

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Неравновесная кинетика электрон-фононной подсистемы кристалла при действии переменных электрических и магнитных полей как основа электро- и магнитопластического эффектов

В.И. Карась, В.И. Соколенко

Теоретические и экспериментальные исследования и численное моделирование кинетических процессов в магнитных кристаллах, находящихся в изменяющемся магнитном поле и/или импульсном электрическом поле, были направлены на установление основных механизмов их влияния на структуру, механические, диссипативные и магнитные характеристики магнитных кристаллов (на примере сильно деформированной феррито-перлитной стали 15Х2НМФА и никеля). Представлены результаты последовательного кинетического рассмотрения неравновесной динамики электрон-фононной подсистемы магнитного кристалла в электрическом поле на основе предложенного метода численного решения системы уравнений Больцмана для функций распределения электронов и фононов без разложения функции распределения электронов в ряд по энергии фононов. Показано, что электрическое поле возбуждает электронную подсистему, которая, передавая энергию в фононную подсистему, создаёт большое количество коротковолновых фононов, эффективно влияющих на дефекты решётки (точечные, линейные, границы разных фаз), что приводит к перераспределению и уменьшению плотности дефектов кристаллической решётки, устранению побуждений, снижению локальных пиков напряжений и степени деградации конструкционных свойств материалов. Установлено, что под действием индукционного электрического поля функция распределения электронов становится неравновесной вблизи энергии Ферми и благодаря электрон-фононным столкновениям передаёт существенную энергию в фононную подсистему, формируя неравновесную функцию распределения фононов. На основе модифицированной модели Гранато – Люкке и модели Ландau – Гофмана с помощью рассчитанной функции распределения фононов показано, что сила влияния фононов на дислокации значительно больше, чем это было бы в случае термодинамического равновесия при наблюдавшемся в эксперименте нагревании образца на 12 К.

Ключевые слова: металлы, физико-механические свойства, переменное магнитное поле, скорость ползучести, магнитный кристалл, электрон-фононная подсистема, подвижность дислокаций, неравновесная кинетика, магнитопластический эффект, электропластический эффект

PACS numbers: 61.72.Ff, 61.72.Hh, 62.20.Hg, 63.20.kd,
63.20.kp, 75.80.+q, 83.60.Np

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038350>

Содержание

1. Введение (1156).
2. Изменения физико-механических свойств и структуры феррито-перлитной стали 15Х2НМФА вследствие жёсткой низкотемпературной деформации и действия переменного магнитного поля (1156).
2.1. Материал и методы исследования. 2.2. Результаты и их обсуждение.

В.И. Карась. Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" НАН Украины, ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина;
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы 6, 61022 Харьков, Украина
E-mail: karas@kipt.kharkov.ua

В.И. Соколенко. Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" НАН Украины, ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина
E-mail: vsokol@kipt.kharkov.ua

Статья поступила 10 августа 2017 г., после доработки 3 мая 2018 г.

3. Экспериментальные исследования в режиме ползучести особенностей пластического течения поликристаллического никеля в переменном магнитном поле при температуре 77 К (1160).
4. Экспериментальные исследования в режиме ползучести особенностей пластического течения никеля в гармоническом и однополярном магнитном поле при стабильной температуре 77 К (1163).
5. Электропластический эффект в металлах (1164).
6. Неравновесная кинетика электрон-фононной подсистемы кристалла в электрическом поле как основа электропластического эффекта (1167).
 - 6.1. Модификация модели Гранато – Люкке, описывающей влияние фононов на движение дислокаций.
 - 6.2. Кинетические уравнения для функций распределения электронов и фононов.
 - 6.3. Численное решение системы кинетических уравнений для электронной и фононной функций распределения и обсуждение результатов.
 - 6.4. Теоретические исследования разупрочнения никеля при ползучести в переменном магнитном поле.
 - 6.5. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными.
7. Заключение (1174).

Список литературы (1175).

1. Введение

Открытие магнитопластического эффекта (МПЭ) [1, 2] и электропластического эффекта (ЭПЭ) [3–6] стимулировало проведение широкого круга детальных исследований влияния включения постоянного и переменного магнитных полей на структуру и механические свойства ферро- и антиферромагнетиков [7]. Наблюдаемые эффекты связывались с изменением динамики дислокаций при их взаимодействии со спиновой подсистемой, а также с изменениями характеристик барьеров.

В 1960-х годах было обнаружено явление резкого уменьшения устойчивости к пластическим деформациям металлов в случае воздействия потоков заряженных частиц или электромагнитного излучения, а также импульсов электрического тока высокой плотности ($J = 10^8 - 10^9 \text{ A m}^{-2}$). Это явление получило название электропластического эффекта [3]. ЭПЭ уже применяется в промышленности (волочение, плющение, вытяжка, штамповка и прокатка металлических изделий [4–6]). Экспериментально изучены проявления ЭПЭ при различных условиях, а также установлена зависимость интенсивности эффекта от таких параметров, как вид и скорость деформации образца, температура, амплитуда плотности тока, частота и длительность импульсов, направление тока, структурные характеристики кристаллических образцов.

Приведём некоторые экспериментальные закономерности ЭПЭ. В наиболее чистом виде ЭПЭ наблюдался в монокристаллах Zn, Cd, Sn, Pb, если в процессе деформации импульсный электрический ток с плотностью $J = 10^8 - 10^9 \text{ A m}^{-2}$ проходил через образцы или образцы облучались ускоренными электронами (с энергией, меньшей пороговой для выбивания атома из узла решётки) в направлении скольжения дислокаций. ЭПЭ проявляется в импульсных уменьшениях деформирующего напряжения, необходимого для поддержания постоянной скорости деформации [3–6].

Для монокристаллов наблюдается сильно выраженная зависимость величины эффекта от ориентации деформируемых образцов. Зависимость ЭПЭ от плотности тока имеет пороговый характер, т.е. становится заметной начиная с конкретных значений плотности импульсного тока. Эта величина зависит от вида деформации кристаллов, а также от температуры и скорости деформации. Например, для цинка при температуре $T = 77 \text{ K}$ пороговая плотность тока составляет $4 \times 10^8 - 5 \times 10^8 \text{ A m}^{-2}$ [5]. Увеличение частоты повторения импульсов тока снижает деформирующую пороговое значение напряжения, что также уменьшает величину сброса напряжения. Возрастание длительности импульса при постоянной амплитуде плотности тока увеличивает глубину сброса. Это явление было зарегистрировано как в тестах релаксации напряжений, так и в исследованиях ползучести [3–6]. Основные закономерности ЭПЭ, выявленные при деформации монокристаллов, можно наблюдать в более слабой форме и в экспериментах с поликристаллическими материалами. Но величина ЭПЭ снижается с уменьшением размера зерна и даже исчезает в нанокристаллах [6]. Таким образом, ЭПЭ — структурно-чувствительное явление.

Подобные явления наблюдаются при облучении материала пакетами импульсов ускоренных электронов. Объединение действия электрического тока с облуче-

нием заряженными частицами приводит к интенсификации эффекта [5].

Фундаментальный и прикладной интерес представляет влияние магнитного поля на структуру и физические свойства магнитных материалов, подвергнутых различным видам нагрузок (деформация, тепловое воздействие, облучение и т.п.), а также сварных соединений [7–11]. Результаты теоретических и экспериментальных исследований и численного моделирования кинетических процессов в немагнитных кристаллах, находящихся в магнитном поле, достаточно регулярно освещаются в журнале *Успехи физических наук* (см., например, статью В.И. Альшица и др. [12]), поэтому из-за ограниченности объёма нашего обзора здесь не приводятся.

2. Изменения физико-механических свойств и структуры феррито-перлитной стали 15Х2НМФА вследствие жёсткой низкотемпературной деформации и действия переменного магнитного поля

Цель этого раздела — изложение результатов изучения изменений структуры, механических, диссипативных и магнитных характеристик сильно деформированной феррито-перлитной стали 15Х2НМФА под воздействием переменного магнитного поля [10, 11].

2.1. Материал и методы исследования

Из подвергнутой стандартной заводской механико-термической обработке массивной заготовки из феррито-перлитной стали 15Х2НМФА¹ вырезались тонкие (толщиной $h \approx 1 \text{ mm}$) пластины. Часть из них деформировалась прокаткой на 57 % при температуре $T \approx 90 \text{ K}$. Из пластин исходной и деформированной стали изготавливались образцы для механических испытаний с длиной рабочей части $L = 15 \text{ mm}$ и площадью поперечного сечения $S_1 = 2 \times 0,7 \text{ mm}^2$ и $S_2 = 2 \times 0,4 \text{ mm}^2$ соответственно, характеризовавшиеся сопротивлением при комнатной температуре $\sim 3,1 \times 10^{-5} \text{ Ом см}$ и $\sim 3,2 \times 10^{-5} \text{ Ом см}$ соответственно. Механические характеристики образцов стали в исходном состоянии, деформированном состоянии и после воздействия переменного магнитного поля $H \parallel L$ определялись в температурном интервале 138–293 K в условиях одноосного растяжения со скоростью 10^{-3} с^{-1} . Низкотемпературное термостатирование производилось в среде охлаждённого бензина с точностью 0,5 K. Магнитное поле создавалось соленоидом, откалиброванным датчиком Холла. Для исключения из рассмотрения эффектов джоулева разогрева при магнитной обработке образцы омывались проточной водой. Варьированием напряжённости магнитного поля H в интервале $4 \times 10^3 - 8 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ и продолжительности воздействия t был определён оптимальный режим, который обеспечивал максимальный эффект изменения механических свойств деформированных образцов: $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$, $t = 900 \text{ с}$.

Измерения полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ производились при $T = 300 \text{ K}$ специальным магни-

¹ В соответствии с ТУ 5.961.1106-77 химический состав стали 15Х2НМФА (в массовых процентах) следующий: С (0,13–0,18); Si (0,17–0,37); Mn (0,3–0,6); Cr(0,25–0,30); Mo (0,6–0,8); V (0,25–0,30); S ($\leq 0,025$); P ($\leq 0,025$); Cu ($\leq 0,30$); As ($\leq 0,08$); Ni ($\leq 0,4$); Co ($\leq 0,025$).

тометром КРМ-Ц-МА. При измерениях широкая грань образца ориентировалась перпендикулярно магнитному полю. Магнитные характеристики измерялись на одном и том же образце до и после магнитной обработки. Из зависимостей $M(H)$ определялись значения коэрцитивной силы H_c .

С использованием методики обратного крутильного маятника на частоте около 0,5 Гц исследовались внутреннее трение δ и модуль сдвига G образцов в различных структурных состояниях в области температур 300–800 К.

2.2. Результаты и их обсуждение

2.2.1. Механические характеристики. В таблице 1 представлены характеристики прочности (σ_{02} — условный предел текучести, σ_b — предел прочности, σ_f — напряжение разрушения) и пластичности (ε_u — равномерное удлинение, ε_t — общее удлинение, ψ — поперечное сужение) в интервале температур 293–138 К стали 15Х2НМФА в исходном состоянии.

Таблица 1. Механические характеристики стали 15Х2НМФА в исходном состоянии

$T, \text{ К}$	$\sigma_{02}, \text{ МПа}$	$\sigma_b, \text{ МПа}$	$\sigma_f, \text{ МПа}$	$\varepsilon_u, \%$	$\varepsilon_t, \%$	$\psi, \%$
293	500	620	1140	7	17	60
273	500	660	1230	7	16	60
258	580	730	1700	6	10	70
218	590	730	2060	6	10	71
138	700	900	2060	6	11	58

При $T = 293$ К значения σ_{02} , σ_b , ε_t и ψ хорошо соответствуют характеристикам этой стали по техническим условиям (ТУ) 08 93-013-00212179-2003. С уменьшением температуры происходит упрочнение, сопровождающееся снижением пластичности. Из таблицы 1 также видно, что при понижении температуры от 218 до 138 К значение σ_f практически не изменяется, но поперечное сужение заметно уменьшается.

Для переходных металлов и сплавов с объёмноцентрированной кубической решёткой типичным является резкое повышение предела текучести при температурах ниже $(0,15–0,20)T_m$ (где T_m — температура плавления). С этим связывают изменение характера разрушения от вязкого до хрупкого в довольно широком интервале температур (см., например, [13]). В условиях испытаний на растяжение верхняя граница вязко-хрупкого перехода $T_{\text{вх}}$ определяется по началу снижения напряжения разрушения σ_f на фоне некоторого уменьшения поперечного сужения ψ . Факторическое проявление этой границы выражается в появлении признаков разрушения сколом на поверхности излома.

Учитывая сказанное выше, следует полагать, что $T_{\text{вх}}$ стали 15Х2НМФА в исходном состоянии находится в температурном интервале 218–138 К. Ввиду того что при снижении температуры испытаний от 218 К до 138 К величина σ_f практически не изменилась, но при этом значение ψ снизилось на $\approx 18\%$, верхнюю границу хрупко-пластического перехода можно оценить по нижнему значению температуры в указанном интервале, т.е. $T_{\text{вх}} = 138$ К (-135°C).

Следует отметить, что значения температуры вязко-хрупкого перехода T_{x0} , определяемые в условиях одноосного растяжения, ниже по сравнению с характеристи-

Таблица 2. Механические характеристики стали 15Х2НМФА в деформированном состоянии

$T, \text{ К}$	$\sigma_{02}, \text{ МПа}$	$\sigma_b, \text{ МПа}$	$\sigma_f, \text{ МПа}$	$\varepsilon_u, \%$	$\varepsilon_t, \%$	$\psi, \%$
293	810	910	1590	1,2	2,2	49
273	820	900	1200	1,0	2,0	40
258	880	950	1730	0,8	1,5	50
218	970	980	1920	0,6	1,7	54
198	980	1060	2100	0,5	1,7	54
168	1050	1070	2300	0,5	1,8	45
138	1080	1090	2280	0,5	1,8	39

ками, получаемыми при испытаниях на ударную вязкость, причём последние для стали 15Х2НМФА значительно различаются у разных авторов. Так, по данным [14] T_{x0} для состояния "сорбит отпуска" составляет -80°C для малогабаритных образцов и -20°C для стандартных образцов. Механические характеристики стали в деформированном состоянии представлены в табл. 2.

Из сравнения данных из табл. 1 и 2 видно, что в результате сильной низкотемпературной деформации происходит типичное увеличение прочности и снижение пластичности.

Если говорить о верхней границе вязко-хрупкого перехода стали 15Х2НМФА в деформированном состоянии, то снижение ψ на те же, что и в исходном состоянии, 17–18 % происходит в интервале 168–138 К. Принимая во внимание тот факт, что тенденция снижения напряжения разрушения наблюдается при температуре 168 К, что сопровождается уменьшением ψ , данное значение температуры можно считать верхней границей вязко-хрупкого перехода для деформированного состояния. Таким образом, в результате сильной низкотемпературной деформации происходит заметное повышение (по меньшей мере на 30 К) температуры начала вязко-хрупкого перехода.

Изменение механических характеристик деформированной стали 15Х2НМФА в результате воздействия переменного магнитного поля иллюстрируется в табл. 3.

Из сравнения данных табл. 2 и табл. 3 видно, что для деформированных образцов после воздействия поля характерны существенно более низкие значения предела текучести и более высокие значения напряжения разрушения во всей исследованной области температур. В частности, значение σ_{02} при $T = 293$ К уменьшается от 810 МПа до 660 МПа, σ_f возрастает от 1590 до 1700 МПа, ψ увеличивается на 20 %. При этом разрушение деформированного образца после магнитной обработки происходит с образованием конуса и чаши ($\psi \approx 64\%$), тогда как до обработки — с образованием среза ($\psi \approx 49\%$) (рис. 1). Даже при низких температурах ($T = 138$ К) образцы после воздействия магнитного поля деформируются с упрочнением и имеют заметный запас пластич-

Таблица 3. Механические характеристики деформированной стали 15Х2НМФА после воздействия переменного магнитного поля

$T, \text{ К}$	$\sigma_{02}, \text{ МПа}$	$\sigma_b, \text{ МПа}$	$\sigma_f, \text{ МПа}$	$\varepsilon_u, \%$	$\varepsilon_t, \%$	$\psi, \%$
293	660	790	1700	0,7	2,4	58
273	670	800	1290	1,3	2,6	43
258	800	920	1880	0,8	2,0	63
218	890	1000	2020	1,2	1,8	60
198	1000	1110	2300	1,2	2,5	66
168	1000	1150	2760	1,3	2,5	60
138	950	1150	2620	1,5	3,0	64

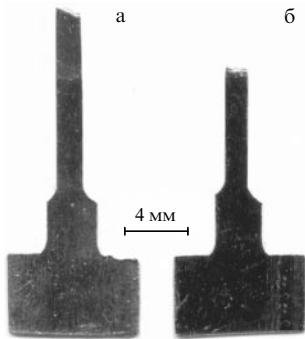


Рис. 1. Характер разрушения образцов при $T = 300$ К: (а) срез (деформированное состояние); (б) чашка – конус (деформированное состояние + воздействие переменного магнитного поля).

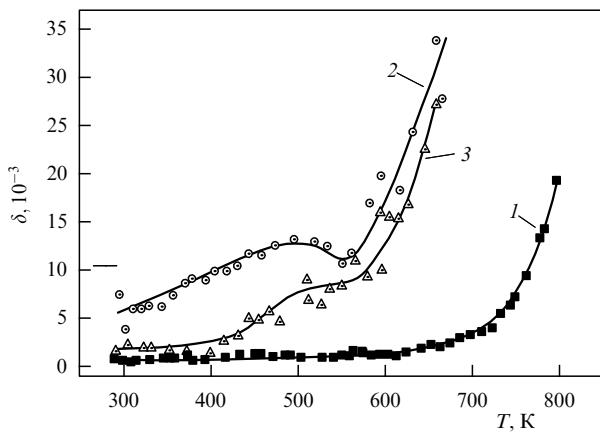


Рис. 2. Температурная зависимость внутреннего трения стали 15Х2НМФА в различных состояниях: 1 — исходное, 2 — после деформации, 3 — состояние после воздействия переменного магнитного поля на состояние, соответствующее кривой 2.

ности: общее и равномерное удлинения для них составляют 3 и 1,5 % против 1,8 и 0,5 % для деформированного состояния.

2.2.2. Внутреннее трение и модуль сдвига. Материал в исходном состоянии не имеет аномалий температурных зависимостей декремента затухания $\delta(T)$ и модуля сдвига $G(T)$ в исследованной области температур (рис. 2 и 3, кривые 1). При $T = 270$ К уровень фона $\approx 1,5 \times 10^{-3}$; в интервале температур 600–700 К наблюдается небольшое монотонное возрастание фона, максимальные значения которого не превышают 4×10^{-3} . При $T > 740$ К внутреннее трение экспоненциально возрастает, что может быть проявлением низкотемпературной ветви пика, расположенного при $T > 800$ К. Модуль сдвига при $T = 270$ К составляет 8×10^4 МПа и с повышением температуры снижается с коэффициентом $\sim 2,6 \times 10^{-3} \text{ К}^{-1}$.

Для деформированного состояния фон внутреннего трения заметно увеличивается, в области температур 350–570 К наблюдается широкий максимум δ , правая ветвь которого переходит в участок экспоненциального возрастания δ (см. кривую 2 на рис. 2). Модуль сдвига в результате деформации уменьшается, в частности при 290 К на ~ 2000 МПа; с возрастанием температуры в области $T > 500$ К эффект деформации идентифицировать сложно (см. кривые 1, 2 на рис. 3).

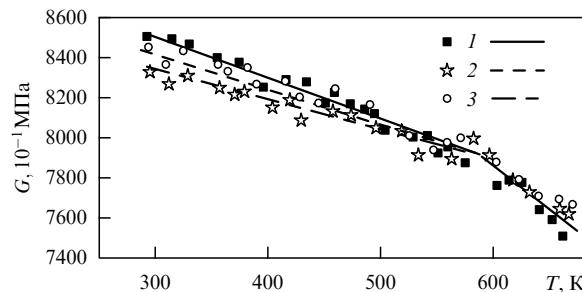


Рис. 3. Температурная зависимость модуля сдвига стали 15Х2НМФА в различных состояниях: 1 — исходное, 2 — после деформации, 3 — состояние после воздействия переменного магнитного поля на состояние, соответствующее кривой 2.

Отметим, что для материала в исходном состоянии магнитная обработка в указанном режиме практически не повлияла на исследуемые характеристики.

Для деформированных образцов после обработки переменным магнитным полем значения модуля сдвига близки к характеристикам исходного состояния во всём исследованном интервале температур (см. кривую 3 на рис. 3). Фон внутреннего трения обработанных образцов в области температур 290–420 К снижается (см. кривую 3 на рис. 2), широкий максимум, выявленный для деформированного состояния, деградирует, что отражает протекание процессов частичной релаксации напряжённого состояния материала. После обработки магнитным полем экспоненциальное возрастание внутреннего трения при $T > 550$ К сохраняется, однако происходит некоторое смещение участка возрастания δ в область более высоких температур, как видно из сравнения кривых 2 и 3.

2.2.3. Магнитные характеристики. Как следует из полевой зависимости намагниченности $M(H)$, в случае деформированных образцов, подвергшихся воздействию переменного магнитного поля, магнитная проницаемость возрастает, что сопровождается уменьшением площади петли гистерезиса, увеличившейся в результате предшествующей деформации. Полученные петли гистерезиса близки к предельным кривым намагничивания, если принять во внимание фактор размагничивания. В качестве примера в табл. 4 приведены значения коэрцитивной силы H_c образца. После магнитной обработки снижение H_c достигает $\approx 10\%$ по сравнению с H_c деформированного состояния до магнитной обработки.

2.2.4. Структурные характеристики. В результате сильной низкотемпературной деформации прокаткой в образцах стали формируется разнородная по типу и количеству дефектов структура в зависимости от ориентации структурных элементов по отношению к плоскости прокатки. Так, в микрообъёмах, ориентация которых незначитель-

Таблица 4. Коэрцитивная сила стали 15Х2НМФА в различных состояниях

Состояние	H_c , А м ⁻¹
Исходное	920,0
После деформации	1820,0
После воздействия переменного магнитного поля	1690,0

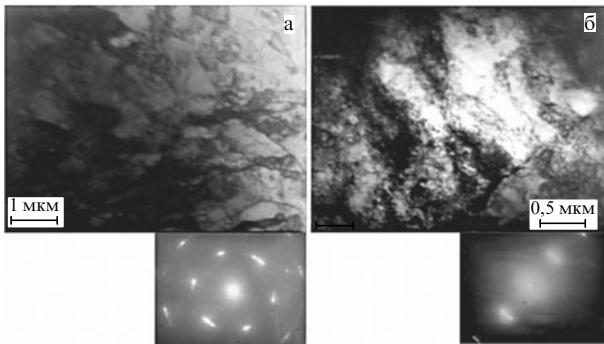


Рис. 4. (а) Структура стали 15Х2НМФА после деформации прокаткой при $T = 90$ К. Разориентации между отдельными фрагментами или ячейками составляют около 6° , накопление разворотов в исследуемом микрообъёме достигает 18° . (б) Высоконапряжённая структура с вытянутыми дислокационными образованиями в виде плотных скоплений дислокаций одного знака, вызывающих разориентацию до 19° .

но отличается от текстурной, пластическое течение является достаточно развитым и сопровождается формированием ячеистой и фрагментированной структур со средним поперечным размером ячеек $0,25$ мкм. Разориентация между отдельными фрагментами или ячейками составляет около 6° , накопление разворотов в исследуемом микрообъёме достигает 18° (рис. 4а).

В микрообластях с более высокими индексами ориентации выявлена высоконапряжённая структура с вытянутыми дислокационными образованиями в виде плотных скоплений дислокаций одного знака, вызывающих разориентацию до 19° (рис. 4б), что свидетельствует о больших упругих искажениях решётки и незавершённости реализации поворотных мод до текстурных ориентаций.

В структуре выявлены отдельные высокоугловые границы дисклинационного происхождения с разориентацией $\approx 21^\circ$. Высокая степень неоднородности дефектной структуры обуславливает высокий интегральный уровень внутренних напряжений с их локальной концентрацией как внутри микрообластей конечного размера, так и на границах областей с различной степенью дефектности. Об этом свидетельствуют обнаруженные дислокационные заряды у границ. Сильное размытие рефлексов на электронограммах подтверждает сказанное.

Наложение переменного магнитного поля на такую дефектную структуру приводит к снижению уровня и выравниванию спектра внутренних напряжений в объёме материала, что является следствием магнитной релаксации. Отмечены существенные структурные изменения: в областях с развитой дислокационной структурой, т.е. ячеистым ансамблем, увеличилось количество дислокационных границ при уменьшении среднего размера ячеек до $0,17$ мкм и углов их разориентации до 5° (рис. 5а).

В микрообъёмах с более высоким уровнем упругих напряжений эффекты пластической релаксации выражены более наглядно: в местах с локальными неоднородностями в структуре концентрация внутренних напряжений снижается вследствие размножения и перераспределения дислокаций, а также рассредоточения дислокаций в самих скоплениях. При этом углы разориентации уменьшаются до 9° . Наблюдается формирование границ в области мощных плотных скоплений одноимённых дисло-

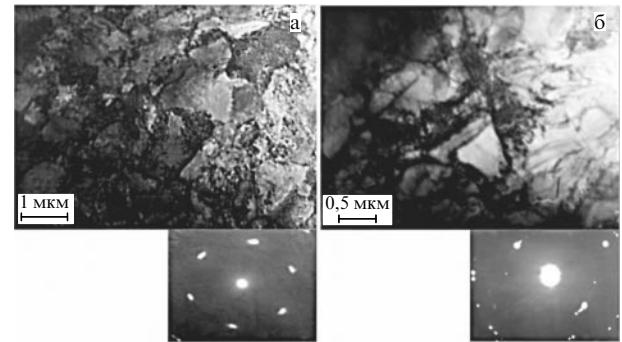


Рис. 5. (а) Структура стали 15Х2НМФА после деформации прокаткой при $T = 90$ К и магнитной обработки. (б) Формирование границ на месте мощных плотных скоплений одноимённых дислокаций.

каций (рис. 5б), что также можно трактовать как проявление релаксации.

Структурные изменения в деформированной стали в результате магнитной обработки соответствуют наблюдаемым изменениям механических, диссипативных и магнитных свойств.

2.2.5. Возможные каналы поглощения энергии переменного магнитного поля. Кратко рассмотрим возможные каналы поглощения энергии переменного магнитного поля, которое вызывает релаксационные процессы в микрозонах ферромагнитного материала с высоким уровнем внутренних напряжений.

Релаксационные процессы возможны в дислокационных скоплениях высокой мощности и на границах фрагментов при их взаимодействии с границами магнитных доменов, движущихся под действием внешнего переменного магнитного поля. Рисунок 6 иллюстрирует возможность снижения локальных внутренних напряжений τ , связанных с торможением дислокационных скоплений, в результате прохождения доменной границы и уменьшения числа дислокаций в скоплении.

Подобное "выталкивание" дислокаций в соседние плоскости скольжения возможно вследствие генерации и движения двойных перегибов за счёт нелинейной динамики дислокаций в поле знакопеременных магнитострикционных деформаций [15]. Кроме того, магнитострикционные деформации, включая смещение доменных стенок и вращение вектора намагниченности, обуславливают эффективное размягчение упругих модулей [16], что облегчает перемещение дислокаций.

Магнитная релаксация типа ориентационного последействия [17] будет способствовать перемещению в решётке примесей внедрения и других дефектов, характеризующихся локальными магнитными моментами. В результате можно ожидать частичной разблокировки дислокаций от закрепляющих их точечных дефектов, перераспределения и ухода дефектов на границы раздела и другие преимущественные стоки, что обусловит снижение напряжения течения. Дополнительным каналом релаксации пиков напряжений является воздействие разблокированных источников дислокаций.

Переменное магнитное поле порождает в объёме проводника помимо магнитного компонента электрическое поле, которое действует на электронную подсистему. В последнее время уделяется значительное внимание изучению механизмов влияния возбуждения электронной

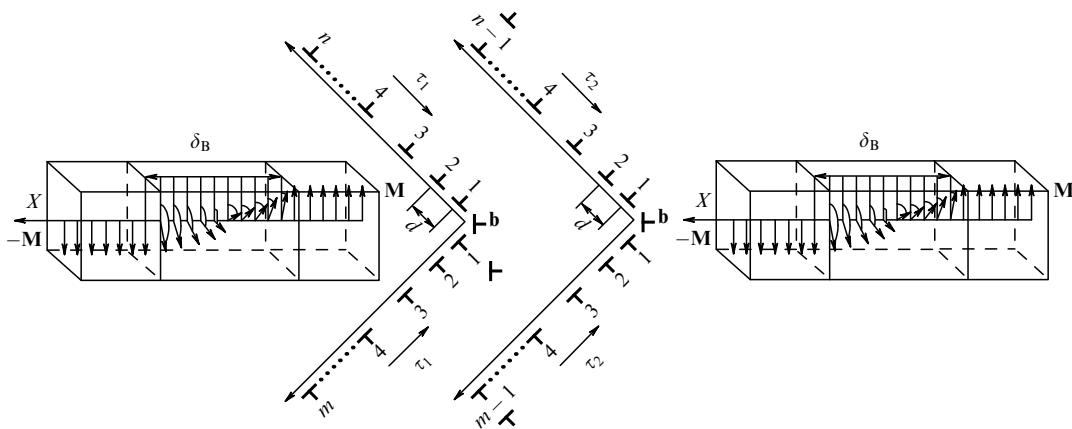


Рис. 6. Уменьшение числа дислокаций в плоских скоплениях в модели Коттрелла при прохождении через скопление границы домена (слева направо), чему соответствует $\tau_2 < \tau_1$. Стрелками в различных положениях показано вращение спинов в блоховской стенке шириной δ_B .

подсистемы на реальные кристаллические тела [18]. Суть в том, что под действием электрического поля появляются электроны высокой энергии, которые, взаимодействуя с фононами, порождают множество фононов с энергиями, близкими к дебаевской. Эти фононы в свою очередь взаимодействуют с дислокациями и отсекают их от точечных дефектов (стопоров) [19].

В данном случае мы имеем дело с неравновесной кинетикой (турбулентностью) в электрон-фононной подсистеме кристалла, находящегося под воздействием электрического поля. Ясно, что в этом случае состояние системы далеко от термодинамического равновесия, поэтому описывать её такими характеристиками, как, например, температура, нельзя. Описание неравновесных систем в рамках слабой турбулентности, которое было предложено В.Е. Захаровым [20, 21], получило дальнейшее широкое развитие в работах его научной школы и последователей (см., в частности, [19, 22–37]).

3. Экспериментальные исследования в режиме ползучести особенностей пластического течения поликристаллического никеля в переменном магнитном поле при температуре 77 К

В этом разделе приведены основные результаты изучения влияния гармонического магнитного поля и импульсного с различными временами установления постоянного магнитного поля на характеристики ползучести, а также их связь со структурным состоянием материала. Объектом исследования служил поликристаллический никель чистотой 99,99 %, отожжённый при $T = 900^\circ\text{C}$ в течение 2 ч. Испытания проводили на переходной стадии ползучести в режиме ступенчатого нагружения в среде жидкого азота при $T = 77\text{ K}$ на установке [38] с захватами и тягами из немагнитного материала. Величина приращения напряжения на каждой ступени составляла 2–3 МПа. Точность измерения удлинения $\sim 5 \times 10^{-5}$ см. Активационные параметры и уровень внутренних напряжений определяли по дифференциальным методикам, описаным в [39]. Проводились также электронно-микроскопические исследования дефектной структуры никеля до и после воздействия магнитного поля.

Для изучения влияния магнитного поля испытуемый образец помещали в соленоид, в котором создавалось

продольное постоянное или переменное магнитное поле напряжённостью $4 \times 10^4\text{ A m}^{-1}$. Частота переменного магнитного поля составляла 50 Гц.

Ранее было показано [2], что включение переменного и постоянного магнитного поля в процессе пластической деформации никеля приводит к разупрочнению материала. Величина эффекта разупрочнения при включении и выключении магнитного поля не зависит от текущей скорости ползучести, но зависит от приложенного напряжения и напряжённости магнитного поля. Это свидетельствует о том, что величина эффекта разупрочнения в основном обусловлена структурой, сформированной предыдущей деформацией.

Для определения особенностей структуры, сформировавшейся в процессе ползучести при температуре 77 К в диапазоне напряжений $\sigma \leq 0,5\sigma_y$, были исследованы активационные параметры, позволяющие сделать определённые выводы о типе барьеров и механизмах, управляющих пластическим течением никеля в процессе ползучести.

Проведённые экспериментальные исследования показали, что активационный объём и энергия активации, рассчитанные в рамках теории термоактивированной пластической деформации, составляют $\sim 0,5 \times 10^{-21}\text{ cm}^3$ и 0,14 эВ соответственно и уменьшаются с увеличением напряжения. Это означает, что скольжение дислокаций контролируется дефектами, возникающими в процессе пластического течения. Величина полной энергии активации, необходимой для преодоления препятствия, составляет 0,22 эВ и не зависит от напряжения. Существует ряд препятствий, которые могут влиять на низкотемпературную ползучесть никеля, т.е. имеют активационные параметры, близкие к полученным, — это примеси, деформационные точечные дефекты и дислокации леса.

Поскольку экспериментально установлено, что активационный объём зависит от напряжения, примеси, очевидно, не влияют на ползучесть никеля при температуре 77 К. В то же время концентрация точечных дефектов и плотность дислокаций увеличиваются с возрастанием деформации, поэтому активационный объём должен уменьшаться, что согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, результаты экспериментальных исследований и оценки позволяют сделать вывод о том, что дислокации леса с учётом плотности дислокаций

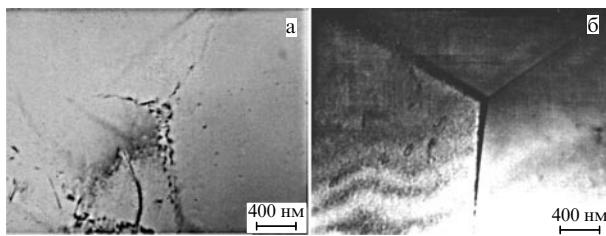


Рис. 7. Дислокационная структура Ni после отжига при температуре 900 °C в течение 2 ч.

ций в пределах ячеек и точечные дефекты (преимущественно межузельные атомы на начальных стадиях деформирования) являются барьерами, которые контролируют процесс низкотемпературной деформации никеля.

Механизм активированного пересечения дислокациями вышеперечисленных препятствий является основным механизмом пластического течения никеля при температуре 77 К. Электронно-микроскопические исследования показали, что отожжённый никель отличается высокой степенью равновесности структуры в результате рекристаллизации при отжиге, о чём свидетельствуют ровные протяжённые следы границ зёрен. Плотность дислокаций порядка $5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ (рис. 7).

Ползучесть при температуре 77 К приводит к пространственно неоднородному развитию течения материала, появляется резкая ориентационная зависимость дефектообразования от ориентации зерна по отношению к направлению действия внешнего напряжения. Например, в некоторых зёдрах наблюдается ячеистая структура с рыхлыми границами и размером ячеек 0,5–0,8 мкм. Средняя плотность дислокаций внутри ячеек $\sim 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, в пределах ячеек порядка $9 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. При этом в соседнем зерне видны сформированные мо-

ные дислокационные скопления с плотностью дислокаций $\sim 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 8). Наряду с этим встречаются зёдра, в которых прошли только начальные стадии пластического течения с преимущественным скольжением дислокаций вдоль границ и образованием скоплений в тройных стыках с плотностью дислокаций $\sim 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Основная серия опытов с наложением магнитного поля на процесс пластической деформации при ползучести проводилась по следующей схеме. После приложения нагрузки и достижения скорости ползучести $\sim 5 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ включали магнитное поле и в течение 180 с фиксировали ползучесть. После выключения поля процесс ползучести продолжался ещё 180 с. Затем образец снова догружали. Исследования проводились на переходной стадии ползучести при напряжениях $\sigma \leq 0,5 \sigma_b$. В результате установлено, что включение постоянного магнитного поля напряжённостью $4 \times 10^4 \text{ А м}^{-1}$ в процессе ползучести образцов никеля вызывает прирост деформации, причём снятие магнитного поля также сопровождается приростом деформации.

На рисунке 9 приведено типичное изменение кривых ползучести никеля в результате наложения и снятия постоянного магнитного поля напряжённостью $4 \times 10^4 \text{ А м}^{-1}$ при различных деформирующих напряжениях. Как видно, после включения и выключения поля характер кривой ползучести качественно не изменяется и ползучесть в постоянном магнитном поле описывается логарифмическим законом. Ранее было показано [39], что при наложении постоянного магнитного поля зависимость эффекта разупрочнения от напряжения немонотонна, поэтому в наших экспериментах для исследований была выбрана небольшая область напряжений, соответствующая максимальному эффекту.

Как известно [39–46], одной из причин эффекта разупрочнения может быть повышение температуры образца вследствие нагрева вихревыми токами. Величина

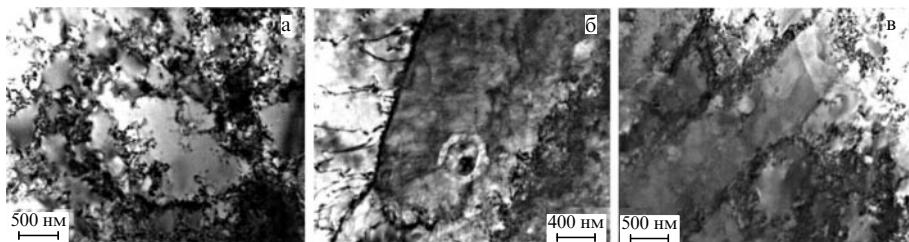


Рис. 8. Дислокационная структура Ni после деформации на 9 % в условиях ступенчатой ползучести при $T = 77$ К.

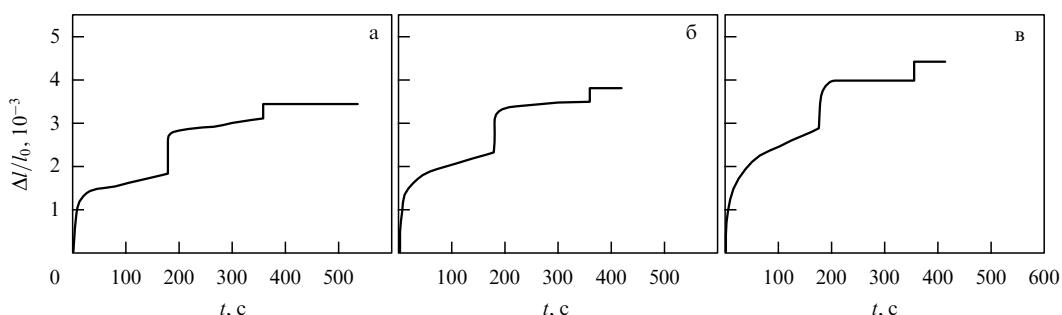


Рис. 9. Влияние времени нарастания постоянного магнитного поля напряжённостью $4 \times 10^4 \text{ А м}^{-1}$ (время включения поля 1 с) на деформацию ползучести Ni при стабильной температуре 77 К для различных напряжений σ : $0,3\sigma_b$ (а), $0,4\sigma_b$ (б), $0,5\sigma_b$ (в).

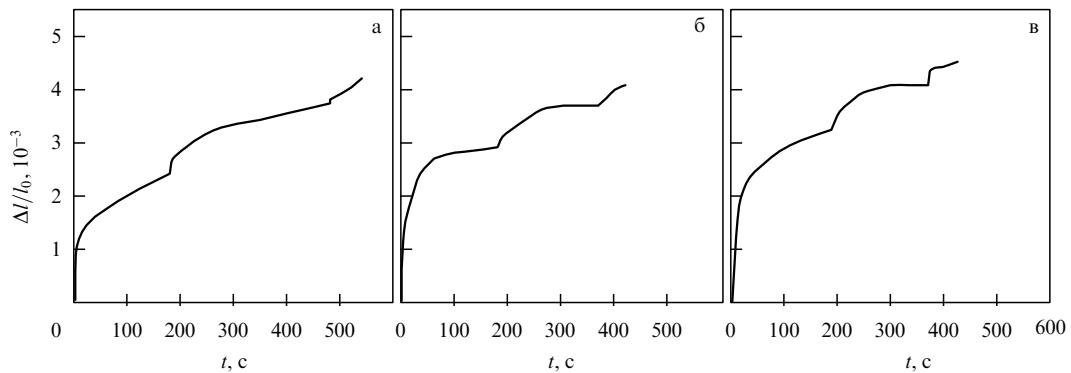


Рис. 10. Влияние времени нарастания постоянного магнитного поля напряжённостью $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ (время включения поля 60 с) на деформацию ползучести Ni при стабильной температуре 77 К для различных напряжений σ : $0,3\sigma_0$ (а), $0,4\sigma_0$ (б), $0,5\sigma_0$ (в).

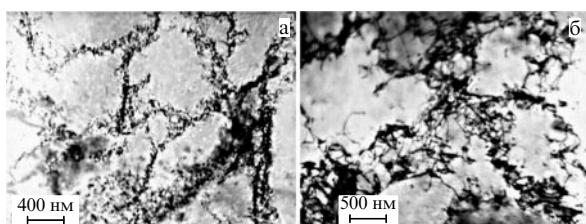


Рис. 11. Дислокационная структура никеля при $T = 77$ К после деформации на 9 % в условиях ступенчатой ползучести (а) и наложения импульсного магнитного поля с постоянной амплитудой $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ (б).

нагрева при прочих равных условиях зависит от скорости изменения магнитного поля, и снижение последней должно привести к уменьшению величины эффекта. Для исключения влияния нагрева образца вихревыми токами образец охлаждался жидким азотом и его температура оставалась равной 77 К [47–50].

На рисунке 10 приведена зависимость деформации ползучести от времени при включении магнитного поля $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$, возрастающего в течение 60 с. Как видно, медленное повышение напряжённости магнитного поля также приводит к возрастанию деформации, однако величина эффекта разупрочнения существенно меньше, чем при быстром (в течение 1 с) повышении напряжённости магнитного поля (см. рис. 9).

Структурные исследования показали, что наложение магнитного поля на процесс ползучести повышает степень однородности распределения дислокаций на началь-

ных стадиях пластического течения, но не меняет характера формирования структуры. При температуре 77 К, напряжениях $\sigma \leq 0,5\sigma_0$ и действии импульсного с постоянной амплитудой магнитного поля $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ формируется ячеистая структура с плотностью дислокаций в теле ячеек, не превышающей $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Дислокации в стенках ячеек распределяются более равномерно по длине границы, которая напоминает границу кручения, что свидетельствует об определённом развитии процессов динамического возврата (рис. 11).

Воздействие переменного магнитного поля в процессе ползучести никеля при $T = 77$ К вызывает заметное увеличение деформации и скорости ползучести. Типичное изменение кривой ползучести при $\sigma \leq 0,5\sigma_0$ в результате воздействия переменного магнитного поля частотой 50 Гц и напряжённостью $H = 4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ показано на рис. 12.

Зависимость деформации ползучести от времени испытания после включения поля, так же как и после очередного догружения, описывается обычным логарифмическим законом. Как видно, здесь величина деформации увеличивается с возрастанием напряжения, что согласуется с литературными данными [43]. Как показали электронно-микроскопические исследования, гармоническое (частота 50 Гц) магнитное поле влияет на структуру материала значительно сильнее, чем импульсное с той же амплитудой напряжённости $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$. Тело ячеек практически очищается от дислокаций — дислокации концентрируются на границах. Плотность дислокаций на границах значительно превышает 10^{11} см^{-2} , и у границ зёрен формируются мощные дислокационные скопления (рис. 13).

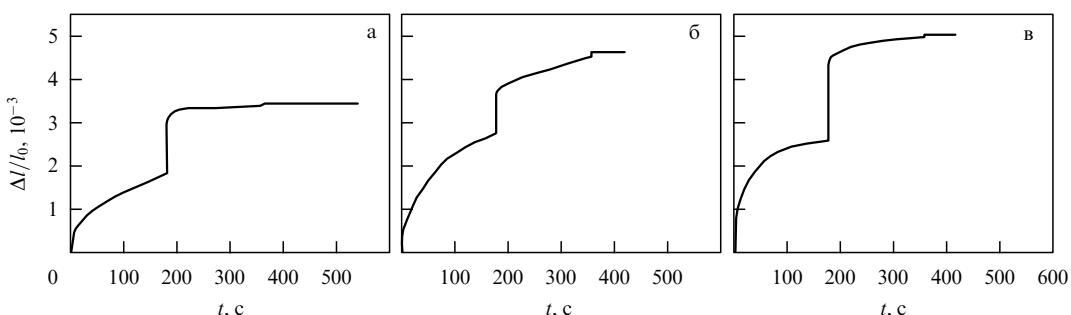


Рис. 12. Влияние гармонического (частота 50 Гц) магнитного поля напряжённостью $4 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ на деформацию образца никеля в режиме ползучести Ni при температуре 77 К и различных напряжениях σ : $0,3\sigma_0$ (а), $0,4\sigma_0$ (б), $0,5\sigma_0$ (в).

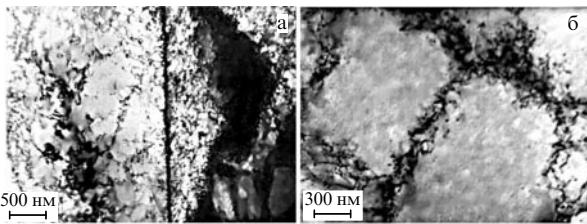


Рис. 13. Дислокационная структура Ni при $T = 77$ К после деформации на 9 % в условиях ступенчатой ползучести (а) и наложения гармонического магнитного поля напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹ и частотой 50 Гц (б).

4. Экспериментальные исследования в режиме ползучести особенностей пластического течения никеля в гармоническом и однополярном магнитном поле при стабильной температуре 77 К

В этом разделе описано влияние на характеристики ползучести никеля нестационарного магнитного поля напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹, гармонического (с частотой 50 Гц) и однополярного (с той же частотой) [50]. На рисунке 14 представлена зависимость деформации от времени для четырёх режимов (I–IV) включения нестационарного магнитного поля с различными временами возрастаания τ : рис. 14а–в — 60 с (включение постоянного

поля); рис. 14г–е — 0,005 с (периодические монополярные импульсы с размагничиванием образца); рис. 14ж–и — 0,005 с (периодические монополярные импульсы без размагничивания образца); рис. 14к–м — 0,005 с (гармонические импульсы). Причём рис. 14а, г, ж, к соответствуют напряжению $\sigma = 0,3\sigma_b$, рис. 14б, д, з, л — $\sigma = 0,4\sigma_b$, рис. 14в, е, и, м — $\sigma = 0,5\sigma_b$.

Так как зависимость деформации от времени для всех четырёх режимов включения нестационарного магнитного поля в режиме ползучести измерялась при ступенчатом увеличении напряжения σ : $0,3\sigma_b$ (рис. 14а, г, ж, к), $0,4\sigma_b$ (рис. 14б, д, з, л), $0,5\sigma_b$ (рис. 14в, е, и, м) без каких-либо замен образцов и смен режимов, благодаря размагничиванию в режиме II перед каждым увеличением напряжения действие одинакового однополярного импульса магнитного поля в режимах II и III приводило к различной деформации образцов (это очень хорошо видно как из рис. 14, так и из рис. 15). Такое различие в деформации образцов в режимах II и III обусловлено существенно большим индукционным вихревым электрическим полем в режиме II, чем в режиме III. Эксперименты показали, что только при медленных включениях и выключении стационарного магнитного поля напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹ при ползучести никелевых образцов происходит увеличение деформации как при включении, так и при выключении магнитного поля. Между тем быстрое включение магнитного поля напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹ при ползучести никелевых образцов

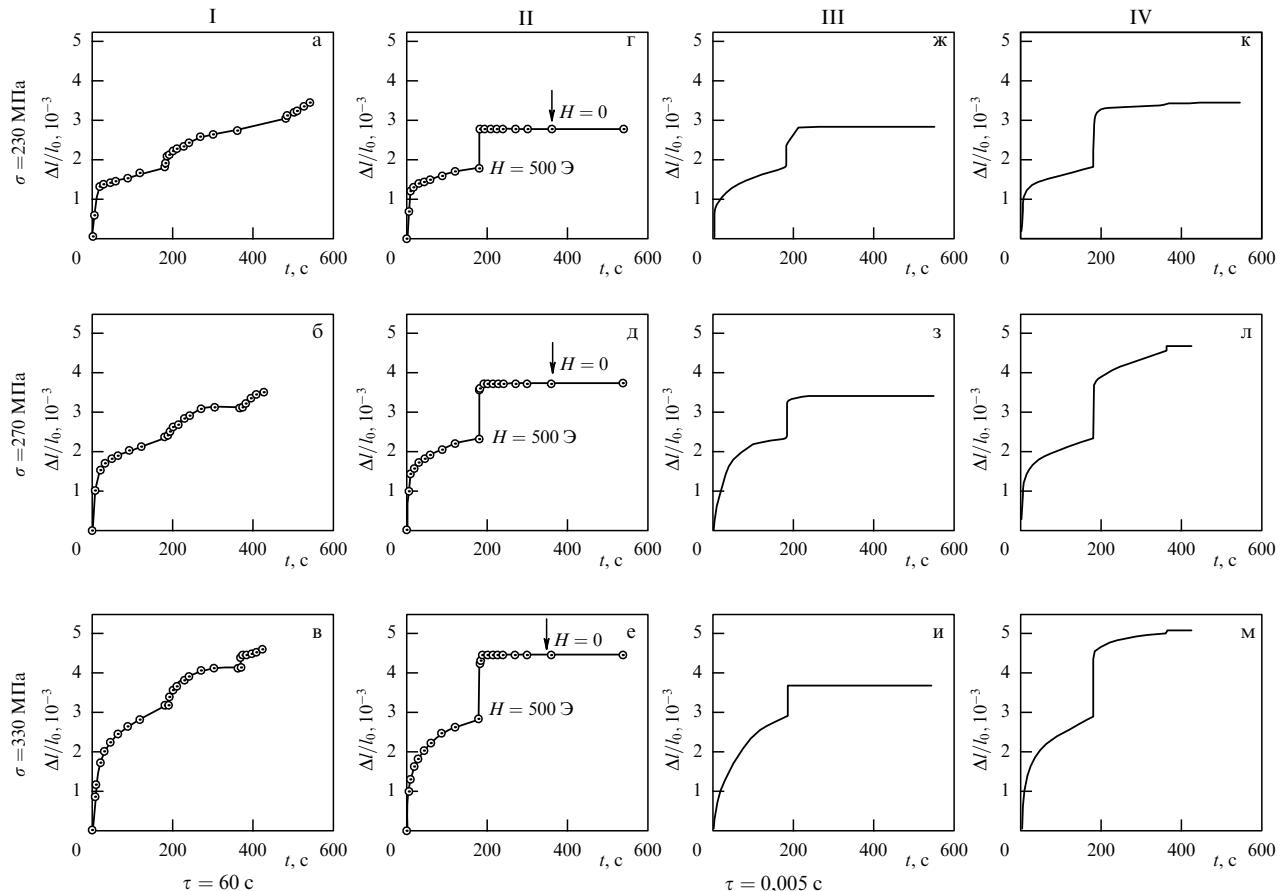


Рис. 14. Влияние переменного магнитного поля с напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹ на ползучесть никеля при $T = 77$ К и различных напряжениях для разных видов импульсов магнитного поля τ : (а–в) 60 с (режим I — включение постоянного поля); (г–е) 0,005 с (режим II — периодические монополярные импульсы с размагничиванием образца); (ж–и) 0,005 с (режим III — периодические монополярные импульсы без размагничивания образца); (к–м) 0,005 с (режим IV — гармонические импульсы).

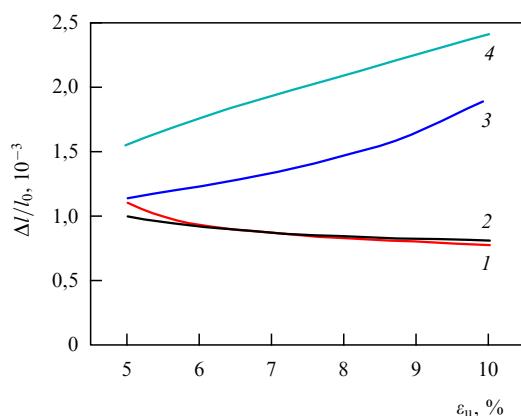


Рис. 15. Зависимость величины разупрочнения поликристаллического никеля при $T = 77$ К от величины деформации для разного типа импульсов магнитного поля напряжённостью 4×10^4 А м⁻¹ с различным временем нарастания t : 1 с (включение постоянного поля) (кривая 1); 0,005 с (периодические монополярные импульсы без размагничивания образца) (кривая 2); 0,005 с (периодические монополярные импульсы с размагничиванием образца) (кривая 3); 0,005 с (гармонические импульсы) (кривая 4).

(рис. 14г – и) приводит к увеличению деформации только при включении магнитного поля, затем наблюдаются прекращение возрастания деформации без увеличения напряжения, а также отсутствие возрастания деформации при выключении магнитного поля.

Рисунок 15 иллюстрирует при разных величинах деформации проявление эффекта разупрочнения поликристаллического никеля для режима ползучести в результате действия на образцы импульсов магнитного поля одинаковой напряжённости 4×10^4 А м⁻¹ с различным временем нарастания t .

Из рисунка 15, в частности, видно, что разупрочнение при воздействии монополярных импульсов без размагничивания образца и постоянного поля с временем нарастания 1 с практически совпадает в широком интервале степеней деформации ползучести. В то же время для гармонических импульсов величина разупрочнения существенно возрастает с увеличением деформации, как и в случае периодических монополярных импульсов с размагничиванием образца после недлинной серии импульсов.

Исследования с помощью электронного микроскопа показали, что нестационарное магнитное поле влияет на структуру материала тем сильнее, чем меньше время нарастания поля (рис. 16). Тело ячеек освобождается от дислокаций, которые сосредоточиваются только на гра-

ницах (рис. 16б). Плотность дислокаций на границах значительно превосходит величину 10^{11} см⁻², а на границах зёрен формируются мощные скопления дислокаций (рис. 16б).

5. Электропластический эффект в металлах

Одной из задач работы В.И. Спицына и О.А. Троицкого [51] (см. также [6]) являлось экспериментально установить, окажет ли изменение состояния энергетического спектра электронов в кристаллах металлов влияние на прочность и пластичность последних, поскольку ещё недавно считалось, что эти свойства зависят только от взаимного расположения атомов, колебаний в решётке, взаимодействия дислокаций и т. д.

Главная трудность опытов подобного рода состоит в том, что в металлах практически невозможно влиять на электронную подсистему, не вызывая изменений в решёточной подсистеме и нагрева металла. Существуют и другие трудности, в частности, обусловленные ограничением дрейфовых скоростей электронов, что, как ни парадоксально, связано с высокой проводимостью металлов. Из самых общих физических положений следует, что в металлических кристаллах должно происходить "электрон-дислокационное взаимодействие", значит, влияние изменения состояния электронной подсистемы на движение и взаимодействие дислокаций, а вместе с тем на пластические и прочностные свойства кристаллов может наблюдаться экспериментально.

Если к металлу приложить электрическое поле, то по металлу потечёт ток. При плотности тока выше ~ 1 А мм⁻² возникает заметный нагрев образцов. Но, используя импульсный ток, можно повысить плотность на несколько порядков величины и оставить металл практически холодным. Указанный приём, применённый авторами [51], позволил провести серию экспериментов по изучению влияния электрического тока на пластическую деформацию металла в условиях, не осложнённых нагревом образцов.

Другой приём, также впервые применённый авторами [51], заключается в инъекции ускоренных электронов в металл во время его деформации, что приводит к появлению электронных плазменных колебаний и, как предполагалось, к электрон-дислокационному взаимодействию, аналогичному взаимодействию тока с дислокациями. В этом случае используются преимущественно электроны с энергией ниже порога выбивания атомов, когда не может возникнуть истинно радиационное действие (обусловленное радиационными дефектами в решётке) — упрочнение и снижение пластичности металла при низких температурах вследствие блокировки дислокаций точечными дефектами и их ансамблями или, наоборот, разупрочнение при средних и высоких температурах за счёт термического движения радиационных дефектов.

С помощью описанных методик обнаружено новое явление, названное авторами [51] электропластическим эффектом. Суть его заключается в том, что при передаче энергии системе электронов уменьшается сопротивление металла пластической деформации, т.е. металл пластифицируется. Оказалось, что под влиянием электрического тока и облучения металлические кристаллы, растягиваемые (сжимаемые) с постоянной скоростью или испытываемые на ползучесть при постоянном механиче-

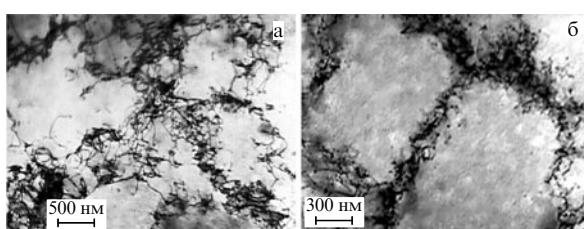


Рис. 16. Дислокационная структура никеля после деформации на 9 % в условиях ступенчатой ползучести при $T = 77$ К и наложения нестационарного магнитного поля 4×10^4 А м⁻¹ с различным временем нарастания поля t : (а) 60 с (единичный импульс); (б) 0,005 с (периодические монополярные импульсы).

ском напряжении, разупрочняются. Величина максимального эффекта может составлять несколько десятков процентов.

Была исследована зависимость эффекта от температуры, плотности и частоты тока, энергии ускоренных электронов. Повышение температуры снижает величину эффекта, но эта зависимость слаба. С возрастанием плотности и частоты тока эффект усиливается. Увеличение энергии ускоренных электронов, инжектируемых в деформируемый металл, также усиливает эффект, однако с переходом порога выбивания атомов вместо пластификации возникает упрочнение металла (при низких температурах), т.е. происходит инверсия эффекта, связанная с обычным радиационным действием.

Использование двойного образца с рабочей деформируемой частью I и недеформируемой частью II позволяет разделить два эффекта воздействия электрического тока на образец. При прохождении импульсного тока по части I снижение деформирующего усилия ΔP_I объясняется суммарным действием тока и пинч-эффекта (магнитного сжатия образцов собственным магнитным полем); при прохождении импульсного тока по части II величину снижения ΔP_{II} можно полагать обусловленной уже только пинч-эффектом; разность $\Delta P_I - \Delta P_{II}$ можно считать в отсутствие теплового действия тока истинной электропластической деформацией образцов. Полученные авторами [51] экспериментальные данные указывают на то, что возможны три типа механизма электропластического эффекта. Как отмечалось выше, величина эффекта возрастает пропорционально плотности тока, а также энергии ускоренных электронов — следовательно, казалось бы, можно полагать, что электропластический эффект связан с созданием "электронного ветра" в решётке металла, с возникновением и усилением электронного ускорения движущихся дислокаций. С этим предположением согласуются все экспериментальные результаты, за исключением данных о влиянии легирования.

Было установлено, что в легированных образцах эффект имеет существенно большую величину, чем в "чистом" металле. Если бы электропластический эффект целиком определялся ускорением дислокаций, "электронным ветром", то в легированном металле, содержащем большое число препятствий для движения дислокаций в виде примесных атомов, естественно было бы ожидать уменьшения эффекта, а не его возрастания. Значит, зависимость эффекта от содержания в металле примесей противоречит описанному механизму.

Другой возможный механизм эффекта заключается в том, что электронные возбуждения ("электронный ветер" в токовой методике и электронные плазменные колебания в методике облучения) вызывают изменения в динамике колеблющихся дислокационных сегментов, приводящие к уменьшению времени преодоления дислокациями препятствий, к срыву с них скоплений дислокаций. Этот механизм представляется авторам [51] более реальным. В статье [51] приведены зависимости убывания деформирующего усилия ΔP и приращения длины образцов $\Delta l \times 10^3$ мм в результате прохождения одиночных импульсов тока от величины тока как для чистых, так и для легированных кристаллов цинка. После легирования увеличиваются пороговые значения плотности тока, начиная с которых возникают осцилляции деформирующего усилия, и ход зависимости от тока становится более крутым.

Причиной указанных изменений могут быть либо изменение электрического взаимодействия заряженных примесей с дислокациями в металле, либо возникновение ангармоничности тепловых колебаний дислокационных сегментов в связи с активным демпфированием сегментов электронами проводимости или электронными плазменными колебаниями, т.е. в результате прямого электрон-дислокационного взаимодействия, происходящего не на движущихся дислокациях, а на тех из них, которые находятся накануне срыва с закрепляющими их центров (большей частью на головных дислокациях в скоплениях).

Механизм изменения электрического взаимодействия заряженных примесей и дислокаций отпадает, так как эффект имеет место не только при действии тока, но и при облучении, когда к образцу не прикладывается потенциал и не может существенно изменяться взаимодействие между примесями и дислокациями.

В пользу механизма электронного демпфирования дислокационных сегментов свидетельствует зависимость электропластического эффекта от наличия в металле примесей, а также от частоты импульсного тока. Действительно, для легированных образцов увеличивается число критических областей в нагруженном кристалле, в которых дислокации находятся накануне срыва, а также возрастает число дислокаций в скоплениях, разряжающихся при срывах с препятствий головных дислокаций. Становится понятной и частотная зависимость эффекта — с возрастанием частоты следования импульсов тока увеличивается частота электронных воздействий на дислокационные сегменты и повышается частота попыток преодоления дислокациями препятствий. В рамках этого механизма укладываются также зависимости эффекта от плотности тока и от энергии ускоренных электронов (в методике облучения) — увеличение интенсивности электронного воздействия позволяет ожидать уменьшения времени преодоления дислокациями препятствий.

Таким образом, предлагаемая авторами [51] модель для объяснения электропластического эффекта состоит в следующем. Электрический ток или электронные плазменные колебания (в методике облучения) изменяют взаимодействие дислокаций с закрепляющими их центрами за счёт активного электронного демпфирования колеблющихся дислокационных сегментов, появления ангармоничности в тепловых колебаниях сегментов и увеличения вероятности преодоления дислокациями препятствий (уменьшение времени преодоления дислокациями препятствий). Поэтому в опытах на растяжение (сжатие) образцов с постоянной скоростью происходит уменьшение деформирующего усилия, а в опытах с релаксацией приложенных напряжений и ползучестью — соответственно возрастание релаксированной части напряжений и скорости релаксации ползучести.

Температурная зависимость электропластической деформации также находит естественное объяснение в рамках принятой модели. Поскольку электрон-дислокационное взаимодействие в области средних температур мало зависит от температуры, слабую температурную зависимость должна также проявлять электропластическая деформация металла. Проведённые эксперименты представляют собой первый этап исследования электропластической деформации металла. Детальное изучение влияния электронного состояния металла на его механичес-

кие свойства, по мнению авторов [51], позволит уточнить механизм электрон-дислокационного взаимодействия в металлах и радиационного действия ускоренных электронов и других заряженных частиц на свойства металлов. Можно предположить, что с расширением этих работ, с проникновением в область более низких температур, больших плотностей и частот тока, применением высокочастотных методов исследования кристаллов, содержащих подвижные дислокации, с созданием экстремальных условий облучения (в частности, при формировании в металле сверхплотной концентрации свободных электронов) будут открыты новые явления.

Для проведения экспериментов использовались моно-кристаллы цинка (99,998 % Zn), свинца (99,9995 % Pb), индия (99,9995 % In) и легированного цинка (2×10^{-20} % Cd) с ориентацией в середине стандартного треугольника, а также поликристаллические образцы цинка, кадмия, олова, свинца и индия с чистотой не хуже 99,99 %. На концах образцов вваривались электрические контакты, соединённые с источником тока. Испытания на растяжение и сжатие с постоянной скоростью $0,1 \text{ мм мин}^{-1}$ проводились на установке Instron либо на специально сконструированной дистанционной установке (в случае работы с облучением). Образцы закреплялись изолированными зажимами. Точность определения нагрузок составляла 2 г. В опытах на растяжение и релаксацию напряжений использовались образцы длиной 15–16 мм и диаметром около 1 мм, а в опытах на сжатие — длиной 6 мм и диаметром 2,5 мм.

При измерении релаксации напряжений деформацию образцов в какой-то момент прекращали и наблюдали падение показаний упругого динамометра за счёт пластической деформации образца. Использовалась также методика испытания образцов на ползучесть под действием приложенного постоянного напряжения со ступенями нагружения 25 г на дистанционной установке с измерительной частью, выполненной на основе электронно-механического преобразователя Э-2Д1. Точность определения деформаций составляла 0,2 %. Время ползучести равнялось 10 мин.

Деформация за первые 3 с после приложения нагрузки характеризовала скорость неустановившейся ползучести (стеер) образцов v_{cr}^{uns} . Скорость установившейся ползучести v_{cr}^s определялась как средняя величина за последние 9 мин деформации. В случае воздействия электрическим током через деформируемые образцы периодически разряжалась батарея электролитических конденсаторов ёмкостью около 10^3 мкФ . За один импульс пропускалось примерно 0,1 Кл электричества. Длительность импульса составляла около 10^{-4} с, частота следования импульсов 0,3–0,4 Гц, напряжение 50–200 В. При температуре жидкого азота импульсы тока приводили к тепловыделению в образцах не более 5–10 мВт или возможному нагреву образцов лишь на доли градуса, что не фиксировалось приваренными к ним дифференциальными хромель-копелевыми термопарами. Использованные режимы гарантировали также объёмный эффект действия тока (отсутствие скин-эффекта) и малую величину магнитного сжатия, обусловленного собственным магнитным полем образца (пинч-эффект).

В серии работ О.А. Троицкого и др. (см., например, [6, 51]) экспериментально обнаружено новое физическое явление — электропластический эффект, заключающийся в снижении сопротивления металла деформированию

и повышении пластичности металла под влиянием тока, помимо теплового и пондеромоторного действия.

— Обнаружена скачкообразная деформация металлических кристаллов в импульсах тока, характеризующаяся большой величиной эффекта в области предела текучести образцов, повышением однородности сдвигобразований, усилением эффекта в поверхностно-активной среде, управляемостью процесса — зависимостью величины скачков от силы тока и частоты следования импульсов, слабой зависимостью от температуры.

— Импульсы тока увеличивают предшествующую хрупкому разрушению пластическую деформацию кристаллов цинка на 100–120 % при температуре 78 К и на 50–60 % при комнатной температуре (для эмальгированного цинка). В процессе электропластической деформации кристаллов возрастает критический уровень нормальных напряжений на плоскостях скольжения p , а сама зависимость p от удельного кристаллографического сдвига $a(k)$ становится более слабой, что является следствием уменьшения хрупкого разрушения кристаллов. В результате действия тока снижаются критические скользящие напряжения на плоскостях скольжения, что является следствием уменьшения стартовых напряжений для движения дислокаций. Под влиянием тока граница хладноломкости металла смещается в сторону более низких температур.

— С увеличением частоты следования импульсов происходит усиление эффекта, оцениваемого по изменению сопротивления кристаллов деформированию. Вместе с тем величина отдельных скачков деформации снижается в связи с истощением дислокационной структуры при предыдущих импульсах тока. Роль частотного фактора важна для эффективных попыток дислокаций преодолевать препятствия в плоскостях скольжения.

— С увеличением амплитудной плотности тока в кристаллах величина эффекта возрастает начиная с некоторых пороговых значений плотности тока. Вызванная током пластическая деформация металла возникает не сразу, а по истечении некоторого времени задержки, равного нескольким секундам или десяткам секунд.

— С увеличением длительности импульсов тока величина эффекта возрастает, а сам эффект появляется начиная также с некоторых пороговых значений длительности импульсов тока, соответствующих по величине временам элементарных скачков деформации в кристаллах. Зависимость эффекта от длительности импульсов можно связать с изменением импульса дислокационной структуры кристаллов.

— При исследовании зависимости ЭПЭ от условий деформации металла и наличия в нём примесей установлено увеличение скачков деформации с возрастанием скорости растяжения кристаллов, что связано с накоплением и срывом под влиянием тока скоплений дислокаций. Эффект характеризуется слабой температурной зависимостью. Эффект действия тока возрастает при увеличении концентрации примеси в металле вплоть до 1 ат. %, что связано с повышением однородности сдвигобразований в кристаллах и влиянием тока на процесс накопления и разрядки незавершённых сдвигов. Вместе с тем под влиянием легирования увеличивается порог механических и электрических напряжений, при котором начинает проявляться эффект действия тока.

— Установлено, что при особом режиме пропускания тока (парные импульсы, ориентированные в одном

направлении или встречно при различном расстоянии между ними) на фоне электронного ускорения пластического течения может возникнуть ослабление эффекта, т.е. частичная инверсия ЭПЭ или торможение пластического течения металла током.

— Рассмотрена роль поверхности Ферми в электропластическом эффекте. Приведены параметры поверхности Ферми в металлах, показывающих большую величину ЭПЭ. Качественно обсуждена роль различных фермьевских носителей тока — электронов и дырок — в передаче импульсов силы и энергии на дислокации. Оценена роль закрытости поверхности Ферми в передаче импульсов силы и энергии на дислокации. Рассмотрена роль малых объемов и фрагментов поверхности Ферми в указанных процессах и благоприятные направления смещения поверхности Ферми, а также роль электрического контакта деформируемого металла с другим металлом. Анализируются возможные трансформации поверхности Ферми в ходе ЭПЭ и корреляция её состояния с величиной ЭПЭ в гранецентрированных кубических и гексагональных плотноупакованных металлах, а также механизм передачи импульсов от носителей тока к дислокациям при ЭПЭ.

— Предложена модель ЭПЭ, учитывающая основные положения динамической и инерционной теории участия электронов проводимости в пластической деформации металла, исходящая из эквивалентности действия тока приложению к кристаллам дополнительных эффективных напряжений, влияния тока на скопления дислокаций, на перестройку и срыв скоплений со стопорами в виде примесей и дислокаций в других системах скольжения, а также с других препятствий.

Резюмируя результаты теоретического рассмотрения электропластической деформации (ЭПД) А.М. Рошупкиным и И.Д. Батароновым, объяснившими основные экспериментальные данные по ЭПД, авторы [6] отместили следующие наиболее важные выводы.

- Полученная функция экранированной электронной реакции металла в токовом состоянии позволяет провести анализ изменения энергии взаимодействия дислокаций с локальным стопором в присутствии тока высокой плотности. Установлено, что это изменение для обычных примесей может достигать заметной величины лишь в электрических полях атомной величины.

- В рамках электронной теории металлов построена микроскопическая теория динамического пинч-эффекта и исследованы обусловленные им эффекты механического воздействия на деформируемый металл, в том числе полярного характера, хотя сам пинч-эффект ввиду его квадратичной зависимости от тока неполярен.

- Проведён анализ различных эффектов, связанных с формированием в проводнике неоднородного температурного поля и сопутствующих напряжений. Установлено, что во время действия импульса тока возникают термоупругие напряжения, которые имеют тот же порядок величины, что и напряжения от пинч-эффекта.

- Получено общее выражение для силы электрон-фононного увлечения дислокаций и точечных дефектов, на основании которого проанализированы вклады, обусловленные фононным, электронным и электрон-фононным механизмами увлечения, в силы, вызываемые потоками тепла и электрическим током. Показано, что силовое действие электрического тока на точечные дефекты и границы раздела определяется электронным

механизмом увлечения, тогда как для дислокаций доминирующей может быть сила электрон-фононного увлечения.

- Предложен механизм срыва скоплений дислокаций со стопоров и деструкции полей внутренних напряжений в металле под влиянием импульсов тока, основанный на динамических свойствах застопоренных дислокационных скоплений. Показано, что время задержки действия импульсного тока, определённое экспериментально, совпадает с временем динамической реакции дислокационного скопления.

- Теоретические представления о процессах пластической деформации металла при токовых воздействиях пока остаются недостаточно полными и неоднозначными, а физическая природа эффекта пластификации металлов под влиянием тока до конца не раскрыта.

Для описания ЭПЭ и МПЭ мы далее будем опираться на подход к описанию неравновесной электрон-фононной подсистемы кристалла, находящегося в электрическом и/или магнитном поле. Разделение вкладов магнитных и электрических компонент переменного магнитного поля во влиянии на структурные дефекты реального кристалла требует рассмотрения микроскопических моделей, что и является предметом раздела 6 [19, 33–37, 50].

6. Неравновесная кинетика электрон-фононной подсистемы кристалла в электрическом поле как основа электропластического эффекта

В этом разделе показано, что наблюдаемые закономерности ЭПЭ могут быть описаны количественно, если принять во внимание влияние на движение дислокаций неравновесных фононов, возбуждённых неравновесными электронами, получившими энергию от электрического поля. Сценарий развития ЭПЭ схематически представлен на рис. 17.

Пластическая деформация кристаллов под действием внешних нагрузок в большинстве случаев осуществляется посредством скольжения дислокаций. Основное уравнение, описывающее кинетику процесса пластической деформации, — модифицированное уравнение Орвана (см., например, [52]):

$$\dot{\varepsilon}_d = b l \rho_d v_d(\sigma^*) , \quad \sigma^* = \sigma - \sigma_i , \quad (6.1)$$

где $\dot{\varepsilon}_d$ — скорость деформации, b — величина вектора Бюргерса, l — среднее расстояние между стопорами, ρ_d — плотность подвижных дислокаций, $v_d(\sigma^*)$ — частота преодоления дислокациями барьера, σ^* — эффективное напряжение сдвига, σ_i — внутреннее напряжение сдвига в плоскости скольжения.

6.1. Модификация модели Гранато – Люкке, описывающей влияние фононов на движение дислокаций

В случае термодинамического равновесия выражение $v_d(\sigma^*, T)$ имеет вид

$$v_d(\sigma^*, T) = v_d^0 \exp \left(-\frac{H(\sigma^*)}{k_B T} \right) , \quad (6.2)$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Явный вид функции $H(\sigma^*)$ зависит от модели потенциала барьера. Для рассмотрения более общего случая,



Рис. 17. Предложенный сценарий развития электропластического эффекта.

т.е. случая, в котором подсистемы электронов и фононов могут, вообще говоря, находиться не в состоянии термодинамического равновесия, используется модель Ландау – Гофмана [53]. Потенциальная яма имеет параболическую форму:

$$U(x) = \begin{cases} \zeta x^2, & |x| \leq x_{\text{cr}}, \\ 0, & |x| > x_{\text{cr}}, \end{cases} \quad (6.3)$$

Сдвиг дислокационного сегмента длиной L под напряжением σ описывается в приближении упругих колебаний струны (модель Гранато – Люкке [54]):

$$M \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + B \frac{\partial u}{\partial t} - C \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = b\sigma + f(t). \quad (6.4)$$

Здесь $u(y, t)$ — смещение линии дислокации в точке y в направлении x , $M = \rho b^2/2$ — эффективная масса единицы длины, ρ — плотность материала, B — коэффициент силы динамического трения на единицу длины, $C = Gb^2/2$ — линейное натяжение струны, G — модуль сдвига, $f(t)$ — сила случайных толчков в кристалле на единицу длины дислокации. Границные условия:

$$u'(0, t) = ku(0, t), \quad -u'(L, t) = ku(L, t), \quad k = \frac{2\zeta}{C}. \quad (6.5)$$

Уравнение (6.4) — линейное, поэтому его решение можно выразить в виде суммы

$$u(y, t) = u_{\text{st}}(y) + u_{\text{osc}}(y, t),$$

где $u_{\text{st}}(y)$ — статический прогиб, вызванный внешним напряжением σ , $u_{\text{osc}}(y, t)$ — колебания под действием случайных сил,

$$u_{\text{st}}(y) = \frac{by(L-y)}{2C} + \frac{bL\sigma}{2Ck}, \quad (6.6a)$$

$$u_{\text{osc}}(y, t) = \sum_{n=1}^N Q_n(t) \left(\sin(q_n y) + \frac{q_n}{k} \cos(q_n y) \right),$$

$$\cot(q_n y) = \frac{q_n^2 - k^2}{2q_n k}. \quad (6.6b)$$

Величина $Q_n(t)$ удовлетворяет следующему уравнению:

$$M\ddot{Q}_n(t) + B\dot{Q}_n(t) + M\omega_n^2 Q_n(t) = f_n(t), \quad \omega_n^2 = q_n^2 \frac{C}{M}. \quad (6.7)$$

Рассмотрим "точку закрепления" при $y = 0$. Пусть длины отрезков по обе стороны от неё равны L . Тогда полное отклонение в "точке закрепления" имеет вид

$$\tilde{u}(0, t) = 2u_{\text{st}}(y) + 2u_{\text{osc}}(y, t) = \tilde{u}_{\text{st}}(y) + \tilde{u}_{\text{osc}}(y, t). \quad (6.8)$$

Ситуация случайной силы рассмотрена в работе [54]. Проведём некоторые расчёты в справочных целях. Если в какой-то момент времени происходит случайное событие, такое, что $\delta\tilde{u}(0, t) \geq \delta\tilde{u}_{\text{cr}}$, то условия преодоления препятствия будут удовлетворены. Пусть $f_n(t)$ — стационарный гауссов процесс. Так как уравнение (6.7) — линейное, $Q_n(t)$ и, соответственно, $\tilde{u}(0, t)$ также представляют собой стационарные гауссовые процессы, для которых среднее количество прыжков с превышением определённой величины $\delta\tilde{u}_{\text{cr}}$ в единицу времени выражается как

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{\Psi''(0)}{\Psi(0)}} \exp\left(-\frac{\delta\tilde{u}_{\text{cr}}^2}{2\Psi(0)}\right), \quad (6.9)$$

$$\Psi(\tau) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_n^2}{k^2} \overline{Q_n(t)Q_n(t+\tau)} \equiv \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_n^2}{k^2} \psi(\tau), \quad (6.10)$$

$$\delta\tilde{u}_{\text{cr}} = x_{\text{cr}} - \frac{bL\sigma}{Ck} = x_{\text{cr}} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{\text{cr}}}\right), \quad \sigma_{\text{cr}} \equiv \frac{Ckx_{\text{cr}}}{bL}, \quad (6.11)$$

где $\Psi(\tau)$ — корреляционная функция случайного процесса $\delta\tilde{u}(0, t)$, выражаяющаяся через корреляционную функцию $\psi(\tau)$ случайного процесса $Q_n(t)$, $\Psi''(0)$ — вторая производная по τ при $\tau = 0$. Для компоненты Фурье $Q_{n\omega}$ от $Q_n(t)$ мы можем записать

$$\psi(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{n\omega}^2 \exp(-i\omega\tau) d\omega, \quad (6.12)$$

где $Q_{n\omega}^2$ определяется соотношением

$$\overline{Q_{n\omega} Q_{n\omega'}} = Q_{n\omega}^2 \delta(\omega + \omega'). \quad (6.13)$$

Каждая из этих величин может формально рассматриваться как самостоятельный осциллятор с трением χ и частотой гармоники ω_n :

$$m\ddot{Q} + \chi\dot{Q} + m\omega_n^2 Q = F, \quad (6.14)$$

где m — коэффициент пропорциональности между обобщенным импульсом и скоростью \dot{Q} , χ — коэффициент трения, F — случайная сила [53–55],

$$\begin{aligned} m &= M \frac{L\xi_n}{2}, \quad \chi = B \frac{L\xi_n}{2}, \quad F = f_n \frac{L\xi_n}{2}, \\ \xi_n &= 1 - \frac{2}{kL} + \frac{q_n^2}{k^2}. \end{aligned} \quad (6.15)$$

Таким образом, для фурье-компоненты получим следующую формулу:

$$Q_{n\omega}^2 = \frac{F_\omega^2}{m^2(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \chi^2\omega^2}. \quad (6.16)$$

Спектральную плотность случайной силы можно найти из выражения [19, 36, 37]:

$$F_\omega^2 = \frac{\chi}{\pi} \hbar \omega \left(\frac{1}{2} + N(\omega) \right). \quad (6.17)$$

Поэтому для оценки силы, действующей со стороны фононов на дислокацию, надо сначала найти функцию распределения фононов $N(\omega)$.

6.2. Кинетические уравнения для функций распределения электронов и фононов

В некоторых работах по динамике электрон-фононной подсистемы в металлических пленках было использовано предположение о ферми-дираковском виде изотропной части функции распределения электронов, температура которой зависит от времени [56]. В данном обзоре мы, следуя нашим статьям [19, 33–37], не будем делать такого допущения, таким образом, вычисленные функции распределения могут оказаться, вообще говоря, сильнонеравновесными. В такой ситуации поведение электронов и фононов описывается функциями распределения.

Для описания неравновесной динамики электрон-фононной подсистемы необходимо решить систему кинетических уравнений Больцмана для функций распределения электронов $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и фононов $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ соответственно. Для функции распределения электронов $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ кинетическое уравнение Больцмана имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = I_{ee} + I_{ep} + I_{ed}, \quad (6.18)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + [\mathbf{v}, \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] \right), \quad (6.19)$$

где \mathbf{v} — скорость, \mathbf{p} — импульс, t — время, \mathbf{r} — радиус-вектор, \mathbf{E} — напряжённость электрического поля, \mathbf{B} — магнитная индукция.

Далее мы будем рассматривать ситуации, в которых параметры магнитного поля таковы, что существенной является его нестационарность, приводящая к появлению вихревого индукционного электрического поля, а несущественным — влияние магнитного поля на искривление траекторий электронов, т.е. вторым слагаемым в правой части уравнения (6.19) можно пренебречь. Электрическое поле, а также электронную и фононную функции распределения мы для упрощения считаем пространственно однородными.

Электрон-электронный интеграл столкновений I_{ee} в общем случае для проводников и полупроводников, в которых мы имеем дело с вырожденным электронным газом, имеет следующий вид [57–59]:

$$\begin{aligned} I_{ee} = & \frac{2}{(2\pi\hbar)^6} \int d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 | \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3) [f(\mathbf{p}_2, t)f(\mathbf{p}_3, t) \times \\ & \times (1 - f(\mathbf{p}_1, t))(1 - f(\mathbf{p}, t)) - f(\mathbf{p}, t)f(\mathbf{p}_1, t) \times \\ & \times (1 - f(\mathbf{p}_2, t))(1 - f(\mathbf{p}_3, t))] \delta(\varepsilon + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \varepsilon_3) \times \\ & \times \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3), \end{aligned} \quad (6.20)$$

где $f(\mathbf{p}, t)$ — однородная в пространстве функция распределения электронов (числа заполнения), $\varepsilon_i = \varepsilon(\mathbf{p}_i)$ — энергия электрона, имеющего импульс \mathbf{p}_i , $W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 | \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$ — матричный элемент, описывающий экранированное кулоновское взаимодействие (см., например, [57–59] для модели "желе"):

$$W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 | \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3) = (2\pi\hbar)^3 2e^4 (|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3|^2 + a_1^2)^{-2}, \quad (6.21)$$

$W(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 | \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$ представляет собой вероятность рассеяния электронов с импульсами \mathbf{p}_2 и \mathbf{p}_3 в состояния с импульсами \mathbf{p} и \mathbf{p}_1 в результате столкновения, a_1 — характерный параметр экранирования. Для относительно невысоких напряжённостей электрических полей вклад в формирование изотропной части электронной функции распределения электрон-электронных столкновений существенно меньше, чем вклад от электрон-фононного взаимодействия и, таким образом, далее при малых временных интервалах электрон-электронные столкновения не будут приниматься во внимание.

Электрон-фононный интеграл столкновений I_{ep} [57–59] имеет вид

$$\begin{aligned} I_{ep} = & \int d\mathbf{q} w(\mathbf{q}) \left\{ \delta(\varepsilon(\mathbf{p} + \mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) - \hbar\Omega(\mathbf{q})) \times \right. \\ & \times [f(\mathbf{p} + \mathbf{q}, t)(1 - f(\mathbf{p}, t))(N(\mathbf{q}, t) + 1) - \\ & - f(\mathbf{p}, t)(1 - f(\mathbf{p} + \mathbf{q}, t))N(\mathbf{q}, t)] + \\ & + \delta(\varepsilon(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) + \hbar\Omega(\mathbf{q})) \times \\ & \times [f(\mathbf{p} - \mathbf{q}, t)(1 - f(\mathbf{p}, t))N(\mathbf{q}, t) - \\ & \left. - f(\mathbf{p}, t)(1 - f(\mathbf{p} - \mathbf{q}, t))(N(\mathbf{q}, t) + 1)] \right\}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

где $N(\mathbf{q}, t)$ — пространственно однородная фононная функция распределения. (Далее для упрощения выкладок мы не записываем явно зависимость от времени функций распределения электронов и фононов.)

Электрон-примесный или электрон-дефектный интегралы столкновений I_{ed} могут быть получены подстановкой в I_{ep} $\hbar\Omega = 0$ и $N(\mathbf{q}, t) = 0$:

$$I_{ed} = \int d\mathbf{p}' w_{ed}(\mathbf{p}' - \mathbf{p}) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}') - \varepsilon(\mathbf{p})) (f(\mathbf{p}') - f(\mathbf{p})). \quad (6.23)$$

Фононная функция распределения удовлетворяет также кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N(\mathbf{q})}{\partial t} = I_{pe} + I_{pp} + I_{pd}, \quad (6.24)$$

Фонон-электронный интеграл столкновений I_{pe} [57–59] имеет следующий вид:

$$I_{\text{pe}} = \int d\mathbf{p} w(\mathbf{q}) \left\{ \delta(\varepsilon(\mathbf{p} + \mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) - \hbar\Omega(\mathbf{q})) [f(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \times \times (1 - f(\mathbf{p})) (N(\mathbf{q}) + 1)] - f(\mathbf{p}) (1 - f(\mathbf{p} + \mathbf{q})) N(\mathbf{q}) \right\}. \quad (6.25)$$

Фонон-фононный I_{pp} и фонон-дефектный I_{pd} интегралы столкновений в τ -приближении выражаются как

$$I_{\text{pp}} = -v_{\text{pp}}(\mathbf{q}) [N(\mathbf{q}) - N_T(\mathbf{q})], \quad v_{\text{pp}}(\mathbf{q}) = v_{\text{pp}0} q^2, \\ v_{\text{pp}0} = \frac{T^3 s}{a_c T_{\text{D}}^4 M_c}, \quad (6.26)$$

$$I_{\text{pd}} = -v_{\text{pd}}(\mathbf{q}) [N(\mathbf{q}) - \overline{N(\mathbf{q})}], \quad (6.27)$$

где $N_T(q) = [\exp(\hbar\Omega/T) - 1]^{-1}$ — термодинамически равновесная функция распределения фононов — функция Бозе–Эйнштейна, $\overline{N(q)} = (1/4\pi) \int N(\mathbf{q}) d\mathbf{q}$ — функция распределения фононов, усреднённая по углам.

Предполагая, что электрон-примесные, электрон-дефектные столкновения обеспечивают изотропизацию электронной функции распределения, мы будем искать её в виде суммы изотропной функции распределения и малой анизотропной добавки:

$$f(\mathbf{p}) = f(\varepsilon(p)) + \mathbf{f}_1(\varepsilon(p)) \frac{\mathbf{p}}{p}, \quad (6.28)$$

$$w(q) = w_0 q, \quad w_0 = \frac{\varepsilon_{1A}^2}{2(2\pi\hbar)^2 \hbar \rho s}, \quad \hbar\Omega(q) = sq, \quad (6.29)$$

где s — скорость звука, ρ — плотность вещества, ε_{1A} — константа деформационного потенциала, равная в нашей конкретной модели $2\varepsilon_F/3$, ε_F — энергия Ферми.

После конкретизации и подстановки параметров получаем

$$I_{\text{pp}} = -v_{\text{pd}0} q [N(\mathbf{q}) - N_T(\mathbf{q})], \quad (6.30)$$

$$I_{\text{ed}} \left\{ \mathbf{f}_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{p}}{p} \right\} = -v_{\text{ed}} \mathbf{f}_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{p}}{p}, \quad (6.31)$$

где $v_{\text{ed}} = 3 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота столкновений электронов с примесями и дефектами, которая в данном случае (низкие температуры) определяет изотропизацию функции распределения электронов,

$$I_{\text{ep}} \left\{ \mathbf{f}_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{p}}{p} \right\} = -v(\varepsilon) \mathbf{f}_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{p}}{p}, \quad (6.32) \\ v(\varepsilon) = \frac{\pi w_0}{\sqrt{m\varepsilon^3}} \int_0^{\sqrt{8m\varepsilon}} q^3 \left(N(q) + \frac{1}{2} \right) dq.$$

Для анизотропной добавки имеем уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial t} \frac{\mathbf{p}}{p} - e\mathbf{E}\mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -v_{\text{ed}} \mathbf{f}_1(\varepsilon) \frac{\mathbf{p}}{p}. \quad (6.33)$$

Столкновения с дефектами и примесями в реальных поликристаллических образцах происходят очень часто по сравнению с характерным временем взаимодействия фононов с электронами, поэтому анизотропную добавку

можно считать стационарной, а также пространственно однородной.

В результате получаем окончательную систему из двух уравнений для изотропных функций распределения электронов и акустических фононов [33–36], которую мы будем решать без разложения в ряд Тейлора функции распределения электронов:

$$\frac{\partial f}{\partial \tilde{t}} - 4\Delta\tilde{\varepsilon} \frac{1}{\tilde{\varepsilon}^{1/2}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\varepsilon}} \left(\tilde{\varepsilon}^{3/2} \frac{\partial f}{\partial \tilde{\varepsilon}} \right) = \\ = \frac{1}{8} \alpha^{-5/2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}}} \int_0^{\varepsilon_-} d\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}} \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}^2 \left[f(\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) N(\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) + \right. \right. \\ \left. \left. + f(\tilde{\varepsilon})(f(\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) - 1 - (N(\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) + 1)N(\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}})) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}}} \int_0^{\varepsilon_+} d\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}} \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}^2 \left[f(\tilde{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) - f(\tilde{\varepsilon})(f(\tilde{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) + N(\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}})) \right] \right\}, \quad (6.34)$$

$$\frac{\partial N(q)}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{2\alpha} \int_{\varepsilon_0}^{\infty} d\tilde{\varepsilon} \left[(f(\tilde{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) - f(\tilde{\varepsilon})) N(\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}) + \right. \\ \left. + f(\tilde{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}})(1 - f(\tilde{\varepsilon})) \right]. \quad (6.35)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{ms^2}{2k_B T_e}, \quad \Delta\tilde{\varepsilon} = \frac{e^2 E^2 \tau_{\text{ep}0}}{6mv_{\text{ed}} k_B T_e}, \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{k_B T_e}, \\ \tilde{p} = \frac{p}{\sqrt{2mk_B T_e}}, \quad \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}} = \frac{\varepsilon_{\text{ph}}}{k_B T_e}, \quad \tilde{t} = \frac{t}{\tau_{\text{ep}0}}, \\ \tilde{q} = \frac{q}{\sqrt{2mk_B T_e}}, \quad \tau_{\text{ep}0} = \frac{(2\pi\hbar)^3 \hbar \rho}{\pi m^3 s \varepsilon_{1A}^2} = 3,446 \times 10^{-7} \text{ с}.$$

Пределы интегрирования, полученные из законов сохранения импульса и энергии, имеют соответственно вид

$$\varepsilon_- = \min \left[4(\sqrt{\tilde{\varepsilon}\alpha} - \alpha), \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}^D \right], \quad \varepsilon_+ = \min \left[4(\sqrt{\tilde{\varepsilon}\alpha} + \alpha), \tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}^D \right], \\ \varepsilon_0 = \frac{\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}^2}{16\alpha} - \frac{\tilde{\varepsilon}_{\text{ph}}}{2} + \alpha,$$

где верхний индекс D соответствует дебаевскому фонону.

Функции распределения электронов $f(\varepsilon)$ и фононов $N(q)$ являются безразмерными величинами, удовлетворяющими следующим условиям нормировки:

$$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon = n, \quad (6.37)$$

где n — концентрация электронов в валентной зоне (для металлов зона проводимости заполнена лишь частично),

$$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{1}{\hbar^3} \right) \int_0^{q_D} q^2 N(q) dq < \infty, \quad (6.38)$$

где q_D — импульс дебаевского фонона, определяемый как

$$q_D = \frac{\pi\hbar}{a}. \quad (6.39)$$

Все величины берутся для никеля: $s = 2,96 \times 10^3 \text{ м с}^{-1}$ — поперечная скорость звука, $n = 2,5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ — концентрация электронов проводимости, $a = 3,5 \times 10^{-8} \text{ см}$ — постоянная решётки, проводимость $\rho_s^{-1} = 0,333 \times 10^6 \text{ См см}^{-1}$.

Термодинамически равновесной функцией распределения электронов по энергиям является функция Ферми–Дирака:

$$f_0(\varepsilon) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T_e}\right) + 1 \right]^{-1}. \quad (6.40)$$

Для никеля $\varepsilon_F = 5 \times 10^{-19}$ Дж.

6.3. Численное решение системы кинетических уравнений для электронной и фононной функций распределения и обсуждение результатов

Для численного решения системы уравнений (6.34), (6.35) использовался метод конечных разностей первого порядка аппроксимации по времени и второго порядка в пространстве энергий. Система (6.34), (6.35) была сведена к системе разностных уравнений [36]:

$$\begin{aligned} \frac{f_i^{v+1} - f_i^v}{\tilde{\tau}} &= 6\Delta\tilde{\varepsilon} \frac{f_{i+1}^{v+1} - f_{i-1}^{v+1}}{2h_{\tilde{\varepsilon}}} + \\ &+ 4\tilde{\varepsilon}_i \Delta\tilde{\varepsilon} \frac{f_{i+1}^{v+1} - 2f_i^{v+1} + f_{i-1}^{v+1}}{h_{\tilde{\varepsilon}}^2} + J_i, \end{aligned} \quad (6.41)$$

$$\begin{aligned} J_i &= \frac{1}{8\sqrt{\tilde{\varepsilon}_i} \alpha^5} \frac{1}{2} \left\{ \sum_{j=0} h_{\tilde{\varepsilon}_{ph}} \tilde{\varepsilon}_{ph_j}^2 [f_k^v N_j + f_i^v (f_k^v - N_j - 1)] + \right. \\ &+ \sum_{j=0} h_{\tilde{\varepsilon}_{ph}} \tilde{\varepsilon}_{ph_j}^2 [f_l^v (N_j + 1) - f_i^v (f_l^v + N_j)] + \\ &+ \sum_{j=0} h_{\tilde{\varepsilon}_{ph}} \tilde{\varepsilon}_{ph_{j+1}}^2 [f_{k-1}^v N_{j+1} + f_i^v (f_{k-1}^v - N_{j+1} - 1)] + \\ &\left. + \sum_{j=0} h_{\tilde{\varepsilon}_{ph}} \tilde{\varepsilon}_{ph_{j+1}}^2 [f_{l+1}^v (N_{j+1} + 1) - f_i^v (f_{l+1}^v + N_{j+1})] \right\}, \end{aligned} \quad (6.42)$$

$$\begin{aligned} \frac{N_j^{v+1} - N_j^v}{\tilde{\tau}} &= \frac{1}{2\alpha} \frac{1}{2} \sum_i h_{\tilde{\varepsilon}} [(f_l^v - f_i^v) N_j^v + f_l^v (1 - f_i^v) + \\ &+ (f_{l+1}^v - f_{i+1}^v) N_j^v + f_{l+1}^v (1 - f_{i+1}^v)], \end{aligned} \quad (6.43)$$

$$f_k^v = f(\tilde{\varepsilon}_i - \tilde{\varepsilon}_{ph_j}), \quad f_l^v = f(\tilde{\varepsilon}_i + \tilde{\varepsilon}_{ph_j}), \quad (6.44)$$

$$f_{k-1}^v = f(\tilde{\varepsilon}_i - \tilde{\varepsilon}_{ph_{j+1}}), \quad f_{l+1}^v = f(\tilde{\varepsilon}_i + \tilde{\varepsilon}_{ph_{j+1}}).$$

Границы суммирования определяются из (6.36). Шаги сетки $\tilde{\varepsilon}_i$ были выбраны таким образом, чтобы выполнялись равенства

$$\tilde{\varepsilon}_i - \tilde{\varepsilon}_{ph_j} = \tilde{\varepsilon}_k, \quad \tilde{\varepsilon}_i + \tilde{\varepsilon}_{ph_j} = \tilde{\varepsilon}_l, \quad (6.45)$$

где k и l — натуральные числа. В результате расчёта найдены функции распределения электронов и фононов.

На рисунке 18а, в представлена зависимость десятичного логарифма функции распределения электронов $\log_{10} f(\varepsilon)$ от безразмерного импульса электрона $\tilde{p} = p/(2mk_B T_e)^{1/2}$ для моментов времени (с шагом 50 нс), указанных в подписи к рисунку, при двух значениях напряжённости электрического поля: 10 и 5 В см⁻¹. На рисунке 18б, г приведена зависимость от безразмерного импульса фонона $\tilde{q} = q/(2mk_B T_e)^{1/2}$ произведения функции распределения фононов $N(q)$ на \tilde{q}^3 для моментов времени, указанных в подписи к рисунку, при значениях напряжённости электрического поля 10 и 5 В см⁻¹. Как видно из рисунка, количество высокоэнергетичных электронов и фононов монотонно возрастает со временем. Кривые для $t = 0$ (самые нижние) соответствуют равно-

весным функциям распределения. В частности, функция распределения фононов, умноженная на \tilde{q}^3 , для напряжённости электрического поля 10 В см⁻¹ в момент $t = 400$ нс больше в три раза, чем для поля 5 В см⁻¹ в тот же момент времени. Для тех же значений t и напряжённости электрического поля 5 В см⁻¹ значения импульса электрона, при котором функция распределения электронов равняется 10^{-4} , различаются в 1,00239 раза. Для тех же значений t и напряжённости электрического поля 10 В см⁻¹ значения импульса электрона, при которых функция распределения электронов равняется 10^{-4} , различаются в 1,00811 раза. На рисунке 19 представлена зависимость десятичного логарифма функции распределения фононов от безразмерного импульса фонона \tilde{q} для разных моментов времени t при двух значениях напряжённости электрического поля: 10 и 5 В см⁻¹.

Для оценки влияния на пластическую деформацию была построена зависимость (рис. 20):

$$\frac{F_{\tilde{q}}^2}{F_{\tilde{q}_0}^2} = \frac{1/2 + N(\tilde{q})}{1/2 + N_0(\tilde{q})}, \quad (6.46)$$

где $N_0(\tilde{q})$ — функция Бозе–Эйнштейна при температуре 32 К, т.е. большей, чем начальная температура, на 12 К, $N(\tilde{q})$ — функция распределения фононов, найденная в результате численных расчётов, $F_{\tilde{q}}$ — спектральная плотность случайной силы (см. формулу (6.17)). В большинстве экспериментов [5] нагревание не превышало 0,5–3 К.

Из рисунка 20 видно, что сила, которая действует со стороны фононов на дислокации, больше, чем в случае простого нагревания, и она имеет тенденцию возрастать со временем.

6.4. Теоретические исследования разупрочнения никеля при ползучести в переменном магнитном поле

Поскольку мы исследуем поведение образца в гармоническом и детектированном (однополярном) магнитном поле, важно определить влияние вихревого электрического поля, индуцированного нестационарным магнитным полем, на изменение механических свойств образца. Воспользовавшись уравнениями Максвелла, мы можем определить характерную величину электрического поля:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} (\mu \mu_0 \mathbf{H}), \quad E_0 = \frac{4\pi\mu_0 H_0}{\tau} l_x \left(\mu + H_z \frac{\partial \mu}{\partial H_z} \right), \\ H_z &= H_0 \left| \sin \frac{\pi t}{2\tau} \right|, \quad \mu = \mu(H_z(t), t), \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн м}^{-1}, \end{aligned} \quad (6.47)$$

где τ — время возрастания магнитного поля, l_x — ширина образца, $l_x = 3$ мм. Для параметров эксперимента с гармоническими однополярными импульсами (см. раздел 4) ширина образца l_x значительно больше его толщины $l_y = 0,3$ мм и величина индукционного электрического поля оказывается около 1 В см⁻¹.

Кроме того, оценён максимальный вклад, обусловленный продольной магнитострикцией, который обычно учитывают [55]. Магнитострикционной деформацией можно пренебречь, поскольку: 1) она имеет противоположный знак (следовательно, не способствует удлинению образца); 2) её величина не превышает 10^{-4} от наблюдаемых экспериментальных данных.

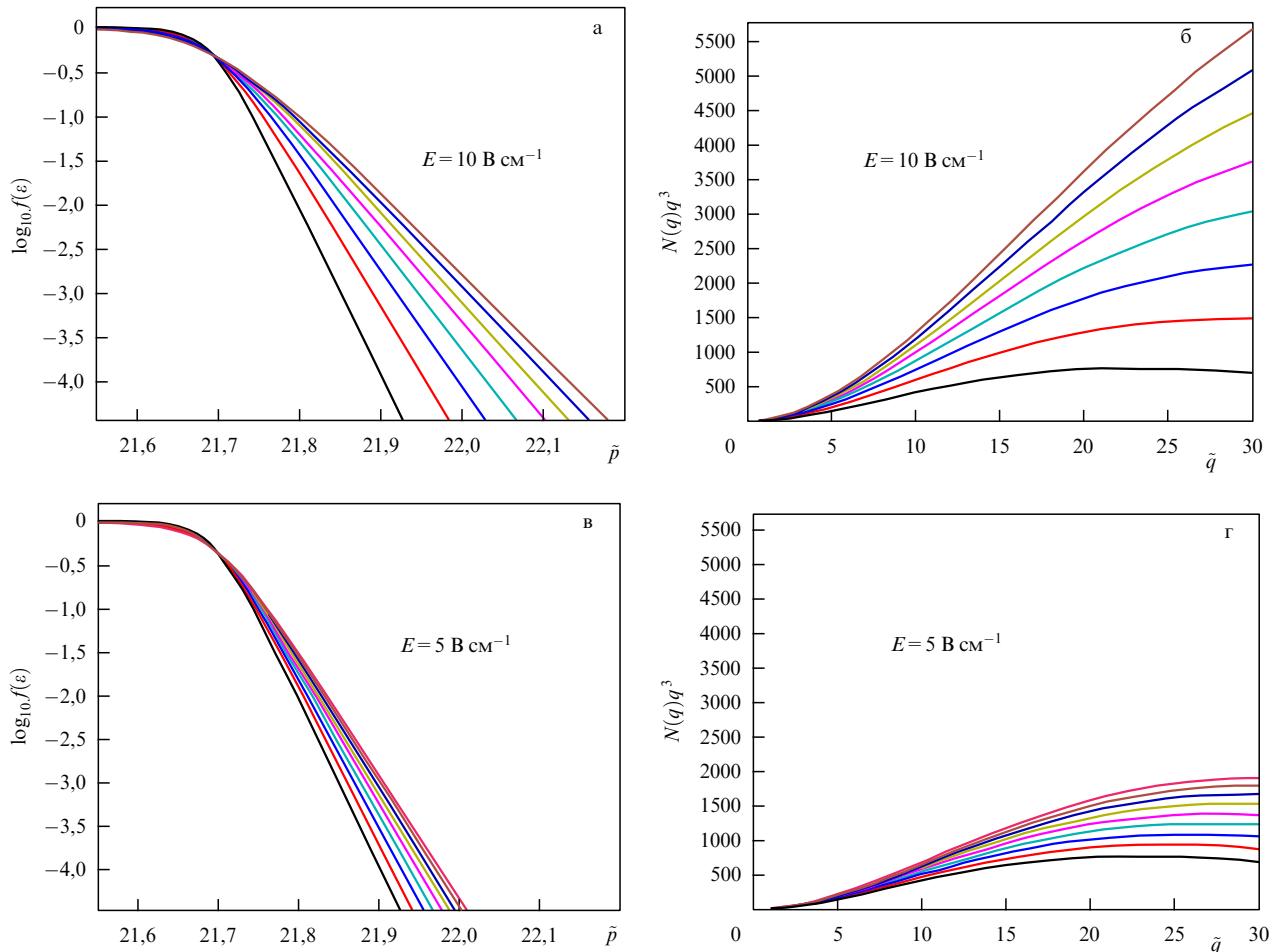


Рис. 18. (а) Зависимость десятичного логарифма функции распределения электронов от безразмерного импульса электрона \tilde{p} при $E = 10 \text{ В см}^{-1}$ для моментов времени $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ нс. (б) Зависимость функции распределения фононов, умноженной на куб безразмерного импульса фонона \tilde{q}^3 , от \tilde{q} при $E = 10 \text{ В см}^{-1}$ для $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ нс. (в) Зависимость десятичного логарифма функции распределения электронов от \tilde{p} при $E = 5 \text{ В см}^{-1}$ для $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ нс. (г) Зависимость функции распределения фононов, умноженной на \tilde{q}^3 , от \tilde{q} при $E = 5 \text{ В см}^{-1}$ для $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400$ нс.

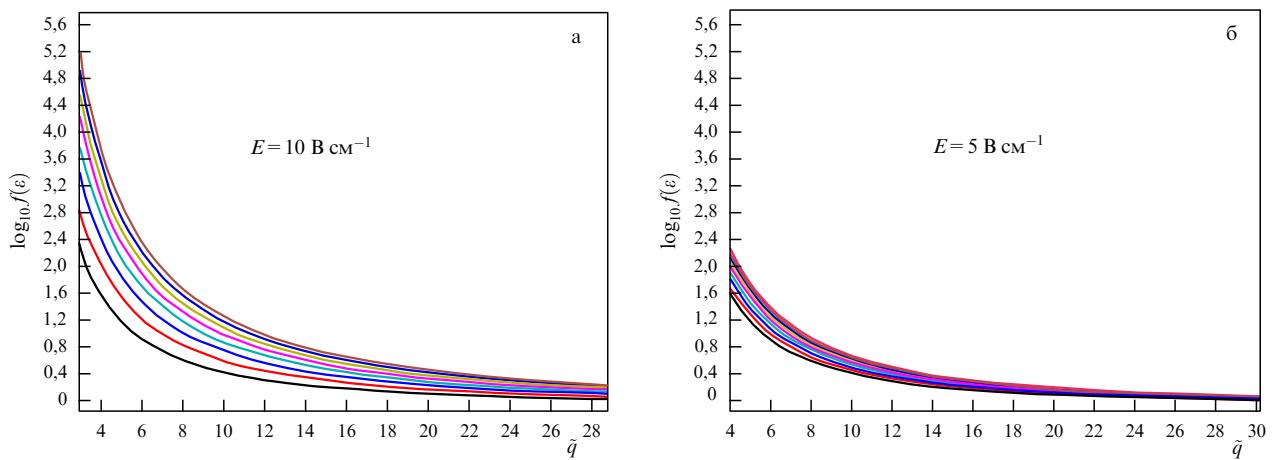


Рис. 19. Зависимость десятичного логарифма функции распределения фононов от безразмерного импульса фонона \tilde{q} при напряжённостях электрического поля (а) $E = 10 \text{ В см}^{-1}$ для моментов времени: $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$ нс, и (б) $E = 5 \text{ В см}^{-1}$ для моментов времени: $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400$ нс.

Для простоты при интегрировании системы кинетических уравнений для электронов и акустических фононов мы рассматриваем пространственно однородные электрическое поле, а также функции распределения электронов и фононов. Функция распределения электро-

нов становится изотропной вследствие электрон-примесных столкновений [36]. В нашем случае мы также можем пренебречь процессами переброса. Для относительно слабых электрических полей вклад от электрон-электронных столкновений значительно меньше вклада

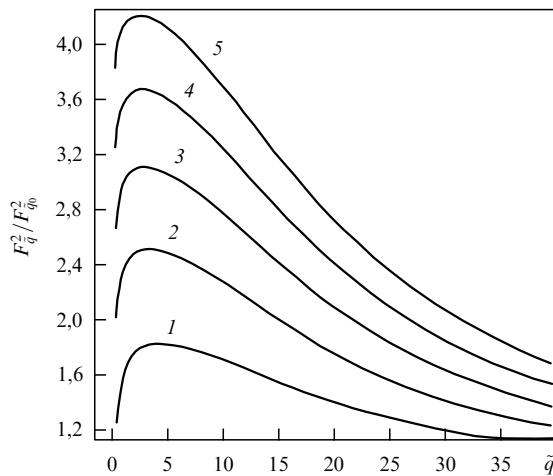


Рис. 20. Зависимость отношения F_q^2/F_{q0}^2 от безразмерного импульса фона для моментов времени: $t = 0,25$ мкс (кривая 1), $0,50$ мкс (кривая 2), $0,75$ мкс (кривая 3), $1,00$ мкс (кривая 4), $1,25$ мкс (кривая 5) при $E = 10$ В см $^{-1}$.

электрон-фононного взаимодействия, и на рассмотренных малых промежутках времени электрон-электронные столкновения не учитывались.

Для фононной функции распределения мы также принимали во внимание конечное время жизни фононов в нашей системе кинетических уравнений

$$\frac{\partial N(\mathbf{q})}{\partial t} = I_{pe} - \frac{N_0(\mathbf{q}) - N(\mathbf{q})}{\tau_b} \quad (6.48)$$

(второе слагаемое в правой части (6.48)). Здесь I_{pe} — фонон-электронный интеграл столкновений [57–59], $N_0(\mathbf{q}) = \{\exp[\hbar\Omega/(k_B T_0)] - 1\}^{-1}$ — термодинамически равновесная функция распределения фононов — функция Бозе–Эйнштейна при T_0 , $T_0 = 77$ К — температура жидкого азота, $\hbar\Omega(q) = sq$, \mathbf{q} — импульс фонона, s — поперечная скорость звука, $\tau_b = (s/s_{sub})^2 l_y/2s$, s_{sub} — скорость поперечного звука в подложке.

В рассматриваемом случае частота электрон-фононных столкновений значительно меньше частоты столкновений электронов с дефектами. Столкновения с дефектами и примесями происходят очень часто, т.е. за промежутки времени, малые по сравнению с характерным временем взаимодействия фононов с электронами, поэтому неизотропную добавку можно считать стационарной и пространственно однородной.

В результате получаем окончательную систему двух уравнений для изотропных функций распределения электронов и поперечных акустических фононов (6.34), (6.35) [19, 33–37], которая решалась без разложения функции распределения электронов в ряд Тейлора.

Термодинамически равновесной функцией распределения электронов по энергиям является функция Ферми–Дирака:

$$f_0(\varepsilon) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T_e}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (6.49)$$

где T_e — начальная электронная температура, равная 77 К.

6.5. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными

На рисунке 21 представлена зависимость падения нагрузки от плотности тока. Величину уменьшения нагрузки находили следующим образом. Вначале мы подставили полученные значения функции распределения фононов в формулу (6.17) и нашли спектральную плотность случайной силы. Затем подставили это выражение в (6.16) и нашли Q_{no}^2 ,

$$Q_{no}^2 = \frac{(\chi/\pi)\hbar\omega[(1/2) + N(\omega)]}{m^2(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \chi^2\omega^2}. \quad (6.50)$$

По известному значению Q_{no}^2 была рассчитана корреляционная функция $\psi(0)$ и её вторая производная по формуле (6.12):

$$\begin{aligned} \psi(0, N(\omega)) &= \\ &= \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\chi/\pi)\hbar\omega[(1/2) + N(\omega)]}{m^2(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \chi^2\omega^2} \exp(-i\omega\tau) d\omega, \\ \psi''(0, N(\omega)) &= \\ &= -\lim_{\tau \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\chi/\pi)\hbar\omega^3[(1/2) + N(\omega)]}{m^2(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \chi^2\omega^2} \exp(-i\omega\tau) d\omega. \end{aligned} \quad (6.51)$$

После этого мы нашли $\Psi(0)$ и $\Psi''(0)$, используя (6.10):

$$\Psi(0, N(\omega)) = 2 \sum_{n=1}^{\tilde{n}} \frac{q_n^2}{k^2} \psi(0, N(\omega)), \quad (6.52)$$

$$\Psi''(0, N(\omega)) = 2 \sum_{n=1}^{\tilde{n}} \frac{q_n^2}{k^2} \psi''(0, N(\omega)). \quad (6.53)$$

Подставляя (6.9) в (6.1), мы получаем соотношение, которое позволяет найти $\delta\sigma_{cr}^2$, когда все другие величины

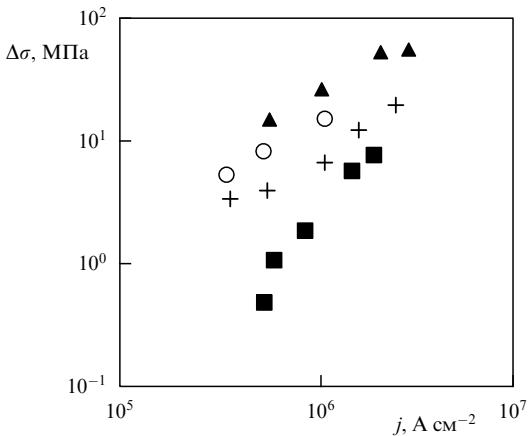


Рис. 21. Зависимость падения нагрузки $\Delta\sigma$ от плотности тока j . Квадратами обозначены экспериментальные данные, полученные О.А. Троицким [5, 6, 51] для цинка. Кресты отвечают нашим результатам [36, 50, 60, 61], полученным на основе моделей Гранато–Люкке и Ландау–Гофмана с функцией распределения фононов в момент $t = 4$ мкс для напряжённостей электрического поля 1, 2, 5, 8, 10 В см $^{-1}$. Кружками показаны результаты в момент времени $t = 12$ мкс для напряжённостей электрического поля 1, 2 и 5 В см $^{-1}$. Треугольники отвечают экспериментам В.П. Лебедева и С.В. Савича [62] для меди.

известны:

$$\dot{\varepsilon}_d = bl\rho_d \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{\Psi''(0, N(\omega))}{\Psi(0, N(\omega))}} \exp\left(-\frac{\delta\tilde{u}_{cr}^2}{2\Psi(0, N(\omega))}\right), \quad (6.54)$$

$$\delta\tilde{u}_{cr}(N(\omega)) = \sqrt{2\Psi(0, N(\omega)) \ln\left(\frac{bl\rho_d}{2\pi\dot{\varepsilon}_d} \sqrt{-\frac{\Psi''(0, N(\omega))}{\Psi(0, N(\omega))}}\right)}. \quad (6.55)$$

Наконец, из равенства (6.11) находим σ :

$$\sigma = \sigma_{cr} \left(1 - \frac{\delta\tilde{u}_{cr}(N(\omega))}{x_{cr}}\right), \quad (6.56)$$

$$\Delta\sigma(N(\omega)) = \sigma_{ext} - \sigma(N(\omega)). \quad (6.57)$$

Сравнение результатов вычислений с экспериментальными данными проведено для никеля при следующих значениях экспериментальных параметров: приложенное внешнее напряжение $\sigma_{ext} = 68,885$ МПа, $\dot{\varepsilon}_d = 1,19 \times 10^{-4}$ с⁻¹, $b = 3,52 \times 10^{-8}$ см, произведение $l\rho_d = 435$ см⁻¹, $U_0 = 3,34 \times 10^{-19}$ Дж, $x_{cr} = 0,2b$, $L = 3,5 \times 10^{-5}$ см, $B = 2 \times 10^{-10}$ Н с см⁻².

Рисунок 21 ясно демонстрирует, что наш подход даёт результаты того же порядка, что и экспериментальные данные. Ожидаемое снижение напряжения в случае нагрева в условиях термодинамического равновесия на несколько порядков ниже полученного в экспериментах, поэтому мы не смогли даже привести его на рис. 21. Вычисленное с использованием полученных данных падение напряжения $\Delta\sigma$ следует рассматривать как оценку снизу, поскольку в вычислениях длительность процесса действия электрического поля была взята в несколько раз меньшей, чем длительность токового импульса в эксперименте.

7. Заключение

Электрическое воздействие на твёрдые тела ни в коем случае не сводится только к их нагреву. Дефекты структуры, определяющие механические свойства материалов, обладают электрическими зарядами и немедленно отзываются на приложение полей или протекание электрического тока. Это особенно существенно при малых размерах объектов, например, в современных микроминиатюрных электронных устройствах. Они могут не только постепенно изменять своё состояние, но и вообще разрушаться при работе, которая состоит собственно в определённой реакции на действие электрического сигнала.

1. Показано, что для корпусной стали 15Х2НМФА, которая характеризуется низкой пластичностью и высокой прочностью после жёсткой низкотемпературной деформации, приложение переменного магнитного поля приводит к значительному снижению текучести (на 18 %) и повышению напряжения разрушения (до 10 %), общего удлинения образца после разрушения (до 3 %) и поперечного сужения в шейке образца (до 60 %) в диапазоне температур 293–138 К и вместе с тем к существенному уменьшению внутреннего трения (примерно в два раза) и коэрцитивной силы (до ≈ 10 %), а также к возрастанию динамического модуля сдвига в температурном диапазоне 300–500 К.

2. Изменения физико-механических свойств и структуры, связанные с магнитными и электрическими процессами, вызывают релаксацию напряжений в микрозонах с высоким уровнем внутренних напряжений (границы с высокими углами разориентации, мощные плотные скопления дислокаций).

3. Обоснована необходимость проведения кинетического рассмотрения неравновесной динамики электрон-фононной подсистемы кристалла в сильном электрическом поле [59].

4. Предложен метод численного решения системы кинетических уравнений Больцмана для функций распределения электронов и фононов без разложения функции распределения электронов в ряд по энергии фононов [33–36].

5. Показано, что под действием сильного электрического поля функция распределения электронов становится неравновесной вблизи энергии Ферми и благодаря электрон-фононным столкновениям передаёт существенную часть энергии в фононную подсистему, формируя неравновесную функцию распределения фононов. На основе модифицированной модели Гранато–Люкке и модели Ландау–Гофмана с помощью вычислённой функции распределения фононов показано, что влияние фононов на дислокации значительно сильнее, чем это было бы в случае термодинамического равновесия при нагревании образца на зафиксированные в экспериментах 12 К [6].

6. Проведённое сравнение расчётных результатов с экспериментальными данными при электропластическом эффекте для поликристаллического никеля ясно продемонстрировало, что предложенный нами подход даёт результаты того же порядка, что и экспериментальные данные, в отличие от существующих подходов, не позволяющих количественно описывать наблюдающиеся закономерности.

7. Разупрочнение никеля в режиме ползучести под влиянием импульсов постоянного или переменного магнитного поля (в том числе и однополярного) проявляется в области активного пластического течения, которое, как известно, обусловлено наличием в кристалле большого количества подвижных дислокаций, их перемещением, закреплением и откреплением от стопоров. Поэтому причины влияния магнитного поля на пластические свойства материала, очевидно, связаны с его воздействием на динамические характеристики дислокаций.

8. Известно, что подвижные при перемагничивания доменные границы, взаимодействуя с дислокациями, помогают им преодолевать локальные препятствия и приводят к возрастанию плотности подвижных дислокаций и увеличению деформации при ползучести [55]. Для исключения такого взаимодействия мы специально проводили экспериментальные исследования по влиянию переменного магнитного поля (которое изменялось по величине, но не изменяло знака) в условиях стабильной температуры (охлаждение образца жидким азотом), чтобы исключить вклад в изменение подвижности дислокаций при включении магнитного поля, обусловленный взаимодействием дислокаций с подвижными доменными границами, а также тепловыми эффектами. Как показано в работах [38–43, 55], обычно заметный вклад в эффекты разупрочнения под влиянием магнитного поля может вносить джоулев нагрев образцов вихревыми токами при изменении магнитного поля.

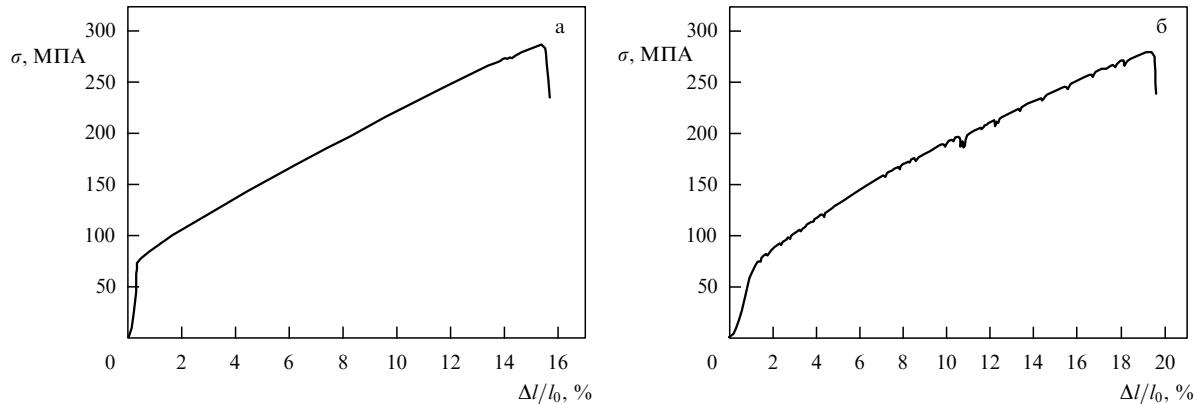


Рис. 22. Зависимость напряжения текучести поликристаллического никеля от деформации: (а) без дополнительного действия электрического тока, (б) при периодическом действии импульсного электрического тока плотностью $2,75 \times 10^5 \text{ А см}^{-2}$.

9. Рассмотрено несколько различных подходов к объяснению электропластического эффекта [63–78]. Каждый из подходов опирается на абсолютно различные механизмы влияния электрического тока на деформацию. Хотя три теории не сводятся одна к другой, они в то же время не являются взаимоисключающими. Так, например, тепловое расширение с высокой скоростью, о котором говорят Бильк и Унгер с соавторами [67, 68], никак не запрещает влияния магнитного поля на спины примесей и ядер закреплённых дислокаций, как это рассматривается в модели Молоцкого [64–66]. Также не исключаются и иные возможные механизмы. Например, ни одной из вышеприведённых теорий не противоречит повышенное рождение неравновесными электронами коротковолновых фононов, которые в свою очередь эффективно открепляют от стопоров дислокации. Отсюда вытекает необходимость проведения дальнейших экспериментальных исследований с целью подтвердить или опровергнуть каждую из теорий отдельно. При планировании экспериментов необходимо решить следующие важные вопросы:

— для проверки модели Билька и др. [67, 68] необходимо отделить быстрый нагрев от электромагнитного влияния;

— для проверки модели Молоцкого [64–66] необходимо проводить эксперименты на материалах без парамагнитных примесей.

10. Для оценки вклада индукционной составляющей электрического поля, вызванного изменением индукции однополярного магнитного поля, С. В. Лебедевым (Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина) было экспериментально исследовано влияние плотности импульсного электрического тока на уменьшение напряжения текучести в течение импульсов тока. Сравнительные эксперименты проводились на одинаковых образцах поликристаллического никеля повышенной чистоты (99,996 %). Параметры плотности электрического тока соответствовали напряжённости индукционного электрического поля, возникающего в результате действия однополярных импульсов магнитного поля при исследовании ползучести (см. разделы 4, 6). Как видно из рис. 22б, во время импульса тока напряжение текучести уменьшается приблизительно на 1 %, что соответствует деформации в 0,1 %. Эти экспериментальные данные соответствуют структурным изменениям (см. рис. 21).

11. Совершенно необходимы:

а) проведение комплексных теоретических и экспериментальных исследований и разработка физической и математической модели для описания нестационарной неравновесной кинетики электрон-фононной подсистемы кристалла в электрическом и/или магнитном полях с учётом возбуждения плазмонных солитонов, бризеров и других нелинейных образований;

б) построение физической модели для количественного описания влияния нестационарности и неравновесности электронных и фононных функций распределения при учёте возбуждения нелинейных образований на структурные изменения в кристалле, влияющие на комплекс физико-механических свойств кристаллов;

в) проведение экспериментальных исследований, проверка построенной физической модели и описание влияния нестационарности и неравновесности электронных и фононных функций распределения при учёте возбуждённых нелинейных образований на структурные изменения в кристалле, обусловленные поведением точечных и протяжённых дефектов решётки, которые определяют тепловые, электрические и другие макроскопические характеристики кристалла, в частности его пластичность, твёрдость и т. п., а также интерпретация экспериментальных результатов.

Список литературы

1. Hayashi S, Takahashi S, Yamamoto M *J. Phys. Soc. Jpn.* **25** 910 (1968)
2. Гиндин И А, Лавриненко И С, Неклюдов И М *Письма в ЖЭТФ* **16** 341 (1972); Gindin I A, Lavrinenko I S, Neklyudov I M *JETP Lett.* **16** 241 (1972)
3. Троицкий О А, Лихтман В И *ДАН СССР* **148** 332 (1963); Troitskii O A, Likhtman V I *Sov. Phys. Dokl.* **8** 91 (1963)
4. Громов В Е, Целлермайер В Я, Базайкин В И *Электростимулированное волочение: анализ процесса и микроструктура* (М.: Недра, 1996)
5. Спицын В И, Троицкий О А *Электропластическая деформация металлов* (М.: Наука, 1985)
6. Троицкий О А и др. *Физические основы обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства)* Т. 1 (М. – Ижевск: Изд-во Ин-та комп'ют. исслед., 2004)
7. Неклюдов И М, Стародубов Я Д, Соколенко В И *Укр. физ. журн.* **50** (8А) A113 (2005)

8. Неклюдов И М и др. *Физика и химия обработки материалов* (1) 84 (2011)
9. Васильев М А *Успехи физики металлов* **8** (1) 65 (2007)
10. Sokolenko V I et al. *J. Low Temp. Phys.* **41** 399 (2015)
11. Неклюдов И М и др., в сб. *Труды 18-й Международ. конф. по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению* (Харьков: ННЦ ХФТИ, 2008) с. 156
12. Альшин В И и др. *УФН* **187** 327 (2017); Alshits V I et al. *Phys. Usp.* **60** 305 (2017)
13. Трефилов В И и др. *Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов* (Киев: Наукова думка, 1989)
14. Крайнюк Е А и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (3) 165 (2004)
15. Неклюдов И М, Соколенко В И, Ткаченко В И, в сб. *Труды 9-й Международ. конф. "Физические явления в твердых телах"*, Харьков, 2009, с. 93
16. Сосин А, Кифер Д В, в сб. *Микропластичность* (М.: Металлургия, 1972) с. 130
17. Мицек А И, Пушкарь В Н *Реальные кристаллы с магнитным порядком* (Киев: Наукова думка, 1978)
18. Дубинко В И и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (4-2) 158 (2009)
19. Захаров В Е, Карась В И *УФН* **183** 55 (2013); Zakharov V E, Karas' V I *Phys. Usp.* **56** 49 (2013)
20. Захаров В Е, в сб. *Основы физики плазмы* Т. 2 (Под ред. А А Галеева, Р Судана) (М: Энергоатомиздат, 1984) с. 48; Zakharov V E, in *Basic Plasma Physics* (Handbook of Plasma Physics, Vol. 2, Eds A A Galeev, R N Sudan) (Amsterdam: North-Holland, 1984) р. 3
21. Захаров В Е *Журн. приклад. мех. техн. физ.* (4) 35 (1965); Zakharov V E *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **6** (4) 22 (1965)
22. Захаров В Е, Филоненко Н Н *ДАН СССР* **170** 1292 (1966); Zakharov V E, Filonenko N N *Sov. Phys. Dokl.* **11** 881 (1967)
23. Захаров В Е, Филоненко Н Н *Журн. приклад. мех. техн. физ.* (5) 62 (1967); Zakharov V E, Filonenko N N *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **8** (5) 37 (1967)
24. Захаров В Е *ЖЭТФ* **51** 688 (1966); Zakharov V E *Sov. Phys. JETP* **24** 740 (1967)
25. Захаров В Е, Сагдеев Р З *ДАН СССР* **192** 297 (1970); Zakharov V E, Sagdeev R Z *Sov. Phys. Dokl.* **15** 439 (1970)
26. Zakharov V, Dias F, Pushkarev A *Phys. Rep.* **398** 1 (2004)
27. Zakharov V E (Ed.) *Nonlinear Waves and Weak Turbulence* (American Mathematical Society Translations, Ser. 2, Vol. 182) (Providence, RI: American Mathematical Society, 1998)
28. Musher S L, Rubenchik A M, Zakharov V E *Phys. Rep.* **252** 177 (1995)
29. Zakharov V E, L'vov V S, Falkovich G *Kolmogorov Spectra of Turbulence I. Wave Turbulence* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
30. Конторович В М *Радиофизика и радиоастрономия* **11** 5 (2006)
31. Кац А В и др. *ЖЭТФ* **71** 177 (1976); Kats A V et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 93 (1976)
32. Карась В И, Моисеев С С, Новиков В Е *ЖЭТФ* **71** 1421 (1976); Karas' V I, Moiseev S S, Novikov V E *Sov. Phys. JETP* **44** 744 (1976)
33. Karas' V I et al., in *The Intern. Conf. MSS-14. Mode Conversion, Coherent Structure and Turbulence, 24–27 November 2014, Conf. Proc.* (Moscow: LENAND, 2014) p. 64
34. Zakharov V E, Karas' V I, Vlasenko A M, in *The Intern. Conf. MSS-14. Mode Conversion, Coherent Structure and Turbulence, 24–27 November 2014, Conf. Proc.* (Moscow: LENAND, 2014) p. 34
35. Karas' V I et al. *East Eur. J. Phys.* **1** (3) 40 (2014)
36. Карась В И, Власенко А М, Соколенко В И, Захаров В Е *ЖЭТФ* **148** 573 (2015); Karas' V I, Vlasenko A M, Sokolenko V I, Zakharov V E *JETP* **121** 499 (2015)
37. Карась В И, Потапенко И Ф *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (4-2) 150 (2009)
38. Гиндин И А, Кравченко С Ф, Стародубов Я Д *ПТЭ* (3) 269 (1963)
39. Аксенов В К и др. *ФНТ* **6** (1) 118 (1980)
40. Аксенов В К и др. *ФНТ* **3** (7) 922 (1977)
41. Гиндин И А, Лавриненко И С, Неклюдов И М *ФТТ* **15** 636 (1973); Gindin I A, Lavrinenko I S, Neklyudov I M *Sov. Phys. Solid State* **15** 451 (1973)
42. Chow C R, Nembauch E *Acta Metallurg.* **24** 453 (1976)
43. Аксенов В К и др. *ФНТ* **4** 1316 (1978)
44. Большуткин Д Н, Десненко В А, Ильичев В Я *ФНТ* **2** 256 (1976)
45. Большуткин Д Н, Десненко В А, Ильичев В Я *ФНТ* **2** 1544 (1976)
46. Довбня А Н и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (2) 39 (2014)
47. Карась В И *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (4) 277 (2015)
48. Karas' V I, Vlasenko A M, Zakharov V E, in *Proc. VI Intern. Conf. for Young Scientists "Low Temperature Physics", ICYS LTP 2015, Kharkov, 2015*, p. 51
49. Захаров В Е, Карась В И, в сб. *Проблемы теоретической физики. Научные труды Вып. 1* (Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2014) с. 248
50. Karas' V I et al. *Металлофизика и новейшие технологии* **38** 1024 (2016)
51. Спицын В И, Троицкий О А *Вестник АН СССР* (11) 10 (1974)
52. Неклюдов И М, Камышанченко Н В *Физические основы прочности и пластичности металлов* Ч. 2 *Дефекты в кристаллах* (М.–Белгород: Изд-во Белгородского ГУ, 1997)
53. Ландau A I, Гофман Ю И *ФТТ* **16** 3427 (1974); Landau A I, Gofman Yu I *Sov. Phys. Solid State* **16** 2220 (1975)
54. Granato A, Lücke K *J. Appl. Phys.* **27** 583 (1956)
55. Каганов М И, Кравченко В Я, Нацик В Д *УФН* **111** 655 (1973); Kaganov M I, Kravchenko V Ya, Natsik V D *Sov. Phys. Usp.* **16** 878 (1974)
56. Perrin N, Budd H *Phys. Rev. Lett.* **28** 1701 (1972)
57. Басс Ф Г, Гуревич Ю Г *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда* (М.: Наука, 1975)
58. Силин В П *Введение в кинетическую теорию газов* 3-е изд., испр. и доп. (М.: ЛИБРОКОМ, 2013)
59. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Физматлит, 2002); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
60. Карась В И, Потапенко И Ф, Власенко А М *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* (4) 272 (2013)
61. Карась В И, Власенко А М, Соколенко В И, в сб. *Материалы 55-й Международ. конф. "Актуальные проблемы прочности"* (Харьков: ННЦ ХФТИ, 2014) с. 14
62. Лебедев В П, Савич С В *Вестник Харьковского нац. ун-та. Сер. Физика* **962** (15) 88 (2011)
63. Sprecher A F, Mannan S L, Conrad H *Acta Metallurg.* **34** 1145 (1986)
64. Molotskii M, Fleurov V *Phys. Rev. B* **52** 15829 (1995)
65. Molotskii M, Fleurov V *Phys. Rev. Lett.* **78** 2779 (1997)
66. Molotskii M I *Mater. Sci. Eng. A* **287** 248 (2000)
67. Bilyk S R, Ramesh K T, Wright T W *J. Mech. Phys. Solids* **53** 525 (2005)
68. Unger J et al., in *Proc. of the 2nd Intern. Conf. on High Speed Forming, Dortmund, 2006*, p. 23
69. Столляров В В *Изв. РАН. Сер. физ.* **79** 1314 (2015); Stolyarov V V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **79** 1165 (2015)
70. Столляров В В *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 357 (2014); Stolyarov V V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 234 (2014)
71. Столляров В В *Вестн. научно-технического развития* (3) 35 (2013)
72. Conrad H *Mater. Sci. Eng. A* **287** 276 (2000)
73. Stolyarov V et al. *J. High Pressure Phys. Technol.* **4** (16) 64 (2006)

74. Меденцов В Э, Столяров В В *Деформация и разрушение материалов* (12) 37 (2012)
75. Столяров В В *Изв. РАН. Сер. физ.* **76** 108 (2012); Stolyarov V V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **76** 96 (2012)
76. Столяров В В, Угурчиев У Х *Физ. мех. выс. давл.* **19** 92 (2009)
77. Федоткин А А, Меденцов В Э, Столяров В В *Изв. вузов. Черная метала*. **55** (8) 47 (2012)
78. Зуев Л Б, Данилов В И *Физические основы прочности материалов* 2-е изд. (Долгопрудный: Интелект, 2016)

Nonequilibrium kinetics of the electron–phonon subsystem can give rise to electric- and magnetic-plasticity effects in crystals in alternating electric and/or magnetic fields

V.I. Karas^(1,2), V.I. Sokolenko⁽¹⁾

⁽¹⁾ National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics & Technology", National Academy of Sciences of the Ukraine,
Akademicheskaya st. 1, 61108 Kharkov, Ukraine

⁽²⁾ V.N. Karazin Kharkov National University,
Svobody sq. 6, 61022 Kharkov, Ukraine

E-mail: ^(1,2) karas@kipt.kharkov.ua, ⁽¹⁾ vsokol@kipt.kharkov.ua

Kinetic processes in magnetic crystals in a changing magnetic field and/or a pulsed electric field are studied theoretically, experimentally and numerically to establish the mechanisms by which they influence the structure and the mechanical, dissipative and magnetic characteristics of crystals. The specific materials studied are highly deformed ferrite pearlite steel 15Kh2NMFA and nickel. The paper presents a systematic kinetic analysis of the nonequilibrium dynamics of the electron–phonon subsystem of a magnetic crystal in an electric field. Our proposed method that underlies the analysis solves the system of Boltzmann equations for the electron and phonon distribution functions numerically without expanding the electron distribution function in a power series of the phonon energy. It is shown that the electronic subsystem excited by the electric field transfers energy to the phonon subsystem and thereby massively produces short-wave phonons which act strongly on lattice defects (such as point and linear ones and phase boundaries) and thus redistribute and decrease their density as well as eliminating damage, decreasing local peak stresses and reducing the degradation of structural properties. It is found that under the action of the induction electric field, the electron distribution function becomes nonequilibrium near the Fermi energy and, as a result of electron–phonon collisions, transfers significant energy to the phonon subsystem, resulting in a nonequilibrium phonon distribution function. Based on modified Granato–Lucke's and Landau–Gofman's models, it is shown, using the calculated phonon distribution function, that the effect of phonons on dislocations is much stronger than it would be in the case of thermodynamic equilibrium at the experimentally measured sample temperature of 12 K.

Keywords: metals, physical-mechanical properties, alternating magnetic field, creep rate, ferromagnetic crystal, electron–phonon subsystem, dislocation mobility, nonequilibrium kinetics, magnetoplastic effect, electroplastic effect

PACS numbers: 61.72.Ff, 61.72.Hh, 62.20.Hg, 63.20.kd, 63.20.kp, **75.80.+q**, 83.60.Np

Bibliography — 78 references

Received 10 August 2017, revised 3 May 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (11) 1155–1177 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (11) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038350>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.06.038350>