

Механизм восстановления механических свойств облученных нейтронами металлов при термоциклировании

© Л.А. Беляева, Г.А. Малыгин*, В.В. Рыбин

ФГУП ЦНИИ конструкционных материалов «Прометей»,
191015 Санкт-Петербург, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: rybin@prometey2.spb.su,
malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 апреля 2005 г.)

Обсуждается механизм восстановления прочностных и деформационных свойств облученных нейтронами металлов и сплавов до уровня их необлученного состояния под действием периодических закалок в диапазоне температур, не превышающих температуры облучения. Предполагается, что очищение радиационно-упрочненного металла от радиационных дефектов (межузельных и вакансионных петель) связано с образованием в нем бездефектных каналов вдоль плоскостей скольжения (явление каналирования дислокаций) под действием термических напряжений, возникающих при каждом цикле закалки. С помощью уравнений дислокационной кинетики найдены соотношения, описывающие кинетику снижения пределов текучести σ_U и прочности σ_U и возрастания величины равномерной деформации ε_U предварительно облученного материала с ростом числа циклов закалки. Теоретические результаты сопоставляются с экспериментальными данными по кинетике восстановления механических свойств облученных нейтронами конструкционных аустенитной и ферритной сталей и титанового сплава в процессе периодических закалок изготовленных из них образцов.

PACS: 62.20.-x, 61.80.Hg, 65.40.De, 81.40.Wx

В [1,2] обнаружен необычный эффект восстановления механических свойств облученных нейтронами конструкционных материалов в результате многократных (до 10^4 раз) закалок образцов из них в диапазоне температур ниже температуры облучения. Эффект имеет универсальный характер и наблюдается в материалах с различным типом кристаллической решетки: как с ГЦК, так и с ОЦК и ГПУ решетками. После нескольких тысяч закалок в воду в интервале температур $50\text{--}300^\circ\text{C}$ происходит полное восстановление прочностных (предела текучести $\sigma_{0.2}$, условного предела прочности σ_U) и деформационных (величина равномерной деформации ε_U) характеристик облученных сплавов до уровня их свойств, предшествующих облучению. То, что эффект обусловлен именно изменением температуры, подтверждают опыты с продолжительным временем пребывания (много больше времени Nt_0 , где N — число циклов, t_0 — время пребывания при 300°C) радиационно упрочненных образцов при максимальной температуре закалочного цикла 300°C , которое не оказывает влияние на уровень их прочности. Опыты демонстрируют также, что эффект чувствителен к скорости закалки: при одном и том же числе циклов восстановление свойств существенно меньше, если закалка осуществляется обдувом образцов струей воздуха, а не закалкой в воду.

Поскольку упрочнение материала при его облучении нейтронами в диапазоне температур $T < 0.3T_m$, где T_m — температура плавления материала, является результатом образования в нем высокой плотности радиационных дефектов (вакансионных и межузельных петель, тетраэдров дефектов упаковки), разупрочнение при

циклических закалках обусловлено очевидно обратным процессом исчезновения в облученных образцах указанных дефектов. В [1,2] предполагалось, что это связано с избыточной концентрацией термических вакансий, образующихся при каждом цикле закалки, которые, мигрируя к межузельным петлям, вызывают аннигиляцию части петель и способствуют тем самым разупрочнению материала в соответствии с известным выражением для радиационного упрочнения $\sigma_i = m\alpha_i\mu b(d_i n_i)^{1/2}$, где σ_i — увеличение предела текучести материала в результате облучения; $\alpha_i \approx 0.2\text{--}0.3$ [3] — постоянная, характеризующая величину взаимодействия дислокаций с радиационными дефектами со средним размером d_i и объемной плотностью n_i ; b — вектор Бюргерса; μ — модуль сдвига; m — фактор Тейлора при пластической деформации поликристаллического материала.

Наряду с потоками неравновесных точечных дефектов в процессе теплосмен в материале возникают и термические напряжения. Причинами их образования, как известно, могут являться градиенты температуры ΔT , различие коэффициентов термического расширения различных фаз, анизотропия коэффициента теплового расширения в некубических кристаллах. В результате в некоторых местах (в приповерхностных слоях образцов, на границах раздела фаз или на границах зерен) локально развивается микропластическая деформация. По мере возрастания числа термических циклов деформация накапливается и в конечном итоге может приводить к макроскопическому формоизменению образцов [4] и развитию микротрещин. Отметим, что при циклическом тепловом воздействии, как показано в [5,6], наблюда-

ется ускоренное разрушение образцов по сравнению с изотермическим нагружением в условиях эквивалентной полной деформации за цикл.

В настоящей работе обсуждается возможный механизм возврата механических свойств облученных нейтронами материалов, связанный с возникновением термических напряжений, достаточных для пластической деформации закаливаемых образцов. Ранее этот механизм в литературе не рассматривался. Указанный механизм предполагает, что при каждой закалке в образце возникают термические напряжения, достаточные для его небольшой пластической деформации $\Delta\varepsilon_p$. Выполненные за последние десятилетия многочисленные опыты показывают [7–14], что пластическая деформация радиационно упрочненных металлов и сплавов сопровождается образованием в них бездефектных каналов шириной 0.1–0.5 μm вдоль плоскостей скольжения в результате заметания дислокациями радиационных дефектов и превращения дефектов в подвижные дислокации [7,15–17]. Эффект каналирования дислокаций (dislocation channeling) носит универсальный характер и наблюдается в металлах и сплавах как с ГЦК [7–10], так и с ОЦК [11–13] и ГПУ [13,14] кристаллическими решетками. Он вызывает разупрочнение радиационно упрочненного материала и появление на диаграммах его деформации зуба и площадки текучести.

Можно предполагать, что такое разупрочнение имеет место и в условиях циклических микропластических деформаций при закалке облученных до доз (флюенсов) $0.5 \cdot 10^{25}$ и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ n} \cdot \text{m}^{-2}$ аустенитной FeNiCr и ферритной FeCrMo сталей, а также титанового сплава TiAlZr, исследованных в [1,2] и имеющих соответственно ГЦК, ОКЦ и ГПУ решетки. Количественный состав сплавов и методика проведения опытов по их закалке и определению прочностных и деформационных свойств описаны в [1]. Цель настоящей работы — анализ кинетики восстановления этих свойств при периодических закалках в рамках развитого в [17,18] кинетического, основанного на уравнениях дислокационной кинетики механизма образования бездефектных каналов в радиационно упрочненных металлах. В первом разделе приведены вытекающие из этого механизма применительно к рассматриваемому вопросу теоретические соотношения. Во втором и третьем разделах проведено количественное сопоставление экспериментальных [1,2] и теоретических результатов. Четвертый раздел посвящен обсуждению результатов работы и перспективам дальнейших исследований.

1. Основные соотношения

Для начала макропластической деформации образца необходимо, чтобы величина термических напряжений $\sigma_t = E\alpha_t\Delta T$ при его закалке была больше или порядка величины предела текучести облученного образца $\sigma_{0,2}$, где E и α_t — соответственно модуль Юнга и коэф-

фициент теплового расширения, ΔT — градиент температуры в образце. Для аустенитной и ферритной сталей при $E = 200 \text{ GPa}$ и $\alpha_t = (1-1.6) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [19] получаем, что напряжения $\sigma_t \approx \sigma_{0,2} = 400-800 \text{ MPa}$ могут быть достигнуты при градиентах температур $\Delta T \approx 150-250 \text{ K}$. В случае титанового сплава TiAlZr при $E = 120 \text{ GPa}$ и $\alpha_t = 1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ соответственно находим $\Delta T \approx 800 \text{ K}$, что значительно превышает максимально возможный градиент температуры в наших опытах 250 K. Теплофизические расчеты распределения температуры в закаливаемом цилиндрическом образце диаметром 5–10 mm с учетом возникновения „паровой рубашки“ в первый момент охлаждения и последующего конвективного теплообмена показывают, что в среднем термические напряжения в образце не превышают 100 MPa [1]. Это означает, что под действием указанных напряжений образцы в каждом цикле охлаждения подвергаются лишь микропластической деформации на уровне напряжений, соответствующих приблизительно пределу пропорциональности или упругости облученного сплава. Необходимо также принять во внимание, что образование бездефектных каналов должно происходить значительно легче в центральной части разогретого до 300°C образца, поскольку скорость аннигиляции избыточных „радиационных“ дислокаций увеличивается с температурой, а пределы упругости, пропорциональности и текучести соответственно уменьшаются.

Согласно [18], кинетическое уравнение, описывающее эволюцию плотности „радиационных“ дислокаций ρ_i в облученном материале при образовании в нем бездефектных каналов, имеет вид

$$\rho_i \frac{d\rho_i}{d\gamma_i} = \frac{n_0}{b} - k_a \rho_i^2. \quad (1)$$

Здесь $\rho_i = \pi d_i n_i$ — плотность дислокаций в результате превращения неподвижных радиационных дефектов (петель) в подвижные дислокации при взаимодействии дефектов с движущимися дислокациями; n_0 — объемная плотность дислокационных источников, образующихся при таком взаимодействии; γ_i — локальная сдвиговая деформация в каналах; k_a — коэффициент аннигиляции винтовых компонент дислокационных петель механизмом поперечного скольжения. В условиях циклической пластической деформации первое слагаемое в правой части уравнения (1), описывающее испускание дислокационных петель дислокационными источниками, можно опустить, поскольку при изменении знака термических напряжений в каждом следующем полцикле закалки петли будут сокращаться и исчезать (в отличие от монотонного нагружения, когда они непрерывно расширяются). В процессе расширения–сжатия петель они взаимодействуют с радиационными дефектами, превращая их в подвижные дислокации, винтовые компоненты которых аннигилируют согласно второму слагаемому в правой части уравнения (1). Скорость этой аннигиляции высока, поскольку при среднем размере радиационных

Значения параметров в уравнениях (5) и (7) для исследуемых сплавов

Доза, $n \cdot m^{-2}$	FeNiCr					FeCrMo					TiAlZr	
	σ_{i0} , МПа	N_0	σ_3 , МПа	mk_a	ξ	σ_{i0} , МПа	N_0	σ_3 , МПа	mk_a	ξ	σ_{i0} , МПа	N_0
0	0	—	940	5.4	2.2	0	—	390	12	1.4	0	—
$0.5 \cdot 10^{25}$	100	2900	940	5.4	2.2	397	4400	390	12	1.4	400	4400
$1.2 \cdot 10^{25}$	410	2900	940	5.4	2.2	537	4400	390	12	1.4	450	4400

дефектов $d_i = 2-4 \text{ nm}$ и при их объемной плотности, например $n_0 = 10^{22}-10^{24} \text{ m}^{-3}$ [12], плотность радиационных дислокаций составляет $\rho_{i0} \approx 10^{14}-10^{16} \text{ m}^{-2}$. Такие плотности дислокаций характерны для сильно деформированных металлов, для третьей и пятой стадий кривых их деформационного упрочнения, когда в пластически деформируемом металле развиваются процессы динамического отдыха [20,21].

Поскольку $\rho_i \sim n_i$, с учетом сказанного выше получаем согласно (1) следующее уравнение для скорости исчезновения радиационных дефектов в условиях периодических закалок:

$$\frac{dn_i}{dy_i} = -k_a n_i. \quad (2)$$

Далее, принимая во внимание, что величина радиационного упрочнения материала $\sigma_i \sim n_i^{1/2}$, находим, что скорость его разупрочнения при закалках подчиняется уравнению

$$\frac{d\sigma_i}{dy_i} = -\frac{1}{2} k_a \sigma_i. \quad (3)$$

За N циклов закалки образец будет продеформирован на величину $\gamma_i = 2 \sum_0^N \Delta\gamma_p = 2\Delta\gamma_p N$, где $\Delta\gamma_p = f \Delta\gamma_i$ — пластическая деформация образца за полуцикл закалки, усредненная по его объему: $f = \Delta\Lambda/\Lambda$ — объемная доля каналов в образце, образовавшихся за полуцикл закалки; $\Delta\Lambda$ — ширина каналов; Λ — расстояние между ними; $\Delta\gamma_i$ — деформация локального сдвига при образовании канала и движении по нему радиационных дислокаций. Подставляя деформацию γ_i в уравнение (3) и интегрируя, получаем экспоненциальный закон снижения радиационного упрочнения материала с числом циклов закалки N

$$\sigma_i = \sigma_{i0} \exp\left(-\frac{N}{N_0}\right), \quad N_0 = \frac{1}{\Delta\gamma_p k_a}, \quad (4)$$

где $\sigma_{i0} = m\alpha_i \mu b (d_i n_{i0})^{1/2}$ — величина радиационного упрочнения материала после его облучения.

В [1,2] найдено, что многократная закалка облученных образцов приводит к снижению их предела прочности σ_U и росту величины равномерной деформации ε_U в условиях опытов на сжатие цилиндрических образцов диаметром 5 мм, высотой 10 мм при комнатной температуре. Считая, что при сжатии неустойчивость деформации, как и при растяжении, определяется критерием Консидера

$d\sigma/d\varepsilon \leq \sigma$, для напряжения σ_U и деформации ε_U имеем соотношения [18]

$$\sigma_U = \frac{\frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{1}{2}mk_a} (\sigma_Y + \sigma_3), \quad (5a)$$

$$\varepsilon_U = \frac{2}{mk_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2}mk_a}{1 + \xi \frac{\sigma_Y}{\sigma_3}}. \quad (5b)$$

Они получены подстановкой в критерий Консидера напряжения течения [18]

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_Y + \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_a \varepsilon\right)\right], \quad (6)$$

где σ_Y — предел текучести, σ_3 — напряжение течения в конце третьей стадии кривой деформационного упрочнения материала [20,21], ξ — некоторый поправочный коэффициент. В случае облученных и циклически закаливаемых образцов, полагая $\sigma_Y \equiv \sigma_{0.2}$, имеем следующую зависимость предела текучести σ_Y от числа закалок N :

$$\sigma_Y(N) = \sigma_{Y0} + \sigma_{i0} \exp\left(-\frac{N}{N_0}\right), \quad (7)$$

где σ_{Y0} — предел текучести необлученного сплава, $\sigma_Y(0) = \sigma_{Y0} + \sigma_{i0}$ — предел текучести сплава после облучения.

Из соотношений (5) следует, что зависимость напряжения σ_U и деформации ε_U от числа циклов закалки N определяется зависимостью $\sigma_Y(N)$. Сравнение соотношений (5) и (7) с экспериментальными данными [1,2] проведено далее в разделах 2 и 3.

2. Пределы текучести и прочности

На рис. 1, *a* экспериментальные точки демонстрируют, как изменяется предел текучести образцов аустенитной стали, облученной дозами $0.5 \cdot 10^{25}$ и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ n} \cdot \text{m}^{-2}$ при $573 \pm 20 \text{ K}$, с ростом числа циклов закалки. Видно, что при обеих дозах облучения предел текучести после нескольких тысяч циклов закалки снижается до уровня, соответствующего необлученному образцу (штрих); это означает, что количество радиационных дефектов в образцах в результате периодических закалок существенно уменьшилось или они совсем исчезли. Для проверки соответствия соотношения (7) данным рис. 1, *a* последние представлены на рис. 2 в полулогарифмических координатах $\lg[(\sigma_Y - \sigma_{Y0})/\sigma_{i0}] - N$, где σ_{i0} — разница пределов текучести облученного и необлученного образцов. Наклон прямой 1, проведенной через экспериментальные точки, соответствует величине параметра $N_0 = 2900$ в

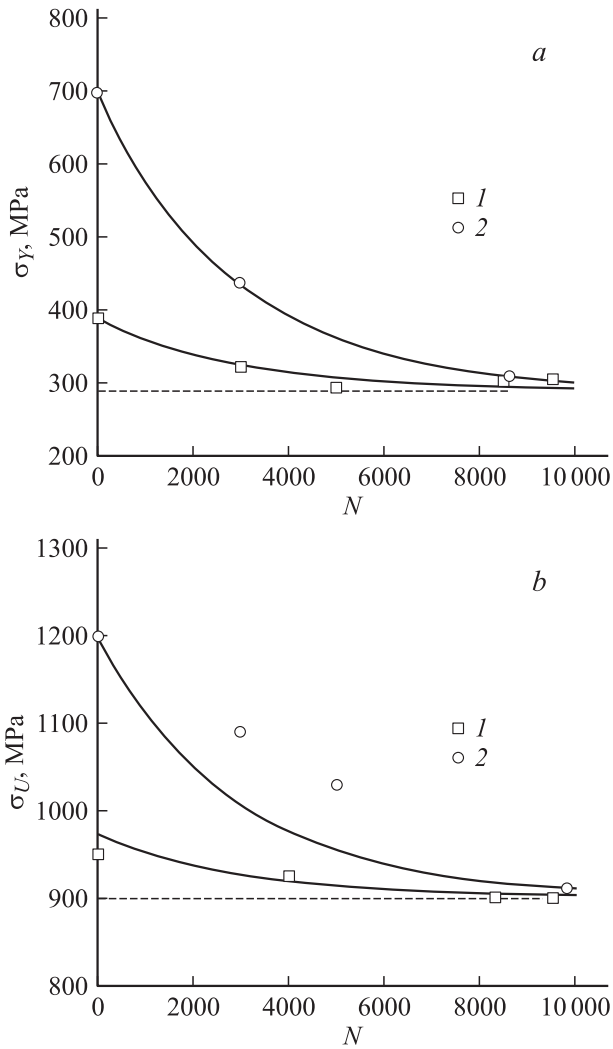


Рис. 1. Зависимость пределов текучести σ_Y (a) и прочности σ_U (b) при 293 К стали FeNiCr, облученной дозами $0.5 \cdot 10^{25}$ (1) и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ (2), от числа циклов закалки. Кривые проведены согласно выражениям (5a) и (7). Штриховая линия — свойства стали до облучения.

формуле (7). Теоретические кривые на рис. 1a построены согласно этой формуле при значениях параметров σ_{i0} и N_0 для стали FeNiCr, указанных в таблице.

Зависимости $\sigma_Y(N)$ для ферритной стали и титанового сплава при двух дозах облучения показаны на рис. 3, a и 4 соответственно. В отличие от стали FeNiCr, в которой увеличение дозы облучения в 2.4 раза привело почти к четырехкратному росту величины радиационного упрочнения σ_{i0} , в рассматриваемых сплавах это увеличение составило лишь 10–30% (см. таблицу) и приближалось к разбросу экспериментальных точек. Такая слабая чувствительность предела текучести к дозе облучения связана, возможно, с тем, что дозы $0.5 \cdot 10^{25}$ и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ в случае сплавов FeCrMo и TiAlZr были близки к дозам, когда в облученных металлах и сплавах концентрация радиационных дефектов [12] и радиационное упрочнение [3,18] выходят на насы-

щение. Результаты обработки зависимостей $\sigma_Y(N)$ для указанных сплавов в полулогарифмических координатах при дозе $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ приведены на рис. 2. Наклон прямой 2 на этом рисунке соответствует параметру $N_0 = 4400$. Теоретические кривые на рис. 3, a и 4 проведены в соответствии с соотношением (7) при указанных в таблице значениях параметров σ_{i0} и N_0 для этих сплавов.

На рис. 1, b и 3, b показано, как снижаются пределы прочности облученных сталей с ростом числа закалок. Чтобы сравнить соотношение (5a) для предела прочности с экспериментальными данными, представленными на этих рисунках, необходимо знать значения параметров mk_a и σ_3 для каждой из рассматриваемых сталей. Их можно найти путем специальной обработки [17,20,21] кривых деформационного упрочнения этих сталей. Но в настоящей работе это будет сделано проще, с учетом того, что согласно формуле (5a) для необлученного и облученного материалов имеют место соотношения

$$\sigma_{U0} = \frac{\frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{1}{2}mk_a}(\sigma_{Y0} + \sigma_3), \quad (8a)$$

$$\sigma_U(0) = \frac{\frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{1}{2}mk_a}(\sigma_Y(0) + \sigma_3). \quad (8b)$$

Здесь σ_{U0} , $\sigma_U(0)$ и σ_{Y0} , $\sigma_Y(0)$ — пределы прочности и текучести необлученных и облученных образцов. Решая систему уравнений (8), находим указанные в таблице значения параметров mk_a и σ_3 для исследуемых сталей. Кривые на рис. 1, b и 3, b получены путем подстановки текущих значений предела текучести $\sigma_Y(N)$ (7) в выражение (5a) для этих сталей. Как видно из этих рисунков, имеется общее удовлетворительное соответствие между

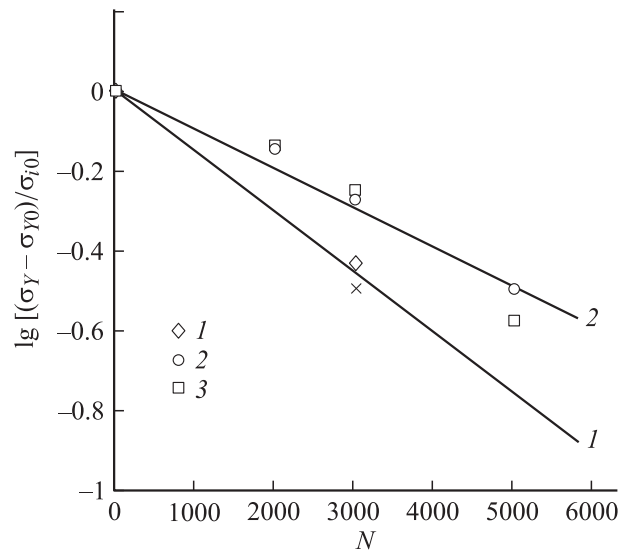


Рис. 2. Зависимость пределов текучести сталей FeNiCr (1), FeCrMo (2) и сплава TiAlZr (3), облученных дозой $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ от числа циклов закалки в полулогарифмических координатах. Крестиком обозначен предел текучести стали FeNiCr при дозе облучения $0.5 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$.

теорией и экспериментом, хотя целый ряд экспериментальных точек сильно отклоняется от теоретических зависимостей.

Значения параметров $N_0 = 2900-4400$ и $mk_a = 5.4-12$, приведенные в таблице, позволяют с учетом второго из соотношений (4) произвести оценку средней величины сдвиговой пластической деформации $\Delta\gamma_p \approx (1-2) \cdot 10^{-4}$ за полцикл закалки и соответственно оценку величины деформации растяжения (сжатия) образца $\Delta\epsilon_p = \Delta\gamma_p/m \approx (3-6) \cdot 10^{-5}$ под действием термических напряжений (фактор Тейлора $m = 3.05$). Полученные оценки свидетельствуют о микропластическом характере деформации образцов в результате действия этих напряжений. Величина локальных сдвигов при образовании бездефектных каналов $\Delta\gamma_i = 0.5-1$ [4,11] значительно, на несколько порядков, превышает их усредненные значения, что говорит о малой величине объемной доли каналов, образующихся при каждой закалке,

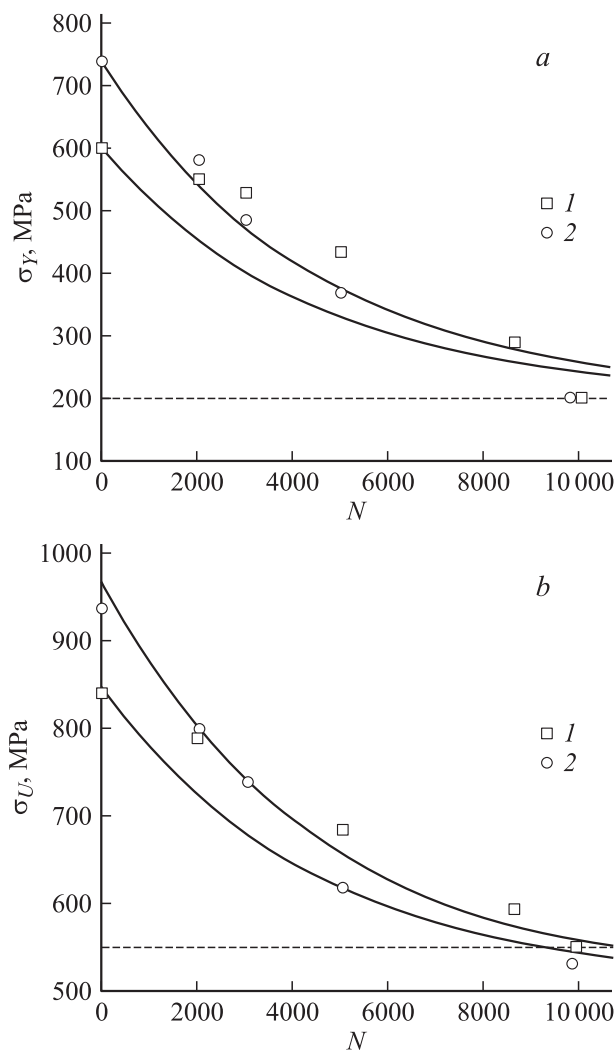


Рис. 3. Зависимость пределов текучести σ_y (a) и прочности σ_U (b) стали FeCrMo, облученной дозами $0.5 \cdot 10^{25}$ (1) и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ (2), от числа циклов закалки. Кривые проведены согласно выражениям (5a) и (7).

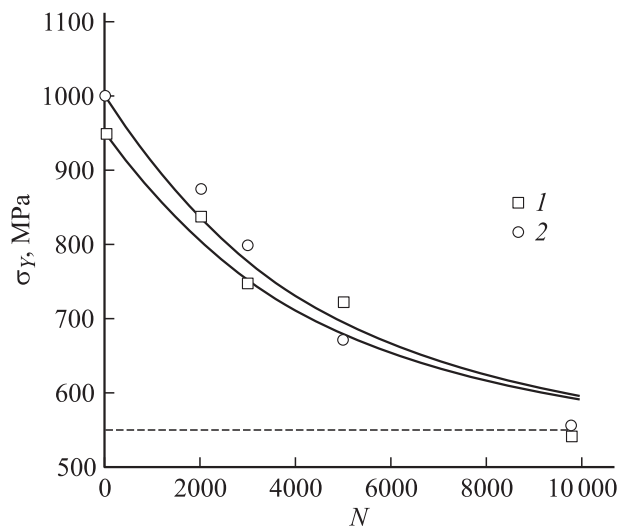


Рис. 4. Зависимость предела текучести σ_y сплава TiAlZr, облученного дозами $0.5 \cdot 10^{25}$ (1) и $1.2 \cdot 10^{25} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ (2), от числа циклов закалки. Кривые проведены согласно выражению (7).

$f = \Delta\gamma_p/\Delta\gamma_i \approx (1-4) \cdot 10^{-4}$. Из приведенных в [14] результатов растяжения облученного нейтронами циркониевого сплава следует, что при величине пластической деформации 10^{-3} объемная доля каналов составляет $f \approx 10^{-2}$, следовательно, при $\epsilon_p \approx 10^{-5}$ она может быть величиной порядка 10^{-4} , что согласуется с приведенными выше оценками этой доли в исследуемых сплавах.

В заключение отметим также, что значение коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций в стали FeNiCr $k_a = 1.8$ находится в согласии с найденными в интервале температур 293–600 К значениями $k_a = 1.2-1.6$ и 3.5–4.6 в жаропрочных хромоникелевых сталях 316 [22] и 304 [23]. Они получены путем обработки кривых деформационного упрочнения указанных сталей.

3. Величина равномерной деформации

В результате облучения предел текучести облученного материала сильно возрастает, а величина равномерной деформации ϵ_U до момента локализации деформации в виде шейки, наоборот, сильно снижается вплоть до полной потери облученным материалом запаса пластичности. Согласно критерию Консидера $d\sigma/d\epsilon \leq \sigma$, это является результатом того, что рост предела текучести приводит к росту напряжения течения (6), в то время как коэффициент деформационного упрочнения $\theta(\epsilon) = d\sigma/d\epsilon$ облученного металла остается в первом приближении неизменным. Вследствие этого условие Консидера выполняется при все меньшей величине равномерной деформации. Указанное обстоятельство и отражает соотношение (5b). Из него, в частности, следует, что в отсутствие облучения и при нулевой величине предела текучести величина равномерной деформации

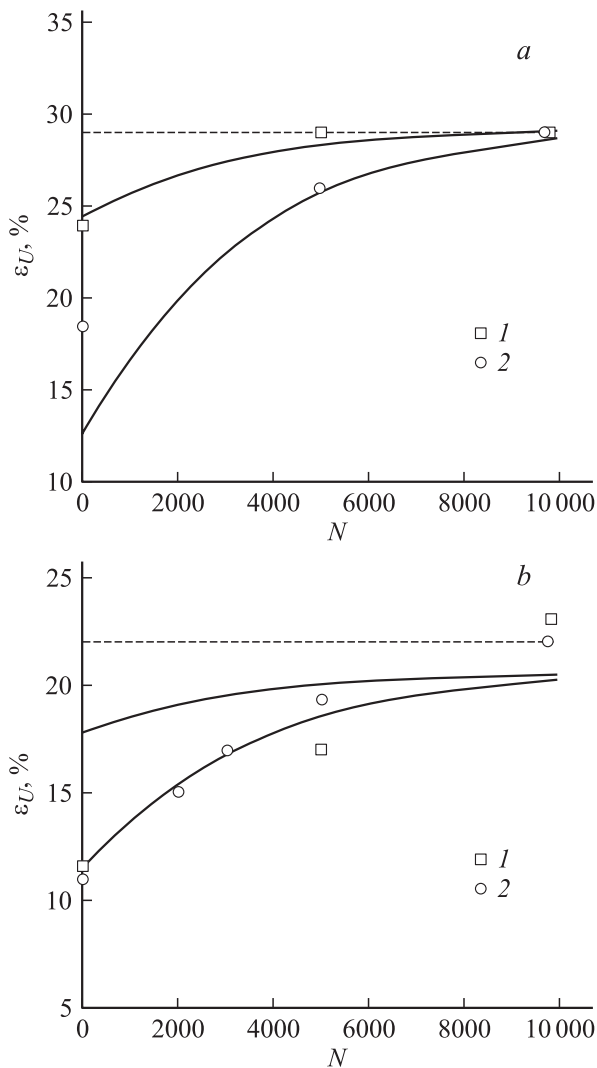


Рис. 5. Зависимость величины равномерной деформации ε_U сталей FeNiCr (a) и FeCrMo (b), облученных дозами $0.5 \cdot 10^{25}$ (1) и $1.2 \cdot 10^{25}$ п · м⁻² (2), от числа циклов закалки. Кривые проведены согласно выражению (5b). Штриховая линия — величина деформации ε_U до облучения.

определяется только величиной коэффициента аннигиляции, т. е. процессом динамического отдыха.

Экспериментальные точки на рис. 5 иллюстрируют кинетику восстановления деформации ε_U облученных аустенитной FeNiCr и ферритной FeCrMo сталей до уровня необлученного состояния (штрих) с ростом числа циклов закалки. Теоретические кривые построены согласно соотношению (5b) после подстановки в него выражения для предела текучести (7) при указанных в таблице значениях параметров для соответствующих сталей. Анализ показывает, что для удовлетворительного соответствия выражения (5b) экспериментальным данным в выражении (5b) необходимо ввести поправочный множитель $\xi \approx 1.5-2$. Его введение не связано с тем, что в настоящей работе материалы испытывались в условиях деформации сжатия. Такой же ве-

личины поправочный множитель использовался и для согласования выражения (5b) с экспериментальными данными для облученной меди в условиях деформации растяжения [18]. Причина введения этого множителя пока не ясна. По-видимому, она связана с тем, что второе слагаемое в правой части соотношения (6) для напряжения течения недостаточно корректно описывает деформационное упрочнение облученного материала.

4. Обсуждение результатов

Таким образом, рассмотренный в работе механизм образования бездефектных каналов в результате действия термических напряжений в процессе циклических закалок облученных нейтронами материалов позволяет установить кинетику изменения их прочностных и деформационных свойств с ростом числа циклов закалки. В целом эта кинетика находится в достаточно удовлетворительном согласии с экспериментальными данными для исследованных в [1,2] сталей FeNiCr и FeCrMo и сплава TiAlZr. Этого обстоятельства, однако недостаточно, чтобы заключить, что именно механизм образования бездефектных каналов, а не рассмотренный ранее в [1,2] механизм закалочных вакансий, определяет кинетику восстановления механических свойств радиационно упрочненных сплавов в процессе их периодических закалок.

Дело в том, что согласно вакансионному механизму кинетика восстановления предела текучести облученного сплава с ростом числа циклов закалки N описывается уравнением, аналогичным уравнению (7), в котором величина параметра N_0 определяется концентрацией закалочных вакансий. Поскольку зависимость $\sigma_Y(N)$ контролирует и зависимости $\sigma_U(N)$ и $\varepsilon_U(N)$, соответствие теории и эксперимента, демонстрируемое рис. 1–5, распространяется и на вакансионный механизм. Следовательно, необходимы дополнительные данные для установления того, какой из обсуждаемых механизмов контролирует при термоциклировании кинетику восстановления механических свойств облученных сплавов.

Таковыми данными могли бы служить результаты электронно-микроскопического исследования на просвет структуры облученных сплавов после нескольких сотен или тысяч закалок. Согласно вакансионному механизму исчезновение радиационных дефектов связано с аннигиляцией межузельных петель. Снижение их концентрации должно происходить, следовательно, равномерно по объему каждого зерна в поликристаллическом агрегате. В отличие от этого образование бездефектных каналов — сугубо гетерогенный и анизотропный процесс в масштабе отдельных зерен [7–14], так как он связан с движением (каналированием) дислокаций вдоль плоскостей скольжения с максимальной величиной фактора Шмида. Например, в сплаве Zr–Sn, имеющем ГПУ решетку, бездефектные каналы вдоль базисных плоскостей не возникали при факторе Шмида меньше 0.3.

При факторе Шмида, равном 0.5, их объемная доля в зерне достигала максимальной величины [14]. Выяснение характера изменения распределения радиационных дефектов в зернах облученных сплавов в процессе их циклических закалок позволило бы сделать выбор между двумя обсуждаемыми физическими механизмами очищения сплавов от радиационных дефектов.

В заключение заметим, что установление этого механизма имеет важное практическое значение, поскольку до сих пор единственный способ восстановления механических свойств облученных до больших доз и потерявших вследствие этого весь запас пластичности конструкционных материалов состоял в их отжиге при температурах выше $0.5T_m$.

Список литературы

- [1] Л.А. Беляева, И.В. Горынин, О.А. Кожевников, В.Д. Ярошевич. ФММ *1*, 189 (1990).
- [2] Л.А. Беляева, В.В. Рыбин. В сб.: Радиационное материаловедение и конструкционная прочность реакторных материалов. ЦНИИ „Прометей“, СПб (2002). С. 251.
- [3] Л.И. Иванов, Ю.М. Платов. Радиационная физика металлов и ее приложения. Интерконтакт-Наука, М. (2002). 300 с.
- [4] Н.Н. Давиденков, В.А. Лихачев. Необратимое формоизменение металлов при циклическом тепловом воздействии. Машгиз, Л. (1962). 223 с.
- [5] L.A. Belyaeva, V.V. Rybin. J. Nucl. Mater. **233/236**, 224 (1996).
- [6] L.A. Belyaeva, V.V. Rybin. Plasma Devices and Operations **5**, 265 (1998).
- [7] L.V. Sharp. Radiation Effects **14**, *1*, 71 (1972).
- [8] A. Okada, K. Kanao, T. Yoshiie, S. Kojima. Trans. Japan Inst. Metals **30**, *4*, 265 (1989).
- [9] D.J. Edwards, B.N. Singh. J. Nucl. Mater. **329/333**, 1072 (2004).
- [10] Z. Yao, R. Schäublin, M. Victoria. J. Nucl. Mater. **307/311**, 374 (2002).
- [11] A. Luft. Progr. Mater. Sci. **35**, *2*, 97 (1991).
- [12] M. Victoria, N. Baluc, C. Bailat et al. J. Nucl. Mater. **276**, 114 (2000).
- [13] N. Hashimoto, T.S. Byun, K. Farrel, S.J. Zinkle. J. Nucl. Mater. **329/333**, 947 (2004).
- [14] F. Onimus, I. Monnet, J.L. Bechade, C. Prioul, P. Pilvin. J. Nucl. Mater. **328**, 165 (2004).
- [15] N.M. Ghoniem, S.H. Tong, B.N. Singh, L.Z. Sun. Phil. Mag. A **81**, *11*, 2743 (2001).
- [16] Y. Yang, N. Sekimura, H. Abe. J. Nucl. Mater. **329/333**, 1208 (2004).
- [17] Г.А. Малыгин. УФН **169**, *9*, 979 (1999).
- [18] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, *4*, 632 (2005).
- [19] Л.Н. Лариков, Ю.Ф. Юрченко. Тепловые свойства металлов и сплавов. Наук. думка, Киев (1985). 438 с.
- [20] Г.А. Малыгин. ФТТ **43**, *10*, 1832 (2001).
- [21] Г.А. Малыгин. Вопросы материаловедения. ЦНИИ „Прометей“, СПб (2003). Вып. 1 (33). С. 278.
- [22] U.F. Kocks. J. Eng. Mater. Technol. ASME-H **98**, *1*, 76 (1976).
- [23] C. Pokor, X. Averty, Y. Brechet, P. Dubusson, J.P. Massoud. Scripta Mater. **50**, *5*, 597 (2004).