

01.07.09.14

О механизме разупрочнения металлов технической чистоты вблизи точек фазовых переходов

© А.Л. Корженевский

Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: alekorzh@mail.ru

Поступила в Редакцию 7 июня 2026 г.
В окончательной редакции 21 июля 2026 г.
Принята к публикации 27 июля 2026 г.

Предложен механизм, позволяющий объяснить универсальный эффект: динамическое разупрочнение технически чистых металлов под действием ударной волны, наблюдающееся в окрестности точек фазовых переходов.

Ключевые слова: динамический предел упругости, ударная волна, фазовые превращения, технически чистые металлы.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63667.10026

1. Введение

Исследование экстремальных состояний, возникающих в твердых материалах под действием очень больших давлений, в основном осуществляется путем проведения ударно-волновых экспериментов. Их результаты представляют большой интерес как для понимания фундаментальных процессов, происходящих в твердых материалах при их высокоскоростном нагружении, так и для разработки новых технологий для решения многочисленных прикладных задач [1–3]. Однако физические механизмы процессов, протекающих в ударной волне (УВ), далеко не до конца поняты. Отчасти это происходит из-за того, что извлечь информацию о пространственно-временной структуре УВ из данных по стандартным измерениям профиля временной зависимости скорости свободной (тыльной) поверхности материала мишени $u_f(t)$ совсем не просто. Тем не менее, дополнительную полезную количественную информацию можно получить, если в результате удара возникает двухволновая УВ. В этом случае часто наблюдается т.н. упругий предвестник (УП), который на профиле $u_f(t)$ выглядит в виде излома (или пика). Напряжение, ассоциированное с такой особенностью на графике скорости u_f^{HEL} , называется пределом упругости Гюгоньо (Hugoniot elastic limit, HEL). Пересчет излома u_f^{HEL} в значение HEL осуществляется по формуле [3]

$$\sigma_{HEL} = \frac{1}{2} \rho_0 c_1 u_f^{HEL}. \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность, а c_1 — скорость продольного звука.

В ранних исследованиях считалось, что положение HEL отделяет границу продвижения области упругой одноосной деформации, находящейся на фронте УВ, от пластической области за фронтом. В более современных

работах было обнаружено снижение амплитуды УП по мере распространения УВ, что свидетельствует об интенсификации процесса размножения дислокаций [3–5] в окрестности HEL. Тем самым, регистрируя, как меняется амплитуда HEL в зависимости от экспериментальных условий (например, от толщины мишени), получают количественные данные о соответствующем видоизменении динамики УВ.

Накопленный к настоящему времени внушительный массив профилей $u_f(t)$, полученных разными исследователями, выявил зависимость $u_f(t)$, включая и величину HEL, от множества факторов: геометрии и материала ударника, мощности, длительности и формы приложенной нагрузки, исходной температуры, а также предистории обработки мишени. В результате, несмотря на громадное количество разнородных экспериментальных результатов, полученных в тех или иных конкретных экспериментальных условиях, осмысление общих закономерностей формирования сложной структуры УВ сильно затруднено.

Поэтому те немногочисленные случаи, в которых удалось выявить закономерности, имеющие достаточно общий характер, заслуживают особого внимания, тем большего, если обнаруженные эффекты и сами по себе кажутся парадоксальными. Случай именно такого рода рассматривается в настоящей статье.

В ударно-волновых экспериментах Е.Б. Зарецкого, проведенных в чистых и технических металлах Ti, Ni, Fe, Co, Ag, Au, Cu, было обнаружено резкое изменение значения HEL в окрестностях точек фазовых переходов (ФП) различного типа [6–10]. В чистых металлах наблюдался *рост* HEL на многие десятки или сотни процентов, тогда как в технических металлах наблюдалось *падение* HEL на сотни процентов. Как было отмечено Зарецким, эффект упрочнения чистых металлов находится в соответствии с более ранними теоретическими

предсказаниями [11,12], связавшими его с дополнительной силой трения, действующей на дислокации, „одетые“ зародышами новой фазы. Тем самым универсальность эффекта упрочнения (его независимость от природы ФП) объяснялась неизбежной диссипацией энергии в формирующемся зародыше, состояние которого на движущейся дислокации отличается от равновесного вследствие запаздывания.

При этом, однако, происхождение значительно большего эффекта *разупрочнения* (в техническом Ni величина HEL падает в 5 раз!) осталось совершенно непонятным. Действительно, было трудно понять, почему наличие в техническом металле небольшого количества примеси ($\leq 0.5\%$), вместо ожидаемого эффекта твердо-растворного упрочнения, вблизи точек ФП приводит к столь сильному падению величины HEL?

Поскольку изучение свойств материалов в условиях прохождения УВ представляет большой научный и технологический интерес [13], а измерения зависимости HEL от экспериментально заданных параметров широко используются для получения количественной информации о динамике структуры УВ, представляется важным понять причины обнаруженного в окрестностях точек ФП разупрочнения технических металлов. В настоящей статье предложен механизм, объясняющий происхождение этого эффекта.

2. Универсальность в поведении дислокаций вблизи точек ФП

В случае интересующих нас в этой статье достаточно сильных УВ (обеспечивающих скорости деформации $\dot{\epsilon} > 10^4 \text{ s}^{-1}$), дислокации движутся безактивационно. Т.к. их динамика является чисто силовой, то причину разупрочнения технических металлов можно искать в изменении баланса сил, действующих на дислокации. Поскольку нас интересует универсальное поведение, обнаруженное Зарецким, то в этом балансе нужно в первую очередь выделить ту силу, присутствие и типичная величина которой также является универсальными.

Как известно, в уравнение баланса сил, определяющее динамику дислокации в высокоскоростном режиме, в качестве универсальной составляющей входит сила линейного натяжения Φ [14]. Действительно, по порядку величины, $\Phi_0 \approx \frac{1}{2} Gb^2$ (G — модуль упругости, b — длина вектора Бюргерса) в любом материале, находящемся в однофазном состоянии. Остальные компоненты силового баланса подобной универсальностью не обладают.

Например, величина решеточной силы, действующей на дислокацию в силу наличия в кристалле барьера Пайерлса, резко различается в случаях объемно-центрированных кубических и гранцентрированных кубических структур. Значения сил вязкого (в частности, фононного) трения в различных однофазных материалах

также меняются с изменением температуры в широком интервале [15].

Отсюда ясно, что любой возможный механизм, базирующийся на учете таких „неуниверсальных“ сил, не может обеспечить наблюдаемой универсальности эффекта разупрочнения технических металлов, обнаруженного в окрестности точек ФП совершенно разной природы [10].

Таким образом, естественно предположить, что единственной силой, потенциально способной обеспечить универсальность интересующего нас эффекта, является сила линейного натяжения (ЛН). Следовательно, в качестве первого шага нужно установить, как вблизи точки ФП изменяется ЛН подвижной дислокации. На следующем этапе надо выяснить, как это изменение скажется в окрестности HEL на элементарных актах, ведущих к размножению дислокаций. В соответствии с этими общими замечаниями, мы рассмотрим оба указанных этапа по отдельности: в следующем разделе будет проанализировано поведение ЛН вблизи точек ФП, а в следующих за ним — изменения в характере размножения дислокаций.

3. Геометрия зародыша и линейное натяжение подвижной дислокации вблизи точки фазового перехода

В силу предполагаемой универсальности поведения HEL для этого достаточно рассмотреть модель с наиболее простым ФП: однокомпонентным параметром порядка (ПП) η , обладающим чисто релаксационной динамикой. Вклад ПП в плотность свободной энергии f такой модели в рамках разложения Ландау можно записать как [16]

$$f(\eta) = \frac{1}{2} \alpha_0 (T_0 - T + 2A\varepsilon_{ii}(\mathbf{r}))\eta^2 + \frac{1}{4} B\eta^4 + \frac{1}{6} C\eta^6 + \frac{1}{2} g(\nabla\eta)^2, \quad (2)$$

где α_0 , T_0 , A , B , C , g — феноменологические константы в стандартном разложении Ландау, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, направленный из точки дислокации (из нуля) в точку на расстоянии r , а шпур неоднородной упругой деформации $\varepsilon_{ii}(\mathbf{r})$, обусловленной наличием прямолинейной краевой дислокации, равен

$$\varepsilon_{ii}(\mathbf{r}) = \frac{(1 - 2\nu)}{2\pi(1 - \nu)} \frac{b \sin \theta}{r}, \quad (3)$$

где ν — коэффициент Пуассона, а θ — угол между линией дислокации и направлением $\mathbf{r}$.

Тогда уравнение движения ПП примет вид

$$g\Delta\eta - \alpha_0 \left(T_0 - T + \frac{A(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \frac{b \sin \theta}{r} \right) \eta - B\eta^3 - C\eta^5 = \kappa \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (4)$$

где κ — коэффициент релаксации параметра порядка (модельная феноменологическая константа).

Легко видеть, что стрикционное взаимодействие приводит к появлению ПП, локализованному вблизи линии краевой дислокации, при любом знаке коэффициента A (т.е. независимо от того, растет или падает температура ФП с давлением). Приравнявая по порядку величины вклады g и A , находим начальный радиус цилиндрического зародыша $r_n \approx \frac{g}{A}$. Приравняв же друг к другу вклады во внешних скобках (4), получаем, что в стационарном режиме зародыш появляется при температуре нуклеации T_n ,

$$T_n \approx T_c - \left[\frac{A(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \right]^2 / g, \quad (5)$$

т.е. ниже, чем критическая температура T_c объемного ФП в бездислокационном кристалле. При повышении температуры ФП радиус зародыша $R(T)$ растет, поэтому при оценке его величины можно пренебречь в уравнении (4) корреляционным вкладом g . Отсюда получаем при $R \gg r_n$:

$$R(T) \approx \frac{(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \frac{Ab}{(T_c - T)}. \quad (6)$$

Для выполнения численных оценок удобно переписать это выражение в более наглядной форме:

$$R(T) \approx b \frac{(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \frac{K \left(\frac{dT_0}{dp} \right)}{(T_c - T)}. \quad (7)$$

Здесь K — объемный модуль упругости и p — давление. При $(T_c - T) \approx 10$ К получаем из (7) $R(T) \approx (10^2 - 10^3)b$.

Из (2), (3), (7) получаем оценку для (отрицательной) добавки $F(T)$ в ЛН дислокации:

$$F(T) \approx 2\pi \int_b^R f(T) r dr \approx - \left[\frac{(1-2\nu)}{(1-\nu)} b K \left(\frac{dT_0}{dp} \right) \right]^2 \frac{Q}{T_c(T_c - T)}, \quad (8)$$

где Q — скрытая теплота ФП.

Поскольку эта оценка была получена в рамках модели изолированной дислокации, то она остается верной по порядку величины до тех пор, пока радиус зародыша $R(T)$ в (7) не превысит характерное расстояние R_d между дислокациями.

Если теперь ввести безразмерный параметр $\Delta = -\frac{2F(T)}{Gb^2}$ — (отношение химической энергии к упругой), то мы видим, что эффективное ЛН одетой краевой компоненты стационарной дислокации уменьшается при приближении к точке ФП: $\Phi(T) = \Phi_0(1 - \Delta)$.

Однако, поскольку в случае ударно-волновых экспериментов мы имеем дело с конечной скоростью пластической деформации, то нас интересует поведение не стационарных, а движущихся дислокаций. Физически очевидно, что при конечной скорости дислокации величина ПП будет запаздывать по отношению к своему равновесному значению. Соответственно, его вклад в эффективное ЛН уменьшится (по модулю). В рамках модели (2) нетрудно оценить критическую скорость V_c , при достижении которой дислокация потеряет свою „шубу“ из ПП. Для этого сравним в (4) члены, пропорциональные A и κ , откуда найдем максимальную скорость одевания дислокации зародышем:

$$V_c \approx \frac{(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \frac{\alpha_0 Ab}{\kappa} = \frac{(1-2\nu)}{\pi(1-\nu)} \left[\frac{K}{T_c} \left(\frac{dT_c}{dp} \right) \right] \left(\frac{b}{\tau_0} \right), \quad (9)$$

где время $\tau_0 = \kappa/(\alpha_0 T_c)$. Для структурных ФП типа смещения $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с (пропорционально обратной частоте фона вдали от точки ФП). Величина в квадратных скобках — ~ 10 , так что численное значение V_c оказывается порядка скорости звука.

Приведенные выше оценки (7)–(9) были получены для тех ФП, к которым применимо понятие ПП и с большей или меньшей степенью достоверности можно использовать теорию Ландау. Вместе с тем, среди металлов, испытывающих ФП, основной интерес представляют мартенситные ФП, которые (как и всякие реконструктивные ФП, чьи фазы не обладают соотношением группа-подгруппа) находятся за пределами области применимости теории Ландау. Покажем, что несмотря на это, играющий для наших целей ключевую роль, вывод о падении значения ЛН при приближении к границе равновесия фаз на фазовой диаграмме, остается в силе.

Напомним, что для мартенситных ФП характерен большой скачок сдвиговой деформации при превращении аустенита в мартенсит. Чтобы максимально уменьшить доминирующий вклад упругой энергии в полную, зародыши мартенсита приобретают форму тонкой пластины, габитус которой по отношению к аустенитной матрице ориентирован таким образом, что межфазная граница близка к инвариантной плоскости (последняя является общей недеформированной плоскостью для обеих фаз) [17]. По тем же энергетическим причинам форма тонкой пластины сохраняется и в случае зарождения мартенсита на одиночной дислокации (см., например, прямые электронно-микроскопические снимки в [18–20]). Простота этой формы позволяет легко оценить вклад зародыша мартенсита в ЛН граничащей с его пластиной прямолинейной дислокацией. Опуская

несложные расчеты, приведем результат оценки для безразмерного параметра $\Delta \approx (\frac{L}{b})\varepsilon_0^2$, где L — ширина мартенситной пластинки и ε_0 — скачок деформации при переходе. Очевидно, что при типичных для классических мартенситных ФП величинах $\varepsilon_0 \geq 0.1$ значение $\Delta \cong 1$, при котором эффект одевания сильно влияет на ЛН дислокации, легко достижимо. Отметим также, что скорости мартенситных и многих магнитных ФП по порядку величины достигают скоростей звука. Следовательно, для ФП трех перечисленных выше классов эффект одевания дислокаций „выживает“ для УВ вплоть до приложенных давлений в несколько десятков ГПа.

Далее мы выясним, как этот эффект скажется на поведении σ_{HEL} в технических металлах вблизи точек ФП.

4. Размножение полных дислокаций вблизи точки фазового перехода

Эксперименты показывают, что заметная пластическая деформация начинается уже при скоростях $u_f(t) < u_f^{HEL}$. При достижении же u_f^{HEL} наблюдаемая плотность дислокаций оказывается существенно выше, чем для геометрически необходимых дислокаций, возникающих непосредственно в момент удара [21,22]). Такое повышение плотности не может быть реализовано только за счет генерации и расширения дислокационных петель источниками Франка–Рида, т.к. типичный источник испускает всего 1–2 новые петли, после чего запирается. Следовательно, в области напряжений $\sigma \approx \sigma_{HEL}$ должен активно происходить процесс размножения дислокаций по механизму, отличному от механизма Франка–Рида.

Как известно, наиболее эффективным таким механизмом является двойное поперечное скольжение (ДПС). Его элементарным актом является следующий процесс: винтовая дислокация, движущаяся в основной плоскости скольжения, приближается к дефекту, но не может его преодолеть, скользя в этой плоскости. Однако полная дислокация в металле с высокой энергией дефекта упаковки (ЭДУ) может выбросить сегмент, который продолжит скольжение в другой („поперечной“) плоскости. Если, пройдя таким образом некоторое расстояние, выброшенный сегмент окажется достаточно далеко от дефекта, то для него станет возможным возобновить свое скольжение в плоскости, параллельной исходной (основной). При этом сегмент может (см. условие ниже) сработать как новый источник Франка–Рида и сгенерировать несколько дислокационных петель. Наткнувшись на новый дефект, дислокация может повторить подобный акт еще раз (в какой-то из подходящих поперечных плоскостей), и т.д. [23]. В целом это, инициируемое дефектами, стохастическое движение винтовых сегментов можно описать диффузионным процессом. При этом, в отсутствие ФП, условие генерации новых петель требует, чтобы высота выброса сегмента h („вожжи“)

превысила критическое значение h_c [24]:

$$h > h_c = \frac{\mu b^2}{8\pi b(1-\nu)(\sigma - \sigma_0)}, \quad (10)$$

где μ — модуль сдвига.

Мы записали выражение для h_c в такой форме, чтобы прояснить физический смысл (10): поскольку произведение $b(\sigma - \sigma_0)$ есть не что иное, как сила Пича–Келера, то, домножив на него обе части (10), получим слева работу по созданию „вожжей“ у выброшенного сегмента, а справа Φ_0 — энергию ЛН дислокации (с точностью до постоянного коэффициента).

Перейдем теперь к анализу ситуации в присутствии ФП. Считая для простоты, что отрезки „вожжей“ являются чисто краевыми, сразу видим, что для этих одетых отрезков вместо Φ_0 появится меньшая величина $\Phi = \Phi_0(1 - \Delta)$. Т.е. при том же внешнем напряжении σ высота критического выброса h_c оказывается ниже и результирующие выбросы теперь встречаются чаще. Можно сказать и по-другому: при фиксированном значении h_c стала ниже величина напряжения σ , при котором достигается необходимая для генерации петель высота выброса. Следовательно, элементарный акт размножения винтовых дислокаций вблизи точки ФП облегчен. Кроме того, очевидно, что в технических металлах и число самих актов ДПС может только возрасти по сравнению с их числом в номинально чистых образцах (дефектных препятствий, инициирующих ДПС, стало больше). Поэтому естественно ожидать, что и значение σ_{HEL} , которое является макроскопическим (усредненной по объему образца величиной), снизится в окрестности точек ФП.

Отметим, что в дислокационных кристаллах величина локального ПП при температуре глобального ФП $T \cong T_c$ отлична от нуля независимо от того, каков род локального ФП при $T = T_n$ в уравнении (5) (подробнее см. [25,26]). Поэтому в реальных металлах значение параметра Δ конечно как для ФП 1-го, так и 2-го рода. Следовательно, изменение величины ЛН и значения HEL при ФП 1-го рода не обязательно доминирует по сравнению со случаем ФП 2-го рода. Поэтому неудивительно, что Зарецкий наблюдал большое падение величины σ_{HEL} как при мартенситном переходе 1-го рода в техническом Ti, так и при магнитном ФП 2-го рода в техническом Ni.

5. Размножение расщепленных дислокаций вблизи точек фазовых переходов

Приведенные в разделе 4 аргументы относятся только к полным дислокациям, для которых ЭДУ велика. Для дислокаций в металлах, обладающих низкой ЭДУ, элементарный акт ДПС устроен существенно сложнее, т.к. в них расщепленная дислокация не может непосредственно выйти из основной в поперечную плоскость

скольжения. Кроме того, помимо двух частичных дислокаций, при анализе поведения σ_{HEL} теперь необходимо учесть роль нового объекта — ДУ и возможность его модификации в техническом металле под действием УВ.

Начнем соответствующий анализ с замечания, что до удара на ДУ таких металлов с высокой долей вероятности имеется повышенная концентрация примесей вследствие эффекта Сузуки [27, гл. 24]. При этом надо помнить, что равновесные величины этих концентраций, а также концентраций примесей в объеме металла, в двух разных фазах неодинаковы. Неодинаковы также и концентрации других (не примесных) дефектов, из которых наиболее важными представляются вакансии. Также хорошо известно, что дефекты любого типа, находящиеся на ДУ, понижают энергию ДУ и увеличивают его ширину d .

Как мы уже обсудили в разделе 3, в окрестности точки ФП дислокации (в т.ч. и частичные) одеваются зародышами другой фазы. Разумеется, предыдущее замечание о концентрациях примесей и дефектов применимо и к ним. Важно, однако, иметь в виду, что скорость продвижения межфазной границы зародыша на много порядков выше, чем скорости перемещения примесей и дефектов в объеме кристалла. Отсюда следует, что после того, как фазовое состояние самого материала изменится под действием быстрой, но кратковременной УВ, его примесная и дефектная подсистемы в основном окажутся в неравновесном состоянии. Для интересующего нас изменения величины σ_{HEL} наиболее важным является вопрос, что при этом произойдет с ДУ.

Ответить на него нелегко, т.к. технически чистый металл обычно содержит примеси сразу нескольких химических элементов (часть из которых, возможно, образует комплексы). В частности, в технически чистых металлах, с которыми проводил эксперименты Зарецкий, число элементов в металлах было 7 или более. В принципе, в его образцах также могло быть еще и какое-то число не примесных дефектов разных типов. Все эти элементы, примеси, вакансии и комплексы обладают в каждой из фаз различными значениями энергии (соответственно, величины их равновесных концентраций, как правило, должны сильно различаться). Кроме того, они по-разному взаимодействуют друг с другом. Поэтому для детального описания поведения ДУ в конкретном материале необходимо было бы иметь огромный набор экспериментальных данных для всех этих многочисленных величин (чего, как правило, нет) и затем провести очень громоздкие и трудоемкие расчеты.

Мы, однако, хотим выявить качественный механизм, описывающий универсальное поведение ДУ. По этой причине нам необходимо рассмотреть сильно упрощенную модель. Поэтому будем учитывать только один (доминирующий на ДУ) сорт примеси. Поместим исходное (до удара) состояние реального образца в окрестность температуры ФП таким образом, что в объеме кристалла доминирует α -фаза, но на частичных дислокациях уже появились стабильные зародыши β -фазы. Будем считать,

что после ударного сжатия состояние образца приближается к точке перехода (т.е. энергетическая выгодность β -фазы повышается); тогда радиус R зародыша β -фазы вырастет. Поскольку для примесей, сидевших до удара на ДУ, появилась возможность перейти в увеличившийся объем зародыша, то часть из них быстро уйдет с ДУ в зародыш — конечно, если окажется, что это термодинамически выгодно. Последнее часто выполняется, т.к. взаимодействие примесных атомов с ДУ невелико (оно составляет доли eV на атомную длину вдоль дислокации [23]).

Очевидно, что эта часть будет тем больше, чем больше разность химических потенциалов примесей, находящихся на ДУ и в зародыше, имеющем после удара неравновесную („невыгодную“) концентрацию примесей c_α , унаследованную от прежнего состояния в α -фазе. Если представить вклад в плотность свободной энергии β -фазы от взаимодействия примеси с параметром порядка η как $A\eta^2 c$, где c — локальная концентрация примеси, то можно приближенно записать энергетическое условие, достаточное для ухода примесей в зародыш, в следующем виде:

$$A\eta^2(c_\beta - c_\alpha) > c_{\text{SF}}U_{\text{SF}}, \quad (11)$$

где $c_\beta > c_\alpha$ — равновесная концентрация примеси в β -фазе, а c_{SF} , U_{SF} — равновесная концентрация и выигрыш в энергии на единицу объема примесных атомов в ДУ.

Расчет времени такого ухода требует, конечно, проведения квантово-механических расчетов, однако заранее ясно, что оно микроскопически мало: ведь атомам примеси, неплотно сидящим на ДУ с $d \approx 10b$ (допускаем, что ширина ДУ выросла вдвое по сравнению с шириной в чистом металле, для оценки которой используем чистый Ni с его $d \approx 5b$ [28]), надо будет пробежать до зародыша лишь дистанцию $\sim (2-3)b$.

Конечно, даже за это малое время какое-то количество примесных атомов поступит на освободившиеся места в ДУ, выдвинувшись из объема α -фазы. Однако, помимо того, что у них концентрация c_α меньше, чем у скопившихся на ДУ примесей, их *объемное* диффузионное движение также намного медленнее, чем *поверхностное* перемещение атомов вдоль ДУ. Поэтому в первом приближении можно просто считать, что в нашей модельной задаче есть только источник примеси (ДУ) и сток (зародыш). А поскольку объем источника ограничен (ширина ДУ с „убытием“ примесей становится меньше первоначального значения d), тогда как объем стока растет по мере приближения к точке ФП, то при выполнении условия

$$\Delta c R^2 > d/lb, \quad (12)$$

где $\Delta c = (c_\beta - c_\alpha)$, l — расстояние между примесями в ДУ, практически все примесные атомы смогут переместиться с ДУ в зародыш.

Напомним, что сразу после удара концентрация примесей в зародыше осталась такой же, как и до него (т.е. равной c_α), из-за высокой скорости движения межфазной границы. Последующее перемещение атомов примеси с ДУ попытается приблизить текущую концентрацию в зародыше к ее большему равновесному значению c_β .

Чтобы рассчитать актуальные значения концентраций в зародыше, необходимо было бы найти решение двумерной диффузионной задачи для движущейся со скоростью V потенциальной ямы, форма которой определяется полем параметра порядка, дальнедействующим упругим полем дислокации, а также структурой ее ядра. Аналитическое решение столь сложной задачи получить невозможно, решать ее численно также очень трудно [16]. Однако, поскольку в случае УВ скорость дислокаций велика ($V \approx 10^4$ см/с), то поведение примесей, попавших в зародыш с ДУ, легко понять из простых оценок. Величину максимальной скорости V_m , с которой еще способен двигаться атом примеси, можно оценить как $V_m \approx \left(\frac{D_S}{b}\right)\left(\frac{kT}{G\delta V}\right)$, где D_S — коэффициент диффузии, kT — тепловая энергия, и δV — объем примеси [29, гл. 21]. В твердой фазе значение D_S не превышает значения в расплаве $D_L \approx 10^{-5}$ см²/с. Взяв максимальное значение $D_S \approx 10^{-6}$ см²/с и $\frac{kT}{G\delta V} \approx 0.1$, находим, что $V_m \leq 10$ см/с $\ll V$. Поэтому атомы примеси начнут отставать от быстро отрывающейся от них дислокации, а затем покинут и зародыш через его межфазную границу. Оговоримся, что эта оценка неприменима для тех примесных атомов, которые адсорбированы в ядре дислокации и способны двигаться вместе с ней (т.е. недиффузионным путем — как и межфазная граница) даже при околосвуковых скоростях.

В результате „осушения“ примесей состояние ДУ станет таким же, как и в случае ДУ в номинально чистом металле. Соответственно, таким же окажется и ответственный за размножение дислокаций процесс ДПС. Как было отмечено во Введении, основной вклад в формирование σ_{HEL} происходит не от исходных дислокаций, а именно от размножившихся путем ДПС. А поскольку сидевшие ранее на ДУ примесные атомы вообще „вышли из игры“, то естественно ожидать, что в достаточно близкой окрестности точки ФП величина σ_{HEL} в *технических* металлах упадет до ее значения, близкого к значению σ_{HEL} в номинально *чистых* металлах (взятому, разумеется, тоже вблизи, а не вдали от точек ФП, т.к. диссипативный вклад от зародышей в *упрочнение* сохраняется). Отметим, что для этого общего вывода даже не требуется знать, по какому именно варианту (Friedel–Esaig, Fleischer или Washburn) фактически реализуется ДПС в *чистом* металле [30–32].

Когда с приближением к точке ФП размер зародыша R вырастет до среднего расстояния между дислокациями R_d , приближение изолированной дислокации, которое мы использовали выше в (2)–(9), (12), перестанет работать. Однако качественный вывод о возможности ухода примесей с ДУ на „большие“ зародыши с $R > R_d$ (т.е. содержащие не одну, а несколько дислокаций)

останется в силе. Очевидно, что продолжение все большего ухода примеси будет действовать до тех пор, пока доля зарождающейся β -фазы не станет превышать долю сокращающейся α -фазы. Тогда начнет падать и эффективность процесса ухода примесей с ДУ, а с ней и величина разупрочнения. Последнее полностью пропадет вместе с исчезновением α -фазы, когда на всех ДУ сформируется конечное число примесей, отвечающее состоянию β -фазы.

Здесь уместно подчеркнуть, что для *расщепленных* дислокаций критически важным для появления эффекта разупрочнения у технически чистых металлов является не значительное снижение безразмерного параметра ЛН Δ вблизи точек ФП (как это было в случае одетых шубами *полных* дислокаций), а энергетическая выгодность и большая скорость убегания примесей с ДУ в его сосед-зародыш.

6. Заключение

Показано, что универсальность предложенного в статье механизма разупрочнения технических металлов, обладающих высокими значениями ЭДУ, напрямую обусловлена *неизбежным* снижением линейного натяжения *полных* дислокаций вблизи точек ФП. Это облегчает размножение дислокаций посредством процесса ДПС, интенсивность которого возрастает из-за наличия примесных дефектов, что ведет к падению HEL.

Универсальность же механизма разупрочнения технических металлов, содержащих *расщепленные* дислокации, связана с возможностью ухода примесей с ДУ в возникающие на дислокациях зародыши новой фазы, размер которых растет вблизи точек ФП. Вследствие этого ухода происходит повышение ЭДУ, уменьшается ширина ДУ и облегчается процесс ДПС. В том случае, когда „очистка“ ДУ от примесей оказывается полной, играющий ведущую роль в размножении дислокаций при $\sigma \approx \sigma_{HEL}$ процесс ДПС оказывается эквивалентен тому, который происходит в номинально чистом металле. Именно такое поведение σ_{HEL} наблюдалось в технических Ti и Ni [10].

Подчеркнем, что такие важные для характеристик поперечного скольжения в чистых металлах параметры, как величина упругой анизотропии [33] или отношение значений напряжения Шмидта и Эскэйга [30–32], вблизи точек ФП перестают быть критически значимыми для появления эффекта падения поведения σ_{HEL} в технических металлах.

Очевидно, что дальнейшее экспериментальное изучение σ_{HEL} вблизи точек ФП в более широком наборе таких металлов представляет большой интерес. С теоретической же точки зрения интересно было бы применить метод динамики дискретных дислокаций (discrete dislocation dynamics, DDD), основанный на приближении линейного натяжения [34–37], чтобы проследить, как изменится поведение ДПС вблизи точек ФП, а также

про моделировать *динамику* ансамбля одетых дислокаций при ударно-волновом нагружении.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 124041500009-8).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Янус-К, М. (1996). 407 с.
- [2] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 8, 809 (2007). [G.I. Kanel, V.E. Fortov, S.V. Razorenov. Phys. — Uspekhi **50**, 8, 771 (2007).]
- [3] Г.И. Канель, Е.Б. Зарецкий, С.В. Разоренов, С.И. Ашитков, В.Е. Фортов. УФН **187**, 5, 525 (2017). [G.I. Kanel, E.B. Zaretsky, S.V. Razorenov, S.I. Ashitkov, V.E. Fortov. Phys. — Uspekhi **60**, 5, 490 (2017).]
- [4] Г.А. Малыгин. ФТТ **34**, 9, 2882 (1992). [G.A. Malygin. Sov. Phys. — Solid State **34**, 9, 1543 (1992).]
- [5] J.C. Crowhurst, M.R. Armstrong, K.B. Knight, J.M. Zaug, E.M. Behymer. Phys. Rev. Lett. **107**, 14, 144302 (2011).
- [6] E.B. Zaretsky. J. Appl. Phys. **104**, 12, 123505 (2008).
- [7] E.B. Zaretsky. J. Appl. Phys. **105**, 9, 093508 (2009).
- [8] E.B. Zaretsky. J. Appl. Phys. **106**, 2, 023510 (2009).
- [9] E.B. Zaretsky. J. Appl. Phys. **108**, 8, 083525 (2010).
- [10] Е.Б. Зарецкий. МТТ **6**, 27 (2014). [E.B. Zaretsky. AIP Conf. Proceed. **1426**, 1, 1553 (2012).]
- [11] A.L. Korzhenevskii, R. Bausch, R. Schmitz. Phys. Rev. E **63**, 5, 056105 (2001).
- [12] A.L. Korzhenevskii, R. Bausch, R. Schmitz. Phys. Rev. B **67**, 10, 100103(R) (2003).
- [13] B.J. Demaske, V.V. Zhakhovsky, N.A. Inogamov, I.I. Oleynik. Phys. Rev. B **87**, 5, 054109 (2013).
- [14] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций / Под ред. Э.М. Надгорного, Ю.А. Осипьяна. Атомиздат, М. (1972). 599 с. [J.P. Hirth, J. Lothe. Theory of Dislocations. McGraw Hill Inc. (1968).]
- [15] Г.И. Канель. Ударные волны в твердых телах. Физматлит, М. (2018). 203 с. [G.I. Kanel. Shock Waves in Solid State Physics. CRC Press (2019).]
- [16] A. Boulbitch, A.L. Korzhenevskii. Stress-Induced Local Phase Transformations Near Cracks and Dislocations: Field-Theoretical Approach. Springer Series in Materials Science **356** (2026). 421 p.
- [17] А.Г. Хачатурян. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. Наука, М. (1974). [A.G. Khachaturyan. Theory of Structural Transformations in Solids. John Wiley & Sons, New York (1983). 574 p.]
- [18] T. Saburi, S. Nenno. Proc. ICOMAT-86 Jpn. Inst. Metals, 671 (1986).
- [19] T. Fukuda, T. Saburi, K. Doi, S. Nenno. Mater. Trans. JIM **33**, 3, 271 (1992).
- [20] A. Ibarra, D. Caillard, J. San Juan, M.L. N6. Appl. Phys. Lett. **90**, 10, 101907 (2007).
- [21] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 4, 715 (2013). [G.A. Malygin, S.L. Ogarkov, A.V. Andriyash. Phys. Solid State **55**, 4, 780 (2013).]
- [22] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **55**, 721 (2013). [G.A. Malygin, S.L. Ogarkov, A.V. Andriyash. Phys. Solid State **55**, 4, 787 (2013).]
- [23] А.Н. Орлов. Введение в теорию дефектов в кристаллах. Высшая школа, М. (1983). 144 с.
- [24] Г.А. Малыгин. ФТТ **30**, 10, 3174 (1988).
- [25] A.L. Korzhenevskii, H.-O. Heuer, K. Herrmanns. J. Phys. A **31**, 3, 927 (1998).
- [26] A.L. Korzhenevskii, K. Herrmanns, H.-O. Heuer. Europhys. Lett. **45**, 2, 195 (1999).
- [27] Р. Кан, П. Хаазен. Физическое металловедение, т. 3, гл. 24. Металлургия, М. (1987). 662 с. [R.W. Cahn, P. Haasen. Physical Metallurgy. North-Holland Physics Publishing, Elsevier (1983).]
- [28] C.B. Carter, S.M. Holmes. Phil. Mag. **35**, 5, 1161 (1977).
- [29] Р. Кан, П. Хаазен. Физическое металловедение, т. 3, гл. 21. Металлургия, М. (1987). 662 с. [R.W. Cahn, P. Haasen. Physical Metallurgy. North-Holland Physics Publishing, Elsevier (1983).]
- [30] K. Kang, J. Yin, W. Cai. J. Mech. Phys. Solids **62**, 181 (2014).
- [31] W.P. Kuykendall, Y. Wang, W. Cai. J. Mech. Phys. Solids **144**, 104105 (2020).
- [32] S. Xu, L. Xiong, Y. Chen, D.L. McDowell. Acta Materialia **122**, 412 (2017).
- [33] I. Wise, A. Hunter, I. Beyerlein. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **33**, 5, 055011 (2025).
- [34] Z.Q. Wang, I.J. Beyerlein, R. LeSar. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **15**, 6, 675 (2007).
- [35] A. Malka-Markovitz, D. Mordehai. Phil. Mag. **98**, 5, 347 (2018).
- [36] A. Malka-Markovitz, D. Mordehai. Phil. Mag. **99**, 12, 1460 (2019).
- [37] H. Liu, X. Zhou, D. Hu, J. Song, R. Wang, J. Mao. Scripta Materialia **166**, 24 (2019).

Редактор Е.В. Толстякова