

ного состава от температуры, которые по характеру соответствуют зависимости $\sigma_r(T)$. Электропроводность чистых КСl подобной аномалией не обладала [2]. На чистых и легированных двухвалентными примесями ШГК аналогичные пики прочности при тех же температурах наблюдались неоднократно [3-5]. Появление пиков связывали с изменением структурного состояния остаточных примесей и их взаимодействия с движущимися дислокациями. В контексте с общими наблюдениями для ШГК поведение σ_r в нашем случае не является неожиданным и может быть связано с присутствием двухвалентных примесей, которые в том или ином структурном состоянии с разной силой стопорят дислокации внутри зерна.

Температура максимума σ_r и его величина зависят от условий термообработки. В данной работе исследована зависимость предела текучести КСl—NaCl от времени выдержки при температурах от 100 до 300 °С (рис. 2). Полученные результаты аналогичны данным [6] для кривых $\sigma_r(t)$ в случае старения закаленных образцов КСl—NaCl состава 12.4 мол.% КСl.

Уменьшение предела текучести кристаллов КСl—NaCl при температурах выше 300 °С можно приписать снижению эффективности стопорения дислокаций границами зерен. В [7] аналогичные измерения проводились на образцах, полученных кристаллизацией в тигле и охлажденных до комнатной температуры со скоростью менее 30 °С/ч и также наблюдалось понижение σ_r при температуре выше 300 °С.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Andreev G. A., Buritskova L. G. // Cryst. Res. Technol. 1984. V. 19. N 2. P. 155—163.
- [2] Хартман Э., Ерофеев В. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2835—2837.
- [3] Eshelby J. D., Newey C. W. A., Pratt R. L., Lidiard A. B. // Phil. Mag. 1958. V. 3. P. 75—89.
- [4] Reppich B. // Acta Met. 1972. V. 20. N 4. P. 557—567.
- [5] Сойфер Л. Н. Физика конденсированного состояния. Харьков, 1973. С. 45—64.
- [6] Wolfson R. G., Kobes W., Fine M. E. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 2. P. 704—712.
- [7] Arbel A. // J. Am. Cer. Soc. — Discuss. and Notes. 1967. V. 50. N 2. P. 114.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
22 ноября 1988 г.

УДК 669.017.3

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

ОТБОР ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ ЗАРОЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА С ГАБИТУСАМИ, БЛИЗКИМИ К $\{hhl\}$, В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗА

В. П. Верещагин, С. М. Кащенко

В теории мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения (МП) в сплавах железа фундаментальной является проблема зарождения мартенситного кристалла (МК). Перспективной для ее решения представляется идея, связывающая зарождение МК с наличием дислокаций в аустените, поскольку упругое поле дислокации существенно снижает, как показано еще в [1], энергетический барьер для зарождения; в идеальном же аустените появление зародыша МК маловероятно. Однако представление о статическом зародыше (устроенном подобно кристаллу мартенсита), лежащее в основе такого и аналогичных ему вариантов анализа устойчивости аустенита,

плохо совместимо с фактом быстрого $\sim 10^3$ м/с роста МК и не раскрывает влияния упругого поля дислокационного центра зарождения (ДЦЗ) на формирование конкретной морфологии МК. В итоге остается невыясненным вопрос о взаимосвязи характеристик ДЦЗ и морфологических характеристик МК, принципиально важный для понимания природы процесса зародышеобразования при превращениях мартенситного типа и способов целенаправленного воздействия на их протекание. В этом отношении более содержательным оказывается объединение концепции гетерогенного зарождения и адекватной специфике $\gamma \rightarrow \alpha$ МП концепции роста пластины мартенсита в волновом режиме из динамически возбужденного состояния [2], в рамках которой установлены деформации [3], необходимые для безбарьерного роста по мартенситному типу кристалла α -фазы с заданной габитусной плоскостью (ГП)¹ — $\{hkl\}$ (ориентация плоскостей

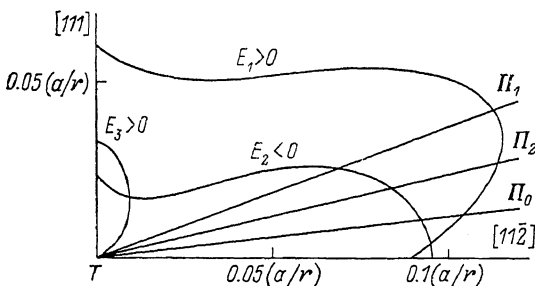


Рис. 1. Полярная диаграмма (первый квадрант) главных деформаций упругого поля 60° дислокации.

Для расчета брались $\Lambda = [1\bar{1}0]$, вектор Бюргерса $(a/2)[101]$ и соответственно значения 0.218, 0.112, 0.027 ГПа упругих модулей C_L, C_{44}, C' ; r — кратчайшее расстояние до линии дислокации, a — параметр решетки. Полу плоскость Π_1 (Π_2) характеризуется минимальным отклонением главной оси ξ_1 (ξ_2) от направления e_4 (e_2).

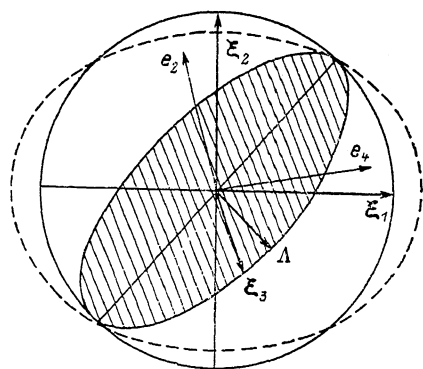


Рис. 2. Определение инвариантной плоскости при $r \gg a$, параллельной линии дислокации.

Заштриховано плоское сечение, которое остается инвариантным при плоской деформации ($\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, \epsilon_3 = 0$) единичной сферы и содержит направление Λ .

и направлений дается в осях аустенита). Если в окрестности дислокации реализуются такие деформации, то ее упругое поле в этой области будет снижать барьер, разделяющий γ и α структурные состояния, обеспечивая условия для адиабатически быстрого образования зародыша [2], вырастающего в МК с габитусом $\{hkl\}$. Данная дислокация должна рассматриваться, следовательно, как вероятный ДЦЗ $\{hkl\}$ кристаллов. Используя эти соображения, можно установить соответствие между морфологией (габитусом) МК и дислокацией — его ДЦЗ. Проиллюстрируем сказанное на примере МК с ГП типа $\{hhl\}$, к которому относятся [4] габитусы, близкие $\{557\}$ и $\{225\}$.

Из волновой модели, связывающей локализацию процесса зарождения МК с областью в форме цилиндра, вытянутого вдоль прямолинейной дислокации с линией Λ , следует геометрически наглядный признак пригодности ее на роль ДЦЗ: $(\Lambda, N) = 0$, где $N \parallel \langle hkl \rangle$. В случае ГП типа $\{hhl\}$ этому требованию отвечают (из типичных для аустенита) дислокации с линиями $\Lambda \parallel \langle 110 \rangle$: сидячая краевая, винтовая и 60° смешанная. На стадии роста МК с ГП типа $\{hhl\}$ аустенит должен терять устойчивость при растяжении и сжатии, ведущих к увеличению объема, соответственно вблизи направлений $e_4 = \langle 001 \rangle$ и $e_2 = \langle 110 \rangle$ [3]. Сравнение упругих полей показывает, что вероятными ДЦЗ таких МК будут 60° дислокации, так как области, в которых деформация аустенита удовлетворяет требова-

¹ Морфология МК однозначно определяется заданием ГП — плоской границы раздела фаз, принимаемой за базовый признак.

ниями $\varepsilon_1 > 0$, $\xi_1 \approx e_1$, $\varepsilon_2 < 0$, $\xi_2 \approx e_2$, $|\varepsilon_3| \ll |\varepsilon_{1,2}|$, $\delta = \text{Sp } \varepsilon > 0$, где ε_i , ξ_i — главные значения и ось тензора деформации ε , обнаружены только в окрестности 60° дислокации, вблизи полуплоскостей Π_0 , Π_1 , Π_2 (рис. 1). На полуплоскости Π_0 $\varepsilon_3 = 0$. Особенностью состояния, характеризующего деформациями $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, $\varepsilon_3 = 0$, является наличие недеформируемых, инвариантных плоскостей (ИП). Сопряжению фаз по неискаженной плоскости должен отвечать наименьший проигрыш в энергии. Поэтому оправданной представляется гипотеза о совпадении ИП, выделяемой удругим полем дислокации, и ГП, так как в этом случае выгодная энергетически возможность сопряжения фаз обеспечивается и на стадии зарождения, и на стадии роста МК. Векторы нормалей \mathbf{H}_k ($k=1, 2$) к ИП вдали от дислокации выражаются формулой

$$\mathbf{H}_k \parallel (\Lambda, \xi_2) \xi_1 + (-1)^k (\Lambda, \xi_1) \xi_2. \quad (1)$$

Условию $(\Lambda, \mathbf{H}_k) = 0$ удовлетворяет только ИП $\{5\ 5\ 6.4\}$ с нормалью \mathbf{H}_1 , содержащая вектор Λ (рис. 2) и близкая к ГП пакетного мартенсита. Вблизи $\Pi_{1,2}$ $|\varepsilon_3| \ll |\varepsilon_{1,2}|$, что оправдывает использование наравне с ИП слабоискаженных плоскостей (СП) с нормальями, также задаваемыми (1). Для СП, содержащих Λ , имеем $\{2\ 2\ 4.6\}$ на Π_1 и $\{1\ 1\ 1.7\}$ на Π_2 . Первая близка к ГП, типичной для МК среднеуглеродистых сталей, другая — к $\{112\}$ ГП поверхностного мартенсита. Наконец, можно показать, что каждый ориентационный вариант МК однозначно сопоставляется с линией, вектором Бюргерса, плоскостью скольжения, характеризующими ДЦЗ. Все это свидетельствует о конструктивности предлагаемого подхода, позволившего впервые конкретизировать ДЦЗ для заданного МК.

Авторы признательны А. Н. Орлову, В. И. Владимирову и А. Е. Романову за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Easterling K. E., Thölen A. R. // Acta Met. 1976. V. 24. P. 333—341.
- [2] Кащенко М. П., Верещагин В. П. // ФММ. 1984. Т. 58. № 3. С. 450—457; 1985. Т. 60. № 5. С. 855—863.
- [3] Кащенко М. П. // Изв. вузов, физика. 1982, № 2. С. 7—9.
- [4] Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращение в железе и стали. М.: Наука, 1977. 238 с.

Уральский лесотехнический институт
им. Ленинского комсомола
Свердловск

Поступило в Редакцию
3 июня 1988 г.
В окончательной редакции
6 декабря 1988 г.

СПЕКТР ПЛАЗМЕННЫХ ПОТЕРЬ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ $(10\bar{1}0)$ КРИСТАЛЛА РЕНИЯ

В. П. Замша, В. С. Кулик, В. К. Медведев, И. Н. Яковкин

Структура спектров характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ) обусловлена потерями энергии первичных электронов на различные возбуждения электронной системы кристалла. Для чистой поверхности вольфрама, наиболее полно исследованного к настоящему времени тугоплавкого металла, типичный спектр ХПЭЭ состоит из двух