

УДК 531.66; 536.75

О ПРИРОДЕ ЭНТРОПИЙНОГО СЛЕДА В ЖИДКОСТЯХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

А. Е. Майер, К. В. Хищенко
(ЧелГУ, г. Челябинск; ОИВТ РАН, г. Москва)

Анализируются физические причины образования энтропийного следа на контактной границе соударяющихся тел. Показано, что использование модели вязкой жидкости или упругопластического твердого тела позволяет получить физически обоснованную структуру энтропийного следа, а сам он формируется благодаря процессам диссипации механической энергии (вязкости, пластичности). Включение физической вязкости в исходную систему уравнений движения позволяет получить устойчивое решение численным методом без искусственной или схемной вязкости.

Ключевые слова: энтропийный след, вязкая жидкость, упругопластические деформации, плавление, численный метод.

Введение

Локальное повышение энтропии и температуры, наблюдаемое в численном решении на контактной границе соударяющихся тел или при отражении ударной волны (УВ) от свободной поверхности, получило название энтропийного следа [1]. Поскольку в аналитическом решении соответствующих задач для идеальных невязких жидкостей подобная особенность решения отсутствует, ее принято рассматривать как дефект численной схемы, искажающий решение. Разрабатываются специальные методы устранения энтропийного следа [2–5]. Правильный расчет температуры вблизи контактных и свободных границ особенно актуален в задачах с химической кинетикой, излучением и т. п. (см., например, [6]).

В то же время энтропийный след является физически обоснованным для вязкой жидкости, как и для любой модели среды с диссипацией. Из общих термодинамических соображений следует, что должен наблюдаться тем больший рост энтропии, чем выше степень неравновесности протекающих процессов [7], в частности, чем выше локальная скорость деформации материала. Скорость деформации при формировании УВ вблизи поверхности соударения выше, чем во фронте установившейся УВ. Это следует из того, что в момент удара скорость вещества испытывает скачок на контактной границе, следовательно, скорость деформации (градиент массовой скорости) здесь формально является бесконечной, а скорость деформации во фронте установившейся УВ конечна и определяется толщиной фронта. Поэтому в окрестности контактной границы после прохождения УВ должно наблюдаться неоднородное распределение температуры и энтропии. Физически рост энтропии в неравновесных процессах связан с диссипацией механической энергии, в частности, с вязкостью [8].

Пренебрежение процессами диссипации делает модель идеальной жидкости физически некорректной, и, как следствие, численное решение с такой моделью становится неустойчивым. Для устранения неустойчивости численных схем в модель среды традиционно [9] вводят специально придуманную диссипацию энергии — искусственную или схемную вязкость, которая расширяет сильные разрывы на несколько ячеек сетки. В этом случае образующийся энтропийный след также является искусственным, т. е. характеризует специально придуманный механизм диссипации, а не физический эффект.

В настоящей статье приводятся оценки для зависимости роста энтропии от скорости деформации в вязкой жидкости и упругопластическом твердом теле. Предложен численный метод решения уравнений течения вязкой жидкости или упругопластического твердого тела с пренебрежимо малой схемной вязкостью, показана устойчивость метода при условии выбора достаточно подробной расчетной сетки. На основе предложенного метода проведен анализ структуры физически обоснованного энтропийного следа, образующегося вблизи плоскости соударения металлических пластин.

Рост энтропии и вязкость

Найдем зависимость изменения удельной энтропии dS от скорости деформации $\dot{\epsilon} = \frac{\partial v}{\partial z}$ (v — скорость вещества, z — координата) при одномерном сжатии вязкой жидкости. Вязкие напряжения равны

$$\sigma'_{zz} = \left(\frac{4\eta}{3} + \zeta \right) \frac{\partial v}{\partial z} = \left(\frac{4\eta}{3} + \zeta \right) \dot{\epsilon},$$

где η — сдвиговая вязкость; ζ — объемная вязкость [8]. Мощность работы вязких напряжений, отнесенная к единице объема, равна

$$\sigma'_{zz} \frac{\partial v}{\partial z} = \left(\frac{4\eta}{3} + \zeta \right) \dot{\epsilon}^2.$$

Эта работа приводит к выделению тепла и росту удельной энтропии s со скоростью

$$\frac{ds}{dt} = \left(\frac{4\eta}{3} + \zeta \right) \frac{\dot{\epsilon}^2}{\rho T},$$

где ρ — плотность; T — температура. Скорость изменения плотности среды при этом равна

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\dot{\epsilon},$$

откуда получаем

$$\frac{ds}{d\rho} = - \left(\frac{4\eta}{3} + \zeta \right) \frac{\dot{\epsilon}}{\rho^2 T}. \quad (1)$$

Таким образом, при малом изменении плотности $d\rho$ изменение удельной энтропии ds оказывается прямо пропорционально скорости деформации.

Для установившейся УВ скачок энтропии определяется параметрами состояний по обе стороны от разрыва (иными словами, ударной адиабатой), а толщина волнового фронта (переходного слоя) и скорость деформации в нем определяются скачком энтропии и коэффициентами вязкости вещества. Но, в частности, при соударении двух тел стационарный профиль УВ устанавливается не сразу — в начальный момент времени градиент скорости (скорость деформации) на границе соударяющихся тел формально является бесконечным. В реальности этот градиент ограничен неидеальной формой соударяющихся поверхностей, наклонами и т. д., но все же, на контактной границе его значение больше, чем на фронте установившейся УВ. Поэтому, как следует из соотношения (1), материал в месте контакта с ударником должен нагреваться сильнее, чем за фронтом установившейся волны. Следовательно, энтропийный след является физически обоснованным эффектом для вязкой жидкости.

При моделировании высокоскоростного соударения часто используется приближение идеальной жидкости, где вязкости нет. В результате система уравнений движения среды оказывается физически неполной, что приводит к неустойчивости ее численного решения. Для устранения неустойчивости численных схем вводится искусственная диссипация энергии — искусственная или схемная вязкость, которая увеличивает толщину переходного слоя при сильном разрыве на несколько ячеек

сетки. Такой прием вполне обоснован для газодинамических процессов [1], когда физическая толщина фронта УВ много меньше пространственного разрешения сетки. Но моделирование распространения УВ в конденсированных средах нередко проводится на сетке с размером ячейки меньше толщины фронта. В таком случае предпочтительнее в исходной системе уравнений учесть реальную вязкость вещества, отказавшись от искусственной поправки. В частности, это позволит получить физически обоснованную, не зависящую от расчетной сетки структуру энтропийного следа.

Численная схема для вязкой жидкости

Запишем уравнения одномерного движения вязкой жидкости, используя полные (лагранжевы) производные по времени:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (2)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} (-P + \sigma'_{zz}); \quad (3)$$

$$\rho \frac{dU}{dt} = (-P + \sigma'_{zz}) \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (4)$$

$$\sigma'_{zz} = \eta^* \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (5)$$

где U — удельная внутренняя энергия; $\eta^* = 4\eta/3 + \zeta$ — коэффициент вязкости для одномерного движения.

Для численного решения системы уравнений (2)–(5) будем использовать метод [10], но без введения эффективного объема ячеек при сжатии, являющегося аналогом искусственной вязкости. При дискретизации дифференциальных уравнений скорости и координаты определяются в узлах сетки и нумеруются целыми индексами, а масса вещества и термодинамические параметры приписаны к центрам ячеек и нумеруются полуцелыми индексами. Соотношения численной схемы [10] на новом временном слое имеют следующий вид:

– для скорости

$$v_i^{(n+1)} = v_i^{(n)} + \dot{v}_i^{(n)} \frac{\sin(\omega_i \Delta t)}{\omega_i} + L_i^{(n)} \frac{1 - \cos(\omega_i \Delta t)}{\omega_i^2}; \quad (6)$$

– для координаты

$$z_i^{(n+1)} = z_i^{(n)} + v_i^{(n)} \frac{\sin(\omega_i \Delta t)}{\omega_i} + \dot{v}_i^{(n)} \frac{1 - \cos(\omega_i \Delta t)}{\omega_i^2} + \frac{L_i^{(n)}}{\omega_i^2} \left(\tau - \frac{\sin(\omega_i \Delta t)}{\omega_i} \right); \quad (7)$$

– для внутренней энергии

$$U_{i+1/2}^{(n+1)} = U_{i+1/2}^{(n)} + \frac{-P_{i+1/2}^{(n)} + (\sigma'_{zz})_{i+1/2}^{(n)}}{m_{i+1/2}} \Delta V_{i+1/2} + \frac{\omega_{i+1/2}^2}{2} (\Delta V_{i+1/2})^2. \quad (8)$$

В уравнениях (6)–(8) верхний индекс в скобках обозначает номер временного слоя, а нижний индекс относится к пространственной сетке; $\Delta t = t^{(n+1)} - t^{(n)}$ — шаг по времени; $\Delta V = V^{(n+1)} - V^{(n)}$ — изменение объема ячейки за шаг. Здесь масса $m_{i+1/2}$ и объем $V_{i+1/2}$ ячейки i отнесены к единичной площади поперечного сечения и, в частности, $V_{i+1/2}$ совпадает с линейным размером ячейки i . Для входящих в (6)–(8) величин можно записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \dot{v}_i^{(n)} &= \frac{1}{m_i} \left[(-P + \sigma'_{zz})_{i+1/2}^{(n)} - (-P + \sigma'_{zz})_{i-1/2}^{(n)} \right]; \\ m_i &= \frac{1}{2} (m_{i+1/2} + m_{i-1/2}); \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 L_i^{(n)} &= \frac{1}{m_i} \left(m_{i+1/2} \omega_{i+1/2}^2 v_{i+1}^{(n)} + m_{i-1/2} \omega_{i-1/2}^2 v_{i-1}^{(n)} \right); \\
 \omega_i^2 &= \frac{1}{m_i} \left(m_{i+1/2} \omega_{i+1/2}^2 + m_{i-1/2} \omega_{i-1/2}^2 \right); \\
 \omega_{i+1/2}^2 &= \left(\frac{c_S^2 \rho}{mV} \right)_{i+1/2}^{(n)},
 \end{aligned} \tag{10}$$

где c_S — скорость звука. При выводе уравнений (6)–(8) численной схемы в [10] предполагалось, что в течение временного шага, т. е. при переходе от временного слоя n к слою $n + 1$, происходит адиабатическое сжатие ячеек и давление меняется с изменением объема ячейки V во времени как

$$P_{i+1/2} = P_{i+1/2}^{(n)} + (c_S^2)_{i+1/2}^{(n)} \rho_{i+1/2}^{(n)} \left(1 - \frac{V}{V_{i+1/2}^{(n)}} \right).$$

Масса вещества в лагранжевой ячейке $m_{i+1/2}$ остается постоянной, что позволяет рассчитать плотность на новом временном слое по формулам

$$\rho_{i+1/2}^{(n+1)} = \frac{m_{i+1/2}}{V_{i+1/2}^{(n)}}, \quad V_{i+1/2}^{(n+1)} = z_{i+1}^{(n+1)} - z_i^{(n+1)}.$$

Давление определяется из уравнения состояния [11] по известным значениям плотности и внутренней энергии на новом временном слое:

$$P_{i+1/2}^{(n+1)} = P \left(\rho_{i+1/2}^{(n+1)}, U_{i+1/2}^{(n+1)} \right).$$

Для вязких напряжений из (5) получаем

$$(\sigma'_{zz})_{i+1/2}^{(n+1)} = \frac{\eta^* \left(v_{i+1}^{(n+1)} - v_i^{(n+1)} \right)}{V_{i+1/2}^{(n+1)}}. \tag{11}$$

В исходном численном методе [10] физическая вязкость (5), (11) не учитывалась, поэтому для обеспечения устойчивости решения при вычислении частот (10) в сжимающихся ячейках использовался эффективный объем, который был меньше реального объема ячеек. В результате сжимаемость ячеек при сжатии оказывалась меньше, чем при растяжении, что эквивалентно введению линейной искусственной вязкости, как и было показано в [10]. Авторы настоящей работы вместо искусственно введенного эффективного объема учитывали физическую вязкость (5), (11).

Устойчивость численного решения и энтропийный след в вязкой жидкости

Численно решалась задача, эквивалентная симметричному соударению металлических пластин. Рассматривалась одна из пластин, движущаяся в начальный момент времени против оси OZ со скоростью $-u$. Левая граница расчетной области $z = 0$ неподвижна, правая свободна. В результате торможения вещества у левой границы формировалась движущаяся вправо УВ, скачок скорости вещества в УВ равен u .

Моделирование показало, что при $\eta^* = 0$ решение неустойчиво — возникают сильные колебания параметров за фронтом УВ. При $\eta^* > 0$ вязкость стабилизирует решение и размывает фронт волны. Исследовалась зависимость толщины фронта h_{sw} от коэффициента вязкости η^* и скачка скорости u . За толщину фронта принималось расстояние между точками, соответствующими изменению скорости вещества v от начального значения на $\Delta v/u = 0,1$ и $0,9$. Полученные результаты хорошо соответствуют (рис. 1) соотношению, следующему из соображений размерности:

$$h_{sw} = A \frac{\eta^*}{\rho_0 u}, \tag{12}$$

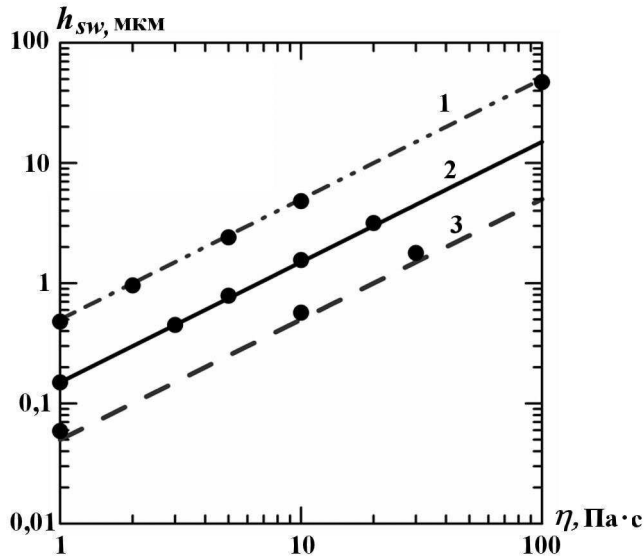


Рис. 1. Расчетные зависимости толщины фронта УВ от коэффициента вязкости для меди при различных значениях скачка массовой скорости u : 1 — $u = 0,3$ км/с; 2 — $u = 1$ км/с; 3 — $u = 3$ км/с, — · — · —, —, — — — — аппроксимации по формуле (12), ● — результаты численного моделирования.

где ρ_0 — исходная плотность вещества; A — безразмерный коэффициент порядка единицы. Для меди было получено $A \approx 1,3$, для алюминия $A \approx 1,4$. Численное решение оказывается устойчивым, если на фронт волны приходится не менее трех узлов сетки, т. е. должно выполняться неравенство

$$h_{sw} \geq 3\Delta z, \tag{13}$$

где Δz — пространственный шаг сетки. Условие (13) всегда можно выполнить, выбрав достаточно мелкую сетку, поэтому устойчивое решение может быть получено для любой малой вязкости η^* , если сетка достаточно подробна для описания структуры УВ. При больших значениях η^* решение перестает быть устойчивым, если толщина фронта h_{sw} оказывается сопоставимой с размером всей расчетной области. Из численного эксперимента следует, что при стремлении коэффициента вязкости к нулю толщина фронта УВ также стремится к нулю.

На рис. 2, а показаны распределения температуры по координате вблизи плоскости соударения, рассчитанные в модельной постановке — без учета теплопроводности. Начальная температура $T_0 = 300$ К, за фронтом установившейся УВ $T_{sw} = 470$ К, вблизи плоскости соударения температура выше, $T > T_{sw}$, — эффект энтропийного следа. Существенное увеличение температуры по сравнению с T_{sw} имеет место на расстояниях порядка h_{sw} от плоскости соударения (в рассматриваемом случае $h_{sw} = 0,58$ мкм). Для шага сетки $\Delta z = 0,2$ мкм решение находится на пределе устойчивости согласно условию (13).

Привлекательным свойством полученного численного решения является независимость от шага сетки толщины энтропийного следа, которая определяется только коэффициентом вязкости. Форма энтропийного следа (значения температуры) на расстояниях больше h_{sw} от плоскости соударения также не меняется (как показывают расчеты, если ввести искусственную вязкость в численную схему, то с изменением шага сетки Δz весь профиль энтропийного следа будет меняться). На рис. 2, а нетрудно заметить сильную зависимость температуры в плоскости соударения от шага сетки. Модуль разностной аппроксимации скорости деформации $|\dot{\epsilon}|$ ограничен величиной порядка $u/\Delta z$, поэтому скорость деформации, энтропия и температура вблизи плоскости соударения растут с уменьшением Δz , причем этот рост близок к обратно пропорциональной зависимости (см. (1)). В этом случае, если неограниченно уменьшать шаг сетки, температура будет бесконечно расти.

На рис. 2, б приведены результаты расчетов полей температуры с учетом теплопроводности. Как видно, температура вблизи плоскости соударения существенно ниже, чем в предыдущих расчетах

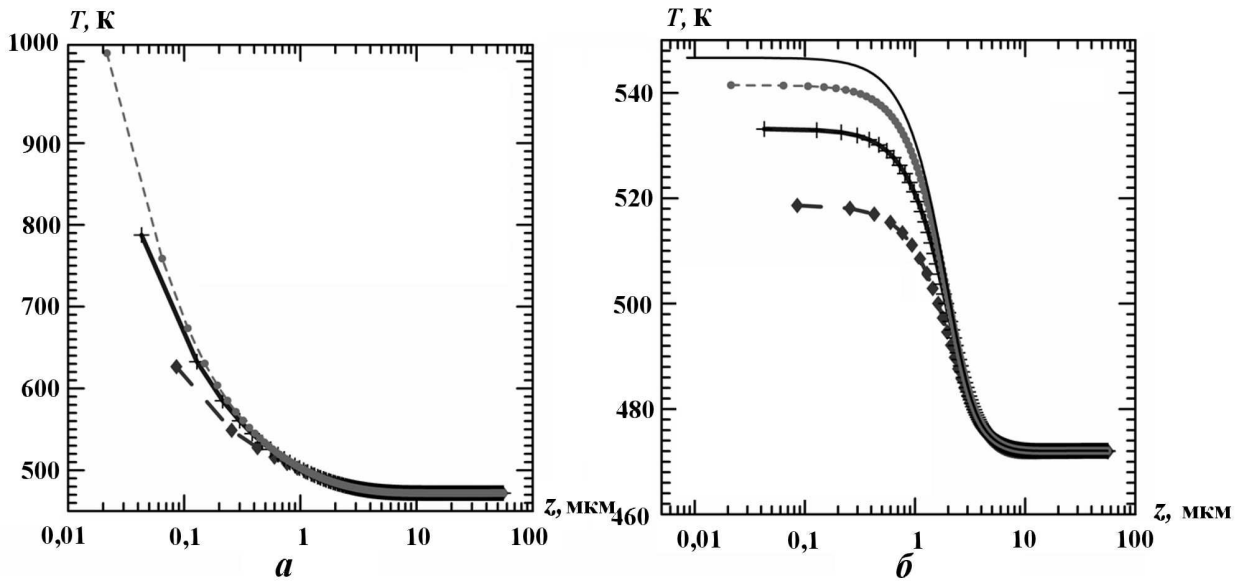


Рис. 2. Результаты расчета энтропийного следа вблизи плоскости симметричного соударения алюминиевых пластин (скачок скорости за фронтом УВ $u = 300$ м/с, толщина фронта установившейся УВ $h_{sw} = 0,58$ мкм) на момент времени $t = 10$ нс: a — без учета теплопроводности; b — с учетом теплопроводности; — — $\Delta z = 0,02$ мкм; $\circ - \cdots - \circ - \cdots$ — $\Delta z = 0,05$ мкм; $-\!-\!|-\!-\!|-\!-\!|$ — $\Delta z = 0,1$ мкм; $\blacklozenge - \blacklozenge - \blacklozenge$ — $\Delta z = 0,2$ мкм

(см. рис. 2, a), и уже не стремится к бесконечности при $\Delta z \rightarrow 0$, а сходится к конечному пределу (в рассматриваемом случае к $T \approx 550$ К). Со временем по мере отдаления фронта УВ от границы разница температуры в энтропийном следе и за УВ уменьшается, а толщина следа увеличивается.

Как видно из анализа рис. 2, b , форма энтропийного следа, устойчивая к изменению шага, получается лишь при очень подробной сетке (в рассматриваемом случае при $\Delta z \approx 0,01$ мкм). Следует отметить, что на течение в реальных процессах могут оказать влияние неоднородные эффекты, такие как непараллельность или шероховатость соударяющихся поверхностей. Поэтому в решении некоторых задач применение излишне подробных расчетных сеток может быть бессмысленным, например, если Δz меньше размера шероховатости.

Рост энтропии при упругопластической деформации твердых тел

В твердом теле появляется дополнительный механизм диссипации — пластическая деформация. Как показывают эксперименты и расчеты [12] для мощного ультракороткого лазерного облучения металлической фольги, упругопластическое поведение вещества проявляется даже для УВ с перепадом давления в десятки гигапаскалей при малых толщинах облучаемой мишени. Для тонких мишеней структура энтропийного следа может также оказаться значимой.

Скорость выделения тепла в единице объема за счет пластической деформации определяется выражением $S_{ik}\dot{\epsilon}_{ik}^{pl}$, где S_{ik} — девиаторы напряжений, $\dot{\epsilon}_{ik}^{pl}$ — тензор скоростей пластической деформации. При одномерной деформации выражение сводится к следующему:

$$S_{ik}\dot{\epsilon}_{ik}^{pl} = \frac{3}{2}S_{zz}\dot{\epsilon}_{zz}^{pl},$$

тогда рост удельной энтропии

$$\frac{ds}{dt} = \frac{3}{2\rho}S_{zz}\dot{\epsilon}_{zz}^{pl}.$$

Согласно известному соотношению Орована скорость пластической деформации пропорциональна скорости движения дислокаций, а скорость дислокаций в режиме надбарьерного скольжения

пропорциональна сдвиговым напряжениям [13, 14], поэтому можно записать $\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{pl}} = BS_{zz}$, где B — коэффициент пропорциональности. Значит, $S_{zz} = B^{-1}\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{pl}}$. Кроме того, при установившемся режиме, когда пластическая деформация полностью компенсирует рост механического напряжения, $\dot{\varepsilon}_{zz}^{\text{pl}} = 2\dot{\varepsilon}/3$ [15]. В этом случае, как и в (1), получаем линейную зависимость прироста удельной энтропии от скорости деформации:

$$\frac{ds}{d\rho} = -\frac{2\dot{\varepsilon}}{3\rho^2TB}. \quad (14)$$

При расчете упругопластических течений в соотношениях (3), (4), (8) и (9) к сумме давления и вязких напряжений ($-P + \sigma'_{zz}$) добавляется еще zz -компонента девиатора напряжений S_{zz} , вычисляемая из обобщенного закона Гука [15]:

$$S_{zz} = 2G \left(\frac{2}{3}\varepsilon - \varepsilon_{zz}^{\text{pl}} \right),$$

где G — модуль сдвига. В выражении (10) квадрат *объемной* скорости звука c_S^2 заменяется квадратом *продольной* скорости звука:

$$c_L^2 = c_S^2 + \frac{4G}{3\rho}.$$

Геометрическая деформация в ячейке $i + 1/2$ на следующем временном слое определяется из выражения

$$\varepsilon_{i+1/2}^{(n+1)} = \varepsilon_{i+1/2}^{(n)} + \frac{\delta z_{i+1} - \delta z_i}{V_{i+1/2}^{(n+1)}},$$

где $\delta z_i = z_i^{(n+1)} - z_i^{(n)}$ — смещение i -го узла за шаг. Пластическая деформация $\varepsilon_{zz}^{\text{pl}}$ определяется при помощи дислокационной модели пластичности [15, 16], учитывающей эволюцию ансамбля дислокаций.

При численном решении полной системы уравнений использовался метод разделения по физическим процессам — движение среды, кинетика дислокаций и пластическая релаксация, а также теплопроводность, которые рассматривались на каждом временном шаге как три параллельно протекающих процесса.

Как и в предыдущем разделе, решалась задача о симметричном соударении металлических пластин. УВ движется вправо от оси симметрии при $z = 0$; вещество за фронтом УВ покоится, а перед фронтом движется влево со скоростью $-u$. Таким образом, скачок скорости вещества на УВ равен u .

На рис. 3 представлены результаты расчетов для симметричного удара алюминиевых пластин в гидродинамическом (модель вязкой жидкости) и упругопластическом (модель дислокационной пластичности) приближениях; шаг сетки $\Delta z = 0,1$ мкм. Коэффициент вязкости в представленных расчетах был выбран малым, $\eta^* = 1$ Па·с, так, чтобы вязкость обеспечивала устойчивость решения, но слабо влияла на распределение температуры. Учет упругопластических свойств вещества дает разделение УВ на упругий предвестник и основную волну пластического сжатия.

Распределение температуры за фронтом пластической УВ (см. рис. 3, в) неоднородно и имеет максимум в плоскости соударения — пластический аналог энтропийного следа. Аналогию можно провести вследствие схожести соотношений (1) и (14). Этот максимум существенно интенсивнее и шире, чем для случая вязкой жидкости, откуда следует, что учет физической вязкости слабо влияет на результаты расчета для упругопластического течения. Пластический энтропийный след, другими словами, повышение температуры (см. рис. 3, в) и понижение плотности вещества (см. рис. 3, г) в месте контакта пластин ($z = 0$) возникает из-за того, что скорость пластической деформации вблизи плоскости соударения больше, чем непосредственно за фронтом УВ (см. рис. 3, б). При расчете распределения максимальной скорости пластической деформации по глубине для каждой расчетной ячейки максимум брался по времени с начала соударения до текущего момента.

Толщина пластического энтропийного следа на полувысоте (по температуре) на рассматриваемых временах составляет ~ 8 мкм, т. е. порядок совпадает с порядком толщины фронта УВ — ~ 11 мкм.

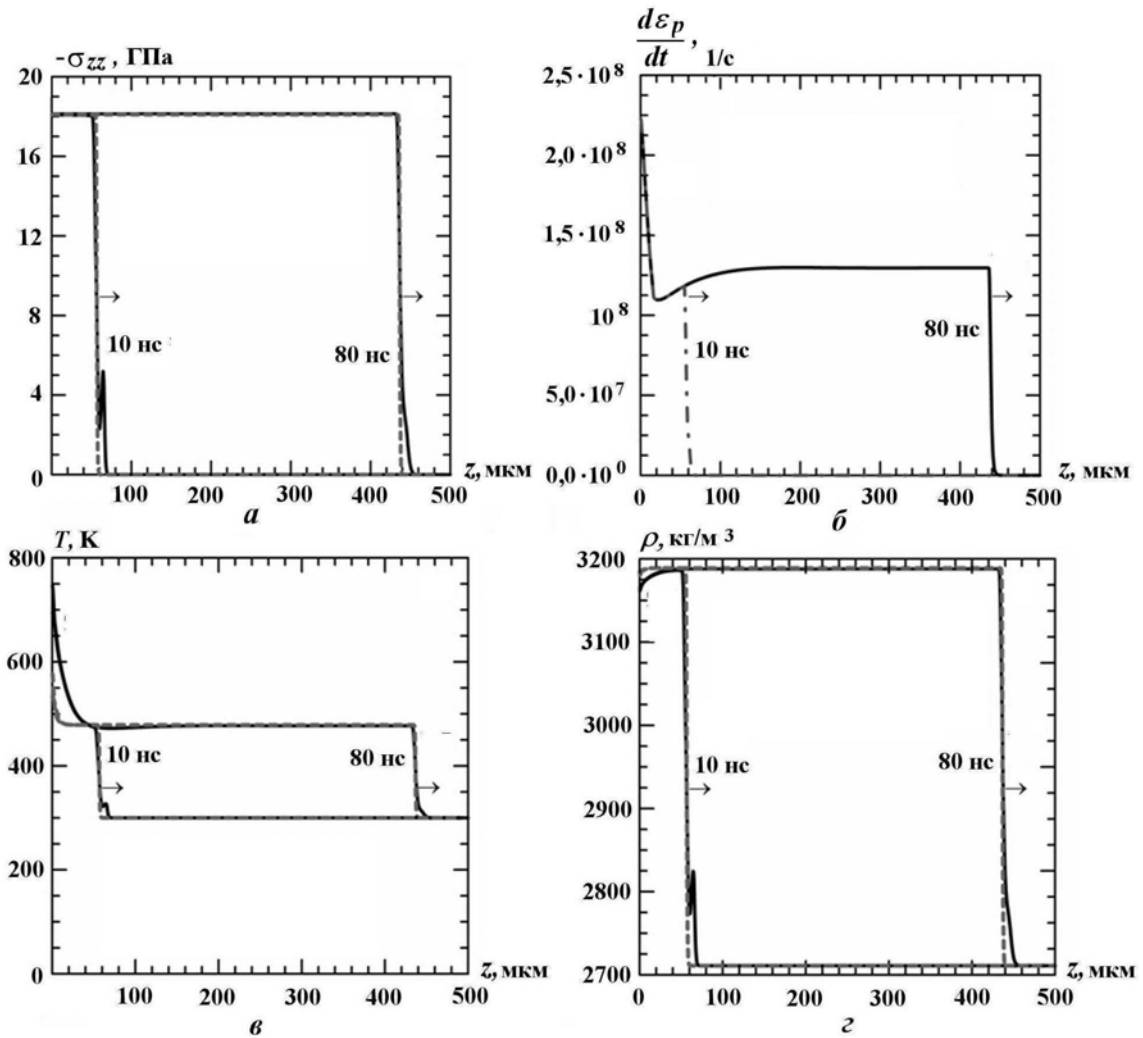


Рис. 3. Расчетные профили величин для симметричного соударения двух алюминиевых пластин при скачке массовой скорости за фронтом УВ $u = 1$ км/с: *а* — продольное напряжение; *б* — максимальная скорость пластической деформации (только для упругопластического течения); *в* — температура; *г* — плотность; — — — — упругопластические расчеты; - - - - - гидродинамическое приближение

Отметим, что в модели вязкой жидкости для обеспечения сопоставимой толщины фронта УВ в соответствии с формулой (12) потребовался бы коэффициент вязкости около 20 Па·с. Вообще, толщина фронта УВ в твердом теле определяется совместным действием физической вязкости и пластичности. Но если для расчета пластических эффектов есть самосогласованная модель [15, 16], то определение коэффициента вязкости η^* требует дополнительных исследований.

В рамках текущего подхода оказалось невозможным получить устойчивое решение без использования физической вязкости, только за счет пластической диссипации. Скорее всего, это связано с применением метода разделения по физическим процессам и может быть преодолено совместным решением уравнений движения среды и кинетики дислокаций, что, в свою очередь, требует упрощения модели дислокационной пластичности по сравнению с [15, 16].

На рис. 4 приведены температуры в плоскости соударения (на момент времени 10 нс) и за фронтом стационарной УВ в зависимости от скачка скорости вещества и перепада давления. С ростом скачка скорости u разность температур сначала растет и, как видно из представленных результатов, в плоскости соударения (в максимуме энтропийного следа) может более чем на 1 кК превышать температуру за фронтом УВ. Поскольку после прохождения УВ давление остается постоянным, то в энтропийном следе плавление наступает при меньших значениях u , чем непосредственно за фрон-

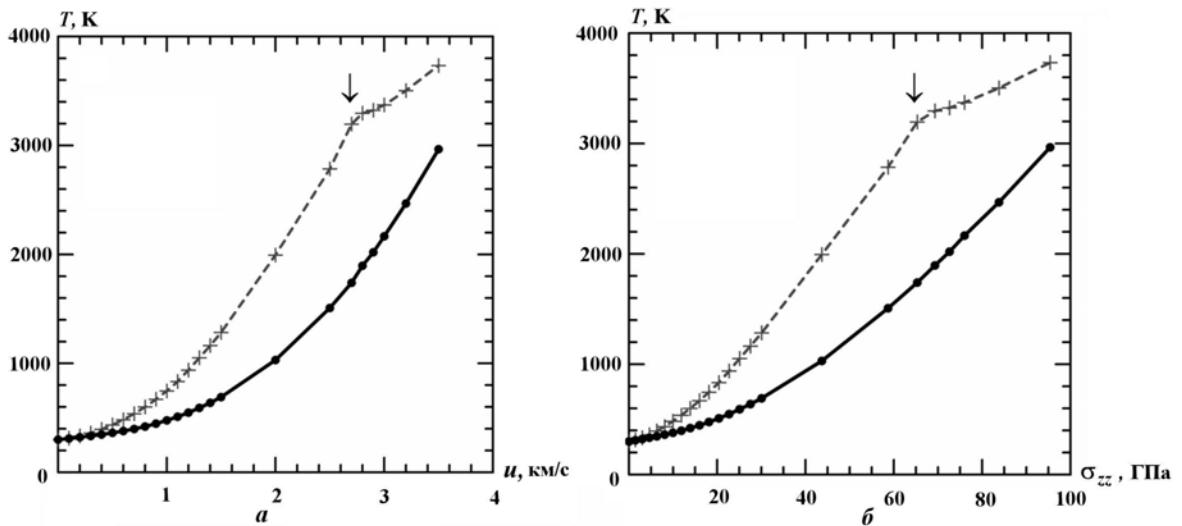


Рис. 4. Расчетные температуры в зависимости от скачка скорости вещества (а) и напряжений (б) за фронтом УВ: $-\cdot-\cdot-$ в плоскости соударения, $t = 10$ нс; $-\bullet-$ за фронтом стационарной УВ, вдали от плоскости соударения; стрелкой показано начало плавления в области энтропийного следа

том установившейся стационарной УВ. Для алюминия плавление в плоскости соударения начинается при $u > 2,7$ км/с, тогда как этот металл за фронтом УВ на удалении от плоскости соударения остается твердым даже при $u = 3,5$ км/с. При интенсивности нагружения выше той, при которой начинается плавление вещества в энтропийном следе, разность температур в следе и за фронтом УВ начинает уменьшаться (см. рис. 4) вследствие того, что плавление ограничивает дальнейший рост температуры за счет пластической диссипации.

На рис. 5 приведена зависимость толщины расплавленного слоя вещества в энтропийном следе от скачка скорости u . С началом плавления толщина расплава начинает линейно увеличиваться с ростом u , пока не сравняется с толщиной энтропийного следа (около 25 мкм), после чего перестает расти. Такое поведение согласуется с распределением температуры в энтропийном следе (см. рис. 3, в).

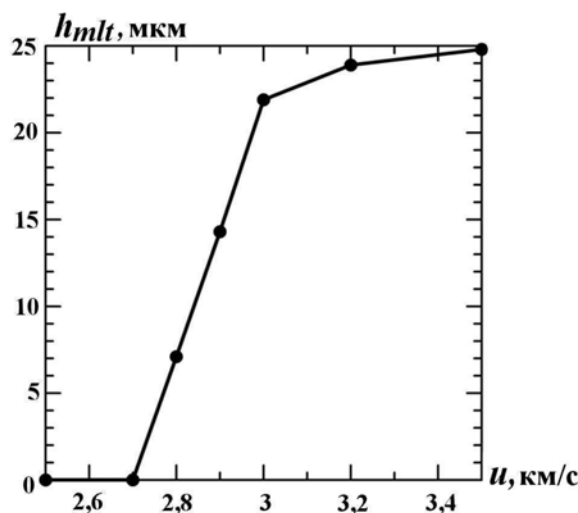


Рис. 5. Расчетная толщина расплавленного слоя вблизи плоскости симметричного соударения алюминиевых пластин в зависимости от скачка массовой скорости в УВ

Заключение

Формирование энтропийного следа при образовании УВ или при ее взаимодействии с контактными границами обусловлено процессами диссипации механической энергии. Вблизи плоскости соударения или контактной границы скорость деформации оказывается выше, чем в установившейся УВ; в результате здесь наблюдаются более высокая скорость диссипации, прирост энтропии и нагрев вещества по сравнению с состоянием за фронтом установившейся УВ. Толщина слоя вещества в энтропийном следе имеет порядок толщины фронта УВ.

Учет механизмов диссипации является необходимым условием устойчивости решения для системы уравнений движения среды. Механизмы диссипации могут соответствовать физическим эффектам (физическая вязкость, теплопроводность, пластичность) либо быть придуманными специально для обеспечения устойчивости (искусственная или схемная вязкость). В первом случае полученный в расчетах энтропийный след является физически обоснованным, отражающим реальные процессы в веществе, а во втором случае — искусственным, численным эффектом.

Для корректного расчета физического энтропийного следа, что особенно актуально в задачах с химической кинетикой или с излучением нагретых свободных поверхностей, представляется целесообразным использовать численные методы без искусственной (схемной) вязкости, но в исходной системе уравнений учитывать физическую вязкость. Выбором достаточно подробной расчетной сетки можно получить устойчивое решение при сколь угодно малом коэффициенте физической вязкости. Условием устойчивости является то, что на толщину фронта УВ, определяемую физической вязкостью, должно приходиться не менее трех ячеек сетки.

В твердых телах дополнительным диссипативным механизмом, влияющим на образование энтропийного следа, является пластичность. Структура пластического энтропийного следа подобна структуре вязкого, его толщина соотносится с толщиной фронта УВ в упругопластическом теле. Вследствие наличия энтропийного следа вещество вблизи плоскости соударения может расплавиться, даже если вещество за фронтом УВ остается твердым.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ (№ МД-286.2014.1, НШ-6614.2014.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (№ 14-08-00967). Авторы благодарны А. А. Чарахчьяну, И. Р. Макеевой и М. Е. Поварницыну за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992.
2. Чарахчьян А. А. Об алгоритмах расчета распада разрыва для схемы С. К. Годунова // Журнал вычисл. мат. и мат. физ. 2000. Т. 40, № 5. С. 782—796.
3. Vaziev E. M., Gadzhiev A. D., Kuzmin S. Y., Skovpen A. V. A numerical method of solving hydrodynamic equations with non-structured meshes // AIP Conf. Proc. 2006. Vol. 849. P. 465—469.
4. Терновой В. Я., Хищенко К. В., Чарахчьян А. А. Об одной возможности получения высокотемпературной плотной плазмы // ПМТФ. 2009. № 3. С. 15—24.
5. Стенин А. М., Соловьева Е. А. Матрица искусственных вязкостей для двумерной лагранжевой газодинамики, способствующая уменьшению "энтропийного следа" в численных расчетах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2010. Вып. 1. С. 3—18.
6. Глушнев А. В., Савельев А. С., Сон Э. Е. Взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на нагретой поверхности // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 6. С. 891—896.
7. Базаров И. П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991.

8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
9. VonNeumann J., Richtmyer R. D. A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks // J. Appl. Phys. 1950. Vol. 21, No 3. P. 232—237.
10. Яловец А. П. Расчет течений среды при воздействии интенсивных потоков заряженных частиц // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 1. С. 151—166.
11. Fortov V. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Lomonosov I. V. Wide-range multi-phase equations of state for metals // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1998. Vol. 415, No 3. P. 604—608.
12. Inogamov N. A., Zhakhovsky V. V., Petrov Yu. V. et al. Electron-ion relaxation, phase transitions, and surface nano-structuring produced by ultrashort laser pulses in metals // Contrib. Plasma Phys. 2013. Vol. 53, No 10. P. 796—810.
13. Косевич А. М. Динамическая теория дислокаций // УФН. 1964. Т. 84. Вып. 4. С. 579—590.
14. Suzuki T., Takeuchi S., Yoshinaga H. Dislocation Dynamics and Plasticity. Berlin: Springer, 1991.
15. Krasnikov V. S., Mayer A. E., Yalovets A. P. Dislocation based high-rate plasticity model and its application to plate-impact and ultra short electron irradiation simulations // Int. J. Plast. 2011. Vol. 27, No 8. P. 1294—1308.
16. Mayer A. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Mayer P. N. Modeling of plasticity and fracture of metals at shock loading // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113, No 19. P. 193508.

Статья поступила в редакцию 13.02.14.
