

Влияние дисперсных частиц на образование бездефектных каналов и стабильность деформации облученных нейтронами металлов

© 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 5 октября 2004 г.)

На основе уравнений дислокационной кинетики обсуждается влияние преципитатов и дисперсных частиц на условия возникновения бездефектных каналов и возникновение зуба и площадки текучести на кривых растяжения облученных нейтронами металлов и сплавов. Найдено, что при объемной концентрации частиц выше некоторого критического значения, зависящего от дозы облучения, каналы не образуются, а на кривых растяжения исчезают зуб и площадка текучести. Наличие в металле высокой концентрации дисперсных частиц сильно снижает величину равномерной деформации, выше которой в растягиваемом образце возникает пластическая неустойчивость типа шейки. Теоретические результаты проиллюстрированы имеющимися в литературе экспериментальными данными для меди и медных сплавов.

В [1] теоретически рассмотрено влияние радиационного упрочнения на кривые растяжения и стабильность пластической деформации чистых ГЦК металлов. С помощью кинетического уравнения для плотности дислокаций продемонстрировано, что неустойчивость деформации и возникновение зуба и площадки текучести на начальном участке кривых деформационного упрочнения облученных металлов связаны с сильной локализацией деформации на микроуровне в результате превращения радиационных дефектов (вакансионных и межузельных петель) в подвижные дислокации. Из-за высокой плотности дислокаций они частично аннигилируют, образуя бездефектные каналы вдоль плоскостей скольжения дислокаций шириной $\Delta\Lambda = 0.1\text{--}0.5\ \mu\text{m}$ с расстоянием между ними порядка $\Lambda = 1\text{--}5\ \mu\text{m}$, вызывая тем самым разупрочнение облучаемого материала.

Опыты показывают, что, если в материале до облучения имеется достаточно большая объемная концентрация преципитатов или других дисперсных частиц, при пластической деформации такого материала формирование бездефектных каналов не наблюдается, а на кривых растяжения материала отсутствуют зуб и площадка текучести. Такая ситуация имеет место, например, в медном сплаве CuNiBe [2,3], если объемная плотность частиц Be в нем достаточно высока и сравнима с плотностью радиационных дефектов. Аналогичная ситуация имеет место также в облученном сплаве Cu–Al₂O₃ [2], содержащем частицы двуокиси алюминия с концентрацией порядка нескольких процентов. Очевидно, что в указанных сплавах дисперсные частицы, являясь препятствием для движения дислокаций, нарушают условия, необходимые для формирования в облученном материале бездефектных каналов.

В [4] обнаружено, что в сплаве CuCrZr, содержащем выделение атомов Zr с объемной плотностью, на порядок меньшей, чем плотность радиационных дефектов, бездефектные каналы образуются, а на диаграмме деформации облученного сплава имеется соответствующий зуб текучести. Интересно также отметить, что вблизи

частиц циркония достаточно крупных размеров наблюдается образование бездефектных каналов, связанное, по-видимому, с релаксацией локальных напряжений из-за разницы упругих постоянных или коэффициентов теплового расширения частиц циркония и медной матрицы. В исследованных в [2–4] медных сплавах не зафиксирован эффект разрушения (перерезания, диспергирования) преципитатов и окислов в каналах в результате интенсивного движения дислокаций вдоль них. Такое явление, однако, имеет место в облученной нейтронами аустенитной стали [5]. Препятствиями для движения дислокаций при локализации деформации в каналах шириной $0.05\text{--}0.1\ \mu\text{m}$ служили преципитаты и вакансионные поры, которые разрушались в результате локализации деформации в каналах.

Приведенный выше краткий обзор экспериментальных данных показывает, что преципитаты и другие дисперсные частицы оказывают существенное влияние на прочностные и деформационные свойства облученных материалов. Наиболее важным является их влияние на локализацию и стабильность деформации как на начальной стадии деформации, так и на конечной, когда в условиях опытов на растяжение на растягиваемом образце возникает зона локализации деформации в виде шейки. Шейка образуется тем раньше, чем больше доза облучения и объемная плотность преципитатов. Теоретический анализ этих вопросов и является целью настоящей работы.

Как и в [1], анализ базируется на кинетическом уравнении для плотности дислокаций. В первом разделе с помощью уравнения рассмотрено влияние объемной концентрации дисперсных частиц на критерий образования бездефектных каналов, во втором — влияние частиц на возникновение зуба и площадки текучести на кривых растяжения облученных и дисперсноупрочненных металлов. Третий раздел посвящен анализу влияния дисперсных частиц на величину равномерной деформации до начала возникновения пластической неустойчивости типа шейки при растяжении таких материалов.

1. Дисперсные частицы и критерий образования каналов

Кинетическое уравнение для плотности радиационных дислокаций $\rho_i = \pi d_i N_i$ (d_i и N_i — диаметр радиационных вакансионных или межузельных дислокационных петель и их текущая объемная плотность) с учетом кинетического взаимодействия дислокаций с дисперсными частицами имеет вид [1,6]

$$\rho_i \frac{d\rho_i}{d\gamma_i} + (\xi - 1) \frac{\lambda_y}{b} \frac{\partial^2 \rho_i}{\partial y^2} = \frac{n}{b} + (1 - \beta_{im}) k_m \rho_i - k_a \rho_i^2. \quad (1)$$

Здесь $n = n(\rho_{i0})$ — объемная плотность дислокационных источников, $\rho_{i0} = \pi d_i N_{i0}$ и N_{i0} — исходные плотности соответственно радиационных дислокаций и радиационных дефектов, $k_m = 1/b l_m$, $l_m = (d_p N_p)^{-1/2}$ — средняя длина пробега дислокаций между некогерентными и неперерезаемыми дисперсными частицами с объемной плотностью N_p и средним размером d_p , b — вектор Бюргера, β_{im} — коэффициент иммобилизации дислокаций на частицах, k_a — коэффициент аннигиляции дислокаций, λ_y — характерное расстояние диффузии дислокаций в поперечном к плоскости движения дислокаций направлении, $\xi > 1$ — коэффициент инверсии знака дислокационного диффузионного потока вследствие деформационного упрочнения [6], γ_i — локальная сдвиговая деформация в каналах.

Для дальнейшего анализа уравнение (1) удобно привести к безразмерному виду

$$3\psi \frac{\partial \psi}{\partial \Gamma_i} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \psi_0 + 2\psi_m \psi - 3\psi^2, \quad (2a)$$

вводя безразмерные переменные и параметры

$$\psi = \frac{\rho}{\rho_{i0}}, \quad \Gamma_i = k_a \gamma_i, \quad Y = \frac{y}{\Lambda_0}, \quad \psi_0 = \frac{3n}{bk_a \rho_{i0}^2},$$

$$\psi_m = \frac{3(1 - \beta_{im})}{2bk_a l_m \rho_{i0}}, \quad \Lambda_0 = \left[\frac{3(\xi - 1)\lambda_y}{2bk_a \rho_{i0}} \right]^{1/2}. \quad (2b)$$

Из структуры уравнения (2a) видно, что его решения зависят от двух параметров ψ_m и ψ_0 . Бездефектные каналы возникают при выполнении следующего соотношения между этими параметрами [6,7]:

$$\psi_0 < 1 - \frac{1}{4} (1 + \psi_m)^2. \quad (3)$$

При выполнении указанного условия уравнение (2) описывает движение фронта Людерса в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении с образованием системы бездефектных каналов шириной $\Delta\Lambda$ и средним расстоянием между каналами Λ [6,7]. В случае поликристаллов движение фронта Людерса совпадает с осью растяжения облученного образца, а образование каналов в зернах происходит вдоль плоскостей скольжения с наибольшими значениями фактора Шмида.

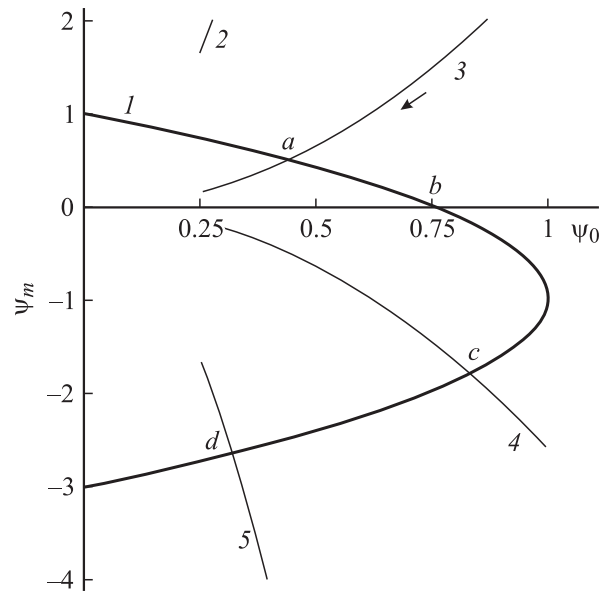


Рис. 1. Области значений параметров ψ_0 и ψ_m образования бездефектных каналов согласно соотношениям (3) и (6) при объемных концентрациях дисперсных частиц 10^{-3} (2, 5) и 10^{-5} (3, 4) и коэффициентах иммобилизации дислокаций 1.5 (2, 3) и 0.5 (4, 5).

Критерий образования каналов (3) можно переписать также в виде $\psi_m < \pm 2(1 - \psi_0)^{1/2} - 1$. На рис. 1 кривая 1 ограничивает в соответствии с этим критерием область значений параметров ψ_m и ψ_0 , при которых становится возможным возникновение бездефектных каналов. Отрицательные значения параметра ψ_m означают, что коэффициент иммобилизации дислокаций на дисперсных частицах β_{im} больше единицы, т.е. частицы выступают преимущественно как стопоры дислокаций, а не как препятствия, на которых происходит размножение дислокаций (в этом случае $\beta_{im} < 1$).

Из условия (3) следует, что в отсутствие дисперсных частиц ($\psi_m = 0$) каналы возникают, если величина параметра $\psi_0 < 3/4$. С учетом того что объемная плотность дислокационных источников в (2b) $n = \delta_0 l_i^{-3}$, где $l_i = \rho_{i0}^{-1/2}$ — средняя длина дислокационных сегментов, образующих дислокационные источники Франка–Рида, а $\delta_0 < 1$ — относительная доля эффективных источников, получаем, что для возникновения каналов требуется, чтобы исходная плотность радиационных дислокаций ρ_{i0} , и, следовательно, исходная объемная плотность радиационных дефектов N_{i0} были выше некоторых критических значений: соответственно $\rho_{ic} = (4\delta_0/bk_a)^2$ и $N_{ic} = \rho_{ic}/\pi d_i$. Критические значения определяются балансом процессов генерации и аннигиляции дислокаций в процессе пластической деформации облученного металла. Учитывая далее, что исходная плотность радиационных дефектов зависит от дозы облучения ϕ согласно выражению [1]

$$N_{i0} = N_{im} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{\frac{2}{3}}\right) \right], \quad (4)$$

находим, что в отсутствие дисперсных частиц каналы образуются, когда доза превышает критическое значение

$$\phi_c = \phi_0 \left[\ln \left(\frac{1}{1 - \frac{N_{ic}}{N_{im}}} \right) \right]^{3/2}. \quad (5)$$

В случае меди [1,8] $N_{im} = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\phi_0 = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, $d_i = 2 \text{ нм}$, $\delta_0 = 5 \cdot 10^{-2}$, $k_a = 3.5$, $b = 0.256 \text{ нм}$. В результате согласно приведенным выше формулам получаем оценки $\rho_{ic} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $N_{ic} = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\phi_c = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, близкие к эксперименту [1].

Параметр ψ_m согласно обозначениям (2b) зависит не только от плотности радиационных дефектов, но и от объемной плотности дисперсных частиц. Принимая во внимание, что объемная концентрация частиц равна $f = \pi d_p^3 N_p / 6$, получаем для среднего расстояния между частицами соотношение $l_m = d_p (\pi / 6f)^{1/2}$. В результате имеем следующие выражения для зависимостей параметров ψ_0 и ψ_m от дозы облучения ϕ и объемной концентрации частиц f :

$$\psi_0 = \frac{3\delta_0}{bk_a \rho_{i0}^{1/2}(\phi)},$$

$$\psi_m = \frac{3(1 - \beta_m)}{2bk_a d_p \rho_{i0}(\phi)} \left(\frac{6}{\pi} \right)^{1/2} f^{1/2}. \quad (6)$$

На рис. 1 кривые 2 и 3 показывают связь между параметрами ψ_m и ψ_0 согласно соотношениям (6) ($\psi_m = \delta_m f^{1/2} \psi_0^2$) при двух значениях объемной концентрации частиц (соответственно $f = 10^{-3}$ и 10^{-5}), размере частиц $d_p = 5 \text{ нм}$ [2,3], $\delta_m = 8 \cdot 10^3$, коэффициенте иммобилизации дислокаций $\beta_{im} = 0.5$ и вариации дозы облучения в пределах от 10^{18} до 10^{22} см^{-2} . Значения остальных параметров приведены выше. Кривые 4 и 5 иллюстрируют связь между параметрами ψ_m и ψ_0 в случае преимущественной иммобилизации дислокаций на дисперсных частицах ($\beta_{im} = 1.5$). Стрелка рядом с кривой 3 указывает направление нарастания дозы облучения на кривых 2–5.

Точки *a–d* пересечения кривых 3–5 с кривой 1 на рис. 1 определяют критические значения параметров ψ_m и ψ_0 , и, следовательно, критические значения доз ϕ_c и концентраций частиц f_c , когда становится возможным образование бездефектных каналов и возникновение зуба и площадки текучести на кривых растяжения радиационно- и дисперсноупрочненных медных сплавов. Точка *b* соответствует отсутствию дисперсных частиц в материале. Как видно из рисунка, кривая 2 не имеет пересечения с кривой 1 и, следовательно, при объемной концентрации частиц $f = 10^{-3}$, когда они выступают преимущественно как центры размножения дислокаций, каналы не формируются. Это является результатом того, что согласно соотношению (4) при больших дозах объемная плотность радиационных дефектов достигает насыщения N_{im} , следовательно, существует предельное значение параметра ψ_0 (в рассматриваемом случае $\psi_0 \approx 0.25$), не позволяющее кривым пересечься и удовлетворить условию (3).

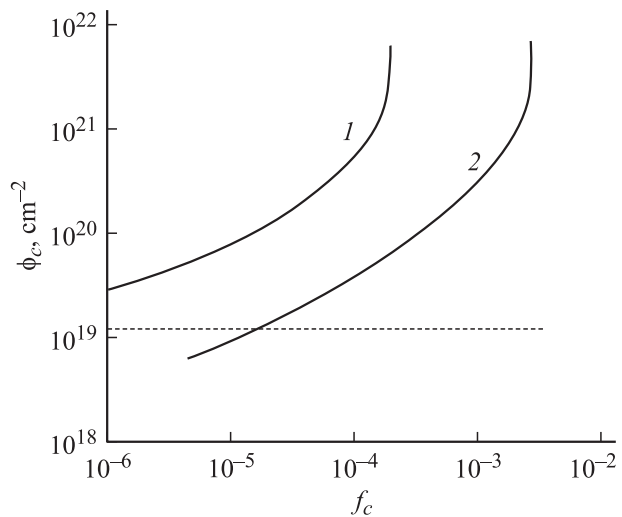


Рис. 2. Зависимость критической дозы облучения образования бездефектных каналов ϕ_c от объемной концентрации дисперсных частиц f_c при коэффициенте иммобилизации дислокаций 1.5 (1) и 0.5 (2). Штриховая линия — критическая доза в отсутствие частиц.

Принимая во внимание соотношения (6), связь между критическими значениями f и ϕ согласно критерию (3) можно представить в следующем неявном виде:

$$f_c = \frac{2\pi}{27} \left[\frac{\pm 2(-\psi_0(\phi_c))^{1/2} - 1}{1 - \beta_{im}} \right]^2 k_a^2 d_p^2 \rho_{i0}(\phi_c). \quad (7)$$

На рис. 2 приведена эта зависимость при указанных выше значениях параметров и коэффициентах иммобилизации дислокаций на частицах соответственно 0.5 (кривая 2) и 1.5 (кривая 1). Знак плюс в формуле (7) относится к первой кривой, а знак минус — ко второй кривой. Видно, что чем выше концентрация дисперсных частиц, тем больше должна быть доза облучения для возникновения каналов. Объемная концентрация преципитатов в сплаве CuNiBe составляла $3.3 \cdot 10^{-2}$ [2,3]. Из рис. 2 видно, что она была значительно выше критических концентраций частиц, когда в этом сплаве возможно образование бездефектных каналов. В случае сплава CuCrZr концентрация частиц Zr была на порядок меньше, $2 \cdot 10^{-3}$, и в соответствии с теорией образование каналов в этом сплаве зафиксировано на опыте [2,4]. Доза облучения обоих сплавов была одинакова и составляла 0.3 дпа, что, согласно данным [8], соответствует предельной концентрации радиационных дефектов в меди N_{im} (см. формулу (4)) и флюенсу $\phi \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

2. Зуб и площадка текучести

В [1] с помощью уравнения (1) проанализирован механизм возникновения зуба и площадки текучести в облученной нейтронами меди в отсутствие дисперсных

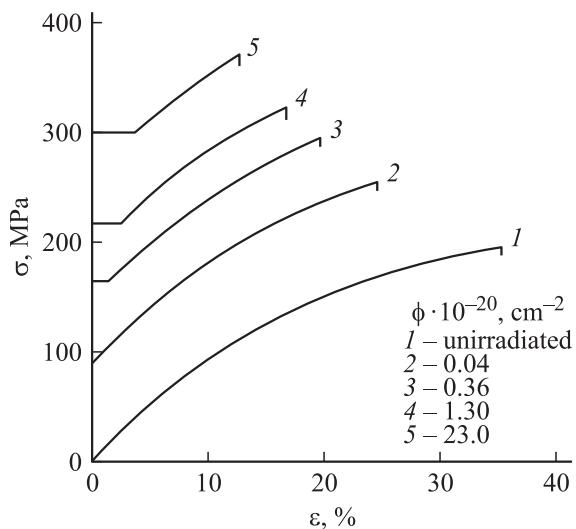


Рис. 3. Кривые растяжения облученной до различных доз чистой меди согласно соотношениям (8) и (9) [1].

частиц, т.е. когда в (1) коэффициент $k_m = 0$. На рис. 3 приведены результаты расчета кривых растяжения меди $\sigma - \varepsilon$ при варьировании дозы облучения ϕ в широких пределах. Расчет производился согласно выражению для линейного суммирования напряжений

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

где $\sigma_i = m\alpha'_i b \mu \rho_i^{1/2}$ и $\sigma_d = m\alpha b \mu \rho_d^{1/2}$ — напряжения вследствие соответственно радиационного и деформационного упрочнения металла, α'_i [1] и α — соответствующие постоянные взаимодействия, μ — модуль сдвига, m — фактор Тейлора. Кривая 1 на рис. 3 иллюстрирует кривую растяжения необлученной меди в соответствии с законом [1]

$$\sigma_d(\varepsilon) = \sigma_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} m k_a \varepsilon\right) \right], \quad (9)$$

где $\sigma_3 = m\alpha b \mu \rho_3^{1/2}$ — напряжение течения в конце третьей стадии кривой упрочнения (стадии динамического отдыха), $\rho_3 = (k_f/k_a)^2$ — плотность дислокаций в конце этой стадии, k_f — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса при множественном скольжении ($b k_f \approx 10^{-2}$). При расчете учтено, что связь между локальной сдвиговой деформацией в каналах γ_i и деформацией растяжения ε определяется соотношением $\varepsilon = (\Delta\Lambda/\Lambda)\gamma_i/m$, где $\Delta\Lambda/\Lambda = 0.1$ — объемная доля каналов в материале [6,7]. Из рис. 3 видно, что площадка текучести на кривых растяжения меди появляется при дозах выше 10^{19} cm^{-2} .

Чтобы проанализировать влияние дисперсных частиц на характер диаграмм растяжения облученного металла, необходимо знать зависимость напряжений σ_i не только от дозы облучения ϕ , но и от объемной концентрации частиц f . Для этого необходимо решить уравнение (1) при коэффициенте $k_m \neq 0$. Согласно (2) безразмерная

форма этого уравнения в однородном приближении имеет вид

$$\psi \frac{\partial \psi}{\partial \Gamma_i} = \bar{\psi}_0 + \bar{\psi}_m \psi - \psi^2. \quad (10)$$

Параметры $\bar{\psi}_0 = \psi_0/3$ и $\bar{\psi}_m = 2\psi_m/3$ определяются соотношениями (6). Решая уравнение (10), получаем в неявном виде зависимость плотности дислокаций $\psi = \rho_i/\rho_{i0}$ в каналах от величины локальной деформации γ_i

$$\gamma_i = \frac{-1}{2k_a} \left[\left(1 + \frac{\bar{\psi}_m}{\Delta}\right) \ln \frac{\psi - \frac{1}{2}(\bar{\psi}_m + \Delta)}{1 - \frac{1}{2}(\bar{\psi}_m + \Delta)} + \left(1 - \frac{\bar{\psi}_m}{\Delta}\right) \ln \frac{\psi - \frac{1}{2}(\bar{\psi}_m - \Delta)}{1 - \frac{1}{2}(\bar{\psi}_m - \Delta)} \right],$$

$$\Delta(\phi, f) = [\bar{\psi}_m^2(\phi, f) + 4\bar{\psi}_0(\phi)]^{1/2}. \quad (11)$$

На рис. 4 приведены согласно (11) зависимости плотности дислокаций в каналах от величины деформации в них в отсутствие (кривая 1) и по мере нарастания концентрации дисперсных частиц (кривые 2–4) в облученном дозой 10^{20} cm^{-2} медном сплаве при коэффициенте иммобилизации дислокаций $\beta_{im} = 0.5$. Штрихом обозначена исходная плотность радиационных дислокаций. Видно, что при данной дозе облучения при объемной концентрации частиц меньше 10^{-4} доминирующим процессом в сплаве, как и в чистом металле, является аннигиляция дислокаций, в результате чего образуются бездефектные каналы и происходит разупрочнение облученного материала. При более высоких концентрациях частиц доминирует процесс размножения дислокаций, каналы не возникают, а материал дополнительно деформационно упрочняется.

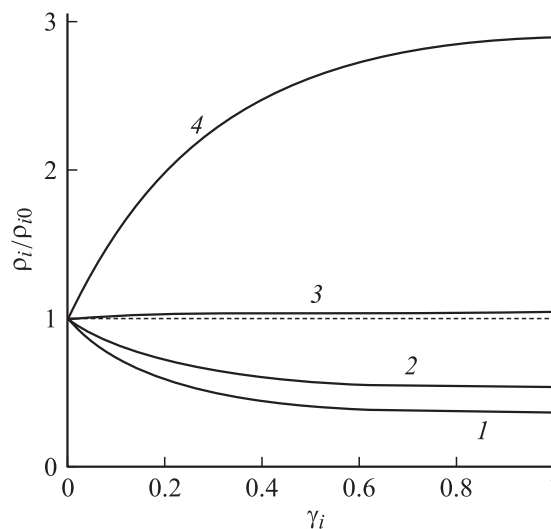


Рис. 4. Зависимость плотности радиационных дислокаций ρ_i от величины сдвиговой деформации в каналах γ_i в отсутствие дисперсных частиц (1) и при их объемной концентрации f : 2 — 10^{-5} , 3 — 10^{-4} и 4 — 10^{-3} . Штрих — исходная плотность дислокаций.

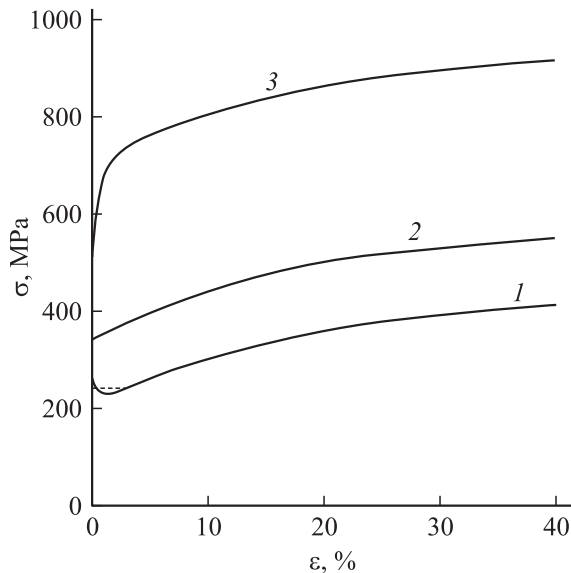


Рис. 5. Кривые деформационного упрочнения облученных дозой 10^{20} см^{-2} меди согласно (13) при объемной концентрации дисперсных частиц f : 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-4} и 3 — 10^{-3} .

Помимо того, что дисперсные частицы вносят вклад в деформационное упрочнение, они являются препятствиями, ограничивающими подвижность дислокаций. Для огибания частиц при движении дислокаций в плоскости скольжения требуется сдвиговое напряжение [9]

$$\tau_{or} = \beta_{or} \frac{\mu b}{l_m - d_p}, \quad \beta_{or} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{l_m}{b}, \quad (12)$$

где $l_m = d_p(\pi/6f)^{1/2}$ — введенное в разделе 2 расстояние между частицами. С учетом напряжения Орована $\sigma_{or} = m\tau_{or}$ напряжение течения дисперсноупрочненного и облученного сплава имеет вид

$$\sigma(\epsilon, \phi, f) = \sigma_i(\epsilon, \phi, f) + \sigma_{or}(f) + \sigma_d(\epsilon). \quad (13)$$

Формула (13) предполагает линейный закон суммирования напряжений σ_{or} и σ_d . На рис. 5 показаны результаты расчета напряжений течения облученных дозой 10^{20} см^{-2} меди согласно (13) при различных объемных концентрациях дисперсных частиц. Видно, что при концентрациях частиц меньше 10^{-4} на кривых растяжения имеется зуб текучести, свидетельствующий о разупрочнении облученного сплава. Штрихом на рисунках обозначен уровень площадки текучести согласно правилу равных площадей [1]. Длина площадки текучести (деформация Людерса ϵ_L) составляет 3%. При концентрациях частиц 10^{-4} и выше в соответствии с результатами расчетов, приведенных на рис. 2 и 4, зуб и площадка текучести исчезают, а напряжения течения в результате дисперсионного упрочнения существенно возрастают.

3. Равномерная деформация и предел прочности

При расчете кривых растяжения, приведенных на рис. 5, не учитывалось, что с ростом величины радиационного и дисперсного упрочнения значительно сокращается величина равномерной деформации ϵ_u до начала возникновения пластической неустойчивости и локализации деформации в виде шейки, в результате которых на кривых растяжения появляются участки с падающей величиной деформирующего напряжения. Их появление и величина деформации ϵ_u определяются известным критерием Консидера $d\sigma/d\epsilon \leq \sigma$. Подставляя в него напряжение (13), находим зависимость деформации ϵ_u и условного предела прочности $\sigma_u = \sigma(\epsilon_u)$ от концентрации частиц и дозы облучения

$$\epsilon_u(\phi, f) = \frac{2}{mk_a} \ln \frac{1 + \frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{\sigma_{im}(\phi, f) + \sigma_{or}(f)}{\sigma_3}}, \quad (14)$$

$$\sigma_u(\phi, f) = \frac{\frac{1}{2}mk_a}{1 + \frac{1}{2}mk_a} [\sigma_3 + \sigma_{im}(\phi, f) + \sigma_{or}(f)], \quad (15)$$

$$\sigma_{im}(\phi, f) = \sigma_{i0}(\phi) \left[\frac{\bar{\psi}_m(\phi, f) + \Delta(\phi, f)}{2} \right]^{1/2}.$$

Фигурирующие в формулах (14) и (15) напряжения σ_{i0} и σ_{im} соответствуют исходной ρ_{i0} и предельной (при $\gamma_i > 0.5$, $\epsilon > 1.7\%$) плотности радиационных дислокаций (рис. 4).

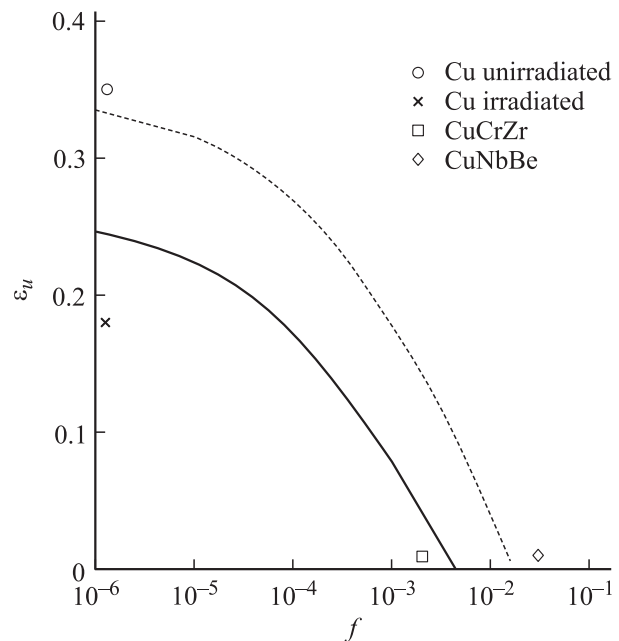


Рис. 6. Зависимость величины равномерной деформации ϵ_u от концентрации дисперсных частиц f в облученной дозой 10^{20} см^{-2} меди (сплошная линия). Штрих — указанная зависимость в отсутствие облучения. Экспериментальные точки: Cu [10], CuCrZr и CuNiBe [2,3].

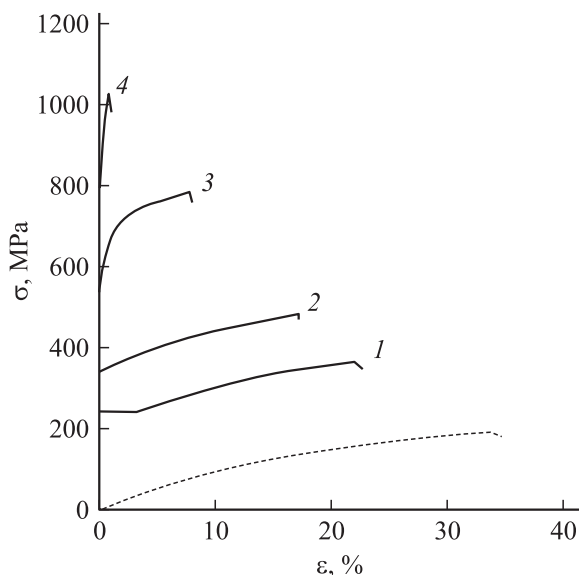


Рис. 7. Кривые деформационного упрочнения облученной дозой 10^{20} см^{-2} меди с учетом локализации деформации в шейке при концентрации дисперсных частиц f : 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-4} , 3 — 10^{-3} и 4 — $4 \cdot 10^{-3}$. Штрих — кривая упрочнения меди в отсутствие облучения и частиц.

На рис. 6 сплошная кривая иллюстрирует результаты расчета согласно формуле (14) деформации ε_u в облученной дозой 10^{20} см^{-2} меди в зависимости от объемной концентрации в ней дисперсных частиц. Штриховая кривая показывает подобную зависимость, но в отсутствие облучения. Видно, что при концентрациях частиц выше 1% величина равномерной деформации в необлученной меди не превышает одного процента. Облучение дополнительно снижает эту деформацию — тем больше, чем выше доза облучения (рис. 3). Результаты расчета находятся в согласии с результатами опытов на чистой меди и указанных в вставке рис. 6 медных сплавов. Рис. 7 демонстрирует характер кривых растяжения облученной и упрочненной дисперсными частицами меди с учетом локализации деформации в виде шейки. При концентрации частиц $4 \cdot 10^{-4}$ локализация деформации наступает, как следует из расчета (кривая 4), при величине равномерной деформации 0.7%.

Из формулы (15) и приведенных на рис. 7 результатов видно, что с ростом дозы облучения и концентрации частиц возрастает напряжение σ_u , при котором растягиваемый образец теряет пластическую устойчивость и начинает пластически разделяться, т.е. разрушаться. Из указанной формулы следует, что это происходит за счет возрастания главным образом предела текучести $\sigma_y(\phi, f) = \sigma_{0r}(f) + \sigma_{i0}(\phi)$. При этом отношение напряжений σ_u/σ_y с ростом указанных факторов уменьшается и стремится к величине, близкой к единице, что свидетельствует о потере запаса пластичности и охрупчивании радиационно- и дисперсноупрочненного материала в условиях деформации растяжения. Такая ситуация должна приводить, например, к неустойчивому

характеру распространения пластических макротрещин в облученных большими дозами конструкционных материалах, что делает эти пластичные по своей структуре и природе материалы практически хрупкими и ненадежными в эксплуатации.

В заключение заметим, что расчет деформационных и прочностных характеристик кристаллических, в частности, металлических материалов на основе физических, микроскопических (дислокационных), а не феноменологических соотношений между напряжениями и деформациями позволяет естественным путем учесть влияние структурных факторов (в рассматриваемом случае радиационных дефектов и дисперсных частиц) на прочностные и деформационные характеристики этих материалов.

Список литературы

- [1] Г.А. Малыгин. ФТТ **47**, 4, 632 (2005).
- [2] D.J. Edwards, B.N. Singh, P. Toft, M. Eldrup. J. Nucl. Mater. **258/263**, 978 (1998).
- [3] B.N. Singh, N.M. Ghoniem, H. Trinkaus. J. Nucl. Mater. **307/311**, 159 (2002).
- [4] B.N. Singh, J.F. Stubbins, P. Toft. Risø Report, N R-1128 (EN), March 2000.
- [5] В.И. Щербак, В.Д. Дмитриев. ФММ **64**, 3, 591 (1987).
- [6] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 9, 979 (1999).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **33**, 4, 1069 (1991).
- [8] M. Victoria, N. Baluc, C. Bailat, Y. Dai, M.I. Luppó, R. Schaublin, B.N. Singh. J. Nucl. Mater. **276**, 114 (2000).
- [9] М.Ф. Эшби. Физика прочности и пластичности. Металлургия, М. (1972). С. 88.
- [10] M.J. Makin. Radiation Effects / Ed. W.F. Sheely. Gordon and Breach, N. Y., (1967). P. 627.