - \beta f).$$

Результаты [8] свидетельствуют о справедливости аналогии Рейнольдса и для сильно возмущенной поверхности пленки со срывом капель. Таким образом, необходимо рассчитать напряжение трения на шероховатой поверхности в отсутствии испарения. Согласно [15, 16], удвоенное значение параметра Δ соответствует коэффициенту эквивалентной песочной шероховатости Никурадзе, т. е. $k = 2\Delta$. Поскольку критерий (10) определяет область чисел Re жидкости, при которых на поверхности пленки существует развитая структура возмущений, обтекание пленки высокоскоростным газовым потоком происходит в режиме полного проявления шероховатости. Это позволяет рассчитывать напряжение трения по формулам для шероховатой пластины, а по (11) найти параметр k . Тепловой поток может быть определен по аналогии Рейнольдса или из следующих соображений. Сравнение результатов [15—17] показывает, что отношение длины волны возмущения к его амплитуде при высоких скоростях набегающего потока составляет 0,5—1,5. Таким образом, для расчета теплообмена турбулентного пограничного слоя и жидкости можно принять, что на поверхности пленки имеет место равномерно распределенная плотная «шероховатость». Тогда, согласно [18], тепловой поток на возмущенную пленку жидкости приблизительно в 1,9 раза выше, чем на гладкую.

Рассмотрим влияние капель на характеристики газового турбулентного слоя. Степень влияния капель на параметры течения зависит от их размера, количества и времени пребывания в пограничном слое. Для расчета среднего диаметра капель воспользуемся корреляцией из [19]

$$d_s = 0,5 \frac{\sigma_L^{0,6} \rho_L^{0,25}}{\rho_2^{0,85} u_2^{1,2}} \delta^{0,4} + 0,107 \left(\frac{M_2^2}{\sigma_L \rho_L} \right)^{0,45} \delta^{0,55}.$$

Здесь σ_L — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; d_s — средний диаметр капель, определяемый как $d_s = \Sigma n d^3 / \Sigma n d^2$, где n — число ка-

пель; d — их диаметры. Для волны с $M_1 = 2$ в воздухе, скользящей по поверхности водяной пленки толщиной 1 мм, $d_s \approx 10$ мкм. В силу малости размеров капли движутся в потоке со скоростями, близкими к скорости течения в соответствующих точках. Скорость гравитационного оседания мелких капель в высокоскоростном потоке пренебрежимо мала, а процесс всплывания капель под действием архимедовой силы несуществен. Это позволяет рассматривать капли жидкости как пассивную примесь, распределенную в поле неоднородной турбулентности. Из соображений размерности [20] следует, что средняя вертикальная скорость диффузии частиц примеси от поверхности пленки пропорциональна $\sqrt{\tau_w/\rho_2}$ и составляет в воздухе 3—4 м/с при $M_1 = 2$. Можно сказать, что при высоких скоростях потока капли лишь незначительное время пребывают вблизи пленки и испаряются в основном вдали от ее поверхности, не оказывая существенного влияния на процессы тепло- и массообмена у поверхности жидкости. Время испарения капли, рассчитанное по закону [21]

$$t = \frac{d_s^2 \rho_L}{8 \rho_2 D_2 \ln [1 + (T_2 - T_i)/r]}$$

где D_2 — коэффициент молекулярной диффузии, составляет для капель воды при $M_1 = 2$ около 1 мс. За это время частица примеси вылетит за пределы пограничного слоя, прежде чем испарится. Экранирующий эффект облака капель играет незначительную роль в общем балансе тепла.

Пользуясь данными из [8], рассмотрим процесс срыва капель за волной. Унос массы из пленки при постоянной скорости набегающего потока составит

$$m' = (1 + \varepsilon)m_v + e_0 m. \quad (12)$$

Здесь $m_v = \int_0^x (\rho v)_v dx$; m' — поток массы за счет испарения и срыва;

m — массовая скорость вдува жидкости через пористую стенку. Параметр шероховатости ε характеризует интенсификацию турбулентного теплообмена между пограничным слоем и поверхностью жидкости вследствие возмущенности поверхности раздела. Если пленка гидродинамически гладкая, $\varepsilon = 0$. Параметр срыва e_0 характеризует относительную скорость массоуноса каплями. Установлено [8], что $\varepsilon = 3/S^{0.8}$, $e_0 = 1 - \exp[-5 \cdot 10^{-5} S/\sigma_L - 0,05]$, где $S = \sqrt{\rho_2 u_2^2 (T_2/T_i)^{0.25}}$. Скорость m' измерялась на расстоянии 25,4 см от конца пористого участка пластины. Предположим, что текущий массовый поток жидкости за счет срыва капель пропорционален удельному расходу жидкости на единицу ширины потока в сечении x [9]

$$\frac{dm_E}{dx} = B(x) m_b.$$

С учетом (12) получаем

$$m_E = \int_0^x 1,97 \cdot 10^{-4} [S/\sigma_L - 1000] m_b dx, \quad (13)$$

т. е. $B = 1,97 \cdot 10^{-4} [S/\sigma_L - 1000]$. Соотношение (13), справедливое для произвольного сечения x , вместе с критерием устойчивости (10) позволяет рассчитывать поток массы, уносимый каплями с поверхности пленки. Количество капель, унесенных потоком с поверхности жидкости, оценивается исходя из потока m_E и средней массы единичной капли.

Расчет параметров системы по (7) возможен при условии, что известен закон изменения толщины пленки в зависимости от расстояния до фронта волны и условий задачи. Такой закон получается из соотношений

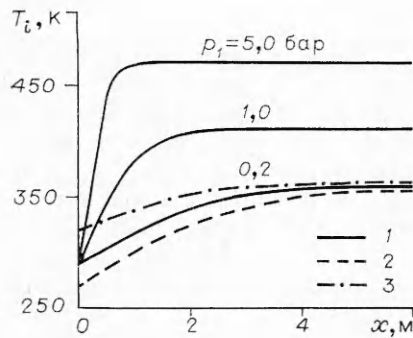


Рис. 2. Температура поверхности пленки воды за ударной волной; $T_1 = 293,16$ (1), $273,16$ (2) и $323,16$ K (3).

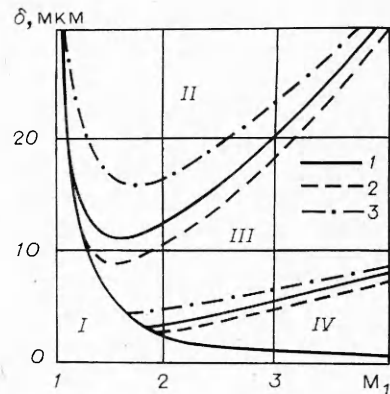


Рис. 3. Диаграмма режимов массообмена пленки воды и потока воздуха за ударной волной; начальное давление $p_1 = 1$ атм (обозначение линий аналогично рис. 2).

(12), (13) и условия отсутствия массового потока из газа в жидкость

$$\begin{aligned} \text{при } x \leq x_c \quad \delta &= \delta_1 \exp[-1,5Bx - 2(\rho v)_v \sqrt{x} / \rho_L u_2 A \alpha_e], \\ \text{при } x > x_c \quad \delta &= [\delta_c - 2,5(\rho v)_v x / \rho_L u_2 A] / [1 + B(x - x_c)]. \end{aligned} \quad (14)$$

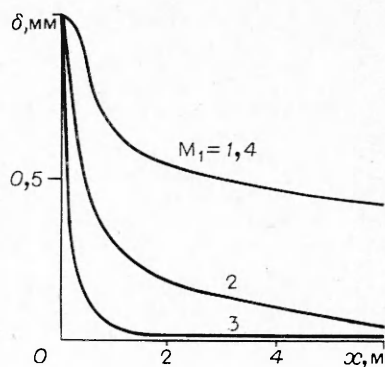
При выводе (14) учитывалось, что B слабо зависит от x . Соотношение (14) вместе с критерием (10) позволяет определить также сечение, начиная с которого срыв капель прекращается.

По изложенной методике проведен расчет характеристик системы пленка воды — воздух при различных условиях перед ударной волной. Следует отметить, что состояние системы перед ударной волной во многом определяет процессы, происходящие за фронтом волны. Например, при высокой начальной температуре T_1 системы и низком давлении p_1 над пленкой образуется парогазовая смесь с высокой концентрацией пара, который сразу за фронтом волны на поверхности пленки будет конденсироваться [22]. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока поверхность пленки не прогреется до температуры, соответствующей некоторому промежуточному давлению насыщенных паров. Дальнейший подвод тепла из газа приведет к тому, что жидкость начнет испаряться. Поскольку за слабыми ударными волнами пленка прогревается медленно, конденсация может затянуться на значительные расстояния за фронтом волны. Кроме того, описанные процессы могут происходить и на поверхности капель, срывающихся с пленки. Таким образом, при исследовании системы с высоколетучей жидкостью или с высокими начальными температурами возникают дополнительные трудности, связанные с учетом процессов конденсации пара за волной. Здесь этот процесс не принимался во внимание, поскольку расчеты проводились для воды при невысоких начальных температурах.

Из рис. 2 следует, что при прочих равных условиях пленка прогревается быстрее при более высоких начальных давлениях воздуха за счет интенсификации теплообмена на поверхности пленки. Повышение максимальной температуры пленки с ростом начального давления объясняется уравнением баланса (9). Увеличение T_1 ведет к сокращению участка прогрева пленки и к некоторому росту максимальной температуры.

На рис. 3 представлена диаграмма режимов массообмена пленки воды и потока воздуха за волной в зависимости от скорости ударной волны и толщины пленки. В области I пленка остается невозмущенной, и массообмен осуществляется исключительно за счет испарения жидкости. В области II определяющую роль в процессе массообмена играет массонос жидкости каплями ($m_v \leq 0,2m_E$), тогда как в области IV основной вклад в массообмен дает испарение жидкости ($m_E \leq 0,2m_v$). Об-

Рис. 4. Изменение толщины пленки воды за ударной волной; $p_1 = 1$ атм; $\delta_1 = 1$ мм.



ласть III объединяет режимы массообмена, в которых оба процесса дают соизмеримый вклад. Для пленок с $\delta = 15 \div 20$ мкм и больше при $M_1 \geq 2 \div 3$ основным механизмом массообмена служит срыв капель с гребней возмущений на поверхности пленки. Изменение начальной температуры системы оказывает незначительное влияние на процессы массообмена на поверхности жидкости (см. рис. 3).

Согласно (10), вид диаграммы во многом определяется вязкостью жидкости. Однако вязкость имеющих практический интерес жидкостей сильно зависит от температуры. Анализ расчетов прогрева слоя жидкости за ударной волной, а также эксперименты [7] показывают, что уже при $M_1 = 2$ различие вязкости веществ практически не отражается на поведении слоя жидкости за волной. Это позволяет предположить, что вид диаграммы не будет заметно трансформироваться при переходе к вязким жидкостям и высоким числам M_1 . К определяющим параметрам задачи при больших M_1 следует отнести поверхностное натяжение жидкости σ_L , ρ_2/ρ_L , p_v^* , δ_1 и M_1 . Диаграмма на рис. 3 описывает режимы массообмена для широкого класса систем жидкая пленка — газ с близкими свойствами. Существенно, что вязкость жидкости на участке прогрева сильно изменяется по толщине пленки, оказывая определяющее влияние на формирование профиля скорости в пленке. Поэтому к числу названных параметров целесообразно добавить коэффициент температуропроводности жидкости.

Рис. 4 иллюстрирует характер изменения толщины пленки за фронтом ударной волны. К моменту прогрева при $M_1 = 3$ пленка имеет толщину, составляющую лишь 5% от начальной толщины δ_1 . Вид кривых на рис. 4 зависит в основном от начальных условий системы, задающих динамический напор потока воздуха. Испарение оказывает малое влияние на изменение δ и существенно лишь на последней стадии, когда пленка попадает в область III на диаграмме режимов массообмена.

Критическая температура поверхности пленки воды достигается лишь при $M_1 \approx 16$. Этот результат имеет чисто теоретический интерес, поскольку при $M_1 \approx 16$ само существование пленки маловероятно. Принимаемое некоторыми авторами предположение о достижимости критической температуры поверхности пленки горючего в системе с горением в газовом пограничном слое при $M_1 \approx 4 \div 5$ требует детального изучения.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при анализе процессов массопередачи при детонации в системе пленка жидкости — газ недопустимо пренебрежение уносом массы жидкости с поверхности пленки за счет трения на границе раздела фаз. Интенсивное испарение капель жидкости в турбулентном пограничном слое может привести к созданию переобогащенного горючим тонкого слоя смеси вблизи стенки трубы и образованию значительных объемов газовой смеси вдали от стенки. Быстрое сгорание этих объемов приведет к возникновению возмущений давления, наблюдаемых в экспериментах.

Поступила в редакцию 4/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1, 133.
2. С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5, 1122.
3. С. А. Лесняк, Я. К. Трошин. ФГВ, 1970, 6, 4, 560.

4. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
5. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5, 209.
6. E. L. Knuth. Jet Propulsion. 1954, 24, 359.
7. L. Persson. Proc. of 4-th Int. Cong. of the Aeronaut. Sci. N. Y.: MacMillan and Co., 1965.
8. R. A. Gater, M. R. Lécuycr. Purdue Univ. TM-69-1, 1969.
9. H. Gold, R. E. Mascola, P. C. Smith. AIAA Paper, 1970, N 152.
10. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 86.
11. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 459.
12. G. I. Taylor. Scientific Papers/Ed. by G. K. Batchelor. V. 3. Cambridge: Univ. Press, 1963.
13. Б. М. Будак, А. А. Самарский, А. М. Тихонов. Сборник задач по уравнениям математической физики. М.: Наука, 1956.
14. E. R. G. Echert. Heat and mass transfer. N. Y., 1959.
15. T. J. Hanratty, J. M. Engen. AIChE J., 1957, 3, 9.
16. L. U. Lilleleht, T. J. Hanratty. AIChE J., 1961, 7, 12, 548.
17. J. A. Shetz. AIAA Paper, 1970, N 89.
18. В. К. Кошкин. Основы теплопередачи. М.: Машиностроение, 1975.
19. A. M. Lefebvre. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 233.
20. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965.
21. C. K. Law. Prog. Energy Combust. Sci., 1982, 8, 171.
22. Н. М. Кузнецов, Е. И. Тимофеев, Б. Е. Гельфанд. ТВТ, 1982, 20, 6, 1153.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский
(Новосибирск)

Интерес к ударно-волновым явлениям в металлах обусловлен как их широким применением в физике высоких давлений, так и все большим проникновением взрывных и других импульсных высокоэнергетических методов обработки в технологические процессы. Умение предсказывать поведение материала при воздействии кратковременных интенсивных нагрузок важно при изучении и практическом использовании явлений сварки и упрочнения взрывом, гидровзрывной штамповки, прессования порошков, получения новых химических соединений, при построении уравнений состояния и т. д.

До недавнего времени изучение ударно-волновых процессов в металлах носило в основном экспериментальный характер. К настоящему времени накоплено достаточно много экспериментальной информации, и центр исследований сместился в сторону построения моделей, способных описать особенности поведения металлов и сплавов в реализующихся при этом условиях. В ряде случаев авторы уточняют и обобщают на рассматриваемые условия традиционные модели упругопластического тела [1—5], в других модели усложняются учетом влияния вязкости [6—8]. Особую группу составляют модели, учитывающие физическую природу пластического деформирования — его дислокационную кинетику [9—15]. Именно эти модели позволяют наиболее точно и детально описывать поведение ударных волн в металлах, включая эффекты расщепления упругопластических волн и выхода упругого предвестника на стационарный режим, затухания амплитуды пластической волны при взаимодействии с догоняющей волной разрежения. К сожалению, данный подход, вследствие недостатка экспериментальных данных о кинетике дислокаций в поликристаллических веществах позволяет пока рассматривать только одномерные нестационарные задачи.

В [16] предлагается использовать дислокационные представления о пластическом деформировании для замыкания модели вязкоупругого тела максвелловского типа [8]. Это позволяет соединить преимущества дислокационных моделей с полнотой описания, достигаемой в многомерных постановках. Методика численного решения задач в рамках этой модели