

Динамическая диффузия гелия в различные типы твердых тел при их деформации и диспергировании

© О.В. Клявин, Б.А. Мамырин, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов

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

E-mail: klyavin@mail.ioffe.ru

Установлены и проанализированы количественные закономерности проникновения атомов гелия в различные типы твердых тел в процессе их пластической деформации в жидком ${}^3\text{He}$ ($T = 0.6\text{--}1.8\text{ K}$) и ${}^4\text{He}$ ($T = 4.2\text{ K}$) и диспергирования в газообразном гелии при 300 K. Эксперименты выполнены на металлах с различным типом решетки, ионных монокристаллах, аморфных сплавах и диспергированных в гелии порошках барита и диоксида титана. Получены кривые экстракции гелия из деформированных образцов при их динамическом отжиге. Обнаружено наличие корреляции между температурными диапазонами выделения гелия, температурами плавления, исходной и деформированной структурой материалов, определяющей число и характер ловушек гелия в них. Обсуждается зависимость интенсивности проникновения гелия от типа дефектов, возникающих в процессе пластической деформации различных материалов, а также появление химической связи атомов гелия с их дефектной структурой.

В основе исследований механохимического проникновения частиц внешней среды в различные типы твердых тел лежит обнаруженное ранее явление дислокационно-динамической диффузии — проникновения атомов и молекул внешней среды в кристаллические материалы в процессе их пластической деформации по зарождающимся и движущимся дислокациям [1,2]. Наличие градиента химического потенциала на границе твердое тело—внешняя среда, а также больших амплитуд колебаний атомов в движущихся дислокациях, приводящих к динамическому понижению потенциальных барьеров в их ядрах, обеспечивает эффективное проникновение частиц среды в поверхностный слой деформируемых материалов. В зависимости от типа атомов или молекул среды (их размеров и химического сродства), атомных параметров структуры материала, типов дислокаций, структуры и размеров примесных центров, содержащихся в поверхностном слое материала, последний может либо упрочняться, либо разупрочняться. Атомные частицы, находящиеся в ядрах движущихся дислокаций, приводят к изменению энергетических параметров процесса их взаимодействия с примесными центрами (стопорами), на которых они размножаются в поверхностном слое деформируемых материалов.

Цель настоящей работы — получение и совокупный анализ кривых экстракции гелия из кристаллических материалов и аморфных эвтектических сплавов, имеющих разную исходную структуру и подвергнутых различной степени деформации в среде жидкого ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ ($T = 0.6\text{--}4.2\text{ K}$), а также диспергированных в газообразном гелии при 300 K.

1. Материалы и методики

В процессе исследований были использованы следующие материалы: металлы с решеткой ГЦК (Al, Cu, Pb), ГПУ (Cd), ОЦК ($\alpha\text{-Ti}$), ОЦК тетрагональной (Sn),

тетрагональной (BaSO_4), ромбической (TiO_2), ионные монокристаллы (NaCl, LiF), аморфные эвтектические сплавы — пленки $\text{Ni}_{78}\text{-Si}_8\text{-B}_{14}$ ($10\times 60\times 0.125\text{ mm}$) и $\text{Pd}_{84.5}\text{-Si}_{15.5}$ ($2\times 60\times 0.06\text{ mm}$), порошки барита (BaSO_4 , $d = 100\text{ }\mu\text{m}$) и рутила (TiO_2 , $d = 150\text{ }\mu\text{m}$). Перечислим основные характеристики (чистота, исходная структура и условия испытаний) использованных материалов: Al (99.9%), поликристаллы (размер зерна $d = 0.15\text{--}0.17\text{ mm}$), растяжение, скорость деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 0.6\text{ K}$; Cu (99.998%), монокристаллы, растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 4.2\text{ K}$; Cu (99.996%), нанокристаллы ($d = 200\text{ nm}$), сжатие, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 4.2\text{ K}$; Sn (99.998%), монокристаллы, растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-3}\text{ s}^{-1}$, $T = 3\text{ K}$; Cd (99.8%), поликристалл, растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 3\text{ K}$; Pb (технический), сжатие, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 3\text{ K}$; $\alpha\text{-Ti}$ (99.94%), поликристалл (фольга толщиной 0.1 mm), растяжение, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 4.2\text{ K}$; ионные монокристаллы NaCl, LiF (марка ЛОМО), сжатие, $\dot{\epsilon} = 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $T = 3\text{ K}$; аморфные эвтектические пленки $\text{Pd}_{84.5}\text{-Si}_{15.5}$, $T = 0.6\text{ K}$, $\text{Ni}_{78}\text{-Si}_8\text{-B}_{14}$, $T = 4.2\text{ K}$, растяжение, 0.02 mm/min. Порошки BaSO_4 и TiO_2 диспергировались в шаровой мельнице в стандартном режиме ее работы (5 h). Испытания в среде жидкого ${}^3\text{He}$ проводились на специальной машине конструкции УФТИ (Харьков) [3], а в ${}^4\text{He}$ — на машине конструкции ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург) [4].

Содержание гелия в деформированных образцах определялось с помощью высокоразрешающего резонансного масс-спектрометра [5] с чувствительностью по ${}^3\text{He}$ $\sim 10^5\text{ at}$, а по ${}^4\text{He}$ $\sim 10^9\text{ at}$. Были получены кривые экстракции гелия из деформированных образцов различных материалов при их динамическом отжиге со скоростями 5–10 K/min. По ним строились зависимости доли F выделившегося гелия от температуры T и приведенной температуры T/T_s , где T_s — температура плавления материала.

2. Результаты исследований и их обсуждение

На основе кривых динамического отжига деформированных в жидком гелии материалов были построены зависимости $F(T/T_s)$. Они были получены для всех исследованных образцов, содержащих приблизительно одинаковое количество гелия на единицу их поверхности (N , ат/см²). Эти кривые имеют S -образный вид (рис. 1, *a, b*), указывающий на три стадии экстракции гелия с различной протяженностью в зависимости от типа материала, его исходной и деформированной структуры и температуры плавления. Это

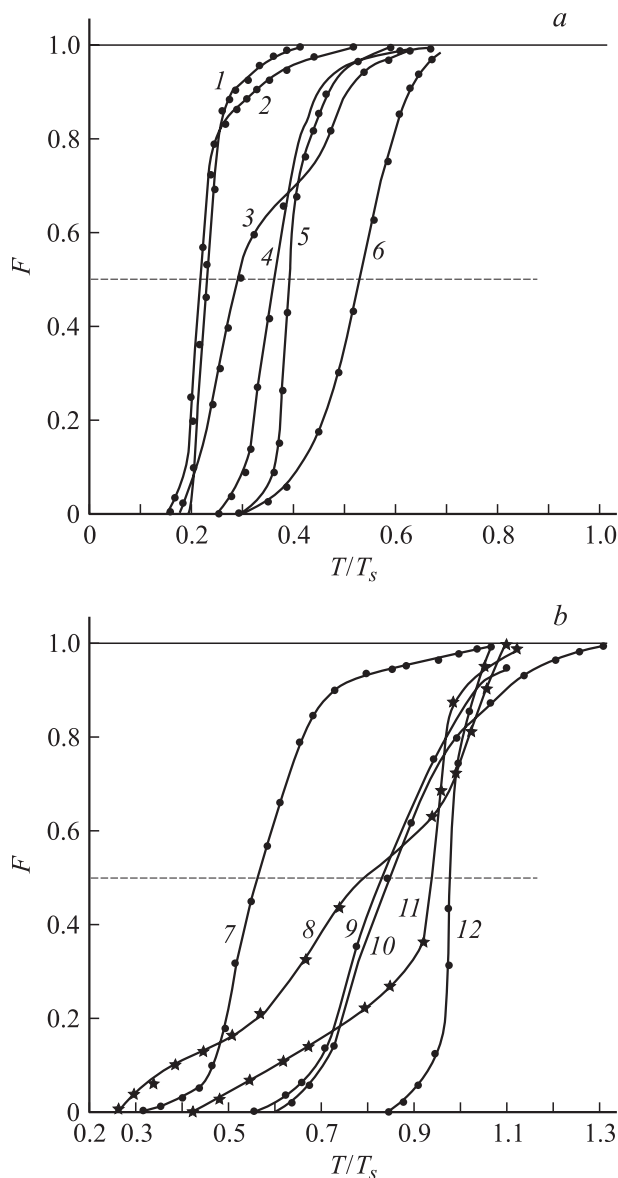


Рис. 1. Зависимость доли F гелия, выделившегося из материалов с различной температурой плавления, от приведенной температуры T/T_s их отжига. *a*) 1 — BaSO_4 , 2 — TiO_2 , 3 — Ti , 4 — NaCl , 5 — Cu , 6 — LiF ; *b*) 7 — Al , 8 — $\text{Ni}_{78}\text{-Si}_8\text{-B}_{14}$, 9 — Pb , 10 — Cd , 11 — $\text{Pd}_{84.5}\text{-Si}_{15.5}$, 12 — Sn .

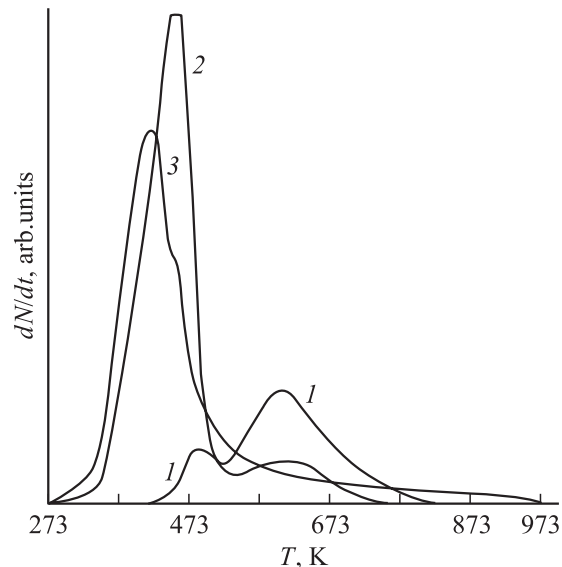


Рис. 2. Кривые экстракции гелия из порошков BaSO_4 (1, 2) и TiO_2 (3), диспергированных в шаровой мельнице при 300 К. 1 — исходный порошок, 2, 3 — после диспергирования в гелии.

низкотемпературная стадия $T = (0.2-0.3)T_s$, стадия в окрестности и при температуре рекристаллизации материала $T = (0.4-0.6)T_s$ и высокотемпературная стадия (в окрестности, при и выше T_s). Наличие различных стадий и число максимумов выделения гелия на кривых его экстракции определяются различными параметрами. К ним относятся тип и температура плавления материала, характер его исходной дефектной и деформированной структуры, определяющей различные типы ловушек гелия, возникающих в процессе пластической деформации. Рассмотрим полученные зависимости более подробно. Кривые 1–6 относятся соответственно к BaSO_4 ($T_s = 1853$ К), TiO_2 ($T_s = 1833$ К), Ti ($T_s = 1933$ К), NaCl ($T_s = 1073$ К), Cu ($T_s = 1356$ К), LiF ($T_s = 1113$ К). Эти материалы имеют высокую температуру плавления, все кривые для них располагаются в области $T/T_s = 0.15-0.65$.

Исследование порошков BaSO_4 и TiO_2 (макроскопически хрупких, кристаллических, но не металлических материалов) показало наличие в них значительного количества гелия после диспергирования в шаровой мельнице в атмосфере He . Кривые его экстракции приведены на рис. 2. Они находятся в области $T = (0.15-0.33)T_s$ этих материалов. В порошке BaSO_4 до начала его дробления в исходном состоянии имеются два максимума выделения гелия при $T = 480$ К ($0.25T_s$) и $T = 600$ К ($0.33T_s$). После диспергирования порошка максимум при $T = 600$ К значительно уменьшается, а при $T = 480$ К, наоборот, резко увеличивается (ср. кривые 1, 2). Это означает, что происходит перекачка атомов гелия из более глубоких ловушек в более мелкие, образовавшиеся в процессе его диспергирования. При этом количество гелия в порошке возрастает в 9 раз

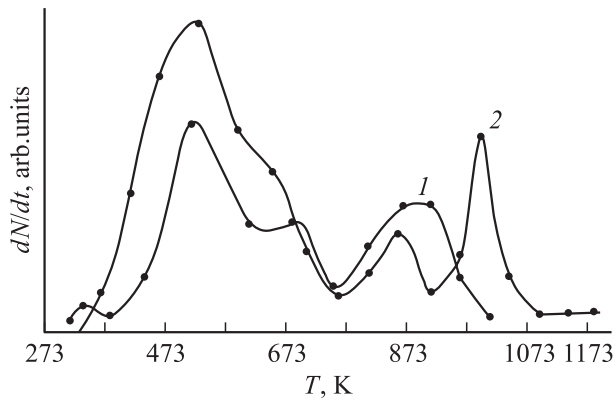


Рис. 3. Кривые экстракции гелия из титана, деформированного при $T = 4.2$ К, $\varepsilon = 5\%$, с количеством гелия $1.5 \cdot 10^{11}$ (1) и $3 \cdot 10^{11}$ ат/см² (2).

(с $3 \cdot 10^{13}$ до $28 \cdot 10^{13}$ ат/г). В диспергированном порошке TiO₂ обнаруживаются два близко расположенных максимума при $T = 420\text{--}460$ К ($0.22\text{--}0.25$) T_s , а количество гелия увеличивается в 13 раз (с $0.1 \cdot 10^{13}$ до $1.3 \cdot 10^{13}$ ат/г). Для обоих типов порошков диаметр частиц после их диспергирования в гелии уменьшается на 40% (по сравнению с 20% в атмосфере воздуха). Полученный результат означает, что гелий эффективно проникает в порошки TiO₂ и BaSO₄. Возникающие в процессе диспергирования частиц порошков микротрещины приводят к их микропластической деформации за счет рождения коротких дислокационных петель вблизи фронта распространения микротрещин. Гелий, проникший в дислокации, закрепляет их, что приводит к дополнительному охрупчиванию частиц порошка, а следовательно, и к облегчению их диспергирования. Закрепление дислокаций атомами гелия исследовалось методом машинного моделирования в [6] на примере винтовой дислокации в ОЦК-решетке железа. Полученные данные показывают, что эффективность этого процесса может быть существенно повышена в специально подобранной газовой среде, что может иметь большое практическое значение для промышленных технологий диспергирования различных типов материалов.

Для поликристаллического титана с высокой $T_s = 1933$ К также характерен узкий диапазон выделения гелия в области $T = (0.2\text{--}0.6)T_s$ (кривая 3 на рис. 1, а) при наличии трех низкотемпературных максимумов ($T = 520, 700, 870$ К, рис. 3). Повышение количества гелия с $1.5 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{11}$ ат/см² в деформированных при 4.2 К образцах ($\varepsilon = 5\%$) приводит к росту этих максимумов и появлению нового пика при $T = 1000$ К (ср. кривые 1, 2 на рис. 3), связанного с возникновением более глубоких ловушек гелия. Для монокристаллов NaCl ($T_s = 1073$ К), LiF ($T_s = 1113$ К) и Cu ($T_s = 1356$ К) диапазон выделения гелия несколько сдвигается в сторону более высоких температур ($0.25\text{--}0.65$) T_s (кривые 4–6 на рис. 1, а). Кривые экстракции гелия из Cu и NaCl имеют по два широких

максимума соответственно при $T = 570, 670$ К и $T = 420, 570$ К [7]. Монокристаллы LiF характеризуются тремя максимумами выделения гелия при $T = 420, 480, 620$ К [1]. Согласно данным о выделении гелия из междоузлий [8] и бивакансий [9] ($T = 420$ К), моновакансий ($T = 480$ К) [10] и краевых дислокаций ($T = 620$ К), они связаны с энергиями активации $E_1 = 0.32$ эВ, $E_2 = 0.63$ эВ, $E_3 = 0.42$ эВ соответственно. Энергия E_3 совпадает с энергией связи атомов гелия с катионами решетки кристаллов LiF, определенной также экспериментально в [11] методом гелиевой спектроскопии. Она указывает на наличие химической связи атомов гелия при их взаимодействии с решеткой, а следовательно, и с движущимися дислокациями, в которые он проникает в процессе пластической деформации этих кристаллов. Эта энергия оказалась в 30 раз больше, чем ван-дер-ваальсово взаимодействие, характерное для инертных газов.

При дальнейшем понижении температуры плавления металлов Al ($T_s = 932$ К), Pb ($T_s = 601$ К), Cd ($T_s = 594$ К), Sn ($T_s = 505$ К) кривые $F(T/T_s)$ располагаются в очень широком интервале температур ($0.25\text{--}1.3$) T/T_s (кривые 7, 9, 10, 12 на рис. 1, б). Важно отметить, что зависимость $F(T/T_s)$ для олова (кривая 12) резко отличается от таковых для Al, Cd, Pb. Она располагается в значительно более узком интервале температур $T/T_s \sim 0.8\text{--}1.1$. Можно предположить, что это связано с различной исходной структурой этих металлов. Образцы олова являются монокристаллами, в то время как Al, Pb, Cd — поликристаллы. Поэтому число ловушек гелия различной глубины в поликристаллических образцах из-за наличия в них зерен и дополнительного зернограничного механизма их деформации оказалось значительно больше, чем в случае олова. Причем особенно выделяются кадмий и свинец, имеющие практически одинаковые температуры плавления. Примерно 20% гелия из них продолжает выделяться при температуре на 100–200 К выше их T_s (кривые 9, 10). Интенсивность процесса рекристаллизации деформированной структуры кадмия настолько велика, что после максимальной преддеформации при 4.2 К (7%) кривая его растяжения практически совпадает с кривой, полученной при 300 К [12]. Это означает, что при отогреве образцов от 4.2 до 300 К и дальнейшем их динамическом отжиге происходит интенсивный процесс снятия внутренних напряжений и рекристаллизации деформированной структуры кадмия на счет аннигиляции дислокаций и роста размеров зерен при наличии в нем высокой плотности термических и деформационных вакансий. Последние объединяются в поры, в которых накапливаются атомы гелия. В процессе динамического отжига деформированных образцов поры растут, и при $T > T_s$ они выходят из расплава, приводя к появлению больших и широких максимумов выделения гелия [12].

Рассмотрим кривые экстракции гелия из аморфных эвтектических пленок (АП) Ni₇₈–Si₈–B₁₄ ($T_s = 1223$ К) и Pd_{84.5}–Si_{15.5} ($T_s = 1073$ К) (кривые 8, 11 на рис. 1, б),

имеющих высокую T_s . Они располагаются в очень широкой области температур ($T/T_s \sim 0.25-1.15$), практически совпадающей с наблюдаемой для материалов с низкой T_s (ср. рис. 1, *a* и *b*). Причина такого несоответствия связана со спецификой атомной структуры АП, состоящей из кластеров типа металл-металлоид. Они разделены межкластерными прослойками с очень рыхлой атомной структурой, содержащей разные типы дисклинационно-дислокационных дефектов, а также вакансионных и атомных конфигураций при наличии в объеме АП большого числа наноразмерных пор, особенно вблизи их наружной поверхности [13]. Эта специфика микроструктуры АП приводит к радикальному изменению механизма их пластической деформации. Он реализуется не за счет генерации дислокаций, а путем вязкого пластического течения материала вплоть до гелиевых температур [14]. Характерная особенность указанного механизма заключается в отсутствии процесса упрочнения деформируемых АП по сравнению с кристаллическими материалами. Процесс пластической деформации АП осуществляется по межкластерным границам (прослойкам). В них формируются пластические сдвиги путем, например, гомогенного зарождения квазидислокаций Сомилианы с переменным вектором Бюргера, в которых отсутствуют действующие напряжения [15]. Кроме того, в жидком гелии пластическая деформация АП сопровождается локальным нагревом областей пластических сдвигов до температуры плавления материала, обнаруженным как экспериментально, так и теоретически [14]. Указанные выше причины приводят к резкому увеличению проникновения гелия в АП за счет образования в процессе их пластической деформации наноразмерных ловушек гелия различного типа и, следовательно, существованию очень широкой области температур его выделения, наблюдаемой на опыте и практически совпадающей с таковой для металлов с низкой T_s (рис. 1, *b*).

Описанная выше аномалия кривых $F(T/T_s)$ четко выявляется путем построения зависимости параметра T/T_s при $F = 0.5$ от T_s для всех материалов с разными T_s (рис. 4). Видно, что данные для кристаллических материалов укладываются на эту зависимость (экспоненциальную кривую) с небольшим разбросом, кроме значений для аморфных сплавов, которые далеко выходят за пределы полученной кривой. Для металлов с низкой T_s (Pb, Cd, Sn) доля $F = 0.5$ выделенного из них гелия достигается в области температур $T/T_s = 0.8-0.95$, близких к их T_s , а для материалов с высокой T_s (BaSO₄, TiO₂, Ti, Cu, NaCl, LiF) эта доля достигается уже при $T/T_s = 0.2-0.55$. Это различие может быть связано с тем, что наличие больших сил связей в жестких решетках Ti, TiO₂, BaSO₄ приводит к образованию лишь неглубоких ловушек гелия, из которых он выходит в процессе экстракции при $T \ll T_s$. В металлах с металлическим (мягким) типом сил связей и низкой T_s возникновение глубоких ловушек гелия значительно облегчается, и они выявляются при

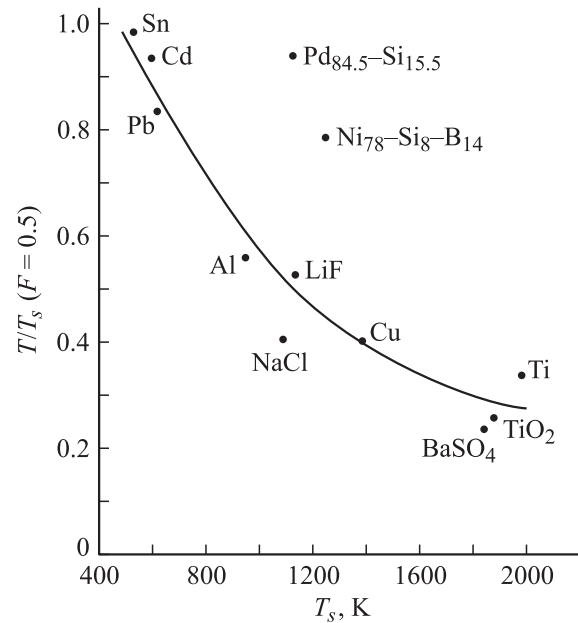


Рис. 4. Зависимость параметра T/T_s при значении доли гелия, выделенного из материалов с различной температурой плавления, $F = 0.5$ от T_s .

температурах, близких к их T_s . Алюминий занимает промежуточное положение по значению T_s между этими группами материалов (ср. рис. 1, *a* и *b*). Необходимо также учесть влияние поликристалличности алюминия на процесс образования глубоких ловушек гелия. Оба эти фактора приводят к расширению области выделения гелия в алюминии вплоть до температуры его плавления.

Возникает также вопрос о том, как влияют типы дефектов, возникающих в процессе пластической деформации материалов, на интенсивность проникновения в них гелия. В [16] для нанокристаллической меди экспериментально обнаружено, что этот металл при $T = 4.2$ К и малых $\varepsilon < 5\%$ деформируется путем движения и размножения дислокаций. С ростом степени деформации до $\varepsilon \sim 14\%$ процесс внутризеренного скольжения сменяется двойникованием, а при $\varepsilon > 14\%$ он происходит посредством зернограничного (поворотного) механизма деформации. При этом зависимость количества N гелия от ε имеет нетривиальный характер. При малых ε величины N повышаются в 3 раза по сравнению с недеформированным образцом. Далее, когда дислокационный механизм деформации переходит в двойникообразующий, проникновение гелия в деформируемый образец прекращается, так как процесс двойникования сопровождается очень малыми смещениями атомов, которые (в отличие от дислокаций) не обеспечивают проникновения гелия в деформируемый материал. При больших $\varepsilon > 14\%$ процесс двойникования в нанокристаллической меди сменяется скачкообразным межзерненным механизмом деформации, который усиливает проникновение гелия в деформируемые образцы. Возникающие при этом пово-

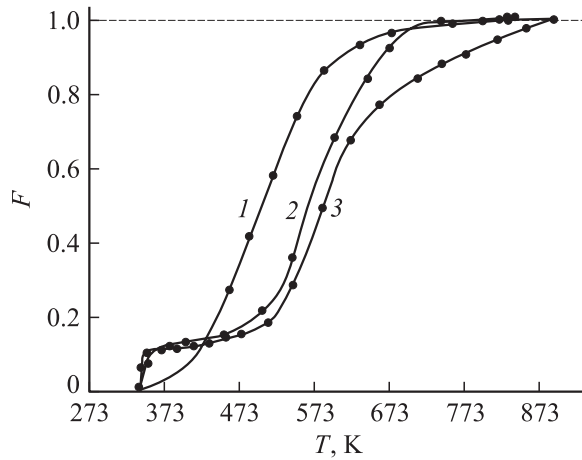


Рис. 5. Температурная зависимость доли F гелия, выделившегося из монокристаллической (1) и нанокристаллической (2, 3) меди. ε , %: 1, 2 — 14, 3 — 19.

ротные пластические сдвиги приводят к сильной локализации деформации, примерно на порядок большей, чем в дислокационные пластические сдвиги. Значения N при этом возрастают в 7 раз по сравнению с недеформированным образцом и оказываются примерно в 3 раза выше, чем на начальной стадии кривой их сжатия $\sigma(\varepsilon)$, когда реализуется дислокационный механизм деформации (соответственно $218 \cdot 10^9$ и $69 \cdot 10^9$ ат/см²). При $T = 4.2$ К скачкообразная межзеренная деформация сопровождается значительным локальным нагревом образцов, достигающим десятков градусов [17]. Это усиливает локализацию деформации в межзеренных пластических сдвигах, а следовательно, и проникновение гелия в них.

Таким образом, изменение типов дефектов, обеспечивающих пластическое формоизменение нанокристаллической меди в последовательности дислокация–двойники–зернограничное скольжение, радикально меняет интенсивность проникновения атомов гелия в этот материал. Аморфизация исходной структуры кристаллических материалов также приводит к радикальному изменению характера ловушек гелия, а следовательно, и области температур, а также интенсивности его проникновения в деформируемые АП, которые обсуждались выше.

Исходная дефектная структура образцов меди также оказывает значительное влияние на характер выделения из них гелия. Для монокристаллов кривые $F(T)$ имеют симметричный вид (кривая 1 на рис. 5), а в случае нанокристаллической меди при той же степени деформации ($\varepsilon = 14\%$) возникает площадка при $T = 350\text{--}500$ К (кривая 2). С ростом ε до 19% характер зависимости $F(T)$ на начальной ее стадии не меняется (кривая 3), но она становится более полой, выделение гелия продолжается до $T = 900$ К ($T = 0.6T_s$). Наличие площадки на кривых 2, 3 для нанокристаллической меди может быть обусловлено, как показано в [18], закреплением зернограничных дислокаций точечными дефектами

(в отличие от монокристаллов, в которых они отсутствуют). Выполаживание и удлинение кривой 3 связано с активизацией зернограничного механизма деформации при $\varepsilon > 14\%$, который обеспечивает появление более глубоких ловушек гелия, находящихся в границах зерен (для кривой 2 этот механизм еще отсутствует).

Проведенные исследования закономерностей проникновения гелия в различные типы материалов показали, что интенсивность этого процесса зависит как от их исходной дефектной структуры, так и от типа возникающих в них наноразмерных деформационных дефектов. Эти данные, а также результаты, полученные на монокристаллах LiF [1], показывают, что атомы гелия могут химически связываться с различными типами деформационных дефектов в исследованных кристаллических и аморфных материалах. На это указывает наличие сильного изменения температурной области и количества выделяемого из деформированных образцов гелия в зависимости от температуры плавления материала и типа его атомной и дефектной структуры. Более полный и однозначный ответ на вопрос об энергетических параметрах и типах ловушек гелия в исследованных материалах может быть получен с помощью методов динамического (с разными скоростями) и изотермического отжига деформированных в жидком гелии образцов. Этот вопрос требует дальнейших тщательных исследований.

Таким образом, носителями, обеспечивающими перенос частиц (атомов гелия) внешней среды в различные типы твердых тел (кристаллические и аморфные), являются движущиеся химически возбужденные наноразмерные дефекты (локализованные состояния групп атомов или молекул), находящиеся в процессе перестройки их электронной структуры вследствие пластической деформации или других динамических процессов изменения энергетических параметров взаимодействия частиц внешней среды с твердыми телами при воздействии на них механических полей. На эти процессы могут также влиять и другие физические поля, отличные от механических (например, магнитные) [19].

Список литературы

- [1] O.V. Klyavin, N.P. Likhodedov, A.N. Orlov. Prog. Surf. Sci. **33**, 4, 259 (1990).
- [2] О.В. Клявин. ФТТ **35**, 3, 513 (1993).
- [3] В.И. Доценко, А.И. Ландау, В.В. Пустовалов. Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов. Наук. думка, Киев (1987). 162 с.
- [4] О.В. Клявин. Завод. лаб. **4**, 461 (1963).
- [5] Б.А. Мамырин, Б.Н. Шустров, Г.С. Ануфриев. ЖТФ **42**, 12, 2577 (1972).
- [6] О.В. Клявин, Н.В. Лиходедов, А.Н. Орлов. ФТТ **27**, 11, 388 (1985).
- [7] О.В. Клявин, Б.А. Мамырин, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.С. Юденич. ФТТ **24**, 7, 2001 (1982).
- [8] S. Kalbitzer, J. Kiko. Z. Naturf. **24a**, 12, 1996 (1969).

- [9] Х.И. Амирханов, С.Б. Бранд, Е.П. Бартницкий. Радиогенный аргон в минералах и горных породах. Махачкала (1960). 202 с.
- [10] P. Subtitz, J. Teltov. *Phys. Stat. Sol.* **23**, 1, 9 (1967).
- [11] А.И. Куприянов, А.Ю. Куркин. *ФТТ* **35**, 11, 3003 (1993).
- [12] О.В. Клявин, Б.А. Мамырин, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.С. Юденич. *ФТТ* **44**, 2, 291 (2002).
- [13] А.М. Глезер, Б.В. Молотилов. Структура и механические свойства аморфных сплавов. *Металлургия*, М. (1992). 208 с.
- [14] Е.Д. Табачникова, В.З. Бенгус, Э.С. Шумилин, Л.И. Воронова, Ю.Ф. Ефимов. *Металлофизика* **13**, 4, 47 (1997).
- [15] А.К. Емалетдинов, Р.Л. Нуруллаев. XIV Петербургские чтения по проблемам прочности. Тез. докл. СПб (2003). С. 146.
- [16] О.В. Клявин, В.И. Николаев, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **45**, 12, 2187 (2003).
- [17] Г.А. Мальгин. *ФТТ* **39**, 11, 2019 (1997).
- [18] Ю.А. Буренков, С.П. Никаноров, Б.И. Смирнов, В.И. Копылов. *ФТТ* **45**, 11, 2017 (2003).
- [19] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, М.В. Колдаева, Е.А. Петржик. *Кристаллография* **48**, 5, 826 (2003).