

Карты деформационных структур в облученных нейтронами металлах и сплавах

© Г.А. Малыгин

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

E-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 мая 2005 г.)

На основе уравнений дислокационной кинетики сделано теоретическое обоснование карт деформационных структур в облученных нейтронами металлах и сплавах. Определены критические деформации и дозы облучения перехода от ячеистых и хаотических дислокационных структур к гетерогенным, каналированным деформационным структурам и установлена связь критических доз и деформаций с кинетическими коэффициентами, определяющими эволюцию плотности дислокаций и радиационных дефектов в облученных материалах. С помощью найденных соотношений количественно проанализировано влияние облучения на прочностные и деформационные характеристики Ni и мартенситной стали A533, сведения о которых имеются в литературе. В заключение рассмотрены критические условия наступления радиационной хрупкости облучаемых материалов.

Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 05-02-08128офи_э.

PACS: 61.80.Hg, 61.82.Bg

Действие нейтронного облучения на металлы и сплавы вызывает резкое изменение их прочностных и деформационных свойств, связанное с образованием в облученном материале большой плотности радиационных дефектов, таких как вакансионные и межузельные дислокационные петли и тетраэдры дефектов упаковки. При температурах облучения $T < 0.3T_m$, где T_m — температура плавления, большие дозы радиации приводят к сильному росту предела текучести, возникновению нестабильности деформации (появлению зуба и площадки текучести на кривых растяжения материала) и к резкому снижению величины равномерной деформации, когда наступает локализация деформации в виде шейки. Последнее обстоятельство означает, что в результате облучения материал теряет запас пластичности, т.е. радиационно охрупчивается. Все указанные явления в равной степени относятся как к чистым металлам, так и к конструкционным сплавам, используемым в ядерной энергетике, независимо от типа их кристаллических решеток.

Проведенные за последние десятилетия оптические и электронно-микроскопические исследования деформационных структур в облученных нейтронами металлах и сплавах показали, что в зависимости от дозы облучения в них наблюдается два типа деформационных структур [1–5]. При низких дозах облучения это обычные, характерные для отожженных материалов деформационные структуры, в которых линии скольжения довольно равномерно распределены по кристаллу (в поликристаллах — по объему зерен). Электронная микроскопия на просвет фиксирует в этом случае образование ячеистой дислокационной структуры [1–3].

Второй тип структур наблюдается при высоких дозах облучения, когда в деформируемом материале возникает сильно гетерогенная деформационная структура в

виде грубых линий скольжения [4,5]. Как показывают электронно-микроскопические исследования [1–4], грубые линии скольжения состоят из скопления (пучка) более тонких линий скольжения в виде так называемых бездефектных и бездислокационных каналов шириной 50–500 nm со средним расстоянием между ними от 1 до 10 μm [6] и с большой величиной деформации сдвига от 10^2 до $10^3\%$ [7,8]. Возникновение каналов и связанное с ними явление каналирования дислокаций сопровождаются частичным разупрочнением радиационно упрочненного материала и появлением на кривой его растяжения зуба и площадки текучести. При очень высоких дозах облучения ($> 1 \text{ dpa}$) локализация деформации в виде шейки и разрушение материала наступают при деформациях, соответствующих пределу (зубу) текучести, что свидетельствует о полной потере облученным материалом запаса пластичности при растяжении.

Очевидно, что такие характеристики прочности и пластичности облученных материалов, как предел текучести σ_y , предел прочности на растяжение σ_u , величина равномерной деформации ϵ_u , их зависимости от дозы облучения ϕ , а также критическая деформация ϵ_c и критическая доза облучения ϕ_c , когда в пластически деформируемом материале формируются соответственно ячеистая дислокационная структура и бездефектные каналы, имеют важное значение для понимания механизма охрупчивания облученных металлов и сплавов. В целях упорядочения этих характеристик и систематизации сведений о них в [3] предлагается для каждого подвергнутого облучению материала составлять карту деформационных структур в нем в зависимости от дозы облучения с указанием зависимости перечисленных выше характеристик прочности и пластичности от дозы облучения. Впервые такая карта была составлена для облученных образцов Ni и Au [1] (рис. 1).

Цель настоящей работы — теоретическое обоснование карт деформационных структур облученных металлов в рамках развитых ранее кинетических дислокационных моделей формирования соответственно ячеистых [9] и каналированных [6,9] дислокационных структур. В первом разделе с помощью кинетического уравнения для плотности дислокаций рассмотрено влияние дозы облучения на критическую деформацию возникновения ячеистой дислокационной структуры. Во втором разделе с помощью кинетического уравнения для плотности радиационных дислокаций проанализированы условия, необходимые для возникновения эффекта каналирования дислокаций. В третьем, четвертом и пятом разделах с учетом полученных результатов обсуждается изменение с ростом дозы облучения и температуры величин равномерной деформации и пределов текучести и прочности облученного нейтронами Ni [1]. В последнем, шестом разделе аналогичное рассмотрение сделано для мартенситной стали A533B [3] с акцентом на установление условий развития в ней и в других облучаемых материалах радиационной хрупкости.

1. Критическая деформация

На рис. 1 показана карта деформационных структур в облученном нейтронами никеле в зависимости от дозы облучения. Кривая ε_c на этом рисунке разграничивает области деформаций и доз облучения, когда в никеле формируются соответственно ячеистые и каналированные дислокационные структуры. На рисунке соответ-

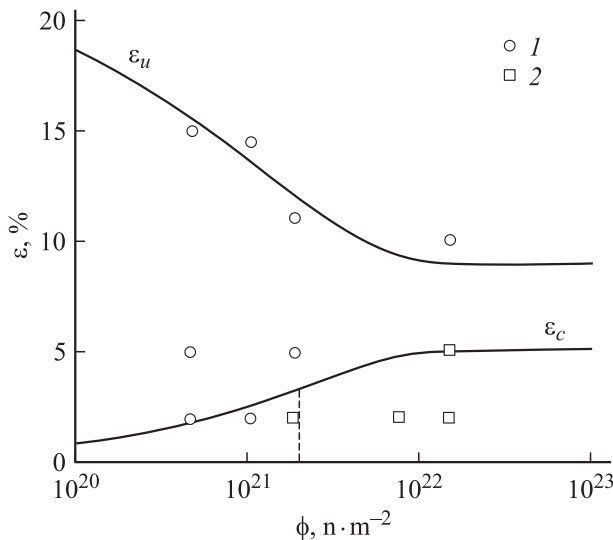


Рис. 1. Карта деформационных структур в облученном нейтронами Ni [1]: 1 — ячеистая дислокационная структура, 2 — бездефектные каналы и грубое скольжение. Штрих — начало формирования бездефектных каналов. Сплошные кривые — зависимости критической деформации начала образования ячеистой дислокационной структуры ε_c и величины равномерной деформации ε_u от дозы облучения согласно выражениям (3) и (9).

ствующие структуры обозначены кружками и квадратами. Кривая ε_c иллюстрирует зависимость критической деформации образования ячеистой дислокационной структуры от дозы облучения ϕ . Видно, что с ростом дозы критическая деформация возрастает, т.е. радиационные дефекты затрудняют формирование ячеистой структуры. Кривая ε_u на рис. 1 показывает, как с ростом дозы облучения снижается величина равномерной деформации в Ni. Штрихом отмечена величина критической дозы ϕ_c , когда в дефектной структуре никеля начинают формироваться бездефектные каналы и наступает локализация деформации в виде грубых линий скольжения. Из результатов [1] следует, что карта деформационных структур в облученных образцах золота имеет аналогичный характер.

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию с ростом деформации сдвига γ плотности дислокаций ρ и образование ячеистой дислокационной структуры, имеет вид [9]

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \gamma^2} = \left[\frac{1 - \beta_{im}}{b\lambda_m} + \frac{1 - \beta_{ir}}{bl_i} \right] \rho + k_f \rho^{3/2} - k_a \rho^2, \quad (1)$$

где λ_D — эффективное расстояние диффузии дислокаций в результате их взаимодействия друг с другом или с другими препятствиями в решетке; b — вектор Бюргерса; λ_m и l_i — длины свободного пробега дислокаций при их разномножении или иммобилизации на препятствиях соответственно нерадиационного и радиационного происхождения; β_{im} и β_{ir} — соответствующие коэффициенты иммобилизации дислокаций на этих препятствиях; k_f — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса при множественном скольжении ($bk_f \approx 10^{-2}$); k_a — коэффициент аннигиляции дислокаций.

Анализ уравнения (1) показывает [9,10], что возникновение ячеистой дислокационной структуры определяется условием $0 < \psi_0 < 2/3$, где параметр ψ_0 зависит от величины и соотношения кинетических коэффициентов в правой части уравнения (1)

$$\psi_0 = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta}}{1 + \sqrt{1 - \eta}},$$

$$\eta = 4 \left[(\beta_{im} - 1) \frac{b}{\lambda_m} + (\beta_{ir} - 1) \frac{b}{l_i} \right] \frac{k_a}{(bk_f)^2}, \quad 0 < \eta < 1. \quad (2)$$

Параметр ψ_0 определяет величину критической деформации начала формирования ячеистой структуры $\varepsilon_c = \gamma_c/m$, где [10]

$$\gamma_c = \frac{2}{k_a} \ln \frac{(1 + \psi_0)^2}{\left(\frac{2}{3} - \psi_0\right) \left(\frac{3}{2} - \psi_0\right)}, \quad (3)$$

m — фактор Тейлора для поликристалла. Из соотношений (2) и (3) следует, что параметр ψ_0 , а следовательно,

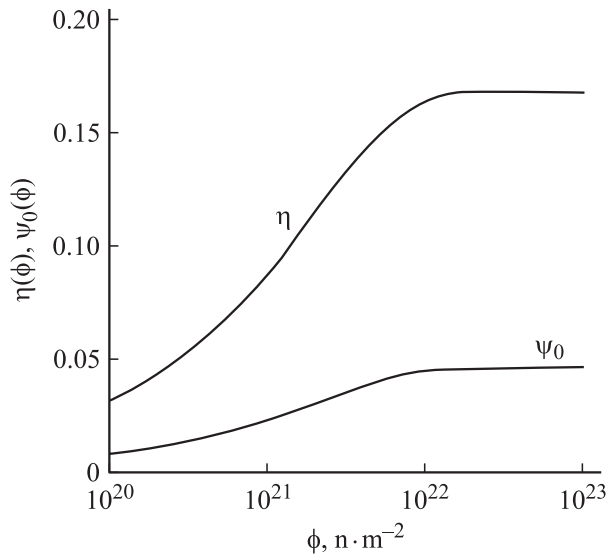


Рис. 2. Зависимость параметров η и ψ_0 , определяющих величину критической деформации ε_c образования ячеистой дислокационной структуры в Ni, от дозы облучения.

и критическая деформация ε_c зависят от длины свободного пробега дислокаций между препятствиями радиационного происхождения $l_i = (N_i d_i)^{-1/2}$, где N_i — объемная плотность вакансионных и межузельных петель, а d_i — их средний размер.

Опыты [11] и анализ кривых радиационного упрочнения [12] показывают, что плотность петель увеличивается с ростом дозы облучения ϕ согласно закону

$$N_i = N_{im} \left[1 - \exp\left(-\frac{\phi}{\phi_0}\right) \right], \quad (4)$$

где ϕ_0 — характерная доза, при которой каскады смещений атомов начинают перекрываться и плотность петель приближается к постоянной величине N_{im} . Размер петель d_i практически не зависит от дозы облучения [11]. Кривая $\varepsilon_c(\phi)$ на рис. 1 демонстрирует результаты расчета критической деформации образования ячеистой структуры в Ni согласно соотношениям (2)–(4) при следующих значениях фигурирующих в них параметров и коэффициентов: $k_a = 2.6$, $b = 0.25$ nm, $\beta_{ir} - 1 = 6 \cdot 10^{-4}$, $(\beta_{im} - 1)b/\lambda_m = 3 \cdot 10^{-8}$, $d_i = 2$ nm, $N_{im} = 1.8 \cdot 10^{23}$ m $^{-3}$, $\phi_0 = 3.2 \cdot 10^{21}$ n · m $^{-2}$, $m = 3$. На рис. 2 показана зависимость от дозы облучения параметров η и ψ_0 , определяющих величину критической деформации. Видно, что эти параметры увеличиваются с ростом дозы облучения. Этот эффект связан с иммобилизацией дислокаций радиационными дефектами. В чистом необлученном никеле вклад примесных атомов в иммобилизацию дислокаций мал по сравнению с радиационными дефектами, поэтому первым членом в квадратной скобке во втором из соотношений (2) можно пренебречь.

2. Критическая доза облучения

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию радиационных дефектов в облученном металле в результате его пластической деформации, имеет вид [13]

$$\rho_i \frac{\partial \rho_i}{\partial \gamma_i} + \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho_i}{\partial y^2} = \frac{n_0}{b} + \frac{1 - \beta_{ir}}{b l_i} \rho_i - k_a \rho_i^2, \quad (5)$$

где $\rho_i = \pi N_i d_i$ — плотность радиационных дислокаций в результате превращения вакансионных и межузельных петель в подвижные дислокации; $n_0 = n_0(\rho_{i0})$ — объемная плотность дислокационных источников, возникающих в результате этого превращения; $\rho_{i0} = \pi N_{i0} d_i$ и N_{i0} — соответствующие их плотности сразу после облучения; γ_i — локальная сдвиговая деформация при формировании бездефектных каналов. Остальные коэффициенты имеют тот же смысл и значение, что и в уравнении (1). Каналы образуются при выполнении следующего соотношения между коэффициентами уравнения (5) [6,9]:

$$\varphi_0 < 1 - \frac{1}{4} (1 - \varphi_m)^2, \quad (6a)$$

где

$$\varphi_0 = \frac{3n_0(\rho_{i0})}{b k_a \rho_{i0}^2}, \quad \varphi_m = \frac{3(\beta_{ir} - 1)}{2b k_a l_i \rho_{i0}}. \quad (6b)$$

При указанных выше значениях коэффициентов величина параметра φ_m удовлетворяет условию $\varphi_m \ll 1$ и, следовательно, условие формирования каналов приобретает вид $\varphi_0 < 3/4$. Принимая далее во внимание, что $n_0(\rho_{i0}) = \delta_0 \rho_{i0}^{3/2}$, где δ_0 — относительная доля активных дислокационных источников, получаем для плотности петель условие $N_i > N_{ic}$, где $N_{ic} = 16\delta_0^2/\pi b^2 d_i k_a^2$ — критическая плотность петель образования бездефектных каналов. Подставляя N_{ic} в левую часть выражения (4), находим для критической дозы облучения выражение

$$\phi_c = \phi_0 \ln \frac{1}{1 - \frac{N_{ic}}{N_{im}}}. \quad (7)$$

При указанных выше параметрах и $\delta_0 = 0.5 \cdot 10^{-2}$ получаем $N_{ic} = 7.8 \cdot 10^{22}$ m $^{-3}$, следовательно, критическая доза составляет $\phi_c = 2 \cdot 10^{21}$ n · m $^{-2}$. Как видно из приведенных выше соотношений, она зависит от коэффициента аннигиляции дислокаций k_a , от величины параметра ϕ_0 и предельной плотности петель N_{im} , когда наступает перекрытие каскадов смещенных нейтронами атомов. На рис. 1 критическая доза указана штрихом, который отмечает начало возникновения деформационной структуры сильно гетерогенного (каналированного) типа. Верхней ее границей является кривая ε_c , т.е. критическая деформация начала формирования ячеистой дислокационной структуры. Верхней (формальной) границей области существования этой структуры является кривая ε_u . Она иллюстрирует зависимость величины равномерной деформации ε_u от дозы облучения.

3. Величина равномерной деформации

Величина равномерной деформации до момента начала локализации деформации в виде шейки определяется критерием Консидера $d\sigma/d\varepsilon < \sigma$. В рассматриваемом случае [13]

$$\sigma(\varepsilon, \phi) = \sigma_0 + \sigma_i(\phi) + \sigma_d(\varepsilon), \quad (8a)$$

где σ_0 — предел текучести необлученного материала; $\sigma_i(\phi) = m\alpha_i\mu[N_i(\phi)d_i]^{1/2}$ — величина радиационного упрочнения облученного материала; $\sigma_d(\varepsilon)$ — вклад деформационного упрочнения в напряжение течения [9,14], определяемый выражением

$$\sigma_d(\varepsilon) = \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_a\varepsilon\right) \right],$$

$$\sigma_3 = m\alpha_d\mu\left(\frac{bk_f}{k_a}\right); \quad (8b)$$

α_i и α_d — постоянные взаимодействия дислокаций соответственно с радиационными петлями и друг с другом, μ — модуль сдвига. Остальные параметры и коэффициенты те же, что и выше.

Подставляя напряжения (8) в критерий Консидера, получаем зависимость величины равномерной деформации от дозы облучения [13,14]

$$\varepsilon_u(\phi) = \frac{2}{mk_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2}mk_a}{1 + \xi \frac{\sigma_y(\phi)}{\sigma_3}}, \quad \sigma_y(\phi) = \sigma_0 + \sigma_i(\phi), \quad (9)$$

где σ_y — предел текучести облученного материала. Кривая ε_u на рис. 1 построена в соответствии с соотношениями (8)–(9) при следующих значениях коэффициентов: $\alpha_i = 0.2$, $\alpha_d = 0.3$, $\mu = 75$ ГПа, $\sigma_0 = 72$ МПа [1], $\xi = 3.5$ — подгоночный множитель, компенсирующий не достаточно точные значения коэффициентов, используемых при количественных оценках. При указанных выше значениях находим, что $\sigma_3 = 264$ МПа, σ_3 — величина напряжения в конце третьей стадии кривой деформационного упрочнения необлученного материала.

4. Пределы текучести и прочности

Согласно критерию Консидера, напряжение начала формирования пластической неустойчивости типа шейки (предел прочности на растяжение) описывается выражением [13,14]

$$\sigma_u(\phi) = \frac{\frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{1}{2}mk_a} [\sigma_y(\phi) + \sigma_3]. \quad (10)$$

На рис. 3 приведены экспериментальные [1] и теоретические, рассчитанные согласно соотношениям (9) и (10) зависимости от дозы облучения предела текучести σ_y и предела прочности σ_u облученного никеля. Видно, что в пределах разброса экспериментальных точек тео-

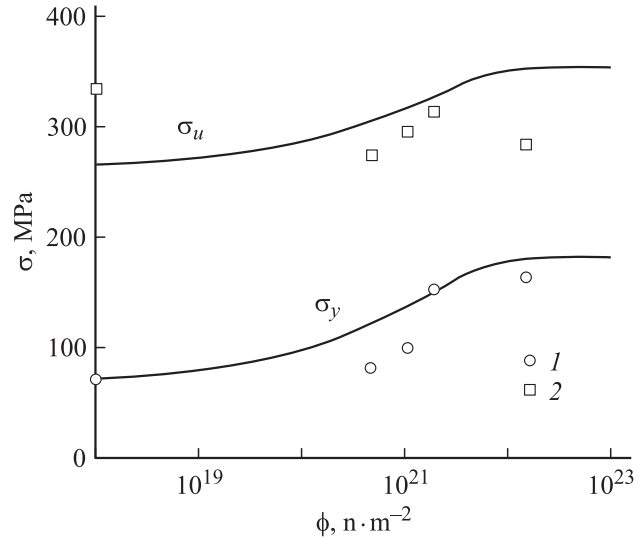


Рис. 3. Экспериментальные точки (1, 2) [1] и теоретические (сплошные кривые) зависимости предела текучести σ_y и предела прочности σ_u никеля от дозы облучения, рассчитанные согласно выражениям (9)–(10) соответственно.

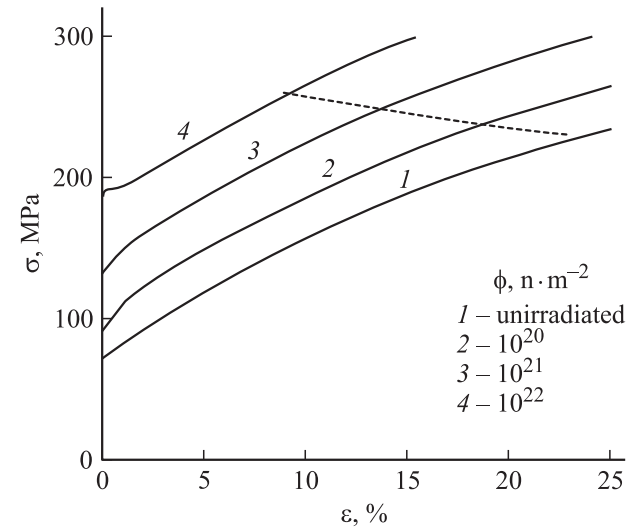


Рис. 4. Кривые растяжения Ni, облученного до различных доз ϕ согласно соотношениям (8). Штрихом показано изменение с ростом дозы облучения величины предела прочности σ_u и величины равномерной деформации ε_u .

ретические зависимости достаточно удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Рис. 4 демонстрирует кривые напряжение–деформация облученного никеля, построенные согласно уравнениям (8). Пунктиром показано, как изменяются предел прочности $\sigma_u = \sigma(\varepsilon_u, \phi)$ и величина равномерной деформации с ростом дозы облучения ϕ . В исследованном в [1] Ni, как видно из рисунка, предел прочности не слишком сильно увеличивается с ростом дозы облучения, в то время как величина равномерной деформации сокращается вдвое.

5. Влияние температуры

Приведенные на рис. 1 и 3 экспериментальные данные [1] для никеля получены при температуре облучения и деформации 300 К. Хотя опыты [1] при других температурах не проводились, представляет интерес теоретически обсудить, как изменяются рассмотренные выше критические деформации и напряжения выше и ниже этой температуры. Наиболее чувствительными к температуре параметрами в выражениях (2)–(3) для ϵ_c и (8)–(10) для ϵ_u и σ_u являются коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций поперечным скольжением k_a и постоянные взаимодействия движущихся дислокаций соответственно друг с другом α_d и с радиационными дефектами α_i .

В случае достаточно чистых ГЦК металлов изменение коэффициента k_a с температурой в диапазоне низких и умеренных температур определяется величиной энергии дефектов упаковки χ_D [9,14]

$$k_a = k_a(0) \exp \left[- \left(1 + 189 \frac{\chi_D}{\mu b} \right) \frac{kT}{0.35\mu b^3} \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right) \right]. \quad (11)$$

где $k_a(0)$ — коэффициент аннигиляции при температуре $T = 0$, k — постоянная Больцмана, $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации, $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор. Для никеля $\chi_D/\mu b = 6.3 \cdot 10^{-3}$, $k_a(0) = 2$ [14]. Согласно сделанному в [15,16] термоактивационному анализу взаимодействия дислокаций с радиационными дефектами коэффициент α_i , определяющий величину этого взаимодействия, изменяется с температурой и скоростью деформации в соответствии с выражением

$$\alpha_i = \alpha_{0i} + \alpha_{i0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_i} \right)^q \right]^{1/q}, \quad T_i = \frac{H_{0i}}{k \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}}, \quad (12)$$

где α_{0i} — атермическая компонента взаимодействия при температурах $T > T_i$; α_{i0} — термическая компонента; $q = 2/3$ [15] или $1/2$ [16]; H_{0i} — полная величина потенциального барьера, преодолеваемого дислокацией. В случае облученного никеля будем предполагать, что $\alpha_{0i} = \alpha_{i0} = 0.2$, $T_i = 520$ К, $q = 1/2$. Тогда при $T = 300$ К величина $\alpha_i = 0.21$ соответствует использованному выше значению этой постоянной. Постоянная взаимодействия дислокаций с дислокациями леса описывается аналогичным (12) выражением ($q = 1$)

$$\alpha_d = \alpha_{0d} + \alpha_{d0} \left(1 - \frac{T}{T_d} \right), \quad T_d = \frac{H_{0d}}{k \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}}. \quad (13)$$

Считая $\alpha_{0d} = 0.2$, $\alpha_{d0} = 0.3$, $T_d = 575$ К, находим, что при 300 К $\alpha_d = 0.34$.

На рис. 5 показаны рассчитанные согласно приведенным выше формулам температурные зависимости критических деформаций и напряжений для необлученных

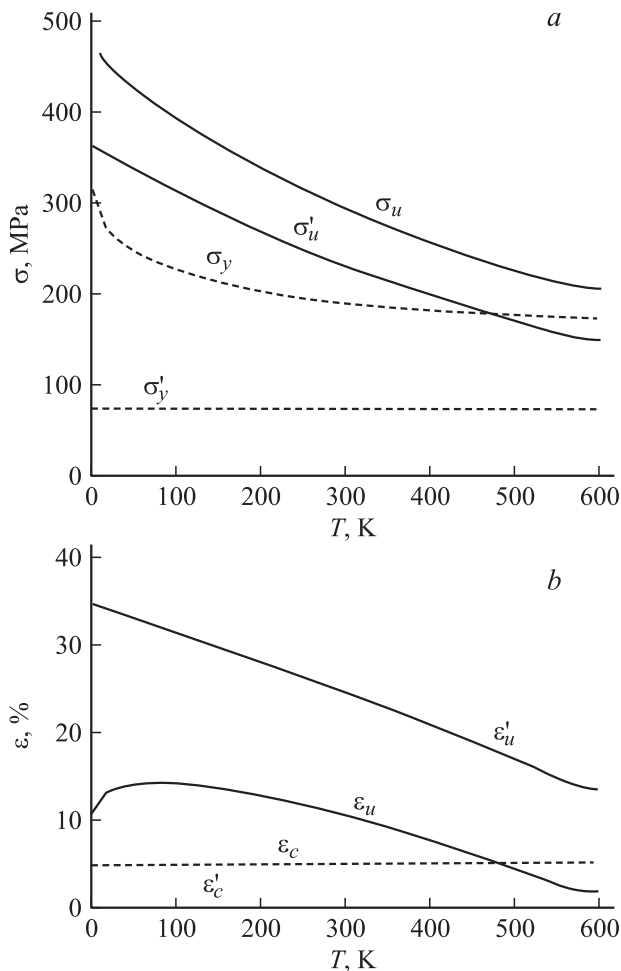


Рис. 5. Изменение с температурой прочностных (а) и деформационных (b) свойств необлученного (символы со штрихами) и облученного дозой $10^{22} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ (символы без штрихов) никеля согласно формулам (3), (9), (10) и (11)–(13).

(символы со штрихами) и облученных дозой $10^{22} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ (символы без штрихов) образцов никеля. Появление температурной зависимости предела текучести у облученных образцов обусловлено главным образом температурной зависимостью коэффициента взаимодействия дислокаций с радиационными дефектами (12), и в меньшей степени температурной зависимостью коэффициента аннигиляции дислокаций (11). Из рис. 5, b видно, что с ростом температуры деформация начала возникновения пластической неустойчивости типа шейки уменьшается как для необлученных, так и облученных образцов.

Видно также, что после достаточно большой дозы облучения критическая деформация ϵ_c начала формирования ячеистой дислокационной структуры становится равной (при 480 К) деформации начала шейкообразования ϵ_u . Это означает, что при температурах выше 480 К ячеистая структура в облученном образце не образуется, а формируется только гетерогенная (каналированная) деформационная структура. Указанное обстоятельство согласуется с тем, что критическая доза облучения ϕ_c ,

необходимая для начала формирования каналированной структуры, как показывает расчет, сильно снижается с ростом температуры. Отсутствие зависимости от температуры критической деформации ε_c (рис. 5, *b*) связано с тем, что параметры η и ψ_0 в никеле существенно меньше единицы (рис. 2). Из соотношений (2) и (3) в этом случае следует, что $\varepsilon_c \approx \eta/4mk_a$, т.е. деформация ε_c не зависит от коэффициента k_a , и, следовательно, от температуры. Для необлученного и достаточно чистого никеля критическая деформация ε'_c , как видно из рис. 5, *b*, практически равна нулю.

6. Радиационная хрупкость

Из приведенных на рис. 1 данных видно, что в технически чистом никеле, несмотря на почти двукратное снижение величины равномерной деформации с ростом дозы облучения, величина ε_u остается достаточно большой, чтобы обеспечить заметный запас пластичности при растяжении облученного материала. Стабилизация деформации ε_u при высоких дозах облучения, $\phi > 10^{22} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$, связана со стабилизацией плотности радиационных дефектов в результате перекрытия каскадов смещений.

Другая ситуация имеет место при облучении исследованных в [3] конструкционных сплавов, используемых в ядерной энергетике, а именно мартенситной стали A533B, имеющей ОЦК решетку, и сплава Zr-4 (типа циркалой), имеющего ГПУ решетку. На рис. 6 приведены зависимости от дозы облучения деформационных и прочностных характеристик стали A533B. Видно, что при дозах выше $\approx 10^{24} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$ величина равномерной деформации стремится к нулю, а предел прочности при растяжении σ_u — к пределу текучести σ_y , что свидетельствует об отсутствии запаса пластичности у облученного материала и возникновении явления радиационной хрупкости. Аналогичная ситуация имеет место и в случае сплава Zr-4 [3]. Что касается эволюции с ростом дозы облучения деформационной структуры в этих сплавах, то электронно-микроскопическое исследование показывает [3], что при деформациях ε , не превышающих величину равномерной деформации ε_u , дислокационная структура в указанных сплавах в отличие от рассмотренного выше Ni имеет не структурированный (ячеистый), а хаотический (дисперсный) характер как в облученном, так и в необлученном состоянии. При дозах, превышающих критическую величину $\approx 10^{24} \text{ н} \cdot \text{м}^{-2}$, деформационная структура в этих сплавах приобретает каналированный характер.

Дисперсный характер дислокационной структуры в необлученном состоянии сплава A533B указывает на то, что критическое условие формирования ячеистой дислокационной структуры $\psi_0 < 2/3$ в рассматриваемом сплаве не выполняется. Согласно соотношениям (2) и (3) это может быть обусловлено большой величиной параметра η вследствие сильной иммобилизации дислокаций

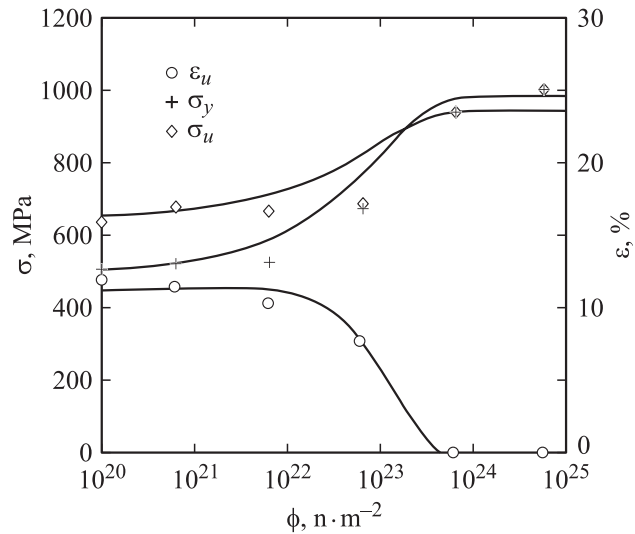


Рис. 6. Зависимость деформационных и прочностных свойств стали A533B от дозы облучения [3]. Кривые — согласно уравнениям (9) и (10).

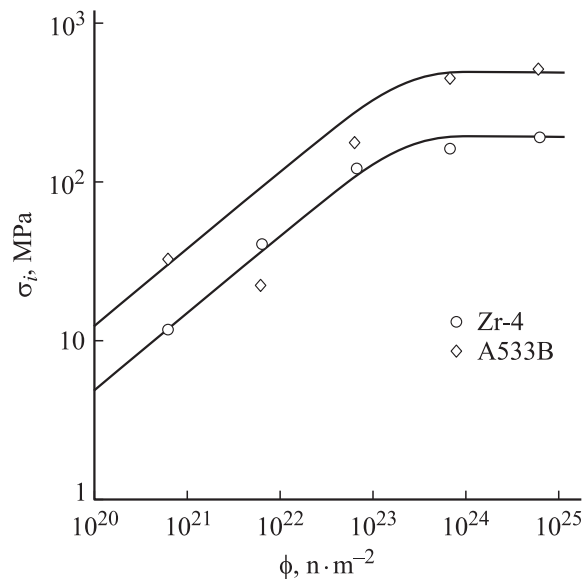


Рис. 7. Зависимость радиационного упрочнения стали A533B и сплава Zr-4 от дозы облучения [3]. Кривые — согласно соотношению (14).

в сплаве по сравнению с чистым металлом (рис. 2). Оценка показывает, что при $\eta > 0.77$ ($\psi_0 > 0.35$) и $k_a = 9$ критическая деформация образования ячеистой структуры ε_c оказывается выше величины равномерной деформации $\varepsilon_u = 12\%$ (рис. 6).

Теоретические кривые на рис. 6, как и в случае Ni (рис. 1 и 3), построены в соответствии с соотношениями (9) и (10). Для этой цели использовалась найденная в [3] зависимость величины радиационного упрочнения σ_i от дозы облучения в стали A533B (рис. 7), которая в соответствии с соотношением (4) хорошо, как

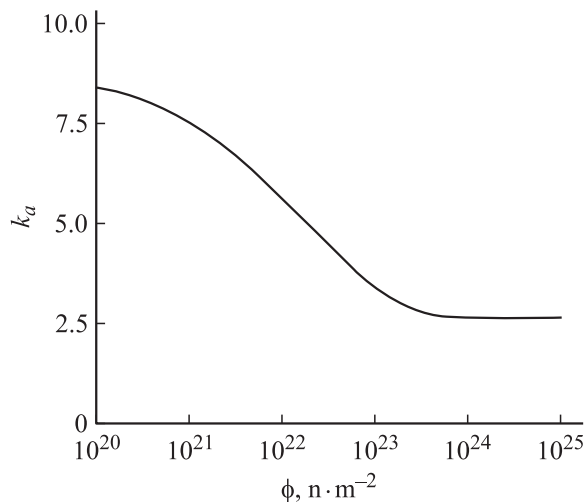


Рис. 8. Изменение коэффициента аннигиляции дислокаций в стали А533В с ростом дозы облучения согласно формуле (15).

видно из рис. 7, описывается законом [15]

$$\sigma_i(\phi) = \sigma_{im} \left[1 - \exp\left(-\frac{\phi}{\phi_0}\right) \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где $\sigma_{im} = m\alpha_i\mu b(N_{im}d_i)^{1/2}$. В стали А533В $\sigma_{im} = 490$ МПа, в сплаве Zr-4 $\sigma_{im} = 190$ МПа. Для обоих сплавов $\phi_0 = 1.6 \cdot 10^{23} \text{ n} \cdot \text{m}^{-2}$. Предел текучести σ_0 в необлученной стали А533В равен 490 МПа [3].

Анализ показал, что достаточно удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических зависимостей на рис. 6 можно достичь, если учесть, что в рассматриваемом сплаве А533В коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций k_a может зависеть от дозы облучения, поскольку среднее расстояние между радиационными дефектами при высоких дозах облучения $l_{im} = (N_{im}d_i)^{-1/2} = m\alpha_i(\mu/\sigma_{im})b \approx 25 \text{ nm}$ становится сравнимо с шириной каналов $\approx 30 \text{ nm}$ в этом сплаве [3]. С учетом взаимодействия винтовых дислокаций с радиационными дефектами коэффициент k_a описывается выражением [17]

$$k_a(\phi) = \frac{m\omega_s^{5/2}}{2\pi^2\alpha_d p} \left[\frac{\mu}{\sigma_c + \sigma_i(\phi)} \right]. \quad (15)$$

Здесь $\omega_s \approx 1$ — доля винтовых дислокаций в дислокационной структуре ОЦК металла, $p = 12$ — число действующих систем скольжения, $\alpha_d = 0.5$ — коэффициент взаимодействия дислокаций друг другом, $\sigma_c = m\tau_c$, τ_c — напряжения трения при движении дислокаций в рельефе Пайерлса, а также вследствие взаимодействия дислокаций с примесями внедрения (С, N). Подставляя в (15) $\sigma_c = 230$ МПа, $\mu = 83$ ГПа и указанные выше значения параметров, получаем, что в отсутствие облучения $k_a \approx 9$. Эта оценка согласуется с экспериментальной оценкой коэффициента аннигиляции дислокаций в армко-Fe при 293 К [17]. На рис. 8 показано, как

в соответствии с выражением (15) коэффициент k_a изменяется с ростом дозы облучения.

При приведенных выше значениях параметров фигурирующее в формуле (9) напряжение σ_3 согласно (8b) равно 140 МПа. Кривая $\varepsilon_u(\phi)$ на рис. 6 рассчитана при указанном значении этого напряжения и корректирующем множителе $\xi = 0.58$. Из первой формулы (9) видно, что полное исчерпание пластичности в сплаве А533В, т.е. его охрупчивание, наступает, когда под знаком логарифма числитель и знаменатель становятся равными друг другу. В этом случае из (9) и (10) вытекают соотношения ($\xi = 1$)

$$\sigma_u^{is} = \sigma_y^{is} = \frac{1}{2} m k_a \sigma_3. \quad (16a)$$

Индексом „is“ (instability stress [18]) обозначены напряжения, когда пластическая неустойчивость в виде шейки наступает на пределе текучести ($\varepsilon_u = 0$). Подставляя σ_3 из (8b) во второе соотношение (16a), находим также, что

$$\sigma_u^{is} = \sigma_y^{is} = \theta_2, \quad \theta_2 = m^2 \vartheta_2, \quad \vartheta_2 = \frac{1}{2} \alpha_d (b k_f) \mu. \quad (16b)$$

Здесь $\vartheta_2 = (d\tau/d\gamma)_2$ и $\theta_2 = (d\sigma/d\varepsilon)_2$ — коэффициенты деформационного упрочнения на второй стадии кривой деформационного упрочнения соответственно моно- и поликристаллических образцов ГЦК металлов. Для рассматриваемых металлов $\vartheta_2/\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ [19] и, следовательно, $\sigma_y^{is}/\mu \approx 2 \cdot 10^{-2}$.

В работе [18] в результате обработки большого числа диаграмм растяжения найдены значения критических напряжений σ_y^{is} для ряда облученных металлов и сплавов. На рис. 9 эти значения приведены для относительно чистых металлов не только с ГЦК (Cu, Ni), но и с ОЦК (Fe, V, Nb) и ГПУ (Zr) решетками. Видно, что в соответствии с соотношениями (16b) нормированная на модуль сдвига μ величина этого напряжения почти одинакова в исследованных в [18] металлах независимо от типа их решетки, но приблизительно в 3 раза меньше приведенной выше оценки $\sigma_y^{is}/\mu \approx 2 \cdot 10^{-2}$.

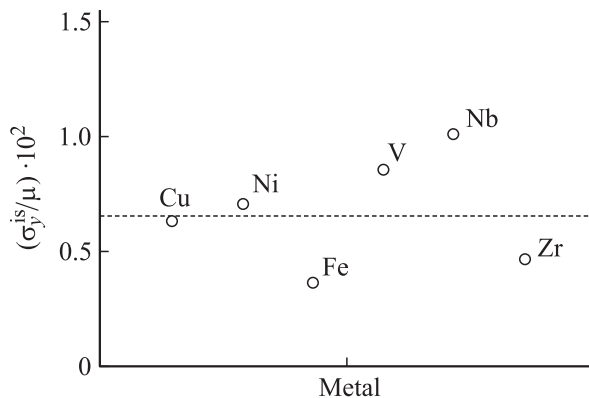


Рис. 9. Нормированные на модуль сдвига критические значения пределов текучести σ_y^{is} , при которых чистые металлы становятся хрупкими в результате облучения [18].

Еще одно обстоятельство можно понять с помощью соотношений (16), а именно обнаруженную в [12] линейную связь между величиной критической дозы облучения ϕ_{is} , приводящей к радиационной хрупкости облученного материала, и характерным значением дозы ϕ_0 в выражениях (4) и (14), когда плотность радиационных дефектов и радиационное упрочнение выходят на насыщение. Действительно, после подстановки (14) в соотношение (16b) оно принимает вид

$$\theta_2 = \sigma_y^{is} = \sigma_0 + \sigma_{im} \left[1 - \exp\left(-\frac{\phi_{is}}{\phi_0}\right) \right]^{1/2}. \quad (17a)$$

Разрешая уравнение (17) относительно ϕ_{is} , получаем линейную связь между ϕ_{is} и ϕ_0 ,

$$\phi_{is} = \phi_0 \ln \frac{1}{1 - \left(\frac{\theta_2 - \sigma_0}{\sigma_{im}}\right)^2}. \quad (17b)$$

В [12] эта связь приведена не для флюенсов ϕ , а для смещений на атом, $D_{is} = AD_0$, где $A \approx 1$.

Таким образом, основанный на уравнениях дислокационной кинетики анализ влияния нейтронного облучения на деформационные и прочностные характеристики металлов и сплавов позволяет теоретически обосновать наблюдаемые на опыте закономерности и установить их связь со структурными факторами и дозой облучения. В частности, кинетический подход позволяет определить условия перехода с ростом дозы облучения от ячеистых и хаотических дислокационных структур к сильно локализованным, неоднородным деформационным структурам и к возникновению радиационной хрупкости облучаемых материалов.

Список литературы

- [1] A. Okada, K. Kanao, T. Yoshiie, S. Kojima. Mater. Trans. Japan Inst. Metals **30**, 4, 265 (1989).
- [2] Z. Yao, R. Schäublin, M. Victoria. J. Nucl. Mater. **307/311**, 374 (2002).
- [3] K. Farrell, T.S. Byun, N. Hashimoto. J. Nucl. Mater. **335**, 471 (2004).
- [4] H. Neuhaüser, R. Rodloff. Acta Met. **22**, 3, 375 (1974).
- [5] A. Luft. Progr. Mater. Sci. **35**, 2, 97 (1991).
- [6] Г.А. Малыгин. ФТТ **33**, 4, 1069 (1991).
- [7] L. Sharp. Radiation Eff. **14**, 1, 71 (1972).
- [8] L.M. Howe. Radiation Eff. **23**, 3, 71 (1974).
- [9] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 9, 979 (1999).
- [10] Г.А. Малыгин. ФТТ **31**, 1, 75 (1989).
- [11] M. Victoria, N. Baluc, C. Bailat et al. J. Nucl. Mater. **276**, 114 (2000).
- [12] T.S. Byun, K. Farrel. J. Nucl. Mater. **326**, 86 (2004).
- [13] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 4, 632 (2005).
- [14] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 2, 236 (2005).
- [15] M.J. Makin, F.J. Minter. Acta Met. **8**, 10, 691 (1960).
- [16] T.J. Koppenaar, R.J. Arsenault. Phil. Mag. **12**, 119, 951 (1965).
- [17] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 5, 870 (2005).
- [18] T.S. Byun, K. Farrel. Acta Met. **52**, 6, 1597 (2004).
- [19] Р. Бернер, Г. Кронмюллер. Пластическая деформация монокристаллов. Мир, М. (1969). 268 с.