

DOI: 10.5862/JPM.230.9

УДК: 531.8

*Н.Р. Кудинова¹, В.А. Полянский¹,
А.М. Полянский², Ю.А. Яковлев¹*¹ Институт проблем машиноведения РАН, г. Санкт-Петербург² НПК «Электронные и пучковые технологии», г. Санкт-Петербург

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ С МИКРО- И НАНОСТРУКТУРОЙ

Предлагается новый подход к моделированию пластичности материалов с ультрамелкодисперсной и наноструктурой, главным преимуществом которого является минимальное количество используемых физических параметров. В рамках предлагаемой модели проведен расчет объемной плотности энергии поверхностного натяжения зерен, формирующих структуру материала, которая составляет значительную часть внутренней энергии при деформации. Зависимость температуры плавления наночастиц от их размера сопоставлена с экспериментальными данными. На ее основании получена модельная зависимость предела текучести от размера частиц материала. Она интерпретирована как результат изменения энергии поверхностного натяжения структурных зерен при деформации. Проведено сопоставление полученной зависимости с законом Холла – Петча, которое дополнительно подтверждает гипотезу о решающей роли сил поверхностного натяжения в начальной фазе пластического деформирования ультрамелкодисперсных материалов.

УЛЬТРАМЕЛКОДИСПЕРСНАЯ СТРУКТУРА, НАНОСТРУКТУРА, ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ, ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ.

Введение

Материалы с ультрамелкодисперсной структурой и наноструктурой обладают экстремальными механическими характеристиками. Это ставит перед конструкторами сложную задачу выбора необходимого материала при проектировании и расчетах машин и конструкций. Внутреннюю структуру материала можно изменять в процессе изготовления детали. Например, при прессовании можно придавать ей требуемые свойства в разных частях детали. Эти возможности делают необходимым предсказание механических характеристик материала на этапе проектирования машин. Такое прогнозирование еще более важно при проектировании новых материалов.

Для указанного прогноза необходима модель изменения механических характеристик материала в зависимости от размера и формы структурных элементов. Важнейшим механическим параметром конструкционного материала является предел текучести. С одной стороны, линейный характер зависимости напряжений от деформаций при отсутствии текучести позволяет быстро и точно производить расчеты на прочность, с другой стороны, пластическое течение материала позволяет сгладить сингулярности поля напряжений. Благодаря явлению упрочнения, возникающего в зонах пластической деформации, появляется дополнительный запас по прочности. При штамповании и прессовании пластическое течение является основным видом деформации.

В этом случае знание механических характеристик материала, например таких, как предел текучести, необходимо для расчета параметров технологического процесса.

Пластическое деформирование сопровождается неупругими потерями энергии. Величина предела текучести характеризует упругую энергию, необходимую для начала процесса пластических деформаций материала. Несмотря на то, что режим пластического деформирования напоминает деформирование материала в жидкой фазе, удельные энергии, необходимые для нагревания материала до температуры плавления и полного расплавления, имеют значительно более высокие (на порядок) значения, чем энергии упругой и максимально возможной пластической деформаций (вплоть до разрушения материала).

Ввиду указанного различия считается, что механизм пластической деформации связан либо со скольжением зерен металла [1, 2], либо с развитием и перемещением дислокаций, которые приводят к росту микротрещин [3 – 6].

Ростом микротрещин Н.Дж. Петч [7] объяснил экспериментальную зависимость предела текучести от среднего размера зерен материала. Эта зависимость (закон Холла – Петча) нарушается только при размерах зерен менее 1 мкм. Она является своеобразным тестом для различных теорий пластичности, учитывающих размер зерна [1 – 3].

Вместе с тем, образование микротрещин при достижении предела текучести происходит не всегда, особенно в материалах с мелкодисперсной структурой.

Согласно дислокационной теории пластичности [8], все механические характеристики сильно зависят от плотности дислокаций на поверхности зерен. Эта величина не поддается прямому измерению, поэтому прогностическая ценность дислокационного подхода невелика. Мезомеханика [9] описывает пластичность как коллективные дислокационные эффекты, т. е. в модельном смысле содержит в себе дислокационную теорию со всеми ее достоинствами и недостатками.

Таким образом, известные механизмы пластичности не дают возможности построить прогностическую расчетную модель материала, которая позволила бы предсказать конкретные значения предела текучести.

Помимо изменения предела текучести, измельчение структурных элементов сказывается на температурной точке плавления. Последняя определяется экспериментально для микро- и нанодисперсных материалов, но не столь однозначно, как предел текучести. Например, агрегированные и порошковые металлические наноматериалы могут иметь различные значения температуры плавления, тогда как металлические нанопорошки чистых металлов в среде инертного газа характеризуются снижением температуры плавления при уменьшении размеров наночастиц от 20 до 1 – 2 нм [10].

Изменение температуры плавления, очевидно, связано с уменьшением коэффициента поверхностного натяжения, так как вероятность отрыва отдельных атомов и молекул от кристаллита в результате теплового движения при этом возрастает. Кроме того, известно, что экспериментальная зависимость температуры плавления от коэффициента поверхностного натяжения является линейной для различных веществ [11]. Эта экспериментальная закономерность свидетельствует об отсутствии сильного влияния межграницного взаимодействия кристаллитов на силы поверхностного натяжения и процесс плавления при среднем размере кристаллита порядка 100 мкм. Следовательно, можно рассматривать поверхностную энергию кристаллитов как отдельную составляющую внутренней энергии материала.

Влияние сил поверхностного натяжения кристаллитов на предел текучести материала пока не исследовано. Но сама экспериментальная процедура измерения сил поверхностного натяжения, основанная на механизме «нулевой ползучести» [12], свидетельствует о наличии такого влияния. Следовательно, если известна зависимость энергии поверхностного натяжения от размера кристаллитов, то можно предсказывать изменения предела текучести при



измельчении структуры металла. Это является предпосылкой для построения модели, которая бы позволяла предсказывать значения предела текучести по объемной плотности энергии поверхностного натяжения.

Оценка связи коэффициента поверхностного натяжения частиц с их размером

Уравнение Гиббса – Толмена – Кенинга – Бафа [13, 14] для сферической частицы имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln R} = \frac{\frac{2\delta}{R} \left(1 + \frac{\delta}{R} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{R^2} \right)}{1 + \frac{2\delta}{R} \left(1 + \frac{\delta}{R} + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{R^2} \right)}, \quad (1)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения; R – радиус частицы; δ – постоянная Толмена, равная по порядку величины толщине поверхностного слоя частицы.

В общем случае данное уравнение неразрешимо в явном виде, так как постоянная δ зависит от радиуса. Для его решения

принимается условие $R \gg \delta$, что позволяет избавиться от слагаемых порядка $O\left(\frac{2\delta}{R}\right)$. Интегрирование уравнения (1) в этом случае приводит к следующей известной формуле [15]:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{2\delta}{R}}, \quad (2)$$

где σ_0 – коэффициент поверхностного натяжения для плоской поверхности.

С учетом условия $R \gg \delta$ можно получить и другое асимптотическое выражение для коэффициента поверхностного натяжения [15]:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{2\delta}{R}\right). \quad (3)$$

Решения (2) и (3) чаще всего рассматриваются как наиболее близкие к точному. Именно их обычно используют для сравнения с экспериментальными данными.

Однако существует общее решение

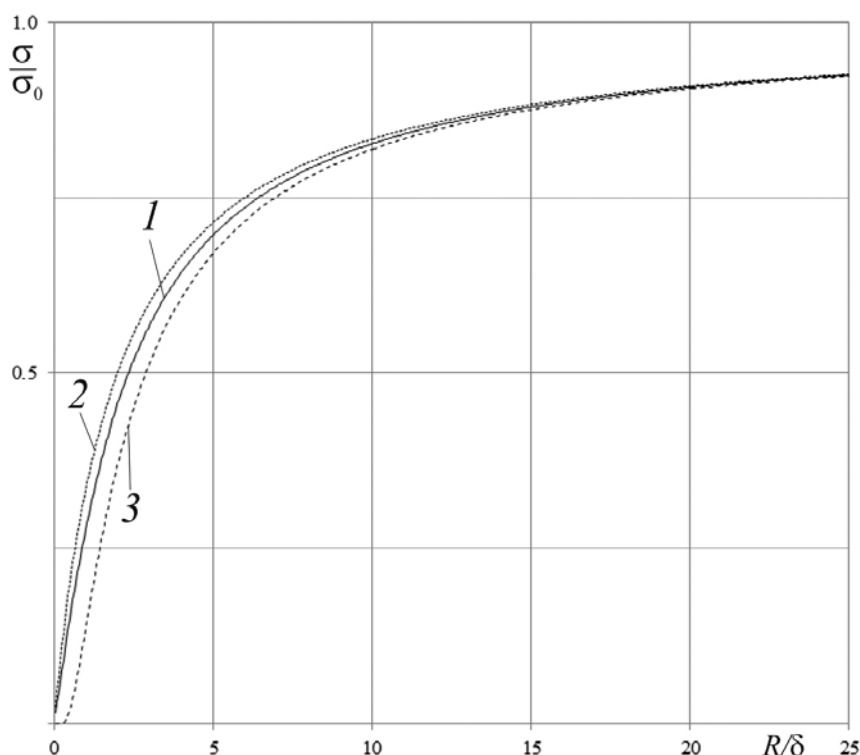


Рис. 1. Графики зависимости нормированного на константу σ_0 коэффициента поверхностного натяжения от радиуса частицы, нормированного постоянной δ . Кривая 1 – точное решение (4), кривые 2 и 3 – аппроксимации (2) и (3), соответственно

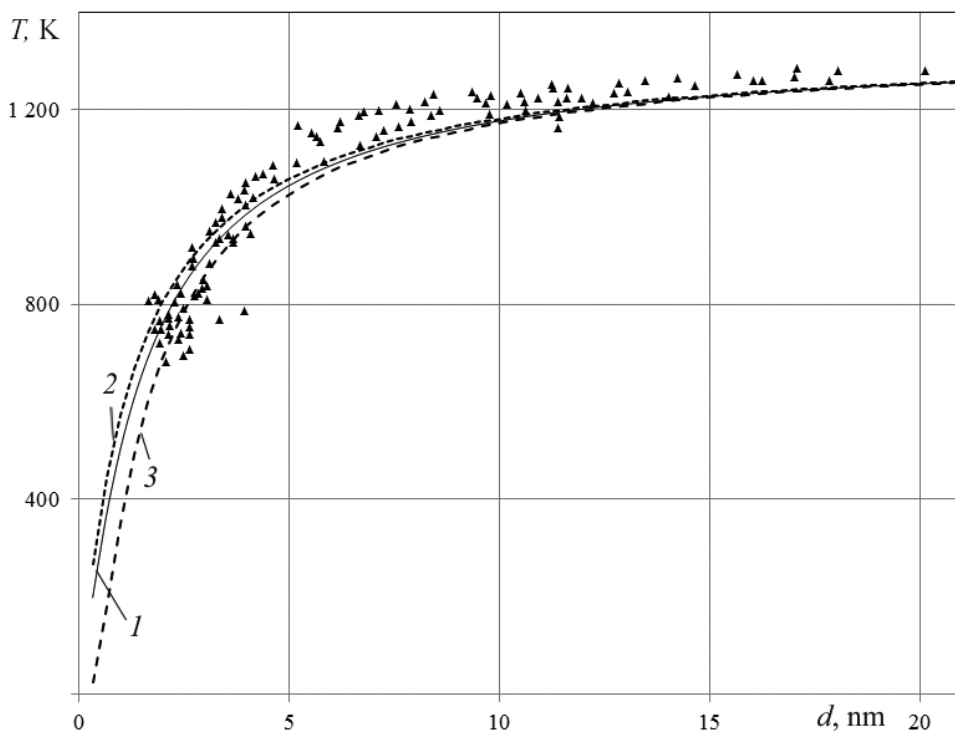


Рис. 2. Экспериментальная (точки) и расчетные (линии 1 – 3), зависимости температуры плавления золота от среднего диаметра его частиц d . Расчетные значения получены по приближенным формулам (6), (7) (кривые 2, 3 соответственно) и по точному решению (5) уравнения (1) (кривая 1)

уравнения (1), в предположении, что δ не зависит от R . Оно представимо в аналитическом виде [12]:

$$\sigma = \frac{\sigma_0 R}{\delta} \exp \left(- \sum_{k=1}^3 \frac{x_k^2 \ln \left(\frac{R}{\delta} - x_k \right)}{3x_k^2 + 4x_k + 2} \right), \quad (4)$$

где $x_1 = -0,558$, $x_{2,3} = -0,721 \pm 0,822i$ – корни кубического уравнения

$$3x^3 + 6x^2 + 6x + 2 = 0.$$

На рис. 1 представлено сопоставление точного решения (4) с наиболее часто используемыми аппроксимациями (2) и (3).

С помощью известной линейной зависимости температуры плавления материала от коэффициента поверхностного натяжения частиц и решений (2) – (4) нами построена модельная зависимость температуры плавления от размера частиц. Получены следующие выражения для температур:

$$T_l = \frac{T_0 R}{\delta} \exp \left(- \sum_{k=1}^3 \frac{x_k^2 \ln \left(\frac{R}{\delta} - x_k \right)}{3x_k^2 + 4x_k + 2} \right), \quad (5)$$

$$T_l = \frac{T_0}{\left(1 + \frac{2\delta}{R} \right)}, \quad (6)$$

$$T_l = T_0 \exp \left(- \frac{2\delta}{R} \right). \quad (7)$$

На рис. 2 представлены такие зависимости для чистого золота (экспериментальные точки и расчетные кривые). Сопоставление графиков показывает, что точное решение (5) хорошо описывает экспериментальные данные в диапазоне размеров частиц от 3 до 20 нм. Приближенные зависимости, полученные по формулам (6) и (7), дают существенную ошибку только в диапазоне от 1 до 5 нм.

Следовательно, точное решение (5) по-



зволяет адекватно описать изменение температуры плавления. Этот результат дает возможность надежно применять полученную нами зависимость коэффициента поверхностного натяжения от размеров частиц в дальнейших расчетах.

Связь предела текучести материала с энергией поверхностного натяжения его частиц

Как следует из рис. 1, коэффициент поверхностного натяжения быстро убывает при уменьшении размера частиц R/δ материала, для частиц размером менее 20δ (около 20 нм). Его значения для большинства металлов с более крупными структурными элементами составляют порядка $\sigma_0 = 1 - 2$ Дж/м². Упругая энергия, запасаемая в металле при одноосном растяжении до предела текучести, составляет для сталей порядка 90 кДж/м³. Сравним эту энергию с объемной плотностью энергии поверхностного натяжения ρ_σ . Предположим для простоты оценок сферическую форму частиц, тогда она составит $\rho_\sigma = 3\sigma_0/R$. Уже при характерном размере кристаллитов порядка $2R = 120 - 200$ мкм величина ρ_σ становится равной максимальной энергии упругой деформации. Следовательно, необходим учет поверхностной энергии при построении моделей пластического деформирования ультрамелкодисперсных материалов. Можно предположить, что именно она определяет механизмы пластического деформирования в этом случае.

Для проверки высказанной гипотезы воспользуемся законом Холла – Петча [16, 7], который был открыт как эмпирический. Для объяснения этого закона Петч предложил рассматривать зарождение и развитие микротрещины в зерне с характерным размером d (в наших предположениях это диаметр $d = 2R$). В настоящее время как сам закон, так и отклонения от него при нанометровых размерах кристаллитов трактуются исключительно на основе дислокационного механизма пластического деформирования.

Согласно закону Холла – Петча, предел текучести τ зависит от размера зерна

$d = 2R$ поликристаллического материала и выражается как

$$\tau = \tau_0 + K(2R)^{-1/2},$$

где τ_0 – некоторое напряжение трения, которое необходимо для скольжения дислокации; K – материальная константа, именуемая часто коэффициентом Холла – Петча (обе величины оцениваются по экспериментальным данным).

Рассмотрим начало процесса пластического деформирования. Для большинства металлов он характерен тем, что деформации растут практически без дополнительного увеличения напряжений. В простейшем случае одноосного растяжения можно считать эти напряжения постоянными. Следовательно, энергия пластической деформации должна быть пропорциональна пределу текучести. Предположим, что пластические деформации приводят к росту внутренней поверхности кристаллитов, без существенного изменения их объема, тогда при начале пластического течения механические напряжения должны компенсировать как упругие деформации кристаллитов, так и силы поверхностного натяжения. Из этого следует, что предел текучести линейно связан с объемной плотностью поверхностной энергии. Такой характер связи дает возможность аппроксимировать закон Холла – Петча с помощью зависимости удельной поверхностной энергии материала от размера частиц. Используя точное решение уравнения Гиббса – Толмена – Кенига – Баффа (4), мы можем получить выражение для объемной плотности энергии поверхностного натяжения в материале, содержащем сферические частицы. Полученная зависимость выражается следующим образом:

$$\rho_\sigma = \frac{3\sigma_0}{\delta} \exp \left(- \sum_{k=1}^3 \frac{x_k^2 \ln \left(\frac{R}{\delta} - x_k \right)}{3x_k^2 + 4x_k + 2} \right). \quad (8)$$

Нормированная объемная плотность поверхностной энергии $\rho_\sigma \delta / \sigma_0$ представлена на рис. 3 в зависимости от величины $(R/\delta)^{-1/2}$. На графике можно выделить несколько квазилинейных участков. По-

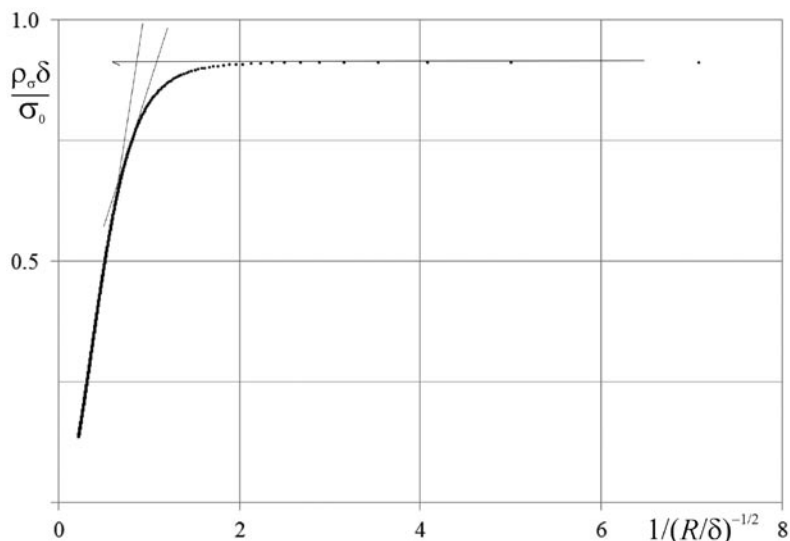


Рис. 3. Нормированная объемная плотность поверхностной энергии $\rho_s \delta / \sigma_0$ в зависимости от величины $(R/\delta)^{-1/2}$ и линейные аппроксимации участков кривой зависимостью Холла – Петча. Использована формула (8)

казаны линейные аппроксимации участков кривой, соответствующие зависимости Холла – Петча. Следует отметить, что при размере зерна ($2R$) от 4δ до 2δ происходит сильное изменение параметров аппроксимирующей зависимости. Полученная зависимость может быть аппроксимирована с помощью закона Холла – Петча, однако когда размер зерна становится меньше 2δ , объемная плотность поверхностной энергии достигает предельного значения (порядка $0,913 \sigma_0 / \delta$). Приведенный на рис. 3 график дает основание для того, чтобы интерпретировать пластичность как изменение поверхностной энергии. Другими словами, если материал «потек», то это означает, что превышено допустимое значение поверхностной энергии.

Полученные зависимости свидетельствуют о том, что поверхностная энергия играет ключевую роль при переходе от упругой деформации к пластической. Предлагаемый анализ подобных зависимостей дает возможность предсказывать значения предела текучести по известной удельной поверхностной энергии, без привлечения дислокационных моделей.

Приведенные нами оценки показывают, что точные решения уравнения Гиббса – Толмена – Кенинга – Бафа позволяют с

приемлемой для практики точностью вычислять температуру плавления. Совпадение графика нормализованной зависимости объемной плотности энергии поверхностного натяжения от диаметра частиц с законом Холла – Петча в диапазоне $d > 4\delta$ и их различие при меньших значениях диаметра хорошо согласуются с экспериментальными данными. Во втором случае в законе Холла – Петча изменяется показатель степени (который был равен $-1/2$), стоящий при размере частицы ($2R$). Для многих металлов этот размер как раз составляет $(4 - 8) \delta$.

Выводы

Таким образом, энергия поверхностного натяжения играет ключевую роль при пластическом деформировании ультрамелкодисперсных материалов. И этот механизм позволяет строить новые расчетные модели пластического деформирования без привлечения дислокационной теории.

Точное решение уравнения Гиббса – Толмена – Кенинга – Бафа позволяет более адекватно описать зависимость температуры плавления от размера частиц в диапазоне от 3 до 20 нм, что дополнительно подтверждает гипотезу о решающей роли сил поверхностного натяжения в начальной фазе пластического деформирования



ультрамелкодисперсных материалов.

Имеющиеся экспериментальные данные о зависимости мезо процессов пластического течения от радиуса кривизны нано-

структурных элементов [17] подтверждают эту точку зрения.

Исследование выполнено при поддержке грантов №12-08-00386 и №14-08-00646 РФФИ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Kocks U.F.** The relation between polycrystal deformation and single crystal deformation // *Metal. Trans.* 1970. Vol. 1. No. 5. Pp. 1121–1143.
- [2] **Kim H.S.** A composite model for mechanical properties of nanocrystalline materials // *Scripta Mater.* 1998. Vol. 39. No. 8. Pp. 1057–1061.
- [3] **Гуткин М.Ю., Овидько И.А.** Физическая механика деформируемых наноструктур. Ч. 1. Нанокристаллические материалы. СПб.: Янус, 2003. 194 с.
- [4] **Birnbaum H.K., Sofronis P.** Hydrogen-enhanced localized plasticity – a mechanism for hydrogen-related fracture // *Mater. Sci. Eng.* 1994. Vol. 176. No. 1–2. Pp. 191–202.
- [5] **Sofronis P., Liang Y., Aravas N.** Hydrogen induced shear localization of the plastic flow in metals and alloys // *Europ. J. Mech. A. Solids.* 2001. Vol. 20. No. 6. Pp. 857–872.
- [6] **Delafosse D., Magnin T.** Interfaces in stress corrosion cracking: A case study in duplex stainless steels // *Solid State Phenomena.* 1998. Vol. 59–60. Pp. 221–250.
- [7] **Petch N.J.** The cleavage strength of polycrystals // *J. Iron and Steel Inst.* 1953. Vol. 174. Pp. 25–28.
- [8] **Ovid'ko I.A., Skiba N.V.** Enhanced dislocation emission from grain boundaries in nanocrystalline materials // *Scripta Mater.* 2012. Vol. 67. No. 1. Pp. 13–16.
- [9] **Панин В.Е.** Основы физической мезомеханики // *Физическая мезомеханика.* 1998. Т. 1. № 1. С. 5–22.
- [10] **Buffat Ph., Borel J.-P.** Size effect on the melting temperature of gold particles // *Phys. Rev.* 1976. Vol. A13. No. 6. Pp. 2287–2298.
- [11] **Udin H., Shaler A.J., Wulff J.** The surface tension of solid copper // *Trans. AIME.* 1949. Vol. 185. Pp. 186–190.
- [12] **Рехвишвили С.Ш., Киштикова Е.В.** О температуре плавления наночастиц и наноструктурных веществ // *Письма в ЖТФ.* 2006. Т. 32. № 10. С. 50–55.
- [13] **Buff P.F.** Spherical interface. II. Molecular theory // *J. Chem. Phys.* 1955. Vol. 23. No. 3. Pp. 419–427.
- [14] **Koenig F.O.** On the thermodynamic relation between surface tension and curvature // *J. Chem. Phys.* 1950. Vol. 18. No. 4. Pp. 449–459.
- [15] **Юров В.М., Портнов В.С., Ибраев Н.Х., Гученко С.А.** Поверхностное натяжение твердых тел, малых частиц и тонких пленок // *Успехи современного естествознания.* 2011. № 11. С. 55–58.
- [16] **Hall E.O.** Deformation and ageing of mild steel // *Proc. Phys. Soc. Sec. B.* 1951. Vol. 64. No. 6. Pp. 495–502.
- [17] **Панин В.Е., Панин А.В., Елсукова Т.Ф., Попкова Ю.Ф.** Фундаментальная роль кривизны кристаллической структуры в пластичности и прочности твердых тел // *Физическая мезомеханика.* 2014. Т. 17. № 6. С. 7–18

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КУДИНОВА Наталья Романовна – аспирантка *Института проблем машиноведения РАН.* 199178, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Большой пр. В.О., 61. natalii@sibmail.com

ПОЛЯНСКИЙ Владимир Анатольевич – доктор технических наук, заведующий лабораторией прикладных исследований *Института проблем машиноведения РАН.* 199178, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Большой пр. В.О., 61. varol@mail.ru

ПОЛЯНСКИЙ Анатолий Митрофанович – кандидат физико-математических наук, директор *Научно-производственного комплекса «Электронные и пучковые технологии».* 198188, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, ст. Броневая, 6. ampol@electronbeamtech.com

ЯКОВЛЕВ Юрий Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник *Института проблем машиноведения РАН.* 199178, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Большой пр. В.О., 61. yura.yakovlev@gmail.com

Kudinova N.R., Polyanskiy V.A., Polyanskiy A.M., Yakovlev Yu.A. MODELING OF THE PLASTICITY OF MICROSTRUCTURED AND NANOSTRUCTURED MATERIALS.

A new approach to modeling of the plasticity of materials with nanostructure and ultrafine one has been proposed. Its main advantage is the minimum number of physical parameters in use. In the context of the proposed model, we calculated the volumetric density of the energy of surface tension of the material grains. This energy is a significant part of the internal energy during deformation. The size dependence of the melting temperature of nanoparticles was compared with experimental data. We obtained size dependence of the yield point on its basis. Yield point was interpreted as the result of changes of grains surface energy during the deformation. The obtained yield point dependence on the grain size was related to the Hall-Petch law, and this resulted in confirmation of the hypothesis on the crucial role of surface tension forces in the initial stage of plastic deformation of ultrafine materials.

ULTRAFINE STRUCTURE, NANOSTRUCTURE, YIELD POINT, MELTING TEMPERATURE.

REFERENCES

- [1] **U.F. Kocks**, The relation between polycrystal deformation and single crystal deformation, *Metal. Trans.* 1(5) (1970) 1121–1143.
- [2] **H.S. Kim**, A composite model for mechanical properties of nanocrystalline materials, *Scripta Mater.* 39(8) (1998) 1057–1061.
- [3] **M.Yu. Gutkin, I.A. Ovidko**, *Physical Mechanics of Deformed Nanostructures, Volume 1: Nanocrystalline Materials SPb.: Yanus, 2003.*
- [4] **H.K. Birnbaum, P. Sofronis**, Hydrogen-enhanced localized plasticity – a mechanism for hydrogen-related fracture, *Materials Science and Engineering.* 176 (1–2) (1994) 191–202.
- [5] **P. Sofronis, Y. Liang, N. Aravas**, Hydrogen induced shear localization of the plastic flow in metals and alloys, *Europ. J. Mech. A. Solids.* 20(6) (2001) 857–872.
- [6] **D. Delafosse, T. Magnin**, Interfaces in Stress Corrosion Cracking: A Case Study in Duplex Stainless Steels, *Solid State Phenomena.* 59-60 (1998) 221–250.
- [7] **N.J. Petch**, The cleavage strength of polycrystals, *J. Iron and Steel Inst.*, 174 (1953) 25–28.
- [8] **I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba**, Enhanced dislocation emission from grain boundaries in nanocrystalline materials, *Scripta Materialia.* 67(1) (2012) 13–16.
- [9] **V.E. Panin**, Overview on mesomechanics of plastic deformation and fracture of solids, *Theoretical and Applied Fracture Mechanics.* 30(1) (1998) 1–11.
- [10] **Ph. Buffat, J.-P. Borel**, Size effect on the melting temperature of gold particles, *Phys. Rev.* A13(6) (1976) 2287–2298.
- [11] **H. Udin, A.J. Shaler, J. Wulff**, The Surface Tension of Solid Copper, *Trans. AIME.* 185 (1949) 186–190.
- [12] **S.Sh. Rekhviashvili, E.V. Kishtikova**, On the temperature of melting of nanoparticles and nanocrystalline substances, *Technical Physics Letters.* 32(5) (2006) 439–441.
- [13] **P.F. Buff**, Spherical Interface. II. Molecular Theory, *J. Chem. Phys.* 23(3) (1955) 419–427.
- [14] **F.O. Koenig**, On the Thermodynamic Relation between Surface Tension and Curvature, *J. of Chem. Phys.* 18(4) (1950) 449–459.
- [15] **V.M. Yurov, V.S. Portnov, N.Kh. Ibrayev, S.A. Guchenko**, Poverhnostnoe natyazhenie tverdyh tel, malyh chastic i plenok [The surface tension of solid bodies, small particles and thin membrans], *Uspehi sovremennogo estestvoznania.* (11) (2011) 55–58.
- [16] **E.O. Hall**, Deformation and ageing of mild steel, *Proc. Phys. Soc. Sec. B.* 64(6) (1951) 495–502.
- [17] **V.E. Panin, A.V. Panin, T.F. Elskova, Yu.F. Popkova**, Fundamentalnaya rol' krivizny kristallicheskoy struktury v plastichnosti i prochnosti tverdyh tel [Fundamental role of curvature of the crystal structure in plasticity and strength of solids], *Fisicheskaya mezomehanika.* 17(6) (2014) 7–8

THE AUTHORS

KUDINOVA Natalia R.

Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS
61 Bolshoi Pr. V.O., St. Petersburg, 199178, Russian Federation
natalii@sibmail.com

POLYANSKIY Vladimir A.

Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS
61 Bolshoi Pr. V.O., St. Petersburg, 199178, Russian Federation
vapol@mail.ru



POLYANSKIY Anatoly M.

Research & Development Company Electronic & Beam Technologies
6 Bronevaya, St. Petersburg, 198188, Russian Federation
ampol@electronbeamtech.com

YAKOVLEV Yuri A.

Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS
61 Bolshoi Pr. V.O., St. Petersburg, 199178, Russian Federation
yura.yakovlev@gmail.com