

Из критерия Лайтхилла [4] следует, что рассматриваемые волны модуляционно устойчивы для $k < \frac{k_0}{\sqrt{6}}$. В противоположном случае они неустойчивы, что меняет картину развития модуляционных возмущений в соответствии с общей теорией [4]. Учет $v_0 \neq 0$ при $v_0 \gg \frac{\omega_{pe}}{k}$ дает ту же границу устойчивости.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Электродинамика плазмы / Под ред. Ахиезера А.И. и др. М.: Наука, 1974. 719 с.
- [2] К а д о м ц е в Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 238 с.
- [3] Г у р е в и ч А.В., К р ы л о в А.Л., Э л ь Г.А. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. В. 2. С. 248.
- [4] У и з е м Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

Поступило в Редакцию
31 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1

12 января 1991 г.

05.1

© 1991

ЭФФЕКТИВНЫЙ РЕЛЬЕФ ПАЙЕРЛСА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

Б.В. П е т у х о в

Легирование или создание твердых растворов является одним из наиболее перспективных путей управления механическими свойствами материалов, его воздействие на пластичность интенсивно изучается как экспериментально, так и теоретически (см., например, [1]). Целью настоящей работы является изучение условий реализации кинкового механизма движения дислокаций в твердых растворах и объяснение специфического вида концентрационной зависимости предела текучести в этих материалах.

Ввиду большой жесткости дислокаций по отношению к изгибам, характерный размер дислокационных конфигураций, например, раз-

мер кинка (дислокационного перегиба) $d \sim a \left(\frac{G}{\sigma_p} \right)^{1/2}$, как правило,

намного превышает период кристаллической решетки a (G - модуль сдвига, σ_p - напряжение Пайерлса). Поэтому в не слишком разбавленных твердых растворах с концентрациями, удовлетворяю-

щими условием $c \gg \left(\frac{\sigma_p}{G}\right)^{1/2}$, на характерном дислокационном разме-

ре помещается много атомов раствора (для краткости называемые в дальнейшем примесями), благодаря чему дислокация ощущает в значительной мере усредненное их воздействие. В этом случае целесообразно разбить примесный потенциальный рельеф $U_n(x, y)$ в плоскости скольжения дислокации (x, y) на две части - средний по расположению примесей потенциал \bar{U}_n и флуктуирующую часть $\delta U_n(x, y)$: $U_n(x, y) = \bar{U}_n + \delta U_n(x, y)$.

Для примесей замещения, хаотически расположенных по узлам решетки, усредненный потенциал \bar{U}_n обладает той же трансляционной симметрией, что и матрица, и является периодической функцией положения дислокации в кристалле y , аналогичной рельефу Пайерлса $U_p(y)$. Эту составляющую примесного рельефа можно объединить с $U_p(y)$ и рассматривать в дальнейшем перенормированный эффективный рельеф Пайерлса $U_{эф}(y) = U_p(y) + \bar{U}_n(y)$.

В области концентраций $c \ll 1$ примесная составляющая $\bar{U}_n(y)$ может быть выражена через характеристики индивидуального взаимодействия примеси и дислокации. При этом порядок величины

перенормировки напряжения Пайерлса можно оценить как $\sigma_p^{(n)} \sim$

$$\sim \frac{1}{b} \frac{d\bar{U}_n}{dy} \sim \frac{c}{\alpha b} \cdot f = c \varepsilon G \quad (\text{здесь } f - \text{ сила взаимодействия примеси с}$$

дислокацией на минимальном расстоянии между ними $\sim \alpha$, $\varepsilon \equiv \frac{f}{G\alpha b}$,

b - величина вектора Бюргерса).

Оценим роль флуктуаций в расположении примесей. Среднеква-

дратичная флуктуация числа примесей на размере d есть $\delta N \sim \left(\frac{d}{\alpha} c\right)^{1/2}$,

создаваемая ею характерная флуктуация напряжения есть $\sigma_{фл} \sim$

$$\sim \frac{f \delta N}{b d} \sim c^{1/2} \varepsilon G \left(\frac{\sigma_p}{G}\right)^{1/4}. \quad \text{Флуктуации можно считать несущественными, ес-}$$

ли $\sigma_{фл} \ll \sigma_p$, то есть

$$c^{1/2} \varepsilon \left(\frac{G}{\sigma_p}\right)^{3/4} \ll 1. \quad (1)$$

Таким образом, в твердых растворах с параметрами, отвечающими выполнению условия (1), реализуется кинковый механизм движения дислокаций, а влияние атомов раствора может быть учтено посредством перенормировки рельефа Пайерлса. Это приводит к появлению концентрационной зависимости основных параметров кинкового механизма - напряжения Пайерлса $\sigma_p(c)$, энергии

кинка, оцениваемой по порядку величины как $E_k \sim a^3 (\zeta \sigma_p(c))^{1/2}$ и т.п.

Особый интерес представляет ситуация, когда примесная составляющая эффективного рельефа Пайерлса превышает решеточную. Критерий сохранения кинкового механизма (1) в этом случае, когда $\sigma_p(c) \sim c \varepsilon \zeta$, сводится, как нетрудно видеть, к условию $c \gg \gg \varepsilon$. Это соотношение может выполняться во многих твердых растворах замещения, для которых параметр ε типично мал. В том классе материалов, для которых это условие не выполняется, движение дислокаций испытывает сильное влияние флуктуаций расположения примесных атомов и должно описываться соответствующими статистическими теориями (см., например, [1]).

Изложенная теория предсказывает для области малых концентраций $1 \gg c \gg (\frac{\sigma_p}{\zeta})^{1/2}$, линейно растущий с увеличением c примесный вклад в рельеф Пайерлса. В материалах с высоким собственным рельефом Пайерлса, для которых типичным является разупрочнение, создаваемое изолированными атомами примесей или их небольшими группами (см., например, [2, 3]), должна, следовательно, существовать конкуренция эффектов примесного разупрочнения и упрочнения. Такая конкуренция проявляется на концентрационной зависимости предела текучести в виде характерного минимума, когда ниспадающая со стороны чистого материала ветвь концентрационной зависимости сменяется затем растущей ветвью.

Подобная картина соответствует данным, полученным на многочисленных материалах: металлах с ОЦК структурой (см. обзор [2]), щелочно-галогидных кристаллах [4] и других. Особенно показательным является пример с непрерывным твердым раствором $KCl - KBr$, изученным в работе [4], в котором отмеченный выше минимум на концентрационной зависимости предела текучести при $T = 4,2$ К повторяется симметрично как при приближении к чистому KCl , так и при приближении к чистому KBr . Вне областей, соответствующих минимумам, в этой работе была экспериментально установлена линейная зависимость предела текучести от комбинации $c(1-c)$, что отвечает линейным зависимостям от концентрации и при малом содержании атомов Br в матрице KCl , и при малом содержании атомов Cl в матрице KBr , и согласуется с изложенной теорией.

Изменение параметров кинкового механизма движения дислокаций с изменением концентрации отражается и на виде температурных зависимостей пределов текучести, определяя характерные масштабы изменения функции $\sigma(T): \sigma(T \rightarrow 0) \rightarrow \sigma_p(c)$, $T_*(c) \sim E_k(c)$ (T_* — температура, при которой обращается в нуль термическая компонента $\sigma(T)$). Более быстрое увеличение масштаба по оси напряжений $\sigma_p(c)$ по сравнению с масштабом по оси температур $T_* \sim (\sigma_p(c))^{1/2}$ приводит к усилению температурной зависимости предела текучести с увеличением концентрации, что качественно соответствует реальному поведению твердых растворов.

- [1] Судзуки Т., Есианага Х., Такеути С.
Динамика дислокаций и пластичность. М.: Мир, 1989. 296 с.
- [2] Pink E., Arsenault R.J. // Progr. Mater. Sci. 1979. V. 24. N 1. P. 1-50.
- [3] Петухов Б.В. // ФММ. 1983. Т. 56. № 6. С. 1177-1185.
- [4] Катаока Т., Уематсу Т., Ямада Т. // Jap. J. Appl. Phys. 1978. V. 17. N 2. P. 271-277.

Институт кристаллографии
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
20 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

05.1

© 1991

МИКРО-, МЕЗО- И МАКРОКИНЕТИКА
САМОПОДОБНОГО РОСТА ТРЕЩИН

А.С. Баланкин, В.С. Иванова

Разрушение твердого тела относится к классу процессов, характеризующихся тем, что за макроскопическими эффектами стоит сложное поведение на микроскопическом уровне [1, 2]. Поэтому надежное прогнозирование стойкости реальных конструкций, работающих в сложных условиях эксплуатации, возможно лишь при ясном понимании природы и кинетики квантовых процессов в деформируемом теле, а центральной проблемой физики разрушения является вопрос о характере и механизмах взаимосвязи процессов различного масштаба [2-4].

Традиционно при анализе процессов, контролирующих кинетику разрушения, используют модели, учитывающие лишь парные межатомные связи в твердых телах [4, 5]. В этом случае уравнения макрокинетики разрушения могут быть получены усреднением атомных флуктуаций, аналогично выводу классических гидродинамических уравнений [6]. Учет дальнедействующих межатомных сил, ответственных за сдвиговую устойчивость твердого тела, кардинально меняет ситуацию. А именно, действие дальнедействующих сил приводит к степенной зависимости корреляционной флуктуации атомов [7]:

$$\langle n(\alpha)n(\alpha-r) \rangle \sim r^{-\alpha}, \quad (1)$$