

УДК 539.4:548.4:621.77:669.539.382:669.17

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРНЫХ СЛОЕВ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕЛЬСОВ*

Сарычев В.Д.¹, к.т.н., доцент кафедры естественнонаучных дисциплин
им. проф. В.М. Финкеля (sarychev_vd@mail.ru)

Невский С.А.¹, к.т.н., доцент кафедры естественнонаучных дисциплин
им. проф. В.М. Финкеля (nevskiy_sa@physics.sibsiu.ru)

Кормышев В.Е.¹, к.т.н., инженер кафедры естественнонаучных дисциплин
им. проф. В.М. Финкеля (89239230000@mail.ru)

Юрьев А.А.², к.т.н., менеджер по управлению продуктами и ресурсами (Ant-yurev@yandex.ru)

Громов В.Е.¹, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой естественнонаучных дисциплин
им. В.М. Финкеля (gromov@physics.sibsiu.ru)

¹ Сибирский государственный индустриальный университет
(654007, Россия, Кемеровская обл. – Кузбасс, Новокузнецк, ул. Кирова, 42)
² АО «ЕВРАЗ Объединенный Западно-Сибирский металлургический комбинат»
(654043, Россия, Кемеровская обл. – Кузбасс, Новокузнецк, Космическое шоссе, 16)

Аннотация. Разработана математическая модель и предложен механизм формирования наноразмерных структурно-фазовых состояний на мере рельсовой стали при длительной эксплуатации. Считается, что при интенсивных пластических деформациях материал ведет себя подобно вязкой несжимаемой жидкости. Для учета скольжения колеса относительно рельса предлагается модель в виде двухслойной жидкости, верхний слой которой скользит с определенной скоростью относительно первой. В этом случае развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Для каждого слоя записаны уравнения Навье-Стокса, кинематические и динамические граничные условия. Решение полученной системы в виде нормальных мод возмущений проведено исходя из предположения о вязко-потенциальном течении материала. В этом приближении считается, что эффекты вязкости имеют место только на границе раздела слоев. Выведено дисперсионное уравнение. Это уравнение проанализировано с помощью графического представления функций, входящих в аналитическое решение. Установлен диапазон характеристик материала и параметров внешнего воздействия (скорость движения слоя), при которых наблюдаются два максимума в зависимости скорости роста возмущений от волнового числа. Первый максимум (гидродинамический) обусловлен движением слоев относительно друг друга, второй связан с эффектами вязкости жидкости. Получены приближенные формулы зависимости скорости роста возмущений от волнового числа. Найден условия для реализации только одного максимума. Вязкостно обусловленный максимум при скоростях скольжения порядка 1 м/с может находиться в наноразмерном диапазоне длин волн. Полагая, что белый слой в рельсах при длительной эксплуатации формируется главным образом из-за действия интенсивных пластических деформаций, считаем, что полученные результаты детализируют механизм формирования белых слоев в рельсах при длительной эксплуатации.

Ключевые слова: структура, рельсовая сталь, белый слой, длительная эксплуатация, неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, скорость роста, вязкость, скорость скольжения.

DOI: 10.17073/0368-0797-2020-9-699-706

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наблюдается значительное увеличение интенсивности движения железнодорожного транспорта и его грузонапряженности, что требует высокой эксплуатационной стойкости рельсов [1], в поверхностных слоях которых при длительной эксплуатации формируются повреждения. Это может являться причиной изъятия рельсов. Уже при сравнительно небольшом (100 – 500 млн т) пропущенном тоннаже в поверхностных слоях рельсов формируются наноразмерные структурно-фазовые со-

стояния с размером зерен в несколько десятков нанометров [2 – 6] и даже образуется аморфный «белый» слой [7 – 10]. Этот «белый слой» способен приводить к образованию трещин после его хрупкого разрушения из-за высокой твердости. Анализ этого процесса уделяется самое пристальное внимание в Японии [11], Нидерландах [12], Австралии [13], Великобритании [14]. Среди различных механизмов формирования таких слоев [9, 10, 15] особое внимание уделяется роли интенсивной пластической [1, 10] или мегапластической деформации [16]. Формирующиеся при сверхвысоких пластических деформациях, реализуемых при длительной эксплуатации рельсов, структурно-фазовые состояния трудно предсказуемы. К сожалению, подавляющее большинство авторов, исследующих влияние сверх-

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 19-32-60001 Перспектива.

высоких пластических деформаций [17] и длительной эксплуатации рельсов [18–20], ограничивается изучением конечных структур и свойств, не анализируя физических процессов, протекающих при гигантских степенях пластического течения [16]. Естественно, что специалисты по моделированию не могли обойти своим вниманием крайне сложные и многофакторные вопросы природы формирования поверхностных слоев с необычными свойствами [21, 22]. Как показывают результаты работ [23, 24], нанокристаллические материалы деформируются по механизму зернограничного проскальзывания и ведут себя так, как если бы обладали ньютоновской вязкостью. Внутри зон интенсивного пластического сдвига существуют поверхности тангенциального разрыва скорости [25].

С точки зрения гидродинамики на таких поверхностях имеет место абсолютная неустойчивость поверхностей раздела, так называемая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (НКГ), развитие которой приводит к формированию ячеек кристаллизации с размером, пропорциональным длинам волн максимального роста. Возникновением и развитием НКГ объясняется образование наноструктур при воздействии на поверхность концентрированных потоков энергии [26, 27] и в условиях интенсивной пластической деформации [28, 29]. В работе [27] численно исследовано дисперсионное уравнение, полученное в приближении вязко-потенциальной модели [30]. В работе [29] получены приближенные выражения для волновых чисел максимального роста для двухмодовой зависимости скорости роста от волнового числа. Первый максимум обусловлен гидродинамическим режимом, который реализуется при отсутствии вязкости, а при учете вязкости ее роль незначительна. Второй максимум обусловлен вязкостью, а его волновое число может соответствовать наноразмерному диапазону длин волн; таким образом, вязкость генерирует определенные упорядоченные состояния. Ранее подобная ситуация была описана в работе [31] при численном анализе трансцендентного дисперсионного уравнения, но выводы носят качественный характер. Двойственная роль вязкости НКГ анализируется в работе [32].

Целью настоящей работы является создание математической модели образования наноструктур в рельсовой стали при длительной эксплуатации.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим устойчивость плоского стационарного течения двухслойной несжимаемой жидкости. Выберем направление оси x вдоль границы раздела между слоями, ось y перпендикулярна оси x и направлена в сторону второго слоя (рис. 1). Первый слой ($-\infty < x < \infty$; $-h < y < \eta(x, t)$, где η – возмущение поверхности раздела; h – толщина нижнего слоя) занимает вязкая неподвижная жидкость с вязкостью ν_1 и плотностью ρ_1 .

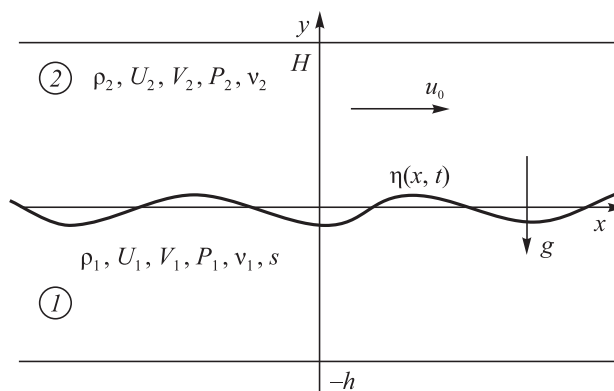


Рис. 1. К постановке задачи об образовании наноструктур по механизму неустойчивости Кельвина-Гельмгольца

Fig. 1. To formulation of the problem of nanostructures formation according to the Kelvin-Helmholtz instability mechanism

Второй слой ($-\infty < x < \infty$; $\eta(x, t) < y < H$, где H – толщина верхнего слоя) занимает жидкость с вязкостью ν_2 и плотностью ρ_2 , которая движется с постоянной скоростью u_0 , направленной вдоль оси x . Ускорение g направлено в сторону, противоположную оси y . Уравнения движения имеют вид:

– для первого слоя

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial U_1}{\partial y} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \nu_1 \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial V_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial V_1}{\partial y} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial y} + \nu_1 \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial y^2} \right) - g; \\ \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} &= 0; \end{aligned} \tag{1}$$

– для второго слоя

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} + V_2 \frac{\partial U_2}{\partial y} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} + \nu_2 \left(\frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_2}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial V_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial V_2}{\partial x} + V_2 \frac{\partial V_2}{\partial y} &= \\ &= -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial y} + \nu_2 \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_2}{\partial y^2} \right) - g; \\ \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{\partial V_2}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \tag{2}$$

где U_n, V_n – компоненты вектора скорости; P_n – давление; $n = 1, 2$ – номера слоев.

Кинематические граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} y = H: V_2 = 0; \quad y = -h: V_1 = 0; \\ y = 0: \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} = V_2; \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = V_1. \end{aligned} \quad (3)$$

Условия равенства нормальных и касательных напряжений на границе раздела слоев 1 и 2 будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{1n} - \sigma_{2n} = \sigma_0 K = 0; \\ \tau_1 = \tau_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где σ_0 – межфазное поверхностное натяжение; $K \approx \eta_{xx}$ – кривизна линии раздела;

$$\begin{aligned} \sigma_{1n} = -P_1 + 2\rho_1 v_1 \frac{\partial V_1}{\partial y}; \quad \sigma_{2n} = -P_2 + 2\rho_2 v_2 \frac{\partial V_2}{\partial y}; \\ \tau_1 = \rho_1 v_1 \left(\frac{\partial U_1}{\partial y} + \frac{\partial V_1}{\partial x} \right); \quad \tau_2 = \rho_2 v_2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial y} + \frac{\partial V_2}{\partial x} \right). \end{aligned}$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для получения дисперсионного уравнения применим вязко-потенциальное приближение [30]. Суть заключается в том, что эффекты, связанные с вязкостью материала, имеют место только вблизи поверхности раздела слоев. В этом случае компоненты скорости можно представить в виде:

$$U_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}; \quad V_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}; \quad U_2 = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}; \quad V_2 = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \quad (5)$$

где Φ – потенциал скорости.

Подстановка значений (5) в уравнения (1) и (2) приводит их к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} = 0; \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi_1|^2 + gy \right) = 0; \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi_2|^2 + gy \right) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Кинематические граничные условия с учетом выражений (5) примут вид:

$$\begin{aligned} y = H: \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = 0; \quad y = -h: \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} = 0; \\ y = 0: \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}; \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}. \end{aligned} \quad (7)$$

В рамках вязко-потенциального приближения динамические граничные условия (4) примут вид:

$$\begin{aligned} \rho_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + g\eta \right) + 2\rho_1 v_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} - \\ - \rho_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} + g\eta \right) - 2\rho_2 v_2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} - \sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Для линеаризации уравнений (6) – (8) представим потенциалы скорости в следующем виде:

$$\Phi_1 = \beta \phi_1; \quad \Phi_2 = u_0 y + \beta \phi_2; \quad \Theta = \beta \eta, \quad (9)$$

где β – малый параметр.

Подстановка выражения (9) в зависимости (6) – (8) дает следующее:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial y^2} = 0; \\ y = H: \frac{\partial \phi_2}{\partial y} = 0; \quad y = -h: \frac{\partial \phi_1}{\partial y} = 0; \\ y = 0: \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial y}; \quad \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial \phi_1}{\partial y}; \\ \rho_1 \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + g\eta \right) + 2\rho_1 v_1 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} - \\ - \rho_2 \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \phi_2}{\partial x} + g\eta \right) - \\ - 2\rho_2 v_2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial y^2} - \sigma_0 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, поставленная математическая задача состоит в определении потенциалов ϕ_1 и ϕ_2 , удовлетворяющих уравнениям Лапласа и граничным условиям (10). Решение уравнений Лапласа, удовлетворяющее этим условиям, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \phi_1 = A_1 \exp(\omega t - ikx) \cosh [k(y + h)]; \\ \phi_2 = A_2 \exp(\omega t - ikx) \cosh [k(y - H)]; \\ \Theta = B \exp(\omega t - ikx), \end{aligned} \quad (11)$$

где k – волновое число; $\omega = \alpha + i\Omega$; α – скорость роста возмущений; Ω – циклическая частота.

Подстановка выражений (11) в уравнения (10) даст систему алгебраических уравнений для A_1, A_2, B . Определитель этой системы будет являться дисперсионным уравнением:

$$\begin{aligned} (R_1 + R_2) \omega^2 + 2\omega \left[iR_2 u_0 k + (R_1 v_1 + R_2 v_2) k^2 \right] - \\ - gk \left[R_1 \tanh(kh) - R_2 \tanh(kH) \right] + \\ + u_0 \left(-2iR_2 v_2 k^3 \right) - R_2 k^2 u_0^2 + \sigma k^3, \end{aligned} \quad (12)$$

где $R_1 = \rho_1 \coth(kh)$; $R_2 = \rho_2 \coth(kH)$.

Рассмотрим случай, когда $v_2 = 0, g = 0, h \rightarrow \infty$. Тогда выражение (12) примет вид:

$$(R_1 + R_2)\omega^2 + 2(v_1 k R_1 + i R_2 u_0)k\omega - k^2(R_2 u_0^2 - k\sigma) = 0$$

или

$$\omega^2 + 2\omega(a + ib) - c = 0, \tag{13}$$

где

$$a = a_0 k^2; b = b_0 k; c = \frac{1 + \mu}{\mu} (b_0 k)^2 - c_0 k^3;$$

$$a_0 = \frac{v_1}{1 + \mu}; b_0 = \frac{\mu u_0}{1 + \mu}; \mu = \frac{\rho_2}{\rho_1} \coth(kH);$$

$$c_0 = \frac{\sigma_0}{(1 + \mu)\rho_1}.$$

Решение уравнения (13) имеет вид:

$$\alpha = \sqrt{\frac{F + \sqrt{F^2 + 4a^2 b^2}}{2}} - a;$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{-F + \sqrt{F^2 + 4a^2 b^2}}{2}} - b, \tag{14}$$

где $F = a^2 - b^2 + c$.

Запишем выражение (14) в безразмерных переменных:

$$\bar{\alpha} = x \sqrt{\frac{f(x) + \sqrt{f(x)^2 + g(x)^2}}{2}} - \sqrt{\varepsilon} x^2;$$

$$\bar{\Omega} = x \sqrt{\frac{-f(x) + \sqrt{f(x)^2 + g(x)^2}}{2}} - \sqrt{\mu} x;$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_0}; \bar{\Omega} = \frac{\Omega}{\alpha_0}; x = \frac{k}{k_0}; \tag{15}$$

$$f(x) = \varepsilon x^2 - x + 1; g(x) = 2\sqrt{\varepsilon \mu} x;$$

$$\alpha_0 = \frac{\rho_1 u_0^3 \mu^{3/2}}{(1 + \mu)^2 \sigma_0}; \varepsilon = \mu \left[\frac{v_1 u_0 \rho_1}{(1 + \mu) \sigma_0} \right]^2;$$

$$k_0 = \frac{\mu \rho_1 u_0^2}{(1 + \mu) \sigma_0}.$$

Формулы (15) дают аналитические зависимости скорости роста возмущений и частоты от волнового числа, однако они громоздки. Для получения физических следствий найдем приближенные выражения. Важную роль в процессе их нахождения играют соотношения между функциями $f(x) = \varepsilon x^2 - x + 1, |f(x)|, g(x) = 2\sqrt{\varepsilon \mu} x$. Эти функции представлены на рис. 2. В первом случае прямая, заданная уравнением $g(x)$, может пересекать графики функций $f(x)$ и $|f(x)|$ в четырех точках: M_1, P_1, M_2 и P_2 ; во втором случае прямая выше $|f(x)|$ и пересе-

кает только параболу $f(x)$ в точках M_1 и P_2 . Абсциссы этих точек и нули функции $f(x)$ при $\varepsilon \ll 1$ можно представить в следующем виде:

$$x_{M_1} = 1 - 2\sqrt{\varepsilon \mu}; x_1 = 1; x_{P_1} = 1 + 2\sqrt{\varepsilon \mu};$$

$$x_{M_2} = \frac{1}{\varepsilon} - 2\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}; x_2 = \frac{1}{\varepsilon}; x_{P_2} = \frac{1}{\varepsilon} + 2\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \tag{16}$$

Заметим, что $\bar{\alpha}(x_0) = 0$ при $x_0 = \mu + 1$ – это отсекающее волновое число, так как при $0 \leq x \leq x_0$ скорость роста удовлетворяет условию $\bar{\alpha}(x) \geq 0$, что означает реализацию неустойчивости в этом интервале.

Для первого случая область аргумента разбивается на два интервала, где зависимость скорости роста от волнового числа имеет следующий вид:

– при $0 < x < x_{M_1}$

$$\bar{\alpha}_1 \approx x \left(\sqrt{\varepsilon x^2 - x + 1 + \frac{2\varepsilon \mu x^2}{\varepsilon x^2 - x + 1}} - \sqrt{\varepsilon} x \right);$$

$$x_{m1} = \frac{2}{3} - \frac{8}{27} \sqrt{3\varepsilon},$$

– при $x_{P_1} < x < x_{M_2}$

$$\bar{\alpha}_2 \approx \sqrt{\varepsilon} x^2 \left(\sqrt{\frac{\mu}{x - 1 - \varepsilon x^2}} - 1 \right);$$

$$x_{m2} = \frac{9}{16} \mu.$$

$$\tag{17}$$

При $\varepsilon \approx 0$ первое уравнение (17) преобразуется к виду $\bar{\alpha} = x\sqrt{1-x}$ и соответствует случаю, когда вязкость равна нулю. Здесь появляется отсекающее волновое число $x = 1$ и явно находится значение $x_m = 2/3$, при котором скорость роста достигает максимума. Если $\varepsilon \neq 0$, то

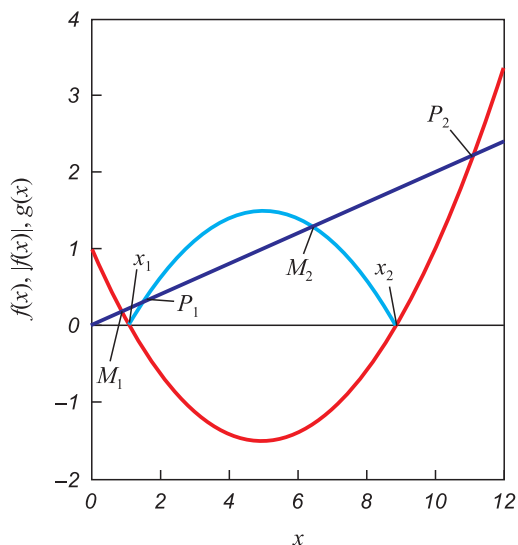


Рис. 2. Соотношения между функциями $f(x), |f(x)|, g(x)$
 Fig. 2. Relationship between the functions $f(x), |f(x)|, g(x)$

максимальное значение скорости роста $\bar{\alpha}_1$ достигается при $x_{m1} = \frac{2}{3} - \frac{8}{27}\sqrt{3\varepsilon}$. Отсюда следует, что вязкость не играет большой роли в развитии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в рассматриваемом интервале волновых чисел. В работе [33] отмечалось, что вязкость в развитии этой неустойчивости вообще не играет существенной роли. Однако это не так, и это подтверждает анализ второго уравнения (17). Если $\varepsilon \neq 0$, то зависимость скорости роста $\bar{\alpha}_2$ от x может иметь одну или две критические точки при различных значениях ε (рис. 3).

Для второго случая, когда прямая $g(x)$ пересекает параболу в двух точках M_1 и P_2 (пересечения $g(x)$ с $|f(x)|$ нет), возможны два варианта:

1 – при условии, когда $0 < x < x_{M_1}$, выполняются неравенства $f(x) > 0, f(x) > g(x)$. Тогда зависимость декремента от волнового числа совпадает с первым уравнением (17);

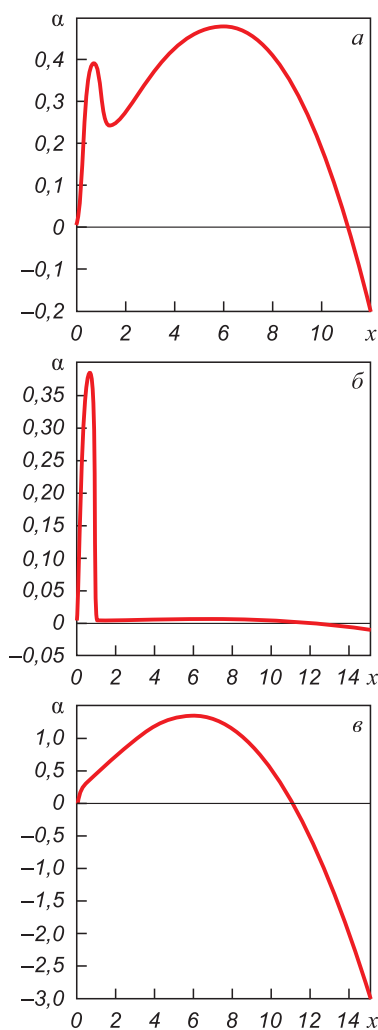


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости роста от безразмерного волнового числа:

$a - \varepsilon = 10^{-3}$ и $\mu = 10$; $b - \varepsilon = 10^{-7}$ и $\mu = 10$; $v - \varepsilon = 10^{-2}$ и $\mu = 10$

Fig. 3. Dependence of dimensionless growth rate on dimensionless wave number:

$a - \varepsilon = 10^{-3}$ and $\mu = 10$; $b - \varepsilon = 10^{-7}$ and $\mu = 10$; $v - \varepsilon = 10^{-2}$ and $\mu = 10$

2 – при условии, когда $x_{M_1} < x < x_{P_1}$, выполняется неравенство $g(x) > |f(x)|$. Тогда приближенная зависимость декремента от волнового числа имеет вид:

$$\bar{\alpha} \approx x \left[\sqrt{\frac{g}{2}} \left(1 + \frac{f}{2g} + \frac{f^2}{4g^2} \right) - \sqrt{\varepsilon x} \right]. \quad (18)$$

Наиболее простое приближение выражения (18) имеет вид:

$$\bar{\alpha} \approx x \left(\sqrt{\frac{g}{2}} - \sqrt{\varepsilon x} \right) = x \left(\sqrt{\sqrt{\varepsilon \mu x}} - \sqrt{\varepsilon x} \right); \quad (19)$$

$$x_{m3} = \frac{9}{16} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

На рис. 3 представлены зависимости безразмерной скорости роста (15) при различных значениях ε и μ . Видно, что при $\varepsilon = 10^{-3}$ и $\mu = 10$ данная зависимость имеет два максимума (рис. 3, a).

Уменьшение значения ε до 10^{-7} приводит к практически полному исчезновению второго максимума. Это означает, что при малых значениях вязкости преобладающим является механизм относительного движения слоев (рис. 3, b). При значении $\varepsilon = 10^{-2}$ первый максимум не наблюдается, что позволяет сделать вывод о том, что максимум скорости роста обусловлен эффектами вязкости.

Приближенные оценки волнового числа, на которое приходится максимум скорости роста (рис. 4), при $\varepsilon = 10^{-3}$ и $\mu = 10$ согласно выражению (17) составляют

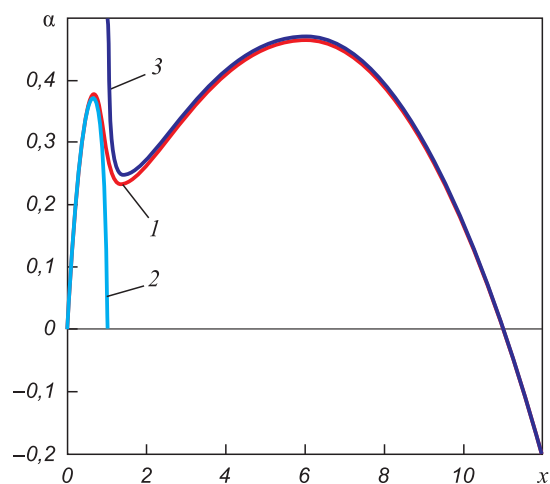


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости роста от безразмерного волнового числа:

1 – вычисленная по первому уравнению системы (15); 2 – вычисленная по первому уравнению системы (17); 3 – вычисленная по второму уравнению системы (17)

Fig. 4. Dependence of dimensionless growth rate on dimensionless wave number:

1 – calculated by the first equation of system (15); 2 – calculated by the first equation of system (17); 3 – calculated by the second equation of system (17)

$x_{m1} \approx 0,651$ и $x_{m2} \approx 5,883$, а согласно зависимости (15) – $x_{m1} \approx 0,677$ и $x_{m2} \approx 5,888$. Это позволяет сделать вывод об адекватности представленных приближений. Сравнение зависимостей (15) и приближений (17) показало, что они дают адекватную оценку волнового числа, на которое приходится максимум скорости роста возмущений.

Выводы

Предложен механизм формирования поверхностных наноструктурных состояний при относительном движении двух слоев, основанный на развитии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в наноразмерном диапазоне длин волн. Выведено дисперсионное уравнение для двух вязких конечных слоев в приближении вязко-потенциальной жидкости или коротких волн. Для зависимости скорости роста от волнового числа и параметров задачи получено аналитическое выражение, которое является сложным для выявления физических следствий. Проведен асимптотический теоретический анализ зависимостей скорости роста от волнового числа, который показал, что возможны три варианта развития неустойчивости. В первом варианте имеется только один максимум, который реализуется в отсутствии вязкости, а при ненулевой вязкости волновое число максимального роста слабо зависит от вязкости. Для реализации такого варианта в наноразмерном диапазоне длин волн скорости относительного движения должны достигать нескольких километров в секунду. Во втором варианте зависимость скорости роста от волнового числа так же имеет один максимум, но при отсутствии вязкости этот максимум исчезает, то есть вязкость способствует генерации ячеек кристаллизации. В этом случае наноразмер ячеек может быть достигнут при скорости скольжения слоев порядка нескольких метров в секунду. В третьем варианте существуют два максимума, природа первого соответствует гидродинамическому режиму, а второй обусловлен вязкостью. Для волновых чисел максимального роста получены приближенные выражения, которые применяются для расчета скорости скольжения слоев. Полученные результаты могут быть использованы для моделирования формирования «белых» слоев в рельсах при длительной эксплуатации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Эволюция структурно-фазовых состояний металла рельсов при длительной эксплуатации / В.Е. Громов, О.А. Перегудов, Ю.Ф. Иванов, С.В. Коновалов, А.А. Юрьев. – Новокузнецк: ИЦ СибГИУ; Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2017. – 164 с.
2. Ivanisenko Yu., Fecht H.J. Microstructure modification in the surface layers of railway rails and wheels // *Steel Tech.* 2008. Vol. 3. No. 1. P. 19 – 23.
3. Ivanisenko Yu., MacLaren I., Sauvage X., Valiev R.Z., Fecht H.J. Shear-induced $\alpha \rightarrow \gamma$ transformation in nanoscale Fe-C composite // *Acta Materialia.* 2006. Vol. 54. No. 6. P. 1659 – 1669.
4. Ning Jiang-li, Courtois-Manara E., Kormanavaeva L., Ganeev A.V., Valiev R.Z., Kubel C., Ivanisenko Yu. Tensile properties and work

- hardening behaviors of ultrafine grained carbon steel and pure iron processed by warm high pressure torsion // *Materials Science and Engineering: A.* 2013. Vol. 581. P. 81 – 89.
5. Baumann G., Fecht H.J., Liebelt S. Formation of white-etching layers on rail treads // *Wear.* 1996. Vol. 191. No. 1-2. P. 133 – 140.
6. Österle R., Pyzalla A., Wang L.W. Investigation of white etching layers on rails by optical microscopy, electronmicroscopy, X-ray and synchrotron X-ray diffraction // *Materials Science and Engineering: A.* 2001. Vol. 303. P. 150 – 157.
7. Wild E., Wang L., Hasse B., Wroblewski T., Goerigk G., Pyzalla A. Microstructure alterations at the surface of a heavily corrugated rail with strong ripple formation // *Wear.* 2003. Vol. 254. No. 9. P. 876 – 883.
8. Zhang H.W., Ohsaki S., Mitao S., Ohnuma M., Hono K. Microstructural investigation of white etching layer on pearlite steel rail // *Materials Science and Engineering: A.* 2006. Vol. 421. P. 191 – 199.
9. Takahashi J., Kawakami K., Ueda, M. Atom probe tomography analysis of the white etching layer in a rail track surface // *Acta Materialia.* 2010. Vol. 58. No. 10. P. 3602 – 3612.
10. Lojkowski W., Djahanbakhsh M., Bürkle G., Gierlotka S., Zielinski W., Fecht H.J. Nanostructure formation on the surface of railway tracks // *Materials Science and Engineering: A.* 2001. Vol. 303. No. 1-2. P. 197 – 208.
11. Ishida M. Rolling contact fatigue (RCF) defects of rails in Japanese railways and its mitigation strategies // *Electronic Journal of Structural Engineering.* 2013. Vol. 13. No. 1. P. 67 – 74.
12. Steenbergen M., Dollevoet R. On the mechanism of squat formation on train rails – Part I: Origination // *International Journal of Fatigue.* 2013. Vol. 47. P. 361 – 372.
13. Pal S., Valente C., Daniel W., Farjoo M. Metallurgical and physical understanding of rail squat initiation and propagation // *Wear.* 2012. Vol. 284-285. P. 30 – 42.
14. Clayton P. Tribological aspects of wheel-rail contact: A review of recent experimental research // *Wear.* 1996. Vol. 191. P. 170 – 183.
15. Wang L., Pyzalla A., Stadlbauer W., Werner E.A. Microstructure features on rolling surfaces of railway rails subjected to heavy loading // *Materials Science and Engineering: A.* 2003. Vol. 359. No. 1-2. P. 31 – 43.
16. Глезер А.М. О природе сверхвысокой пластической (мегапластической) деформации // *Известия РАН. Серия физическая.* 2007. Т. 71. № 12. С. 1767 – 1776.
17. Мулюков Р.Р., Назаров А.А., Имаев Р.М. Деформационные методы наноструктурирования материалов: предпосылки, история, настоящее и перспективы // *Изв. вуз. Физика.* 2008. Т. 51. № 5. С. 47 – 59.
18. Gromov V.E., Yuriev A.A., Peregudov O.A., Kononov S.V., Ivanov Y.F., Glezer A.M., Semin A.P. Physical nature of surface structure degradation in long term operated rails // *Key Engineering Materials, AIP Conference Proceeding.* 2017. No. 1909. P. 020066-1 – 020066-4.
19. Gromov V.E., Yuriev A.A., Ivanov Yu.F., Glezer A.M., Kononov S.V., Semin A.P., Sundeev R.V. Defect substructure change in 100-m differentially hardened rails in long-term operation // *Materials Letters.* 2017. Vol. 209. P. 224 – 227.
20. Юрьев А.А., Громов В.Е., Морозов К.В., Перегудов О.А. Изменение структуры и фазового состава поверхности 100-метровых дифференцированно закаленных рельсов при длительной эксплуатации // *Изв. вуз. Черная металлургия.* 2017. Т. 60. № 10. С. 826 – 830.
21. Zerbst U., Schodel M., Heyder R. Damage tolerance investigation on rails // *Engineering Fracture Mechanics.* 2009. Vol. 76. No. 17. P. 2637 – 2653.
22. Zerbst U., Lunden R., Edel K.-O., Smith R.A. Introduction to the damage tolerance behavior on railway rails – A review // *Engineering Fracture Mechanics.* 2009. Vol. 76. No. 17. P. 2563 – 2601.
23. Рубцов В.Е., Тарасов С.Ю., Колубаев А.В. Одномерная модель неоднородного сдвига при трении скольжения // *Физическая мезомеханика.* 2012. Т. 15. № 4. С. 103 – 108.

24. Тарасов С.Ю., Рубцов В.Е., Колубаев А.В., Горбатенко В.В. Анализ микроскопических полей деформации при трении скольжении // Изв. вуз. Физика. 2013. Т. 56. № 7-2. С. 350 – 355.
25. Рубцов В.Е., Тарасов С.Ю., Колубаев А.В. Неоднородность деформации и сдвиговая неустойчивость материала при трении // Изв. вуз. Физика. 2011. № 11-3. С. 215 – 220.
26. Сарычев В.Д., Вашук Е.С., Будовских Е.А., Громов В.Е. Образование наноразмерных структур в металлах при воздействии импульсных плазменных струй электрического взрыва // Письма в журнал технической физики. 2010. Т. 36. № 14. С. 41 – 48.
27. Грановский А.Ю., Сарычев В.Д., Громов В.Е. Модель формирования внутренних нанослоев при сдвиговых течениях материалов // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 10. С. 155 – 158.
28. Сарычев В.Д., Невский С.А., Громов В.Е. Модель образования наноструктур в рельсовой стали при интенсивной пластической деформации // Деформация и разрушение материалов. 2016. № 6. С. 25 – 29.
29. Sarychev V.D., Nevskii S.A., Sarycheva E.V., Konovalov S.V., Gromov V.E. Viscous flow analysis of the Kelvin-Helmholtz instability for short waves // AIP Conference Proceedings. 2016. Vol. 1783. No. 1. Article 020198.
30. Funada T., Joseph D.D. Viscous potential flow analysis of Kelvin-Helmholtz instability in a channel // Journal of Fluid Mechanics. 2001. Vol. 445. P. 263 – 283.
31. Li X., Tankin R.S. On the temporal instability of a two-dimensional viscous liquid sheet // Journal of Fluid Mechanics. 1991. Vol. 226. P. 425 – 443.
32. Dasgupta D., Nath S., Bhanja D. A study on dual role of viscosity on the stability of a viscous planar liquid sheet surrounded by inviscid gas streams of equal velocities, and prediction of resulting droplet distribution using maximum entropy formulation // Physics of Fluids. 2019. Vol. 31. No. 7. Article 74103.
33. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Суханов С.А. О роли вязкости жидкости в реализации неустойчивости Кельвина-Гельмгольца // Электронная обработка материалов. 2013. Т. 49. № 5. С. 56 – 61.

Поступила в редакцию 10 октября 2019 г.

После доработки 24 октября 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

IZVESTIYA VUZOV. CHERNAYA METALLURGIYA = IZVESTIYA. FERROUS METALLURGY. 2020. VOL. 63. NO. 9, pp. 699–706.

MODEL OF NANOSTRUCTURAL LAYERS FORMATION AT LONG-TERM OPERATION OF RAILS

V.D. Sarychev¹, S.A. Nevskii¹, V.E. Kormyshev¹,
A.A. Yur'ev², V.E. Gromov¹

¹ Siberian State Industrial University, Novokuznetsk, Kemerovo Region – Kuzbass, Russia

² JSC “EVRAZ – Joint West Siberian Metallurgical Plant”, Novokuznetsk, Kemerovo Region – Kuzbass, Russia

Abstract. A mathematical model was developed and a mechanism was proposed for the formation of nanoscale structural-phase states on the example of rail steel at long-term operation. It was believed that during intense plastic deformations, the material behaves like a viscous incompressible fluid. In order to take into account the sliding of the wheel relative to the rail, a two-layer fluid model was proposed, the top layer of which slides at a certain speed relative to the first. In this case, the Kelvin-Helmholtz instability develops. For each layer, we have written the Navier-Stokes equations and kinematic and dynamic boundary conditions. Solution of the obtained system in the form of normal perturbation modes was carried out on the basis of assumption of the viscous-potential material flow. In this approximation, it was believed that viscosity effects occur only at the layer interface. A dispersion equation was derived, which was analyzed using a graphical representation of the functions included in the analytical solution. A range of characteristics of the material and parameters of the external influence (the velocity of the layer) was established, at which two peaks are observed in dependence of disturbances growth rate on the wave number. The first (hydrodynamic) maximum is due to the motion of the layers relative to each other; the second is associated with the effects of fluid viscosity. Approximate formulas were obtained for dependence of the growth rate of perturbations on the wave number. Conditions for realization of only one maximum were found. The viscously determined maximum at slip velocities of the order of 1 m/s can be in the nanoscale wavelength range. Assuming that the white layer in the rails during long-term operation is formed mainly due to the action of intense plastic deformations, we believe that the obtained results detail the mechanism of white layers formation in the rails in this case.

Keywords: structure, rail steel, white layer, long-term operation, Kelvin-Helmholtz instability, growth rate, viscosity, sliding speed.

DOI: 10.17073/0368-0797-2020-9-699-706

REFERENCES

- Gromov V.E., Peregudov O.A., Ivanov Yu.F., Konovalov S.V., Yur'ev A.A. *Evolutsiya strukturno-fazovykh sostoyanii metalla rel'sov pri dlitel'noi ekspluatatsii* [Evolution of structural-phase states of rails metal during long-term operation]. Novokuznetsk: ITS SibGIU; Novosibirsk: Izd-vo SO RAN, 2017, 164 p. (In Russ.).
- Ivanisenko Yu., Fecht H.J. Microstructure modification in the surface layers of railway rails and wheels. *Steel Tech.* 2008, vol. 3, no. 1, pp. 19–23.
- Ivanisenko Yu., MacLaren I., Sauvage X., Valiev R.Z., Fecht H.J. Shear-induced $\alpha \rightarrow \gamma$ transformation in nanoscale Fe–C composite. *Acta Materialia.* 2006, vol. 54, no. 6, pp. 1659–1669.
- Ning Jiang-li, Courtois-Manara E., Kormanava L., Ganeev A.V., Valiev R.Z., Kubel C., Ivanisenko Yu. Tensile properties and work hardening behaviors of ultrafine grained carbon steel and pure iron processed by warm high pressure torsion. *Materials Science and Engineering: A.* 2013, vol. 581, pp. 81–89.
- Baumann G., Fecht H.J., Liebelt S. Formation of white-etching layers on rail treads. *Wear.* 1996, vol. 191, no. 1-2, pp. 133–140.
- Österle R., Pyzalla A., Wang L.W. Investigation of white etching layers on rails by optical microscopy, electron microscopy, X-ray and synchrotron X-ray diffraction. *Materials Science and Engineering: A.* 2001, vol. 303, pp. 150–157.
- Wild E., Wang L., Hasse B., Wroblewski T., Goerigk G., Pyzalla A. Microstructure alterations at the surface of a heavily corrugated rail with strong ripple formation. *Wear.* 2003, vol. 254, no. 9, pp. 876–883.
- Zhang H.W., Ohsaki S., Mitao S., Ohnuma M., Hono K. Microstructural investigation of white etching layer on pearlite steel rail. *Materials Science and Engineering: A.* 2006, vol. 421, pp. 191–199.
- Takahashi J., Kawakami K., Ueda M. Atom probe tomography analysis of the white etching layer in a rail track surface. *Acta Materialia.* 2010, vol. 58, no. 10, pp. 3602–3612.
- Lojowski W., Djahanbakhsh M., Bürkle G., Gierlotka S., Zielinski W., Fecht H.J. Nanostructure formation on the surface of railway tracks. *Materials Science and Engineering: A.* 2001, vol. 303, no. 1-2, pp. 197–208.
- Ishida M. Rolling contact fatigue (RCF) defects of rails in Japanese railways and its mitigation strategies. *Electronic Journal of Structural Engineering.* 2013, vol. 13, no. 1, pp. 67–74.

12. Steenbergen M., Dollevoet R. On the mechanism of squat formation on train rails – Part I: Origination. *International Journal of Fatigue*. 2013, vol. 47, pp. 361–372.
13. Pal S., Valente C., Daniel W., Farjoo M. Metallurgical and physical understanding of rail squat initiation and propagation. *Wear*. 2012, vol. 284–285, pp. 30–42.
14. Clayton P. Tribological aspects of wheel-rail contact: A review of recent experimental research. *Wear*. 1996, vol. 191, pp. 170–183.
15. Wang L., Pyzalla A., Stadlbauer W., Werner E.A. Microstructure features on rolling surfaces of railway rails subjected to heavy loading. *Materials Science and Engineering: A*. 2003, vol. 359, no. 1–2, pp. 31–43.
16. Glezer A.M. On the nature of ultrahigh plastic (Megaplastic) strain. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2007, vol. 71, no. 12, pp. 1722–1730.
17. Mulyukov R.R., Nazarov A.A., Imaev R.M. Deformation methods of materials nanostructuring: prerequisites, history, present situation and prospects. *Izv. vuz. Fizika*. 2008, vol. 51, no. 5, pp. 47–59. (In Russ.).
18. Gromov V.E., Yuriev A.A., Peregudov O.A., Konovalov S.V., Ivanov Y.F., Glezer A.M., Semin A.P. Physical nature of surface structure degradation in long term operated rails. *Key Engineering Materials, AIP Conference Proceedings*. 2017, no. 1909, pp. 020066-1–020066-4.
19. Gromov V.E., Yuriev A.A., Ivanov Yu.F., Glezer A.M., Konovalov S.V., Semin A.P., Sundeev R.V. Defect substructure change in 100-m differentially hardened rails in long-term operation. *Materials Letters*. 2017, vol. 209, pp. 224–227.
20. Yur'ev A.A., Gromov V.E., Morozov K.V., Peregudov O.A. Changes in structure and phase composition of the surface of differentially hardened 100-meter rails in operation. *Izvestiya. Ferrous Metallurgy*. 2017, vol. 60, no. 10, pp. 826–830. (In Russ.).
21. Zerbst U., Schodel M., Heyder R. Damage tolerance investigation on rails. *Engineering Fracture Mechanics*. 2009, vol. 76, no. 17, pp. 2637–2653.
22. Zerbst U., Lunden R., Edel K.-O., Smith R.A. Introduction to the damage tolerance behavior on railway rails – A review. *Engineering Fracture Mechanics*. 2009, vol. 76, no. 17, pp. 2563–2601.
23. Rubtsov V.E., Tarasov S.Yu., Kolubaev A.V. One-dimensional model of inhomogeneous shear in sliding. *Physical Mesomechanics*. 2012, vol. 15, no. 5–6, pp. 337–341.
24. Tarasov S.Yu., Rubtsov V.E., Kolubaev A.V., Gorbatenko V.V. Analysis of microscopic strain fields at sliding friction. *Izv. vuz. Fizika*. 2013, vol. 56, no. 7–2, pp. 350–355. (In Russ.).
25. Rubtsov V.E., Tarasov S.Yu., Kolubaev A.V. Deformation inhomogeneity and shear instability of material during friction. *Izv. vuz. Fizika*. 2011, no. 11–3, pp. 215–220. (In Russ.).
26. Sarychev V.D., Vashchuk E.S., Budovskikh E.A., Gromov V.E. Nanosized structure formation in metals under the action of pulsed electric-explosion-induced plasma jets. *Technical Physics Letters*. 2010, vol. 36, no. 7, pp. 656–659.
27. Granovskii A.Yu., Sarychev V.D., Gromov V.E. Model of formation of inner nanolayers in shear flows of material. *Technical Physics*. 2013, vol. 58, no. 10, pp. 1544–1547.
28. Sarychev V.D., Nevskii S.A., Gromov V.E. Model of nanostructures formation in rail steel under intense plastic deformation. *Deformatsiya i razrushenie materialov*. 2016, no. 6, pp. 25–29. (In Russ.).
29. Sarychev V.D., Nevskii S.A., Sarycheva E.V., Konovalov S.V., Gromov V.E. Viscous flow analysis of the Kelvin-Helmholtz instability for short waves. *AIP Conference Proceedings*. 2016, vol. 1783, no. 1, article 020198.
30. Funada T., Joseph D.D. Viscous potential flow analysis of Kelvin-Helmholtz instability in a channel. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, vol. 445, pp. 263–283.
31. Li X., Tankin R.S. On the temporal instability of a two-dimensional viscous liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*. 1991, vol. 226, pp. 425–443.
32. Dasgupta D., Nath S., Bhanja D. A study on dual role of viscosity on the stability of a viscous planar liquid sheet surrounded by inviscid gas streams of equal velocities, and prediction of resulting droplet distribution using maximum entropy formulation. *Physics of Fluids*. 2019, vol. 31, no. 7, article 74103.
33. Shiryaeva S.O., Grigor'ev A.I., Sukhanov S.A. On the role of fluid viscosity in realization of the Kelvin-Helmholtz instability. *Elektronnaya obrabotka materialov*. 2013, vol. 49, no. 5, pp. 56–61. (In Russ.).

Funding. The work was financially supported by the grant of RFBR No. 19-32-60001 Perspektiva.

Information about the authors:

V.D. Sarychev, *Cand. Sci. (Eng.), Assist. Professor of the Chair of Science named after V.M. Finkel* (sarychev_vd@mail.ru)
S.A. Nevskii, *Cand. Sci. (Eng.), Assist. Professor of the Chair of Science named after V.M. Finkel* (nevskiy_sa@physics.sibsib.ru)
V.E. Kormyshev, *Cand. Sci. (Eng.), Engineer of the Chair of Science named after V.M. Finkel* (89239230000@mail.ru)
A.A. Yur'ev, *Cand. Sci. (Eng.), Manager of Product and Resource Management* (Ant-yurev@yandex.ru)
V.E. Gromov, *Dr. Sci. (Phys.-math.), Professor, Head of the Chair of Science named after V.M. Finkel* (gromov@physics.sibsib.ru)

Received October 10, 2019
 Revised October 24, 2019
 Accepted April 24, 2019