Физика низких температур, 1996, т. 22, № 9, с. 1087–1094

# Влияние мощности примесных барьеров на пластическую деформацию бинарных сплавов свинца в нормальном и сверхпроводящем состояниях

В. П. Солдатов, В. Д. Нацик, Л. Г. Иванченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*

Статья поступила в редакцию 15 декабря 1995 г.

При температуре жидкого гелия изучено твердорастворное упрочнение свинца примесями, создающими в плоскостях скольжения дислокаций барьеры различной мощности, а также влияние этих барьеров на величину эффекта разупрочнения металла при переходе в сверхпроводящее состояние. Формирование указанных барьеров осуществлялось путем введения в чистый свинец легирующих добавок Tl, Bi, In, Sn, Sb, Cd одинаковой концентрации (0,5 ат.%), но с различными параметрами размерного и модульного несоответствия атомов растворителя и примеси. Проведенный в рамках существующих теорий твердорастворного упрочнения анализ полученных данных указывает на то, что распределение примесных барьеров вдоль дислокаций подчиняется статистике Мотта—Лабуша, а роль их эффективной мощности играет среднегеометрическое значение от комбинации параметров размерного и модульного несоответствия примесей. Установлено наличие линейной зависимости скачка напряжения при переходе деформируемого сплава в сверхпроводящее состояние от эффективной мощности примесных барьеров, вытекающей из инерционной модели эффекта разупрочнения.

При температурах рідкого гелію вивчено твердорозчинне зміцнення свинцю домішками, котрі створюють у площинах ковзання дислокацій бар'єри неоднакової потужності, а також вплив цих бар'єрів на величину ефекту зміцнення металу при переході у стан надпровідності. Формування вказаних бар'єрів здійснювалось шляхом розчинення у чистому свинцю легуючих добавок Tl, Bi, In, Sn, Sb, Cd однакової концентрації (0,5 ат.%), але з різними параметрами розмірної і модульної невідповідності атомів розчинника і домішок. Виконаний у рамках існуючих теорій твердорозчинного зміцнення аналіз одержаних даних вказує на те, що розподіл домішкових бар'єрів вздовж дислокацій відповідає статистиці Мотта—Лабуша, а їх ефективна потужність є середнім геометричним значенням від комбінації параметрів розмірної і модульної невідповідності домішків. Встановлено наявність лінійної залежності стрибка напруги при переході сплава, що деформується у стан надпровідності від ефективної потужності домішкових бар'єрів, що відповідає інерційній моделі ефекту зміцнення.

## 1. Введение

Переход из нормального $N$ в сверпроводящее $S$ состояние приводит к заметному изменению пластических свойств металла: уменьшается предел текучести, скачком падает уровень деформирующего напряжения, облегчаются процессы ползучести и релаксации [1]. Эти явления, получившие в литературе название эффектов разупрочнения, представляют значительный интерес в связи с выяснением роли электронов проводимости в процессах низкотемпературной пластической деформации. Для объяснения эффектов разупрочнения в настоящее время предложено несколько теоретических моделей, основанных на предположении о резком возрастании подвижности дислокаций вследствие снижения уровня электронного трения в металле при $NS$-переходах. Все они предсказывают сильную зависимость эффектов разупрочнения от концентрации и мощности барьеров, препятствующих перемещению дислокаций. Это обстоятельство стимулировало экспериментальное изучение вопроса о степени и характере влияния дефектов структуры металла на эффект разупрочнения. Основное внимание при этом уделялось исследованию концентрационных зависимостей и анализу соответствия их разным теоретическим моделям эффекта, а влияние второго важного фактора — мощности барьеров, преодолеваемых дислокациями в процессе движения, — изучено очень слабо. Первая попытка в этом направлении была предпринята в работе Суенаги и Галлигана [2], которые изучали сплавы на основе свинца и установили линейную связь между скачком глубины релаксации напряжения при $NS$-переходах и из-

© В. П. Солдатов, В. Д. Нацик, Л. Г. Иванченко, 1996

менением параметра решетки в результате легирования; такое изменение авторы рассматривали как характеристику мощности примесных барьеров. Подобный характер зависимости отмечался и Косторцем [3,4], исследовавшим поведение скачка деформирующего напряжения в сплавах свинца. Этими сообщениями практически исчерпываются сведения по данному вопросу.

Целью настоящей работы являлось изучение низкотемпературной пластической деформации монокристаллов бинарных сплавов свинца Pb–Tl, Pb–Bi, Pb–In, Pb–Sn, Pb–Sb, Pb–Cd с одинаковой для всех сплавов концентрацией примесной компоненты 0,5 ат.%. Исследовано влияние мощности барьеров, создаваемых примесными центрами, на величину предела текучести и параметры эффекта разупрочнения при сверхпроводящем переходе. Регистрировались деформационные кривые указанных сплавов при 4,2 K и определялись их основные характеристики: предел текучести (критическое напряжение сдвига), протяженность характерных стадий деформации и соответствующие им коэффициенты упрочнения. Получены зависимости скачка деформации $\delta\varepsilon_{NS}$ и скачка деформирующего напряжения $\delta\tau_{NS}$ при сверхпроводящем переходе от суммарной деформации, предшествовавшей *NS*-переходу. В рамках существующих теорий твердорастворного упрочнения проанализирована зависимость предела текучести и $\delta\tau_{NS}$ от комбинированного параметра несоответствия, учитывающего пара- и диаупругое взаимодействие дислокации с примесными барьерами.

## 2. Методика экспериментов

Эксперименты проводились на монокристаллических образцах чистого свинца и сплавов на его основе с 0,5 ат.% Tl, Bi, In, Sn, Sb, Cd. В соответствии с поставленной в работе целью вводимые в свинцовую матрицу примесные элементы подбирались таким образом, чтобы обеспечить при переходе от сплава к сплаву закономерное и достаточно заметное изменение параметра размерного несоответствия $\delta_R$ — относительной разницы атомных радиусов примеси и вещества матрицы. В приведенной выше последовательности сплавов свинца указанный параметр изменялся примерно на порядок, что, в принципе, позволяет с достаточной надежностью выделить эффекты, связанные с влиянием масштабного фактора примесей на характер и параметры низкотемпературной пластической деформации этих сплавов. При этом, естественно, имеется в виду, что все они должны содержать одинаковую концентрацию примеси и, по возможности, близкую степень структурного совершенства в исходном состоянии. Эти условия в необходимой мере были нами выполнены. Все монокристаллы имели одинаковую, благоприятную для легкого скольжения ориентацию оси растяжения (см. стереографический треугольник на рис. 2). Использованный метод [5] позволял выращивать от одной затравки одновременно 10–12 монокристаллических образцов заданной формы и ориентации, что обеспечивало их кристаллографическую и структурную идентичность. Согласно диаграммам состояния, исследованные сплавы являются устойчивыми твердыми растворами замещения при комнатной температуре, за исключением сплавов Pb + 0,5 ат.% Sb и Pb + 0,5 ат.% Cd, которые распадаются ниже температуры 70 °C [6]. Поэтому образцы этих сплавов после шестичасового отжига при температуре 300 °C медленно охлаждались в печи до 100 °C, а затем переносились (закаливались) в жидкий азот, в котором хранились до проведения опыта. Специальная проверка показала, что для остальных сплавов закалка в жидком азоте не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на пластические свойства, поэтому их закалку не проводили.

Деформируемые образцы размещались внутри сверхпроводящего соленоида и растягивались при температуре 4,2 K в режиме ползучести. Смена состояний (*NS*-переходы) достигалась включением–выключением продольного магнитного поля соленоида напряженностью $H >> H_c$ ($H_c$ — критическое магнитное поле, в чистом свинце равное 610 Гс). Нагрузку на образец увеличивали ступенчатым образом небольшими порциями (0,1–0,2 МПа).

Приращения деформации автоматически записывались на электронном самописце, совмещенном с высокочувствительным датчиком удлинений, фиксировавшим изменения с точностью $\simeq 5\cdot10^{-5}$. До достижения предела текучести $\tau_0$ приросты деформации, отвечавшие приложенным порциям нагрузки, обеспечивали упругое формоизменение образцов, чему соответствовал специфический (Г-образный) характер кривых ползучести (см. рис. 1). На пределе текучести и сразу же за ним на кривых ползучести появлялась хорошо выраженная неустановившаяся стадия, соответствовавшая развитому пластическому течению, которое со временем затухало по логарифмическому закону (логарифмическая ползучесть).

В соответствии со схемой рис. 1 проводились два типа экспериментов. В первом случае образцы деформировались только в нормальном состоянии (в поле $H > H_c$) (рис. 1,*а*). Диаграммы нагружения этих образцов использовали для построения де-

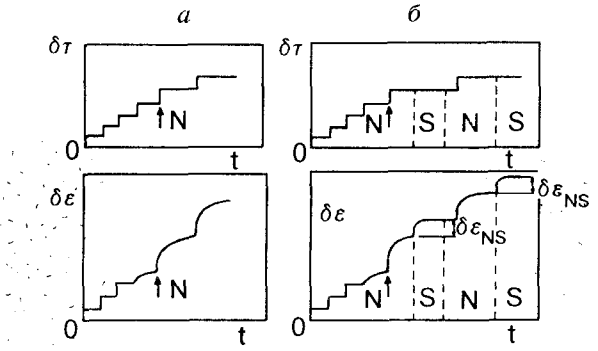


*Рис. 1.* Диаграммы деформирования образцов при ступенчатом нагружении: в нормальном состоянии (*а*); при чередовании нормального и сверхпроводящего состояний (*б*). Стрелками отмечен момент достижения предела текучести.

формационных кривых, которые соответствовали средней скорости пластического течения $\simeq 10^{-4}$ с$^{-1}$. Во втором случае (рис. 1,*б*) образцы оставались в нормальном состоянии вплоть до достижения предела текучести, после чего их состояние по мере необходимости изменялось путем включения или выключения магнитного поля (*NS*- или *SN*-переходы). Переход в сверхпроводящее состояние осуществлялся при выходе кривой ползучести на насыщение (практически на нулевую скорость деформации) и всегда сопровождался приростом деформации на величину $\delta\varepsilon_{NS}$. Измеряя этот параметр вдоль кривой $\tau(\varepsilon)$, получали зависимость $\delta\varepsilon_{NS}(\varepsilon)$.

## 3. Результаты экспериментов

### *3.1. Кривые упрочнения*

На рис. 2 приведена серия кривых упрочнения $\tau(\varepsilon)$, характеризующих деформационное поведение исследованной группы свинцовых сплавов при температуре 4,2 K, а в табл. 1 — данные об основных параметрах этих кривых, дополненные сведениями о размерных характеристиках атомов примеси. Анализ полной совокупности этих данных позволяет выделить следующие наиболее важные моменты.

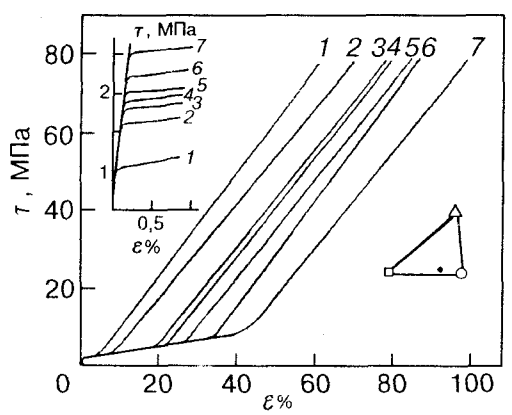


*Рис. 2.* Кривые упрочнения свинцовых сплавов при 4,2 K, отвечающие средней скорости деформации $\simeq 10^{-4}$ с$^{-1}$: Pb (99,999) (*1*); Pb + 0,5 ат.% Tl (*2*); Pb + 0,5 ат.% Bi (*3*); Pb + 0,5 ат.% In (*4*); Pb + 0,5 ат.% Sn (*5*); Pb + 0,5 ат.% Sb (*6*); Pb + 0,5 ат.% Cd (*7*). В правом нижнем углу показан стереографический треугольник.

Таблица 1

| Элемент | $R$, Å [26] | $\delta_R$ | $\tau_0$, МПа | $\varepsilon_1$, % | $\kappa_1$, МПа | $\kappa_2$, МПа |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Pb | 1,75 | 0 | 1,04 | 4 | 30 | 130 |
| Tl | 1,72 | 0,017 | 1,6 | 9 | 17 | 120 |
| Bi | 1,70 | 0,029 | 1,8 | 20 | 14 | 140 |
| In | 1,66 | 0,051 | 1,9 | 22 | 14 | 150 |
| Sn | 1,62 | 0,074 | 2,0 | 27 | 16 | 150 |
| Sb | 1,59 | 0,091 | 2,2 | 35 | 19 | 160 |
| Cd | 1,57 | 0,103 | 2,5 | 43 | 18 | 130 |

Деформационные кривые подобны для всех примесей, их вид малочувствителен к размерному несоответствию примесных атомов. На них отчетливо выделяется излом, соответствующий достижению предела текучести, и две стадии упрочнения. Коэффициенты деформационного упрочнения $\kappa_1$ и $\kappa_2$, характеризующие пластическую податливость кристалла соответственно в легкой системе скольжения (I-я стадия) и в процессе линейного упрочнения (II-я стадия), практически нечувствительны к величине $\delta_R$. Наиболее сильное воздействие масштабного фактора проявляется по отношению к пределу текучести и протяженности стадии легкого скольжения, следуя общему правилу: большей величине $\delta_R$ соответствуют большие значения $\tau_0$ и деформации, отвечающей легкому скольжению $\varepsilon_1$ (см. табл. 1).

### *3.2. Влияние NS-перехода на пластическую деформацию сплавов*

Качественное представление о характере влияния сверхпроводящего перехода на ползучесть сплавов дает рис. 1,*б*. На рис. 3 приведена зависимость приращения деформации ползучести $\delta\varepsilon_{NS}$, вызванного переходом деформируемого образца в сверпроводящее состояние, от степени деформации, предшествовавшей *NS*-переходу. Чтобы не перегружать рис. 3, на нем показаны только зависимости $\delta\varepsilon_{NS}(\varepsilon)$ для чистого свинца и трех сплавов с крайними и промежуточным значениями параметра размерного несоответствия примесей. Для других легирующих элементов эти зависимости аналогич-

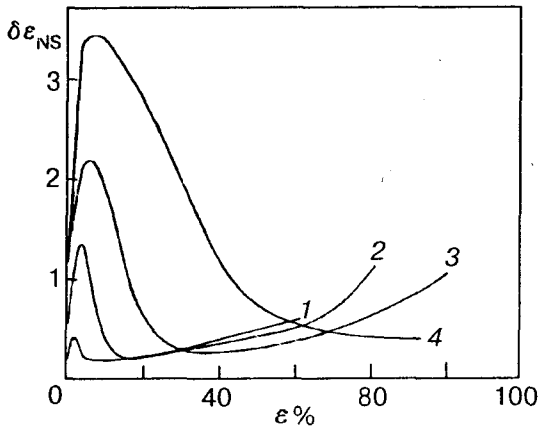


*Рис. 3.* Зависимость скачка $\delta\varepsilon_{NS}$ от суммарной деформации, предшествовавшей переходу образца из нормального в сверхпроводящее состояние: чистый свинец (*1*); сплав Pb + 0,5 ат.% Tl (*2*); Pb + 0,5 ат.% Bi (*3*); Pb + 0,5 ат.% Cd (*4*).

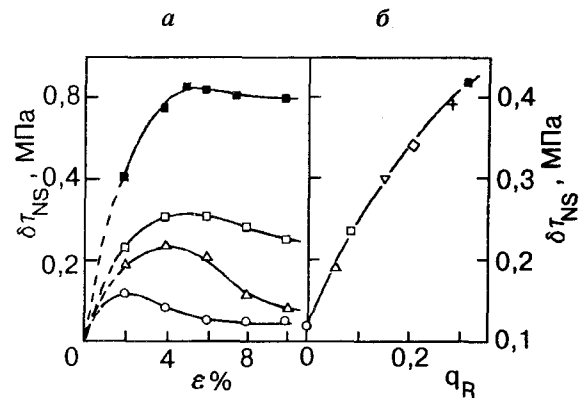


*Рис. 4.* Зависимость скачка напряжения $\delta\tau_{NS}$ от степени деформации образца (*а*) и параметра размерного несоответствия (*б*): Pb (99,999) (○); Pb + 0,5 ат.% Tl (△); Pb + 0,5 ат.% Bi (□); Pb + 0,5 ат.% In (▽); Pb + 0,5 ат.% Sn (◇); Pb + 0,5 ат.% Sb (+); Pb + 0,5 ат.% Cd (■).

ны. Сложный характер этих зависимостей обусловлен стадийностью деформационного процесса, а точнее — спецификой накопления структурных дефектов на разных его стадиях [7]. Спектр таких дефектов, помимо примесных атомов, включает в себя дефекты деформационного происхождения (дислокации леса, межузельные атомы и вакансии и т.д.). Концентрация последних увеличивается с ростом степени деформации, соответственно должна возрастать и их роль в процессах упрочнения материала. Напротив, в недеформированном или слабо деформированном материале концентрация деформационных дефектов невелика и основная роль в этих процессах должна принадлежать примесным центрам торможения дислокаций. Поэтому для выделения примесных эффектов необходимо исследовать поведение параметров разупрочнения при минимальных степенях пластической деформации. Кроме того, для облегчения анализа этих эффектов целесообразно перейти от скачка деформации $\delta\varepsilon_{NS}$ к скачку напряжения $\delta\tau_{NS}$, так как при этом исключается необходимость рассмотрения коэффициента деформационного упрочнения $\kappa$-параметра, который практически нечувствителен к $NS$-переходу, но существенно зависит от количества и типов структурных дефектов в кристалле. Согласно теоретическим результатам, полученным в [8], $\delta\tau_{NS}$ не зависит от $\kappa$, тогда как $\delta\varepsilon_{NS} \propto 1/\kappa$.

Используя данные рис. 3 и соотношение $\kappa\delta\varepsilon_{NS} = \delta\tau_{NS}$, устанавливающее связь между приращением деформации и скачком деформирующего напряжения при $NS$-переходах, мы построили зависимость $\delta\tau_{NS}(\varepsilon)$ для сравнительно узкого интервала степеней деформации образцов. Величина $\delta\tau_{NS}$ монотонно возрастает с ростом размерного несоответствия примесных атомов $\delta_R$. Для малых степеней деформации эта зависимость показана на рис. 4,*б*.

## 4. Обсуждение результатов

Легирование металла примесями является одним из наиболее эффективных способов воздействия на его механические свойства. Наблюдаемое при этом изменение прочностных и пластических характеристик (эффекты твердорастворного упрочнения) обусловлены взаимодействием скользящих дислокаций с атомами примеси, играющими роль центров торможения дислокаций. Современные теории твердорастворного упрочнения выделяют два основных типа дислокационно-примесного взаимодействия, ответственных за изменение механических свойств металлических твердых растворов. Первый из них обусловлен возникновением силы взаимодействия $f_p$ между дислокациями и примесными атомами из-за несоответствия (различия) их размеров размерам атомов матрицы (параупругое взаимодействие) [9]. Величина этой силы пропорциональна параметру размерного несоответствия $\delta_R = (1/a)(\partial a/\partial c)$, где $a$ — постоянная решетки матрицы, $\partial a/\partial c$ — скорость ее изменения с ростом концентрации примеси. Происхождение второй компоненты силы дислокационно-примесного взаимодействия $f_d$ связано с локальным изменением вокруг чужеродного атома упругих свойств матрицы. Возникающие при этом

неоднородности имеют модуль сдвига, отличающийся от модуля сдвига матрицы, и взаимодействуют с дислокацией с силой, пропорциональной параметру модульного несоответствия $\delta_G = (1/G)(\partial G/\partial c)$, где $G$ — модуль сдвига матрицы, $\partial G/\partial c$ — скорость его изменения с ростом концентрации растворенного вещества [10,11]. Еще одним важным параметром твердорастворной металлической системы является безразмерная мощность примесных барьеров $q$ — величина, характеризуемая отношением максимальной силы взаимодействия дислокации с барьером $f_{\max}$ к силе ее линейного натяжения $E_L$: $q = f_{\max}/2E_L$, где $E_L \simeq Gb^2/2$, $b$ — вектор Бюргерса дислокации. Согласно существующим представлениям, основной вклад в $f_{\max}$ вносят параупругие и диаупругие силы [12].

В развитых Флейшером [10,11] и Лабушем [13–15] теориях твердорастворного упрочнения получены выражения, устанавливающие связь эффективного значения критического напряжения сдвига $\tau^*_{0c}$ с атомной концентрацией примеси в твердом растворе и безразмерной мощностью создаваемых ею барьеров. В соответствии с этими теориями, для двух предельных случаев распределения барьеров вдоль линии дислокации, определяемых значением параметра Шварца—Лабуша $\eta = (\omega/b)(c/q)^{1/2}$ ($\omega$ — ширина области взаимодействия дислокации с барьером) [12,16], можно записать явные выражения для критического напряжения сдвига $\tau^*_{0c}$, обеспечивающего равномерное движение дислокаций через примесные барьеры при температуре $T = 0$ K. Для случая $\eta << 1$, соответствующего разбавленному твердому раствору с относительно сильными барьерами (статистика Фриделя—Флейшера), это выражение имеет вид [10,17]

$$\tau^*_{0c}(q) = Ac^{1/2}q_F^{3/2} + \tau_{00}\,,$$
$$q_F = \left(\delta_{G'} - \alpha\delta_R\right)\,,\quad \delta_{G'} = \frac{2\delta_G}{2 + |\delta_G|}\,, \tag{1}$$

где $A$ — некоторая константа; параметр $\alpha = 3$ для краевых дислокаций и $\alpha = 16$ для винтовых дислокаций; $\tau_{00}$ — значение предела текучести при $T = 0$ K. Для случая $\eta >> 1$, соответствующего упрочнению концентрированного твердого раствора барьерами малой мощности (статистика Мотта—Лабуша), выражение для $\tau^*_{0c}$ имеет вид [13]

$$\tau^*_{0c}(q) = Bc^{2/3}q_L^{4/3} + \tau_{00}\,,\quad q_L = \left(\delta_G^2 + \alpha^2\delta_R^2\right)^{1/2}. \tag{2}$$

Коэффициент $\alpha$ в выражении для $q_L$ имеет указанные выше значения; символами $q_F$ и $q_L$ в формулах (1), (2) обозначены комбинированные параметры несоответствия примесей, учитывающие как диаупругие, так и параупругие силы взаимодействия дислокации с примесными атомами.

Проверить соответствие экспериментальных данных той или иной теории твердорастворного упрочнения можно, анализируя либо концентрационную зависимость критического напряжения сдвига $\tau_0$ для отдельного сплава, либо его зависимость от параметра $q$ (при $c = \text{const}$) для совокупности сплавов с одинаковой матрицей. Однако, выполняя такой анализ, мы сталкиваемся с некоторыми трудностями. Первая из них — невозможность измерения $\tau_0$ в непосредственной окрестности абсолютного нуля температуры. Однако эта трудность не имеет принципиального значения, так как в области температур $T \le 10$ K для большинства слабо легированных сплавов замещения на основе ГЦК металлов (в том числе и свинца) температурная зависимость $\tau_0$ становится весьма слабой и ею можно пренебречь, полагая $\tau_0$ (4,2 K) $\simeq$ $\simeq \tau$ (0 K).

Значительно более существенная трудность анализа экспериментальных значений $\tau_0$ связана с тем, что эта величина содержит не только две компоненты, определяемые формулами (1) и (2) (эффективное напряжение деформирования), но и так называемое внутреннее напряжение $\tau_i$, которое тоже в общем случае должно зависеть от параметров примесей $c$ и $q$:

$$\tau_0 = \tau^*_{0c}(q) + \tau_i\,(c,\, q)\,.$$

К сожалению, в настоящее время теоретическое описание процессов формирования внутренних напряжений на начальных стадиях деформирования сплавов отсутствует. В цитированных выше теориях вопрос о влиянии примесей на величину внутренних напряжений на пределе текучести также не обсуждался. В них фактически вычислялось и анализировалось эффективное критическое напряжение сдвига $\tau^*_0 = \tau_0 - \tau_i$.

Величину внутренних напряжений можно оценить методами термоактивационного анализа, если измерена температурная зависимость предела текучести и его скоростная чувствительность в широком интервале температур: подробное обсуждение соответствующего метода содержится в работе [18]. В сплавах на основе свинца низкотемпературные значения $\tau_i$ были получены для двух типов

примесей Sn и Sb при нескольких значениях концентрации $c \simeq 1$ ат.% [19]. В этих случаях оказалось, что $\tau_i \simeq 0{,}5\,\tau_0$, и такое соотношение сохранялось при изменении параметров $q$ и $c$ в небольших пределах. Аналогичное соотношение между низкотемпературными компонентами $\tau_0$ и $\tau_i$ можно установить при анализе зависимостей $\tau_0(T)$ в слабо легированных ГЦК сплавах Cu–Ni и Ag–Al, полученных в работах [20–22]. Поскольку для других типов примесей, рассматриваемых в данной работе, величина внутренних напряжений неизвестна, ориентируясь на данные для сплавов Pb–Sn и Pb–Sb и результаты работ [20–22], в качестве рабочей гипотезы выберем предположение о пропорциональном изменении $\tau_0$ и $\tau_i$ при изменении типа легирующего элемента в свинце, т.е. будем считать, что $\tau_0 = \beta\tau^*(T, c, q)$, где $\beta$ — численный коэффициент.

Третья трудность анализа $\tau_0$ — отсутствие в литературе достаточно подробных данных о концентрационных зависимостях параметра решетки и модуля сдвига в сплавах свинца, необходимых для определения величин $\delta_R$ и $\delta_G$. Поэтому при расчете $q_F$ и $q_L$ мы воспользовались максимальными значениями параметров размерного и модульного несоответствия, а именно: $\delta_R = (R_{\mathrm{Pb}} - R_a)/R_{\mathrm{Pb}}$ и $\delta_G = (G_{\mathrm{Pb}} - G_a)/G_a$, где $R_{\mathrm{Pb}}$ и $G_{\mathrm{Pb}}$ — атомный радиус и модуль сдвига чистого свинца, а $R_a$ и $G_a$ — те же характеристики для чистого легирующего элемента.

Отметим, что в твердых растворах, подчиняющихся правилу Вегарда, принятые значения $\delta_R$ совпадают с их истинным значением. Однако в случае структурной неизоморфности матрицы и растворяемого в ней вещества эти величины могут отличаться. Дополнительный вклад в отличие может внести несовпадение числа валентных электронов атомов растворителя и растворяемого элемента. Указанные эффекты могут быть учтены на основе рентгеновских исследований, которые в данной работе не проводились. В то же время ряд авторов, использовавших литературные данные по зависимости $a(c)$ для анализа твердорастворного упрочнения бинарных сплавов на основе свинца, приводят противоречивые сведения о величине $(1/a)(\partial a/\partial c)$ для разных легирующих добавок [2,23–25]. Принимая во внимание этот факт, мы ограничились указанным выше приближением для оценки величины $\delta_R$.

Для определения величины $\delta_G$ были использованы имеющиеся в литературе данные о значениях модуля сдвига в поликристаллическом материале. Часть этих данных соответствовала температуре 4,2 K, а часть — экстраполированным к 0 K значениям. В тех случаях, когда эти данные в разных источниках значительно отличались друг от друга, их значения усреднялись.

Таблица 2

| Элемент | $G = G_{44}$, ГПа 4,2 K | $\delta_G$ | $\delta_{G'}$ | $q_L^e$ | $q_L^s$ | $q_F^e$ | $q_F^s$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Pb | 19 [27] | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Tl | 7,6 [28,29] | 0,6 | 0,46 | 0,7 | 0,6 | 0,19 | 0,41 |
| Bi | 12,9 [26,30] | 0,32 | 0,28 | 0,6 | 0,32 | 0,18 | 0,19 |
| In | 5,8 [29,30] | 0,69 | 0,51 | 1,07 | 0,82 | 0,24 | 0,43 |
| Sn | 26,9 [21,22,29] | −0,42 | −0,35 | 1,26 | 0,42 | 1,53 | 0,57 |
| Sb | 25 [29,31] | −0,32 | −0,28 | 1,49 | 0,32 | 1,74 | 0,55 |
| Cd | 24,4 [29] | −0,29 | −0,25 | 1,67 | 0,29 | 1,9 | 0,56 |

Примечание: $q_L^e$, $q_L^s$, $q_F^e$, $q_F^s$ — значения параметра $q$ в теориях Лабуша ($L$) и Флейшера ($F$) для краевых ($e$) и винтовых ($s$) дислокаций.

В табл. 2 приведены значения параметров $q_L$ и $q_F$, рассчитанные в соответствии с выражениями (1) и (2) и принятыми выше допущениями, а на рис. 5 показаны построенные по этим данным зависимости $\tau_0$ (4,2; 0,5; $q$) для случаев $q = q_L$ и $q = q_F$ и значений $\alpha$, отвечающих краевым и винтовым дислокациям. Эти зависимости представлены в координатах $\tau_0 - q^n$, где $n = 4/3$ (по теории Лабуша [13–15]) и $n = 3/2$ (по теории Флейшера [10,11]). Соответствие экспериментальных данных той или иной теории должно приводить к спрямлению полученных кривых в указанных координатах и давать значение предела текучести чистой матрицы $\tau_{00}$ при экстраполяции к нулевой концентрации примеси в сплаве. Как видно из рис. 5,*а*, этому условию удовлетворяет лишь кривая, соответствующая предсказываемому в теории Лабуша поведению $\tau_0^*(T, c, q)$ для $\alpha = 16$, что отвечает случаю движения краевых дислокаций, а также нашему предположению о пропорциональном изменении эффективного и внутреннего напряжений при вариациях легирующего элемента. Не очень боль-

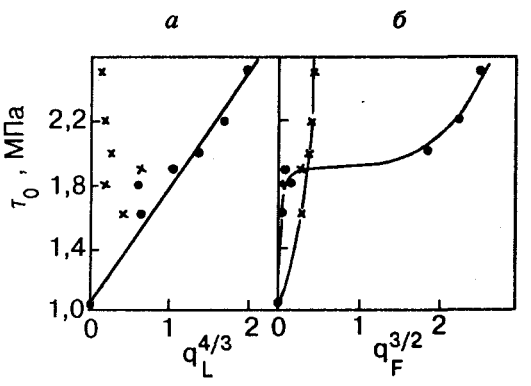


*Рис. 5.* Зависимость критического напряжения сдвига $\tau_0$ (4,2 K, 0,5 ат.%) от комбинированного параметра несоответствия $q_L$ (теория Лабуша) (*а*) и $q_F$ (теория Флейшера) (*б*); $\alpha$ = 3 (×), 16 (●). Точки на оси ординат соответствуют значениям $\tau_0$ в чистом свинце.

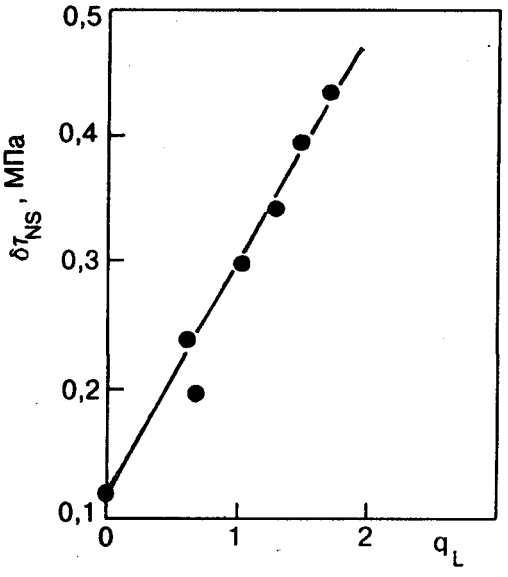


*Рис. 6.* Зависимость скачка напряжения $\delta\tau_{NS}$ при $\varepsilon$ = 2% от безразмерной мощности примесных барьеров, характеризуемой комбинированным параметром несоответствия $q_L$.

шой разброс точек на этой кривой указывает на то, что принятые нами допущения оказались не столь грубыми, чтобы повлиять на характер изучаемых зависимостей.

Таким образом, можно заключить, что низкотемпературная пластическая деформация исследованной группы свинцовых сплавов контролируется движением краевых дислокаций через примесные барьеры, подчиняющиеся статистике Мотта—Лабуша, что, вообще говоря, характерно для концентрированных твердых растворов замещения ГЦК металлов [12]. Этот же вывод был получен ранее в результате термоактивационного анализа параметров пластичности сплава Pb–Sn в работе [32].

Оценим теперь характер зависимости скачка напряжения при *NS*-переходе от мощности примесных барьеров. Как уже отмечалось, конкретный вид таких зависимостей предложен в различных теоретических моделях эффекта [1–3,33,34]. В работах [19,32] было показано, что кинетика пластической деформации концентрированных сплавов на основе свинца (Pb–Sn, Pb–Sb) в области гелиевых температур определяется эффектами квантово-инерционного преодоления примесных барьеров. Выше мы показали, что как эти, так и остальные сплавы, исследованные в данной работе, описываются единой зависимостью $\tau_{0c}^*(q)$ (2). Поэтому естественно предположить, что инерционные эффекты оказывают определяющее влияние на подвижность дислокаций во всех сплавах замещения на основе свинца с концентрацией примесей $c \simeq 1$ ат.%, и обсудить эффект влияния сверхпроводящего перехода в рамках инерционной модели [2,33], которая предсказывает зависимость $\delta\tau_{NS} \sim q$. Ранее проверка выводов этой теории проводилась либо путем построения кривой $\delta\tau_{NS}(q_R)$, где $q_R = 3\delta_R$, учитывающей зависимость скачка напряжения $\delta\tau_{NS}$ от мощности барьера, которая связана только с размерным несоответствием [4,25], либо зависимости $\delta\sigma_{NS}^R$ ($\sigma^R$ — скачок глубины релаксации напряжения при *NS*-переходе) от величины изменения параметра решетки примесями [2]. В нашем случае на рис. 4,*б* показано, что линейная зависимость $\delta\tau_{NS}$ от $\delta_R$ отсутствует. Однако если в качестве $q$ взять комбинированную мощность барьеров $q_L$, то вывод инерционной модели подтверждается (рис. 6).

## Заключение

1. Низкотемпературное (4,2 K) пластическое течение слабодеформированных бинарных сплавов свинца с 0,5 ат.% примеси Tl, Bi, In, Sn, Sb, Cd контролируется движением дислокаций через примесные барьеры, мощность которых определяется эффектами пара- и диаупругого взаимодействия дислокаций с примесными атомами.

2. Распределение примесных барьеров вдоль дислокационных линий в этих сплавах и определяемая ими зависимость критического напряжения сдвига от их мощности описывается статистикой Мотта—Лабуша.

3. Зависимость скачка деформирующего напряжения $\delta\tau_{NS}$ при переходе сплавов в сверхпроводящее состояние от комбинированной мощности

примесных барьеров соответствует зависимости, вытекающей из инерционной модели эффекта разупрочнения. Этот вывод подтверждает заключение работ [19,32] о значительном влиянии инерционных эффектов на кинетику дислокаций в концентрированных сплавах свинца в области гелиевых температур.

Авторы выражают благодарность В. В. Демирскому за полезное обсуждение работы и сделанные замечания.

Работа выполнена при поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий (проект 2.3/574) и Международного научного фонда Дж. Сороса (гранты 2Р600, 2Р200).

1. В. И. Старцев, В. Я. Ильичев, В. В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургиздат, Москва (1975).
2. M. Suenaga and I. M. Galligan, *Scr. Metall.* **5**, 829 (1971).
3. G. Kostorz, *Philos. Mag.* **27**, 634 (1973).
4. G. Kostorz, *Phys. Status Solidi* **B58**, 9 (1973).
5. Ю. Г. Казаров, в кн.: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1973), вып 11, с. 100.
6. М. Хансен, К. Андерко, *Структура двойных сплавов*, Москва (1962).
7. V. P. Soldatov, V. I. Startsev, and T. I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **A22**, 109 (1974).
8. В. Д. Нацик, *ЖЭТФ* **61**, 2540 (1971).
9. А. Коттрелл, *Дислокации и пластическое течение в кристаллах*, Металлургиздат, Москва (1958).
10. R. L. Fleisher, *Acta Metall.* **9**, 996 (1961).
11. R. L. Fleisher, *Acta Metall.* **11**, 203 (1963).
12. P. Haasen, in : *Physical Metallurgy*, R. W. Cahn (ed.), North-Holland Publ. Comp. Amsterdam, 821 (1965); *Физическое металловведение*, Металлургия, Москва (1987).
13. R. Labusch, *Phys. Status Solidi* **41**, 659 (1970).
14. R. Labusch, *Crystal Lattice Defects* **1**, 1 (1969).
15. R. Labusch, *Acta Metall.* **20**, 917 (1972).
16. A. B. Shwarz and R. Labusch, *J. Appl. Phys.* **49**, 5174 (1978).
17. G. Kostorz and P. Haasen, *Z. Metallkunde* **60**, 26 (1969).
18. V. N. Kovaleva, V. A. Moskalenko, and V. D. Natsik, *Philos. Mag.* **A70**, 423 (1994).
19. N. V. Isaev, V. D. Natsik, V. V. Pustovalov, I. A. Shepel, and S. E. Shumilin, *Sov. J. Low Temp. Phys.* **18**, 641 (1992).
20. T. Suzuki, in: *Dislocation Dynamics*, A. R. Rosenfield et al. (eds.), McGraw-Hill, N. Y., (1967/1968), p. 551.
21. T. Suzuki and I. Ishii, *Proc. Int. Conf. of Metals and Alloys, Trans. Jpn. Inst. Met. Suppl* **9**, 687 (1967/1968).
22. A. A. Hendrickson and M. E. Fine, *AIME* **221**, 103 (1970).
23. I. van der Planken and A. Deruyttere, *J. Mat. Science* **4**, 499 (1969).
24. Л. Н. Паль-Валь, В. Я. Платков, А. М. Рощупкин, *ФНТ* **6**, 1466 (1980).
25. G. Kostorz, *Plasticity of Single Crystals of Niobium, Niobium-Molybdenium, Lead and Lead Alloys in the Superconducting and Normal States at 4.2 K*, Argonne National laboratory – 7903 (1971).
26. У. Пирсон, *Кристаллография и физика металлов и сплавов (часть 1)*, Мир, Москва (1977).
27. D. L. Walfdorf and I. A. Alers, *J. Appl. Phys.* **33**, 11 (1962).
28. G. Simmons and I. Grad, *Res. Cent.* **34**, No 1–2, 269 (1965).
29. И. Н. Францевич, Ф. Ф. Воронов, С. А. Бакута, *Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов*, Наукова думка, Киев (1982).
30. X. Yoshinoby, M. Hashu, and S. Otake, *Jpn. J. Appl. Phys.* **14**, 435 (1975).
31. *Физическая акустика*, В. Мэзон (ред.), Мир, Москва (1972).
32. И. А. Шепель, Л. Н. Загоруйко, В. Д. Нацик, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
33. A. V. Granato, *Phys. Rev.* **B4**, 2196 (1971).
34. В. Д. Нацик, *ФНТ* **1**, 488 (1975).

## Effect of impurity barriers «strength» on plastic deformation of Pb-based binary alloys in normal and superconducting states

V. P. Soldatov, V. D. Natsik, and L. G. Ivantchenko

Hardening of Pb by impurities in solid solutions, which form the barriers of different «strength» in the dislocation slip planes, has been studied at liquid helium temperatures. The influence of above barriers on the extent of metal softening during the transition from a normal to a superconducting state is considered. Formation of the barriers was realized by alloying pure Pb with Tl, Bi, In, Sn, Sb, Cd additions having the same concentrations (0.5 at.%) but different parameters of dimensional and module misfit between the solvent and the element to be dissolved. An analysis of the data obtained, which was performed in the context of existing theories of solid solutions hardening, showed that the distribution of the impurity barriers along the dislocations followed the Mott—Labush statistics and the mean geometrical value of combined parameters of dimensional and module misfit of impurities could be considered as the effective barrier «strength». A linear dependence has been found between the stress jump in the transition of the alloy being deformed into a superconducting state and the effective «strength» of the impurity barriers resulting from the inertial model of softening effect.