

Влияние примесных барьеров на низкотемпературную аномалию параметров пластичности β -олова

А. Н. Диулин, Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: natsik@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 января 1998 г., после переработки 10 февраля 1998 г.

В интервале температур 1,6–150 К изучена пластическая деформация монокристаллов твердых растворов β -олова с различными концентрациями примесей Cd, In и Zn, определяемая скольжением винтовых дислокаций в системе $(100)\langle 010 \rangle$. Обнаружены низкотемпературные аномалии предела текучести τ_0 и активационного объема γ — перегибы на температурных зависимостях $\tau_0(T)$ и пики на зависимостях активационного объема от напряжения $\gamma(\tau)$. Наблюдалась существенная зависимость параметров аномалий от концентрации примесных атомов в сплаве и мощности барьеров для дислокаций, образованных примесными атомами. Проведено сопоставление наблюдаемых эффектов с выводами теории, описывающей влияние примесей на движение дислокаций через барьеры Пайерлса сложной формы. Экспериментальные данные и результаты их анализа согласуются с предположением о двугорбых барьерах решеточного потенциального рельефа в системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$.

В інтервалі температур 1,6–150 К вивчено пластичну деформацію монокристалів твердих розчинів β -олова з різними концентраціями домішок Cd, In, та Zn, яка обумовлена ковзанням гвинтових дислокацій у системі $(100)\langle 010 \rangle$. Виявлено низькотемпературні аномалії границі пластичної плинності τ_0 та активацийного об'єму γ — перегини на температурних залежностях $\tau_0(T)$ і піки на залежностях об'єму активації від напруги $\gamma(\tau)$. Спостерігалась істотна залежність параметрів аномалії від концентрації домішкових атомів у сплавах і потужності бар'єрів для дислокацій, утворених домішковими атомами. Проведено співставлення спостережених ефектів з висновками теорії, що описує вплив домішок на рух дислокацій через бар'єри Пайерлса складної форми. Експериментальні дані і результати їх аналізу узгоджуються з припущенням про наявність двох горбів на бар'єрах граткового потенційного рельєфу у системі ковзання $(100)\langle 010 \rangle$.

PACS: 62.20.Ng, 61.72.Nh

Введение

Механические свойства объемноцентрированных и некоторых гексагональных металлов, полупроводниковых и щелочно-галогидных кристаллов обладают рядом особенностей, выделяющих их в особую группу так называемых пайерлсовских кристаллов. Этот термин подчеркивает определяющую роль решеточных барьеров для дислокаций (барьеров Пайерлса) в пластичности таких кристаллов. К главным особенностям пайерлсовских кристаллов относятся высокие значения пределов текучести (критических сдвиговых напряжений) и сильная

их зависимость от температуры в низкотемпературной области, а также характерная низкотемпературная хрупкость и связанная с ней ограниченная пластичность. При изучении низкотемпературной пластичности объемноцентрированных металлов наблюдался еще один тип особенностей — более или менее выраженные изломы на температурных зависимостях пределов текучести $\tau_0(T)$ (рис. 1,а) и соответствующие этим изломам пики на зависимости активационного объема $\gamma(\tau)$ от деформирующего напряжения (рис. 1,б). И, наконец, при слабом легировании некоторых пайерлсовских кристаллов наблюдался

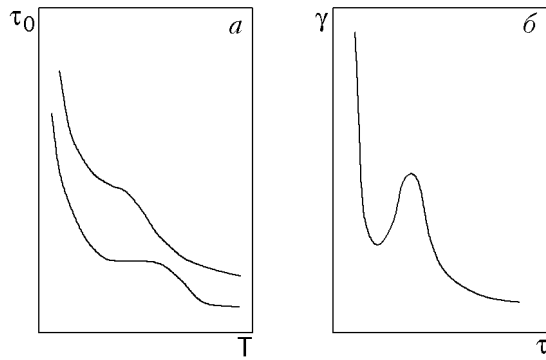


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментально наблюдаемых типов температурной зависимости предела текучести (а) и зависимости активационного объема от напряжения (б) в пайерлсовском кристалле.

к
т примесного разупрочнения. Эти особенности (аномалии) вначале были обнаружены при изучении ОЦК металлов [1–10], но наиболее ярко они выражены в случае монокристаллов β-олова, имеющего объемноцентрированную тетрагональную решетку [11,12].

В настоящее время качественное объяснение перечисленных аномалий можно получить, анализируя кинковый механизм термически активированного движения дислокаций через барьеры Пайерлса [13–22]. Однако относительно деталей этого механизма и их связи с тонкими деталями конкретных аномалий единого мнения пока не существует. Например, для объяснения аномалий, показанных на рис. 1, различные исследователи используют несколько гипотез, уточняющих кинковый механизм движения дислокаций.

Прежде всего следует отметить, что аномалии подобного типа предсказывались теоретически [13,14] еще до их экспериментального наблюдения как следствие сложной формы барьеров Пайерлса: они должны иметь место в случае кристаллов с двугорбыми решеточными барьерами (рис. 2,а). В последнее время модель двугорбого барьера и различные следствия из нее обсуждались в серии работ [18,19,21,22].

Однако наблюдаемые в экспериментах аномалии на некоторых ОЦК металлах (например, монокристаллах очень чистых Fe [2,20], Nb [6,7] или Ta [6,9]) были выражены довольно слабо и для их описания нет необходимости использовать предположение о двугорбом барьере. Анализ, выполненный в работах [16,17], показал, что тонкие особенности

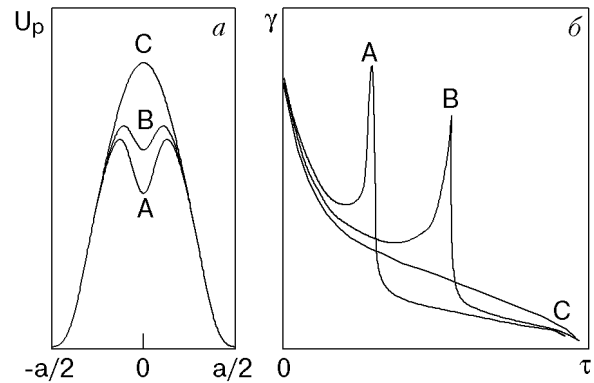


Рис. 2. Схематическое изображение двугорбого потенциала Пайерлса и его возможное изменение при увеличении концентрации примесей в кристалле: А – чистый кристалл, В и С – сплавы с концентрацией примеси $C_B < C_C$ (а) [5]. Зависимость активационного объема от напряжения для потенциалов А, В и С (б) [5].

к
т
ивационного объема в этих случаях можно описать, если при вычислении энергии образования пар кинков аккуратно учесть их ближкодействие и дальнодействие.

Вместе с тем в случае чистого β-Sn [11] аномалии оказались настолько сильными, что возможность объяснения их только сложной формой рельефа Пайерлса вызывала сомнение. Поэтому в работе [11] для объяснения аномалии были использованы два предположения: о совместном влиянии на подвижность дислокаций в β-Sn барьеров Пайерлса и внутренних напряжений; о немонотонной температурной зависимости внутренних напряжений в области аномалий. Дополнительным аргументом в пользу второго предположения служила немонотонная температурная зависимость коэффициента деформационного упрочнения на стадии легкого скольжения, зарегистрированная в этой температурной области.

Особый интерес представляет проблема влияния на обсуждаемые аномалии примесных атомов. Обусловленные примесями локальные искажения решеточного потенциального рельефа могут достаточно сильно изменить условия зарождения и движения дислокационных кинков, что должно соответствующим образом отразиться и на поведении макроскопических характеристик пластичности пайерлсовских кристаллов. Влияние легирования на низкотемпературную аномалию активационного объема ОЦК металлов зарегистрировано в экспериментах, описанных в работах [1,3–5], а существенное изменение аномалии предела текучести β-Sn, вплоть до ее

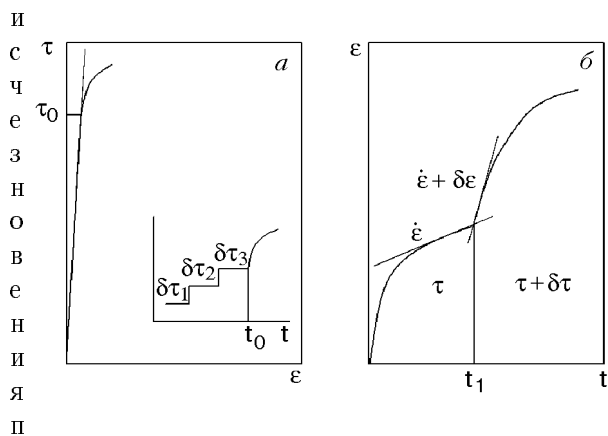


Рис. 3. Схематическое изображение участка деформационной кривой $\tau(\epsilon)$, τ_0 — предел текучести; на вставке — диаграмма деформирования образца при ступенчатом нагружении кристалла приращениями нагрузки $\Delta\tau$; t_0 — момент времени, соответствующий достижению предела текучести (а). Изменение скорости ползучести, вызванное приращением действующего напряжения на величину $\delta\tau \ll \Delta\tau$ (б).

и ем примесей, наблюдалось в работе [12]. Теоретическое описание влияния примесных атомов на кинковый механизм движения дислокаций через двугорбые барьеры Пайерлса предложено в работе [19]. Эта теория предсказывает весьма специфическую зависимость высоты пика активационного объема (рис. 1,б) как от величины (мощности) примесных барьеров, так и от их концентрации. Согласно [19], основным критерием, регулирующим влияние легирования на аномалию параметров пластичности кристалла с двугорбыми барьерами Пайерлса, является величина максимальной силы взаимодействия дислокации с единичным примесным атомом. Существует критическое значение этой силы, при превышении которого аномалии должны исчезать, а для примесей меньшей мощности — сохраняться. Теория также предсказывает интересную особенность влияния примесей на характер зависимости $\gamma(\tau)$ — логарифмическое убывание высоты пика с ростом мощности и концентрации примесных барьеров. Эти теоретические результаты позволяют осуществить более однозначную экспериментальную проверку гипотезы о возможной связи обсуждаемых аномалий пластичности с двугорбой формой барьеров Пайерлса.

В настоящей работе такая проверка проведена на слабоконцентрированных сплавах β -Sn с кадмием, индием и цинком. Ранее нами было показано [11], что низкотемпературная пластичность высокочистых монокристаллов

олова (99,9995%), ориентированных для преимущественного скольжения в системе $(100)\langle 110 \rangle$, контролируется движением винтовых дислокаций через барьеры Пайерлса и в области температур 60–70 К имеет характерные аномалии, выраженные более ярко, чем в других пайерлсовских кристаллах. Монокристаллы β -Sn сохраняют заметный резерв пластичности и плавный характер течения при охлаждении их вплоть до гелиевых температур, а также при легировании малыми количествами примесей. Эти свойства выделяют их как уникальные объекты для изучения пайерлсовского механизма скольжения.

Основной целью работы было изучение влияния мощности и концентрации примесных барьеров на поведение аномалий предела текучести и активационного объема в монокристаллах β -Sn. Для решения этой задачи выбраны примеси Cd, Zn и In, имеющие существенно различные значения размерного и модульного несоответствия по отношению к олову, и изучены образцы с одинаковыми атомными концентрациями примесей каждого сорта.

1. Методика эксперимента

1.1. Приготовление и деформирование образцов

Монокристаллы сплавов олова с примесями Cd, Zn и In выращивали из расплава партиями по 10 штук от одной затравки модифицированным методом Бриджмена [23]. Исходные компоненты, применявшиеся для приготовления сплавов, содержали посторонние примеси, концентрация которых не превышала 10^{-5} ат.%. По данным [24] растворимость Cd и Zn в твердом олове составляет приблизительно 1 ат.%, а растворимость In колеблется (по разным литературным данным) в пределах 3–7 ат.%. Наиболее детально, с точки зрения концентрационного спектра, нами была изучена система Sn–Cd, включавшая в себя четыре сплава с 0,01; 0,04; 0,21 и 0,53 ат.% Cd. Система Sn–Zn была представлена тремя сплавами с 0,005; 0,01 и 0,53 ат.% Zn, а система Sn–In — сплавами с 0,01; 0,1 и 0,53 ат.% In.

Изучаемые образцы имели рабочую часть $25 \times 5 \times 1,5$ мм с головками под захваты в форме лопаток. Образцы деформировали путем одноосного растяжения в режиме ползучести при заданной постоянной температуре T , используя гиревой способ нагружения. Продольная ось выращенных кристаллов совпадала с направлением $\langle 110 \rangle$, что обеспечивало действие

максимальных сдвиговых напряжений в системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$. Схема нагружения образцов показана на рис. 3,а: нагрузку на образце меняли ступенчатым образом, что соответствовало приращениям напряжения сдвига $\Delta\tau$ порядка 0,2–0,4 МПа. Приращения деформации $\Delta\varepsilon(t)$, отвечавшие каждому приросту нагрузки, автоматически записывали на электронном самописце с точностью $5 \cdot 10^{-5}$. Такой режим нагружения обеспечивал среднюю скорость деформирования кристалла порядка $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. По приращениям напряжения $\Delta\tau$ и соответствующим приростам деформации $\Delta\varepsilon$ строили кривые упрочнения $\tau(\varepsilon)$, отвечавшие указанной средней скорости деформирования. Подробный анализ таких кривых, полученных на сплавах олова с примесями Cd и Zn в широком интервале низких температур, содержится в работах [12,25]. В данной работе нас будет интересовать только поведение двух точек на кривых упрочнения — предела текучести τ_0 и деформирующего напряжения τ_5 , соответствующего 5% деформации.

Регистрировалась также дифференциальная характеристика пластичности $(\partial \ln \dot{\varepsilon} / \partial \tau)_{T,\varepsilon}$ — чувствительность скорости ползучести к деформирующему напряжению при постоянной температуре. Эта величина измерялась на протяжении всей кривой упрочнения. Схема эксперимента показана на рис. 3,б: после достижения выбранного значения полной деформации ε нагрузкой $\Delta\tau$ вызывалась очередная кривая ползучести и в момент t_1 , соответствовавший достижению скорости ползучести $\dot{\varepsilon} \approx 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, прикладывалась малая догрузка $\delta\tau$ порядка 0,1–0,2 МПа и измерялось приращение скорости $\delta\dot{\varepsilon}$. Используя полученную зависимость $(\partial \ln \dot{\varepsilon} / \partial \tau)_{T,\varepsilon}$ от деформации ε , определяли значение скоростной чувствительности, отвечавшее $\varepsilon = 5\%$. Интересующая нас производная $(\partial \ln \dot{\varepsilon} / \partial \tau)_{T,\varepsilon}$ вычислялась как отношение конечных приращений $[\ln(\dot{\varepsilon} + \delta\dot{\varepsilon}) - \ln \dot{\varepsilon}] / \delta\tau$.

Описанные выше опыты проводились в интервале температур 1,6–150 К. Промежуточные температуры получали с помощью методики, описанной в работе [26]. Температуры ниже 4,2 К получали с помощью откачки паров гелия. При температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода олова ($T_c = 3,7 \text{ К}$) образец деформировали в соленоиде, магнитное поле которого превышало критическое $H_c = 30,5 \text{ мТл}$.

1.2. Определение предела текучести

За величину предела текучести τ_0 принималось напряжение, при котором наблюдалось отклонение от линейного хода начального участка кривых $\tau(\varepsilon)$, соответствующего упругой деформации образца (см. рис. 3,а). Эта величина близка к напряжению начала необратимой ползучести, которое легко выявляется по изменению характера кривых $\Delta\varepsilon(t)$ в процессе нагружения кристалла (см. вставку на рис. 3,а): до достижения предела текучести приросту упругой деформации соответствуют специфические (Γ -образные) кривые ползучести, а на пределе текучести и сразу же за ним на этих кривых появляется хорошо выраженная неустановившаяся стадия (момент времени t_0 на вставке), соответствующая развитому пластическому течению. Эти дополняющие друг друга способы позволяют корректировать получаемые значения τ_0 , определяя их с наименьшей погрешностью.

Другим важным обстоятельством при оценке поведения предела текучести является сведение к минимальному разброса значений τ_0 за счет структурной и кристаллографической неидентичности исследуемых образцов. Использование нами графитовых ампул специальной конструкции позволяло выращивать от одной затравки большие партии кристаллов заданной формы и ориентации, которые без дополнительной механической обработки (резки, шлифовки, полировки) могли быть использованы как рабочие образцы. Этот метод получения образцов сводит к минимуму влияние случайных неблагоприятных факторов. Для дальнейшего уменьшения их роли и контроля воспроизводимости результатов мы измеряли τ_0 при различных температурах на одном и том же образце. Первое измерение проводилось на верхнем краю интересующего нас температурного интервала, затем образец разгружался, температура его понижалась на относительно малую величину и снова проводилось нагружение до τ_0 . Такая процедура повторялась 5–6 раз на одном образце, что позволяло проходить достаточно большие температурные интервалы. Этот способ позволил на нескольких образцах одной партии получить зависимость $\tau_0(T)$ в области ниже 4,2 К с шагом 1 К, а выше 4,2 К — с шагом 5–10 К.

1.3. Определение активационного объема

Для определения температурной зависимости активационного объема при фиксированном

значении деформации $\gamma_\varepsilon(T)$ использовалось соотношение

$$\gamma_\varepsilon(T) = kT \left(\frac{\partial \ln \dot{\varepsilon}}{\partial \tau} \right)_{T,\varepsilon} \approx kT \frac{\ln(\dot{\varepsilon} + \delta\dot{\varepsilon}) - \ln \dot{\varepsilon}}{\delta\tau}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана. Затем, используя экспериментальные кривые $\tau_\varepsilon(T)$ (τ_ε — деформирующее напряжение, соответствующее деформации ε), осуществляли переход $\gamma_\varepsilon(T) \rightarrow \gamma(\tau)$. В данной работе измеренные значения γ отвечали деформации образца $\varepsilon = 5\%$ при каждой температуре, поэтому для каждого сплава была осуществлена привязка кривых $\gamma_5(T)$ к экспериментальным кривым $\tau_5(T)$. Полученные в результате такого пересчета зависимости $\gamma(\tau)$ и являлись предметом анализа. Привязка к 5% деформации обусловлена тем обстоятельством, что вблизи предела текучести имеет место довольно существенная зависимость от деформации и большой статистический разброс значений производной $(\partial \ln \dot{\varepsilon} / \partial \tau)_{T,\varepsilon}$, а в области деформаций $\varepsilon \sim 4-5\%$ эта величина стабилизируется. Такая же особенность характерна и для чистого олова, поэтому полученная нами ранее [11] зависимость $\gamma(\tau)$ для

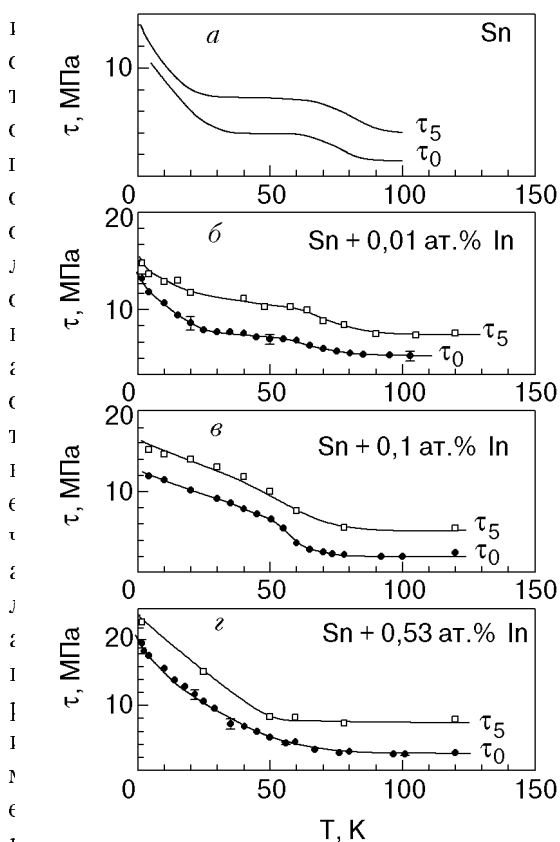


Рис. 4. Температурные зависимости деформирующего напряжения τ_5 и предела текучести τ_0 для чистого β -олова (а) и сплавов β -олова с примесью индия (б-г).

ой же деформации образцов.

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Результаты экспериментов

Следуя сформулированной выше цели, в данной работе мы ограничимся лишь обсуждением тех результатов, которые являются непосредственной иллюстрацией влияния примесей на аномальное поведение предела текучести и активационного объема. Другие аспекты примесных эффектов будут проанализированы нами в следующих работах.

На рис. 4-6 приведены серии кривых $\tau_0(T)$ и $\tau_5(T)$, характеризующие влияние типа и концентрации примесей на температурную зависимость предела текучести и деформирующего напряжения. Каждая точка на кривых $\tau_0(T)$ является результатом усреднения 3-4 измерений, выполненных как на одном

о
б
р
а
з
ц
е
,
т
а
к
и
н
а
р
а
з
л
и
ч
н
ы
х
о
б
р
а
з
ц
а
х

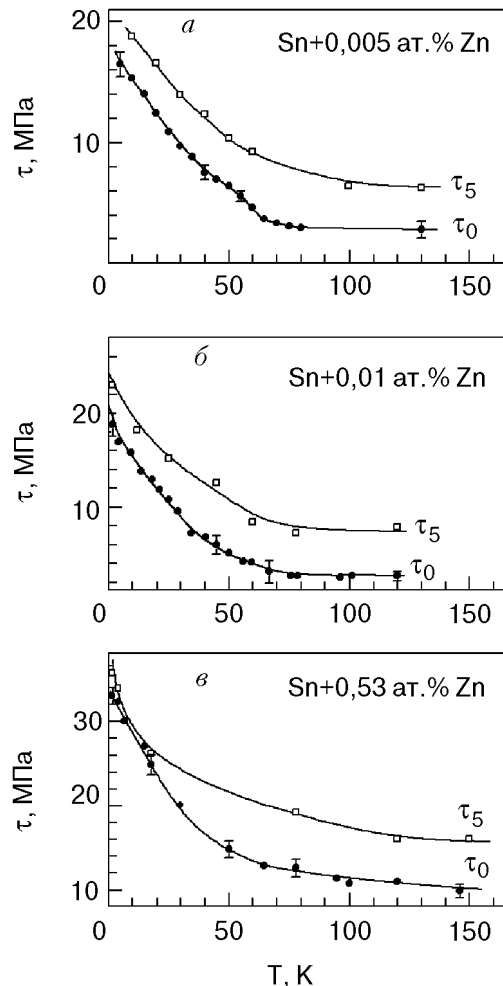


Рис. 5. Температурные зависимости деформирующего напряжения τ_5 и предела текучести τ_0 для сплавов β -олова с примесью цинка.

Р
а
к
т
е
р
н
ы
й
д
л
я
р
а
з
л
и
ч
н
ы
х
т
е
м
п
е
р
а
т
у
р

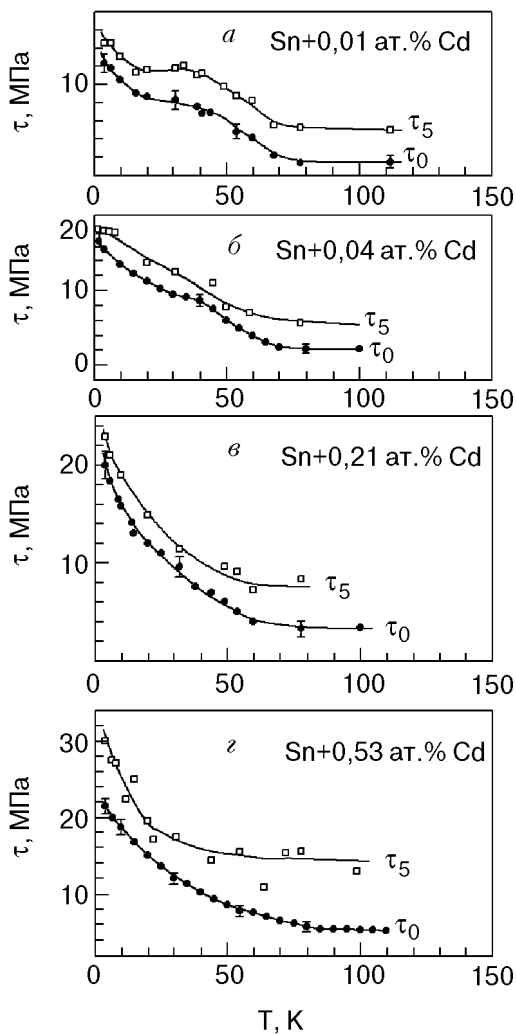


Рис. 6. Температурные зависимости деформирующего напряжения τ_5 и предела текучести τ_0 для сплавов β -олова с примесями кадмия.

и

интервалов разброс данных обозначен на рисунке «усами». Зависимость $\tau_5(T)$ представлена результатами единичных измерений при фиксированной температуре. Основные выводы, которые могут быть сделаны при анализе этих кривых, состоят в следующем:

- для всех трех сплавов при малых концентрациях примесей наблюдаются более или менее ярко выраженные изломы на кривых $\tau_0(T)$ и $\tau_5(T)$, аналогичные изломам, зарегистрированным для чистого β -Sn;
- степень проявления аномалии зависит от типа примеси и ее концентрации в сплаве;
- для каждого сплава существует пороговая концентрация, выше которой аномалия исчезает;
- величина пороговой концентрации зависит от сорта примеси, введенной в олово;
- положение области проявления аномалии на оси температур для всех сплавов смещается в

с
т
о
р
о
н
у
б
о
л
е
е
н
и
з
к
и
х
т
е
м
п
е
р
а

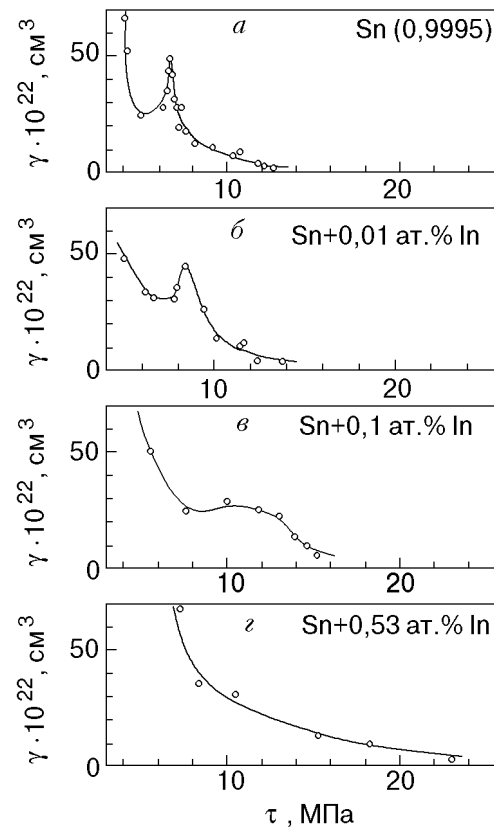


Рис. 7. Зависимости активационного объема от напряжения для чистого β -олова (а) и сплавов β -олова с примесями индия (б-д).

п

о сравнению с чистым оловом.

На рис. 4 (сплав Sn-In) и 5 (сплав Sn-Zn) показаны две крайние тенденции во влиянии примесей на аномалию $\tau_\epsilon(T)$: малая концентрация примесей 0,01 ат.% в случае хорошо растворяющегося в олове индия сохраняет ярко выраженную аномалию, тогда как в случае плохо растворяющегося цинка такая же концентрация приводит к исчезновению аномалии. Наиболее детально все стадии влияния примесей на аномалию можно проследить на рис. 6 (сплав Sn-Cd). В этом случае аномалия исчезает при концентрации легирующей добавки 0,53 ат.%, т.е. значения пороговой концентрации для примесей Cd и Zn отличаются приблизительно в 50 раз.

Еще более ярко аномалия и характер ее изменения проявляются на зависимостях активационного объема от деформирующего напряжения $\gamma(\tau)$ (см. рис. 7-9). Наличие хорошо выраженных пиков при малых концентрациях примесей подтверждает характерную для пайерлсовских кристаллов тенденцию немонотонного изменения активационного объема с напряжением (см. рис. 1,б и 2,б). Между пиками и перегибами на кривых $\gamma(\tau)$ и $\tau_0(T)$

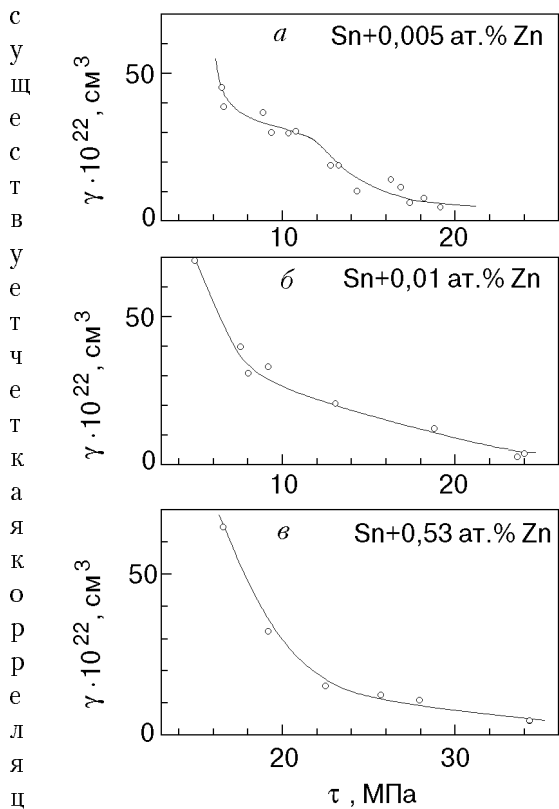


Рис. 8. Зависимости активационного объема от напряжения для сплавов β-олова с различными концентрациями примесей цинка.

и аномалии появляются и исчезают при приблизительно одинаковых концентрациях легирующей добавки, что особенно хорошо видно на сплаве Sn–Cd (рис. 6 и 9): такая корреляция является отражением того факта, что обе аномалии имеют одну и ту же природу.

Приведенная на рис. 9 серия кривых $\gamma(\tau)$, относящихся к сплаву Sn–Cd, позволяет детально проследить за изменением пика по мере увеличения концентрации кадмия. Видно, что с ростом концентрации происходит постепенное уменьшение высоты пика, сопровождаемое его размытием и смещением (по отношению к пику на чистом олове) в область более высоких напряжений. Исчезновение пика и полное сглаживание кривой $\gamma(\tau)$ происходит при концентрации кадмия 0,53 ат.%, при которой исчезает перегиб и на кривой $\tau_0(T)$. Из сопоставления рис. 4 с рис. 7 и рис. 6 с рис. 9 видно, что аномалии более ярко выражены на зависимостях $\gamma(\tau)$. Поэтому параметр γ может быть использован для более корректной оценки величины пороговой концентрации C_{th} , выше которой аномалия исчезает. Наиболее надежно значение C_{th} можно определить для сплава Sn–Cd

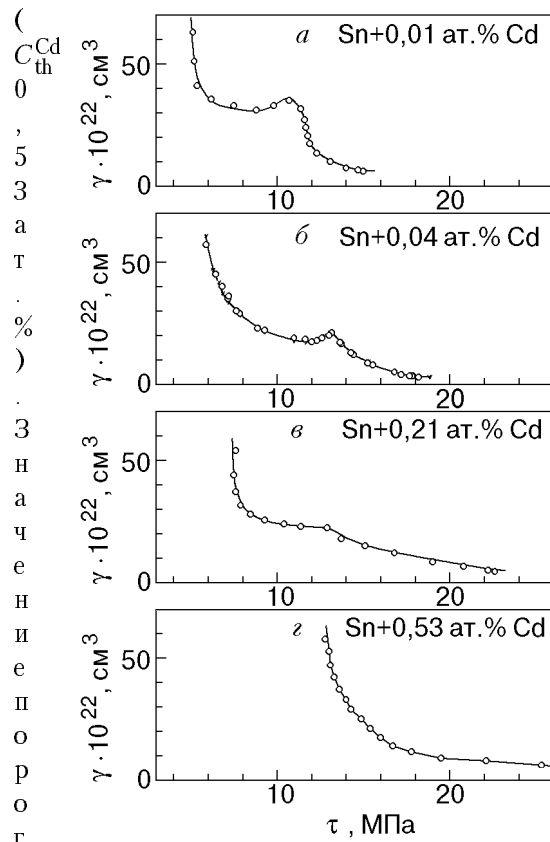


Рис. 9. Зависимости активационного объема от напряжения для сплавов β-олова с различными концентрациями примесей кадмия.

и концентрации C_{th}^{In} для сплава Sn–In, по-видимому, находится между 0,1 и 0,5 ат.% In, а для сплава Sn–Zn — между 0,005 и 0,01 ат.%.

Обсуждение результатов

Как уже отмечалось, одна из причин аномального поведения обсуждаемых параметров в пайерлсовском кристалле связывается со специфической структурой его потенциального рельефа — двугорбой формой барьеров, образующих этот рельеф. Согласно выводам теории [19], точечные дефекты в таком кристалле должны приводить к ряду особенностей в поведении аномалий:

- сохранению аномалий при достаточно малых значениях концентрации дефектов;
- исчезновению аномалий при некотором критическом значении мощности примесных барьеров (силы взаимодействия между точечным дефектом и движущейся в рельефе Пайерлса дислокацией);
- к сглаживанию кривых $\tau_0(T)$ и уменьшению высоты пика активационного объема с ростом концентрации и мощности барьеров.

Размерное и модульное несоответствие и мощность примесных барьеров In, Cd и Zn в матрице олова

Элемент	$R, \text{ \AA}$ [29,30]	δ_R	$G = G_{44}, \text{ ГПа}$	δ_G	q
Sn (матрица)	1,62	0	28,2 [30,32]	0	0
In	1,66	0,024	8 [30]	0,53	0,146
Cd	1,57	0,031	24,5 [30,33]	0,122	0,38
Zn	1,37	0,154	46 [30]	-0,48	2,94

Кроме того, согласно [5], увеличение концентрации точечных (примесных) барьеров может приводить к смещению пиков активационного объема на зависимости $\gamma(\tau)$ (см. рис. 2,б). Такое смещение авторы работы [5] связывают с изменением под действием примесей глубины промежуточного минимума на двугорбом потенциале Пайерлса, как это показано на рис. 2,а.

Проанализируем полученные нами результаты с точки зрения соответствия их перечисленным результатам теоретического анализа. Первый из названных результатов имеет качественный характер и хорошо подтверждается данными, полученными для всех изученных нами сплавов. Например, для сплава Sn–Cd аномальные эффекты хорошо выражены в пределах изменения концентрации от 0,01 до 0,21 ат. %.

Для проверки второго вывода теории необходимо выбрать количественную характеристику мощности примесных барьеров. Мы воспользовались безразмерной величиной q , введенной Флейшером [27,28]:

$$q = |\delta_G - \alpha \delta_R|; \quad (2)$$

$$\delta_G = \frac{2(G_{\text{Sn}} - G_i)}{2G_{\text{Sn}} + |G_{\text{Sn}} - G_i|}; \quad \delta_R = \frac{R_{\text{Sn}} - R_i}{R_{\text{Sn}}}$$

Символ q обозначает комбинированный параметр несоответствия (мощность барьера), учитывающий вклад в силу взаимодействия дислокации с примесными атомами как размерных, так и модульных несоответствий; G_{Sn} и G_i — модули сдвига олова и материала, играющего роль легирующего элемента; R_{Sn} и R_i — атомные радиусы олова и атома легирующего элемента; коэффициент $\alpha = 16$ для винтовых и $\alpha = 3$ для краевых дислокаций.

При анализе низкотемпературного пластического течения чистого β -Sn по системе скольжения $(100)\langle 010 \rangle$ мы предполагали [11], что оно осуществляется движением винтовых дислокаций через барьеры Пайерлса. Сохраняя это предположение и для случая примесных кристаллов олова, можно вычислить значения мощности примесных барьеров, тормозящих движение дислокаций (см. таблицу). В таблице приведены также сведения об атомных радиусах и модулях сдвига (при гелиевой или близкой к ней температуре) компонентов сплавов.

Из таблицы видно, что введенные в олово примеси индия, кадмия и цинка создают для дислокаций барьеры разной мощности: наиболее сильными являются барьеры, образованные атомами цинка, а наиболее слабыми — атомами индия.

Согласно предложенному в [19] критерию, для сплава олова с цинком концентрационная область существования аномалий должна быть значительно сужена по сравнению с аналогичными областями для сплавов Sn–In и Sn–Cd. Из сравнения рис. 5 с рис. 8 видно, что такая тенденция действительно имеет место — пороговая концентрация для сплава Sn–Zn почти в 50 раз меньше, чем для сплава Sn–Cd.

Теория [19] предсказывает логарифмическую зависимость высот пика активационного объема $\delta\gamma$ от концентрации примеси C и мощности примесного барьера q :

$$\delta\gamma \approx A_0 \ln \left[\left(\frac{\tau_P}{G} \right)^{5/4} \left(\frac{1}{qC^{3/2}} \right) \right], \quad (3)$$

где A_0 — константа, τ_P — напряжение Пайерлса. Используя данные рис. 9 и таблицы, мы построили зависимости $\delta\gamma(C)$ и $\delta\gamma(q)$ для сплава Sn–Cd, которые представлены на рис. 10 и 11. Видно, что логарифмический характер зависимости высоты пика активационного объема от концентрации и мощности барьеров, который следует из выражения (3), для этого сплава достаточно хорошо выполняется. Результаты наших экспериментов не противоречат также сформулированному авторами [5] предположению, что при введении примесных атомов решеточные барьеры постепенно сглаживаются и при определенной их концентрации промежуточный минимум исчезает (см. рис. 2,а). Макроскопическим проявлением этого эффекта должен быть сдвиг пиков активационного объема вдоль оси напряжений, зарегистрированный нами для сплава Sn–Cd (рис. 9).

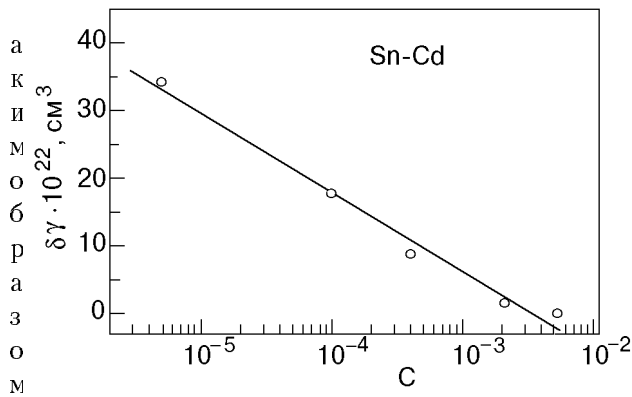


Рис. 10. Зависимость высоты пика активационного объема в сплаве Sn-Cd от концентрации примесей Cd.

лученные экспериментальные данные и их анализ дают основания предполагать двугорбую форму барьеров Пайерлса для винтовых дислокаций системы $(100)\langle 010 \rangle$ в β -Sn. Следует подчеркнуть, что этот вывод имеет сугубо качественный характер. К сожалению, в настоящее время возможности количественного анализа для получения эмпирических значений параметров двугорбого потенциального рельефа ограничены даже для сплава Sn-Cd, представленного наиболее широким спектром концентраций примеси. Такие ограничения связаны с двумя существенными

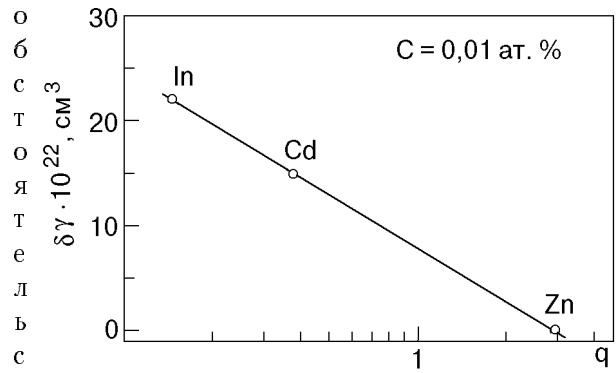


Рис. 11. Зависимость высоты пика активационного объема от мощности примесных барьеров для сплавов Sn-0,01 ат.% In, Sn-0,01 ат.% Cd, Sn-0,01 ат.% Zn.

и: первое из них — асимптотический характер формулы (3), не позволяющий дать строгое теоретическое определение высоты пика $\delta\gamma$ на зависимости $\gamma(\tau)$; второе обстоятельство — малое количество точек на графиках, показанных на рис. 10 и 11, а также отсутствие критерия для строго количественного определения высоты пика на рис. 7–9.

Отметим, что мы по-прежнему не видим возможности объяснить наличие на зависимости $\tau_0(T)$ для чистого и слабо легированного β -олова протяженной площадки в области 40–60 К только двугорбой формой барьеров Пайерлса.

Заклучение

1. Детально изучена низкотемпературная ползучесть монокристаллов сплавов на основе β -олова, определяемая системой скольжения $(100)\langle 010 \rangle$. Для серии сплавов β -олова с различными концентрациями кадмия, индия и цинка обнаружены эффекты аномального поведения предела текучести τ_0 и активационного объема γ , проявляющиеся в четко выраженных перегибах на температурных зависимостях $\tau_0(T)$ и появлении пиков на зависимостях активационного объема от напряжения $\gamma(\tau)$. Ранее такие же аномалии были зарегистрированы для чистого β -олова [11].

2. Установлена зависимость наблюдаемых аномалий от концентрации примесей в сплавах и мощности образованных ими барьеров для дислокаций. Показано, что высота пика активационного объема логарифмически зависит от этих величин.

3. Наблюдаемые в экспериментах закономерности сопоставлены с выводами теории [19] движения дислокации через двугорбые барьеры кристаллического рельефа и показано хорошее качественное соответствие эксперимента и теории. Данное обстоятельство позволяет предположить, что решеточные барьеры (барьеры Пайерлса) для винтовых дислокаций системы скольжения $(100)\langle 010 \rangle$ в β -олове имеют двугорбую форму, впервые описанную в работах [13,14].

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, проект 2.4/156 «Бион».

1. D. J. Quesnel, A. Sato, and M. Meshii, *Mater. Sci. and Eng.* **5**, 199 (1975).
2. J. Diehl, M. Schreenev, S. Steiger, and Zwiesele, *Scripta Metall.* **10**, 949 (1976).
3. D. K. Bowen and G. Taylor, *Acta Metall.* **25**, 417 (1977).
4. E. Kuramoto, Y. Aono, and K. Kitajima, *Scripta Metall.* **13**, 1039 (1979).
5. Y. Aono, K. Kitajima, and E. Kuramoto, *Scripta Metall.* **15**, 275 (1981).
6. S. Takeuchi, T. Hashimoto, and K. Maeda, *Trans. Jpn. Inst. Metals* **23**, 60 (1982).
7. F. Ackerman, H. Mugrabi, and A. Seeger *Acta metall.* **31**, 1353 (1983).
8. H.-J. Kaufman, A. Luft, and D. Schulze, *Crystal Res. Technol.* **19**, 357 (1984).
9. H. Werner, *Phys. Status Solidi A***104**, 63 (1987).
10. D. Brunner and J. Diehl, *Phys. Status Solidi A***104**, 145 (1991).
11. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФММ* **65**, 386 (1987).
12. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФНТ* **18**, 1270 (1992).

13. J. E. Dorn and S. Raynak, *Trans. Met.* **230**, 1052 (1964).
14. P. Guyot and J. E. Dorn, *Canad. J. Phys.* **45**, 983 (1967); в сб.: Актуальные вопросы теории дислокаций, Мир, Москва (1968).
15. S. Takeuchi, *Philos. Mag.* **A39**, 661 (1979).
16. A. Seeger, *Z. Metallkunde* **72**, 369 (1981).
17. A. Seeger, *J. Phys. (Paris)* **42**, C5-20 (1981).
18. A. E. Kuramoto, Y. Aono, and T. Tsutsumi, *Crystal Res. Technol.* **19**, 331 (1984).
19. Б. В. Петухов, Ю. И. Поляков, *Кристаллография* **32**, 1324 (1987).
20. D. Brunner and J. Diehl, *Z. Metallkunde* **83**, 828 (1992).
21. H. Koizumi, H. O. K. Kirchner, and T. Suzuki, *Acta Metall. Mater.* **41**, 3483 (1993).
22. T. Suzuki, H. Koizumi, and H. O. K. Kirchner, *Acta Metall. Mater.* **43**, 2177 (1995).
23. Ю. Г. Казаров, в кн.: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1973), вып. 11, с. 100.
24. М. Хансен, К. Андерко, *Структура двойных сплавов*, Мир, Москва (1962).
25. А. Н. Диулин, Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФНТ* **23**, 1122 (1997).
26. Г. И. Кириченко, В. П. Солдатов, *ФММ* **54**, 560 (1982).
27. R. L. Fleischer, *Acta Metall.* **9**, 996 (1961).
28. R. L. Fleischer, *Acta Metall.* **11**, 203 (1963).
29. У. Пирсон, *Кристаллография и физика металлов и сплавов* (часть 1), Мир, Москва (1977).
30. *Свойства элементов* (часть 1), Г. В. Самсонов (ред.), Металлургия, Москва (1976).
31. И. Н. Францевич, Ф. Ф. Воронов, С. А. Бакута, *Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов*, Наукова Думка, Киев (1982).
32. A. A. Hendrickson and E. Fine, *AIME* **221**, 103 (1970).
33. *Физическая акустика*, У. Мэзона (ред.), Мир, Москва (1972).

Effects of impurity on low temperature anomalies of plasticity parameters of β -Sn

A. N. Diulin, G. I. Kirichenko,
V. D. Natsik, and V. P. Soldatov

Plastic deformation determined by $(100)\langle 010 \rangle$ screw dislocation slip of solid solution single crystals of β -Sn with various concentrations of Cd, In and Zn is studied in a temperature range 1.6–150 K. Low temperature anomalies of flow stress τ_0 and activation volume γ were revealed (kinks in the temperature dependencies of flow stress $\tau_0(T)$ and peaks in the stress dependencies of activation volume $\gamma(\tau)$). The parameters of the anomalies are found to be essentially dependent on impurity atom concentration and dislocation barrier force. The regularities of the effects observed are compared with the theory predictions describing the influence of impurity on dislocation motion through the Peierls barriers of a complex shape. The results of experimental data analysis are in agreement with the assumption of a camel hump shape of the lattice potential relief in the $(100)\langle 010 \rangle$ slip system.