

УДК 539.4; 537.3

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИКИ ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

© Ю.И. Головин

Golovin Yu.I. Electromagnetic Aspects of Strength and Plasticity of Solids. The modern state of ground aspects of solid plasticity and strength physics was analysed in the review given. Electronic and electromagnetic phenomena associated with the creation and evolution of defect structure subjected to the influence of electric and magnetic fields and mechanical loadings as well as its different space-time combinations are considered.

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно, все типы связей между атомами в конденсированных средах обусловлены силами электромагнитной природы. Так что в основе физики прочности, пластичности и других структурно - чувствительных свойств твердых тел должен лежать анализ электромагнитных явлений, сопровождающих формирование реальной структуры и ее эволюцию под действием внешних факторов. Абсолютное большинство задач физики прочности и пластичности можно свести в две большие группы: 1) исследование всего спектра структурных дефектов, их динамических характеристик и характера влияния на макросвойства; 2) физическое обоснование способов воздействия на структуру с целью изменения комплекса макросвойств материала в желаемом направлении. В обоих случаях исследование электромагнитных аспектов может составить фундаментальную базу нового, более глубокого уровня понимания природы свойств твердых тел и управления ими. В отличие от имеющих многовековую историю традиционных подходов к твердотельным проблемам, использующих в сущности косвенные методы воздействия (термообработку, легирование, деформирование), электромагнитные начали развиваться лишь в последние 2-3 десятилетия и имеют большие перспективы. Они обусловлены возможностями прямого (а не косвенного как в традиционных методах) бесконтактного *in situ* исследования с высоким временным разрешением динамики структурных дефектов различного уровня по их электромагнитному излучению, а также влияния на их поведение, а, следовательно, и макросвойства весьма умеренными внешними электромагнитными полями. В настоящей работе изложены результаты, полученные в этой области в последние несколько лет на кафедре теоретической физики ТГУ, и развиты представления о ведущей роли электромагнитных процессов в физике прочности и пластичности твердых тел.

### 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИСЛОКАЦИЙ И ТРЕЩИН МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭМИССИИ

Для исследования динамики наиболее важных структурных дефектов реальных кристаллических твердых тел - дислокаций, полос скольжения, двойников, трещин и так далее развит большой набор взаимодополняющих методов: избирательное химическое травление, электронная микроскопия, кинофильмирование в проходящем поляризованном или отраженном свете, рентгеновская топография, регистрация и анализ деформационной люминесценции, дислокационных токов, электросопротивления, акустической эмиссии и др. Однако в силу имеющихся ограничений подавляющее большинство количественных данных о микрокинетике структурных дефектов, необходимых для построения моделей элементарных событий, получено тремя первыми из названных методов и термоактивационным анализом кривой деформирования. Ни один из них не обладает быстродействием, достаточным для исследования динамики элементарных актов пластичности и разрушения. Поэтому информацию об их количестве, мощности, скоррелированности во времени и пространстве, а также кинетических характеристиках приходится извлекать косвенным путем, например, посредством расчленения измеренной макроскопической величины (деформации, скорости пластического течения, коэффициентов деформационного упрочнения и тому подобного) на отдельные события с помощью более или менее умозрительных построений.

Вместе с тем, из общих соображений и ряда экспериментальных работ вытекает, что любые дефекты понижают степень симметрии кристаллической решетки и локально перераспределяют электронную плотность, что вызывает появление дальнедействующих макроскопических электрических и магнитных полей [1-6], вариации которых могут быть связаны с эволюцией дефектной структуры (см., например [7]).

Генерирование электромагнитных полей (ЭМП) в радиочастотном диапазоне сопровождается деформацией и разрушением подавляющего большинства исследованных материалов (ионных и ковалентных кристаллов, металлов, полимеров, стекол, льда, минералов, горных пород и др.) [7-15]. Доказано, что электрические явления играют весьма существенную (а в большинстве случаев и определяющую) роль в механизмах других вторичных эффектов при деформировании твердых тел: эмиссии электронов, ионов, фотонов (вплоть до рентгеновских), повышении химической и каталитической активности поверхности и др. [16-19]. Известны попытки использования все этих механо-эмиссионных явлений для определения характера эволюции дефектов в различных материалах, оценки вероятности землетрясений, схода селей, снежных лавин, разрушения ледяных массивов, диагностики и дефектоскопии ответственных изделий [21-24]. Однако информационные возможности электромагнитного канала освоены лишь на малую долю ввиду слабой изученности корреляций между генерируемым ЭМП и поведением наиболее важных структурных дефектов.

Ниже описаны результаты исследования динамики изолированных дислокаций, дислокационных скоплений, полос скольжения и трещин в кристаллах типа  $A^xV^{8-x}$ , полученные быстрым действующим бесконтактным *in situ* методом, основанным на регистрации и анализе электромагнитного поля (ЭМП), генерируемого образцом в процессе нагружения. Далее это явление по аналогии с акустической эмиссией (АЭ) называется электромагнитной эмиссией (ЭМЭ).

### 1.1. МЕТОДИКА

Наиболее удобным объектом для развития методов ЭМЭ являются диэлектрические и полупроводниковые кристаллы с высокой зарядностью дислокаций и трещин в сочетании с низкой проводимостью, обеспечивающей прозрачность материала для ЭМП в широком диапазоне частот. В кристаллах с ионно-ковалентным типом связей (например, типа  $A^xV^{8-x}$ ) ядра дислокаций и полости трещин, как правило, заряжены вследствие захвата электронов (дырок) на оборванные связи или перераспределения избыточных вакансий. Эти заряды создают дальнодействующие электрические поля, которые впервые наблюдал А.В. Степанов. Их статические и медленно меняющиеся составляющие сейчас достаточно хорошо исследованы. Поскольку на всех масштабных уровнях процесс пластического течения и разрушения протекает гетерогенно и неравномерно, пространственным и временным флуктуациям дислокационного потока и развитию трещин должны соответствовать закономерные вариации ЭМП. Легко видеть, что для частот

$0 < \omega < 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , представляющих наибольший интерес с точки зрения физики проч-

ности и пластичности, ЭМП в масштабах лабораторного образца и установки с характерными размерами  $\sim 1 \text{ см}$  является квазистационарным, вследствие чего электрическая и магнитная компоненты могут обладать самостоятельной информационной ценностью.

Как показывает простой анализ, при соблюдении определенных условий переменное поле, создаваемое смещающимися дислокациями, заряженными с линейной плотностью  $q$ , однозначно определяется площадью  $S$ , заметаемой ими при своем движении. Действительно, в условиях сохранения образцом электронейтральности, которые без труда можно обеспечить при ограниченном времени наблюдения, результатом нагружения может быть только перераспределение зарядов в его объеме. Тогда поле на удалении от произвольной совокупности зарядов будет определяться ее дипольным моментом  $p$ , а вкладом мультиполей более высокого порядка можно пренебречь в силу их меньшего дальнодействия. Если характерное время электрической релаксации  $\tau_r$ , например, максвелловское, время образования атмосфер Дебая-Хюккеля или ридовских цилиндров, компенсирующих заряд дислокации, гораздо больше характерного времени эволюции дислокационной линии в целом и ее отдельных сегментов  $\tau_d$ , то внутреннее дифференцирование не будет искажать временную зависимость генерируемых импульсов электрического поля, и в результате оно определится выражением

$$\Delta E(t) = k \Delta p(t) = \int_L q r dl - \int_{\Delta S} \sigma r ds = \chi q \Delta S(t) b / b, \quad (1)$$

где  $k$  - коэффициент пропорциональности, определяемый геометрией опыта,  $r$  - радиус-вектор,  $\sigma$  - плотность заряда, распределенного в плоскости скольжения и компенсирующего дислокационный заряд,  $\chi \sim 1$  - коэффициент формы дислокационной линии  $L$ ,  $b$  - вектор Бюргерса. Численный анализ этого выражения с учетом баланса зарядов  $\int_{\Delta S} \sigma dS = \int_L q dl$  показы-

вает, что для случаев движения, когда величина  $q = \text{const}$  и сохраняется длина краевой компоненты дислокационной линии,  $\chi = 1$ . Для призматической полупетли  $\chi = 0,5$ , а для некоторых других конфигураций значения  $\chi$  приведены на рис.1 [7]. Аналогично для плоского скопления дислокаций, распределенных вдоль направления  $x$  с линейной плотностью,  $\rho(x, t)$

$$\Delta p(t) = l \int_0^L [q \rho(x, t) - \sigma(x, t)] x dx, \quad (2)$$

где  $l$  - длина дислокационных отрезков,  $L$  - длина скопления в направлении  $x$ .

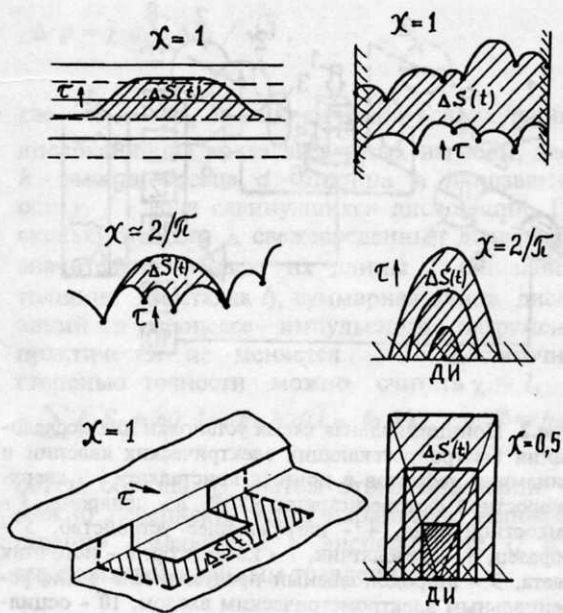


Рис.1. Различные дислокационные процессы, приводящие к электрической поляризации кристалла, и соответствующие коэффициенты формы линии  $l$  заряженных дислокаций. ДИ - приповерхностный дислокационный источник,  $\tau$  - сдвиговые напряжения.

Следуя общепринятой точке зрения, будем считать, что дислокации в ионных кристаллах заряжаются благодаря захвату вакансий, количество которых при комнатной температуре определяется, главным образом, наличием иновалентных примесей [5]. Концентрация таких вакансий в плоскости скольжения  $n = C/a^2$  достаточна для того, чтобы зарядить до значения  $q$

$\rho' = eCr_v / a^3q$  дислокаций на единицу длины в плоском дислокационном скоплении ( $e$  - элементарный заряд,  $r_v$  - радиус захвата вакансий дислокацией,  $C$  - молярное содержание двухвалентных примесей,  $a$  - параметр решетки). Легко убедиться, что даже в отсутствие диффузионного притока вакансий из объема (т.е. при  $r_v = a$ ),  $\rho'$  как в "чистых" кристаллах ( $C \sim 10^{-6}$ ,  $q \sim 10^{-3}$  e/a), так и в легированных ( $C \sim 10^{-3}$ ,  $q \sim 0,1$  e/a) имеет порядок величины  $10^5$  см $^{-1}$ , что значительно превышает реально наблюдаемую линейную плотность дислокаций в полосах скольжения на стадии микропластичности в ионных кристаллах  $\sim 10^3$  см $^{-1}$ . Следовательно, вторым интегралом в (2) можно пренебречь и связать дислокационную поляризацию с суммарной площадью, заметной скоплением

$$\Delta p(t) = ql \int_0^{L(t)} \rho(x, t) dx = q\Delta S(t). \quad (3)$$

Для скоплений дислокаций произвольной конфигурации, очевидно, необходимо учесть эффективный коэффициент формы линии, аналогичный введенному в (1), а для скоплений дислокаций разного механического

знака с плотностью  $\rho_+$  и  $\rho_-$ , но одинакового электрического - коэффициент разбаланса  $\eta = (\rho_+ - \rho_-) / (\rho_+ + \rho_-)$ . В случае автотель-

ности процесса можно принять  $q\chi\eta = const$ .

Сходные соотношения для  $\Delta p(t)$  можно получить и для трещин, полости которых  $S_c$  несут в ионных кристаллах заряды противоположного знака плотностью  $\sigma_c$  [6]. Так, при временах распространения трещины  $\tau_c \ll \tau_r$

$$\Delta p(t) = \int_{\Delta S_c} \sigma_c(t) \delta(t) dS_c = \Psi \sigma_c \Delta S_c(t), \quad (4)$$

где  $\Psi$ ,  $\delta(t)$  - коэффициенты формы полости трещины и ее текущее раскрытие соответственно. Способ обработки и анализа сигналов, а также характер извлекаемой информации определялся типом изучаемого процесса. Образованию и эволюции крупных дислокационных скоплений, трещин, двойников соответствует генерирование дискретных импульсов. Их форма регистрировалась запоминающим осциллографом, а количество и скорость генерирования - счетчиком импульсов, интенсиметром или амплитудным анализатором.

Более массовым процессам - генерированию и аннигиляции отдельных дислокаций или небольших скоплений, преодолению ими препятствий и т.п. соответствует непрерывный шум. Его интенсивность определялась среднеквадратичным вольтметром, а частотные характеристики - Фурье-анализатором.

Наиболее полный комплект аппаратуры (рис.2) содержал то или иное нагружающее устройство, один или несколько каналов регистрации ЭМЭ и нагрузки, а также независимый фоторегистратор динамики дефектов (фотоумножитель или сверхскоростной фоторегистратор СФР-2М), фиксировавший прошедший через образец поток поляризованного света.

Изменения дипольного момента образца  $\Delta p(t)$  в процессе его нагружения регистрировали с помощью двух одинаковых емкостных зондов, расположенных симметрично по обе стороны от образца и не имевших гальванического контакта с ним. Сигнал с них подавался на широкополосный (0,1 Гц - 3 МГц) малошумящий усилитель с высокоомным ( $10^{11}$  Ом) дифференциальным входом или на электрометр при больших временах наблюдения. Применение двойного зонда обеспечивает удвоение амплитуды полезного сигнала и значительное подавление синфазных помех как извне, так и со стороны процессов на поверхности образца, способных приводить к небольшим отклонениям от электронейтральности (например, из-за эмиссии электронов, десорбции аэроионов и т.д.).

Интерпретация результатов измерений ЭМЭ существенно облегчается, если измерительная

система мало чувствительна к расположению источников поля в образце. С этой целью размеры зондов и расстояние между ними делали существенно большими размеров образца, устанавливаемого точно посередине между зондами. Чувствительность канала по  $\Delta p$  определяли прямой калибровкой эталонным диполем, который устанавливали вместо образца. Ее обычное значение составляло  $\sim 10^{-17}$  Кл·м, что эквивалентно  $\sim 0,1$  см<sup>2</sup> заметенной дислокациями площади ( $\sim 10^{-7}$  см абсолютной деформации) или вскрытию трещины площадью  $\sim 10^{-3}$  см<sup>2</sup>.

Совокупность описанных выше средств позволяла проводить комплексные исследования динамики дефектов в широком диапазоне скоростей нагружения ( $\varepsilon = 10^2 - 10^5$  с<sup>-1</sup>) и времен наблюдения ( $10^{-6} - 10^3$  с). При этом обеспечивалась синхронная регистрация нескольких характеристик дефектов, тип, состояние и динамика развития которых были заданы заранее или контролировались в процессе нагружения.

### 1.2. ЭМЭ ДВИЖУЩИХСЯ ДИСЛОКАЦИЙ

1. В первую очередь проверялись основные посыпки подхода, в частности, сам факт дислокационной поляризации и линейность связи  $\Delta p$  и  $\Delta S$  в максимально определенных условиях пластического течения, когда известное количество дислокаций одного механического знака смещается на контролируемое расстояние. Избыточные краевые дислокации вводились медленным изгибом, их средняя плотность  $\rho_a$  (обычно  $10^4 - 10^5$  см<sup>-2</sup>) определялась по формуле Ная, а равномерность расположения контролировалась травлением. Затем кристалл нагружался импульсом сжатия прямоугольной формы с регулируемой амплитудой  $\sigma_m$ . При  $\sigma_m < \sigma_{st}$  (где  $\sigma_{st}$  - величина стартовых напряжений для свежесведенных дислокаций, определяемая травлением) изменение  $\Delta p(t)$  было обратимым, что отражало упругий характер деформации (рис.3). При  $\sigma_{st} \leq \sigma_m \leq 2\sigma_{st}$  часть дипольного момента, приобретаемого образцом в процессе нагружения, сохранялась и после разгрузки, что соответствовало необратимому смещению дислокаций и увеличению наклона зависимости  $\Delta p_m(\sigma_m)$ . При  $\sigma_m \geq 2\sigma_{st}$  доля неупругой деформации становилось подавляюще большой. А нагружение с  $\sigma_m > \sigma_n \approx 3\sigma_{st}$  вызывало размножение дислокаций (что проверялось контрольными травлениями), более сложное поведение функции  $\Delta p(t)$ , вплоть до изменения знака  $\Delta p$ , и менее закономерный ход зависимости  $\Delta p_m(\sigma_m)$ . Образованию трещин при  $\sigma > \sigma_{cr}$  отвечали характерные высокочастотные вариации сигнала в полосе  $\omega > 10^6$  с<sup>-1</sup>.

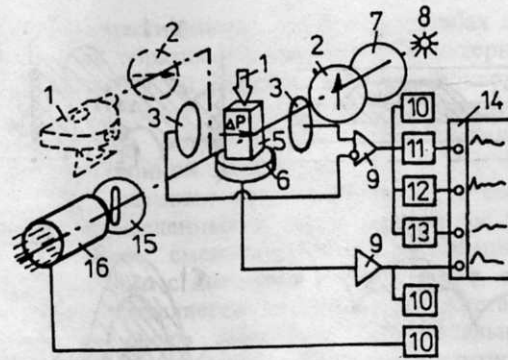


Рис.2. Принципиальная схема установки для исследования быстропротекающих электрических явлений и динамики дефектов в ионных кристаллах. 1 - сверхскоростной фоторегистратор СФР, 2 - поляририд, 3 - емкостной зонд, 4 - нагружающее устройство, 5 - образец, 6 - пьезодатчик, 7 - конденсор, 8 - источник света, 9 - широкополосный предусилитель с дифференциальным электрометрическим входом, 10 - осциллограф, 11 - среднеквадратичный вольтметр, 12 - амплитудный анализатор импульсов, 13 - анализатор частотного спектра, 14 - многоканальный самописец, 15 - щелевая диафрагма, 16 - фотоумножитель.

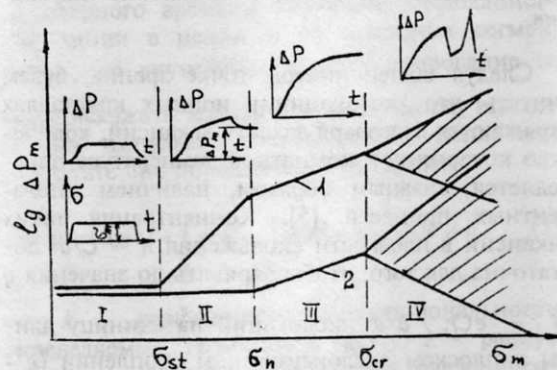


Рис.3. Схематическая зависимость величины остаточного дипольного момента образца  $\Delta p_m$  от амплитуды прямоугольного импульса нагрузки  $\sigma_m$ . 1 - для предварительного изогнутых образцов со свежими дислокациями одного механического знака, 2 - для контрольных образцов с состаренными дислокациями. I - область упругих деформаций, II - область микропластичности (перемещения свежесведенных дислокаций), III - область макропластичности (размножение дислокаций), IV - область трещинообразования. На врезках показаны соответствующие осциллограммы импульсов  $\sigma(t)$  и  $\Delta p(t)$ .  $\sigma_{st}$  - стартовые напряжения для свежесведенных дислокаций, определенные травлением;  $\sigma_n$  - напряжения размножения дислокаций, определенные травлением;  $\sigma_{cr}$  - напряжения трещинообразования.

Остановимся подробнее на результатах, полученных в области  $\sigma_{st} < \sigma_m < \sigma_n$ . Согласно описанной выше модели дислокационной поляризации проекция  $\Delta p$  на направление  $y$ , перпендикулярное как оси сжатия, так и оси предварительного изгиба, определяется выражением

$$\Delta p = \chi q \sum_m \Delta S_i / \sqrt{2}, \quad (5)$$

где  $m = f\rho_a hd$  - количество сдвинувшихся дислокаций из числа введенных изгибом, здесь  $h$  - высота образца,  $d$  - ширина в направлении оси  $y$ ,  $f$  - доля сдвинувшихся дислокаций. Поскольку пробеги  $\lambda$  свежесозданных дислокаций значительно меньше их длины  $l'$  (близкой к толщине кристалла  $l$ ), суммарная длина дислокаций в процессе импульсного нагружения практически не меняется и с достаточной степенью точности можно считать  $\chi = 1$ ,

а  $\sum_m \Delta S_i = m\lambda l = f\rho_a h d\lambda l = f\rho_a V\lambda$ , где  $V = hdl$  -

объем образца. С учетом этого выражение (5) можно переписать через параметры, непосредственно измеряемые в эксперименте ( $f$  и  $\lambda$  определялись двойным травлением),

$$\Delta p = qf\rho_a V\lambda / \sqrt{2}.$$

Как видно из рис.4, экспериментальная зависимость  $\Delta p$  от  $\lambda$  и  $\rho_a$  (а следовательно, и  $\Delta S$ ) для разных кристаллов действительно имела линейный характер [27]. Помимо доказательства справедливости модельных представлений, это свидетельствует о постоянстве  $q$  при  $\lambda \gg 3$  мкм и дает возможность определять ее знак и абсолютную величину. Отметим, что из всех известных способов измерения динамических значений  $q$ , необходимых для количественного анализа данных ЭМЭ, предложенный, по-видимому, наиболее корректен, так как не требует никаких предварительных допущений и позволяет измерять  $q$  в функции от скорости движения дислокаций, величины пробега и других условий [27].

2. В настоящем пункте описана связь между динамической поляризацией образца и кинетикой роста в нем одной - двух полос скольжения (ПС) [28, 29]. Образцами служили отожженные монокристаллы LiF, из которых выкалывали призмы размером  $\sim 3 \times 4 \times 10$  мм<sup>2</sup>. Из всех опробованных искусственных источников отдельных ПС наиболее эффективным оказался концентратор напряжений в виде поверхностной ступеньки в плоскости {110} или {100} высотой около 0,5 мм, которую образовывали частичным скалыванием с боковой грани  $3 \times 10$  мм<sup>2</sup> тонкого слоя ( $\sim 0,5$  мм). В установке образец подвергался ударному нагружению прямоугольным импульсом сжатия длительностью  $\tau_p = 10^{-3}$  с и временем фронта  $\tau_f = 10^{-4}$  с. Зависимость длины ПС во времени  $L(t)$  регистрировалась методом динамической фотоупругости - кино съемкой в поляризованном свете с частотой  $(3-12) \cdot 10^4$  кадр/с, а ее структура контролировалась методом двойного избирательного травления. Одновременно с кино съемкой фиксировали форму импульса нагрузки и динамической поляризации.

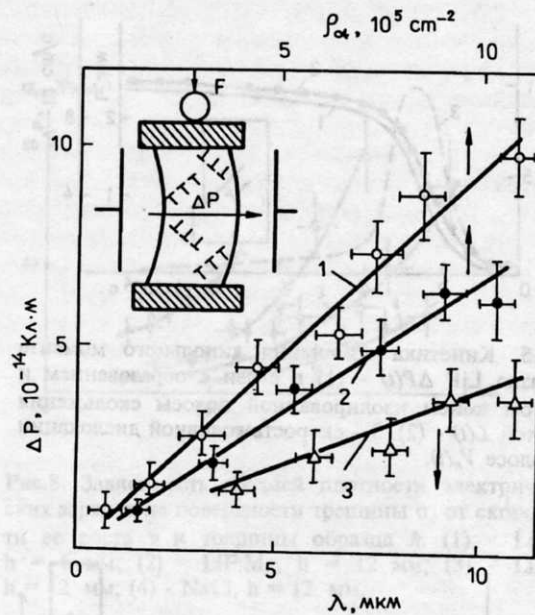


Рис.4. Зависимость изменения дипольного момента предварительно изогнутых кристаллов после импульсного деформирования сжатием в области II (см. рис.3) от плотности свежесозданных дислокаций  $\rho_a$  и их среднего пробега  $\lambda$ . 1 - KCl:Ca; 2 - LiF; 3 - NaCl.

Выход ПС на противоположную грань образца сопровождался изменением знака производной  $dp/dt$ , что может быть вызвано процессами переизлучения дислокаций свободной поверхностью (рис.6). Очевидно, ступенька, образующаяся при выходе ПС на поверхность, служит концентратором напряжений, вызываям зарождение ПС в плоскости антипараллельной первичной. При дальнейшем увеличении нагрузки  $\Delta p$  снижается до нуля и меняет знак. Этот эффект наблюдался и устойчиво воспроизводился как при однократном нагружении большими напряжениями, так и при многократном - с прогрессивно нарастающей нагрузкой. Фактически здесь непосредственно наблюдается "эстафетный" механизм расширения ПС, обсуждавшийся ранее лишь гипотетически, как конкурирующий с двойным поперечным скольжением.

3. При деформировании различных монокристаллов типа  $A^1B^7$  и  $A^2B^6$  сжатием на большую глубину ( $\sim 10\%$ ) в диапазоне скоростей  $d\varepsilon/dt = 10^{-6} - 10^{-3}$  с<sup>-1</sup> в условиях одиночного и множественного скольжения получены следующие основные результаты [35-39]:

а) ЭМЭ наблюдалась во всех исследованных кристаллах начиная с микропластической стадии при напряжениях, составлявших около 1/3 от предела текучести и заканчивая полным разрушением образца. ЭМЭ имела характер непрерывного шума, на фоне которого выделялись дискретные импульсы с амплитудой во много раз (иногда на 1 - 2 порядка величины) превышавшей среднеквадратичный уровень шума (рис.7).

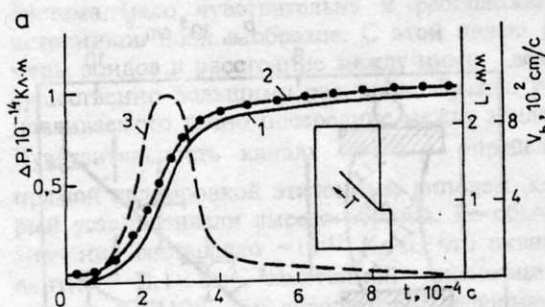


Рис.5. Кинетика изменения дипольного момента образца LiF  $\Delta P(t)$  - (1) в связи с образованием и ростом в нем изолированной полосы скольжения длиной  $L(t)$  - (2). 3 - скорость головной дислокации в полосе  $V_n(t)$ .

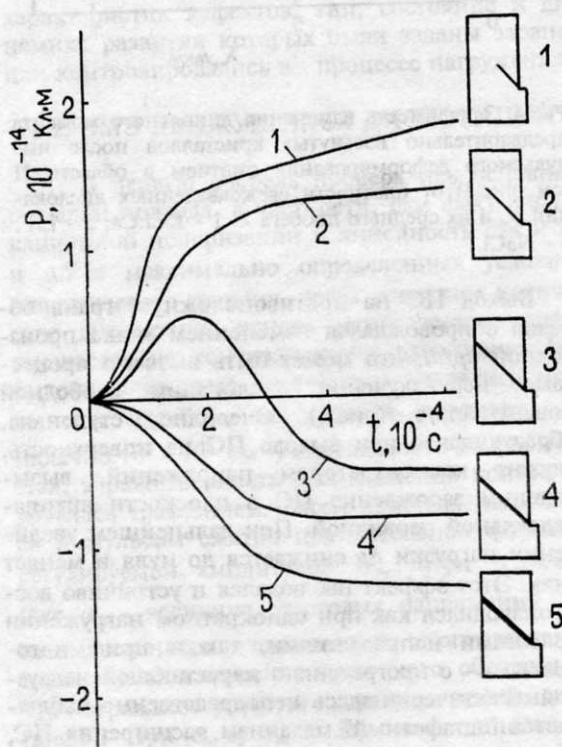


Рис.6. Кинетика изменения дипольного момента образца LiF под действием серии импульсов нагрузки возрастающей амплитуды. Цифрами от 1 до 5 обозначен номер импульса нагрузки.

б) Типичные зависимости средней частоты генерирования дискретных импульсов  $\Delta N/\Delta t$  и среднеквадратичного значения непрерывной составляющей  $p_n = \sqrt{\int_0^T (\Delta p)^2 dt / T}$  от величины достигнутой деформации  $\epsilon$  имели явно выраженный максимум в области предела текучести. С ростом  $d\epsilon/dt$  пропорционально нарастала как  $\Delta N/\Delta t$ , так и  $p_n$ . Амплитудный спектр

потока отдельных импульсов менялся при этом так, что доля высокоамплитудных импульсов нарастала, а низкоамплитудных - падала. По мере роста  $\epsilon$  средняя амплитуда импульсов монотонно падала. Измерения спектральной плотности непрерывного шума в диапазоне частот  $\omega = 20 \text{ Гц} - 2 \text{ кГц}$  обнаружили зависимость, близкую к  $1/\omega^2$  на всех стадиях и исследованных скоростях деформирования. Распределение дискретных импульсов во времени было близко к пуассоновскому.

в) При разгрузке образца сигнал полностью исчезал, а при повторном нагружении восстанавливался только при превышении нагрузки величины, достигнутой в предыдущем нагружении. Этот эффект аналогичен эффекту Кайзера в АЭ.

г) При остановке машины без снятия нагрузки (режим релаксации напряжений) ЭМЭ продолжается в течение 10 - 100 с, постепенно затухая по амплитуде и интенсивности.

д) На характер и интенсивность ЭМЭ в начальной стадии деформирования существенным образом влияло состояние поверхности образца. Глубокая химическая полировка, устранявшая поверхностные концентраторы напряжений, приводила к смещению начала генерации импульсов в область больших напряжений, а нанесение мелких царапин на боковую поверхность к обратному эффекту - понижению порога эмиссии, измельчению импульсов и росту их числа.

е) Деформирование по методике одиночного скольжения дало аналогичные результаты. Травление образцов после появления первых импульсов выявило полосы скольжения в количестве, согласующимся с числом зарегистрированных импульсов. Средняя пластическая деформация, приходящаяся на 1 импульс на стадии микропластичности, соответствует прохождению  $10^2 - 10^3$  дислокаций через кристалл.

ж) Анализ свыше 500 осциллограмм дискретных импульсов показал, что наиболее типичны импульсы в форме скачков со временем нарастания от  $\sim 10^2$  мкс (LiF, ZnSe) до десятков мс (чистые NaCl и KCl). По форме они были аналогичны наблюдавшимся для изолированных полос скольжения (см. рис.5). Состояние поверхности, погружение образца во время деформирования в минеральное масло с высокой диэлектрической прочностью не влияло на форму этих импульсов, что свидетельствует об их объемном происхождении.

Сопоставление амплитуды и формы этих импульсов с динамическими моделями различных коллективных дислокационных процессов, и результатами экспериментальных исследований, описанных в предыдущем пункте, свидетельствуют о том, что в подавляющем большинстве случаев источниками дискретных импульсов являются зарождающиеся и эволюционирующие полосы скольжения.

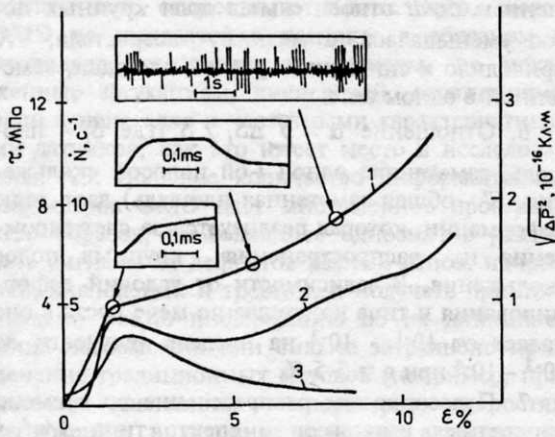


Рис.7. Зависимости приведенных напряжений течения  $\tau$  - (1), интенсивности потока дискретных импульсов  $\Delta N/\Delta t$  (2) и среднеквадратичного уровня непрерывного электрического шума  $P_n$  (3) от величины относительной деформации  $\epsilon$  в кристаллах LiF.  $de/dt = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . На врезках показаны типичные осциллограммы импульсов дипольного момента на разных стадиях деформирования.

### 1.3. ЭМЭ РАСТУЩИХ ТРЕЩИН

Циклом работ, проведенных с целью изучения ЭМЭ от единичных трещин, развивающихся в строго контролируемых условиях (известны нагрузка, длина, раскрытие и скорость трещины в каждый момент времени), установлено, что образование и рост трещины в ионных кристаллах сопровождается динамическим зарядением образующихся поверхностей разноименными зарядами [40-44]. Их плотность  $\sigma_c$  и характер распределения по сколу зависели как от типа кристалла, количества и состояния примеси (см. таблицу), так и геометрии образца, скорости трещины и времени, прошедшего с момента вскрытия поверхности (рис.8 и 9). Более подробная информация об этом содержится в [43, 44].

Первоначально электрическими измерениями, а затем и другими независимыми методами, в вершине даже очень быстро растущей трещины ( $v_c \sim 10^5 \text{ см/с}$ ) обнаружена обратимая микропластичность. Установлено, что заряженные дислокации успевают зародиться и перетечь перед кончиком трещины, растущей с любой скоростью, с одной ее полости на другую. Ввиду малости образующихся приповерхностных петель, они впоследствии аннигилируют. Эти процессы определяют характер и степень заряденности поверхностей, образуемых трещиной в ионных кристаллах. Помимо того, они могут внести существенный вклад в возмущение ювенильных поверхностей, проявляющееся в их высокой эмиссионной и физико-химической активности по сравнению с термодинамически равновесными [45, 46]. Выяснено, что одновременно с генерацией происходит и рекомбинация поверхностных зарядов по нескольким па-

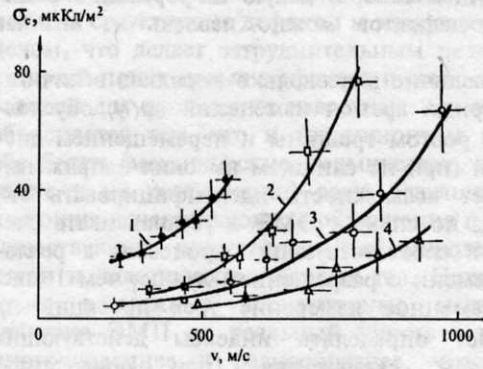


Рис.8. Зависимость средней плотности электрических зарядов на поверхности трещины  $\sigma_c$  от скорости ее роста  $v$  и толщины образца  $h$ . (1) - LiF,  $h = 6 \text{ мм}$ ; (2) - LiF:Mg,  $h = 12 \text{ мм}$ ; (3) - LiF,  $h = 12 \text{ мм}$ ; (4) - NaCl,  $h = 12 \text{ мм}$ .

раллельным каналам, что вызывает вариации электрического и магнитного поля в пространстве около образца в широком диапазоне частот (по меньшей мере от 0 до  $10^8 \text{ Гц}$ ), со спектром типа  $1/\omega^n$ , где  $1 < n < 2$  [7, 35].

Данные о кинетике деформирования и разрушения, аналогичные по характеру приведенным выше, впервые получены нами и в более сложных условиях нагружения: при быстром и медленном индентировании, воздействии сфокусированного пучка  $\text{CO}_2$  лазера и др. [47-49].

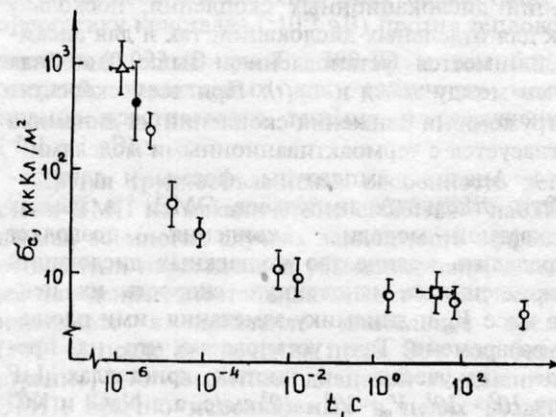


Рис.9. Зависимость средней плотности электрических зарядов на поверхности трещины в LiF в функции времени, прошедшего с момента ее образования. (O) - наши данные, ( $\Delta$ ) - данные [45], полученные путем измерения энергии электронов, эмитированных в процессе скола, ( $\square$ ) - данные, полученные сканированием свежих поверхностей скола виброзондом [6].

## 1.4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим теперь, какую информацию о динамике дефектов можно извлечь из анализа ЭМЭ.

1. Различие в несколько порядков величины характерных времен изменений  $\Delta p(t)$ , обусловленных ростом трещины и перемещением дислокаций (при не слишком высоких напряжениях), дает возможность идентифицировать эти дефекты по спектру ЭМЭ и устанавливать очередность соответствующих процессов в реальном времени с разрешением лучше, чем 1 мкс. Одновременное измерение трех проекций  $\Delta p$  позволяет определять индексы действующих плоскостей скольжения (или ориентацию растущих трещин). Совместная регистрация ЭМЭ и АЭ дает принципиальную возможность локализовать местоположение источников эмиссии по разнице времен прихода соответствующих сигналов к датчикам.

2. Анализ осциллограмм  $\Delta p(t)$ , относящихся к индивидуальным дислокациям (рис.3), дает возможность определить стартовые напряжения, долю пробега на фронте и на плато импульса, соотношение между упругой и неупругой частью деформации, мгновенную скорость дислокаций на разных стадиях нагружения, момент начала и окончания их движения и другие параметры, автоматически усредненные по всему коллективу движущихся дислокаций. При наличии независимых данных о пробегах (например, полученных травлением), можно определять количество и долю подвижных дислокаций.

3. Сопоставление формы отдельных импульсов  $\Delta p(t)$  с расчетными зависимостями  $\Delta S(t)$  для дислокационных ансамблей, движущихся в поле квазистационарной нагрузки, дает возможность сделать обоснованный выбор между имеющимися моделями формирования и эволюции дислокационных скоплений, поскольку как для отдельных дислокаций, так и для ансамблей имеется установленная выше линейная связь между  $\Delta S(t)$  и  $\Delta p(t)$ . При всех скоростях нагружения и движения скоплений их динамика согласуется с термоактивационными моделями.

4. Анализ амплитуды, формы и длительности отдельных импульсов ЭМЭ в рамках адекватной модели скопления позволяет определить количество подвижных дислокаций в скоплении  $m$ , мгновенную скорость их центра масс  $V_m$  и динамику заметания ими площади во времени. Так, установлено, что на пределе текучести в чистых кристаллах LiF  $m = 10^2 - 10^3$ ,  $V_m = 10^2 - 10^3$  см/с, а в NaCl и KCl  $m \approx 10^2$ ,  $V_m \approx 1 - 10$  см/с. Большие значения мгновенной скорости относятся к начальным фазам движения, а меньшие - к средней скорости за время эволюции.

5. Средняя частота генерирования дискретных импульсов и их амплитудное распределение характеризуют скорость генерирования ПС в единицу времени и их распределение по величине заметаемой площади. С ростом  $\epsilon$  и умень-

шением  $d\epsilon/dt$  относительная доля крупных полос уменьшалась, а мелких - возрастала, что приводило к снижению средней площади, замеченной в одном акте.

6. Отношение  $\alpha = \sum \Delta S_i / S'$  (где  $S_i$  - площадь, замеченная одной  $i$ -ой полосой скольжения,  $S'$  - общая замеченная площадь) дает долю деформации, которая реализуется за счет зарождения и распространения крупных полос скольжения. В зависимости от условий деформирования и типа кристалла по мере роста  $\epsilon$  она падает от  $10^{-1} - 10^{-2}$  на пределе текучести до  $10^{-3} - 10^{-4}$  при  $\epsilon = 3-5\%$ .

7. Пуассоновское распределение во времени дискретных импульсов и спектр типа  $1/\omega^2$  у непрерывного шума (в диапазоне  $10 \leq \omega \leq 10^4$  с<sup>-1</sup>) свидетельствует об отсутствии корреляции между отдельными событиями в дислокационной системе при интервалах между ними  $t \geq 10^{-4}$  с. Однако представление шума в виде потока случайных импульсов с наблюдаемой среднеквадратичной величиной  $p_n \approx 10^{-16}$  Кл·м указывает на наличие сильных корреляций при  $t < 10^{-4}$  с. Так, согласно дислокационной модели шума, предложенной в [39], средняя площадь, заметаемая скоррелированно в одном событии, должна составлять  $> 10^{-5}$  см<sup>2</sup>, чтобы одновременно удовлетворить наблюдаемой величине  $p_n$  и  $d\epsilon/dt$ . Это на много порядков величины превышает площадь, заметаемую отдельным дислокационным сегментом.

8. При наличии независимой информации об изменении геометрии трещины или положения дислокаций в кристалле можно определить их динамическую заряженность, без чего невозможно добиться понимания природы повышенной физико-химической, каталитической, фрактоэмиссионной активности свежих поверхностей и некоторых других важных характеристик реальных кристаллов.

Подведем краткие итоги обсуждению и сравним предложенный подход с известными методами исследования динамики дислокаций и трещин. Высокая чувствительность, максимально возможное в природе быстрое действие, репрезентативность для объема и не критичность к размерам образца позволяет исследовать методом ЭМЭ микромеханические процессы *in situ* в широком диапазоне масштабов событий, их скоростей и характерных времен. В отличие от наиболее распространенных методов - химического травления и электронной микроскопии - анализ динамики дислокаций и трещин по ЭМЭ можно отнести к разряду пассивных, то есть не требующих никаких дополнительных воздействий, кроме рабочей или испытательной нагрузки, и поэтому никак не влияющих на ход микромеханических событий. В этом отношении он подобен методу АЭ, но дает сигнал, пропорциональный смещению источников эмиссии, а не их ускорению, как в АЭ, что обеспечивает равную чувствительность к микромеханическим процессам, протекающим с



различными скоростями. Кроме того, метод ЭМЭ не нуждается в контакте с образцом и позволяет регистрировать сигналы, не искаженные затуханием, дисперсией, отражениями волн в кристалле и частотными характеристиками датчиков, как это имеет место в исследованиях АЭ. Большое количество информативных параметров ЭМЭ дает многомерное пространство образов, позволяющее однозначно различать сигналы от дефектов разных типов, например, дислокаций и трещин, и получать принципиально новую информацию об их динамике, когда невозможно или сильно затруднено применение традиционных методов (например, при высоких давлениях, температурах, скоростях нагружения, в условиях действия агрессивных сред и т.п.).

## 2. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ

Систематические исследования влияния электромагнитных полей (ЭМП) на поведение структурных дефектов и физико-механические свойства кристаллов начались относительно недавно - 2-3 десятилетия назад (см., например [2, 51-74]). Они были стимулированы расширяющейся практикой использования сильных электрических и магнитных полей (ЭП и МП) в технике физического эксперимента (мощные генераторы импульсов тока, плазменные ловушки, ускорители, лазеры), технологии, энергетике, а также перспективами разработки принципиально новых средств исследования и модификации структуры и физико-механических свойств различных материалов. Вопреки распространенному мнению, что обработку ЭМП следует относить к высокоэнергетичным методам воздействия на материал, они отличаются наиболее низкими затратами энергии из всех известных. Так, например, типичные значения энергии, сообщаемые 1 атому в кристаллической решетке с параметром  $a$  в обычно используемых полях, составляют по порядку величины: в МП  $B=1$  Тл,  $\Delta W \cong \mu_B B \cong 10^{-4}$  эВ, в ЭП  $E=1$  кВ/см,  $\Delta W \cong eEa \cong 10^{-4}$  эВ, в поле импульсного тока  $j = 10^3$  А/мм<sup>2</sup> длительностью  $\tau = 100$  мкс  $\Delta W \cong j^2 \rho \tau a^3 \cong 10^{-4}$  эВ, в силовом - при деформации  $\epsilon=1\%$ ,  $\Delta W \cong E' \epsilon^2 a^3 / 2 \cong 10^{-3}$  эВ и тепловом при  $\Delta T = 100$  К  $\Delta W \cong kT \cong 10^{-2}$  эВ.

Здесь  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $e$  - элементарный заряд,  $\rho$  - удельное сопротивление,  $k$  - постоянная Больцмана,  $E'$  - модуль Юнга.

К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных, обнаружен ряд предсказывавшихся эффектов и несколько довольно неожиданных, предложены механизмы и развита теория некоторых из них. Однако во многих случаях причины наблюдаемых макро-

скопических результатов действия ЭМП остаются недостаточно ясными. Зачастую не удается выявить даже схематически каналы влияния поля на структурные дефекты и макросвойства в целом, что делает затруднительным целенаправленный поиск новых эффектов и оптимизацию условий для проявления известных. Отчасти это объясняется тем, что и традиционные методы обработки (механические, термические, легирование и их комбинации) дают результаты, не имеющие исчерпывающего объяснения в рамках существующих представлений о природе прочности и пластичности твердых тел. Принципиально возможные элементарные механизмы действия ЭМП на реальный кристалл гораздо многочисленнее и разнообразнее, что делает анализ еще более сложным.

В дальнейшем систематизируются и обобщаются наиболее существенные экспериментальные результаты и обсуждаются возможные каналы действия ЭМП на структурные дефекты и макромеханические свойства кристаллов.

### 2.1. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ДЕЙСТВИЯ ЭМП НА РЕАЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Исходя из существующих представлений о роли отдельных элементов структуры и структурных уровней в формировании комплекса механических свойств и факторов, способных оказать на них влияние, все принципиально возможные причины влияния ЭМП можно объединить в несколько групп (рис.10). Как будет видно из дальнейшего, имеются свидетельства того, что все эти пять каналов могут быть действительными, и *a priori* пренебречь ни одним из них невозможно. Общим и наиболее трудным моментом в любом из предполагаемых механизмов является отмечавшаяся выше малость вклада ЭМП (обычно используемых параметров) в энергетику кристалла ( $\sim 10^{-4}$  эВ) против тепловой энергии (0,023 эВ при  $T = 300$  К) и тем более энергий, характерных для различных механизмов пластического течения и разрушения ( $\sim 0,1 - 1$  эВ).

Другая труднообъяснимая особенность действия ЭМП на механические свойства - наблюдаемая во многих случаях зависимость эффекта от времени нарастания и убывания поля, а также наведение метастабильных состояний, сохраняющихся в кристалле длительное время ( $> 10^3$  с) после отключения поля. Это тем более странно, что частотный диапазон переменных ЭМП, обычно используемых в целях воздействия на механические характеристики ( $0 < f < 1$  кГц), очень далек от резонансов, известных из радиоспектроскопических исследований возбужденных состояний ядер, электронов, атомов, кристаллической решетки. Так что вряд ли можно рассчитывать на резонансные механизмы поглощения ЭМ энергии.



Рис.10. Схема анализа влияния электромагнитного поля на структуру и свойства реальных кристаллов

Обсудим кратко физические основания, по которым перечисленные в рис.10 механизмы могут вносить вклад в интегральный эффект, и экспериментальные данные, способные укрепить эти соображения.

### 2.1.1. ИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ

В бездефектном кристалле ЭП и МП могут вызвать упорядочение по дипольным и магнитным моментам, изменение электронного и фононного спектра, а также фазовые переходы. В умеренных полях очевидным из этого набора является лишь влияние на самоупорядочивающиеся структуры типа сегнетоэлектриков, ферромагнетиков, ферромагнетиков, антиферромагнетиков и др. Так, в слабопеременных МП В-1 Тл наблюдали снижение напряжений течения [75 - 77], а в постоянных - как упрочнение [78], так и разупрочнение [79 - 80]. В [81] зарегистрировано упрочнение никеля в полях на

пряженностью  $H < 4 \cdot 10^4$  А/м и разупрочнение в более сильных полях. Авторы этих работ видели главную причину действия МП во взаимодействии дислокаций с доменными стенками, движущимися или устраняемыми при намагничивании, и не рассматривали других возможностей без достаточных на то оснований, как это будет видно из дальнейшего.

В [82] дан обзор экспериментальных результатов, касающихся влияния МП В-50 Тл на электронную структуру металлов и сплавов с малым перекрытием зон (валентной и проводимости) или с узкой щелью между ними: Bi-Sb, Hg-Cd-Te, Hg-Te-Be и др. В ультравантовой области ( $\hbar\omega > E_F$ , где  $\omega$  - циклотронная частота  $\hbar$  - постоянная Планка,  $E_F$  - энергия Ферми) в них наблюдали переходы из металлического состояния в полупроводниковое и наоборот появлялись новые изоэнергетические поверх

ности и исчезали старые, открытые поверхности переходили в закрытые и наоборот.

В монокристаллах Si, Ge, InSb, InAs, GaAs наблюдали медленный рост параметра решетки после отключения МП  $B = 0,1$  Тл, в котором образцы выдерживали 20 с (до  $4 \cdot 10^{-5}$  через 50 - 100 с) и последующий возврат к исходной величине за 300 - 600 с [88]. Имеются и другие свидетельства остаточного влияния поля  $B < 1$  Тл на параметр решетки, микротвердость, долговечность при знакопеременной и статической нагрузке в немагнитных быстрорежущих сталях [89], однако относить их только на счет изменения свойств решетки нет достаточных оснований.

Прямых экспериментов, подтверждающих влияние изменения электронного и фононного спектра на механические свойства кристалла нам не известно. Исходя из оценок в рамках упомянутых выше механизмов, для этого требуются гораздо более сильные поля, чем в большинстве известных экспериментов [88 - 89], высокосовершенные кристаллы и низкие температуры.

Очевидно, особенности механического поведения твердых тел в ЭМП, как и в поле механических напряжений, в значительной степени определяются наличием, типом и характером взаимодействия дефектов структуры различного уровня. Причем их роль двояка. С одной стороны различные несовершенства локально искажают внутрикристаллические поля, то есть ослабляют решетку, а с другой - способны перераспределять и концентрировать действие внешних ЭМП и возможные макроскопические проявления.

### 2.1.2. ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ

Сами по себе точечные дефекты могут играть заметную роль в механизмах течения и разрушения лишь в очень специфических случаях (диффузионная ползучесть, краудинная пластичность и др.). Вместе с тем, их взаимодействие с дислокациями - очень важный фактор в большом числе случаев. Характер этого взаимодействия может измениться по многим причинам. Если дефект обладает дипольным или магнитным моментом и упругой анизотропией, его ориентация в ЭП или МП вызовет снижение напряжения течения в одних плоскостях и увеличение в других, что и наблюдалось в [90] экспериментально. В отсутствие упругой анизотропии у точечных дефектов одно только электрическое (или магнитное) упорядочение может привести к изменению энергии взаимодействия с зарядами (или магнитными моментами) в ядре дислокации и повлиять на подвижность последних.

ЭП способно вызвать дрейф свободных носителей и электроперенос [91 - 96], а МП - ускорить диффузию [97 - 99]. В результате этих процессов может произойти обеднение одних областей и пересыщение других вакансиями или

атомами одного сорта [56, 100], распад существовавших агрегатов из точечных дефектов и образование новых [101].

Имеется ряд экспериментальных свидетельств того, что ЭП и МП может индуцировать в системе точечных дефектов метастабильные состояния, сохраняющиеся сотни секунд при  $T=300$  К после отключения поля. Они фиксируются по изменению тангенса диэлектрических потерь [56], картин декорирования [101] и увеличению подвижности дислокаций, введенных после отключения поля (то есть не подвергавшихся его действию) [56].

В металлах изменение в ЭП или МП состояния электронного газа, который также можно рассматривать как совокупность точечных стопоров для дислокаций, способно оказать влияние на пластические свойства из-за эффективного электрон-дислокационного взаимодействия [55, 102-103]. Для ощутимого действия МП на металл по этому механизму необходимы гелиевые температуры, поля  $B > 10$  Тл и весьма совершенные (структурно и химически) кристаллы ( $\rho_{300K} / \rho_{4K} \approx 10^4$ ). Аналогичных результатов можно достичь в сверхпроводящих металлах и сплавах, стимулируя магнитным полем  $S-N$  переход. Эти эффекты исследованы несколькими независимыми группами на Nb, Al, Pb [51, 53, 104]. Имеется качественное согласие основных результатов с теоретическими представлениями [55]. Описанные явления интересны с принципиальной точки зрения, однако ввиду малости влияния на макропластические характеристики и сложность создания необходимых условий, вряд ли можно рассчитывать на их практическое значение.

ЭП, создающие ток плотностью  $j = 10^2 - 10^3$  А/мм<sup>2</sup>, вызывают гораздо более сильные эффекты [57, 58]. Во избежание значительного разогрева обычно используют импульсы тока (ИТ) длительностью  $10^{-2} - 10^{-4}$  с или интенсивное поверхностное охлаждение. При растяжении образца в испытательной машине пропускание ИТ сопровождается кратковременным спадом нагрузки. Существуют также данные об увеличении подвижности дислокаций в условиях токового воздействия, полученные методом двойного травления [105 - 107] и измерения остаточной деформации в приконтактной области [108].

Несмотря на очевидный эффект разупрочнения под действием ИТ, его трактовка наталкивается на серьезные трудности. Наряду с предложенным в [102] механизмом "электронного ветра" на условия движения дислокаций влияет разогрев, электродинамические и термоупругие напряжения. Причем при типичных условиях опыта они вносят сопоставимый вклад в разупрочнение [57, 58]. Но даже та доля эффекта, которую можно отнести на счет электрон-дислокационного взаимодействия, существенно превышает предсказываемую теорией "электронного ветра" [102].

## 2.1.3. ДИСЛОКАЦИИ

Самые простые механизмы действия ЭМП на дислокации лежат на поверхности: ЭП может оказывать силовое действие на заряженные элементы ядра дислокации, а неоднородное МП - на обладающие магнитным моментом. Однако согласовать эти простые модели прямого силового увлечения дислокаций полем со всей совокупностью экспериментальных данных удается далеко не всегда. Если в полупроводниковых кристаллах типа  $A^2B^6$ ,  $A^3B^5$  с высокозаряженными дислокациями (линейная плотность заряда дислокаций  $q \approx e/a$ ) это, по-видимому, действительно определяющий фактор повышения их подвижности в ЭП [4] (хотя и не единственный), то в чисто ковалентных кристаллах Si [109], кристаллах льда [110], ионных типа  $A^+B^-$  (где  $q = 10^{-4} - 10^{-1} e/a$ ) [56, 111 - 113] влияние ЭП не может быть непротиворечиво объяснено таким образом. Еще меньше оснований ожидать такого действия со стороны МП, особенно в слабомагнитных кристаллах с решеткой типа NaCl. Тем не менее, в [62] обнаружено перемещение дислокаций в NaCl под действием импульса МП миллисекундной длительности амплитудой  $\sim 15$  Тл. В [114 - 120] представлены результаты систематических исследований подвижности дислокаций в диамагнитных кристаллах NaCl, CsI, Zn, Al в постоянном МП  $B \leq 1,5$  Тл без приложения внешней механической нагрузки. До сих пор не удается добиться последовательного и физически ясного объяснения этих результатов.

Нами обнаружен и в [121, 122] описан эффект последействия постоянного МП  $B \leq 1$  Тл на подвижность дислокаций в монокристаллах NaCl, нагружаемых прямоугольным импульсом механической нагрузки через некоторый промежуток времени после отключения МП. По своим результатам (увеличение пробега дислокаций более чем вдвое после обработки МП, практически такого же, как и при одновременном действии нагрузки и МП [90]) он аналогичен наблюдавшимся ранее в опытах с предварительной обработкой образцов постоянным ЭП [56]. Очевидно, что в этих условиях сама постановка опыта исключает прямое силовое действие ЭП или МП на дислокационную линию (действие ЭМП на структуру точечных дефектов учитывалось и вычиталось из общего эффекта). Следовательно, в этих экспериментах проявляются остаточные изменения в структуре самих дислокаций, испытывающих действие ЭМП. Разумеется, эти изменения могут играть не меньшую роль и при совместном действии механической нагрузки и МП. Насколько нам известно, такая возможность ранее никогда не принималась во внимание и не обсуждалась.

В литературе имеются свидетельства того, что дислокации в самых различных кристаллах (включая диа- и парамагнитные) могут "запоминать" факт пребывания в ЭП и МП. Установлено, что дислокации в ионных [124],

ковалентных [125] и металлических [126] кристаллах обуславливают повышенную магнитную восприимчивость. Теоретически одномерное магнитное упорядочение спинов вдоль дислокационной линии анализировалось в разных приближениях и аспектах многими авторами [127 - 132]. ЭПР-исследования, проведенные на ковалентных кристаллах с дислокациями, не оставляют сомнения в реальности такого состояния по крайней мере на коротких отрезках дислокационной линии [133 - 135].

ЭП способно изменить зарядовое состояние дислокаций в ковалентных и ионных кристаллах [2, 54], что, в свою очередь, может отразиться на их подвижности. В ионных кристаллах в течение сотен секунд после действия ЭП наблюдали вариации диэлектрической проницаемости и тангенса потерь в килогерцовом диапазоне, обусловленные наличием дислокаций [56].

Строго говоря, эти результаты нельзя рассматривать как однозначное доказательство перестройки дислокационных ядер, так как увеличение подвижности дислокаций может быть также и следствием влияния ЭМП на состав и состояние дислокационных атмосфер. Однако последствие ЭМП, не ослабевающее при пробегах дислокаций в десятки и даже сотни мкм [56, 122], свидетельствует об обратном. Действие ЭМП на структуру и конфигурацию дислокационной линии может быть облегчено малостью вторичного рельефа Пайерлса и высокими скоростями трубочной диффузии в разрыхленном ядре дислокации. Конкретные детали перестройки ядра дислокации под действием ЭМП требуют дополнительных исследований. Некоторый свет на кинетику этих процессов проливают *in situ* исследования динамики дислокаций в обработанных МП кристаллах, которые приводятся в [136 - 141]. Предположительно они могут заключаться в изменении концентрации, высоты ступенек и распределения промежутков между ними на дислокационной линии, скорости генерирования и равновесного количества перегибов, а также степени расщепленности ядра. Все эти возможности рассматривались теоретически применительно к результатам исследования дислокационной динамики методами внутреннего трения, однократного и многократного импульсного нагружения [142 - 145] и оценивались как вполне вероятные.

Поскольку процесс преодоления дислокациями точечных стопоров определяется характеристиками их парного взаимодействия, следует рассмотреть также и возможность влияния ЭМП на процесс образования и разрыва связи между электронами дислокации и стопора. Спин-зависимые процессы в слабых магнитных полях влияют на скорость химических реакций [146], дислокационную СВЧ- и фотопроводимость, магнитное упорядочение в системе оборванных связей [133 - 135] в полупроводниках и др. В [115, 147] сделаны попытки использовать эти факты для качественного объяснения механизма действия МП на подвижность дислокации в

#### 2.1.4. МЕЗОСТРУКТУРА

ионных кристаллах через синглет - триплетные переходы при ее сближении с парамагнитным центром. В [148] теория интеркомбинационных переходов между состояниями различной мультиплетности в радикальных парах, возникающих при взаимодействии ненасыщенных связей ядра дислокации с парамагнитными примесями, развита количественно. Ясно, что подобные механизмы требуют наличия МП во время преодоления стопора дислокацией и не могут приниматься в расчет при обсуждении последствия ЭМП. Следовательно, для объяснения этих эффектов остается снова обратиться к возможности наведения ЭМП метастабильных состояний в структуре дислокаций, упомянутых выше. Помимо изменения энергетике взаимодействия дислокации со стопором, результатом действия ЭМП может стать стимулирование дополнительных способов (альтернативных мод) преодоления препятствия, например, увеличение вероятности двойного поперечного скольжения, перерезания или увлечения препятствия, перемещение ступенек и перегибов вдоль линии дислокации в положение, облегчающее ее отрыв от стопора.

Таким образом, впервые обнаружены долгоживущие возбужденные состояния дефектов, кажущиеся парадоксальными, особенно для МП  $\sim 1$  Т в немагнитном кристалле, где магнитная энергия, вносимая полем на один атом, составляет  $\sim 10^{-2}$  кТ. Фактически это означает, что обнаружены неизвестные ранее степени внутренней свободы дефектов, управляемых МП и ЭП. Совокупность экспериментальных данных указывает на протекание спин-зависимых реакций между дефектами и отдельными атомами внутри ядер дислокаций и точечных комплексов. МП меняет мультиплетность состояний образующихся и диссоциирующих пар, то есть статистику этих состояний в кристалле. Таким образом выявлены новые возможности управления макропластическими свойствами твердых тел посредством влияния на дефекты структуры очень слабыми (в энергетическом смысле) электромагнитными полями.

Значение этих результатов может выходить далеко за пределы физики пластичности кристаллов, так как изучение эффектов магнитной "памяти" в немагнитных кристаллах может пролить свет на микромеханизмы подобных явлений в более сложных структурах, в частности, полимерах, белковых молекулах и т.п. Кроме того, это может составить физическую основу для создания запоминающих устройств с атомарными размерами. Особый интерес эти результаты могут представлять для физхимии, в частности, тех разделов, где изучается кинетика химических реакций в условиях действия электромагнитных полей, поскольку в твердом теле можно организовать и проконтролировать ряд ситуаций, который затруднительно создать в жидкой или газообразной фазе, где до сих пор изучались подобные эффекты.

Практически отсутствуют экспериментальные результаты по динамике структуры на мезоуровне в условиях действия ЭМП. Но из всего опыта исследования связи макросвойств с динамикой изолированных дефектов следует, что первые не вытекают однозначно из вторых и можно ожидать новых дополнительных механизмов влияния на этом уровне.

Пока об особенностях коллективного поведения дислокаций в ЭМП можно судить *post factum*, по данным, полученным методами оптической и электронной микроскопии, электросопротивления, рентгеноструктурного анализа и др. [149 - 153]. В целом можно констатировать существенные различия структуры, субструктуры и фазового состава после обработки с применением ЭМП. В некоторых исследованиях различают до трех десятков особенностей, которые появляются в структуре после действия ЭМП [153]. Наиболее существенными представляются снижение плотности дислокаций в зернах и ячейках при больших деформациях, развитие сверхмелкой ячеистой структуры, специфические фазовые превращения и т.д. Некоторые другие изменения структуры будут описаны в следующем пункте.

#### 2.2. ВЛИЯНИЕ ЭМП НА МАКРОДЕФЕКТЫ И ОБРАЗЕЦ В ЦЕЛОМ

Разница плотностей энергии ЭМП в соседних элементарных объемах образца или на поверхности вызывает появление электродинамических усилий, а протекающий ток - разогрев (если проводник находится в несверхпроводящем состоянии). Неравномерный разогрев в свою очередь вызывает появление термических напряжений. Эти вторичные эффекты могут оказать существенное влияние на состояние образца. Их вклад в интегральный эффект действия ЭМП неоднократно оценивался в различных приближениях [57 - 58]. В [154] проанализировано напряженное состояние в цилиндрическом проводнике, помещенном в аксиальное импульсное МП, с учетом его нестационарной диффузии. В [155, 156] установлены аналогичные закономерности при аксиальном протекании импульсного тока по проводнику. Эти расчеты можно рекомендовать в качестве первого и обязательного в большинстве случаев приближения к рассмотрению факторов, действующих на механическое поведение металлов и сплавов в ЭМП.

Однако многие явления, наблюдающиеся при одновременном или последовательном действии ЭМП и механической нагрузки (увеличение ресурса пластичности до разрушения, повышение прочностных характеристик при растяжении и усталости, упрочнение металлов в электростатическом поле и др.) не получили удовлетворительного объяснения в рамках такого подхода. Очевидно, наличие макродефек-

тов (трещин, пор, включений другой фазы и т.д.), всегда имеющих или образующихся в процессе деформирования реальных металлов, значительно усложняет ситуацию.

Учет перераспределение и локальное усиление поля макронеоднородностями в реальном металле. В рамках теории сплошной среды оно изучено достаточно хорошо в приближении слабого стационарного поля и лежит в основе всех электромагнитных методов дефектоскопии.

В сильных импульсных полях по разным причинам могут возникать разнообразнейшие нелинейности (из-за изменения свойств металла в местах сильной концентрации поля, нестационарной диффузии поля, локальной магнитогидродинамической неустойчивости и др.) и вторичные эффекты, потенциально способные существенно повлиять на пластические и прочностные характеристики: локальные разогревы и действие электродинамических и термоупругих сил, разрушение границ макронеоднородностей, фазовые и структурные превращения и др.

Наиболее распространенные способы действия ЭМП на образец - пропускание по нему импульсного тока, помещение в импульсное МП или ЭП. В первых двух вариантах рассмотрение ситуации в металлах целесообразно начать с анализа распределения плотности тока  $j$ , магнитного поля  $B$  и температуры  $T$ . Легко показать, что принципиально эти случаи не отличаются друг от друга. Для определенности рассмотрим обтекание однородным на бесконечности постоянным током  $j_0$  макронеоднородности с проводимостью  $\gamma$ , отличающейся от проводимости матрицы  $\gamma_0$ . В качестве модели дефекта рассмотрим трехосный эллипсоид с полуосями  $a, b, c$ . Меняя соотношения между ними и величину  $\gamma/\gamma_0$ , можно смоделировать большинство практически важных случаев в рамках одной задачи. Так,  $a = b = c$  соответствует шаровидному включению,  $c \gg a > b$  - сквозному эллиптическому и т.д.

Начнем с последнего, наиболее простого случая [157]. При  $a \gg b$  и  $\gamma/\gamma_0 = 0$  он моделирует сквозную трещину в листе, а при  $a = b$  - круглое отверстие. Из распределения  $j$ , полученного методом конформных преобразований

$$j = \frac{j_0}{a-b} \left\{ a - \frac{b\psi}{[\psi^2 - (a^2 - b^2)]^{1/2}} \right\} \cos \varphi + i \left\{ b - \frac{a\psi}{[\psi^2 - (a^2 - b^2)]^{1/2}} \right\} \sin \varphi, \quad (6)$$

где  $\psi = x + iy$  - комплексная переменная,  $\varphi$  - угол между вектором  $j_0$  и положительным на-

правлением оси  $x$ , совпадающей с большой осью эллипса  $a, i = \sqrt{-1}$ .

Из формулы (6) следует, что при  $\gamma/\gamma_0 = 0$  трещина, ортогональная к вектору  $j_0$ , вызывает наибольшее искажение поля, а расположенная вдоль него - практически не влияет на распределение тока. Из этого же решения вытекает, что для сверхпроводящего включения в матрице с конечной проводимостью ( $\gamma_0/\gamma = 0$ ) наибольший эффект перераспределения тока вызывает ориентация его длинной оси вдоль линий тока, и исчезающе малый - при ортогональной ориентации, причем численные значения  $j$  в окрестности неоднородности одни и те же в обоих случаях.

По аналогии с упругой задачей назовем коэффициентом концентрации тока отношение

$\beta = j / j_0$  и введем безразмерный параметр  $k = a / b = (a / \rho_c)^{1/2}$ , определяющий степень вытянутости и остроты дефекта ( $\rho_c = b^2 / a$  - радиус кривизны в вершине эллипса). Тогда из (6) следует, что при достаточно больших  $k$  ( $\geq 10$ ) при  $\varphi = 90^\circ$  (а для сверхпроводящего включения при  $\varphi = 0$ )  $\beta$  достигает максимального значения в вершине

$$\beta = 1 + k. \quad (7)$$

Отметим, что выражение (7) совпадает с известным из теории упругости соотношением для коэффициента концентрации механических напряжений в вершине кольцевой выточки глубиной  $a$  и радиусом  $\rho_c$  у основания в скручиваемом цилиндре, и отличается лишь коэффициентом при  $k$  для случая растяжения одноосной нагрузкой бесконечного листа со сквозным эллиптическим отверстием.

Существенно также и то, что решения для эллиптических дефектов справедливы с хорошей степенью точности и для других близких форм (например, овальных) при условии равенства  $k$ . Это положение, хорошо известное в теории упругости, подтверждено нами и для тока численными расчетами и экспериментами на моделях.

Сравнение решений для объемного и плоского дефекта показывает, что ход зависимостей  $\beta$  от  $k$  близок, но в первом случае концентрация тока несколько слабее (в вершине дефекта в  $2/\pi$  раз). Расчет величины добавочного магнитного поля, связанного с обтеканием дефекта, по известному распределению  $j$  дает для плоского случая

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{[j \times r]}{r^3} dV \approx \mu_0 a j_0,$$

что экспериментально подтверждено на моделях дефектов различных размеров и конфигураций.

Очевидно, концентрация тока в окрестности дефектов будет вызывать локальный перегрев  $\Delta T$ , определяемый объемной плотностью тепловыделения и условиями теплопередачи. Максимальной величины температура будет достигать в условиях адиабатического нагрева, когда за время действия импульса тока теплопроводность внутри металла и теплопередача с поверхности не будут успевать существенно выравнять температурные градиенты

$$\Delta T = \frac{1}{\gamma C_v} \int_0^{\tau_p} j_0^2 \beta^2 dt, \quad (8)$$

где  $C_v$  - объемная теплоемкость. Подставляя в (8) найденные распределения  $j$  можно получить поле адиабатических температур около дефекта.

С помощью тепловизора фирмы AGA и малоинерционного инфракрасного радиометра поле температур в окрестности трещин, надрезов, отверстий, неметаллических включений в плоских металлических образцах изучалось экспериментально. Сравнение расчетной картины изотерм с зафиксированной тепловизором после пропускания ИТ длительностью  $10^{-2}$  с по стальной пластине с краевой трещиной длиной 5 мм [158] показывает их хорошее качественное и удовлетворительное количественное согласие. Недостаточно высокое пространственное и временное разрешение тепловизора ( $\sim 1$  мм и  $\sim 0,1$  с) не дают возможности получать количественную информацию для коротких импульсов и дефектов малых размеров. Измерение температуры в отдельных точках проводили инфракрасным радиометром, совмещенным с микроскопом (разрешение  $\sim 10$  мкм и  $\sim 10^{-5}$  с). При пропускании ИТ с  $\tau_p = 10^{-5}$  с и  $j_0 = 10^3$  А/мм<sup>2</sup> в вершинах острых трещин в стальных образцах регистрировалась  $\Delta T \approx 10^3$  К в отсутствие заметного нагрева образца в целом ( $\Delta T \approx 1$  К), что согласуется с расчетом для исследовавшегося дефекта.

Ясно, что диффузия тепла способствует выравниванию градиентов температур и снижает локальные перегревы, предсказываемые адиабатическим приближением. Границы его применимости определяются соотношением  $\tau_p \ll \tau^* = R^2 / \kappa$ , где  $\tau^*$  - характерное время термической диффузии,  $R$  - характерный размер,  $\kappa$  - коэффициент температуропроводности. (Так, для квазихрупких трещин в стали  $\tau^* \approx 10^{-5}$  с). Более строгие решения подобных задач в общем виде приведены в [159 - 160].

Высокие локальные значения всех физических полей в окрестности кончика трещин ( $T \sim 10^3$  К,  $j \sim 10^{11}$  А/м<sup>2</sup>,  $B \sim 10^2$  Тл), действие электродинамических усилий  $f = j \times B$ , термических напряжений, а также большие скорости охлаждения после окончания ИТ ( $10^6 - 10^8$  К/с), обусловленные градиентами температуры  $\geq 10^2$  К/мкм, создают условия для протекания

специфических фазовых и структурных превращений в области радиусом 10 - 100 мкм [161 - 164]. При более высокой (чем для трещин) плотности тока аналогичные явления наблюдались и около пор и неметаллических включений шаровидной формы [162, 163].

Дальнейшее увеличение  $\tau_p$  или  $j_0$  приводило к микроэлектровзрыву металла в небольшой окрестности дефекта и образованию кратера с поперечником  $2R_0 = 10 - 100$  мкм [165, 166]. При  $\tau_p \geq 100$  мкс его края имели явные следы оплавления, а при  $\tau_p \approx 1$  мкс они практически отсутствовали. Кратер окружала зона термического влияния (ЗТВ) с еще более измененной структурой металла, чем в докритических режимах. На ранних стадиях формирования кратера сопровождалось истечением плазмы со скоростью  $\sim 10^3$  м/с.

В предельно коротких ИТ ( $\tau_p \leq 1$  мкс) в хрупких материалах (закаленные стали, железистые бронзы) исходная трещина удлинялась без видимых следов теплового разрушения. Расчет поля механических напряжений от действия объемных сил  $f = [j \times B]$  показывает, что в столь коротких ИТ растягивающие напряжения в вершине трещины  $\sigma \approx 0,7 \mu_0 j_0^2 ka^2$  могут превысить динамический предел прочности задолго до достижения температуры плавления, что и обуславливает "холодный", силовой механизм разрушения.

Изменение структуры и фазового состава материала вблизи неоднородностей, а в закритических полях - и геометрии самих неоднородностей, влекущих изменение коэффициентов концентрации ЭМП и механических напряжений, возникновение остаточных напряжений в ЗТВ дает основание ожидать значительных изменений прочностных характеристик образца в целом. Они действительно наблюдались в пластинах и круглых стержнях с острыми надрезами и трещинами из различных материалов и сплавов как при одновременном, так и последовательном действии ИТ и механической нагрузки. В [65, 66] показана возможность обеспечения и упрочнения и разупрочнения пластин с трещиной при разрушении импульсной растягивающей нагрузкой, с одновременным пропусканием ИТ регулируемых параметров. В [70] представлены результаты механических испытаний на растяжение образцов с надрезами и трещинами, предварительно обработанных ИТ. В зависимости от параметров ИТ и исходной структуры можно было обеспечить как значительный рост, так и снижение предела текучести, предела прочности, энергии, поглощаемой до разрушения и т.д. В [57, 59, 61, 168] содержатся сведения о влиянии токов, ЭП и МП на механические свойства металлов и сплавов и при других условиях действия нагрузки (при ползучести, усталости, прокатке, волочении и др.).

В [63] обнаружен и описан эффект действия ЭП  $E \approx 10$  кВ/см на кинетику роста трещин в

ионных кристаллах. ЭП с  $E = 50$  кВ/см, ориентированное нормально к плоскости скола, тормозило трещину, растущую в LiF со скоростью ~500 м/с до полной остановки [64]. В [169] предсказано действие МП на энергию и кинетику разрушения ионных кристаллов. Оценки показывают, что оно должно наблюдаться в полях с  $B \approx 20 \div 30$  Тл. Экспериментально в [170] наблюдали эффект стимулирования разрушения LiF по плоскостям типа {110} вместо {100} в гораздо меньших полях  $B \approx 1$  Тл. В [171] описаны результаты исследования влияния МП  $B < 1$  Тл на кинетику деформирования и разрушения полимеров. Отметим, что качественное представление о природе перечисленных эффектов не всегда приводит к хорошему количественному согласию вытекающих из них оценок с экспериментальными данными.

В [69, 71] описаны принципы и методы управления трещиной в металле в скрещенных электрическом и магнитном поле. Меняя напряженность и ориентацию внешнего магнитного поля по отношению к собственному полю дефекта, вызванному обтеканием током, можно обеспечить как ускоренное прорастивание трещины в заданном направлении, так и ее залечивание. Это позволяет разрабатывать принципиально новые технологии упрочнения и резки металла без инструмента или его восстановления после повреждения. В [172, 173] описан ряд эффективных методов упрочнения инструментальной и конструкционной стали с помощью ЭМП, в которых проявляется почти весь комплекс описанных выше эффектов.

Таким образом, эффект концентрации всех существенных для прочности физических полей в окрестности макронеоднородности (особенно сильный в вершинах острых трещин в металлах) по законам, сходным с концентрацией механических напряжений, позволяет автоматически воздействовать на наиболее нагруженные области тем сильнее, чем выше в них механические напряжения при эксплуатации или испытании, не затрагивая материал на удалении от дефекта. Это в конечном итоге и обеспечивает высокую эффективность обработки макронеоднородных материалов ЭМП.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Один лишь перечень принципиально возможных механизмов действия ЭМП на механические свойства кристаллов, рассмотренных выше, убеждает в его сложности и многоплановости. Ясно, что в действительности ЭМП воздействует на материал параллельно на всех структурных и иерархических уровнях, и наблюдаемый макроскопический эффект является следствием многоэтапных коллективных процессов. Одновременное действие нескольких факторов, реализующееся в большинстве экспериментов (ЭП и МП, неоднородный нагрев и приповерхностные процессы), еще более услож-

няет анализ, так как их вклад не всегда бывает аддитивен.

Приведенные выше материалы показывают, что некоторые области проблемы находятся в стадии первоначального накопления экспериментальных данных, в большинстве других - достигнуто качественное понимание превалирующих причин влияния ЭМП на механические свойства. Оно составляет принципиальную основу для разработки количественных моделей для конкретных условий.

В целом проблема взаимодействия относительно слабых ЭМП с кристаллическими твердыми телами далека от разрешения на физическом уровне. В лучшем случае она лишь только правильно поставлена. Возможно улучшение понимания физики влияния ЭМП на реальные кристаллы будет способствовать прогрессу в понимании причин и механизмов действия слабых ЭМП и на более сложные (например, полимерные, биологические) объекты.

Уже сейчас имеются примеры эффективной реализации и еще больше перспективных возможностей использования описанных эффектов для управления свойствами кристаллов различной природы, конструкционных, инструментальных, полупроводниковых и др. материалов в очень широком диапазоне результатов, недоступном ни одному из известных традиционных методов, а также создания новых технологий на их основе.

Весьма привлекательной представляется возможность изменять пластические свойства самых различных материалов как в сторону упрочнения, так и разупрочнения - вплоть до разрушения по заданному направлению - самым быстродействующим из возможных в природе, бесконтактным, экономичным и экологически чистым способом. Кроме того, зондирование и возбуждение дефектов структуры посредством внешних ЭМП дает возможность получения уникальной информации об их тонкой структуре, динамических характеристиках и поведении и в полях механических напряжений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Nadgorny E.* Dislocation dynamics and mechanical properties of crystals. Pergamon Press. 1988.
2. *Osipyan Yu. A. et. al.* // Adv. Phys. 1986. V. 35. № 2. P. 115.
3. *Kataoka T., Li C.M.* // Phil. Mag. A. 1985. V. 51. № 1. P. 1.
4. *Урусовская А.А.* // УФН. 1986. Т. 96. № 1. С. 39.
5. *Whitworth R.W.* // Adv. Phys. 1975. V. 24. № 6. P. 857.
6. *Корифельд М.И.* // УФН. 1975. Т. 116. № 2. С. 327.
7. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // Латвийский физико-технический журнал. 1991. № 4. С. 51.
8. *Балбачан М.Я.* // Доклады АН СССР. 1988. Т. 303. № 3. С. 579.
9. *Балбачан М.Я.* // Известия АН СССР. Сер. Физика Земли. 1987. № 12. С. 56.
10. *Хатиашвили Н.Г.* // Известия АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 9. С. 13.
11. *Пархоменко Э.И.* Явления электризации в горных породах. М.: Наука. 1968. С. 262.
12. *Гершензон Н.И. и др.* // Доклады АН СССР. 1986. Т. 287. № 6. С. 1321.
13. *Fifolt D.A., Petrenko V.F., Shulson* // Phil. Mag. B. 1993. V. 67. № 3. P. 289.



14. *Petrenko V.F.* // Phil. Mag. В. 1993. V.67. № 3. P. 301.
15. *Бивин Ю.К. и др.* // Механика твердого тела. 1982. № 1. С. 183.
16. *Dickinson J.T., Jensen L.C., Park M.K.* // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. № 9. P. 827
17. *Dickinson J.T., Donaldson E.E., Park M.K.* // J. Material Science 1981. V. 16. P. 2897.
18. *Walton A.J.* // Advances in Physics. 1977. V. 26. № 6. P. 887.
19. *Полетаев А.В., Шмурак С.З.* // ФТТ. 1984. Т. 26. № 12. С. 3567.
20. *Клюев В.А. и др.* // Доклады АН СССР. 1984. Т. 279. № 2. С. 415.
21. Электромагнитные предвестники землетрясений / Под ред. М.А. Садовского. М.: Наука. 1982. 100 с.
22. Current research in earthquake prediction / Ed. Rikitake T. Tokio. 1981. P. 383.
23. *Гохберг М.Б. и др.* Оперативные электромагнитные предвестники землетрясений. М.: Наука. 1985. 116 с.
24. *Берри Б.Л., Грибов В.А.* Материалы гляциологических исследований. М.: МГУ. 1982. № 44. С.150.
25. *Мальчиков Ю.П. и др.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 2. С. 336.
26. *Whitworth R.W.* // Phil. Mag. А. 1985. V. 51. № 6. P. 857
27. *Головин Ю.И., Дьячек Т.П., Дологова В.М.* // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 6. С. 1468.
28. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2557.
29. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 2. С. 440.
30. *Бойко Ю.Ф., Лубенец С.В., Остапчук Е.И.* // Динамика дислокаций. Киев: Наук. думка. 1975. С. 145.
31. *Зайцев С.И., Надгорный Э.М.* // ФТТ. 1979. Т. 21. № 11. С. 3349.
32. *Head A.K.* // Phil. Mag. 1972. V. 26. № 1. P. 43.
33. *Клявин О.В.* Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. М.: Наука. 1987.
34. *Gertsli F.P., Dvorak G.I.* // Phil. Mag. 1974. V. 29. № 3. P. 1337.
35. *Головин Ю.И., Дьячек Т.П., Усков В.И., Шибков А.А.* // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 555.
36. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 5. С. 1206.
37. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 2. С. 413.
38. *Головин Ю.И., Шибков А.А.* // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3492.
39. *Головин Ю.И., Орлов В.И.* // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2489.
40. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Середа В.Е. и др.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 3. С. 770.
41. *Финкель В.М., Тялин Ю.И., Головин Ю.И. и др.* // ФТТ. 1979. Т. 21. № 7. С. 1943.
42. *Головин Ю.И., Дьячек Т.П., Орлов В.И., Тялин Ю.И.* // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 1110.
43. *Golovin Yu.I., Dyachek T.P.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. V. 92. № 1. P. K. 61.
44. *Головин Ю.И., Дьячек Т.П.* // Кристаллография. 1989. Т. 34. № 4. С. 928.
45. *Molotskii M.I.* Electronic excitation during the plastic deformation and fracture of crystals. In Sov. Sci. Rev. В. Ithem. 1989. V. 13.
46. *Молоцкий М.И.* // Изв. СО АН СССР. 1983. Сер. Хим. № 5. С. 30.
47. *Головин Ю.И., Горбунов А.В., Шибков А.А.* // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 1931.
48. *Головин Ю.И., Шибков А.А., Тюрин А.И. и др.* // ФТТ. 1988. V. 30. № 11. С. 3491.
49. *Boyarskaya Yu.S., Golovin Yu.I., Kats M.S. et al.* // Phys. Stat. Sol. (a). V. 130. № 2. P. 319.
50. *Дерягин Б.В., Кротова Н.А., Смилга В.П.* Адгезия твердых тел. М.: Наука. 1973. 280 с.
51. *Старцев В.И., Ильичев В.А., Пустовалов В.В.* Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия. 1975. 328 с.
52. *Osiryan Yu.A., Vobron V.S.* // Crystal Research and Technology. 1984. V. 19. № 6. P. 827.
53. *Galligan J.M.* // Crystal Research and Technology. 1984. V. 19. № 6. P. 839.
54. *Whitworth R.W.* // Advances in Physics. 1975. V. 24. № 2. P. 203.
55. *Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д.* // УФН. 1973. Т. 111. № 4. С. 655.
56. *Зуев Л.Б.* Физика электропластичности щелочно-галогидных кристаллов. Новосибирск: Наука. 1990. 120 с.
57. *Спицын В.И., Троицкий О.А.* Электропластическая деформация металлов. М.: Наука. 1985. 160 с.
58. *Sprecher A.F., Mannan S.L., Conrad H.* // Acta Metallurgica. 1986. V. 37. № 7. P. 1145.
59. *Тананов А.И., Беклемишев Н.Н., Журкин Б.Н.* // Заводская лаборатория. 1988. № 8. С. 59.
60. *Гриднев В.Н., Мешков Ю.Я., Ошкадеров С.П., Трефилов В.И.* Физические основы электротермического упрочнения стали. Киев: Наук. думка. 1973. 336 с.
61. *Кишкин С.Т., Клыпин А.А.* // Доклады АН СССР. 1973. Т. 211. № 2. С. 325.
62. *Загоруйко Н.В.* // Кристаллография. 1965. Т. 10. № 1. С. 81.
63. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Середа В.Е. и др.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 3. С. 770.
64. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Куликова Г.П.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 1. С. 301.
65. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А.* // Доклады АН СССР. 1976. Т. 227. № 4. С. 848.
66. *Головин Ю.И., Финкель В.М., Слетков А.А.* // Проблемы прочности. 1977. № 2. С. 86.
67. *Головин Ю.И., Финкель В.М., Умрихин В.М. и др.* // Проблемы прочности. 1979. № 8. С. 84.
68. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Родюков Г.Б.* Холодная ломка проката. М.: Металлургия. 1982. 192 с.
69. *Финкель В.М., Иванов В.М., Головин Ю.И.* // Проблемы прочности. 1983. № 4. С. 54.
70. *Борисов В.Т., Головин Ю.И., Иванов В.М.* // Проблемы прочности. 1984. № 2. С. 92.
71. *Головин Ю.И., Иванов В.М., Финкель В.М.* // Физ. и хим. обработки материалов. 1985. № 1. С. 13.
72. *Головин Ю.И., Иванов В.М., Киперман В.А.* // Физ. и хим. обработки материалов. 1983. № 6. С. 64.
73. *Финкель В.М., Головин Ю.И., Иванов В.М. и др.* // Физ. и хим. обработки материалов. 1981. № 2. С. 42.
74. *Головин Ю.И.* // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1993. № 3. С. 67.
75. *Nayashi S., Takahashi S.* // J. Phys. Soc. Jap. 1968. V. 25. № 3. P. 910.
76. *Гиндин Н.А., Лавриненко И.С., Неклюдов И.М.* // ФТТ. 1973. Т. 15. № 2. С. 636.
77. *Бобров В.С., Лебедин М.А.* // ФТТ. 1985. Т. 27. № 3. С. 820.
78. *Кононенко В.И., Пустовалов В.В.* // Проблемы прочности. 1974. № 7. С. 55.
79. *Гиндин Н.А., Лавриненко И.С., Неклюдов И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 6. С. 341.
80. *Каменецкая Д.С., Пилецкая И.Б., Ширяев В.И.* // ФММ. 1973. Т. 35. № 2. С. 318.
81. *Кононенко В.И.* // Металлофизика. 1981. Т. 3. № 4. С. 91.
82. *Брандт Н.Б., Свистова Е.А.* // УФН. 1970. Т. 101. № 2. С. 230.
83. *Миура Н., Херлах Ф.* // Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения. М.: Мир. 1988. С. 315.
84. *Roundy V., Mills D.-L.* // Phys. Rev. В. 1970. V. 1. № 9. P. 3703.
85. *Тагер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир. 1975. С. 455.
86. *Elliott R.J., Parkinson J.B.* // Proc. Phys. Soc. 1967. V. 92. P. 1024.
87. *Сабиров Р.Х.* // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2804.
88. *Давыдов В.Н., Лоскутова Е.А., Найден Е.П.* Физика и техника полупроводников. 1989. Т. 23. № 9. С. 1596.
89. *Постников С.Н., Сидоров В.П.* Прикладные проблемы прочности и пластичности. Горький: Горьковский ун-т. 1981. С. 150.
90. *Andronikashvili E.L., Galustashvili M.V.* // Phys. Stat. Sol. a. 1983. V. 72. № 1. P. 180.
91. *Корношин Ю.В.* Явления переноса в реальных кристаллах во внешних полях. Киев: Наук. думка. 1981. 179 с.
92. *Кузьменко П.П.* Электроперенос, термоперенос и диффузия в металлах. Киев: Виша школа. 1983. 151 с.
93. *Фикс В.Б.* Ионная проводимость в металлах и полупроводниках. М.: Наука. 1969. 296 с.
94. *Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю., Копецкий Ч.В., Левинсон И.Б.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 3. С. 1026.

95. Гезуин Я.Е., Кривоглаз М.А. Движение макроскопических включений в твердых телах. М.: Металлургия. 1971. 344 с.
96. Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. М.: ИЛ. 162 с.
97. Лопухов М.В. и др. // Металлофизика. 1984. Т. 6. № 4. С. 87.
98. Лариков Л.Н. и др. // Доклады АН СССР. 1978. Т. 239. № 2. С. 312.
99. Yondelis W.V., Sahoo J.R. // Canad. J. Phys. 1970. V. 48. № 6. P. 805.
100. Лифшиц И.М., Косевич А.М., Гезуин Я.Е. // Поверхностная диффузия и растекание. М.: Металлургия. 1969. С. 243.
101. Дистлер Г.И., Каневский В.М., Москвин В.В. и др. // ДАН СССР. 1983. Т. 268. №3. С. 591.
102. Кравченко В.Я. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 6 (12). С. 1676.
103. Нацк В.Д., Потемкина Л.Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 1. С. 240.
104. Лебедев В.П., Крыловский В.С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 1285.
105. Зуев Л.Б., Громов В.Е., Гуревич Л.И. // Металлофизика. 1990. Т. 12. № 4. С. 11.
106. Зуев Л.Б., Громов В.Е., Курилов В.Ф. и др. // ДАН СССР. 1978. Т. 239. № 1. С. 84.
107. Громов В.Е., Гуревич Л.И., Курилов В.Ф. и др. // Проблемы прочности. 1989. № 10. С. 48.
108. Бойко Ю.И., Гезуин Я.Е., Клишчук Ю.И. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 3. С. 168.
109. Makara V.A., Steblenko L.P., Robur E.G. // Solid State Phenomena. 1993. V. 32-33. P. 619.
110. Petrenko V.F., Schulson E.M. // Phil. Mag. A. 1993. V. 67. № 1. P. 173.
111. Куличенко А.Н., Смирнов Б.И. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1029.
112. Куличенко А.Н., Смирнов Б.И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1523.
113. Урусовская А.А., Беккауэр Н.Н., Смирнов А.Е. // ФТТ. 1991. Т.33. № 11. С. 3169.
114. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Перекалина Т.М., Урусовская А.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 467.
115. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3001.
116. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1990. № 10. С. 85.
117. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 1. С. 155.
118. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 1014.
119. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 2. С. 320.
120. Альшиц В.И., Воска Р., Даринская Е.В., Петржик Е.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 1. С. 70.
121. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. № 3. С. 189.
122. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 9. С. 2582.
123. Головин Ю.И., Казакова О.Л., Моргунов Р.Б. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 5. С. 1384.
124. Sharp E.J., Avery D.A. // Phys. Rev. 1967. V. 158. № 2. P. 511.
125. Tsmots V.M., Shakhovtsov V.I., Shindich V.L. et al. // Sol. State Commun. 1987. V. 63. № 1. P. 1.
126. Власов К.Б., Дерягин А.И., Павлов В.А. // ФММ. 1977. Т. 44. № 6. С. 1206.
127. Косевич А.М., Шкловский В.А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 1131.
128. Покровский В.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 233.
129. Молоцкий М.И. // ФММ. 1982. Т. 54. № 1. С. 28.
130. Молоцкий М.И. // ФММ. 1984. Т. 58. № 3. С. 458.
131. Молоцкий М.И., Ростовцев В.С. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 9. С. 2564.
132. Стэнли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир. 1973. 421 с.
133. Граждис В.А., Осипьян В.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1259.
134. Баграев Н.Т., Гусаров А.И., Машков В.А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 3. С. 968.
135. Кведер В.В., Осипьян Ю.А., Шальнин А.И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 61. № 1. С. 182.
136. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Тютюнник А. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1995. Т. 59. № 10.
137. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. № 7.
138. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 4.
139. Golovin Yu.I., Morgunov R.B., Tutunnik A.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1995. V. 189. № 1.
140. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 5.
141. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 7.
142. Актуальные вопросы теории дислокаций. Сб. статей. М.: Мир. 1968. 271 с.
143. Петухов Б.В., Поляков Ю.И. // Кристаллография. 1992. Т. 37. № 2. С. 291.
144. Gottschelk H. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1993. V. 138. № 2. P. 547.
145. Nadgornyi E. Dislocation dynamics and mechanical properties of crystals. Oxford: Pergamon Press. 1988.
146. Бучаченко А.Л., Сагдеев Р.З., Салихов К.М. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. Новосибирск. 1978. 296 с.
147. Молоцкий М.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3112.
148. Молоцкий М.И. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 1. С. 11.
149. Громов В.Е., Панин В.Е., Козлов Э.В. и др. // Металлофизика. 1991. Т. 13. № 11. С. 9.
150. Ерилова Т.А., Громов В.Е., Баранов Ю.В., Зуев Л.Б. // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1991. № 7. С. 70.
151. Баранов Ю.В., Тананов А.И., Корягин С.Н. и др. // Физ. и хим. обработки материалов. 1990. № 4. С. 113.
152. Лебедев В.П., Крыловский В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. № 1. С. 3.
153. Беклемишев Н.Н., Баранов Ю.В., Доронин Ю.Л. // Физ. и хим. обработки материалов. 1990. № 4. С. 108.
154. Головин Ю.И., Финкель В.М., Умрихин В.М. и др. // Проблемы прочности. 1979. № 8. С. 84.
155. Батаронов Н.Л., Рошупкин А.М. // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1993. № 8. С. 61.
156. Батаронов Н.Л., Горлов С.К., Рошупкин А.М. // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 1992. № 6. С. 105.
157. Головин Ю.И., Киперман В.А. // Физ. и хим. обработки матер. 1980. № 4. С. 26.
158. Головин Ю.И., Киперман В.А. // Дефектоскопия. 1982. № 11. С. 65.
159. Салганик Р.Л. // Изв. АН СССР. Сер. Мех. тв. тела. 1978. № 5. С. 141.
160. Партон В.З., Кудрявцев В.А., Рубинский В.Д. // ДАН СССР. 1980. Т. 250. № 5. С. 1096.
161. Головин Ю.И., Финкель В.М., Иванов В.М., Слетков А.А. // Физ. и хим. обработки материалов. 1976. № 6. С. 131.
162. Барышев Г.А., Головин Ю.И., Киперман В.А. и др. // Физ. и хим. обработки материалов. 1980. № 4. С. 12.
163. Барышев Г.А., Головин Ю.И., Киперман В.А., Слетков А.А. // Физ. и хим. обработки материалов. 1981. № 5. С. 124.
164. Финкель В.М., Головин Ю.И., Иванов В.М. и др. // Физ. и хим. обработки материалов. 1981. № 2. С. 42.
165. Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А. // ДАН СССР. 1977. Т. 237. № 2. С. 325.
166. Головин Ю.И., Финкель В.М., Слетков А.А. // Физ. и хим. обработки материалов. 1977. № 3. С. 18.
167. Головин Ю.И., Финкель В.М., Шибков А.А., Слетков А.А. // Физ. и хим. обработки материалов. 1978. № 2. С. 40.
168. Стрижало В.А., Новогрудский Л.С., Воробьев Е.В. Прочность сплавов криогенной техники при электромагнитных воздействиях. Киев: Наук. думка. 1990. 158 с.
169. Молоцкий М.И. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 9. С. 1834.
170. Гершензон Н.И., Зиллимиани Д.О., Манджгаладзе П.В., Похотелов О.А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 708.
171. Песчанская Н.Н., Суrowова В.Ю., Якушев П.Н. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2111.
172. Аскинази Б.М. Упрочнение и восстановление деталей машин электромеханической обработкой. М.: Машиностроение. 1989. 200 с.
173. Малыгин Б.В. Магнитное упрочнение инструмента и деталей машин. М.: Машиностроение. 1989. 112 с.

Поступила в редакцию 14 мая 1996 г.