

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

05

Журнал технической физики, т. 65, в. 3, 1995

© 1995 г.

КРИТИЧЕСКИЙ РАЗМЕР ЗЕРНА  
ДЛЯ ЗАРОЖДЕНИЯ  $\alpha$ -МАРТЕНСИТА

Ю.Ф.Иванов, М.П.Кащенко, А.Б.Марков, В.П.Ротштейн

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055, Томск, Россия  
(Поступило в Редакцию 27 января 1994 г.  
В окончательной редакции 9 ноября 1994 г.)

Реконструктивное мартенситное превращение (МП) в твердом теле, типичным примером которого является  $\gamma \Rightarrow \alpha$  МП в сплавах железа, представляет собой кооперативный процесс структурной перестройки. Наибольшие трудности вызывает изучение начальной стадии МП. Явные признаки фазового перехода первого рода в сочетании с метастабильной устойчивостью решетки исходной  $\gamma$ -фазы исключают возможность гомогенного зарождения. Развита в последние годы модель волнового роста мартенсита [1] хорошо согласуется с концепцией гетерогенного зарождения, предполагающей, что роль силового центра, нарушающего своим упругим полем исходную симметрию решетки, играет отдельная прямолинейная дислокация. Дислокация не входит в объем зародыша мартенситного кристалла (МК). Выгодная для локализации область, имеющая форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда (построенного на собственных векторах  $\xi_i$  упругого поля деформаций), испытывает близкую к плоской деформацию типа растяжение-сжатие в ортогональных  $\xi_1$ - и  $\xi_2$ -направлениях. Вывод о том, что управление ростом отдельного МК в форме пластины осуществляется квазипродольными волнами, бегущими вблизи  $\xi_1$ - и  $\xi_2$ -направлений, что хорошо согласуется с последними экспериментами по измерению скорости роста МК, оказавшейся сверхзвуковой [2], и физическому моделированию начального возбужденного состояния в монокристаллах [3]. Следует, однако, иметь в виду, что как расчет упругого поля дислокационного центра зарождения, так и данные [3], давая существенную информацию о форме, ориентации оси и области угловой локализации зародыша МК (устанавливается полярный угол  $\theta$ , отсчитываемый от плоскости скольжения дислокации в плоскости, перпендикулярной к ее линии), оставляют открытым вопрос о величине радиальной локализации, т. е. о расстоянии  $r_{\min}$  от линии дислокации

до зародыша мартенсита. Качественное обсуждение вопроса, проведенное в [4], приводит к величине  $\tau_{\min} \leq 10^3 a$ , где  $a$  — параметр решетки, что совместимо с плотностью дислокаций  $\rho \simeq 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Среднее расстояние между дислокациями  $L \simeq \rho^{-1/2}$  в этом случае оказывается порядка микрона. Указанный пространственный мезамасштаб коррелирует с размером зерна поликристаллов, начиная с которого наблюдается эффект подавления МП [5], выражающийся в резком снижении (на сотни градусов) температуры  $M_s$  начала  $\gamma \Rightarrow \alpha$  МП. Подобная корреляция, по-видимому, не случайна. Действительно, согласно [1], для управления ростом МК необходимы относительно долгоживущие волны смещений с длинами  $\lambda \geq 10^2 a$ . Именно возбуждение в упругом поле силового центра и стабилизация в неравновесных условиях роста МК подобных волн задают микронный масштаб как минимально необходимый для образования мелких МК.

В связи с этим представляется актуальным проведение серии экспериментов, позволяющих на материале неизменного состава установить критический для начала  $\gamma \Rightarrow \alpha$  МП размер зерна, уточнив и дополнив тем самым данные [5], принципиально важные для развития теории. С этой целью удобно использовать облучение поверхности импульсными низкоэнергетичными сильноточными электронными пучками (НСЭП) [5] с малой ( $\leq 1 \text{ мкм}$ ) глубиной проникновения электронов. Варьируя длительность импульса и плотность энергии, можно изменять условия кристаллизации поверхностного слоя, претерпевающего процесс сверхбыстрой закалки после расплавления. Поскольку рост зерна происходит с вполне определенной скоростью, то следует ожидать корреляции между длительностью импульса и появлением МК в поверхностном слое, фиксируемом как по увеличению микротвердости, так и непосредственно с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Для исследования использовали образцы из стали 45, предварительно закаленные от  $850 \text{ }^\circ\text{C}$  в воду. Параметры НСЭП изменяли в следующих интервалах: средняя энергия электронов  $E \simeq 7 - 25 \text{ кэВ}$ , длительность импульса  $\tau_p \simeq 0.15 - 300 \text{ мкс}$ , плотность энергии  $W \simeq 1 - 75 \text{ Дж/см}^2$ . При каждом фиксированном значении  $\tau_p$  плотность энергии соответствовала пороговому значению, при

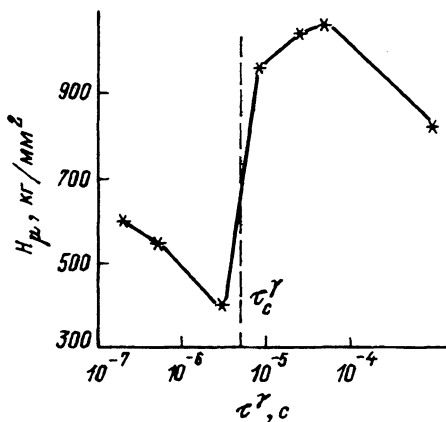


Рис. 1. Зависимость микротвердости поверхности облученных образцов из предварительно закаленной стали 45 от времени  $\tau_\gamma$ .

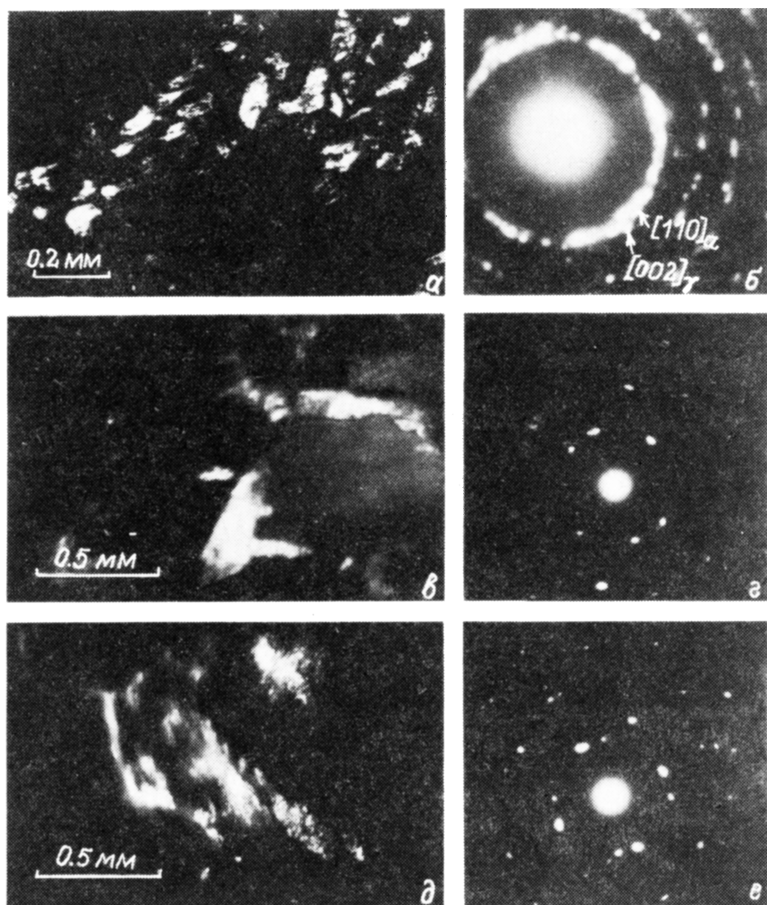
котором на поверхности появлялась область расплава (или несколько превышала это значение).

На рис. 1 показана зависимость микротвердости  $H_\mu$  на поверхности от времени  $\tau^\gamma$ , в течение которого приповерхностный слой, закаленный из расплава, находился в интервале температур 1100–1700 К, соответствующем наличию  $\gamma$ -фазы. Определение  $\tau^\gamma$  проводили на основе тепловых расчетов, изложенных в [6]. Видно, что существует отчетливо выраженный временной интервал, в котором происходит резкое увеличение  $H_\mu$ . Критическое значение времени  $\tau_0^\gamma$ , лежащее в этом интервале, составляет  $\approx 5 \cdot 10^{-6}$  с. Повышенные значения микротвердости на начальном участке данной кривой объясняются тем, что при малых длительностях импульса и соответственно малых величинах  $\tau^\gamma$  заметный вклад в измерения  $H_\mu$  вносит подложка с исходной мартенситной структурой.

Для сравнения на рис. 2 приведены электронно-микроскопические изображения структуры приповерхностного слоя, закаленного из расплава при двух значениях  $\tau^\gamma$ :  $\tau_1^\gamma \approx 5 \cdot 10^{-7}$  с  $< \tau_0^\gamma$  и  $\tau_2^\gamma \approx 4 \cdot 10^{-6}$  с  $\approx \tau_0^\gamma$ . Первому случаю (рис. 2, а, б) соответствуют расчетная толщина расплава  $d \approx 0.2$  мкм и скорость закалки  $dT/dt \approx 5 \cdot 10^9$  К/с. Во втором случае (рис. 2, в–е) имеем  $d \approx 1$  мкм и  $dT/dt \approx 10^8$  К/с. Отчетливо видно, что мартенситные кристаллы образуются только во втором случае  $\tau^\gamma = \tau_2^\gamma \approx \tau_0^\gamma$ ; при  $\tau^\gamma < \tau_0^\gamma$  наблюдается смесь  $\alpha$ - и  $\gamma$ -фаз. Анализ структур, соответствующих второму случаю (рис. 2, в–е), показал, что МК наблюдаются только в зернах, размеры которых превышают 1 мкм, причем первые из них зарождаются вблизи межзеренных границ (рис. 2, в). Одной из причин существования конечного интервала значений  $\tau^\gamma$ , в котором происходит резкое возрастание  $H_\mu$  (рис. 1), является разброс размеров зерен (0.1–1.5 мкм), образующихся при кристаллизации расплавленного слоя. Отметим, что средний размер зерен хорошо коррелирует с толщиной расплавленного слоя  $d$ , зависимость которой от  $\tau_p$  в указанном выше интервале описывается эмпирическим выражением  $d = 1.9 \cdot 10^4 \cdot \tau_p^{0.8}$  ( $d$  в микронах,  $\tau_p$  в секундах).

Полученные данные позволяют утверждать, что появление мартенситных кристаллов в поверхностном слое начинается при длительности  $\tau^\gamma \geq \tau_0^\gamma$ . Из тепловых расчетов и структурного анализа поверхностного слоя, закаленного из расплава [6], следует, что скорость роста зерен  $\gamma$ -фазы составляет  $\approx 0.1$  м/с. Отсюда можно заключить, что за время  $\tau_0^\gamma \approx 5 \cdot 10^{-6}$  с как раз возможно возникновение зерна размером порядка  $10^{-6}$  м, коррелирующим, что вполне естественно, с толщиной расплава.

Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают, что для протекания МП необходимо наличие свободного от дефектов объема материала с характерным пространственным масштабом. Этот объем, однако, содержит области, испытывающие влияние полей напряжений дефектов (например, вблизи границ зерен, содержащих ступеньки и являющихся источником дислокаций), что необходимо для зарождения мартенсита. Полученные результаты косвенно свидетельствуют в пользу выводов теории [1] и соответственно в пользу качественной оценки величины  $r_{min} \approx 0.1L \approx 10^{-5}$  см.



**Рис. 2.** Темнопольные электронно-микроскопические изображения в рефлексе  $[110]_{\alpha-Fe}$  структуры приповерхностного слоя стали 45, закаленного из расплава. *а, б* —  $\tau^{\gamma} \approx 5 \cdot 10^{-7}$  с ( $\tau_p \approx 0.8$  мкс,  $W = 2.2$  Дж/см<sup>2</sup>); *в-е* —  $\tau^{\gamma} \approx 4 \cdot 10^{-6}$  с ( $\tau_p \approx 5$  мкс,  $W \approx 6$  Дж/см<sup>2</sup>); *б, г, е* — микродифракционные картины к *а, в, д* соответственно.

- [1] Кащенко М.П. Волновая модель роста мартенсита при  $\gamma \Rightarrow \alpha$  превращениях в сплавах на основе железа. Екатеринбург: Наука, 1993. 224 с.
- [2] Мещеряков Ю.И., Кащенко М.П., Васильков В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 2. С. 75-78.
- [3] Кащенко М.П., Летучев В.В., Коновалов С.В. и др. // ФММ. 1992. № 1. С. 146-147.
- [4] Кащенко М.П., Летучев В.В., Коновалов С.В. и др. // ФММ. 1993. Т. 76. № 3. С. 90-101.
- [5] Петров Ю.Н. Дефекты и бездиффузионное превращение в стали. Киев: Наукова думка, 1978. 262 с.
- [6] Иванов Ю.Ф., Итин В.И., Лыков С.В. и др. // Изв. РАН. Металлы. 1993. № 3. С. 130-140.

01;03  
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 3, 1995

## О СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОМ СЛОЕ КНУДСЕНА ПРИ ИСПАРЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ПАРА

В.И. Курочкин

Самарский авиационный институт, Самара, Россия  
(Поступило в Редакцию 31 января 1994 г.)

При исследовании газодинамических течений вблизи поверхности неизбежно встает вопрос о постановке граничных условий. Как правило, такие условия находятся из решения уравнения Больцмана в слое Кнудсена (тонком приповерхностном слое порядка нескольких длин свободного пробега). В данной работе будут рассмотрены особенности слоя Кнудсена при сильном испарении, т.е. когда средняя скорость продуктов испарения на внешней границе слоя Кнудсена сравнима со скоростью звука в плотном (неидеальном) газе, с использованием кинетического уравнения Энского. В случае газа нормальной плотности структура такого слоя исследовалась в работе [1] на основе модели Больцмана-Гильберта-Кнудсена. В работе [2] при использовании только законов сохранения, следуемых из уравнения Больцмана, получена связь параметров поверхности (концентрации насыщенного пара  $n_0$  и температуры поверхности  $T_0$ ) с газодинамическими параметрами на внешней поверхности слоя Кнудсена (концентрации частиц  $n_1$ , скорости истечения  $u_1$  и температуры  $T_1$ ) в случае скорости потока, равной скорости звука. При этом функция распределения в слое бралась в виде

$$f(z, \mathbf{v}) = \alpha(z)f_0^+(\mathbf{v}) + \mu(z)f_1^+(\mathbf{v}) + \beta(z)f_1^-(\mathbf{v}). \quad (1)$$

Здесь

$$f_0(\mathbf{v}) = n_0(\pi V_0)^{-3/2} \exp(-v^2/V_0^2), \quad (2)$$

$$f_1(\mathbf{v}) = n_1(\pi V_1)^{-3/2} \exp\left(\frac{v_x^2 + v_y^2 + (v_z - u_1)^2}{V_1^2}\right), \quad (3)$$