

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов

М.П. Кащенко, В.Г. Чащина

*Дан обзор основных особенностей мартенситного превращения на примере перестройки гранецентрированной кубической решётки в объёмноцентрированную кубическую (тетрагональную) в сплавах железа. Сверхзвуковой рост кристалла связывается с управляющим волновым процессом, который инициируется появлением возбуждённого (колебательного) состояния в упругом поле дислокации. Обсуждается механизм генерации (усиления) управляющих волн неравновесными электронами. Рассмотрены: область значений параметров, оптимальная для генерации волн; критическая зависимость температуры начала превращения от размера поликристалла; формирование двойников превращения при согласованном действии относительно коротких и длинных волн. Кратко освещены перспективы исследований.*

PACS numbers: 63.20.-e, 64.70.K-, 81.30.Kf

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104a.0345

### Содержание

1. Введение (345).
  2. Специфика протекания реконструктивных мартенситных превращений (346).
  3. Проблемы теории реконструктивных мартенситных превращений (347).
  4. Начальное возбуждённое состояние и модель управляющего волнового процесса (350).
  5. Условия генерации фононов неравновесными электронами (352).
  6. Соотношение пространственных масштабов, характерное для процесса гетерогенного зарождения (353).
  7. Область согласованного изменения температуры и затухания s-электронов, оптимальная для реализации мартенситного превращения (355).
  8. Критический размер поликристаллов аустенита (357).
  9. Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов (358).
  10. Обобщающие замечания (360).
  11. Заключение (362).
- Список литературы (362).

### 1. Введение

Явление мартенситного превращения (МП) как весьма специфический вариант реализации полиморфного превращения, связанный с кооперативным механизмом

смещения атомов, привлекает широкое внимание исследователей. С одной стороны, МП модифицирует свойства материала и поэтому играет важную практическую роль (достаточно упомянуть процесс закалки стали). С другой стороны, вызывает интерес построение такой физической теории МП, которая не исчерпывалась бы фрагментарными объяснениями отдельных сторон наблюдаемого явления, а обладала бы высокой степенью полноты описания всех значимых наблюдаемых свойств. Очевидно, что подобная теория должна опираться на ясное понимание физической природы механизма управления перестройкой структуры. Ясно, что применительно к металлам и сплавам, представляющим собой электрон-ионные системы, в первую очередь, следует понять, какие особенности состояния подсистем необходимы для развития МП. Задача усложняется тем, что для разных металлических систем МП может протекать по разнообразным сценариям, включающим в себя дифференциацию не только по структурам начальных и конечных фаз, но и по характеру фазового перехода, проявления которого в одних случаях соответствуют предельному варианту перехода II рода, а в других — ярко выраженному переходу I рода. Представляется важным понимание обоих предельных случаев. Тем не менее в настоящее время основные проблемы связаны именно с объяснением механизма МП в случае ярких переходов I рода.

Это неудивительно, так как подобный переход протекает при значительном отклонении от точки равновесия фаз и сильно переохлаждённая (либо перегретая) система представляет собой активную среду, способную к выделению энергии. Следовательно, в неравновесных условиях вне конкуренции может оказаться механизм МП, обеспечивающий наибо́льший темп высвобождения энергии. Выявление такого механизма требует пересмотра привычных представлений о фазовых пере-

М.П. Кащенко, В.Г. Чащина. Уральский государственный лесотехнический университет, ул. Сибирский тракт 37, 620100 Екатеринбург, Российская Федерация  
Тел./Факс (343) 261-45-51  
Email: mpk46@mail.ru

Статья поступила 17 июля 2010 г.,  
после доработки 15 сентября 2010 г.

ходах I рода, в частности о существовании равновесных (квазиравновесных) зародышей новой фазы. Разумеется, в металлической системе механизм распространения наиболее быстрой релаксации энергии связан с волновым процессом, а возникновение волн связано с начальным возбужденным (колебательным) состоянием ионов, максимально приспособленным к запуску процесса быстрого роста новой фазы. В свою очередь, начальное состояние локализуется в тех областях пространства, где, благодаря влиянию упругих полей дефектов (например, обычных дислокаций), в значительной степени снижается межфазный барьер. Таким образом, проясняется специфика гетерогенного зарождения. И наконец, наиболее богатым по физическому содержанию оказывается случай, в котором поддержание высокого (порогового) уровня деформаций на фронте управляющего волнового процесса оказывается возможным за счёт участия неравновесной электронной подсистемы.

Представленная (в предыдущем абзаце) крупными блоками совершенно прозрачная в физическом отношении картина соответствует развёрнутому изложению новой парадигмы МП, позволяющей непротиворечиво описать большую совокупность наблюдаемых фактов и снять проблемы, казавшиеся непреодолимыми для теоретических построений, основывающихся на традиционном квазиравновесном подходе. Цель данного обзора — обосновать новую парадигму МП и продемонстрировать её эффективность на примере реконструктивного  $\gamma$ - $\alpha$ -МП в сплавах железа, отдавая вполне заслуженную дань усилиям предшествующих поколений исследователей.

## 2. Специфика протекания реконструктивных мартенситных превращений

Реконструктивными МП, по определению, считаются кооперативные структурные переходы между фазами, симметрии решёток которых не связаны отношением соподчинения. Например, переходы от границирированной кубической (ГЦК) решётки к объёмноцентрированной кубической (ОЦК) или от ОЦК-решётки к гексагональной плотноупакованной (ГПУ). Эти превращения обычно имеют ярко выраженные признаки переходов I рода. А именно, превращения сопровождаются тепловым эффектом, скачком удельного объёма и температурным гистерезисом для прямого и обратного превращений. Указанные признаки типичны для любых переходов I рода. Тогда как кооперативность процесса перестройки кристаллической решётки относится к специфическому качеству мартенситного превращения, выделяющему его в отдельный класс фазовых превращений.

Далее будут рассматриваться варианты  $\gamma$ - $\alpha$ -ГЦК-ОЦК-МП или  $\gamma$ - $\alpha$ -ГЦК-ОЦТ-МП (ОЦТ — объёмноцентрированная тетрагональная) в сплавах железа, для которых накоплен наибольший объём экспериментальных данных. В сферу современных научных исследований это превращение было включено после работы [1], установившей бездиффузионный характер перестройки с сохранением близости соседних атомов в начальной и конечной фазах.

Морфология мартенситных кристаллов сохраняет часть информации о кооперативном динамическом механизме превращения в виде наблюдаемой совокупности

макроскопических признаков, однозначно связанных между собой (кристаллографические ориентации плоских межфазных границ — габитусных плоскостей и направлений макродвига, величина макродвига и ориентационные соотношения между решётками сосуществующих фаз). Пионерскими работами по прецизионному исследованию морфологических признаков являются [2–4], из которых наибольшей полнотой выделяется [4].

Микрокинетически мартенситное превращение можно определить как атермическое, поскольку, во-первых, скорость превращения (роста) отдельной пластины велика и она не зависит от температуры, хотя МП протекает в широкой области температур,  $T \approx (0-10^3)$  К, и, во-вторых, превращённый объём возрастает в основном за счёт образования новых кристаллов, а не в результате роста имеющихся. Следовательно, рост протекает, по сути, в отсутствие термической активации, что и раскрывает смысл термина "атермический".

Макрокинетически различают изотермическое и атермическое МП. Изотермическое превращение может протекать при фиксированной температуре внешнего (по отношению к превращающемуся объёму) теплового резервуара, причём существует зависящая от состава сплава оптимальная температура, при которой скорость увеличения макроскопического количества мартенсита максимальна.

При атермической макрокинетике количество мартенсита определяется степенью переохлаждения до температур, меньших  $M_s$ , а изотермическая выдержка не приводит к увеличению превращённого объёма. Наблюдается и предельный случай атермического роста — "взрывное" МП, при котором за время одного "взрыва" образуется заметная доля (несколько десятков процентов) от всего превратившегося объёма.

Яркой, отмеченной выше, особенностью микрокинетики является высокая скорость роста отдельных кристаллов. Первые измерения [5], позволившие надёжно установить порядок величины скорости роста ( $\sim 10^3$  м с<sup>-1</sup>), совпадающий с порядком скорости звука, были выполнены для кристаллов линзовидной формы, имеющих центральную полностью двойникованную тонкопластинчатую зону (мидриб). Кроме того, в [5] высказано предположение о том, что аномальное нарастание электросопротивления на начальном этапе роста кристалла (в отличие от ожидаемого монотонного спада) указывает на двухстадийный характер формирования мартенситной пластины. В экспериментах [6] скорость роста мартенсита сравнима со сверхзвуковым (по отношению к продольным волнам) значением  $6,6 \times 10^3$  м с<sup>-1</sup>. Кроме того, в [6] отмечено, что данный вывод согласуется с результатами [5], если наблюдаемую величину первых крупных кристаллов мартенсита, совпадающую с диаметром зерна, разделить на время наблюдаемого аномального нарастания электросопротивления. Это означает, что сверхзвуковую скорость роста следует связывать с первой стадией быстрого формирования мидриба. Двухстадийный характер формирования линзовидных кристаллов в настоящее время не вызывает сомнений. К аналогичному выводу приводят, например, эксперименты по влиянию сильных магнитных полей на мартенситное превращение [7]. Таким образом, *имеются основания считать, что скорость формирования пластинчатых кристаллов (либо центральной зоны линзовидных кри-*

сталлов) является сверхзвуковой (по отношению к продольным волнам).

Данный вывод имеет принципиальное значение, поскольку позволяет на основе весьма общих физических положений провести отбор среди научных парадигм, используемых при интерпретации феномена мартенситной реакции в сплавах переходных металлов, т.е. провести отбор физических представлений совместимых с высокой (сверхзвуковой) скоростью роста.

### 3. Проблемы теории реконструктивных мартенситных превращений

Исторически начало развития теории МП связано с именем Бейна (см., например, [8]). Поскольку ГЦК-решётку можно рассматривать как ОЦТ с тетрагональностью  $t = \sqrt{2}$ , в [8] отмечена возможность деформационной трансформации ГЦК-решётки в ОЦК-решётку (рис. 1) путём сжатия на 20 % вдоль одной из осей  $\langle 001 \rangle_\gamma$  и синхронных растяжений приблизительно на 13 % вдоль пары ортогональных осей  $\langle 100 \rangle_\gamma$ ,  $\langle 010 \rangle_\gamma$  (либо  $\langle 110 \rangle_\gamma$ ,  $\langle -110 \rangle_\gamma$ ).

При трактовке морфологических признаков низкотемпературного (габитусы  $\{259\}_\gamma - \{3\ 10\ 15\}_\gamma$ ) мартенсита заметный успех был достигнут при кристаллогеометрическом подходе, достаточно полно отражённом в [10–13]. В этом подходе мартенситное превращение сопоставляется с деформацией исходной фазы, обладающей макроскопически инвариантной плоскостью — плоскостью габитуса. Деформацию решётки описывают либо в сдвиговой схеме, дополненной дилатациями, либо в схеме деформации Бейна с последующими поворотами, обеспечивающими выполнение ориентационных соотношений.

Поскольку деформация Бейна не является деформацией с инвариантной плоскостью (у такой деформации одна из главных компонент обращается в нуль, а две другие имеют разные знаки), привлекают к рассмотрению дополнительную деформацию (не изменяющую симметрию решётки), для того чтобы суммарная макродеформация превратившейся области сводилась к деформации с инвариантной плоскостью. В частности, для низкотемпературного мартенсита в качестве дополни-

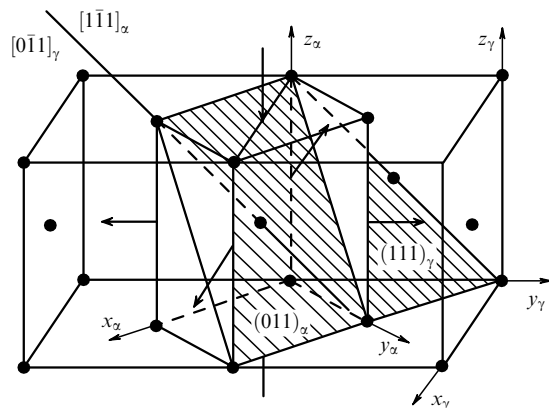


Рис. 1. Схема, поясняющая деформацию Бейна и кристаллографическое соответствие плоскостей и направлений [9]. Направления сжатия и растяжения указаны жирными стрелками, заштрихована плотноупакованная плоскость  $(111)_\gamma || (011)_\alpha$ .

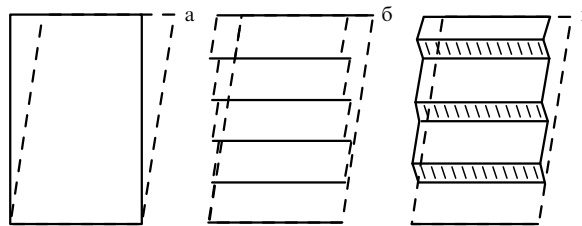


Рис. 2. Восстановление формы превращённой области дополнительной деформацией [9]: (а) собственная деформация превращения, (б) восстановление формы скольжением, (в) восстановление формы двойникованием.

тельной деформации было выбрано двойникование (см. схему на рис. 2в).

К недостаткам подобного подхода, согласно [14], следует отнести отсутствие физического обоснования выбора конкретных механизмов деформации. Кроме того, эти теории не объясняют "изменения каких-либо кристаллографических особенностей превращения в зависимости от изменения состава или температуры" [14].

Говоря о термодинамическом подходе в теории МП, отметим, что предпочтение, естественно, отдаётся фазе с наименьшим значением свободной энергии Гиббса  $G(P, T)$ , задаваемой соотношением [15]

$$G(P, T) = H - TS = U + PV - TS, \tag{1}$$

где  $H, U, S, V$  — удельные (на 1 моль вещества) значения энтальпии, внутренней энергии, энтропии и объёма соответственно,  $P$  — давление.

Вычисление термодинамических (макроскопических) величин в (1) в рамках квантово-статистического подхода представляет собой достаточно сложную задачу, поскольку значения  $G$  для разных фаз различаются незначительно и при расчёте нельзя использовать радикальных упрощений. Тем не менее учёт всех значимых факторов (включая магнитные свойства фаз) позволяет обосновать наблюдаемый полиморфизм в чистом железе и сплавах на его основе. Не останавливаясь более подробно на вопросе о стабильности фаз, далее будем считать, что ответ на него известен.

Применение термодинамики для рассмотрения некоторых особенностей морфологии продуктов МП, которое основывается [16] на учёте энергии внутренних напряжений в системе сосуществующих  $\gamma$ - и  $\alpha$ -фаз, предполагает, что образование конечной структуры отражает стремление системы к состоянию с минимумом упругой энергии внутренних напряжений.

При сверхзвуковой скорости роста кристалла уместно сразу акцентировать внимание на динамическом механизме управления ростом кристалла, а формирование обширных пластинчатых областей интерпретировать как разворачивающийся в пространстве и времени процесс потери устойчивости решётки исходной фазы. Подчеркнём также, что утратившая устойчивость область во время перехода в новое устойчивое (по крайней мере, метастабильное) состояние не обладает упругой реакцией, характерной для устойчивого состояния новой фазы. Ясно, что динамический механизм управления является волновым, а использование подвижных дислокаций исключается. Напомним, при кон-

титуальном описании [17] предельной для дислокаций является скорость поперечных упругих волн, а при атомистическом описании для поддержания высокой скорости их движения в условиях интенсивных потерь на излучение упругих волн (аналог эффекта Вавилова–Черенкова) потребовался бы слишком высокий уровень напряжения. Действительно, согласно [18], напряжение  $\sigma$ , необходимое для поддержания скорости  $v > c_t$ , можно оценить по формуле

$$\sigma \approx \left( \frac{v^2}{c_t^2} - 1 \right) \frac{\mu b}{2\pi a}, \quad (2)$$

где  $\mu$  — сдвиговый модуль,  $b$  — вектор Бюргерса,  $a$  — расстояние между плоскостями скольжения. Из (2) при  $v \approx 2c_t$  и  $b \approx a$  следует, что значение  $\sigma$  превышает теоретический предел прочности  $\sigma_{\max} \approx 0,1\mu$ , т.е. не имеет физического смысла. Значит, движение границы раздела фаз следует рассматривать как нелинейный волновой процесс.

*Особую остроту приобретает вопрос о формировании регулярной структуры двойников превращения (с чередованием двух ориентаций осей бейновского сжатия [9]), механизм которого должен быть совместим со сверхзвуковой скоростью роста кристалла.*

Таким образом, наличие высокой скорости роста представляет собой критерий, служащий для отбора парадигмы МП. Суть этой парадигмы заключается в расшифровке динамической структуры межфазной области на стадии быстрого роста, позволяющей понять механизм управления ростом кристалла [19, 20]. Очевидно также, что динамический механизм сверхзвукового роста несовместим с парадигмой, основанной на представлении о существовании термодинамически равновесных (или квазиравновесных) зародышей новой фазы. *Не случайно поиск таких зародышей не дал результатов, породив проблему "ненаблюдаемости зародышей". Поэтому базовые представления о механизме сверхзвукового роста кристалла должны быть связаны с новым описанием начальной стадии этого процесса.*

Понимание значимости кинетических факторов в развитии МП отражено в литературных обзорах (см., например, [21, 22]). Традиционно акцентируется внимание на анализе величин энергетических барьеров, преодолеваемых при данном типе роста, а также на оценках термодинамической движущей силы превращения и вкладов релаксационных процессов. В целом, концепция релаксации как варианта переключения между двумя состояниями, разделёнными энергетическим барьером, является вполне приемлемой. Трактовки, основанные на использовании функционала Гинзбурга–Ландау [23] и его обобщений применительно к различным (по пространственным размерностям и типам структурных перестроек) моделям (см., например, [24–34]), сводят вопрос о механизме роста к рассмотрению модели границы фаз и исследованию её подвижности.

Важным является вопрос об устойчивости решётки аустенита при температуре  $M_s$ , связанный с вопросом о существовании температуры  $T_c$  абсолютной потери устойчивости исходной фазы. Действительно, существование абсолютной температуры  $T_c > 0$ , при которой решётка, не содержащая дефектов, становится неустойчивой к бесконечно малым флуктуациям, означало бы неизбежность протекания МП в процессе охлаждения. Но как для сплавов с изотермической кинетикой пре-

вращения [35], так и для сплавов с атермической кинетикой [36] удаётся подавить мартенситное превращение охлаждением до температур, меньших  $M_f$  (которая задаёт нижнюю границу интервала температур реализации МП для сплава заданного состава,  $T_0 > M_s > M_f$ ), и затем вызвать МП после отогрева. Отсутствие  $T_c$  и, следовательно, относительная устойчивость ГЦК-решётки при температуре  $M_s$  ставят вопрос о величине энергетического барьера, преодолеваемого системой в процессе зарождения и роста. Этот вопрос связан с проблемой большой величины переохлаждения,  $T_0 - M_s \approx 200$  К, сформулированной в [37, 38]. *Суть проблемы заключается в значительном различии между оценкой переохлаждения  $\Delta T = T_0 - M_s \approx 45$  К, необходимого для компенсации энергетических затрат  $E_c \approx 50$  кал моль<sup>-1</sup> на выполнение внешней работы в процессе мартенситного превращения, и величиной  $T_0 - M_s$ .* Одно из приемлемых объяснений [39] сводится к тому, что "кинетика процесса контролирует скорость перехода системы через энергетический барьер, связанный с образованием центров новой фазы, поскольку рост кристаллов мартенсита происходит почти мгновенно и, следовательно, степень переохлаждения  $T_0 - M_s$  может определяться не только термодинамическими, но и кинетическими характеристиками процесса".

Ненаблюдаемость зародышей и высокая скорость роста указывают на неклассический характер старта роста мартенситного кристалла, обусловленного возникновением начального возбуждённого состояния. Тогда тепловой эффект превращения можно интерпретировать [19, 20, 40] как результат распределения энергии  $E$  колебаний атомов вблизи новых положений равновесия с небольшим числом выделенных направлений поляризации по всем  $3N_N$  колебательным модам возбуждённой области с числом атомов  $N_N$ . Оценим  $E$ , полагая, что возбуждаются в основном продольные колебания, поляризованные в двух направлениях (обозначим их  $x$  и  $y$ ). Вклад от одной моды с волновым вектором  $q_i$  ( $i = x, y$ ) в энергию  $E$  запишем в виде

$$E_{q_i} = \frac{1}{2} M \omega_{q_i}^2 |u_{q_i}|^2 N_N, \quad (3)$$

где  $M$  — масса атома,  $\omega, u$  — соответственно циклическая частота и амплитуда колебаний. Заметим далее, что связанную с колебаниями относительную деформацию  $\varepsilon$  характеризует максимальное значение

$$\varepsilon_m \approx \frac{2u}{\lambda/2} = \frac{2uq}{\pi}, \quad (4)$$

где  $\lambda/2$  — расстояние между двумя плоскостями, колеблющимися в противофазе ( $\lambda$  — длина волны). Считая  $\varepsilon$  одинаковым для всех  $q_i$ , делая замену  $\omega_{q_i} \rightarrow \omega_{q_i} = cq_i$ , где  $c$  — скорость звука, и учитывая, что  $q_x, q_y$  принимают  $N_{N_x} \approx N_{N_y} \approx 2r_N/a$  значений ( $r_N$  — радиус начального возбуждённого состояния,  $a$  — параметр решётки), из (3), (4) имеем

$$E = \sum_{i, q_i} E_{q_i} \approx \frac{\pi^2}{2a} r_N N_N M c^2 \varepsilon_m^2. \quad (5)$$

Оценку  $\varepsilon$  к моменту времени  $t = t_N$  образования начального возбуждённого состояния получим, считая, что

$$\frac{E}{N_N M} \approx \frac{\pi^2}{2a} r_N c^2 \varepsilon_m^2 \approx Q, \quad (6)$$

где  $Q$  — удельная (на единицу массы) теплота превращения. Тогда при  $Q \approx 4 \times 10^4$  Дж кг<sup>-1</sup> (сплав Н30 по данным [41]),  $r_N \approx 10^{-7}$  м,  $a \approx 3 \times 10^{-10}$  м,  $c = 5 \times 10^3$  м с<sup>-1</sup> из (6) находим  $\varepsilon_m \approx 10^{-3}$ . Таким образом, по крайней мере для наиболее долгоживущих мод с квазипульсом  $q \approx q_{\min} \approx \pi r_N^{-1}$ , к моменту  $t = t_N$ , являющемуся конечным для стадии формирования исходного возбуждённого состояния и одновременно начальным для стадии роста, можно ожидать, что пороговое значение деформации  $\varepsilon_{th} \leq \varepsilon_m$ . Полезно сопоставить этот результат с данными [9, 42] по влиянию внешних напряжений на МП. Основания для сопоставления, например, с данными по влиянию растяжения, очевидны, если заметить, что  $\lambda/2$  в (4) играет роль начальной длины  $l$  образца, а амплитуда  $u$  — роль абсолютного удлинения  $\Delta l$ , и учесть, что  $\lambda_{\max} = 2\pi/q_{\min} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$  м во много раз больше параметра решётки  $a$ . Интересная информация заключается в существовании температуры  $M_{\text{elast}}$  [42] вблизи  $M_s$  ( $M_{\text{elast}} - M_s \approx 35 - 40$  К), такой, что МП при температурах  $T$  из интервала  $M_s < T < M_{\text{elast}}$  вызывается внешними упругими напряжениями  $\sigma_m$ . Поскольку упругой деформации на диаграмме напряжение–деформация отвечают значения  $\varepsilon \leq 10^{-3}$ , можно сделать вывод о приемлемости условия  $\varepsilon_{th} \leq 10^{-3}$  для пороговой деформации.

Следовательно, в модели образования начального возбуждённого состояния, способного обеспечить быстрый рост, большое переохлаждение  $T_0 - M_s$  интерпретируется как необходимое условие для возбуждения колебаний с конечными амплитудами (и частотами), обеспечивающими выполнение неравенства  $\varepsilon \approx \varepsilon_{th} \leq 10^{-3}$ , соответствующего критерию устойчивости решётки  $\gamma$ -фазы в точке  $M_s$ . Этот вывод позволяет снять кажущееся противоречие между требованием метастабильной устойчивости аустенита в точке  $M_s$ , предполагающим конечную величину межфазного барьера, и практически не зависящей от температуры скоростью роста мартенсита (в широком температурном интервале), свидетельствующей о безбарьерном (надбарьерном) характере движения. Действительно, начальное возбуждённое состояние с колебаниями, обеспечивающими деформации, превышающие пороговый уровень, может порождать нарушающий устойчивость решётки волновой процесс, имеющий скорость, зависящую лишь от упругих свойств аустенита.

В работе [43] впервые в отчётливой форме был сформулирован волновой подход применительно к задаче роста мартенсита. Не конкретизируя значений скоростей, авторы [43] предлагают схему двух последовательных волн деформации. Первая из волн распространяется от малого дискообразного зародыша в радиальных направлениях, вызывая однородную деформацию пластинообразной области, поверхность которой (габитусная плоскость) совпадает с инвариантной плоскостью. Когда напряжения, вызванные деформацией от первой волны, достигают некоторого критического значения (предположительно предела текучести), в перпендикулярном для габитусной плоскости направлении начинается распространение второй волны, приводящей к сдвиговой неоднородной деформации (однородной лишь макроскопически), завершающей процесс формирования мартенситной пластины.

В [44] в основном сохраняется идеология, предложенная в [43]. Дополнительно постулируется, что распро-

страняющаяся в радиальном направлении волна является продольной, вызывающей МП в центральной зоне (мидрибе). Превратившиеся участки мидриба играют роль зародышей второго порядка для возбуждения поперечной, распространяющейся в перпендикулярном к плоскости габитуса направлении, волны превращения. Однако описание механизма образования мидриба, имеющего внутреннюю двойниковую структуру и играющего ведущую роль в формировании линзовидного кристалла, как и трактовка богатых морфологических признаков МП, в [43, 44] отсутствует.

Если не акцентировать внимания на вопросе о роли дислокаций в процессе формирования и перемещения границы фаз, то движение границы в рассмотренных выше моделях можно интерпретировать единым образом как распространение уединённого фронта, называемого также волной переключения (см., например, [45]), — возмущения ступенчатого типа, слева и справа от которого реализуются разные значения деформации  $\varepsilon_{\alpha, \gamma}$ , характерные для  $\gamma$ - и  $\alpha$ -фаз. Основой для описания такого процесса может служить квазилинейное параболическое уравнение (нелинейное уравнение диффузного типа).

Остановимся теперь на работах, в которых главное внимание уделяется роли гиперболических волн в МП. Эти волны удовлетворяют в общем случае нелинейным уравнениям, возникающим из линейного уравнения гиперболического типа (классического волнового уравнения со вторыми производными по координатам и времени), для которого синусоидальные волны являются фундаментальным решением. Такие волны легко представляются совокупностями фононов, что позволяет использовать хорошо разработанные в физике твёрдого тела микроскопические модели, устанавливая связь между микро- и макроописаниями.

В [46] декларируется правомерность описания МП с волновых позиций. В связи с ненаблюдаемостью статических зародышей мартенсита предлагается не различать стадии зарождения и роста, а кинетику любых МП рассматривать как "взрывную" (считается, что медленный рост отдельного кристалла происходит в результате последовательности быстрых микровзрывов, перемежающихся продолжительными паузами). Кроме того, особенности строения мартенсита предлагается трактовать как следствие действия комбинаций решёточных мод, распространяющихся со скоростями упругих волн.

Кайзер [47] был первым, кто попытался связать активацию атермического (взрывного) МП в сплавах железа со стимулированным излучением фононов (эффект фононного мазера), реализующимся при переохлаждении до температур, существенно меньших температуры  $T_0$  равновесия фаз. Оптимальной в [47] считается частота дебаевских фононов  $\nu_{AM} \approx 10^{13}$  Гц с энергией  $h\nu_{AM}$ , принимаемой равной разности удельных свободных энергий  $G_A - G_M$  (в пересчёте на один атом) метастабильного аустенита ( $G_A$ ) и стабильного мартенсита ( $G_M$ ). Излучающей системой считаются атомы, совершающие согласованный (кооперативный) прыжок с энергетического уровня  $G_A$  на уровень  $G_M$ . Кайзер предложил также интерпретировать зигзагообразную структуру, представляющую собой группы относительно мелких кристаллов, образующихся между двумя крупными пластинами, как следствие многократного отражения от крупных пластин стимулированного

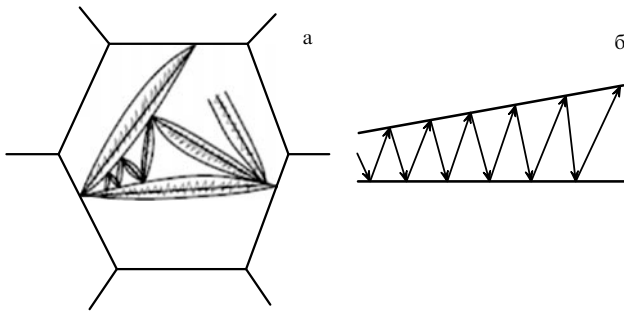


Рис. 3. Фермообразная структура кристаллов мартенсита: (а) совокупность линзовидных двойникованных кристаллов в реалистической схеме [49], (б) идеализированная схема многократного отражения стимулированных фононов [47].

фононного излучения. На рисунке 3а схематически изображена наблюдаемая зигзагообразная структура (в металлургических работах более распространены названия молние- и фермообразная структура), а на рис. 3б представлена схема Кайзера (сплошные линии).

Характерной чертой этой структуры является присутствие двух наборов пластин: любые две пластины из одного и того же набора параллельны, а пары пластин из разных наборов сопряжены под острым углом. Заметим, однако, что при непараллельных крупных пластинах построить две такие совокупности пластин на основе закона отражения нельзя. Уязвимыми представляются как трактовка излучающей системы, так и выбор частоты излучения. Трудность с выявлением механизма генерации волн осталась непреодоленной и в работе [48], где была сделана попытка провести аналогию между лазером и мартенситным превращением и дать феноменологическое описание волны поперечных смещений.

Исследования температурной зависимости упругих модулей [50, 51], как и дисперсионных кривых фононного спектра [50–53], перед  $\gamma$ - $\alpha$ -МП показывают в большинстве случаев отсутствие даже тенденций к потере устойчивости. Наблюдающийся [50] аномальный ход температурной зависимости упругих модулей в системах Fe–Ni (> 30 % Ni), испытывающих при  $T > M_s$  ферромагнитное упорядочение, следует связывать скорее с влиянием этого упорядочения [54, 55], чем с проявлением тенденции решёточной нестабильности, т.е. речь идёт о "нормальных" упругих модулях, но ферромагнитной системы. Иными словами, по отношению к отдельным фононным модам с малой амплитудой решётка аустенита сохраняет устойчивость. Тем не менее исследования предпереходного состояния (см., например, [56–61]) представляют интерес для построения динамической модели МП, как и симметричный анализ — для выявления и использования параметров порядка [57, 62].

Среди многих работ, свидетельствующих о гетерогенном характере зарождения, отметим эксперименты [63] с малыми частицами (диаметром  $> 10^{-6}$  м), убедительно продемонстрировавшие, что при одинаковых размерах частиц МП в процессе охлаждения развивается далеко не во всех из них. Это свидетельствует в пользу мнения о зарождении мартенсита в определённых благоприятных центрах. К такому же выводу приводят наблюдения при термоциклировании, в которых и первоначальный, и повторный рост кристаллов мартенсита происходят, как правило, в одних и тех же местах. Ряд

результатов электронно-микроскопических наблюдений указывает на причастность дислокаций к процессам зарождения мартенсита.

#### 4. Начальное возбуждённое состояние и модель управляющего волнового процесса

Хотя список значимых фактов и проблем не исчерпан, представленной в разделах 2, 3 информации достаточно для формулирования модели, оптимально сочетающей в себе простоту описания с полнотой интерпретации богатой совокупности наблюдаемых особенностей МП.

Учитывая, что пороговая деформация  $\varepsilon_{th}$  принадлежит упругому диапазону, естественно полагать, что дефект своим упругим полем понижает межфазный энергетический барьер, нарушает исходную симметрию решётки и выделяет области, потеря устойчивости которыми при приближении к температуре  $M_s$  приводит к возникновению начального возбуждённого состояния. Определение формы, размеров, кристаллографической ориентации, характера возбуждения и уровня энергии таких состояний даёт важнейшую информацию для понимания последующего процесса роста мартенситного кристалла.

Результаты расчётов (см., например, [64–74]) свидетельствуют о том, что уже отдельная дислокация, типичная для данной симметрии решётки, создаёт упругое поле, благоприятное для возникновения начального возбуждённого состояния. Рисунок 4 показывает, что на некотором расстоянии  $r$  от линии дислокации всегда можно выделить область в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда с поперечными размерами  $d_{1,2}$ , построенного на ортогональных собственных векторах  $\xi_i$  тензора упругих деформаций. Причём имеются диапазоны углов  $\Delta\theta$  (вблизи определённого значения  $\theta_0$ ) с противоположными по знаку деформациями вдоль осей  $\xi_{1,2}$ , ортогональных к наибольшему ребру  $\xi_3$ , вдоль которого деформация близка к нулю. Соответствующие главные значения тензора деформации в области зарождения не только удовлетворяют условию плоской деформации с парой инвариантных (слабоиска-

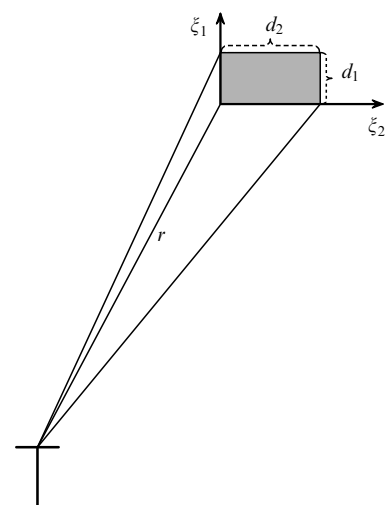


Рис. 4. Область, выгодная для локализации начального возбуждённого состояния в упругом поле отдельной дислокации (ось  $\xi_3$  ортогональна плоскости рисунка).

жённых) плоскостей:

$$\varepsilon_1 > 0, \quad \varepsilon_2 < 0, \quad \varepsilon_3 \approx 0, \quad (7)$$

но и  $\varepsilon_1$ , и  $|\varepsilon_2|$  близки к максимальным значениям  $\varepsilon_1(\Theta_0)$ ,  $|\varepsilon_2(\Theta_0)|$  (экстремумы ищутся по угловой переменной  $\Theta$  при некотором фиксированном расстоянии  $r$  до дислокационной линии). Следовательно, в области зарождения упругое поле дефекта в максимальной степени снижает энергетический барьер для начала плоской деформации с инвариантной (при  $\varepsilon_3 = 0$ ) или слабоискажённой (при  $\varepsilon_3 \approx 0$ ) плоскостью.

Таким образом, предполагается, что роль объёмного элемента, в котором осуществляется переход коллектива атомов через энергетический барьер (с выделением энергии и возбуждением колебаний), играет трёхмерная ячейка в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда. Грани этого параллелепипеда попарно колеблются в противофазе, стимулируя пороговую деформацию типа "растяжение – сжатие" во взаимно ортогональных направлениях, совпадающих с направлениями распространения волновых пучков, излучаемых колеблющимся параллелепипедом. Решётка последовательно теряет устойчивость, образуя пластинообразную область там, где налагаются волновые пучки с благоприятным для реализации пороговой деформации полем смещений атомов (рис. 5).

Формирование пластинчатого прообраза мартенситного кристалла естественно интерпретировать как перемещение параллелепипеда со скоростью  $v$ , являющейся векторной суммой скоростей  $v_1$  и  $v_2$  волновых пучков. Поскольку выделение энергии, необходимое для автокаталитической подпитки волны, происходит только в объёме, испытывавшем пороговую деформацию, именно сверхзвуковая скорость  $v$  становится реальной скоростью роста кристалла.

Следовательно, синтеза концепций гетерогенного зарождения и волнового роста можно достичь, если считать, что волновые нормали  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  волновых пучков, описывающих в области наложения соответственно деформации растяжения ( $\varepsilon_1 > 0$ ) и сжатия ( $\varepsilon_2 < 0$ ), коллинеарны собственным векторам  $\xi_i$  ( $i = 1, 2$ ) тензора деформации упругого поля дефекта в области зарожде-

ния:

$$\mathbf{n}_1 \parallel \xi_1, \quad \mathbf{n}_2 \parallel \xi_2, \quad \mathbf{n}_1 \perp \mathbf{n}_2 \quad |\mathbf{n}_i| = |\xi_i| = 1. \quad (8)$$

Значит, управляющий волновой процесс (УВП) наследует информацию о направлениях главных осей деформации. Легко показать [19, 20, 75–78], что нормаль  $\mathbf{N}_w$  к плоскости габитуса, связанная с распространением УВП, задаётся кинематическим соотношением

$$\mathbf{N}_w \parallel \mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1 \kappa, \quad \kappa = \frac{v_2}{v_1}, \quad (9)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  — модули скоростей распространения волн в направлениях  $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$ . С другой стороны, при плоской однородной деформации растяжения – сжатия нормали к инвариантным плоскостям имеют вид

$$\mathbf{N}_d = \xi_2 \pm k \xi_1, \quad (10)$$

$$k = \frac{1 - |\varepsilon_2|}{1 + \varepsilon_1} \left( \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|} \frac{2 + \varepsilon_1}{2 - |\varepsilon_2|} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Поскольку УВП осуществляет деформацию с инвариантной плоскостью, естественно считать, что имеет место совпадение кинематического и динамического описания габитусной плоскости при распространении УВП, т.е. формулы (9) и (10) описывают один и тот же габитус, если значения  $\varepsilon_i$  в (11) соответствуют пороговым значениям. Тогда при учёте (8) получаем важное условие:

$$\kappa = k, \quad (12)$$

определяющее связь между деформациями и скоростями волн, существующую при распространении УВП.

Малость пороговых деформаций  $\varepsilon_{th}$  позволяет представить условие (12) в виде

$$\kappa = \frac{v_2}{v_1} = k \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}}, \quad (13)$$

где скорости  $v_2$  и  $v_1$  можно рассчитать с помощью уравнения Кристоффеля [79], используя модули упругости исходной кристаллической решётки (желательно при температуре  $M_s$ ). Подобный алгоритм позволяет идентифицировать дислокационные центры зарождения конкретных мартенситных кристаллов.

Ввиду принципиальной важности представлений о характере начального возбуждённого состояния с целью его изучения были проведены эксперименты по физическому моделированию начального возбуждённого состояния лазерным импульсом с длительностью 20 пс и линейной формой следа воздействия на поверхности монокристалла, параллельной рассчитанному направлению  $\xi_3$ . В результате осуществлён ожидаемый запуск роста кристалла мартенсита [70, 80–83].

Ясно, что динамическая структура начального возбуждённого состояния будет воспроизводиться при формировании быстро растущего мартенситного кристалла в межфазной области  $B_{\gamma-\alpha}$ , совпадающей с областью фронта нелинейной волны превращения. Поскольку распространение волны происходит в метастабильно устойчивой среде вдали от точки равновесия фаз  $T_0$ , то возможно приращение энергии возбуждений в области движущегося фронта за счёт энергии, выделяемой превращающейся фазой. Специфика механизма трансформации выделяющейся энергии важна для объяснения особенностей микро- и макрокинетики, определе-

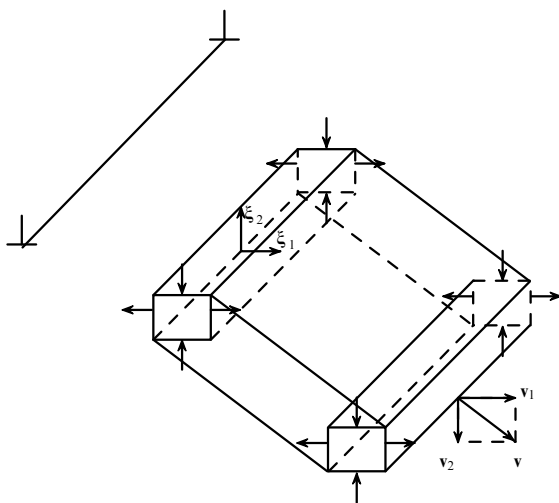


Рис. 5. Волновая модель управления ростом мартенситного кристалла (отрезок, ограниченный символами  $\perp$ , соответствует линии дислокации).

ния зависимости температуры начала МП от химического состава, влияния внешних полей, предшествующей пластической деформации и размера поликристаллов (зёрен).

## 5. Условия генерации фононов неравновесными электронами

Очевидно, что область  $B_{\gamma-\alpha}$  является сильно неравновесной. В интересующем нас случае металлических систем степень неравновесности следует характеризовать, наряду с градиентом температуры  $\nabla T$ , градиентом химического потенциала электронов  $\nabla\mu$  (обозначение  $\mu$ , использованное ранее для модуля сдвига, в дальнейшем относится к химическому потенциалу). Пространственный масштаб  $l$  (рис. 6), задающий ширину области  $B_{\gamma-\alpha}$  в направлении  $\mathbf{v}$ , ортогональном  $\xi_3$ , естественно считать близким к поперечным размерам  $d_{1,2}$ , порядка толщины пластинчатого кристалла, т.е.  $l \sim 0,1-1$  мкм. Тогда порядок величин  $\nabla T$  и  $\nabla\mu$  определяется соотношениями

$$\nabla T \sim \frac{\Delta T}{l} \approx \frac{T_\alpha - T_\gamma}{l}, \quad \nabla\mu \sim \frac{\Delta\mu}{l} \approx \frac{\mu_\alpha - \mu_\gamma}{l}. \quad (14)$$

Величина  $\Delta T$  сравнима со степенью переохлаждения  $T_0 - M_s$ , т.е.  $\Delta T \sim 100$  К, значит,  $\nabla T \sim 10^8 - 10^{10}$  К м<sup>-1</sup>. Величину  $\Delta\mu$  оценим, учитывая, что вследствие объёмного эффекта удельный объём  $\alpha$ -фазы возрастает, а концентрация электронов  $n$  и, следовательно,  $\mu$  уменьшаются. Полагая  $\mu \sim n^{2/3}$  (стандартная связь  $\mu$  и  $n$  в модели свободных электронов (см., например, [84])), находим

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = -\frac{2\Delta V}{3V}. \quad (15)$$

При  $\Delta V/V = 2,4 \times 10^{-2}$  — типичном значении изменения объёма при деформации Бейна — для  $\mu \sim 10$  эВ из (9) получаем  $\Delta\mu = 0,16$  эВ, что эквивалентно величине 1860 К. Таким образом, при одном и том же  $l$  величина  $\nabla\mu/k_B$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана, может на порядок превышать  $\nabla T$ . Отметим, что выполненная на основе учёта объёмного эффекта оценка  $\Delta\mu$  в силу использованной связи  $\mu \sim n^{2/3}$  справедлива для подсистемы  $s$ -электронов. Разумеется, те же значения могут быть получены и при рассмотрении подсистемы  $d$ -электронов [19, 20].

Значительные величины  $\nabla T$  и  $\nabla\mu$  обуславливают необходимость рассмотрения электронной и фононной подсистем области  $B_{\gamma-\alpha}$  в неравновесных условиях. Подобная конкретизация неравновесных условий позво-

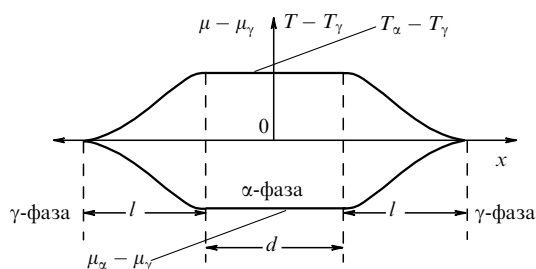


Рис. 6. Предполагаемое распределение температуры  $T$  и химического потенциала электронов  $\mu$  при образовании начального возбуждённого состояния; ось  $x$  перпендикулярна длинной оси возбуждённой области.

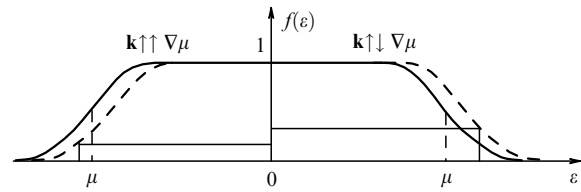


Рис. 7. Равновесные (сплошные кривые) и неравновесные (штриховые кривые) функции распределения электронов при  $\nabla\mu \neq 0$ .

лила поставить задачу о генерации (или селективном усилении) фононов неравновесными электронами.

Напомним, что физической основой лазерного эффекта является преобладание стимулированного излучения над поглощением в условиях инверсной населённости состояний излучающей системы (населённость состояний тем выше, чем больше их энергия). Выбирая в качестве излучающей системы коллективизированные электроны и полагая справедливым зонное описание, легко убедиться в том, что при наличии электронных потоков инверсно населённые состояния есть всегда. Обозначим как  $f_{j\mathbf{k}}$  неравновесную функцию распределения электронов в состоянии  $(j\mathbf{k})$ , где  $j$  — номер зоны,  $\hbar\mathbf{k}$  — квазиимпульс электрона с энергией  $\varepsilon_{j\mathbf{k}}$ . При основном источнике неравновесности  $\nabla\mu \neq 0$  достаточно напомнить известную (см., например, [84]) из теории электропроводности картину распределения электронов (рис. 7).

Горизонтальными тонкими линиями отмечены уровни населённости двух инверсно населённых состояний над уровнем Ферми. Очевидно, что имеется однонаправленное движение электронов в сторону меньшего значения химического потенциала, т.е. против  $\nabla\mu$ , и знак неравновесной добавки к  $f^0$  не зависит от соотношения  $\varepsilon_{j\mathbf{k}}$  и  $\mu$ :  $\Delta f_{j\mathbf{k}} > 0$  при  $\mathbf{k} \downarrow \nabla\mu$  и  $\Delta f_{j\mathbf{k}} < 0$  при  $\mathbf{k} \uparrow \nabla\mu$ . Данная трактовка инверсно населённых состояний применительно к неравновесным условиям на стадии роста  $\alpha$ -фазы была предложена в [85–87].

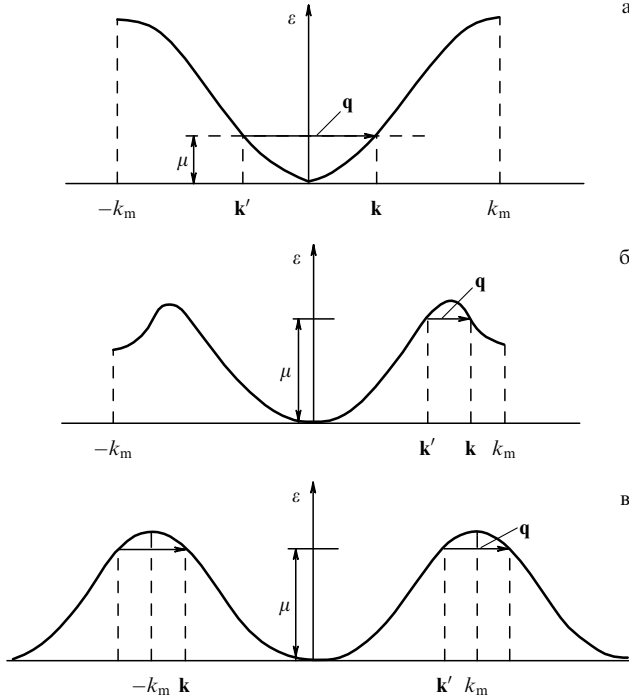
Напомним условия, необходимые для возбуждения (или усиления) плоской волны смещений атомов неравновесными электронами в случае бесконечного кристалла с однородным и стационарным градиентом химического потенциала. Волна смещений  $u(\mathbf{r}, t) = u_0 \cos(\omega_{\mathbf{q}} t - \mathbf{q}\mathbf{r})$  с квантовой точки зрения представляет собой макроскопическую совокупность когерентных фононов с энергиями  $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$  и волновыми векторами  $\mathbf{q}$ . Мазерный механизм генерации волны возможен, если имеется макроскопическое число  $R$  пар  $(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  инверсно населённых электронных состояний (ИНЭС), при переходах между которыми происходит преимущественно излучение фононов, причём выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса:

$$\varepsilon_{j\mathbf{k}} - \varepsilon_{j'\mathbf{k}'} = \hbar\omega_{\mathbf{q}}, \quad \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}' - \hbar\mathbf{q} = 0, \quad \hbar\mathbf{Q}. \quad (16)$$

Здесь  $i$  — индекс фононной ветви, а равенство нулю или вектору обратной решётки  $\mathbf{Q}$  в (16) определяется тем, относятся ли электронные переходы к нормальным  $N$ -процессам или к  $U$ -процессам переброса [84] (рис. 8). Таким образом, возникает задача об отыскании в  $k$ -пространстве макроскопических наборов пар ИНЭС, эквидистантных в смысле выполнения соотношений (16).

По аналогии со случаем фотонного лазера [88] нетрудно показать [19, 20, 89, 90], что достаточным для реализации фононного лазера является выполнение





**Рис. 8.** Одномерная схема нормальных  $N$ -процессов (а, б) и  $U$ -процессов (в);  $k_m$  — граничный импульс первой зоны Бриллюэна,  $q$  — импульс фонона, различие энергий  $\epsilon_k$  и  $\epsilon_{k'}$  не отражено,  $\mu$  — уровень Ферми.

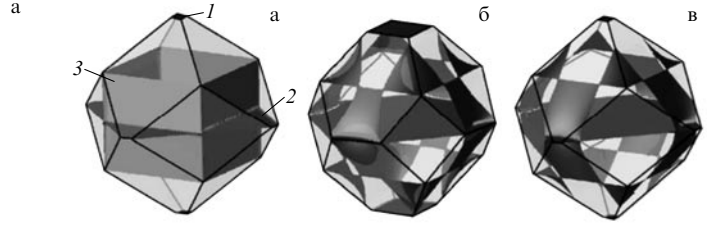
порогового условия:

$$\sigma_0 > \sigma_{th}, \quad \sigma_{th} = \frac{\hbar^2 \Gamma \varkappa}{W^2 R_{eff}}, \quad (17)$$

где  $\sigma_0$  — начальная инверсная населённость, пропорциональная  $\nabla\mu$ ,  $\sigma_{th}$  — пороговое значение инверсной разности населённостей,  $\Gamma$  и  $\varkappa$  — соответственно затухания электронов и фононов (измеряемые в [рад с<sup>-1</sup>]),  $W$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия,  $R_{eff}$  — число пар ИНЭС в доступном интервале энергий  $\Delta$  вблизи  $\mu$ . Реалистические оценки параметров, приведённые в [19, 20, 89, 90], показывают, что выполнение (17) в сплавах железа возможно при  $\Delta \approx 0,2$  эВ, если велика площадь  $\Delta S_{eff}$  (сопоставима с площадью поверхности первой зоны Бриллюэна) поверхности  $S$ , разделяющей в  $k$ -пространстве пары ИНЭС [76, 91]. В [19, 20, 92–96] существование обширных  $S$ -поверхностей продемонстрировано на примере электронных спектров в приближении сильной связи как для идеальных ГЦК- и ОЦК-решёток, так и при действии одноосной и плоской деформации, превышающей на порядок пороговую деформацию. В частности, случаю деформации сжатия  $\epsilon_2$  вдоль  $[001]_\gamma$  исходной ГЦК-решётки при учёте ближайших соседей отвечает спектр вида

$$E(k) = E_0 - 4E_1 \left[ \cos \eta_1 \cos \eta_2 + \frac{2}{1 + (1 + \epsilon_2)^2} \cos \eta_3 (1 + \epsilon_2) (\cos \eta_1 + \cos \eta_2) \right]. \quad (18)$$

Использование таких спектров удобно, поскольку сразу позволяет получить аналитический вид поля групповых скоростей  $v_k$ , необходимый для отыскания  $S$ -поверхности, удовлетворяющей условию обращения в



**Рис. 9.** Вид  $S$ -поверхностей для одноосно сжатой исходной ГЦК-решётки: (а) учёт только ближайших соседей для  $\epsilon_2 = -0,25$  (1, 2, 3 — плоские листы  $S$ -поверхности), (б) учёт первых и вторых соседей для  $\epsilon_2 = -0,08$ , (в) учёт первых и вторых соседей для  $\epsilon_2 = -0,25$ .

нуль проекции групповой скорости  $v_k$  электронов на направление  $\nabla\mu$ :

$$v_k \nabla\mu = 0. \quad (19)$$

Тогда в пространстве квазиимпульсов пары ИНЭС, имеющие в потоковом режиме разные знаки неравновесных добавок к  $f^0$  (пропорциональные  $v_k \nabla\mu$ ), располагаются по разные стороны от  $S$ -поверхности. Для иллюстрации на рис. 9, взятом из [96], приведены  $S$ -поверхности при  $\nabla\mu \parallel [001]_\gamma$  (спектру (18) отвечает случай рис. 9а). Кроме того, эти спектры обладают единственным пиком плотности состояний. В результате, определив энергию пика  $\epsilon_t$ , можно выбирать положение уровня  $\mu$  в соответствии с неравенством

$$|\epsilon_d - \mu| \approx |\epsilon_t - \mu| \leq \Delta, \quad (20)$$

где  $\epsilon_d$  — энергия d-электронов, имеющих энергии в области, прилегающей к энергии  $\epsilon_t$  пика плотности состояний в приемлемом энергетическом интервале  $\Delta$  в окрестности уровня Ферми. При наличии обширных участков  $S$ -поверхностей величина  $\sigma_{th}$  оказывается порядка  $10^{-3}$ , поэтому генерация возможна при уровнях  $\sigma_0 > 10^{-3}$ .

Подчёркнём, подавляющее большинство точек приведённых листов  $S$ -поверхностей лежит внутри зоны Бриллюэна, а не на её границах. Поэтому элементарные акты излучения фононов с малыми волновыми векторами  $q \ll \pi/a$ , обусловленные  $k \rightarrow k'$ -электронными переходами, локализованными вблизи  $S$ -поверхностей, являются нормальными процессами. Значит, в неравновесных условиях  $\gamma \rightarrow \alpha$ -мартенситного превращения, главным образом генерируются или усиливаются продольные (квазипродольные) волны. Действительно (см., например, [84, 97]), для чисто поперечных волн с вектором поляризации  $e_q$  при нормальных процессах обращается в нуль скалярное произведение  $e_q q$ , а с ним и матричный элемент электрон-фононного взаимодействия  $W$ , пропорциональный  $e_q q$ . Следовательно, именно продольные волны, инициированные начальным возбуждённым состоянием, в основном поддерживаются неравновесной электронной подсистемой.

### 6. Соотношение пространственных масштабов, характерное для процесса гетерогенного зарождения

Оценим теперь расстояние  $r$  от линии дислокации до места локализации начального возбуждённого состояния, а также величину  $d$  его поперечного размера (см.

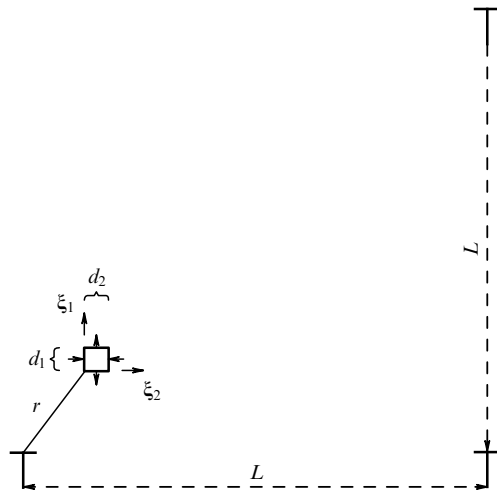


Рис. 10. Область локализации начального возбуждённого состояния в упругом поле отдельной дислокации: соотношение масштабов  $L$ ,  $r$  и  $d$ .

рис. 4, 10). Упругое поле дефекта по сечению параллелепипеда (на масштабе  $d$ ) является приблизительно однородным, если выполняется условие

$$\frac{d}{r} \leq 0,1. \quad (21)$$

Пусть прямолинейный сегмент отдельной дислокации играет роль центра зарождения, а среднее расстояние между дислокациями равно  $L$ . Тогда влиянием других дислокаций можно пренебречь, если

$$r \sim 0,1L. \quad (22)$$

Но расстояние  $L$ , в свою очередь, связано с плотностью дислокаций  $\rho$ :

$$L \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}. \quad (23)$$

Из (21)–(23) ясно, что

$$d \sim 10^{-2}L \sim 10^{-2}\rho^{-1/2}. \quad (24)$$

В качестве нижней границы значений  $\rho$  естественно принять типичную для отожжённых монокристаллов плотность дислокаций  $\rho \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Тогда из (24) получаем  $d \sim 1 \text{ мкм}$ . Напомним, что размеры  $d_{1,2}$  порядка половин длин волн, управляющих ростом кристалла мартенсита, задают толщину пластинчатых мартенситных кристаллов (либо толщину мидриба). Именно такие толщины и характерны для первых крупных кристаллов мартенсита, появляющихся в монокристаллических образцах или в крупных зёрнах поликристаллов (с диаметрами около 100 мкм). Подчеркнём, что условию (21) приблизительной однородности упругой деформации по поперечному сечению зародыша можно формально удовлетворить, выбирая и меньшие значения  $d$  (разумеется, выбор значения  $d$ , меньшего параметра решётки  $a$ , лишён физического смысла). Однако мы сознательно используем при оценке максимальные значения  $d$ , ещё совместимые с требованием (21). Дело в том, что при переходе первого рода высвобождающаяся энергия тем больше, чем меньше отношение площади

поверхности зародыша  $S_N$  к его объёму  $V_N$ . Для интересующего нас зародыша в форме прямоугольного параллелепипеда с длинами рёбер  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $l$  получаем

$$\frac{S_N}{V_N} = 2 \left( \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{l} \right), \quad (25)$$

т.е. рост размеров зародыша (в частности, увеличению поперечного размера) будет способствовать возрастание его высвобождающейся энергии.

Ясно, что выбор в качестве величины  $d$  максимального значения  $d_m$ , ещё совместимого с требованием (21), не противоречит условию малости пороговых деформаций  $\varepsilon_{1,2\text{th}}$ :

$$\varepsilon_{1\text{th}}, |\varepsilon_{2\text{th}}| < \varepsilon_{\text{el}} \sim (10^{-4} - 10^{-3}) \ll 1, \quad (26)$$

поскольку упругая деформация  $\varepsilon_{\text{ед}}$ , создаваемая прямолинейной дислокацией, пропорциональна  $1/r$ , а возрастание  $d_m$  при выполнении (21) предполагает и возрастание  $r$ . Разумеется, при увеличении плотности дислокаций  $L(\rho)$ ,  $r(\rho)$  и  $d(\rho)$  будут уменьшаться. Заметим, что в (26) указано значение макроскопического предела упругости, фактически определяемое пороговым условием генерации дислокаций в монокристаллах или крупнозернистых поликристаллах. При уменьшении характерных пространственных масштабов, например, при переходе к диапазону  $\leq 100 \text{ нм}$ , типичному для нанокристаллического состояния и периодов структур двойников превращения, предел упругости должен возрастать, оставаясь меньшим порога текучести. Поскольку стандартный дислокационный источник внутри зерна с диаметром  $D$ , согласно [98], может включаться при критических напряжениях  $\tau_c(D) > 3Gb/D$ , где  $G$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргерса, то величина  $3b/D$  задаёт порядок деформации, соответствующей порогу текучести (для источников в границе зерна  $\tau_c(D)$  в полтора раза ниже). Значит, предел упругости  $\varepsilon_{\text{el}}(D)$  в зерне с характерным размером  $D$  ограничен величиной  $\tau_c(D)/G = 3b/D \approx 3a/D$ . При  $D \sim 100 \text{ нм}$  и  $a \sim 0,35 \text{ нм}$  имеем  $\varepsilon_{\text{el}}(D) \leq 10^{-2}$ . Следовательно, в нанодиапазоне при  $100 > D > 10 \text{ нм}$ , вводя условное обозначение  $\varepsilon_{\text{el}}(D) = \varepsilon_{\text{el}}^{\text{nano}}$ , получаем  $10^{-2} \leq \varepsilon_{\text{el}}^{\text{nano}} < 10^{-1}$ , где верхний предел приближается к теоретическому пределу прочности.

Таким образом, поперечный размер  $d$  тонкопластинчатых кристаллов задаётся величиной свободного от дефектов объёма размером  $L$ , составляя, согласно (24), по порядку величины сотую часть от  $L$ . При начале превращения в монокристаллах или крупных зёрнах масштаб  $L$  грубо оценивается через среднюю плотность дислокаций. Разумеется, строго периодической дислокационной решётки не существует, и в действительности первые кристаллы с наибольшей толщиной будут появляться в областях с наибольшими значениями  $L_{\text{max}}$ . При переходе к мелким кристаллам роль  $L$  играет диаметр зерна  $D$ . Причём в случае единственной дислокации в зерне, уточняя, согласно [99], соотношение (24), можно считать

$$d \approx n^{-1}10^{-2}D. \quad (27)$$

В (27) нижняя граница  $n$  (значение  $n = 1$ ) относится к расположению прямолинейного участка дислокацион-

ной линии рядом с плоским участком границы зерна (в предельном случае речь идёт о зернограницной ступеньке). Тогда расстояние  $L$  (до противоположной границы зерна) равно  $D$ . Если дислокационная линия расположена в центре зерна, то  $L$  составляет не более чем  $D/2$  и  $n = 2$ . Значит, значения  $n$  из интервала  $1 < n < 2$  соответствуют промежуточному положению единственной дислокации в зерне.

При появлении кристаллов мартенсита дополнительными (и определяющими) становятся размеры  $L$  объёмов остаточного аустенита, либо полностью обрамлённых кристаллами мартенсита, либо включающих в себя и фрагменты границ зёрен. Ясно, что каждое новое поколение кристаллов приводит к уменьшению значений  $L$  для образования кристаллов следующего поколения. Формально минимально допустимое  $L$ , совместимое с волновым ростом, получаем, выбирая  $d$ , равным параметру решётки  $a$ . Тогда из (24) при  $d_{\min} = a$  получаем  $L_{\min} = 10^2 a$  (например, при  $a = 0,35$  нм имеем  $L_{\min} = 35$  нм). Для сплавов на основе железа при протекании  $\gamma$ - $\alpha$ -МП наблюдаемые минимальные (критические) размеры зерна  $D_{\min}$  зависят от химического состава и, как правило, превышают (по порядку величины)  $L_{\min}$ . Обсуждение критического размера зерна будет продолжено в разделе 8. Здесь же отметим, что соотношение пространственных масштабов (24) качественно согласуется с представлением [100], согласно которому размеры вновь возникающих неоднородностей должны определяться пространственным масштабом, задаваемым существующей системой сдвигов (дефектов). Однако в [100] речь идёт о равноосных неоднородностях, тогда как специфика МП диктует формирование начальных возбуждённых состояний в форме вытянутых параллелепипедов.

## 7. Область согласованного изменения температуры и затухания s-электронов, оптимальная для реализации мартенситного превращения

Ограничимся рассмотрением стационарных неравновесных добавок к  $f_{\mathbf{k}}^0$  в приближении времени релаксации  $\tau$  (см., например, [84, 101]), связанных с градиентом химического потенциала:

$$f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0 \approx \frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial y_{\mathbf{k}}} \frac{\tau}{k_B T} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \nabla \mu, \quad (28)$$

$$f_{\mathbf{k}}^0 = \frac{1}{\exp(y_{\mathbf{k}}) + 1}, \quad y_{\mathbf{k}} = \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu}{k_B T}, \quad (29)$$

где  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$  — энергия электрона с квазиимпульсом  $\mathbf{k}$ . Полагая для простоты  $\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \approx -\mathbf{v}_{\mathbf{k}'}$ , представим  $\sigma_0$  в виде

$$\sigma_0(\nabla \mu) = f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}'} \approx \frac{\partial f_{\mathbf{k}}^0}{\partial y_{\mathbf{k}}} \frac{2\tau}{k_B T} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \nabla \mu. \quad (30)$$

Выполнение условия  $\sigma_0 > \sigma_{\text{th}}$  в широком диапазоне концентраций  $C_{\text{Le}}$  легирующих элементов можно обосновать в рамках двухзонной модели, полагая, что затухание подвижных s-электронов  $\Gamma_s$  является сравнимым с величиной  $(\varepsilon_d - \mu) \hbar^{-1}$  и во много раз превышает  $\Gamma_d$  — затухание 3d-электронов, активных в генерации фононов (типичному для 3d-металлов времени жизни

s-электронов  $\tau_s \sim 10^{-15}$  с отвечает  $\hbar \Gamma_s \sim 0,6$  эВ). Действительно, населённость состояний с энергиями  $\varepsilon_d > \mu$  может поддерживаться на достаточно высоком уровне  $f_d^0 \sim 0,1$  за счёт рассеяния в d-состояния s-электронов с энергиями  $\varepsilon_s$  из интервала

$$\mu - \frac{\hbar \Gamma_s}{2} < \varepsilon_s < \mu + \frac{\hbar \Gamma_s}{2}. \quad (31)$$

При наличии s-d-рассеяния уровень теплового возбуждения  $k_B T$  может быть значительно ниже  $\varepsilon_d - \mu$ , без уменьшения населённости d-состояний. Аналогично для состояний с  $\varepsilon_d < \mu$  при  $\mu - \varepsilon_d > k_B T$  механизм d-s-рассеяния обеспечивает дополнительное размытие распределения d-электронов. В результате  $\hbar \Gamma_s$  играет роль, подобную роли  $k_B T$ , а d-электроны распределяются в интервале энергий  $\mu - \hbar \Gamma_s / 2 - k_B T < \varepsilon_d < \mu + \hbar \Gamma_s / 2 + k_B T$ . Если  $\varepsilon_t > \mu$  и  $\varepsilon_t \in (\mu, \mu + \Delta)$ , то для заселения d-состояний при  $k_B T \ll \hbar \Gamma_s$  должно выполняться

$$\frac{\hbar \Gamma_s}{2} \approx \bar{\varepsilon}_d - \mu, \quad (32)$$

где  $\bar{\varepsilon}_d$  играет роль средней энергии актуального интервала. Затухание  $\Gamma_s$  естественно представить в виде суммы:

$$\Gamma_s(T, C, d) = \Gamma_s(T) + \Gamma_s(C) + \Gamma_s(d). \quad (33)$$

В (33) вклад  $\Gamma_s(T)$ , связанный с рассеянием на термически активируемых неоднородностях (вакансии, фононы, магны и т.п.), убывает при понижении  $T$ ; в случае бинарного сплава затухание  $\Gamma_s(C) \sim C(1 - C)$  связано с примесным рассеянием, где  $C$  — концентрация легирующей добавки; вклад  $\Gamma_s(d)$ , согласно [102], обусловлен влиянием на затухание s-электронов неоднородности с характерным поперечным пространственным масштабом  $d$ , связанной с выделением энергии в области возникновения возбуждённого состояния (т.е.  $d \approx d_{1,2}$ ); ранее [19, 20, 103] этот вклад не учитывался. Если кристаллы не обладают внутренней двойниковой структурой, то  $d$  является характерным мезомасштабом активной области, в которой идёт процесс генерации волновых пучков. При образовании двойникованных кристаллов, когда в управляющий волновой процесс включаются также относительно коротковолновые смещения, следует принимать во внимание и масштаб  $d_{\text{tw}}$  порядка толщины основной компоненты двойника ( $d_{\text{tw}} \ll d$ ).

Оценим  $\Gamma_s(d)$ . Учтём, что характерное время  $\tau_s$  пересечения s-электронами области размером  $d$

$$\tau_s \approx \frac{d}{v_s}. \quad (34)$$

Тогда, в соответствии с соотношением неопределённостей для энергии и времени

$$\hbar \Gamma_s(d) \approx \frac{\hbar}{2\tau_s} \approx \frac{\hbar v_s}{2d}. \quad (35)$$

Учитывая соотношение масштабов (27), формулу (35) можно переписать в виде, явно содержащем размер зерна:

$$\hbar \Gamma_s(d) \equiv \hbar \Gamma_s(D) \approx 10^2 n \frac{\hbar v_s}{2D}. \quad (36)$$

Из (36) очевидно, что в случае малых  $d$  вклад  $\Gamma_s(D)$  становится сравнимым с вкладами  $\Gamma_s(C)$  и  $\Gamma_s(T)$ , тогда как для монокристаллических образцов и крупных зёрен этот вклад можно не учитывать. Допустим, что  $D$  велико, а изменением  $\bar{\varepsilon}_d - \mu$  при изменении  $C$  можно пренебречь. Тогда (32) может выполняться в широких диапазонах значений  $T$  и  $C$ , так как увеличение вклада  $\Gamma_s(C)$  при уменьшении вклада  $\Gamma_s(T)$  сглаживает функцию  $\Gamma_s(C, T)$ , стабилизируя уровень размытия распределения d-электронов. Следовательно, необходимо модифицировать вид равновесной функции распределения,  $f^0 \Rightarrow \tilde{f}^0$ , так, чтобы  $\tilde{f}^0$  учитывала размытие распределения, обусловленное изменением  $T$  и  $\Gamma_s$ , а затем исследовать поведение производных  $\partial\tilde{f}_0/\partial\mu$ , определяющих, наряду со значениями градиента  $\nabla\mu$ , величину разности населённостей  $\sigma_0$ . По существу, необходимо найти область переменных  $T$  и  $\Gamma_s$ , в которой величина  $\sigma_0$  при фиксированном  $|\bar{\varepsilon}_d - \mu|$  достигает максимальных значений. Температуру  $T$  в этой области естественно определить как оптимальную  $\tilde{T}$  для протекания МП. Требуя близости зависимостей  $\tilde{T}(C)$  и  $M_s(C)$  и выбирая в качестве реперной электронную конфигурацию одного из компонентов сплава, можно найти электронную конфигурацию атома другого компонента. Такая постановка задачи была использована в [19, 20, 103] для сплавов типа замещения (Fe–Ni, Fe–Mn) и внедрения (железо–углерод).

Модифицированная функция распределения  $\tilde{f}^0$  даёт выражением

$$\tilde{f}_{\mathbf{k}}^0 = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right) \right]^{-1} A(\varepsilon, \mathbf{k}) d\varepsilon, \quad (37)$$

где спектральная плотность  $A(\varepsilon, \mathbf{k})$  является средней (по конфигурациям) вероятностью обнаружить в сплаве электрон с энергией  $\varepsilon$  в состоянии с квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{k}$ . Обычно спектральная плотность имеет лоренцеву форму:

$$A(\varepsilon, \mathbf{k}) = \frac{1}{\pi} \frac{1/2\hbar\Gamma_{\mathbf{k}}}{(\varepsilon - \varepsilon_{\mathbf{k}})^2 + (1/2\hbar\Gamma_{\mathbf{k}})^2}, \quad (38)$$

где  $\Gamma_{\mathbf{k}}$  — затухание электрона с энергией  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ . При  $\Gamma_{\mathbf{k}} \rightarrow 0$  функция  $A(\varepsilon, \mathbf{k})$  переходит в  $\delta$ -функцию, а (37) — в  $f_{\mathbf{k}}^0$  (29). Введём безразмерный химический потенциал  $\mu' = \mu/|\bar{\varepsilon}_d - \mu|$  и переменные

$$\Gamma' = \frac{\hbar\Gamma}{2|\bar{\varepsilon}_d - \mu|}, \quad T' = \frac{k_B T}{|\bar{\varepsilon}_d - \mu|}. \quad (39)$$

Полагая, что при  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}d}$  в качестве  $\tilde{f}_d^0$  можно (ввиду сильного s–d-рассеяния) использовать  $\tilde{f}_s^0$  (37), далее будем опускать индексы d, нуль и тильду у функции  $\tilde{f}_d^0$ . Тогда, фиксируя значения  $|\bar{\varepsilon}_d - \mu|$  и  $\tau v \nabla\mu$ , для поиска оптимальной области изменения переменных  $T'$  и  $\Gamma'$  достаточно исследовать поведение производной  $\partial f/\partial\mu'$ . На рисунке 11 представлены результаты расчёта  $\partial f/\partial\mu'$ .

Семейства тонких линий — это линии постоянного уровня, на которых функция  $\partial f/\partial\mu'$  принимает постоянные (указанные на рисунке) значения, а штриховые линии 1 и 2 определяются соответственно условиями

$$\frac{\partial}{\partial T'} \left( \frac{\partial f}{\partial \mu'} \right) \Big|_{\Gamma'} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \Gamma'} \left( \frac{\partial f}{\partial \mu'} \right) \Big|_{T'} = 0. \quad (40)$$

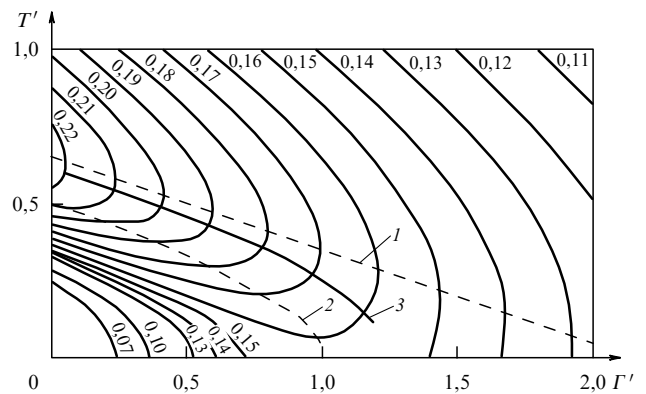


Рис. 11. Результаты расчёта  $\partial f/\partial\mu'$  в случае лоренцевой формы спектральной плотности: дробные числа соответствуют значениям  $\partial f/\partial\mu'$  на семействе изолиний  $\partial f/\partial\mu' = \text{const}$ ; кривые 1 и 2 ограничивают область медленного изменения  $\partial f/\partial\mu'$  при увеличении  $\Gamma'$  и уменьшении  $T'$ .

Линии 1 и 2 отвечают максимумам функции  $\partial f/\partial\mu'$  по переменным  $T'$ ,  $\Gamma'$  и проходят через точки, в которых прямые линии, параллельные соответственно вертикальной и горизонтальной осям координат, касаются линий постоянного уровня. Сплошная кривая 3 на рис. 11 — это проекция на плоскость  $(\Gamma', T')$  "гребня" на рельефе функции  $\partial f/\partial\mu'$ . Области между линиями 1 и 2 соответствуют значения параметров  $T$  и  $\Gamma$ , при которых инверсная разность населённостей  $\sigma_0(\nabla\mu)$  велика. Задавая точку, отвечающую чистому железу внутри этой области, можно ввести оптимальную температуру для генерации фононов, убывающую с возрастанием затухания  $\Gamma$  (именно таковы зависимости  $T'(\Gamma')$  для линий 1, 2, 3). Таким образом, поведение производной  $\partial f/\partial\mu'$  указывает на возможность введения оптимальной температуры  $\tilde{T}$ , удовлетворяющей условию  $\partial\tilde{T}/\partial C < 0$ .

Как показывают эксперименты по скоростному охлаждению [104–108], в чистом железе наблюдаются четыре значения  $M_s$ :  $M_s^I = 820^\circ\text{C}$ ,  $M_s^{II} = 720^\circ\text{C}$ ,  $M_s^{III} = 540^\circ\text{C}$ ,  $M_s^{IV} = 430^\circ\text{C}$ . Соответственно в сплавах имеется четыре ветви концентрационных зависимостей  $M_s^i(C)$ . В [19, 20, 103] показано, что соответствие точки с координатами  $T'_0 \approx 0,4$ ,  $\Gamma'_0 \approx 0,4$  температуре  $M_s^I$  согласуется с электронными конфигурациями, близкими к  $3d^{8,6}4s^{1,4}$  для атомов Ni и к  $3d^{7,4}4s^1$  для атомов Fe, при отображении наблюдаемых концентрационных зависимостей  $M_s^i(C)$  в область, тяготеющую к окрестности линии 2 на рис. 11. При этом начальным точкам ветвей  $\tilde{M}_s^i$  соответствуют координаты  $(T'_0, \Gamma'_0)^i$ :

$$\tilde{M}_s^I \rightarrow (0,397, 0,417)^I, \quad \tilde{M}_s^{II} \rightarrow (0,361, 0,379)^{II}, \quad (41)$$

$$\tilde{M}_s^{III} \rightarrow (0,296, 0,310)^{III}, \quad \tilde{M}_s^{IV} \rightarrow (0,256, 0,268)^{IV}.$$

Затухание электронов представлялось в виде  $\Gamma(T, C) = \Gamma(T) + \Gamma(C)$ , причём температурная зависимость выбиралась линейной:

$$\hbar\Gamma_s(T) = a_0 k_B T, \quad (42)$$

где  $a_0$  — безразмерный параметр, а  $|\varepsilon_d - \mu| \approx 0,237$  эВ. В области температур порядка температуры Дебая  $T_D$  удовлетворительное описание  $\Gamma_s(T)$  получалось при

$a_0 \approx 2,1$ . Сохраняя вид (42) при обработке данных для температур, меньших комнатной, коэффициент  $a_0$  следует считать зависящим от  $T$ , поскольку имеется несколько вкладов в затухание  $\Gamma_s(T)$ , пропорциональных  $T^P$  с разными  $P$ . В качестве максимального значения  $a_0$  в [102] в этой области  $T$  принималось  $a_0 \approx 1$ .

Для описания влияния параметров  $C$  и  $D$  на температуру  $M_s$  удобно задавать на плоскости переменных  $(\Gamma', T')$  аналитические аппроксимации "траекторий", соединяющих начальную точку  $\tilde{M}_s^i$   $i$ -й ветви с конечной точкой отображения  $i$ -й концентрационной зависимости. К содержательным выводам, например, приводит рассмотрение параболической аппроксимации [102] для кривой 2 на рис. 11, проходящей через точки  $(\Gamma' = 1, T' = 0)$  и  $(\Gamma' = 0, T' = 0,5)$ :

$$1 - \Gamma' = 4T'^2. \quad (43)$$

Из (43) очевидно, что  $T' \rightarrow 0$  при  $\Gamma' \rightarrow 1$ . Заметим, что при электронных конфигурациях, близких к  $3d^{8,6}4s^{1,4}$  для атомов Ni и к  $3d^74s^1$  для атомов Fe, отображение зависимости  $\tilde{M}_s^1(C)$  оказывается близким к (43).

## 8. Критический размер поликристаллов аустенита

Выявление закономерности согласованного изменения параметров  $T'$  и  $\Gamma'$  открывает возможность интерпретации температуры  $M_s$  как оптимальной для протекания МП и получения аналитической формулы для зависимости  $M_s$  не только от концентрации легирующего элемента [19, 20, 103], но и от размера зерна  $D$  [99, 102]. Параллельно решается и проблема существования критического размера  $D_c$  поликристаллов (зёрен) аустенита, такого, что при  $D \leq D_c$  даже охлаждением до абсолютного нуля не удаётся вызвать МП, т.е. выполняется условие

$$M_s(D_c) = 0. \quad (44)$$

Напомним, что существование критического размера  $D_c$  обнаружено ещё в работе [109], а в [110] продемонстрирована сильная зависимость  $D_c$  от состава сплава. Тем не менее, несмотря на большое число работ (см., например, [111–119]), посвящённых этой проблеме, не удавалось получить последовательной трактовки выявленных закономерностей (достаточно подробно суть затруднений обсуждается в [99]).

После подстановки в (43) затухания (33) при учёте (42), (36) и (44) находим:

$$\tilde{T}' = -\frac{a_0}{16} + \sqrt{\left(\frac{a_0}{16}\right)^2 + (1 - \Gamma'(C)) \frac{1 - D_c/D}{4}}, \quad (45)$$

$$D_c = \frac{\hbar n 10^2 v_s}{4|\bar{\epsilon}_d - \mu|(1 - \Gamma'(C))}. \quad (46)$$

Второе решение отбрасывается как приводящее к  $\tilde{T}' < 0$ . При учёте истинных температурных зависимостей  $\Gamma'(T)$  будут получаться уравнения со степенями температуры выше второй, что может привести к нескольким физически реализуемым ветвям  $M_s(C)$ . Как уже отмечалось, выявляется до четырёх таких ветвей. Однако проявление эффекта критической зависимости  $M_s$  от размера зерна

удобно наблюдать на сплавах,  $M_s$  которых находится в диапазоне от комнатной температуры до абсолютного нуля, где фактически остаётся только одна ветвь  $M_s^{IV}(C)$ , практически сливающаяся с ветвью  $M_s^I(C)$ .

Формула (46) отражает изменение химического состава сплава через изменение параметра  $\Gamma'(C)$ , причём вклад каждого компонента зависит от его электронной конфигурации. Влияние структуры непосредственно представлено в (46) фактором  $n \times 10^2$ , который, согласно (27), определяет отношение масштабов  $D/d$  (либо  $L/d$ ).

Если температура исходной фазы превышает температуру  $T_c$  магнитного упорядочения, то параметр  $|\bar{\epsilon}_d - \mu|$  изменяется слабо. В частности, при  $T > T_D$  (и концентрациях Ni до 27%) выбиралось значение  $|\bar{\epsilon}_d - \mu| \approx 0,237$  эВ, использованное, наряду с  $a_0 \approx 2,1$ , при отображении (41). Однако в случае концентрированных сплавов ( $> 27\%$  Ni) температура  $T_c$  превышает  $M_s$ , величина  $|\bar{\epsilon}_d - \mu|$  соответствует таковой при спин-поляризованном состоянии электронов и её изменение оказывается порядка 10%.

Из (46) видно, что при значениях  $\Gamma'(C)$ , приближающихся к 1, критический размер  $D_c$  возрастает, обращаясь в бесконечность при  $\Gamma'(C) = 1$ , при этом, согласно (45),  $\tilde{T}$  обращается в нуль, т.е.

$$\Gamma'(C) \rightarrow 1, \quad D_c \rightarrow \infty, \quad \tilde{T}(D) \rightarrow \tilde{T}(D_c) \rightarrow 0. \quad (47)$$

Такая ситуация имеет место для системы Fe–Ni (при приближении концентрации никеля  $C_{Ni}$  к некоторому значению  $C^*$  ( $33\% < C^* < 35\%$ )). Учитывая соотношение (32), значение  $\Gamma'(C^*) = 1$  естественно считать максимально допустимым. Действительно, (32) эквивалентно условию

$$\Gamma'(D, C, T) = \Gamma'(C) + \Gamma'(D) + \Gamma'(T) = 1 \quad (48)$$

для полного затухания s-электронов. Ясно, что  $\Gamma'(T) \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow 0$  и  $\Gamma'(D) \rightarrow 0$  при  $D \rightarrow \infty$ , но тогда из (48) имеем  $\Gamma'(C) \rightarrow 1$ . Таким образом, предельный случай (47) получает простую интерпретацию. Вклад  $\hbar\Gamma(C)$  в размытие энергии состояния s-электронов оказывается достаточным для заселения состояний с энергиями  $|\bar{\epsilon}_d - \mu|$ . Поэтому никаких дополнительных вкладов (связанных с рассеянием на термически активируемых неоднородностях) в уширение энергетических уровней s-электронов (важное для заселения d-состояний, которые могут получить неравновесные добавки) больше не требуется.

Важно, что на плоскости  $(T', \Gamma')$  (в рассматриваемой постановке задачи) доступна только область

$$\Gamma' \leq 1. \quad (49)$$

Ограничение (49) позволяет понять причину существования жёсткой верхней концентрационной границы составов сплавов для протекания мартенситной реакции — эта граница соответствует кинетической фазовой диаграмме реализации МП, управляемого волнами смещений, которые генерируются на стадии роста неравновесными d-электронами.

Очевидно также, что формула (46) для критического размера зерна является следствием соотношения пространственных масштабов (27), соотношения неопределённостей для энергии и времени (35) и (32), т.е. носит фундаментальный характер.

Если можно пренебречь вкладом (42) в затухание, то из (45) при  $a_0 = 0$  получаем простую формулу:

$$\begin{aligned} \tilde{T}(D) &= \tilde{T}_\infty \sqrt{1 - \frac{D_c}{D}}, \\ \tilde{T}_\infty &= \tilde{T}(\infty) = |\bar{\varepsilon}_d - \mu| \frac{\sqrt{1 - \Gamma'(C)}}{2k_B}. \end{aligned} \quad (50)$$

В случае двойникованных кристаллов вклад  $\Gamma(d_{tw})$  в затухание s-электронов, обусловленный дополнительным масштабом  $d_{tw}$ , находится аналогично (35), при этом во всех формулах должна быть сделана замена  $\Gamma'(C) \rightarrow \Gamma'_e$ ,  $\Gamma(C) \rightarrow \Gamma_e$ , где "эффективное" затухание  $\Gamma'_e = \Gamma'(C) + \Gamma'(d_{tw})$ . Оценка  $\Gamma'(d_{tw})$  при  $d_{tw} \approx 20a \approx 7 \times 10^{-9} \text{ м} = 7 \text{ нм}$ ,  $v_s \approx 10^6 \text{ м с}^{-1}$ ,  $|\bar{\varepsilon}_d - \mu| \approx 0,237 \text{ эВ}$ ,  $\hbar \approx 1,054 \times 10^{-34} \text{ Дж с}$  даёт  $\Gamma'(d_{tw}) \approx 0,0992 \approx 0,1$ . Это существенный вклад, так как наибольший (для ветви  $\tilde{M}_s^{IV}$ ) диапазон изменения параметра  $\Gamma'$  (для веществ от чистого железа до сплава с концентрацией  $C^*$ ) ограничен неравенствами  $0,268 \leq \Gamma' \leq 1$ .

В общем случае каждую систему следует характеризовать, помимо выбора данных ( $T'_0$ ,  $\Gamma'_0$ ) для основного компонента сплава, своим набором параметров ( $a_0$ ,  $n$ ,  $|\bar{\varepsilon}_d - \mu|$ ,  $v_s$ ,  $\Gamma'(C)$ ). Из (46) видно, что  $D_c$  не зависит от параметра  $a_0$ , однако  $\tilde{T}(\infty)$ , как следует из (45), зависит и от  $a_0$ . Напомним,  $a_0$  следует считать параметром, зависящим от  $T$ .

Более подробный анализ [102] показывает, что с помощью (45) и (46) удаётся получить детальное согласие с экспериментальными результатами [110] для МП в системах  $\text{Fe}-31\text{Ni} \rightarrow (D_c \approx 1 \text{ мкм})$  и  $\text{Fe}-31\text{Ni}-0,28\text{C} \rightarrow (D_c \approx 10 \text{ мкм})$ . Поэтому естественно отождествить зависимости  $\tilde{T}(D)$  и  $M_s(D)$ , т.е. считать  $\tilde{T} \equiv M_s$ . Итак, приближение к выделенной концентрации  $C^*$  верно отражается (45) и (46) при  $\Gamma'$ , близких к 1. Из (46) очевиден и другой предельный случай:  $D_c$  достигает минимального значения при  $\Gamma'(C) \rightarrow 0$  (т.е. в случае чистого железа) и  $n = 1$ . Полагая дополнительно  $|\bar{\varepsilon}_d - \mu| \approx 0,237 \text{ эВ} = 0,3792 \times 10^{-19} \text{ Дж}$  и  $v_s \approx 10^6 \text{ м с}^{-1}$ , из (46) получаем  $D_c^{\min} \approx 70 \text{ нм}$ . Заметим, что найденная оценка  $D_c^{\min}$  лишь в два раза превышает величину  $L_{\min}$  (см. конец раздела 5). Однако следует иметь в виду, что в нанокристаллическом состоянии (условно при  $D < 100 \text{ нм}$ ) УВП не может содержать длинноволновых компонент и возможна специфическая реализация МП аккомодационного типа [120].

## 9. Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов

Описание процесса возникновения регулярной двойниковой структуры (ДС) в условиях сверхзвукового роста кристалла мартенсита представляет собой наиболее сложную проблему динамической теории МП.

Чередующиеся слои основной и двойниковой компонент ДС имеют ортогонально (в исходной фазе) ориентированные главные оси сжатия  $\langle 100 \rangle_\gamma$ ,  $\langle 010 \rangle_\gamma$  и общую ось растяжения  $\langle 001 \rangle_\gamma$ . Отношение  $\beta$  объёмных долей двойниковых компонент, по-видимому, лежит в интервале  $1 < \beta < 2$ , а сочленение по плоскостям  $\{110\}_\gamma$ , переходящим в плоскости  $\{112\}_\alpha$ , считается близким к когерентному.

В [78] сформулирована гипотеза, согласно которой управление формированием ДС должно интерпретироваться как следствие согласованного распространения

сравнительно коротковолновых и длинноволновых смещений атомов. Это означает, что динамическую структуру УВП следует дополнить. Пары квазипродольных волн смещений, ответственные за формирование габитусной плоскости, условно назовём длинноволновыми или сокращённо l-волнами (от англ. "long wave") с длинами волн порядка толщины мартенситной пластины,  $\lambda_l \sim (0,1-1) \text{ мкм}$ . Пары продольных волн с длинами волн  $\lambda_s \sim 10^{-2} \text{ мкм}$  (порядка толщины периода ДС), бегущих вдоль ортогональных направлений  $\langle 100 \rangle_\gamma$  и  $\langle 010 \rangle_\gamma$  и ответственных за формирование границ  $\{110\}_\gamma$ , условно назовём коротковолновыми или s-волнами (от англ. "short wave").

Включение s-волн в структуру УВП позволило развить также модель сверхзвукового формирования ДС, являющуюся важным вариантом реализации регулярной слоистой структуры (РСС) [121-125]. Возможность воспроизведения активной колеблющейся s-ячейки за счёт распространения s-волновых пучков вдоль взаимно ортогональных направлений  $[110]_\gamma$  и  $[1\bar{1}0]_\gamma$ , позволяет уже при учёте пороговых деформаций понять, каким образом может возникнуть РСС при наличии единственной исходной активной s-ячейки.

Основная компонента двойниковой структуры при инициации деформации Бейна связана с динамической ячейкой в форме прямоугольного параллелепипеда с рёбрами вдоль трёх ортогональных осей  $\langle 001 \rangle_\gamma$ . Два ребра имеют равные размеры  $d_s < \lambda_s/2$ , а третий размер,  $d_{sl}$ , удовлетворяет неравенствам

$$d_s \ll d_{sl} < \frac{\lambda_l}{2}.$$

В пользу целесообразности выбора динамической ячейки в форме параллелепипеда с рёбрами вдоль осей  $\langle 001 \rangle_\gamma$ , способной инициировать излучение волновых пучков в тех же направлениях (а значит, и деформацию Бейна в области формирования основной компоненты ДС), свидетельствуют эксперименты [60], в которых показано, что в температурном интервале, предшествующем началу  $\gamma$ - $\alpha$ -МП, среди продольных колебаний с повышенными амплитудами в широком диапазоне волновых векторов фиксируются только смещения вдоль осей  $\langle 001 \rangle_\gamma$ . Это связано с тем, что при факторе анизотропии решётки  $A > 1$  в направлениях  $\langle 001 \rangle_\gamma$  скорости продольного звука минимальны и, следовательно, минимальны энергии продольных фононов. Кроме того, в сплавах с составами (например,  $\text{Fe}-31\text{Ni}$ ), при которых образуются кристаллы с габитусами  $\{31015\}_\gamma$ , температуре  $M_s$  предшествует магнитное упорядочение, сопровождающееся, согласно [50], уменьшением упругого модуля  $C_{11}$  примерно на 20%, что способствует дополнительному возрастанию амплитуд колебаний в  $\langle 001 \rangle_\gamma$ -направлениях. Таким образом, условия для возникновения по крайней мере одной требуемой ячейки имеются, поскольку за счёт наложения подобных колебаний с необходимой фазировкой смещений возникает локальная флуктуация, инициирующая преодоление энергетического барьера атомами, локализованными в объёме ячейки. Скачок в новое состояние при температуре  $M_s$  сопровождается выделением энергии, выражающемся в резком возрастании амплитуд колебаний и излучении s-волновых пучков.

При наложении пары продольных s-волновых пучков, распространяющихся в ортогональных направлениях

$[100]_\gamma$  и  $[0\bar{1}0]_\gamma$  с равными по модулю скоростями  $v_{1,2s}$ , скорость роста основной компоненты двойника  $v_{tw}$  в  $[1\bar{1}0]_\gamma$ -направлении (являющаяся, согласно разделу 3, векторной суммой скоростей  $v_{1s}$  и  $v_{2s}$ ) в  $\sqrt{2}$  раз превышает скорости s-волн в  $\langle 001 \rangle_\gamma$ -направлениях:

$$v_{tw} = v_{1,2s}\sqrt{2}.$$

Вследствие равенства скоростей, согласно (13), эти пучки несут равные по величине, но противоположные по знаку деформации,  $\varepsilon_{1s} = -\varepsilon_{2s}$ .

Воспроизведение наилучших условий для активизации коротковолновой ячейки в структуре УВП может быть достигнуто, если

$$v_{1s} = v'_{21}(\psi) \cos \psi, \quad (51)$$

где  $v'_{21}(\psi)$  — проекция скорости  $v_{21}$  на плоскость  $(001)_\gamma$ ,  $\psi$  — угол между проекцией волновой нормали  $\mathbf{n}_{21}$  на плоскость  $(001)_\gamma$  и осью  $[100]_\gamma$ . Соотношение (51) получено из равенства времён прохождения двух катетов прямоугольного треугольника в направлениях  $[\bar{1}\bar{1}0]_\gamma$  и  $[110]_\gamma$  со скоростью  $v_{tw}$  и гипотенузы треугольника со скоростью  $v'_{21}(\psi)$ . На рисунке 12 гипотенузы соответствуют кратчайшим расстояниям, соединяющим центры соседних ячеек с размерами  $d_s$ . Заметим, что соотношение (51) позволяет однозначно установить длину волны  $\lambda_s$ . Действительно, если для расчёта скорости l-волн можно ограничиться длинноволновым приближением (уравнением Кристоффеля), не конкретизируя величину  $\lambda_1$ , то для более коротких s-волн найденному из (51) значению скорости  $v_s$  можно однозначно поставить в соответствие  $\lambda_s$ , используя монотонный закон дисперсии для фононов вдоль оси симметрии четвёртого порядка.

Возникающая периодическая слоистая структура характеризуется соотношением объёмов компонент, зависящим только от параметра  $d_s/\lambda_s$  и направления  $\mathbf{n}_{21}$ :

$$\beta = \frac{4d_s/\lambda_s}{1 + \operatorname{tg} \psi - 4d_s/\lambda_s}. \quad (52)$$

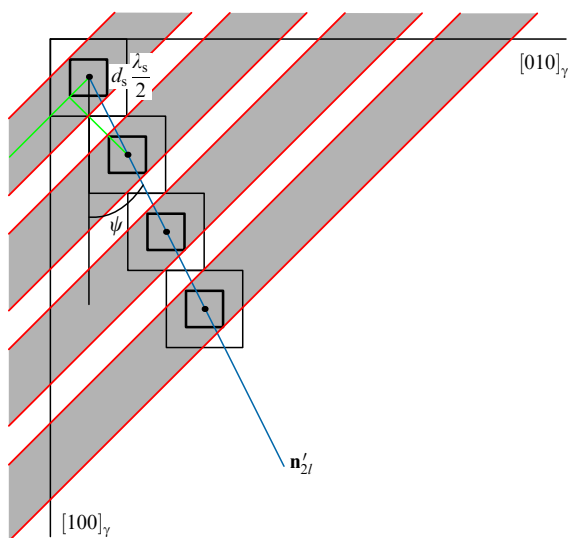


Рис. 12. Динамическая модель формирования регулярной слоистой структуры.

В частности, варианту, представленному на рис. 12, отвечают значения  $d_s/\lambda_s = 1/4$ ,  $\operatorname{tg} \psi = 1/2$ ,  $\beta = 2$ .

Для полноты описания МП (в частности, макросдвига и взаимной ориентации решёток исходной и конечной фаз) требуется понимание пути перехода от переносимых УВП пороговых деформаций, лежащих в диапазоне упругих деформаций исходной фазы, к финишным деформациям, превышающим пороговые на два-три порядка. Заметим, что принципиальное решение было найдено в работах [126–130] на примере ОЦК–ГПУ- и ГЦК–ОЦК-превращений для случая, когда УВП стимулирует наибо́льшую перестройку плотнейших по степени упаковки плоскостей исходной фазы без учёта двойникования кристаллов. Ключевыми идеями являются сохранение отношения деформаций, заданных УВП, в процессе быстрого перехода к финишным деформациям и стеснённый характер деформации пластинообразной области решётки, потерявшей устойчивость. В [125] этот подход распространён на случай двойникованных кристаллов мартенсита при  $\gamma$ - $\alpha$ -МП и волновой структуре УВП, стимулирующей процесс деформации Бейна. В частности, легко показать, что оптимальное для образования ДС значение параметра  $\beta = \beta_{tw}$  соответствует наибо́льшей трансформации решётки при МП [125]. При этом деформации растяжения  $\varepsilon_{1B}$  в основных компонентах ДС, окаймляющие дополнительную компоненту, обеспечивают реализацию бейновской деформации сжатия  $\varepsilon_{2B}$  в дополнительной компоненте ДС. В конечном итоге,

$$\beta = \beta_{tw} = \frac{|\varepsilon_{2B}|}{\varepsilon_{1B}}. \quad (53)$$

В таблице 1 содержится сводная информация о морфологических признаках. Результаты расчётов на основе динамической теории, приведённые в последней колонке, получены в случае выбора значений упругих модулей (в ТПа)  $C_L = 0,2180$ ,  $C' = 0,0270$ ,  $C_{44}^0 = 0,1120$ . Эти модули соответствуют, согласно [50], сплаву Fe–31,5%Ni при температуре  $M_s = 239$  К. Поскольку экспериментальные данные относятся к сплаву Fe–22Ni–0,8C, то использованные модули играют роль модельного набора. На основе расчёта упругого поля дислокационной петли в качестве направлений волновых нормалей выбирались

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{11} &= [0,147188 \quad -0,987456 \quad 0,57158]_\gamma, \\ \mathbf{n}_{21} &= [0,948816 \quad 0,157282 \quad 0,273879]_\gamma. \end{aligned} \quad (54)$$

С помощью уравнения Кристоффеля [79] для нормалей (54) получаем отношение модулей скоростей  $\varkappa_1 = v_2/v_1 \approx 1,08861$ , при котором ориентация нормали к ожидаемому габитусу

$$\mathbf{N}_{w1} || [0,533462 \quad 0,14318 \quad 0,833617]_\gamma \quad (55)$$

отличается от  $[10 \ 3 \ 15]_\gamma$  на  $1,509^\circ$ .

Для сплава Fe–22Ni–0,8C при  $\gamma$ - $\alpha$ -МП, согласно [4], относительное изменение объёма  $\delta = 0,0384$ , а тетрагональность мартенсита  $t = 1,045$ . Тогда главные значения деформации Бейна

$$\varepsilon_{1,3B} \approx 0,12011, \quad \varepsilon_{2B} \approx -0,17232. \quad (56)$$

Таблица 1. Сводная информация о морфологических признаках двойникованных  $\{3\ 10\ 15\}_\gamma$ -кристаллов

Характеристика	Эксперимент		Теоретический анализ		
	Г–Т [4]	Д–Б [131]	В–Л–Р [10]	Б–М [13]	К–Ч [125]
Габитусная плоскость (ГП)	0,5472 0,1642 0,8208	0,5481 0,1748 0,8180	0,5691 0,1783 0,8027	0,55102 0,18726 0,81321	0,533462 0,14318 0,833617
Угол между (ГП) <sub>Г</sub> и (ГП) <sub>Г–Т</sub>			≈ 1,728°	≈ 1,284°	≈ 1,509°
Ориентационные соотношения					
$(111)_\gamma^\wedge (101)_\alpha$	≈ 1°	≈ 1°	≈ 0,25°	≈ 0,2°	≈ 1,3108°
$[\bar{1}\bar{1}0]_\gamma^\wedge [11\bar{1}]_\alpha$	≈ 2,5°	≈ 2,5°	≈ 3°	≈ 2,7°	≈ 2,4319°
$[\bar{2}11]_\gamma^\wedge [10\bar{1}]_\alpha$	≈ 2°		≈ 1,72°	≈ 1,9°	≈ 2,3089°
$[\bar{1}01]_\gamma^\wedge [\bar{1}11]_\alpha$	≈ 6,5°		≈ 6,32°	≈ 6,6°	≈ 6,9810°
Угол макросдвига	10,66°	<b>10,69°</b>	10,33° 10,71°	<b>10,5395°</b>	10,7839°
Направление макросдвига	–0,7315 –0,3828 0,5642	<b>–0,7914</b> <b>–0,2083</b> <b>0,5747</b>	–0,7660 –0,2400 0,5964	<b>–0,769969</b> <b>–0,261645</b> <b>0,581970</b>	–0,791386 –0,263371 0,551673
$\Delta S \wedge \Delta S_{Г–Т}$			≈ 8,6°	≈ <b>7,3702°</b>	≈ 7,7050°
$\Delta S \wedge \Delta S_{Д–Б}$			≈ <b>2,6081°</b>	≈ <b>4,2575°</b>	≈ 3,4243°

В соответствии с (53) и (56) соотношение компонент ДС  $\beta = \beta_{tw} \approx 1,434685$ , а доля двойниковой компоненты

$$\delta_{tw} = (\beta_{tw} + 1)^{-1} = \delta_{tw} \approx 0,41073. \quad (57)$$

Так как нормали (54) отклонены от осей симметрии четвёртого порядка, отличие квазипродольных волн от чисто продольных заметно сказывается на ориентации собственных векторов тензора деформации, соответствующего l-волнам, а значит, и на результатах расчёта ориентационных соотношений и макросдвига [125].

Жирным шрифтом в табл. 1 выделены результаты проведённого нами пересчёта данных о макросдвигах в [13] (направление  $d = [-0,21017 \ -0,61850 \ 0,75715]_\gamma$ , величина 0,19144) и в [131] (направление  $d = [-0,1761 \ -0,6886 \ 0,7034]_\gamma$ , величина 0,1915) в составляющие макросдвига вдоль габитусной плоскости. Включение в рассмотрение, наряду с результатами [4], более поздних экспериментальных данных [131], полученных на том же сплаве Fe–22Ni–0,8С, демонстрирует, что направление макросдвига в [131] существенно ближе к расчётным данным по сравнению с таковым в [4]. Это касается результатов расчётов, проведённых как в [13, 10], так и в [125].

Расчёт морфологических признаков демонстрирует эффективность динамической теории при описании всех существенных наблюдаемых особенностей  $\gamma$ – $\alpha$ -реконструктивного МП в сплавах на основе железа с размером зерна, превышающим критический размер  $D_c$ . Хотя здесь не обсуждалось влияние магнитного поля [7, 132] на протекание МП, уместно напомнить, что в [76] на основе концепции УВП [19, 20] и анализа неравновесных добавок к распределению d-электронов в условиях действия сильного магнитного поля был предсказан ориентационный эффект, подтверждённый в экспериментах [133]. Кроме того, нетрудно понять [134], что магнитное поле способно изменять параметр  $|\bar{e}_d - \mu|$ . Тогда, согласно

(46), изменяется критический размер  $D_c$ . Наиболее ярко это проявляется в сплавах при концентрациях  $C$ , близких к особой концентрации  $C^*$ , когда в отсутствие магнитного поля, согласно (47),  $\Gamma'(C) \rightarrow 1$ . Учёт изменения  $D_c$  в поле позволяет естественным образом объяснить наблюдаемые [7] эффекты дестабилизации аустенита, предварительно стабилизированного измельчением зерна либо интенсивной пластической деформацией.

## 10. Обобщающие замечания

Предельному варианту наиболее быстрого формирования мартенситного кристалла соответствует возникновение начального возбуждённого состояния в упругом поле отдельной дислокации, инициирующего режим сверхзвукового роста. Наиболее богатая картина МП может реализоваться для переходных металлов и сплавов, когда выполняются условия генерации (усиления) упругих волн неравновесными электронами. В этом случае длинные оси кристаллов обусловлены процессом роста, прекращение которого лимитируется рассеянием УВП на препятствиях типа границ образца, зёрен, возникших ранее кристаллов. Макрокинетика может носить автокаталитический характер взрывного типа, поскольку появление кристаллов ведёт к размножению центров зарождения [135] и формированию определённых (в частности, зигзагообразных, см. рис. 3) ансамблей мартенситных кристаллов. Соотношение пространственных масштабов (24) даёт возможность задать коэффициент подобия при формировании последовательных поколений кристаллов, позволяя в рамках симметричной модели крестообразно сочленяемых кристаллов легко оценивать макроскопическое количество образовавшегося мартенсита [134, 136, 137]. Последнее поколение кристаллов соответствует достижению критического размера (порядка  $D_c$ ) для свободных объёмов аустенита. Принципиально важно, что расчёт макропара-



метра осуществляется на основе чисто динамического подхода, без привлечения термодинамики. В свою очередь, знание изменяющихся масштабов свободного объёма и зависимости  $M_s$  от  $D$  позволяет объяснить необходимость понижения  $M_s$  в присутствии ранее возникших кристаллов. Температуру  $M_f$  окончания МП для сплава заданного состава тогда можно интерпретировать как температуру  $M_s$  образования кристаллов последнего поколения.

Если условие генерации не выполняется, то возникающие кристаллы имеют вид реек, ширина которых соответствует времени распространения УВП, лимитированного временем снижения начального уровня деформаций до уровня ниже порогового. В сплавах железа такую форму имеют кристаллы с габитусами, близкими к  $\{557\}_\gamma$ , образующиеся (начиная с низких концентраций легирующего элемента или примеси внедрения) при сравнительно высоких температурах  $M_s$ . Формирование специфических ансамблей пакетного мартенсита [138] с компактно упакованными стопами реек [73] обладает изотермической макрокинетикой [35]. Следует, однако, иметь в виду, что наличие градиентов температуры и химического потенциала снижает величину эффективного затухания упругих волн, увеличивая тем самым время жизни УВП в надпороговом режиме. Основной закономерностью изотермической макрокинетики является существование температуры, отклонение от которой как в сторону более высоких, так и более низких температур сопровождается снижением приращения количества мартенсита. Эту закономерность можно качественно объяснить следующим образом. Пусть, согласно (41), оптимальной для роста пакетного мартенсита в чистом железе является температура  $M_s^I$  первой ветви концентрационной зависимости  $M_s(C)$ , которой на плоскости переменных  $T'$  и  $\Gamma'$ , задаваемых (39), ставится в соответствие точка, близкая к (0,4, 0,4). При отсутствии концентрационного вклада изменение  $T$  соответствует движению по прямой  $T' \approx \Gamma'(T)$  (при выборе  $a_0 \approx 2$  в (42)). В случае фиксированной концентрации  $C$  охлаждение и нагрев приводят к смещению вдоль прямой  $T' \approx \Gamma'(T) - \Gamma'(C)$ , параллельной  $T' \approx \Gamma'(T)$ . Увеличение  $T'$  слабо изменяет уровень производной  $\partial f/\partial \mu'$ , но снижение величины переохлаждения относительно  $T_0$  ведёт, во-первых, к уменьшению стартовой деформации и, во-вторых, к росту пороговой деформации, что обязательно сократит время роста реечного кристалла. При понижении  $T$  уменьшение  $\sigma_0/\sigma_{th}$  обусловлено быстрым снижением  $\sigma_0$  за счёт уменьшения  $\partial f/\partial \mu'$  для точек, лежащих ниже кривой 2 на рис. 11.

Для полноты рассмотрения напомним, что при размерах зёрен, превышающих критический размер, возможно формирование, помимо обсуждавшегося выше мартенсита охлаждения, кристаллов мартенсита деформации (на стадии пластического течения), которое связано с носителями пороговой деформации, названных кристонами. Кристоны (носители сдвига супердислокационного типа, возникающие при контактном взаимодействии дислокаций с пересекающимися плоскостями скольжения) задают в ходе распространения ориентации габитусных плоскостей [139–141]. На рисунке 13 представлена схема формирования кристона за счёт взаимодействия  $n$  и  $m$  дислокаций с разными исходными системами скольжения. Кристонная концепция оказывается конструктивной и при описании полос сдвига с

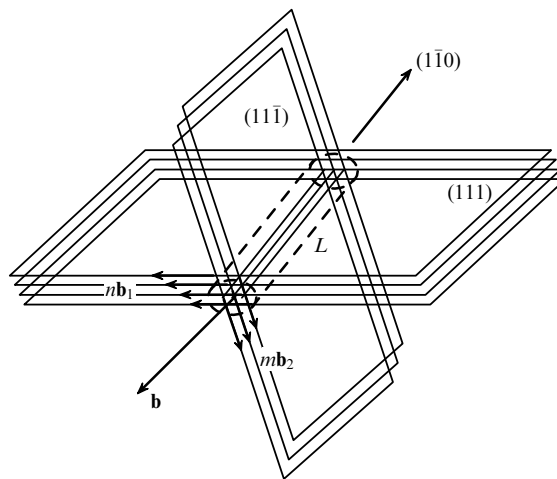


Рис. 13. Типичный для ГЦК-фазы обобщённый источник Франка – Рида кристонов, характеризуемых суммарным (суперпозиционным) вектором Бюргерса  $b \parallel nb_1 + mb_2$ .



Рис. 14. Узловые моменты описания мартенситной реакции в моно- и поликристаллических материалах с размерами зёрен, превышающими критический размер  $D_c$ .

произвольной кристаллографической ориентацией плоских границ [142–144].

На рисунке 14 в схематическом виде представлена логическая структура динамического подхода к описанию мартенситных превращений.

Бездиффузионные спонтанные (при охлаждении) фазовые структурные превращения в отдельных малых частицах и в зёрнах поликристаллов, имеющих размер меньше критического, требуют отдельного анализа. Например, в нанокристаллическом состоянии (при диаметре зёрен  $\leq 100$  нм) мартенситное превращение или полностью подавляется (как это имеет место в сплавах Fe–Ni), или модифицируется (как в сплавах никелида титана), утрачивая такую характеристику, как габитус, входящую в неотъемлемый набор морфологических признаков мартенсита монокристаллов и зёрен размером  $D > D_c$ . Типичным является двойникование упорядоченной кристаллической структуры центральных

**Таблица 2.** Иерархия типичных критических размеров зерна  $D_c$ , толщин мартенситных кристаллов  $d$  и толщин двойников  $d_{tw}$

Тип мартенсита	$D_c$	$d$	$d_{tw}$
Мартенсит охлаждения и напряжения	1 мкм	10–100 нм	3–10 нм
Мартенсит деформации	0,1 мкм	1–10 нм	
Мартенсит аккомодационный двойникованный	20–100 нм	20–100 нм	1–3 нм
Мартенсит аккомодационный одной ориентировки Превращение зерна как целого	3–10 нм	3–10 нм	

областей нанозёрен. Очевидно, что роль самых длинноволновых смещений теперь переходит к собственным колебаниям зёрен и максимальная длина волны ограничена снизу величиной удвоенного диаметра зерна. В цепочках мелких ( $\leq 10$  нм) контактирующих зёрен в принципе возможна реакция превращения зёрен как целого, сопровождающаяся эстафетной передачей деформации от зерна к зерну. В [120] при качественном анализе возможностей мартенситного превращения в нанокристаллическом состоянии такое МП названо "аккомодационным". Имеются в виду как внутренняя двойниковая аккомодация, так и упомянутая межзёренная эстафетная аккомодация. В таблице 2, взятой из [120], приводится характерная иерархия пространственных масштабов. Видно, что по мере уменьшения критических размеров структуры роль "длинноволнового" смещения переходит к смещениям, игравшим роль "коротковолновых" на предшествующем масштабном уровне, что отражает существующее подобие в динамике мартенситной реакции.

При динамическом описании структурных перестроек в нанокристаллическом состоянии представляется естественным рассмотреть нелинейных возбуждений среды при явном учёте её дискретности [145]. Ясно, что нелинейные возбуждения (типа бризеров и кинков) с широким спектром скоростей распространения и динамической структурой согласованных коротковолновых продольных и поперечных смещений способны описать как начальные возбуждённые состояния, так и разнообразные структурные перестройки (в частности, политипные превращения, связанные с закономерными перетасовками плоскостей [120, 146]. По-видимому, адекватная динамическая картина может быть сопоставлена и с введённым в феноменологическую теорию понятием "дислокация превращения". Это понятие, по сути, используется как синоним фронта превращения, с распространением которого, в частности, связывают боковой рост кристаллов при термоупругом МП [147]. Не исключено, что свою нишу в динамической картине перестроек на наномасштабном уровне займёт и предложенная в [148] интерпретация полиморфных превращений как реконструкции координационных полиэдров. В значительной мере успех теории обусловлен учётом неравновесности системы. Закономерно, что на фундаментальной и конструктивной роли учёта неравновесности системы при описании большинства деформационных процессов акцентируется внимание в [149].

## 11. Заключение

Подводя окончательные итоги, можно констатировать, что в настоящее время модель формирования кристалла мартенсита (включая стадии гетерогенного зарождения, волнового роста и аккомодации сосуществующих фаз) для спонтанного (в процессе охлаждения)  $\gamma$ - $\alpha$ -МП в сплавах железа, реализующегося в монокристаллах или поликристаллах с размерами  $D > D_c$ , в целом завершена. Высокая степень полноты описания наблюдаемых особенностей превращения позволяет говорить о создании на основе новой парадигмы динамической теории спонтанного  $\gamma$ - $\alpha$ -МП. Этот вывод можно отнести и к динамической теории формирования мартенсита напряжения (при охлаждении во внешнем упругом поле), для которого просто сокращается число, по сравнению с таковым при спонтанном превращении, реализуемых вариантов ориентаций мартенситных кристаллов.

Адекватность развитой теории наблюдаемой картине МП не вызывает сомнений. Это открывает широкое поле деятельности для использования богатого арсенала физической акустики при анализе особенностей морфологии отдельных кристаллов (пластинчатая и клиновидная формы), их стыков (остро- и тупоугольных), взаимных пересечений, взаимодействия с границами зёрен на основе представлений об УВП как о суперпозиции распространяющихся в метастабильном аустените волновых пучков, способных нарушать его устойчивость. В частности, в [150] анализируются формы профилей мартенситных кристаллов, образующихся в среде, содержащей плоские неоднородности.

Касаясь других перспективных направлений исследований, прежде всего отметим возможность расширения сферы приложения теории к переходам типа ОЦК–ГПУ и обратного ГПУ–ОЦК, требующим дополнительной коротковолновой "перетасовки" плоскостей, не сказывающейся на макроскопических морфологических признаках, а также к переходам первого рода, близким к переходам второго рода (например, в сплавах на основе никелида титана). Несомненный интерес представляет и уточнение динамического описания аккомодационного МП в нанокристаллическом состоянии.

## Список литературы

1. Селяков Н Я, Курдюмов Г В, Гудцов Н Т *Журн. приклад. физ.* (4) 51 (1927); Seljakow N, Kurdjumow G, Goodtzwow N *Z. Phys.* **45** 384 (1927)
2. Курдюмов Г В, Закс Г *Журн. приклад. физ.* (9–10) 165 (1930); Kurdjumow G, Sachs G *Z. Phys.* **64** 325 (1930)
3. Nishiyama Z *Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ.* **23** 637 (1934)
4. Greninger A B, Troiano A R *Metals Trans.* **185** 590 (1949)
5. Bunsha R F, Mehl R F *Trans. AIME* **197** 1251 (1953)
6. Локшин Ф Л *Научные доклады высшей школы* (2) 205 (1958)
7. Счастливцев В М, Калетина Ю В, Фокина Е А *Мартенситное превращение в магнитном поле* (Екатеринбург: УрО РАН, 2007)
8. Bain E C *Trans. AIME* **70** 25 (1924)
9. Курдюмов Г В, Утевский Л М, Энтин Р И *Превращения в железе и стали* (М.: Наука, 1977)
10. Wechsler M S, Lieberman D S, Read T A *Trans. AIME* **197** 1503 (1953)
11. Bowles J S, Mackenzie J K *Acta Metall.* **2** 129 (1954)
12. Mackenzie J K, Bowles J S *Acta Metall.* **2** 138 (1954)
13. Bowles J S, Mackenzie J K *Acta Metall.* **2** 224 (1954)
14. Barrett C S, Massalski T B *Structure of Metals* (Oxford: Pergamon, 1980) [Баррет Ч С, Массальский Т Б *Структура металлов* Ч. 2 (М.: Металлургия, 1984)]
15. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976) [Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Pt. 1 (Oxford: Pergamon Press, 1980)]

16. Ройтбурд А Л *УФН* **113** 69 (1974) [Roitburd A L *Sov. Phys. Usp.* **17** 326 (1974)]
17. Hirth J P, Lothe J *Theory of Dislocations* (New York: McGraw-Hill, 1968) [Хирт Дж, Лоте И *Теория дислокаций* (М.: Атомиздат, 1972)]
18. Cottrell A H *Theory of Grystal Dislocations* (New York: Gordon and Breach, 1964) [Коттрел А *Теория дислокаций* (М.: Мир, 1969)]
19. Кашченко М П *Волновая модель роста мартенсита при  $\gamma-\alpha$  превращении в сплавах на основе железа* (Екатеринбург: УИФ "Наука", 1993)
20. Kashchenko M P "The wave model of martensite growth for the FCC-BCC transformation of iron-based alloys", *cond-mat/0601569*
21. Bilby B A, Christian I W, in *The Mechanism of Phase Transitions of Metals* (London: The Institute of Metals, 1956) p. 121; Билби Б А, Христиан И В *УФН* **70** 515 (1960)
22. Wayman C M, in *Physical Metallurgy Vol. 1* (Eds R W Cahn, P Haasen) 3rd ed. (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 1031 [Вейман С М "Бездиффузионные фазовые переходы", в сб. *Физическое металловедение Т. 2* (Под ред. Р У Кана, П Хаазена) (М.: Металлургия, 1987)]
23. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982) [Patashinskii A Z, Pokrovskii V L *Fluctuation Theory of Phase Transitions* (Oxford: Pergamon Press, 1979)]
24. Falk F Z. *Phys. B* **51** 177 (1983)
25. Falk F Z. *Phys. B* **54** 159 (1984)
26. Barsch G R, Horovitz B, Krumhansl J A *Phys. Rev. Lett.* **59** 1251 (1987)
27. Bales G S, Gooding R J *Phys. Rev. Lett.* **67** 3412 (1991)
28. Saxena A et al. *J. Physique IV* **5** C8-125 (1995)
29. Rasmussen K O et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 055704 (2001); *cond-mat/0001410*
30. Reid A C E, Gooding R J *Phys. Rev. B* **50** 3588 (1994)
31. Rao M, Sengupta S *Phys. Rev. Lett.* **78** 2168 (1997)
32. Theil F, Levitas V I "A study of a hamiltonian model for phase transformations including microkinetic energy", *patt-sol/9811006*
33. Fischer F D "Mechanics and phase transformation", in *Advances in Mechanical Behaviour, Plasticity and Damage. Proc. of EUROMAT 2000 Vol. 1* (Eds D Miannay et al.) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 41
34. Wang L X, Melnik R V N "Thermo-mechanical wave propagation in shape memory alloy rod with phase transformations", *cond-mat/0702689*
35. Лободюк В А, Эстрин Э И *УФН* **175** 745 (2005) [Lobodyuk V A, Estrin E I *Phys. Usp.* **48** 713 (2005)]
36. Серебряков В Г, Эстрин Э И *ДАН СССР* **237** 322 (1977) [Serebryakov V G, Estrin E I *Sov. Phys. Dokl.* **22** 682 (1977)]
37. Krisement O, Houdremont E, Wever F *Rev. Metall.* **51** 401 (1954) [Кризмент О, Гудремон Э, Вевер Ф, в сб. *Фазовые превращения в стали* (М.: Металлургиздат, 1961)]
38. Могутнов Б М, Томилин И А, Шварцман Л А *Термодинамика железо-углеродистых сплавов* (М.: Металлургия, 1972)
39. Kaufman L, Cohen M, in *Progress in Metal Physics Vol. 7* (Eds B Chalmers, R King) (London: Pergamon Press, 1958) p. 165 [Кауфман Л, Коэн М "Термодинамика и кинетика мартенситных превращений", в сб. *Успехи физики металлов Т. 4* (М.: Металлургиздат, 1961)]
40. Кашченко М П, Верещагин В П *ФММ* **58** 450 (1984)
41. Винников Л Я и др. *Металлофизика* **55** 24 (1974)
42. Саррак В И, Суворова С О *Изв. АН СССР. Металлы* (6) 90 (1982)
43. Machlin E S, Cohen M *Trans. AIME* **191** 1019 (1951)
44. Meyers M A *Acta Metall.* **28** 757 (1980)
45. Рабинович М И, Трубетсков Д И *Введение в теорию колебаний и волн* (М.: Наука, 1984) [Rabinovich M I, Trubetskoy D I *Oscillations and Waves in Linear and Nonlinear Systems* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1989)]
46. Wasilewski R J *Metall. Trans. A* **6** 1405 (1975)
47. Kayser U *J. Phys. F* **2** L60 (1972)
48. Zhang J J. *Phys. F* **14** 769 (1984)
49. Изотов В И, Хандаров П А *ФММ* **34** 332 (1972)
50. Hausch G, Warlimont H *Acta Metall.* **21** 401 (1973)
51. Delaey L et al., in *Proc. ICOMAT-79 Cambridge, Massachusetts USA, 24-29 June 1979*, p. 400
52. Hallman E D, Brockhouse B N *Can. J. Phys.* **47** 1117 (1969)
53. Endoh Y *J. Magn. Magn. Mater.* **10** 177 (1979)
54. Зверев В М, Силин В П, Препринт № 1972-92 (М.: ФИАН, 1972)
55. Зверев В М, Силин В П *Краткие сообщения по физике* (6) 46 (1984)
56. Barsch G R, Krumhansl J A *Metall. Trans. A* **19** 761 (1988)
57. Isyumov Y A, Laptsev V M, Syromyatnicov V N *Phase Trans.* **49** 1 (1994)
58. Van Tendeloo G, Chandrasekaran M, Lovey F C, in *Proc. ICOMAT-86, Intern. Conf. on Martensitic Transformations* (Sedai: Japan Institute of Metals, 1986) p. 868
59. Пушин В Г, Кондратьев В В, Хачин В Н *Предпереходные явления и мартенситные превращения* (Екатеринбург: УРО РАН, 1998)
60. Тяпкин Ю Д и др. *ФММ* **41** 1040 (1976)
61. Кондратьев В В *ФММ* **47** 102 (1979)
62. Изюмов Ю А, Сыромятников В Н *Фазовые переходы и симметрия кристаллов* (М.: Наука, 1984) [Izyumov Yu A, Syromyatnikov V N *Phase Transitions and Grystal Symmetry* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1990)]
63. Cech R E, Turnbull D *Trans. AIME* **206** 124 (1956)
64. Кашченко М П, Верещагин В П *Изв. вузов. Физика* (8) 16 (1989) [Kashchenko M P, Vereshchagin V P *Sov. Phys. J.* **32** 592 (1989)]
65. Кашченко М П, Верещагин В П *Изв. вузов. Физика* (8) 20 (1989) [Kashchenko M P, Vereshchagin V P *Sov. Phys. J.* **32** 596 (1989)]
66. Верещагин В П, Кашченко М П *ФТТ* **33** 1605 (1991) [Vereshchagin V P, Kashchenko M P *Sov. Phys. Solid State* **33** 906 (1991)]
67. Верещагин В П, Кашченко С М, Кашченко М П *Изв. вузов. Физика* (9) 79 (1991) [Vereshchagin V P, Kashchenko S M, Kashchenko M P *Sov. Phys. J.* **34** 808 (1991)]
68. Кашченко М П, Верещагин В П, Аристова Н В *ФММ* **75** (2) 38 (1993) [Kashchenko M P, Vereshchagin V P, Aristova N V *Phys. Met. Metallogr.* **75** 135 (1993)]
69. Верещагин В П, Кашченко М П *Металловед. и терм. обработка материалов* (7) 6 (1994)
70. Letuchev V V, Konovalov S V, Kashchenko M P *J. Physique IV* **5** C2-53 (1995)
71. Letuchev V V et al. *J. Physique IV* **5** C8-151 (1995)
72. Коновалов С В, Яблонская Т Н, Кашченко М П *ЖТФ* **66** (11) 177 (1996) [Konovalov S V, Yablonskaya T N, Kashchenko M P *Tech. Phys.* **41** 1181 (1996)]
73. Кашченко М П и др. *ФММ* **83** (3) 43 (1997) [Kashchenko M P et al. *Phys. Met. Metallogr.* **83** 237 (1997)]
74. Кашченко М П и др. *ФММ* **85** (4) 25 (1998) [Kashchenko M P et al. *Phys. Met. Metallogr.* **85** 392 (1998)]
75. Кашченко М П, Минц Р И *ФТТ* **19** 329 (1977)
76. Кашченко М П *ФММ* **58** 862 (1984)
77. Кашченко М П *Изв. вузов. Физика* (3) 41 (1982) [Kashchenko M P *Sov. Phys. J.* **25** 229 (1982)]
78. Кашченко М П *Изв. вузов. Физика* (2) 7 (1982) [Kashchenko M P *Sov. Phys. J.* **25** 87 (1982)]
79. Федоров Ф И *Теория упругих волн в кристаллах* (М.: Наука, 1965) [Fedorov F I *Theory of Elastic Waves in Grystals* (New York: Pergamon Press, 1968)]
80. Кашченко М П и др. *ФММ* **76** 90 (1993)
81. Кашченко М П и др. *Изв. АН СССР. Сер. Металлы* (2) 105 (1992)
82. Кашченко М П и др. *ФММ* **67** 146 (1992)
83. Letuchev V V et al. *J. Mater. Sci. Lett.* **11** 1683 (1992)
84. [Ziman J M *Principles of the Theory of Solids* (Cambridge: Univ. Press, 1972) [Займан Дж *Принципы теории твердого тела* (М.: Мир, 1974)]
85. Кашченко М П, в сб. *Мартенситные превращения в металлах и сплавах: Докл. междунар. конф. "ICOMAT-77", Киев, 16-20 марта 1977 г.* (Отв. ред. В Н Гриднев) (Киев: Наукова думка, 1978) с. 137
86. Кашченко М П, Минц Р И *Письма в ЖЭТФ* **26** 433 (1977) [Kashchenko M P, Mints R I *JETP Lett.* **26** 309 (1977)]
87. Кашченко М П *Изв. вузов. Физика* (3) 113 (1982)
88. Lax M "Fluctuation and coherence phenomena in classical and quantum physics", in *Statistical Physics, Phase Transition and Superconductivity Vol. 2* (Eds M Chretien, E P Gross, S Deser) (New York: Gordon and Breach, 1968) [Лэкс М *Флуктуации и когерентные явления* (М.: Мир, 1975)]
89. Кашченко М П, Минц Р И *ЖЭТФ* **75** 2280 (1978) [Kashchenko M P, Mints R I *Sov. Phys. JETP* **48** 1149 (1978)]
90. Кашченко М П *ФММ* **49** 937 (1980)
91. Верещагин В П, Кашченко М П *ФММ* **61** 237 (1986)
92. Кашченко М П, Скорикова Н А, Чашчина В Г *ФММ* **99** (5) 3 (2005) [Kashchenko M P, Skorikova N A, Chashchina V G *Phys. Met. Metallogr.* **99** 447 (2005)]
93. Скорикова Н А, Чашчина В Г, Кашченко М П *Изв. вузов. Физика* (11) 44 (2005) [Skorikova N A, Chashchina V T, Kashchenko M P *Russ. Phys. J.* **48** 1154 (2005)]
94. Kashchenko M P, Skorikova N A, Chashchina V G *Mater. Sci. Eng. A* **438-440** 99 (2006)
95. Kashchenko M P, Skorikova N A, Chashchina V G *Mater. Sci. Eng. A* **481-482** 201 (2008)

96. Кащенко М П, Скорикина Н А, Чашина В Г *ФММ* **106** (3) 229 (2008) [Kashchenko M P, Skorikova N A, Chashchina V G *Phys. Met. Metallogr.* **106** 219 (2008)]
97. Ziman J M *Electrons and Phonons* (Oxford: Clarendon Press, 1960) [Займан Дж *Электроны и фононы* (М.: ИЛ, 1962)]
98. Штремель М А *Прочность сплавов Ч. 2 Деформация* (М.: МИСИС, 1997)
99. Кащенко М П, Чашина В Г *Физическая мезомеханика* **13** (1) 29 (2010)
100. Наймарк О Б *Физическая мезомеханика* **11** (2) 89 (2008)
101. Blatt F J *Physics of Electronic Conduction in Solids* (New York: McGraw-Hill, 1968) [Блатт Ф *Физика электронной проводимости в твердых телах* (М.: Мир, 1971)]
102. Кащенко М П, Чашина В Г *Физическая мезомеханика* **13** (1) 37 (2010)
103. Кащенко М П, Эйшинский Е Р *ФММ* **56** 681 (1983)
104. Мирзаев Д А, Морозов О П, Штейнберг М М *ФММ* **36** 560 (1973)
105. Штейнберг М М, Мирзаев Д А, Пономарева Т Н *ФММ* **43** 166 (1977)
106. Мирзаев Д А и др. *ФММ* **51** 364 (1981)
107. Мирзаев Д А и др. *ФММ* **47** 125 (1979)
108. Мирзаев Д А *ФММ* **47** 986 (1979)
109. Scheil E Z. *Anorg. Chem.* **180** 1 (1929)
110. Umemoto M, Owen W S *Metal. Trans.* **5** 2041 (1974)
111. Кнарр Н, Dehlinger U *Acta Metall.* **4** 289 (1956)
112. Горбач В Г, Печковский Э П, Трефилов В И *Укр. физ. журн.* **16** 133 (1971)
113. Печковский Э П, Трефилов В И, Препринт № 71.4 (Киев: Институт металлов физики АН УССР, 1971)
114. Соловьев В А *Проблемы металловедения и физики металлов* (М.: Металлургия, 1976)
115. Гайдуков М Г, Садовский В Д *ДАН СССР* **96** 67 (1977)
116. Петров Ю Н *Дефекты и бездиффузионное превращение в стали* (Киев: Наукова думка, 1978)
117. Иванов Ю Ф и др. *ЖТФ* **65** (3) 99 (1995) [Ivanov Yu F et al. *Tech. Phys.* **40** 278 (1995)]
118. Блинова Е Н и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **65** 1444 (2001)
119. Глезер А Л, Блинова Е Н, Поздняков В А *Изв. РАН. Сер. физ.* **66** 1263 (2002)
120. Кащенко М П, Чашина В Г *Фундаментальные проблемы современного материаловедения* **5** (2) 40 (2008)
121. Кащенко М П, Чашина В Г, Вихарев С В *Изв. вузов. Физика* (8) 94 (2009) [Kashchenko M P, Chashchina V G, Vikharev S V *Russ. Phys. J.* **52** 875 (2009)]
122. Кащенко М П, Чашина В Г, Вихарев С В *Изв. вузов. Физика* (9) 96 (2009) [Kashchenko M P, Chashchina V G, Vikharev S V *Russ. Phys. J.* **52** 997 (2009)]
123. Кащенко М П, Чашина В Г, Вихарев С В *ФММ* **110** 212 (2010) [Kashchenko M P, Chashchina V G, Vikharev S V *Phys. Met. Metallogr.* **110** 200 (2010)]
124. Кащенко М П, Чашина В Г, Вихарев С В *ФММ* **110** 323 (2010) [Kashchenko M P, Chashchina V G, Vikharev S V *Phys. Met. Metallogr.* **110** 305 (2010)]
125. Кащенко М П, Чашина В Г *Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов при  $\gamma$ - $\alpha$  превращении в сплавах железа* (Екатеринбург: Урал. гос. лесотехн. ун-т, 2009)
126. Кащенко М П, Чашина В Г *ФММ* **105** 571 (2008) [Kashchenko M P, Chashchina V G *Phys. Met. Metallogr.* **105** 537 (2008)]
127. Кащенко М П, Чашина В Г *ФММ* **106** 16 (2008) [Kashchenko M P, Chashchina V G *Phys. Met. Metallogr.* **106** 14 (2008)]
128. Кащенко М П, Чашина В Г *Изв. вузов. Физика* (7) 3 (2008) [Kashchenko M P, Chashchina V G *Russ. Phys. J.* **51** 659 (2008)]
129. Кащенко М П, Чашина В Г *Изв. вузов. Физика* (11) 42 (2008) [Kashchenko M P, Chashchina V G *Russ. Phys. J.* **51** 1161 (2008)]
130. Чашина В Г *Изв. вузов. Физика* (7) 95 (2009) [Chashchina V G *Russ. Phys. J.* **52** 766 (2009)]
131. Dunne D P, Bowles J S *Acta Metall.* **17** 201 (1969)
132. Кривоглаз М А и др. *Закалка стали в магнитном поле* (М.: Наука, 1977)
133. Леонтьев А А, Счастливцев В М, Ромашев Л Н *ФММ* **58** 950 (1984)
134. Кащенко М П, Чашина В Г *Динамическая модель  $\gamma$ - $\alpha$  мартенситного превращения в сплавах железа и решение проблемы критического размера зерна* (М.-Ижевск: РХД, Инст. компьют. исслед., 2010)<sup>1</sup>
135. Кащенко М П, Коновалов С В, Яблонская Т Н *Изв. вузов. Физика* (6) 64 (1994) [Kashchenko M P, Kopovalov S V, Yablonskaya T N *Russ. Phys. J.* **37** 567 (1994)]
136. Чашина В Г, Федоровских Е С, Кащенко М П, в сб. *Международ. научно-техническая Уральская школа-семинар* (Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2009) с. 428
137. Кащенко М П, Чашина В Г, Коновалов С В *Металловед. и терм. обработка материалов* (9) 44 (2010)
138. Родионов Д П, Счастливцев В М *Стальные монокристаллы* (Екатеринбург: УрО РАН, 1996)
139. Кащенко М П, Семеновых А Г, Чашина В Г *Вопросы материаловедения* (1) 253 (2002)
140. Kashchenko M P, Semenovih A G, Chashchina V G *J. Physique IV* **112** 147 (2003)
141. Кащенко М П, Семеновых А Г, Чашина В Г *Физическая мезомеханика* **6** (3) 37 (2003)
142. Kashchenko M P, Chashchina V G, Semenovih A G, in *Advances in Mechanical Behaviour, Plasticity and Damage. Proc. of EUROMAT 2000* Vol. 1 (Eds D Miannay et al.) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 305
143. Кащенко М П, Чашина В Г, Семеновых А Г *Физическая мезомеханика* **6** (1) 95 (2003)
144. Кащенко М П, Мальцева О А, Чашина В Г *ФММ* **99** (3) 98 (2005) [Kashchenko M P, Mal'tseva O A, Chashchina V G *Phys. Met. Metallogr.* **99** 314 (2005)]
145. Бебихов Ю В, Дмитриев С В, Кхаре А *Фундаментальные проблемы современного материаловедения* **6** (3) 55 (2009)
146. Чашина В Г *Изв. вузов. Физика* (7) 92 (2009) [Chashchina V G *Russ. Phys. J.* **52** 763 (2009)]
147. Мальгин Г А *УФН* **171** 187 (2001) [Malygin G A *Phys. Usp.* **44** 173 (2001)]
148. Крапошин В С *Проблемы черной металлургии и материаловедения* (1) 62 (2008)
149. Панин В Е, Егорушкин В Е *Физическая мезомеханика* **11** (2) 9 (2008)
150. Chashchina V, Kashchenko M, Vikharev S "Wave model of forming of the martensite crystal in the heterogeneity medium", arXiv:1003.2952

<sup>1</sup> Свободный доступ к монографиям [125, 134], как и ко второму изданию монографии [19], имеется на сайте <http://kashchenko.com>.

### Dynamic model of supersonic martensitic crystal growth

M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina

Ural State Forest Engineering University,  
ul. Sibirskii Trakt 37, 620100 Ekaterinburg, Russian Federation,  
Tel./Fax (7-343) 261-45 51. E-mail: mpk46@mail.ru

The basic features of martensitic transformation are reviewed using the fcc-bcc (bct) transformation in iron alloys as an example. Supersonic crystal growth is believed to be due to a master wave process initiated by an excited (oscillatory) state that arises in the elastic field of a dislocation. Topics discussed include the mechanism by which nonequilibrium electrons generate (amplify) master waves; the optimum range of parameters for wave generation; the dependence of the transformation onset temperature on the polycrystal size; and the formation of transformation twins due to the coordinated action of relatively short and relatively long wavelength waves. Future research prospects are briefly discussed.

PACS numbers: **63.20.-e**, **64.70.K-**, **81.30.Kf**  
Bibliography — 150 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **181** (4) 345–364 (2011)

DOI: 10.3367/UFN.0181.201104a.0345  
Received 17 July 2010, revised 15 September 2010  
*Physics – Uspekhi* **54** (4) (2011)