

Библиографический список

1. Eriksen J.L. *Physics Fluids*. – 1966, v.9, p.1205.
2. Leslie F.M. *Archs. Ration. Mech. Analysis*, 1968, v.28, p.265.
3. Martin P.C., Parodi O., Pershan P.J. *Phys. Rev.*, 1972, v.A6, p.2401.
4. Dzyaloshinsky I.E., Volovick G.E. *Annals of Physics* 1980, v.125, p.67.
5. Novikov S.P. – *Sov. Sci. Rev.* 1986, v.91, p.1.
6. Исаев А.А., Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. // *ЭЧАЯ*. 1996, т.27, вып.2, с.431.
7. Воловик Г.Е. Письма в ЖЭТФ.– 1980.– Вып.1.– С. 297.
8. Лебедев В.В., Кац Е.М. Динамика жидких кристаллов.– М.: Наука, 1988.– 144 с.
9. Isayev A.A., Kovalevsky M.Y., Peletminsky S.V. *Mod. Phys. Lett. B*, 1994, v.8, №1, p. 677.
10. T. Carlsson – *J. de Phys. (Fr.)*, 1983, v. 44, №8, p.909.
11. Palfy-Muhoray P., Lee V.A., Petschek R.G. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.60, № 22, p. 2303.
12. Ayton C., Patey G.N. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, v. 60, № 22, p. 2303.
13. Аверьянов Е.М. Письма в ЖЭТФ.– 1997.– Т. 66.– № 12.– С. 805.
14. Ковалевский М.Ю., Кузнецов В.В. – ДАН Украины.– 1999.– № 12.– С. 90.
15. Hornreich R.M., Stricman S. – *J. de Phys.* – 1980, v.11, p.335.
16. Воловик Г. Е., Кац Е.И. – ЖЭТФ 1981.– Т. 81.– С. 240.
17. Zhuang X., Marrucci L., Shen Y.R. – *Phys. Rev. Lett.* –1994, v.73, p.1513.
18. Qian T., Sheng P. – *Phys. Rev. E.*– 1998, v.58, № 6, p. 7475.
19. Питаевский Л.П. // *УФН*. 1998.– Т.168.– №6.– С.641.
20. Zaremba E., Nikuni T., Griffin A. – *J. Low Temp. Phys.*– 1999, v.116, №3/4, p.277.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости.– М.: Наука, 1987.– 246 с.
24. Saslow W.M. – *Phys. Rev. A* 1982, v.25, p.3350.
25. Liu M. – *Phys. Rev. A*, 1981, v.24, p.2720.
26. Brand H., Pleiner H. – *Phys. Rev. A*, 1981, v.24, p.2777.
27. Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В., Шишкин А.Л. // *УФЖ*.– 1991.– Т.36.– С.245.

УДК 539.374

КИНЕТИКА СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

В.В. Красильников, В.Н. Робук, В.В. Сирота

г. Белгород, Белгородский государственный университет

А.А. Пархоменко

г. Харьков, Харьковский физико-технический институт

Радиационное упрочнение и связанное с ним охрупчивание являются одним из наиболее актуальных направлений в реакторном материаловедении.

Радиационное упрочнение материалов проявляется в увеличении предела текучести и снижении скорости упрочнения материалов, а также в образовании на кривых растяжения “зуба текучести” и площадки текучести типа Чернова–Людерса [1,2]. Эти эффекты свидетельствуют о пластической нестабильности в материалах. На рис. 1

представлены типичные кривые деформации реакторных сталей при температурах испытания ниже $0,3T_m$ (T_m – температура плавления). Кривая 1 – исходный материал, кривая 2 соответствует более низкой дозе, чем кривая 3. Проведенный нами анализ [3] показал, что подобный тип кривых растяжения (кривая 2) наблюдается у многих материалов уже при дозах облучения $\leq 10^{-2} \dots 10^{-1}$ дпа (displacement per atom). Минимум или “площадка” на кривой 2 связаны с проявлением эффектов пластической нестабильно-

сти – дислокационным каналированием. При более высоких дозах облучения ($\geq 1 \dots 10$ дпа, кривая 3) стадия, соответствующая “площадке” на кривой 2, непосредственно переходит в стадию разрушения материала.

Современный подход к пластической деформации как к коллективному дислокационному процессу предполагает описание эффектов локализации и самоорганизации дислокаций на основе изучения эволюции дислокационных ансамблей в деформируемых материалах. В работах [4-7] детально теоретически рассмотрены процессы кинетики дислокационного ансамбля в рамках синергетического подхода и предложены модели, позволяющие объяснить в необлученных кристаллах образование бездефектных каналов и локализацию деформации в облученных материалах.

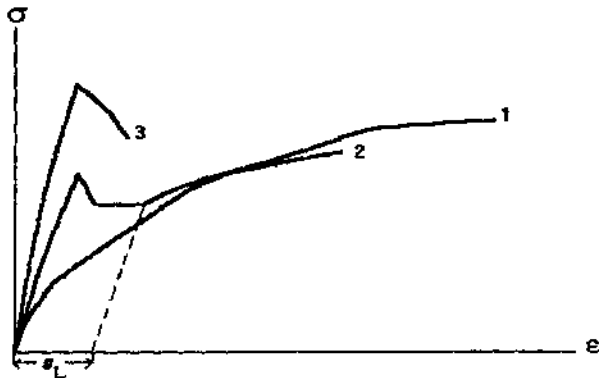


Рис. 1. Типичные кривые растяжения (σ - нагрузка, ε - деформация) реакторных сталей при температурах испытания ниже $0,3 T_m$ (T_m - температура плавления): 1 - исходный (необлученный) материал, 2 - материал, облученный малыми дозами (10^{-2} - 10^{-1} дпа), 3 - материал, облученный дозами свыше 1 дпа.

Ранее предлагались модели [8], рассматривающие возникновение эффектов пластической неустойчивости и локализации пластической деформации на основе описания поведения одиночных дислокаций. В некоторых моделях (см. [9]) исходят из ансамбля дислокаций, характеризуемого функцией распределения дислокаций, зависящей от радиуса-вектора \mathbf{r} и времени t .

Однако, так как пластическая деформация материала связана с подвижными дислокациями, будем считать, что функция распределения дислокаций зависит не только от радиуса-вектора \mathbf{r} , времени t , но и

от скорости дислокации \mathbf{v} и ее ориентации в пространстве. В данной работе рассматриваются функции распределения дислокаций, усредненные по ориентации дислокационных линий в пространстве. При этом сами дислокации, составляющие ансамбль, могут быть рассмотрены как совокупность сегментов дислокационных линий (см. [10]).

Будем описывать ситуацию, когда подвижные дислокации взаимодействуют с фиксированными препятствиями различной природы и не задерживаются (не “зависают”) на них, двигаясь в режиме каналирования [2]. Эта ситуация соответствует, например, типичному случаю начальных стадий деформации облученного материала, когда ансамбли дислокаций “перерезают” препятствия, представляющие собой малые кластеры, петли, микропоры.

Для количественной характеристики дислокационной структуры кристалла необходимо задать функцию распределения дислокаций $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ по координатам \mathbf{r} , их скоростям \mathbf{v} и времени t . Процессы развития пластической деформации будем исследовать на основе общего кинетического уравнения для $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ вида:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{v}} + \text{div}_{\mathbf{v}} \mathbf{j} = N \mathbf{v} \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{v}'} (n(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) - n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)), \quad (1)$$

где \mathbf{a} - ускорение дислокации, сообщаемое ей внешней нагрузкой F , $d\Omega_{\mathbf{v}'}$ - элемент телесного угла в пространстве скоростей, N - плотность неподвижных препятствий, с которыми взаимодействуют дислокации. Здесь предполагается, что частота столкновений с препятствиями для дислокации, движущейся со скоростью \mathbf{v} , равна Nv , где $v = |\mathbf{v}|$. По аналогии с классической механикой, дислокация, рассматриваемая как квазичастица, упруго рассеивается в потенциальном поле препятствия $|\mathbf{r}|^{-1}$. Известно, что в этом случае эффективное дифференциальное сечение упругого рассеяния (\mathbf{a} , следовательно, и частота столкновений) пропорционально $|\mathbf{v}|$ (см. [12]). С другой стороны, известно, что движущиеся дислокации мо-

гут взаимодействовать с препятствиями согласно закону $\sim 1/r$, где r – расстояние от препятствия до оси дислокации [13] как это имеет место, например, для краевой дислокации в случае примесной атмосферы Коттрелла [14]. Наличие дивергентного слагаемого в уравнении (1) обусловлено предположением о фоккер-планковской форме столкновительного члена для дислокаций [19].

Далее будем рассматривать пространственно однородный случай:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} = 0. \quad (2)$$

Последнее соотношение означает, что $\Delta = n_1 - n_2 \ll ad$ (d – среднее расстояние между стопорами, a – коэффициент порядка единицы, имеющий размерность обратной длины), то есть функция распределения ансамбля дислокаций практически не меняется на длине порядка расстояния между препятствиями. В сферических координатах v, θ, φ в пространстве скоростей с полярной осью вдоль внешней силы F , создающей ускорение a , легко получить

$$a \frac{\partial n}{\partial v} = -a \left(\frac{\cos \theta}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 n - \frac{1}{v \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^2 \theta \cdot n \right),$$

$$\operatorname{div}_v \mathbf{j} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 j_v + \frac{1}{v \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \cdot s_\theta.$$

Кроме того, используя разложение функции n по полиномам Лежандра:

$$n(v, \theta) = n_0(v) + n_1(v) \cos \theta,$$

интегральное слагаемое в уравнении (1) приведем к $-n_1 \sigma_i \cos \theta$,

где $\sigma_i = \int (1 - \cos \vartheta) d\sigma$ – транспортное сечение рассеяния дислокационной квазичастицы на препятствии. После преобразования уравнения (1) к полярным координатам усредним его по углам. В результате получим кинетическое уравнение для усредненной функции распределения

$$\bar{n} = \frac{1}{4\pi} \int n(v, \theta) d\Omega:$$

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + \frac{a}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \bar{n} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \bar{j}_v = 0, \quad (3)$$

где \bar{j}_v – радиальная компонента плотности потока, обусловленная столкновениями между дислокациями. Анализ фоккер-

планковского члена столкновений дает следующее выражение для потока \bar{j}_v :

$$\bar{j}_v = -f_{dd} \left(M v \bar{n} + T \frac{\partial \bar{n}}{\partial v} \right), \quad (4)$$

где f_{dd} – частота столкновений быстрых дислокаций с медленными, M – масса дислокационной квазичастицы, T – температура.

Как видно из уравнения (3), полная плотность потока в пространстве скоростей складывается из столкновительной части \bar{j}_v и части, обусловленной внешней нагрузкой:

$$\bar{J}_v = \bar{j}_v + a \bar{n}.$$

Так как поток быстрых скользящих дислокаций практически не меняется со временем, то будем считать распределение этих дислокаций стационарным $\partial \bar{n} / \partial t = 0$, что приводит к соотношению

$$v^2 \bar{J}_v = \text{const} \equiv q. \quad (5)$$

Последнее равенство, согласно (4), есть дифференциальное уравнение для функции распределения \bar{n} .

Считая, что для частоты столкновений быстрых скользящих дислокаций с медленными справедлива зависимость от скорости $f_{dd} \sim v^{-3}$, запишем уравнение (5) в безразмерном виде:

$$-\frac{a}{x a_c} \frac{d \bar{n}}{dx} - (1 - x^2) \bar{n} = C, \quad (6)$$

где $a_c \sim f_{int} / M$, f_{int} – сила внутренних напряжений, $C = \text{const}$. Решение уравнения (6) имеет вид

$$\bar{n} = \exp\left(\frac{a_c(x^4 - 2x^2)}{4a}\right) (C_1 - \frac{a_c}{a} C \int x \exp\left(-\frac{a_c(x^4 - 2x^2)}{4a}\right) dx).$$

Константа интегрирования C_1 может быть определена из заданного распределения при $x=0$, например, распределения Максвелла. С другой стороны, поскольку при $x \rightarrow \infty$ функция \bar{n} должна оставаться конечной, то это есть условие для нахождения константы C :

$$C = \frac{a}{a_c} C_1 \left[\int x \exp\left(\frac{a_c(2x^2 - x^4)}{4a}\right) dx \right]^{-1}. \quad (7)$$

Оценивая интеграл в (7) методом перевала, легко убедиться в том, что число проскаль-

зывающих сквозь препятствия дислокаций можно определить с помощью выражения:

$$q \sim \rho \exp\left(-\frac{a_c}{a}\right), \quad (8)$$

где ρ - средняя плотность дислокаций.

Зависимость $q = q(s)$ имеет вид, показанный на рис.2. По оси абсцисс отложена величина $s = a_c/a$. Согласно полученным нами, а также проанализированным данным других авторов [17], относительное увеличение напряжения течения материала в 4 - 20 раз наблюдается в большинстве модельных и реакторных материалов уже при дозах $10^2 \dots 10^4$ дпа. Кроме того, видно, что при прочих равных условиях в облученных материалах доля дислокаций, в динамическом режиме преодолевающих препятствия (согласно [8] критерием динамического или "псевдорелятивистского" режима является достижение дислокациями скоростей $\sim 0,1$ скорости звука), становится уже существенной.

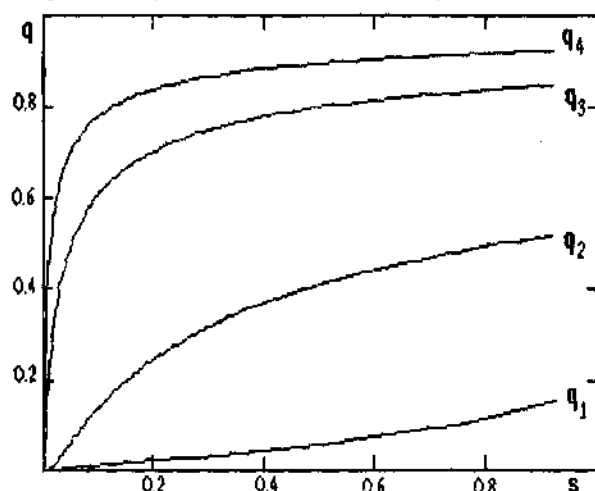


Рис.2. Зависимость доли проскальзывающих сквозь препятствия дислокаций от степени нагрузки s ; q_1, q_2, q_3, q_4 соответствуют значениям концентрации препятствий, возрастающей в результате облучения.

Рис.2 также показывает, что в облученных материалах динамический (псевдорелятивистский) режим деформации достигается при более низких скоростях дислокаций.

Как показали исследования Попова [8], для плотностей дислокаций $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при описании эволюции дислокационных структур уже необходим учет псевдорелятивистских эффектов, то есть скорость движения дислокаций может приближаться к око-

лозвуковой ($\geq 0,1 u$). В случае, например, облученного никеля, корпусной стали такая плотность дислокаций соответствует напряжению $\geq 100 \text{ МПа}$, а значит, подобные эффекты могут проявляться уже на начальных этапах деформации, соответствующих интервалу деформаций Чернова-Людерса. Как показали многочисленные эксперименты, высокие плотности дислокаций наблюдаются в деформационных каналах, образующихся в облученных материалах уже в районе предела текучести, что приводит к возникновению пластической неустойчивости типа Чернова-Людерса [1,2].

Представленная в работе модель, по нашему мнению, может иметь прямое отношение, например, к проблеме хрупкости облученных материалов корпусных реакторов. Последние исследования [18] показывают, что процессы деформации и разрушения корпусных сталей сопровождаются динамическими процессами дислокационного каналирования и "разрушением" дислокациями мельчайших дефектов в виде микропор, петель и выделений в корпусных сталях. Каналы локализованной деформации, встречаясь с поверхностями раздела, могут явиться причиной резкой концентрации напряжений, пропорциональной общей величине дислокационного "заряда", и способствовать образованию микротрещин.

Таким образом, в представленной модели рассмотрено развитие процессов пластической неустойчивости в облученном деформируемом материале с учетом зависимости функций распределения дислокаций в ансамбле по скоростям. Показано, что в этих материалах может наблюдаться эффект резкого возрастания доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме. При этом с увеличением степени упрочнения (концентрации дефектов, возникающих под облучением) данный эффект может достигаться при более низких скоростях деформации.

Библиографический список

1. Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. Радиационное упрочнение и охрупчивание металлов // Структура и радиационная повреждаемость конструкционных материалов. - М.: Металлургия., 1996. - 168 с.

2. Волобуев А.В., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1(64), 3 (1996).
3. Неклюдов И.М., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. Заболотный В.Д. Физические явления в твердых телах. Материалы второй научной конференции. – Харьков: Изд-во ХГУ. – 1995. – 132 с.
4. Малыгин Г.А. ФТТ 33, 4, 1069 (1991).
5. Малыгин Г.А. ФТТ 33, 6, 1855 (1991).
6. Малыгин Г.А. ФТТ 34, 11, 3605 (1992).
7. Малыгин Г.А. ФТТ 37, 1, 3 (1995).
8. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н., Кобычев В.С., Старенченко В.А. Математическое моделирование пластической деформации. Томск: Из-во Том. ун-та. – 1990. – 184с.
9. Ханнанов Ш.Х. – ФММ 78, 2, 31 (1994).
10. Малыгин Г.А. – ФТТ 38, 8, 2418 (1996).
11. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 268 с.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. – М.: Наука. – 1965. – 204 с.
13. Fleischer R.L., Acta Metallurgica, 10, 835 (1962); J. Appl.Phys., 33, 3504 (1962).
14. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984.
15. Троицкий О.А., Штейнберг В.Г. Радиационная физика прочности металлических кристаллов. – М.: Атомиздат. – 1969. – 79 с.
16. Хирт Дж. и Лоте И. Теория дислокаций. – М.: Атомиздат. – 1972. – 599 с.
17. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Ожигов Л.С., Резниченко Э.А., Рожков В.В., Черняева Т.П. Некоторые проблемы физики радиационных повреждений материалов. – Киев: Наукова Думка. – 1979. – 330 с.
18. Große M., Böhmert J. and Viehrig H.W. J.Nucl. Mat. 211, 177 (1994).
19. Лихачев В.А., Волков А.Е., Шудегов В.Е. Континуальная теория дефектов. – Л.: Из-во Ленинградского ун-та. – 1986. – 232 с.

УДК 517.5

ПРОСТРАНСТВА ДЕ БРАНЖА, АССОЦИИРОВАННЫЕ С ЗАДАЧЕЙ НЕВАНЛИННЫ–ПИКА В КЛАССЕ СТИЛТЬЕСА

Ю.М. Дюкарев

г. Белгород, Белгородский государственный университет

1. Введение. В этой статье вводятся пространства де Бранжа, порожденные интерполяционной задачей Неванлинны–Пика в классе Стилттьеса. Мы используем некоторые результаты, связанные с общей схемой решения интерполяционных задач для стилтьесовских матриц-функций (см. [1], [2]). В статье показано, что интерполяционным задачам в классе Стилттьеса следует ставить в соответствие не одно пространство де Бранжа, как это ранее делалось в случае интерполяционных задач для неванлинновских матриц-функций (см. [3]-[5]), а два таких пространства. При этом сама интерполяционная задача оказывается эквивалентной задаче о согласованных интегральных представлениях скалярных произведений в соответствующих пространствах де Бранжа.

2. Задача Неванлинны–Пика. В этом разделе мы сформулируем основные результаты по задаче Неванлинны–Пика для случая стилтьесовских матриц-функций. Подробное изложение этих результатов

имеется в работах [1], [2].

Пусть задано целое число $m \geq 1$. Обозначим через S множество всех голоморфных в комплексной плоскости с разрезом по полуоси $[0, +\infty)$ $m \times m$ матриц-функций $s(z)$ таких, что

$$\frac{s(z) - s^*(z)}{z - \bar{z}} \geq 0, \quad s(x) \geq 0, \quad x < 0.$$

Такие матрицы-функции будем называть стилтьесовскими.

Задача Неванлинны–Пика для стилтьесовских матриц-функций ставится так: задана последовательность не вещественных и не совпадающих комплексных чисел (узлов интерполяции)

$$z_1, z_2, \dots, z_n, \quad z_j \neq \bar{z}_k, \quad 1 \leq j, k \leq n$$

и последовательность квадратных матриц порядка $m \times m$ (интерполируемые значения)

$$s_1, s_2, \dots, s_n.$$

Требуется выяснить, при каких условиях существует матрица-функция $s(z) \in S$ та-