

УДК 539.4

DOI: 10.32326/1814-9146-2022-84-4-536-544

**МЕХАНИЗМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ***

© 2022 г.

Сарафанов Г.Ф.

*Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального
исследовательского центра «Институт прикладной физики РАН»,
Нижний Новгород, Российская Федерация*

gf.sarafanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.08.2022

Рассмотрена задача, связанная с эволюцией плотности краевых дислокаций на основе системы уравнений для дислокационного ансамбля. С учетом того, что в процессе эволюции дислокационного ансамбля возмущения суммарной плотности дислокаций невелики, получено уравнение, которому подчиняется эволюция избыточной плотности дислокаций (дислокационного заряда). Показано, что в полученном уравнении нелинейное слагаемое, обусловленное аннигиляцией дислокаций, является определяющим в эволюции дислокационного заряда при условии, что безразмерный параметр R (аналогичный числу Рейнольдса в вязкой среде) больше единицы. При таких условиях исходное уравнение допускает автомодельное решение в виде волнового фронта дислокационного заряда $I(x, t)$, бегущего вдоль некоторого направления. Это решение, однако, физически нестабильно из-за проблемных граничных условий. Поэтому был проанализирован более реализуемый случай, в котором исходное эволюционное уравнение для дислокационного заряда сводится к уравнению Бюргерса. Для этого уравнения при достаточно больших значениях R было получено асимптотическое решение $I(x, t) = x/t$ в виде треугольной ударной волны, которая имеет амплитуду $I(x_0)$ и ширину фронта $dx \sim 1/R$ на границе волны x_0 (при $x > x_0$ должно выполняться $I = 0$). Оценки показывают, что распространение дислокационного заряда приобретает характер ударного фронта ($R \gg 1$), если существуют внутренние предпосылки для такой эволюции дислокационного заряда, а именно: возникают эффективные условия для образования достаточного числа скоплений N_0 перед различными барьерами (показано, что $R \sim N_0$). В противном случае динамика дислокационного заряда приобретает характер диффузионного расплывания.

Ключевые слова: эволюционные уравнения, дислокационный заряд, уравнение Бюргерса, ударная волна пластической деформации, скопление дислокаций.

* Выполнено в рамках государственного задания ИПФ РАН на проведение фундаментальных научных исследований на 2021–2023 гг. по теме №0030-2021-0025.

Введение

Во многих задачах теории упругости, физического материаловедения требуется исследование динамики дислокационных скоплений [1–7]. Это важно в теории трещинообразования [8–10] и упрочнения [11, 12], анализе надежности материалов [13]. Учет упругих сил взаимодействия дислокаций в условиях локализованного скольжения дислокаций приводит, вообще говоря, к сложным интегро-дифференциальным уравнениям для плотности их распределения, допускающим аналитические решения весьма специального вида [2].

В статье [14] в рамках самосогласованного описания динамики дислокационного ансамбля показано, что учет далекодействующих упругих полей от системы дислокационных зарядов в динамике ансамбля существенно зависит от того, как протекает деформация: локализованно или квазиоднородно. В случае локализованного скольжения имеет место известный результат: поля внутренних напряжений, вызывающие нестационарный дрейф дислокаций, связаны с дислокационными зарядами преобразованием Гильберта. При квазиоднородной деформации упругое взаимодействие дислокаций приводит к следующим эффектам: для ансамбля винтовых дислокаций в системе эволюционных уравнений появляется обусловленное взаимодействием слагаемое, ответственное за интенсивную релаксацию дислокационных зарядов. Поэтому временной масштаб, на котором дислокационные заряды достигают стационарного значения, оказывается существенно меньшим, чем характерное время установления для суммарной плотности дислокаций (которая в этом случае играет роль параметра порядка). Это обуславливает эффективную диффузионную динамику дислокационного ансамбля для суммарной плотности дислокаций. Для ансамбля краевых дислокаций ситуация оказалась обратной. Поля внутренних напряжений от системы краевых дислокаций, расположенных в параллельных плоскостях скольжения, сильно интерферируют, поэтому их вклад в напряжение течения оказывается незначительным. Это приводит к тому, что роль параметра порядка начинает выполнять избыточная плотность дислокаций [14].

В настоящей статье исследуется динамика системы краевых дислокаций в условиях, когда ширина зоны деформации достаточно велика по сравнению с характерными пространственными масштабами ансамбля дислокаций, такими, как радиус экранирования упругого поля и масштаб неоднородного распределения дислокаций [15]. Это позволяет упростить описание динамики дислокаций в зоне скольжения, делая основной акцент на рассмотрение кинетических механизмов [16–18] динамики дислокаций.

1. Дислокационная модель

Исследуем динамику ансамбля краевых дислокаций в некоторой полосе скольжения, имеющей ширину L . Будем полагать, что дислокации движутся в одной плоскости, например вдоль оси Ox . Тогда уравнения для плотности дислокаций ρ_+ и ρ_- с учетом кинетических процессов размножения, аннигиляции и стока имеют вид [14]:

$$\frac{\partial \rho_+}{\partial t} + V \frac{\partial \rho_+}{\partial x} = \delta_0 - c\rho_+ - k\rho_+\rho_-, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_-}{\partial t} - V \frac{\partial \rho_-}{\partial x} = \delta_0 - c\rho_- - k\rho_+\rho_-, \quad (2)$$

где κ – коэффициент аннигиляции, δ_0 – источник размножения типа Франка – Рида, c – коэффициент стока дислокаций. Полагаем, что дислокации с плотностями ρ_+ и ρ_- перемещаются навстречу друг другу со скоростями $V_+ = V$ и $V_- = -V$.

Введем новые переменные $\rho = \rho_+ + \rho_-$ и $I = \rho_+ - \rho_-$, которые характеризуют суммарную и избыточную плотности дислокаций. В этом случае система (1), (2) принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial I}{\partial x} = 2\delta_0 - \tau^{-1}\rho - \frac{\kappa}{2}(\rho^2 - I^2), \quad (3)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\tau^{-1}I. \quad (4)$$

Здесь $\tau = 1/c$ – время релаксации, имеющее смысл характерного времени установления квазинейтрального состояния ансамбля дислокаций.

Рассмотрим эволюцию возмущений дислокационного заряда около стационарного состояния

$$\rho_0 = (\kappa\tau)^{-1} + \sqrt{(\kappa\tau)^{-2} + 4\delta_0/\kappa}, \quad I = 0. \quad (5)$$

Считая, что в процессе эволюции дислокационного ансамбля возмущения суммарной плотности дислокаций невелики ($|\rho - \rho_0| \ll \rho_0$), находим из (3), (4) уравнение, которому подчиняется эволюция избыточной плотности (дислокационного заряда)

$$\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} + \frac{1}{T} \frac{\partial I}{\partial t} - V^2 \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} + V\kappa I \frac{\partial I}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

где $T = (\kappa\rho_0)^{-1} = \tau/(1 + \sqrt{1 + 4\delta_0\kappa\tau})$ – характерное время релаксации суммарной плотности дислокаций к стационарному состоянию, имеющее также смысл характерного времени междислокационного локального взаимодействия. Нетрудно заметить, что здесь $T < \tau$, при этом в отсутствие стоков (что характерно для начальных стадий деформации) параметр T/τ стремится к нулю ($c = 0$, $\tau \rightarrow \infty$). Такая иерархия масштабов T и τ для ансамбля краевых дислокаций обусловлена спецификой их упругого взаимодействия.

Уравнение (6) является волновым уравнением с диссипацией, если пренебречь последним членом в этом уравнении. Тогда его решение есть затухающий волновой процесс. Учет нелинейного члена в (6) приводит к стабилизации распространения дислокационного заряда $I(x)$. Анализ (6) показывает, что нелинейное слагаемое становится существенным, если параметр $R = I_0 x_0 \kappa / V$ больше единицы, где I_0 – амплитуда дислокационного заряда, x_0 – его характерный масштаб. Заметим, что параметр R является аналогичным числу Рейнольдса в вязкой среде [19].

Рассмотрим возможное автомодельное решение уравнения (6). Решение будем искать в виде $I(\xi) = I(x - ut)$. Тогда уравнение (6) приобретает вид

$$I \cdot I'_\xi - \frac{u}{TV\kappa} I'_\xi = \gamma I''_{\xi\xi}. \quad (7)$$

Здесь $\gamma = v(1 - u^2/V^2)$, $v = V/\kappa$.

Проинтегрируем (7), в результате имеем

$$\frac{1}{2} I^2 - \frac{u}{TV\kappa} I + C = \gamma I'_\xi, \quad (8)$$

где C – константа интегрирования.

С учетом граничных условий

$$I(\xi \rightarrow \infty) = I_1, \quad I(\xi \rightarrow -\infty) = I_2, \\ I'_\xi(\xi \rightarrow \pm\infty) = 0$$

находим решение уравнения (8):

$$I = I_1 + \frac{\Delta I}{1 + \exp(\Delta I(x - ut)/(2\gamma))}, \quad \Delta I = I_2 - I_1, \quad (9)$$

где

$$u = \frac{\kappa VT}{4}(I_1 + I_2), \quad C = \frac{1}{2}I_1 I_2. \quad (10)$$

Решение (9) представляет собой волновой фронт дислокационного заряда, движущийся со скоростью u вдоль оси $0x$. Это решение, однако, физически вряд ли стабильно, поскольку обеспечить граничные условия $I(\xi \rightarrow \infty) = I_1, I(\xi \rightarrow -\infty) = I_2$ на длительном промежутке времени проблематично. С течением времени будет происходить выравнивание уровней I_1 и I_2 . Поэтому рассмотрим более реализуемый случай.

2. Уравнение для ударной волны пластической деформации

Если уровни I_1 и I_2 близки по модулю, то скорость фронта удовлетворяет условию $u \ll V$ и в уравнении (6) можно пренебречь первым слагаемым $\partial^2 I / \partial t^2$. В этом случае уравнение (6) переходит в уравнение Бюргерса:

$$\frac{\partial I}{\partial t'} + I \frac{\partial I}{\partial x} - \nu \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = 0, \quad (11)$$

где $t' = tTV\kappa$.

Это уравнение, широко используемое при анализе ударных волн в гидродинамике [20], с помощью замены Коула – Хопфа $I = -2\nu\varphi'_x/\varphi$ сводится к уравнению диффузии

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t'} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (12)$$

решение которого известно [21]. Если в начальный момент времени обозначить

$$\varphi(0, x) = \Phi(x),$$

то решение (12) можно записать в виде [20]

$$\varphi(x, t') = (4\nu t')^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(y) \exp\left[-\frac{(x-y)^2}{4\nu t'}\right] dy. \quad (13)$$

Далее, обозначая

$$\psi(t', x, y) = \frac{(x-y)^2}{2t'} + \int_0^y I(0, z) dz,$$

с учетом формулы Коула – Хопфа находим

$$I(x, t') = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (-(x-y)/t') \exp(-\psi/(2\nu)) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\psi/(2\nu)) dy}. \quad (14)$$

Рассмотрим асимптотическое решение (14) на больших временах. Заметим, что (11) можно представить в виде

$$\frac{\partial I}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{I^2}{2} - vI'_x \right) = 0. \quad (15)$$

Тогда интегрирование (15) с учетом $I'_x(x \rightarrow \pm\infty) = 0$ дает

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx = J = \text{const}. \quad (16)$$

При достаточно больших значениях R интеграл в (14) вычисляется методом перевала и для $I(x, t')$ в асимптотическом пределе получаем

$$I(x, t') = \frac{x}{t'}, \quad (17)$$

которое требует определения границы решения, так как при $x > x_0$ должно выполняться $I = 0$.

Для определения границы решения подставим (17) в (16), получим выражение

$$x_0 = \sqrt{2Jt'}, \quad I(x_0, t') = \frac{x_0}{t'} = \sqrt{\frac{2J}{t'}}, \quad (18)$$

откуда следует, в частности, для параметра R :

$$R = \frac{x_0 I_0}{v} = \frac{2J}{v}. \quad (19)$$

Полученное асимптотическое решение для дислокационного заряда приведено на рис. 1. Это решение имеет вид ударной волны с шириной фронта $\Delta x/x_0 \approx R^{-1}$. Амплитуда волны $I(x_0)$ с течением времени медленно уменьшается.

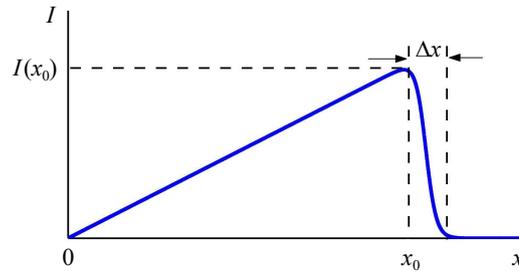


Рис. 1. Асимптотическое решение уравнения Бюргера при $R \gg 1$

3. Обсуждение результатов

Используем полученные результаты для некоторых качественных оценок эффектов, возникающих в кристаллах. Рассмотрим, например, поликристалл, где образование начальных скоплений (избыточного заряда) более эффективно, чем в монокристаллах в связи с наличием границ.

Как показал анализ решений уравнения Бюргера (14), дислокационный заряд при условии $R \gg 1$ распространяется в форме ударной волны с резким передним фронтом. Если эффективное число Рейнольдса R меньше единицы, то эволюция скопления приобретает характер диффузионного расплывания

$$I \propto t^{-1/2} \exp\left(\frac{x^2}{Vlt}\right)$$

с характерным временем $t_d = L_g^2/(Vl)$, в $L_g/l \approx 100$ раз превышающим время $t_0 = L_g/V$, за которое дислокация проходит масштаб размера зерна $L_g \approx 30$ мкм (при $\rho_0 \approx 10^9$ см⁻² среднее расстояние между дислокациями $l = \rho_0^{-1/2} \approx 0,3$ мкм).

Оценим величину параметра R . Для числа избыточных дислокаций одного знака в полосе скольжения шириной L имеем

$$N = \int_0^L dy \int_{-\infty}^{\infty} I(x, t') dx = LJ. \quad (20)$$

Экспериментальные наблюдения и теоретические оценки показывают, что число дислокаций одного знака перед различными барьерами в одной плоскости скольжения составляет $N_0 \approx 20-30$ [1], тогда $N \approx N_0 L/l$. Для эффективного числа Рейнольдса из (19) и (20) имеем

$$R = \frac{2J\kappa}{V} \approx \frac{N_0}{\pi\alpha_0}. \quad (21)$$

Здесь учтено, что $\kappa \approx 2Vh \approx 2Vl/(4\pi\alpha_0)$, где α_0 – постоянная трения решетки. При типичных значениях $\alpha_0 = 0,5$ получаем значение $R \approx 7-20$, то есть много больше единицы. В этом случае масштаб размера зерна, например $L_g \approx 30$ мкм, и скопление избыточной плотности дислокаций пройдет, как следует из (18), за время

$$t_c \approx \frac{L_g^2}{2JV\kappa T} \approx t_0 \frac{L_g^2}{2l^2 N_0}, \quad (22)$$

несколько большее, чем t_0 . Таким образом, средняя скорость такого скопления $V_c = L_g/t_c$ оказывается порядка или несколько меньшей, чем скорость дислокаций V .

Рассмотрение эволюции дислокационного заряда в рамках уравнения Бюргерса представляется обоснованным, если выполняется условие $T_i \gg T$, где T_i – характерный временной масштаб изменения переменной I . Его можно определить, учитывая (22), как

$$T_i = \frac{\Delta x}{L_g} t_c = \frac{l}{V} \left(\frac{L_g}{l}\right)^2 \frac{1}{2N_0 R}. \quad (23)$$

Поскольку $T \approx l/(2V\pi\alpha_0)$, то $T_i \gg T$ достигается, как следует из (23) и (21), при

$$\frac{L_g}{l} \gg R. \quad (24)$$

С учетом используемых типичных значений величин неравенство (24) выполняется, поскольку предполагается $L_g/l \approx 100$, $R \leq 20$.

Таким образом, распространение дислокационного заряда имеет характер ударной волны, если возникают эффективные условия для образования скоплений дислокаций ($N_0 \gg 1$), причем его «мощность», определяемая числом N , сохраняется.

Список литературы

1. Friedel J. *Dislocations*. Oxford: Pergamon, 1964. 491 p.
2. Косевич А.М. *Дислокации в теории упругости*. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.
3. Zhang X. A continuum model for dislocation pile-up problems. *Acta Materialia*. 2017. Vol. 128. Iss 4. P. 428–439. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.01.057>.
4. Eisenhut L., Schaefer F., Motz C. Effect of a dislocation pile-up at the neutral axis on trans-crystalline crack growth for micro-bending fatigue. *International Journal of Fatigue*. 2017. Vol. 94. Pt 1. P. 131–139. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2016.09.015>.
5. Gao Y., Huang Z., Luo Z. et al. Structural transformation and energy analysis for pile-up dislocations at triple junction of grain boundary. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*. 2022. Vol. 32. Iss 1. P. 45–63. [https://doi.org/10.1016/S1003-6326\(21\)65777-1](https://doi.org/10.1016/S1003-6326(21)65777-1).
6. Zhu Y., Xiang Y., Schulz K. The role of dislocation pile-up in flow stress determination and strain hardening. *Scripta Materialia*. 2016. Vol. 116. Iss. 4. P. 53–56. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2016.01.025>.
7. Li X., Jiang X. Effects of dislocation pile-up and nanocracks on the main crack propagation in crystalline metals under uniaxial tensile load. *Engineering Fracture Mechanics*. 2019. Vol. 212. Iss. 5. P. 258–268. <https://doi.org/10.1016/j.engfracmech.2019.03.038>.
8. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. Nucleation of cracks near the free surface in deformed metallic nanomaterials with a bimodal structure. *Physics of the Solid State*. 2016. Vol. 58. Iss. 6. P. 1179–1183. DOI: 10.1134/S1063783416060305.
9. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Критерий зарождения микротрещины в упругом поле дисклинации, экранированном ансамблем дислокаций. *Письма в Журнал технической физики*. 2015. Т. 41. Вып. 19. С. 105–110.
10. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. Условия возникновения стабильной микротрещины в упругом поле экранированной дисклинации. *Деформация и разрушение материалов*. 2016. №2. С. 2–7.
11. Hirth J.P., Lothe J. *Theory of Dislocations*. New York: McGraw-Hill, 1968. 780 p.
12. Cottrell A.H. *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*. London: Oxford University Press, 1953. 223 p.
13. Kubin L.P., Estrin Y. Strain nonuniformities and plastic instabilities. *Physical Review Applied*. 1988. Vol. 23. No 4. P. 573–583. DOI: 10.1051/rphysap:01988002304057300.
14. Сарафанов Г.Ф. К теории образования неоднородных дислокационных структур. I. Особенности эволюции ансамбля винтовых и краевых дислокаций. *Физика металлов и металловедение*. 1998. Т. 85. №3. С. 46–53.
15. Сарафанов Г.Ф. Экранирование упругого поля в ансамбле дислокаций. *Физика твердого тела*. 1997. Т. 39. №9. С. 1575–1579.
16. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов. *УФН*. 1999. Т. 169. №9. С. 979–1010. DOI: 10.3367/UFNr.0169.199909с.0979.
17. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. *Основы кинетической теории формирования разориентированных структур при пластической деформации металлов*. Нижний Новгород: Литера, 2011. 359 с.
18. Ханнанов Ш.Х. Физические проявления нелинейности в кинетике дислокаций. *Физика металлов и металловедение*. 1992. №4. С. 14–23.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика*. М.: Наука, 1976. 584 с.
20. Гурбагов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И. *Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии*. М.: Наука, 1990. 214 с.
21. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. *Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса*. М.: Наука, 1988. 368 с.

References

1. Friedel J. *Dislocations*. Oxford: Pergamon. 1964. 491 p.
2. Kosevich A.M. *Dislokatsii v teorii uprugosti [Dislocations in the Theory of Elasticity]*. Kiev. Naukova dumka Publ. 1978. 220 p. (In Russian).

3. Zhang X. A continuum model for dislocation pile-up problems. *Acta Mater.* 2017. Vol. 128. Iss 4. P. 428–439. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.01.057>.
4. Eisenhut L., Schaefer F., Motz C. Effect of a dislocation pile-up at the neutral axis on trans-crystalline crack growth for micro-bending fatigue. *Int. J. Fatigue.* 2017. Vol. 94. Pt. 1. P. 131–139. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2016.09.015>.
5. Gao Y., Huang Z., Luo Z. et al. Structural transformation and energy analysis for pile-up dislocations at triple junction of grain boundary. *T. Nonferr. Metal. Soc.* 2022. Vol. 32. Iss 1. P. 45–63. [https://doi.org/10.1016/S1003-6326\(21\)65777-1](https://doi.org/10.1016/S1003-6326(21)65777-1).
6. Zhu Y., Xiang Y., Schulz K. The role of dislocation pile-up in flow stress determination and strain hardening. *Scr. Mater.* 2016. Vol. 116. Iss. 4. P. 53–56. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2016.01.025>.
7. Li X., Jiang X. Effects of dislocation pile-up and nanocracks on the main crack propagation in crystalline metals under uniaxial tensile load. *Eng. Fract. Mech.* 2019. Vol. 212. Iss. 5. P. 258–268. <https://doi.org/10.1016/j.engfracmech.2019.03.038>.
8. Ovid'ko I.A., Sheinerman A.G. Nucleation of cracks near the free surface in deformed metallic nanomaterials with a bimodal structure. *Phys. Solid State.* 2016. Vol. 58. Iss. 6. P. 1179–1183. DOI: 10.1134/S1063783416060305.
9. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N. A criterion of nucleation of a microcrack in an elastic disclination field screened by an ensemble of dislocations. *Technical Physics Letters.* 2015. Vol. 41. Iss. 10. P. 968–970.
10. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N. Conditions for the appearance of a stable microcrack in the elastic field of a screened disclination. *Russian Metallurgy (Metally).* 2016. Vol. 2016. No 10. P. 889–894.
11. Hirth J.P., Lothe J. *Theory of Dislocations.* New York. McGraw-Hill. 1968. 780 p.
12. Cotrell A.H. *Dislocations and Plastic Flow in Crystals.* London. Oxford University Press. 1953. 223 p.
13. Kubin L.P., Estrin Y. Strain nonuniformities and plastic instabilities. *Rev. Phys. Appl.* 1988. Vol. 23. No 4. P. 573–583. DOI: 10.1051/rphysap:01988002304057300.
14. Sarafanov G.F. On the theory of dislocation patterning: I. Evolution of an ensemble of screw and edge dislocations. *The Physics of Metals and Metallography.* 1998. Vol. 85. No 3. P. 276–281.
15. Sarafanov G.F. Screening of the elastic field in a dislocation ensemble. *Physics of the Solid State.* 1997. Vol. 39. No 9. P. 1403–1406. DOI: 10.1134/1.1130087.
16. Malygin G.A. Dislocation self-organization processes and crystal plasticity. *Physics-Uspeski.* 1999. Vol. 42. No 9. P. 887–916. DOI: 10.1070/PU1999v042n09ABEH000563.
17. Sarafanov G.F., Perevezentsev V.N., Rybin V.V. *Osnovy kineticheskoy teorii formirovaniya razorientirovannykh struktur pri plasticheskoy deformatsii metallov [The Foundations of the Kinetic Theory of the Formation of Unidirectional Structures during Plastic Deformation of Metals].* Nizhny Novgorod. Litera Publ. 2011. 359 p. (In Russian).
18. Khannanov Sh.Kh. Fizicheskie proyavleniya nelineynosti v kinetike dislokatsiy [Physical manifestations of non-linearity in dislocation kinetics]. *Fizika metallov i metallovedenie [Physics of Metals and Metallography].* 1992. No 4. P. 14–23 (In Russian).
19. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Statistical Physics.* London. Elsevier. 1969. 544 p.
20. Gurbatov S.N., Malakhov A.N., Saichev A.I. *Nelineynye sluchaynye volny v sredakh bez dispersii [Nonlinear Random Waves in Media without Dispersion].* Moscow. Nauka Publ. 1990. 214 p. (In Russian).
21. Zaslavskiy G.M., Sagdeev R.Z. *Vvedenie v nelineynuyu fiziku: Ot mayatnika do turbulentnosti i khaosa [Introduction to Nonlinear Physics: From the Pendulum to Turbulence and Chaos].* Moscow. Nauka Publ. 1988. 368 p. (In Russian).

THE MECHANISM OF THE SHOCK WAVE OF PLASTIC DEFORMATION IN METALS*

Sarafanov G.F.

*Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences – Branch
of Federal Research Center “Institute of Applied Physics of the RAS”,
Nizhny Novgorod, Russian Federation*

gf.sarafanov@yandex.ru

Received by the Editor 2022/08/29

A problem related to the evolution of the density of edge dislocations based on a system of equations for a dislocation ensemble is considered. Considering that during the evolution of the dislocation ensemble, the perturbations of the total dislocation density are small, an equation is obtained that obeys the evolution of the excess dislocation density (dislocation charge). It is shown that in the resulting equation, the nonlinear term due to the annihilation of dislocations is decisive in the evolution of the dislocation charge, provided that the dimensionless parameter R (similar to the Reynolds number in a viscous medium) is greater than one. Under these conditions, the original equation admits a self-similar solution in the form of a wave front of a dislocation charge $I(x, t)$ running along a certain direction. This solution, however, is physically unstable, due to problematic boundary conditions. Therefore, a more feasible case was analyzed in which the initial evolutionary equation for the dislocation charge is reduced to the Burgers equation. For this equation, for sufficiently large values of R , an asymptotic solution $I(x, t) = x/t$ was obtained in the form of a triangular shock wave, which has an amplitude $I(x, t)$ and a front width $dx \sim 1/R$ at the boundary of the wave x_0 (for $x > x_0$, $I = 0$ must be fulfilled). Estimates show that the propagation of the dislocation charge takes on the character of a shock front ($R \gg 1$) if there are internal prerequisites for such an evolution of the dislocation charge, namely: effective conditions arise for the formation of a sufficient number of clusters of N_0 in front of various barriers (it is shown that $R \sim N_0$). Otherwise, the dynamics of the dislocation charge acquires the character of diffusion spreading.

Keywords: evolutionary equations, dislocation charge, Burgers equation, shock wave of plastic deformation, accumulation of dislocations.

*The work was carried out within the Russian state assignment for fundamental scientific research (the topic No 0030-2021-0025 for 2021–2023).