

Электропластическая прокатка упрочненной интенсивной пластической деформацией стали способствует формированию структуры с более равноосными зернами. Выбор режима электропластической прокатки позволяет управлять механическими свойствами стали. Комбинирование методов интенсивной пластической деформации (таких как равноканальное угловое пресование и электропластическая прокатка) может стать основой для разработки технологий упрочнения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Иванова В.С., Гордиенко Л.К. Новые пути повышения прочности металлов. – М.: Наука, 1964. – 118 с.
2. Бернштейн М.Л. Термомеханическая обработка металлов и сплавов. Т. 1. – М.: Металлургия, 1968. – 596 с.
3. Бернштейн М.Л. Прочность стали. – М.: Металлургия, 1974. – 199 с.
4. Гуляев А.П. // Металловедение и термическая обработка металлов. 1965. № 11. С. 9 – 17.

5. Григорьев А.К., Коджаспиров Г.Е. Термомеханическое упрочнение стали в заготовительном производстве. – М.: Машиностроение, Л.О., 1985. – 143 с.
6. Процессы пластического структурообразования металлов / В.М. Сегал, В.И. Резников, В.И. Копылов и др. – Минск: Наука и техника, 1994. – 231 с.
7. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. – М.: Академкнига, 2007. – 398 с.
8. Физические основы и технологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства) / О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин. В 2-х т. Т. 1. – Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2004. – 590 с.
9. Столяров В.В., Угурчиев У.Х., Гуртовая И.Б., Прокошкин С.Д. // Металловедение и термическая обработка металлов. 2008. № 3. С. 40 – 43.

© 2012 г. А.М. Иванов, У.Х. Угурчиев,
В.В. Столяров, Н.Д. Петрова, А.А. Платонов
Поступила 31 января 2012 г.

УДК 621.785:532.529

В.Д. Сарычев¹, А.Ю. Грановский², С.Н. Старовацкая¹, В.Е. Громов¹

¹ Сибирский государственный индустриальный университет

² Новокузнецкий филиал – институт Кемеровского государственного университета

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ СЛОЕВ*

Гидродинамические модели широко используются для выявления механизмов процессов, протекающих при взаимодействии твердых тел. Например, такие процессы как сварка взрывом, прокатка разнородных металлов, трение в высоконагруженных условиях и воздействие гетерогенных плазменных потоков на материалы [1 – 4] могут получить объяснение в рамках модели неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Возникновение волн на границе раздела двух жидкостей, одна из которых движется относительно другой, приводит к неустойчивости границы раздела, когда амплитуда волны экспоненциально растет со временем. Получить на основании различных физических моделей теоретические оценки пороговой скорости, согласующиеся с экспериментальными данными, предпринимались во многих исследованиях, их обзор приведен в работе [5]. В работе [6] в предположении взаимодействия двух полубесконечных слоев получено дисперсионное уравнение, вязкость учитывалась только в специально полученных граничных условиях, в других областях решались уравнения Эйлера (так называемый подход вязкой потенциальной жидкости [7]). Интерес к модели неустойчивости Кельвина-Гельмгольца обусловлен возможностью на ее основе вскрыть механизмы образования наноструктурных слоев: в полосах сдвига [8], при воздействии концентрированных потоков энергии на металлы [9], при возникновении динамического хаоса и перемешивания при скольжении слоев друг относительно друга [10].

Целью настоящей работы является рассмотрение взаимодействия двух конечных слоев идеальной и вязкой жидкостей в полной постановке линеаризованных уравнений Навье-Стокса и Эйлера для объяснения образования наноструктурных слоев.

Рассмотрим устойчивость плоского стационарного скользящего течения двухслойной несжимаемой жидкости, находящейся в поле массовых сил плотностью \vec{f} . Ось x направлена вдоль границы раздела между слоями, а ось y – перпендикулярно оси x в сторону второго слоя. Первый слой ($-\infty < x < \infty$, $-h < y < 0$) – это вязкая жидкость с кинематической вязкостью ν и плотностью ρ_1 . Второй слой ($-\infty < x < \infty$, $0 < y < H$) – это идеальная жидкость плотностью ρ_2 , которая имеет в стационарном состоянии постоянную скорость u_0 , направленную вдоль оси x (рис. 1).

Пусть $\vec{f} = (0, -a)$, где a – проекция ускорения на ось y . Стационарное течение описывается ненулевыми функциями давления p и скорости u

* Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ (№ 10-07-0017-а, № 11-02-91150 – ГФЕН-а и № 11-02-12091-офи-м).

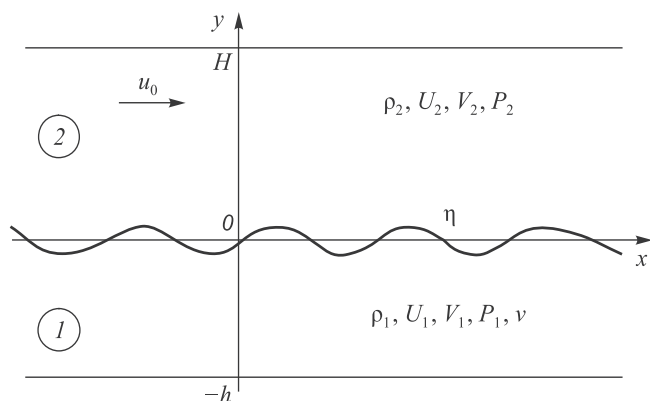


Рис. 1. Граница раздела двух слоев жидкости

$$p_{01} = -a\rho_1 y; \quad p_{02} = -a\rho_2 y; \quad u_{02} = u_0. \quad (1)$$

Рассмотрим возмущения стационарного состояния (1). В этом случае решения уравнений гидродинамики можно представить в виде

$$\begin{aligned} u_n &= u_{0n} + U_n(x, y, t); \\ v_n &= V_n(x, y, t); \\ p_n &= p_{0n}(y) + P_n(x, y, t), \end{aligned} \quad (2)$$

где U_n и V_n – возмущения продольной и поперечной скоростей; P_n – возмущения давлений в n -ой жидкости ($n = 1, 2$).

Возмущения и их производные считаются малыми первого порядка, поэтому подстановка условий (2) в систему уравнений гидродинамики приводит к системе линейных уравнений для возмущений. Для первого слоя используется система уравнений Навье-Стокса, а для второго – система уравнений Эйлера для возмущений

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} &= 0; \quad \frac{\partial U_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial V_1}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{\partial V_2}{\partial y} &= 0; \quad \frac{\partial U_2}{\partial t} + u_0 \frac{\partial U_2}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial x}; \\ \frac{\partial V_2}{\partial t} + u_0 \frac{\partial V_2}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial y}. \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } y = H \quad V_2 &= 0; \\ \text{при } y = -h \quad U_1 &= 0; \quad V_1 = 0; \\ \text{при } y = 0 \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= V_2; \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = V_1; \quad \frac{\partial U_1}{\partial y} + \frac{\partial V_1}{\partial x} = 0; \\ -P_1 + 2\rho_1 \nu \frac{\partial V_1}{\partial y} + P_2 &= a(\rho_1 - \rho_2)\eta + \sigma_0 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\eta = \eta(x, t)$ – возмущение поверхности раздела; σ_0 – коэффициент поверхностного натяжения.

Решения уравнений (3), (4) будем искать в виде бегущих волн с частотой ω и волновым числом k

$$\begin{aligned} (U_n, V_n, P_n) &= (\bar{U}_n, i\bar{V}_n, \bar{P}_n) \exp(i(kx - \omega t)); \\ \eta &= \eta_0 \exp(i(kx - \omega t)), \end{aligned} \quad (5)$$

где \bar{U}_n , \bar{V}_n и \bar{P}_n – амплитудные значения продольной, поперечной скорости и давления; η_0 – амплитудное значение возмущения поверхности.

Подстановка условий (5) в систему уравнений (3) приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (черту в обозначении опустили)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U_1}{dy^2} - k_1^2 U_1 - ik \frac{P_1}{\rho_1 \nu} &= 0; \\ \frac{d^2 V_1}{dy^2} - k_1^2 V_1 + \frac{i}{\rho_1 \nu} \frac{dP_1}{dy} &= 0; \\ \frac{dV_1}{dy} + kU_1 &= 0; \quad \Omega U_2 - \frac{kP_2}{\rho_2} = 0; \\ \Omega V_2 + \frac{1}{\rho_2} \frac{dP_2}{dy} &= 0; \quad \frac{dV_2}{dy} + kU_2 = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

При подстановке уравнений (5) в граничные условия (4) их можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} V_2(H) &= 0; \quad V_1(-h) = 0; \quad V_1'(-h) = 0; \\ V_1(0)/\omega - V_2(0)/\Omega &= 0; \quad \eta_0 = V_2(0)/\Omega; \\ V_1''(0) + k^2 V_1(0) &= 0; \\ -i\rho_1 \nu (V_1'''(0) - (k_1^2 + 2k^2) V_1'(0)) - \\ -\rho_2 \Omega V_2'(0) - Ak^2 V_2(0)/\Omega &= 0; \end{aligned} \quad (7)$$

здесь $k_1^2 = k^2 - i\omega/\nu$; $\Omega = \omega - ku_0$; $A = a(\rho_2 - \rho_1) + \sigma_0 k^2$.

Решение уравнений (6) будем искать в виде

$$\begin{aligned} V_1 &= A_1 \text{sh}(k(y+h)) + A_2 \text{ch}(k(y+h)) - \\ &- A_1 k \text{sh}(k_1(y+h))/k_1 - A_2 \text{ch}(k_1(y+h)); \\ V_2 &= B_1 \text{sh}(k(y-H)); \end{aligned} \quad (8)$$

здесь A_1, A_2, B_1 – произвольные постоянные, для нахождения которых используются граничные условия (7).

При подстановке зависимостей (8) в условия (7) получена система однородных алгебраических уравнений относительно этих постоянных. Для ненулевого решения этой системы требуется, чтобы определитель этой системы обратился в ноль. Из этого условия получаем основное дисперсионное уравнение

$$G(z, d) - (\mu \Omega_1^2 \text{cth}(kH) - W) = 0, \quad (9)$$

где $\Omega_1 = \Omega/(\nu k^2)$; $\mu = \rho_2/\rho_1$; $W = A/(\rho_1 \nu^2 k^3)$; $d = kh$; $z = k_1/k$.

Функцию $G(z, d)$ можно записать в виде

$$G(z, d) = -\frac{4z(z^2 + 1)}{z \operatorname{ch}(zd) \operatorname{sh}(d) - \operatorname{ch}(d) \operatorname{sh}(zd)} + \frac{z(z^4 + 2z^2 + 5) - (z^4 + 6z^2 + 1) \operatorname{th}(d) \operatorname{th}(zd)}{z \operatorname{th}(d) - \operatorname{th}(zd)}.$$

Инкремент $\alpha = \operatorname{Im}(\omega) = \operatorname{Im}(i v k^2(z^2 - 1))$ – это мнимая часть ω ; положительный знак инкремента указывает на неустойчивость.

Анализ уравнения (9) является сложной задачей, поэтому приведем только численные расчеты зависимости инкремента от длины волны при определенных ($a = 0$; $\rho_1 = \rho_2 = 6,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $h = 10^{-6} \text{ м}$; $v = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$) значениях параметров, соответствующих образованию внутренних нанослоев при воздействии гетерогенных плазменных потоков на железо [9].

Из представленных на рис. 2 зависимостей видно, что при $\sigma_0 = 0$ может реализоваться два максимума: в нано- и микрометровом диапазонах. Это обстоятельство указывает на большие возможности модели. Рассмотрим несколько случаев.

В предельном случае при $h \rightarrow \infty$ и $H \rightarrow \infty$ получаем уравнение для полубесконечных слоев [4]

$$(z^2 + 1)^2 - 4z - \mu \Omega_1^2 + W = 0. \quad (10)$$

Это уравнение является алгебраическим уравнением четвертой степени, имеет четыре ветви. Расчеты зависимости инкремента от длины волны по этому уравнению при ненулевом значении W и при условии $\mu \neq 1$ впервые позволили получить максимальное значение инкремента в нанометровом диапазоне. Таким образом, получена возможность моделирования внутренних нанослоев при воздействии гетерогенных плазменных потоков на металл [9]. Однако в силу одинаковости

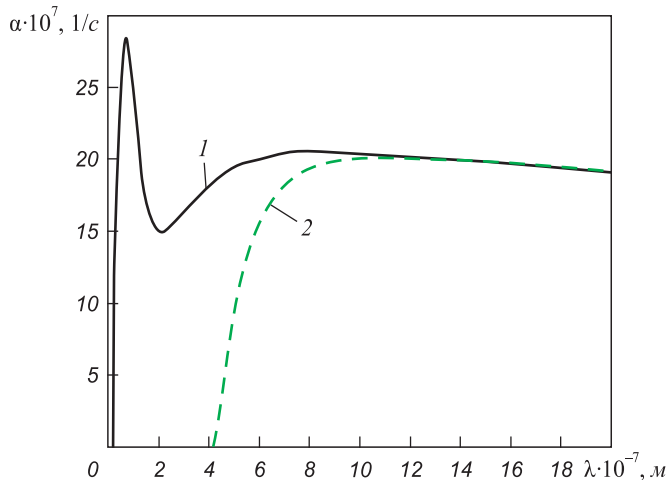


Рис. 2. Зависимость инкремента от длины волны при относительной скорости $u_0 = 20 \text{ м/с}$:
1 – $\sigma_0 = 0$; 2 – $\sigma_0 = 1,2 \text{ Н/м}$

свойств жидкостей необходимо положить $W = 0$, $\mu = 1$, т.е. считать, что жидкости имеют одинаковую плотность, поверхностное натяжение равно нулю. Но при этих условиях уравнение (10) уже не описывает ситуацию с максимумом в нанометровом диапазоне, поэтому необходимо учесть еще один ограничивающий фактор, а именно, конечность слоев.

В предельном случае $v \rightarrow 0$ из уравнения (9) получаем модель двух идеальных жидкостей, для этой модели дисперсионное уравнение превращается в квадратное

$$\omega^2 \operatorname{cth}(kh) + \mu (\omega - k u_0)^2 \operatorname{cth}(kH) - Ak = 0. \quad (11)$$

Зависимости инкремента от длины волны для слоев идеальной жидкости показаны на рис. 3. При отсутствии поверхностного натяжения (кривая 1) все волны неустойчивы, поэтому выделить характерную длину волны невозможно. Если же учесть поверхностное натяжение, то появляется максимум в микрометровом диапазоне (кривые 2 – 5). Таким образом, для описания микрометрового диапазона неустойчивости нет необходимости «привлекать» вязкость на границе, как это делается в работе [11].

Для получения нанометрового диапазона обратимся к анализу уравнения (9). Рассмотрим случай малой ($v \ll 1$) вязкости, когда можно считать, что $z \approx \pm \sqrt{\omega / (2 v k^2)} (1 - i)$. В этом случае уравнение (9) примет вид полинома пятой степени по z

$$z(5 + z^4 + 2z^2) - (z^4 + 1 + 6z^2) \operatorname{th}(d) + (z \operatorname{th}(d) - 1) \times \\ \times (\mu (z^2 + i z_0)^2 / \operatorname{ch}(kH) - W) = 0; \\ z_0 = \frac{u_0}{v k}.$$

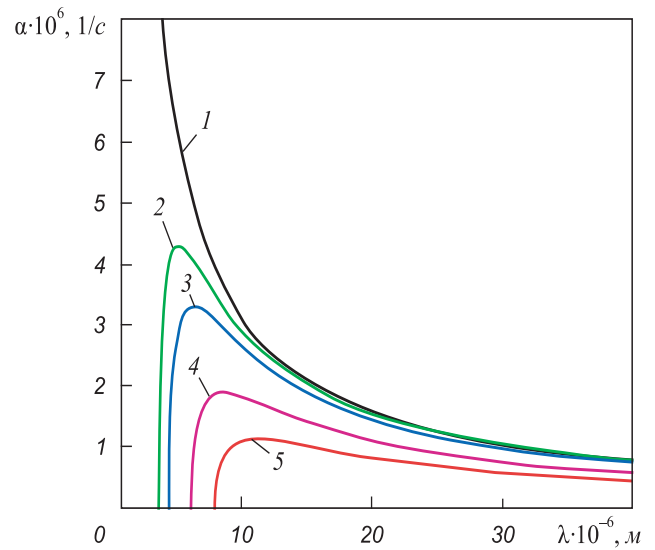


Рис. 3. Зависимость инкремента от длины волны для идеальной жидкости при относительной скорости $u_0 = 10 \text{ м/с}$:
1 – $\sigma_0 = 0$, $H/h = 1$; 2 – $\sigma_0 = 1,2 \text{ Н/м}$, $H/h = 1$;
3 – $\sigma_0 = 1,2 \text{ Н/м}$, $H/h = 2$; 4 – $\sigma_0 = 1,2 \text{ Н/м}$, $H/h = 5$;
5 – $\sigma_0 = 1,2 \text{ Н/м}$, $H/h = 10$

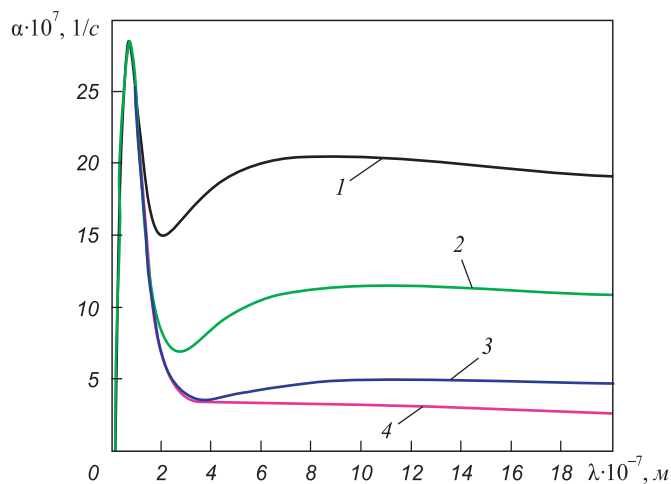


Рис. 4. Зависимость инкремента от длины волны при относительной скорости $u_0 = 20$ м/с и значениях H/h 1 (1), 2 (2), 5 (3) и 10 (4)

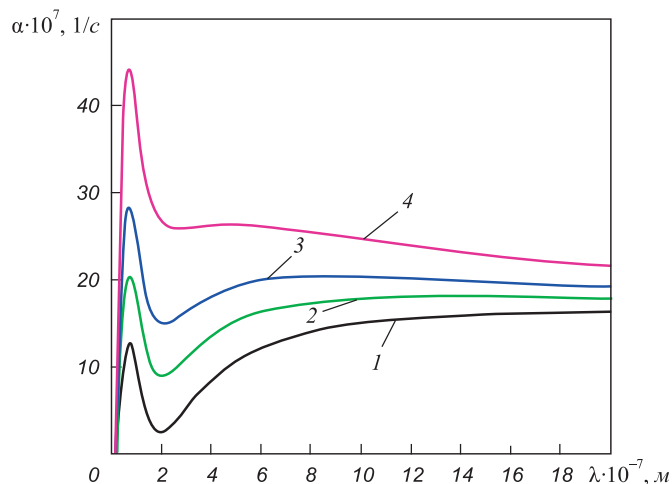


Рис. 5. Зависимость инкремента от длины волны при $H/h = 1$ и различных значениях относительной скорости: 1 – $u_0 = 10$ м/с; 2 – $u_0 = 15$ м/с; 3 – $u_0 = 20$ м/с; 4 – $u_0 = 30$ м/с

При $W = 0$ и $\mu = 1$ это уравнение в отличие от уравнения (11) позволяет получить максимумы в зависимости α от λ в нанометровом диапазоне при варьировании отношения толщин слоев (рис. 4) и скорости (рис. 5).

Выводы. Получено дисперсионное уравнение для описания неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе разрыва скорости между конечными слоями идеальной и вязкой жидкостей. Обнаружено возникновение максимума инкремента от длины волны в наноразмерном диапазоне при равенстве плотностей и отсутствии поверхностного натяжения. Это позволяет утверждать о правомерности механизма развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца при формировании нанопрослойки в глубине материала при воздействии концентрированных потоков энергии, в слоях при трении и в плоскостях скольжения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Дерибас А.А. Физика упрочнения и сварка взрывом. – Новосибирск: Наука, 1980. – 221 с.
2. Неклюдов И.М., Борц Б.В., Ткаченко В.И. // Физика и химия обработки материалов. 2010. № 5. С. 96 – 102.

3. Тарасов С.Ю., Рубцов В.Е. // Физика твердого тела. 2011. Т. 53. № 2. С. 336 – 340.
4. Сарычев В.Д., Ващук Е.С., Будовских Е.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 14. С. 41 – 48.
5. Конокова Г.Е., Показев К.В. Динамика морских волн. – М.: изд. МГУ, 1985. – 298 с.
6. Розуменко Л.С., Ткаченко В.И. // Вестник Харьковского национального университета. 2005. Вып. 3 (28). С. 73 – 80.
7. Funada T., Joseph D.D., Yamashita S. // Inter. J. Of Multiphase Flow. 2004. P. 1279 – 1310.
8. Константинова Т.Е. – В кн.: Первые московские чтения по проблемам прочности. Тезисы докладов. – М.: изд. МИСиС, 2009. С. 105.
9. Формирование структурно-фазовых состояний металлов и сплавов при электровзрывном легировании и электронно-пучковой обработке / Е.А. Будовских, Е.С. Ващук, В.Е. Громов и др. Под ред. В.Е. Громова. – Новокузнецк: Изд-во «Интер-Кузбасс», 2011. – 212 с.
10. Климов Д.М., Петров А.Г., Георгиевский Д.В. Вязкопластические течения: динамический хаос, устойчивость, перемешивание. – М.: Наука, 2005. – 394 с.
11. Молотков С.Г., Романов Д.А., Будовских Е.А. // Изв. вуз. Черная металлургия. 2012. № 2. С. 69, 70.

© 2012 г. В.Д. Сарычев, А.Ю. Грановский,
С.Н. Старовацкая, В.Е. Громов
Поступила 2 февраля 2012 г.