

05;11

Кумулятивный характер неустойчивости поверхности конденсированного вещества

© С.М. Бахрах, И.Ю. Безрукова, А.Д. Ковалева,
С.С. Косарим, О.В. Ольхов

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский
научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров
E-mail: smb@vniief.ru

Поступило в Редакцию 20 июля 2005 г.

Указана возможность реализации неустойчивости ударнонагружаемой искривленной поверхности конденсированного материала, отличная от классического сценария развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Рассматриваемый механизм развития неустойчивости близок к процессам кумулятивного струеобразования. На основании аналитических оценок и численных расчетов указана область существования струйной неустойчивости и приведены основные закономерности, описывающие данный процесс.

PACS: 73.20.At

Введение. В случае развития классической гидродинамической неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (НРМ) при прохождении ударной волны (УВ) через контактный разрыв из „тяжелого“ материала в „легкий“ вещество границы приобретает приращение скорости, противоположное по фазе профилю начального возмущения [1]. Развитие возмущений границы носит инерционный характер и определяется начальными условиями задачи. Оценить скорость роста возмущений контактной границы на линейном этапе можно с помощью выражения Рихтмайера [2]:

$$V_{RM} = Aak \cdot U_1, \quad (1)$$

где A — число Атвуда; a — амплитуда возмущений поверхности после прохождения через нее УВ; k — волновое число; U_1 — увеличение скорости контактной границы под действием УВ в отсутствие возмущений.

При выходе УВ на искривленную свободную поверхность (СП) конденсированного материала может реализоваться иной сценарий развития возмущений. От точки контакта УВ с кривой границей материала

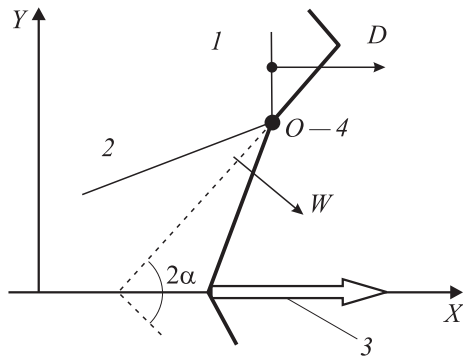


Рис. 1. Выход УВ на клиновидную выемку: 1 — УВ, 2 — ВР, 3 — кумулятивная струя, 4 — точка выхода УВ на границу.

отходит волна разрежения (ВР). Поток на скачках сжатия и разрежения разворачивается, в материале за фронтом волны появляется компонента скорости, направленная в сторону впадин первоначального возмущения. В этом случае локальное изменение угла наклона СП к оси симметрии отдельного возмущения незначительно и не приводит к смене знака возмущений, как это имеет место в НРМ. Возникающая поперечная составляющая скорости приводит к эффектам кумуляции потока на ось, что, в свою очередь, может привести к струеобразованию. Микрокумулятивные явления в твердых телах наблюдаются при выходе УВ на шероховатую поверхность [6], а также фиксировались в специальных экспериментах [8,9].

1. Анализ кумулятивной неустойчивости. Рассмотрим двумерную свободную границу материала, изображенную на рис. 1. Для простоты считаем профиль границы пилообразным. Будем пренебрегать многоволновой конфигурацией потока в окрестности свободной границы, рассматривая только падающую УВ и отходящую от точки пересечения фронта этой волны с поверхностью ВР. Поведение вещества будем описывать уравнением состояния $P = A(\delta^n - 1)$, $\delta = \rho/\rho_0$.

В предположении слабости падающей УВ можно пренебречь шириной ВР, отраженной от СП, заменив ее бесконечно тонким разрывом. Угол падения УВ на СП в рамках сделанных предположений будет в точности совпадать с углом отражения ВР. Из законов сохранения на разрывах нетрудно получить (см., например, [3]), что в окрестности СП

разгруженной области поток будет иметь скорость W , направленную по нормали к первоначальному положению границы (пунктирная линия на рис. 1). Компоненты скорости в неподвижной системе координат даются соотношениями

$$W_x = U_1 \cdot \sin^2 \alpha, \quad W_y = -2U_1 \cdot \sin \alpha \cos \alpha, \quad (2)$$

U_1 — скорость СП в случае отсутствия первоначальной искривленности границы.

Наличие y -составляющей скорости в области разгруженного материала может привести к формированию кумулятивного струйного течения, направленного к оси выемки [7]. Оценить скорость образующихся струй можно аналогично тому, как это сделано в классической теории кумулятивных струй в приближении несжимаемой жидкости:

$$V_{jet} \approx U_1 \frac{1 + \cos \alpha}{1 + 2(\delta - 1) \cos^2 \alpha}, \quad (3)$$

δ — сжатие вещества на фронте падающей УВ.

2. Результаты численного моделирования. Численное моделирование эффектов кумулятивного струеобразования с искривленной поверхности конденсированных материалов проводилось по лагранжево-эйлеровой методике ЛЭГАК [4,5]. СП задавалась либо синусоидальной, либо пилообразной с заданной амплитудой a и длиной волны λ . Плоская левая поверхность образца длиной $L = 0.5 \text{ mm}$ и шириной $H = 0.3 \text{ mm}$ нагружалась давлением $P(t)$. Временной профиль давления $P(t)$ полагали либо константой, либо имеющим зависимость

$$P(t) = P_0 / (1 + t/\tau)^3, \quad \tau \sim 0.1 \dots 0.5 \mu\text{s}. \quad (5)$$

Характерный вид образующихся струй в случае моделирования свойств материалов уравнением типа Ми–Грюнайзена ($\rho = 7.85 \text{ g/cm}^3$, $c_0 = 3.8$, $n = 5$, $\gamma = 2.7$) показан на рис. 2, а. Формирование струй происходит независимо от вида первоначального возмущения границы. Скорость струй линейно зависит от интенсивности падающей УВ. Масса вещества m , выносимая образующимися струями с единицы поверхности, близка к экспериментально наблюдавшейся Огородниковым с коллегами [6] величине $m = 2\alpha \cdot \rho_0 \cdot a$, где a — начальная амплитуда возмущения границы, α — некоторый коэффициент, изменяющийся в пределах $\alpha = 3 \div 5$. Во всех расчетах с формированием струй на сравнительно поздних стадиях наблюдается их разрушение. Это объясняется возникновением градиента скорости вдоль струи.

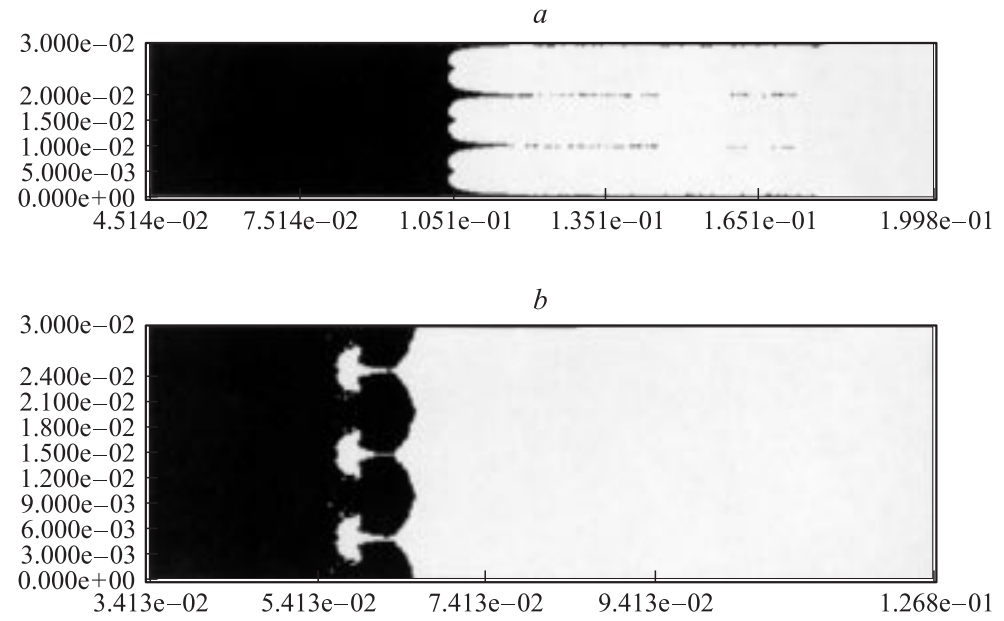


Рис. 2. Распределение веществ в расчетах: *a* — с уравнением состояния Ми–Грюнайзена, $t = 0.3 \mu\text{s}$; *b* — с газовым уравнением состояния, $t = 0.3 \mu\text{s}$.

Образующиеся струи имеют топологию, отличную от струй в классической НРМ при моделировании вещества газовым пакетом ($\gamma = 1.4$, $\rho = 18.7 \text{ g/cm}^3$). Распределение веществ, соответствующее НРМ, приведено на рис. 2, *b*. Скорость кумулятивных струй значительно превышает скорость роста НРМ (1). При малых значениях a/λ имеет место отношение $V_{jet}/V_{RM} \sim \lambda/a$.

Проведенные численные эксперименты позволили уточнить зависимость скорости струи от начальных условий:

$$V_{jet} = U_1 \frac{1 + 2.7 \cos \alpha}{1 + 2(\sigma - 1) \cos^2 \alpha f(a/\lambda)}, \quad (6)$$

где функция f определяется как $f(x) = 8.61x^2 - 13.92x + 6.31$.

Выражение (6) справедливо для любого профиля начального возмущения границы; угол α связан с амплитудой и длиной волны возмущения очевидным равенством $\tan \alpha = (\lambda/2)/(2a) = (1/4)(\lambda/a)$.

Расчеты позволили обозначить область существования кумулятивных решений. Установлено, что при больших интенсивностях ударного нагружения развитие возмущений границы приближается к НРМ. Это объясняется тем, что при увеличении интенсивности УВ поведение вещества за фронтом все в большей степени определяется тепловой составляющей уравнения состояния. Грубо оценить верхнюю границу интенсивности УВ, при которой еще можно говорить о кумулятивной неустойчивости на границе, можно, приравняв упругую и тепловую составляющие в давлении $P_x(\sigma) = P_m(\sigma)$. Для железа это условие выполнено при $P_{Fe.c.} \approx 800 \text{ GPa}$.

Нижняя граница применимости найденного решения определяется прочностными свойствами материалов. Прочность оказывает стабилизирующее влияние на возникновение струй и их скорость. Можно получить выражение для минимально возможной интенсивности УВ $P_{c.}$, при которой на СП с возмущениями длиной волны λ и амплитудой a возможно возникновение струйного течения:

$$P_{c.} \approx \frac{\sqrt{2\sigma_T \rho_0 c_0^2}}{\sin 2\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2} \sigma_T \rho_0 c_0^2} \left(\frac{\lambda}{4a} + \frac{4a}{\lambda} \right), \quad (7)$$

σ_T — параметр, характеризующий прочностные свойства материалов, в физике кумулятивных струй его полагают равным динамическому пределу текучести [7]. Расчеты по методике ЛЭГАК подтверждают

полученную зависимость (7). Уменьшение скорости струи (6) из-за прочностных эффектов определяется выражением:

$$\frac{V_{jet}^{UP}}{V_{jet}} \approx 1 - \frac{\sigma_T}{\rho_0 U_1^2} \cdot \frac{1 + [1 - 2(\sigma - 1) \sin^2 \alpha] \cos \alpha}{\sin^2 \alpha \cos \alpha (1 + 2.7 \cos \alpha)}. \quad (8)$$

Заключение. Получено, что при выходе УВ на искривленную СП конденсированного вещества развитие возмущений границы материала может отличаться от НРМ и иметь характер кумулятивного струеобразования. На основании аналитических оценок и численного моделирования получены выражения, определяющие параметры возникающего струйного течения в зависимости от начальных условий и некоторых реологических свойств материалов. Показано, что на образование струй стабилизирующее влияние оказывают прочностные свойства материалов. Указаны границы применимости полученного решения. Полученные расчетно-теоретические результаты находятся в качественном согласии с известными авторам экспериментальными данными по определению выброса с шероховатой поверхности конденсированного материала [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05–01–00083).

Список литературы

- [1] *Иногамов Н.А., Демьянов А.Ю., Сон Э.Е.* Гидродинамика перемешивания. М.: Изд-во МФТИ, 1999. 464 с.
- [2] *Richtmyer R.D.* // Commun. Pure and Appl. Math. 1960. V. 13. N 2. P. 297–319.
- [3] *Забабахин Е.И.* Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ, 1997. 208 с.
- [4] *Бахрах С.М., Спиридонов В.Ф., Шанин А.А.* // Докл. АН СССР. 1984. Т. 278. № 4. С. 829–833.
- [5] *Авдеев П.А., Артамонов М.В., Бахрах С.М.* и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2001. В. 3. С. 14–18.
- [6] *Огородников В.А., Иванов А.Г., Михайлов А.Л.* и др. // ФГВ. 1998. Т. 34. № 6. С. 103–107.
- [7] *Кинеловский С.А., Тришин Ю.А.* // ФГВ. 1980. № 5. С. 26–40.
- [8] *Зильбербранд Е.Л., Пугачев Г.С., Синани А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 6. С. 45–49.
- [9] *Лебедев А.И., Игонин И.И., Низовцев П.И.* и др. // Труды ВНИИЭФ. 2001. В. 1. С. 590–597.