

05.1

**Квантованный характер скачкообразной пластической деформации**

© Л.Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия  
E-mail: lbz@ispms.ru

Поступило в Редакцию 29 января 2024 г.

В окончательной редакции 29 февраля 2024 г.

Принято к публикации 9 марта 2024 г.

Рассмотрена природа упругопластического инварианта пластического течения, связывающего характеристики упругой и пластической компонент деформации, и установлена его связь с фундаментальными физическими константами. Показано, что скачкообразная пластическая деформация может рассматриваться как макроскопический квантовый эффект, связанный с дискретностью кристаллической решетки.

**Ключевые слова:** металлы, локализация, скачкообразная деформация, автоволны.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.12.58056.19877

Пластическая (необратимая) деформация описывается обычно как результат движения и размножения дислокаций [1], причем этот процесс сопровождается изменением структуры деформируемой среды, выраженным в накоплении решеточных дефектов. Формируемый в последние годы взгляд на пластическое течение как на автоволновой процесс [2,3] был вызван затруднениями при попытках объяснить природу пластичности только на базе теории дислокаций. Такие попытки, основанные на привлечении идей теории неравновесных процессов (синергетики), предпринимались и ранее [4–7].

Автоволновые представления о природе пластического течения получили как экспериментальное подтверждение, так и теоретическое объяснение. В основе этого подхода лежат представления о ведущей роли локализации пластической деформации и генерации при пластическом течении самовозбуждающихся автоволновых процессов, связанных с самоорганизацией пластически деформируемой активной среды. Для регистрации автоволн локализованного пластического течения разработан специальная методика, позволяющая наблюдать их *in situ* при использовании спекл-фотографии [3]. Автоволны характеризуются их длиной  $\lambda$  и скоростью распространения  $V_{aw}$ , причем первая характеристика слабо зависит от свойств материала и почти во всех случаях составляет  $\sim 10^{-2}$  м, а вторая зависит от скорости нагружения и составляет  $10^{-5} \leq V_{aw} \leq 10^{-4}$  м/с. Ввиду огромной разницы масштабов автоволны локализованной пластичности напрямую невозможно связать с параметрами дислокационных субструктур или с дислокационными механизмами деформации типа источника Франка–Рида. Однако более крупномасштабные особенности пластического течения, такие как полосы и фронты Людерса [8], рассматриваются как варианты автоволновых мод пластичности.

Целью настоящей работы является интерпретация основных уравнений автоволновой теории пластичности, а также установление их связи с некоторыми физическими константами. Как было показано ранее [3], развитие ло-

кализованной автоволновой пластической деформации среды управляется инвариантным соотношением

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \tilde{Z} \approx \frac{1}{2}, \quad (1)$$

в котором  $\chi$  — межплоскостное расстояние,  $V_t$  — скорость поперечных упругих волн. Важность соотношения (1) состоит в том, что оно связывает характеристики пластической ( $\lambda V_{aw}$ ) и упругой ( $\chi V_t$ ) деформации материала.

Физическая природа соотношения (1) обсуждалась в [2,3]. Далее предлагается еще один вариант объяснения, инициированный работой [9], где было показано, что экстремальные значения характеристик физических свойств материалов могут быть оценены при использовании масштабов системы единиц Хартри, применение которой позволяет выразить коэффициенты основных соотношений более физически содержательным образом.

В системе единиц Хартри, в частности, в качестве масштаба длины принимается борковский радиус атома водорода

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5.291 \cdot 10^{-11} \text{ м}. \quad (2)$$

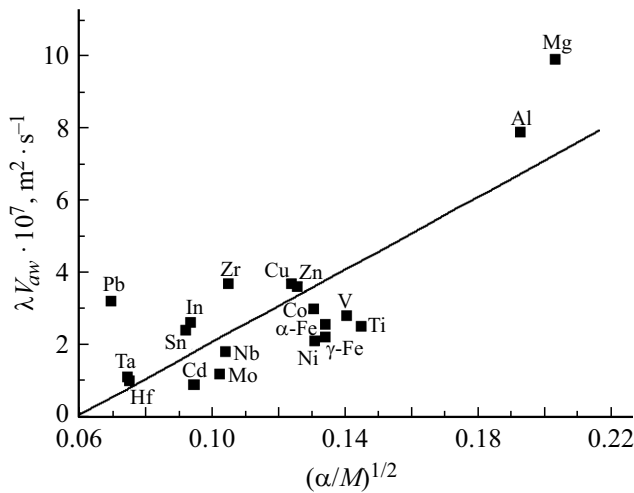
Применив это выражение и соотношения  $V_t \approx (G/\rho)^{1/2}$  и  $V_t \approx \omega_D a_0$  для скорости поперечного звука [10], автор [9] смог показать, что

$$V_t \approx \frac{e^2}{\hbar} \left( \frac{m}{2M} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

а дебаевская обрезаящая частота

$$\omega_D \approx \frac{E}{\hbar} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

В соответствии с обозначениями, принятыми в [9], в уравнениях (2)–(4)  $\hbar = h/2\pi$  — редуцированная постоянная Планка,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона



Зависимость параметра пластичности металлов от массы атомов. Коэффициент корреляции  $\sim 0.8$ .

соответственно, а  $M$  — масса атома. Деформируемая среда в этом случае характеризуется модулем сдвига  $G$ , плотностью  $\rho$  и энергией связи  $E$ . Смысл и методика оценки этой величины в оценочных расчетах [9] не конкретизированы.

Решающий шаг настоящей работы состоит в том, что в соответствии с [9] в уравнении (1) производится замена  $\chi \rightarrow a_0$ , ведущая к

$$\lambda V_{aw} = \frac{\chi V_t}{2} \approx \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2}} \approx \frac{\xi}{M^{1/2}} \sim M^{-1/2}, \quad (5)$$

где коэффициент  $\xi = \hbar/2\sqrt{m} \approx 5.5 \cdot 10^{-20} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1/2}$ . Зависимость (5) допускает экспериментальную проверку, так как значения параметра пластичности девятнадцати разных металлов были получены ранее в [2,3]. Представленные на рисунке в координатах  $\lambda V_{aw} - (\alpha/M)^{1/2}$  (где  $\alpha = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  — атомная единица массы) данные подтверждают линейность соотношения (5), а оцененное по ним значение  $\xi^{exp} \approx 5.4 \cdot 10^{-20} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot \text{kg}^{-1/2}$ , т.е.  $\xi \approx \xi^{exp}$ . Кроме того, значение  $\lambda V_{aw} \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ , полученное при исследованиях пластического течения материалов [11], совпадает с минимальным значением вязкости для ряда возможных движений в конденсированной среде, проанализированных в [9]. Таким образом, несмотря на очевидный разброс экспериментальных данных, связанный с трудностью наблюдения зон локализованной пластичности в некоторых случаях, полученная зависимость вполне пригодна для дальнейшего анализа.

Обсуждая этот результат, заметим, что в настоящее время пластическое течение принято рассматривать как дискретную последовательность релаксационных скачков напряжения и деформации, связанных с термически активируемым преодолением дислокациями локальных барьеров разной природы [12,13] и дальнейшим квазивязким их движением между барьерами или над ними.

Учитывая макроскопический характер автоволн локализованной пластичности, трудно конкретизировать тип преодолеваемых барьеров и способ их преодоления, и можно ограничиться использованием полуэмпирического подхода к термически активированным механизмам пластичности [13].

При этом подразумевается, что скачкообразность деформации является общим механизмом и в принципе должна наблюдаться при любом режиме деформации. По этой причине следует считать, что гладкая кривая пластического течения состоит из множества скачков, которые, однако, не во всех случаях могут быть замечены регистрирующей процесс аппаратурой. Тем не менее макроскопические проявления скачкообразной деформации детально изучены [14–16].

Появление постоянной Планка в уравнении (5) наводит на мысль об аналогии скачкообразной деформации с физическими явлениями, квантовая природа которых демонстрирует их макроскопический масштаб. К таким явлениям, как известно [10,11], относятся сверхтекучесть, сверхпроводимость и квантованный эффект Холла, основные уравнения которых содержат в качестве коэффициентов комбинации фундаментальных констант, обязательно включающие  $\hbar$  [17]. В частности, для вихрей в сверхпроводнике комбинация  $\hbar c/e$  (где  $c$  — скорость света) определяет квант магнитного потока. В сверхтекучем He отношение  $\hbar/M_{He}$  задает скорость вращения вихрей [17]. Наконец, в случае квантованного эффекта Холла комбинация  $e^2/\hbar$  есть квант кондактанса двумерных электронных систем [18].

По этой причине запись коэффициента уравнения (5)  $\xi = \hbar/2\sqrt{m}$  в форме комбинации фундаментальных констант  $\hbar$  и  $m$  может обсуждаться как аргумент в пользу возможности квантово-механического истолкования природы макроскопической скачкообразной пластической деформации. В этом мнении укрепляет сравнение данных обо всех упомянутых макроскопических квантовых явлениях, краткая сводка которых приведена в таблице.

Основанный на форме выражения  $\xi_4 = \hbar/2\sqrt{m}$  взгляд на пластичность как на квантовый эффект может казаться необычным для специалистов в области физики пластичности, поскольку характерный пространственный масштаб макроскопических явлений пластичности значительно превышает масштабы, для которых традиционно применяется квантовая механика. Так, отношение автоволновых  $\lambda$  и дислокационных  $b$  (вектор Бюргерса) масштабов  $\lambda/b \approx 10^8$ .

Можно, однако, привести ряд серьезных аргументов в пользу предложенной точки зрения. Прежде всего на дислокационном уровне квантование деформации видится совершенно естественным, поскольку в кристаллической решетке вектор Бюргерса  $b \approx 10^{-10} \text{ m}$  определяет минимально возможный пластический сдвиг и может считаться квантом сдвиговой деформации [19]. Кроме того, ранее была отмечена аналогия между дислокациями и квантованными вихрями в сверхтекучем гелии или квантованными токами в сверхпроводниках второго

## Сравнение макроскопических квантовых явлений

№ п/п	Явление	Квантованная характеристика	Коэффициент (квант)
1	Сверхпроводимость [10]	Магнитный поток $\Phi = \xi_1 i$	$\xi_1 = \frac{\pi \hbar c}{e}$
2	Сверхтекучесть [10]	Скорость вращения вихрей $v = \xi_2 r^{-1} i$	$\xi_2 = \frac{\hbar}{M_{\text{He}}}$
3	Квантованный эффект Холла [11]	Холловский кондактанс $G_H = \xi_3 i$	$\xi_3 = \frac{e^2}{h}$
4	Скачкообразная пластическая деформация	Удлинение при скачке $\delta L = \xi_4 (V_{aw} \sqrt{M})^{-1} i$	$\xi_4 \approx \frac{\hbar}{2\sqrt{m}}$

Примечание.  $r$  — радиус вихря,  $M_{\text{He}}$  — масса атома He,  $i = 1, 2, 3, \dots$

рода [20]. Имеется также сходство обобщенного закона дисперсии автоволн пластического течения для фононов и автолокализонов [2] и дисперсионной кривой для фононов и ротонов в сверхтекучем гелии [21]. Это сходство способно объяснить мнение, высказанное в [22], о сходстве пластического течения со сверхтекучестью, согласно которому элементы деформируемой среды, как и атомы сверхтекучей жидкости, одновременно участвуют в медленных движениях отдельных объемов при макроскопическом формоизменении тела в целом и движении дислокаций с высокими скоростями (в принципе до  $V_{\text{disl}} \approx V_t$  [1]), обеспечивающем это формоизменение. Этим движениям соответствуют два различающихся на несколько порядков коэффициента вязкости деформируемой среды [23].

Очевидной физической причиной проявления квантовых эффектов в макроскопических процессах пластической деформации является тесная связь автоволнового механизма пластичности с характеристиками кристаллической решетки, отчетливо выраженная упругопластическим инвариантом (1) [2]. Действительно, генерация автоволн локализованного пластического течения, служащая механизмом самоорганизации деформируемой среды, реализуется в кристаллической среде, существование и свойства которой контролируются квантовомеханическими законами [10]. Очевидно, что лежащие в основе автоволнового механизма пластического течения и собственно генерации автоволн локализованной пластичности процессы трансформации полей упругих и пластических деформаций в способной к самоорганизации среде оказываются подчиненными квантовой природе межчастичной связи в кристаллах.

Макроскопическая скачкообразность в рамках развиваемых представлений легко объясняется, если сделать естественное предположение, что на длине образца  $L$  должно укладываться целое число  $i = 1, 2, 3, \dots$  автоволн длиной  $\lambda$ , т.е.  $L = \lambda i$ . Это равносильно квантованию автоволны локализованной пластичности. Запишем уравнение (5) в виде

$$\lambda = \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2} V_{aw}} = \frac{\xi}{M^{1/2} V_{aw}} \quad (6)$$

и, принимая, что  $\lambda \approx \delta L/i$ , получим из уравнения (6) удлинение образца

$$\delta L \approx \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2} V_{aw}} \frac{i}{V_{aw}} = \xi \frac{i}{M^{1/2} V_{aw}} = \frac{\xi}{\kappa} i. \quad (7)$$

Коэффициент  $\kappa = V_{aw} \sqrt{M}$  в уравнении (7) учитывает сорт деформируемого материала и условия деформирования, так как  $V_{aw} \approx 10V_{\text{mach}}$  [2], где  $V_{\text{mach}}$  — скорость движения подвижного захвата испытательной машины.

Численная оценка порядка величины  $\delta L$  по уравнению (7) для растяжения образца из Al при  $i = 1$  и характерной скорости автоволны локализованной пластичности  $V_{aw} \approx 1.8 \cdot 10^{-4}$  м/с [3] приводит к  $\delta L \approx 10^{-4}$  м, что соответствует приросту деформации  $\sim 10^{-3}$ . Эта оценка согласуется с экспериментально измеренными при изучении скачкообразной деформации параметрами индивидуального деформационного скачка [15,16].

Таким образом, скачкообразность пластической деформации может рассматриваться как следствие дискретизации удлинения деформированного образца, причем в соответствии с уравнением (7) существование скачков обязательно. Детали развития скачкообразной деформации наводят на мысль о квантовом характере этого феномена.

Приведенные данные свидетельствуют в пользу существования определенного сходства между скачкообразной деформацией и макроскопическими квантовыми явлениями в конденсированных средах. Как удалось выяснить, между упругопластическим инвариантом пластического течения и физическими константами, такими как постоянная Планка  $\hbar$  и масса покоя электрона  $e$ , существует ясно прослеживаемая связь. Возникают основания считать, что макроскопическая локализация пластического течения может рассматриваться как квантовый эффект, обусловленный дискретностью кристаллической решетки.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН (тема № FWRW-2021-0011).

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. Hull, D.J. Bacon, *Introduction in dislocations* (Elsevier, Oxford, 2011).
- [2] L.B. Zuev, S.A. Barannikova, V.I. Danilov, V.V. Gorbatenko, *Prog. Phys. Met.*, **22** (1), 3 (2021). DOI: 10.15407/ufm.22.01.003
- [3] Л.Б. Зуев, Ю.А. Хон, В.В. Горбатенко, *Физика неоднородного пластического течения* (Физматлит, М., 2024).
- [4] В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, *Физ. мезомеханика*, **18** (5), 100 (2015). [V.E. Panin, V.E. Egorushkin, *Phys. Mesomech.*, **18** (4), 377 (2015). DOI: 10.1134/S1029959915040104].
- [5] А.И. Слуцкер, *ФТТ*, **47** (5), 777 (2005). [A.I. Slutsker, *Phys. Solid State*, **47** (5), 801 (2005). DOI: 10.1134/1.1924836].
- [6] О.Б. Наймарк, *Физ. мезомеханика*, **6** (4), 45 (2003).
- [7] О.Б. Наймарк, *Физ. мезомеханика*, **18** (3), 71 (2015).
- [8] J. Pelleg, *Mechanical properties of materials* (Springer, Dordrecht, 2013).
- [9] В.В. Бражкин, *УФН*, **193** (11), 1227 (2023). DOI: 10.3367/UFNNr.2022.11.039261 [V.V. Brazhkin, *Phys. Usp.*, **66** (11), 1154 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2022.11.039261].
- [10] R.E. Newnham, *Properties of materials* (University Press, Oxford, 2005).
- [11] L.B. Zuev, *Ann. Phys.*, **10** (11-12), 965 (2001). DOI: 10.1002/andr.200610233
- [12] В.Л. Инденбом, А.Н. Орлов, Ю.З. Эстрин, *Элементарные процессы пластической деформации кристаллов* (Наук. думка, Киев, 1978), с. 93–113.
- [13] D. Caillard, J.L. Martin, *Thermally activated mechanisms in crystal plasticity* (Elsevier, Oxford, 2003).
- [14] A.C. Piropoulos, N.S. Nikolaidis, E.C. Aifantis, *Physica A*, **438**, 509 (2015). DOI: 10.1016/j.physa.2015.07.007
- [15] A.A. Shibkov, M.F. Gasanov, M.A. Zheltov, A.E. Zolotov, V.I. Ivolgin, *Int. J. Plast.*, **86** (8), 37 (2016). DOI: 10.1016/j.ijplas.2016.07.014
- [16] M.A. Lebyodkin, D.A. Zhemchuzhnikova, T.A. Lebedkina, E.C. Aifantis, *Results Phys.*, **12** (8), 867 (2019). DOI: 10.1016/j.rinp.2018.12.067
- [17] Л.П. Питаевский, *УФН*, **90** (12), 623 (1966). DOI: 10.3367/UFNr.0090.196612c.0623 [L.P. Pitaevskii, *Sov. Phys. Usp.*, **9** (6), 888 (1967). DOI: 10.1070/PU1967v009n06ABEH003230].
- [18] К. фон Клитцинг, *УФН*, **150** (9), 107 (1986). DOI: 10.3367/UFNr.0150.198609c.0107 [K. von Klitzing, *The quantized Hall effect. Nobel lecture* (Stockholm, 1985).].
- [19] М.О. Катанаев, *УФН*, **175** (7), 705 (2005). DOI: 10.3367/UFNr.0175.200507b.0705 [M.O. Katanaev, *Phys. Usp.*, **48** (7), 675 (2005). DOI: 10.1070/PU2005v048n07ABEH002027].
- [20] В.Л. Инденбом, *Современная кристаллография* (Наука, М., 1979), т. 2, с. 297–341.
- [21] Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (Физматлит, М., 2007).
- [22] А.С. Баланкин, *Письма в ЖТФ*, **15** (22), 15 (1989).
- [23] D. Blaschke, D. Motolla, E. Preston, *Phil. Mag. A.*, **100** (10), 571 (2020). DOI: 10.1080/14786435.2019.1696484