

Особенности микроструктуры и низкотемпературный предел текучести закаленных сплавов Al–Li

И. С. Брауде, Т. В. Григорова, Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов,
В. С. Фоменко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: isaev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 февраля 2000 г.

Особенности микроструктуры закаленных сплавов Al–Li с содержанием лития ниже предела растворимости (3,8 ат.%) и выше (7,0 и 10,4 ат.%) изучены методом структурной рентгенографии. На дифрактограммах всех сплавов наряду со структурными рефлексами обнаружены диффузные гало, интенсивность которых падает с увеличением концентрации лития. В результате анализа интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей установлено, что наблюдаемые гало обусловлены ближним порядком типа расслоения в областях с характерным радиусом 1,5 нм. Уменьшение интенсивности диффузного гало на дифрактограмме сплава Al–10,4 ат.% Li и появление новых структурных рефлексов объясняются выделением дисперсных частиц δ' -фазы. Показано, что именно эти частицы оказывают существенное влияние на механизм пластической деформации сплавов в области температур 40–170 К.

Особливості мікроструктури загартованих сплавів Al–Li із вмістом літію нижче границі розчинності (3,8 ат.%) і вище (7,0 і 10,4 ат.%) вивчено методом структурної рентгенографії. На дифрактограмах усіх сплавів поряд із структурними рефлексами знайдено дифузні гало, інтенсивність яких зменшується із зростанням концентрації літію. В результаті аналізу інтенсивності дифузного розсіювання рентгенівських променів установлено, що спостережені гало обумовлені близьким порядком типу розшарування в областях з характерним радіусом 1,5 нм. Зменшення інтенсивності дифузного гало на дифрактограмі сплаву Al–10,4 ат.% Li та поява нових структурних рефлексів пояснюються виділенням дисперсних частинок δ' -фази. Показано, що саме ці частинки суттєво впливають на механізм пластичної деформації сплавів в області температур 40–170 К.

PACS: 61.10.Eq

Введение

Известно, что температурная зависимость предела текучести большинства ГЦК твердых растворов в области умеренно низких температур определяется термически активированным движением дислокаций через примесные барьеры. Эмпирические параметры такого движения в бинарных сплавах Al–Li, подвергнутых гомогенизирующему отжигу и закалке, обсуждались недавно в [1,2]. Проведенный в этих работах анализ экспериментальных зависимостей деформирующего напряжения от концентрации примеси, температуры и скорости деформации образцов показал, что значения некоторых параметров термически акти-

вированной пластичности не согласуются с теоретическими представлениями о движении дислокаций через точечные препятствия. Причина этого заключается в особенностях фазового состояния сплава: при концентрациях лития выше 4–5 ат.% в процессе отжига и закалки в нем образуются богатые литием зародыши упорядоченной δ' -фазы (Al₃Li) [3]. На самых ранних стадиях распада наблюдается также образование кластеров или областей с ближним порядком [4]. Изучение этих дефектов представляет интерес для понимания механизмов низкотемпературной пластичности алюминий-литиевых сплавов, поскольку они

могут служить дополнительными препятствиями для термоактивированного движения дислокаций.

В настоящей работе проведено рентгеноструктурное исследование закаленных сплавов алюминий–литий, результаты сопоставлены с температурной и концентрационной зависимостями предела текучести этих сплавов в области температур 40–170 К, в которой пластическая деформация имеет явно выраженный термически активированный характер.

Методика эксперимента

Исследовались бинарные сплавы Al–Li с равновесной (3,8 ат.%) и неравновесной (7,0 и 10,4 ат.%) концентрациями лития. Все они подвергались гомогенизирующему отжигу в атмосфере аргона при температуре 823 К в течение 5 ч и закалке в «ледяную воду». По составу и термообработке исходные поликристаллические образцы соответствовали использовавшимся в [1,2] при изучении низкотемпературной пластической деформации.

Рентгеновским методом исследовались порошки, полученные после измельчения исходных образцов. Порошок помещали в кварцевую емкость, закрепленную в держателе. Для оценки искажений кристаллической решетки, связанных с измельчением образцов, анализировали профили кривых распределения интенсивности в структурных линиях, оценивая величину микродеформаций (МКД) и размер областей когерентного рассеяния (ОКР). Оценка с помощью метода аппроксимации показала, что МКД и ОКР в чистом Al составляют 0,09% и 70 нм, а в сплаве Al–7 ат.% Li — 0,16 % и 77 нм. Близкие значения этих параметров позволили считать, что технология получения порошков не вносила существенных искажений в кристаллическую решетку.

Дифрактограммы снимали на дифрактометре ДРОН-2.0 в излучении $\text{Cu-K}\alpha$ анода (с Ni-фильтром) при комнатной температуре по схеме θ – 2θ с использованием следующих коллимационных щелей: перед образцом — щель 2 мм шириной и щель Соллера; после образца — коллиматор, щель Соллера, щель шириной 1 мм; перед счетчиком — щель высотой 0,5 мм. Интенсивность рассеяния измеряли по точкам, подсчитывая число импульсов за 40 с через каждые $\Delta(2\theta) = 0,01^\circ$ в интервале углов $10^\circ < 2\theta < 140^\circ$. Положение максимума, определяемое таким способом с точностью до 10^{-2} градуса, позволяло изучить распределение интенсивности диффузного рассеяния, а также рассчитать величину параметра кристаллической

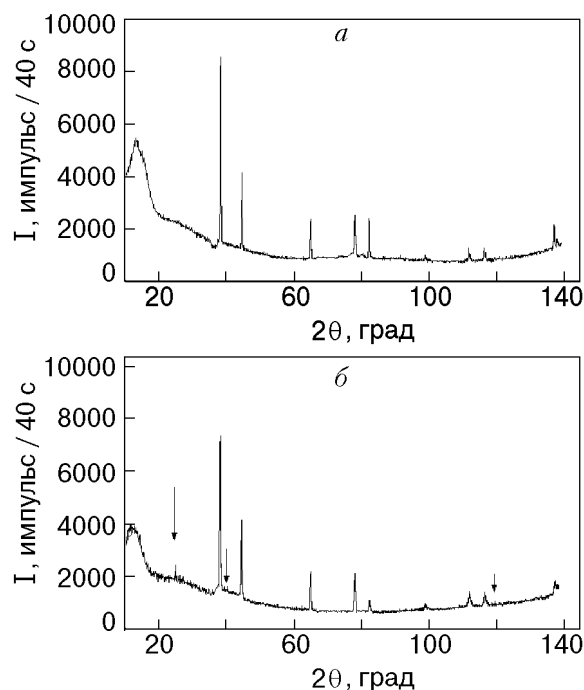


Рис. 1. Распределение интенсивности рассеяния рентгеновских лучей $I(2\theta)$ в интервале углов 10 – 140° для сплавов Al–3,8 ат.% Li (а) и Al–10,4 ат.% Li (б).

решетки путем усреднения по методу наименьших квадратов данных от девяти отражений.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Общий вид дифрактограмм сплавов Al–Li приведен на рис. 1. Видно, что дифрактограммы состоят из структурных дифракционных рефлексов и диффузных гало. С увеличением содержания Li от 3,8 до 10,4 ат.% максимальная интенсивность диффузных гало уменьшается приблизительно на 30%. На дифрактограммах чистого Al диффузные максимумы не наблюдаются. Структурные дифракционные рефлексы для всех изученных сплавов представляют собой узкие линии с перераспределяющейся интенсивностью, их положение слабо зависит от концентрации легирующего элемента. При этом на дифрактограммах пересыщенных сплавов появляются дополнительные рефлексы (рис. 1,б).

1. Микроструктура сплавов

Одной из основных характеристик тонкой структуры сплава является параметр ближнего порядка α . Для его точного определения обычно используют данные об интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей монокристаллами. В случае поликристаллов с метастабильным ближним порядком необходимые расчеты существенно упрощаются для кубической сингонии,

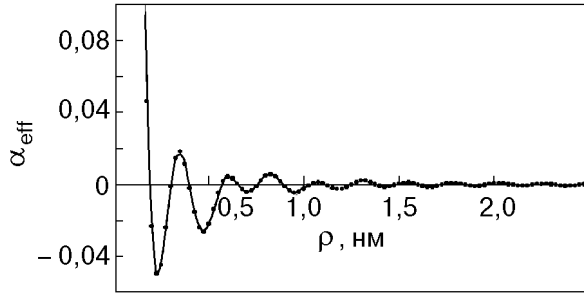


Рис. 2. Зависимость параметра порядка α_{eff} от расстояния ρ для сплава Al-10,4 ат.% Li.

когда α зависит только от модулей радиус-векторов узлов средней решетки ρ_m и не зависит от их направления. В связи с этим при вычислении параметров ближнего порядка $\alpha(\rho_m)$ будем учитывать значения интенсивности диффузного рассеяния в интервале углов $10-40^\circ$ и воспользуемся выражением для двухкомпонентных сплавов [5]

$$I_D(\mathbf{k}) = N c_A c_B (f_A - f_B)^2 \sum_m \alpha_{\text{eff}}(\rho_m) e^{i\mathbf{k}\rho_m}, \quad (1)$$

где N — количество атомов; c_A, c_B, f_A, f_B — соответственно концентрации компонентов сплава и их атомные функции рассеяния; ρ_m — радиус-векторы узлов средней решетки; $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{S}$, $|\mathbf{S}| = 2 \sin \theta / \lambda$, 2θ — угол между падающим и рассеянным лучами; λ — длина волны излучения; $\alpha_{\text{eff}}(\rho_m)$ — эффективный параметр ближнего порядка. Представим H в виде $H(\mathbf{k}) = I_D(\mathbf{k}) / N \times [c_A c_B (f_A - f_B)^2]$ и, используя метод наименьших квадратов, потребуем, чтобы сумма квадратов отклонений вычисленных $H(\mathbf{k})$ от экспериментально определенных была минимальной:

$$\left| \sum_s H(k_s) - \sum_i c_i \alpha_{\text{eff}}^{(i)} \cos \mathbf{k}_s \rho_m \right|^2 = \min, \quad (2)$$

c_i — координационные числа.

Количество уравнений в (2) равно числу учитываемых координационных сфер. Поскольку измерения проводились на поликристаллах, после усреднения по всем \mathbf{k} и обращения суммы через трансформанту Фурье получили выражение

$$\alpha_{\text{eff}}(\rho) = \int_0^\infty \frac{I_D(s) \sin(2\pi\rho s) 4\pi s^2 ds (2\pi\rho s)^{-1}}{N c_A c_B (f_A - f_B)^2}. \quad (3)$$

В силу того что $\alpha_{\text{eff}}(0) = 1$, для расчета $\alpha_{\text{eff}}(\rho)$ достаточно учесть относительные изменения интенсивности:

$$\alpha_{\text{eff}}(\rho) = \frac{1}{2\pi\rho} \frac{\int I_D(s) \sin(2\pi\rho s) s ds}{\int I_D(s) s^2 ds}. \quad (4)$$

Интегрирование выражения (2) проводили по специально составленной программе в пределах $5^\circ < 2\theta < 38^\circ$. Погрешность вычисления интеграла, связанная с ограничением пределов, не превышала 10%.

Для всех сплавов рассчитанные зависимости α_{eff} от ρ имеют вид, представленный на рис. 2. В пределах первой координационной сферы ($\rho < 0,3$ нм) значения $\alpha_{\text{eff}} > 0$ характерны для ближнего порядка типа расслоения (отрицательный ближний порядок [5]) и согласуются с данными, полученными в [4] для монокристаллов Al-11,4 ат.% Li. С увеличением ρ параметр α_{eff} периодически изменяет знак и становится равным нулю при $\rho > 1,5$ нм. Такая зависимость $\alpha_{\text{eff}}(\rho)$ типична при коррелированном расположении атомов одного сорта. Оценка показала, что для всех изученных сплавов характерный размер упорядоченных областей не превышал 1,5 нм.

Используя данные о $\alpha_{\text{eff}}(\rho)$, попытаемся определить парциальные параметры порядка в этих сплавах. Для этого примем ряд упрощающих предположений:

- 1) $\alpha_{\text{eff}}(\rho) = \alpha_{AB}(\rho)$;
- 2) параметры $\alpha_{AB}(\rho) = \alpha_{BA}(\rho)$;

3) вероятность n_{pj} того, что p -атом соседствует с j -атомом, пропорциональна концентрации j -атомов. Тогда α_{pj} не связана с концентрацией элементов, а $\alpha_{AB}(\rho)$ линейно зависит от количества вводимой примеси c_j . Реалистичность такого предположения подтверждается известными экспериментальными данными о параметрах ближнего порядка в бинарных сплавах Al-Zn, Ti-Mo, Pt-Co и Fe-Al [5]. В рамках упрощающих предположений параметры парных корреляций в расположении одноименных атомов α_{AA} и α_{BB} могут быть получены из соотношений

$$\alpha_{AA} = -\frac{c_B}{c_A} \alpha_{AB}, \quad \alpha_{BB} = -\frac{c_A}{c_B} \alpha_{BA}. \quad (5)$$

Результаты соответствующих расчетов для трех изученных сплавов показаны на рис. 3. Коррелированное расположение одноименных атомов, которое заключается во флуктуации их средней концентрации и связано с ближним порядком, характеризуется амплитудами параметров α_{AA} и α_{BB} . В большей степени оно присуще литию (α_{BB}) и в меньшей степени — алюминию (α_{AA}). При этом

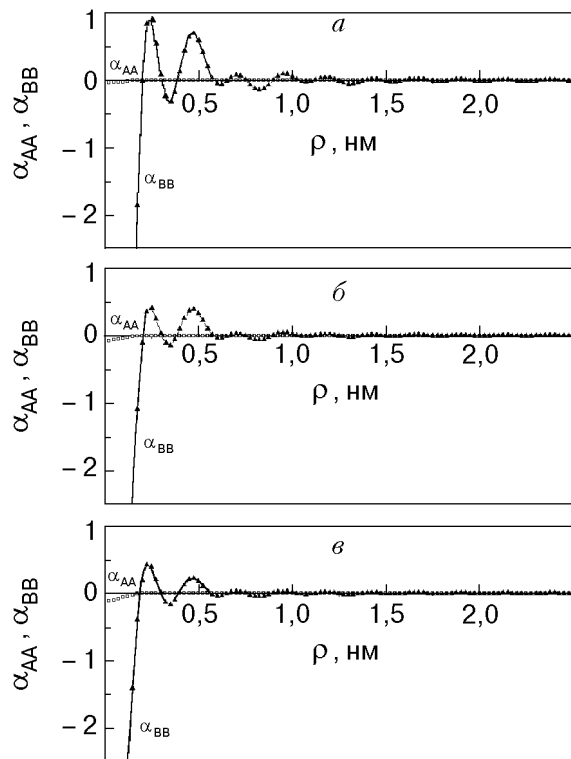


Рис. 3. Зависимости парциальных параметров порядка в расположении одноименных атомов α_{AA} , α_{BB} от ρ для сплавов Al-3,8 ат.% Li (а); Al-7 ат.% Li (б); Al-10,4 ат.% Li (в).

первая координационная сфера обогащена атомами лития по сравнению с их средней концентрацией в сплаве. Далее наблюдается чередование обедненных и обогащенных координационных сфер. Корреляции в расположении разноименных атомов, наоборот, таковы, что в пределах первой координационной сферы имеется дефицит атомов, отличных от центрального, по сравнению с их средней концентрацией в сплаве (см. рис. 2). На рис. 4 представлены зависимости параметров порядка α_{AA} , α_{BB} и α_{AB} в сплаве Al-3,8 ат.% Li для случая, когда центральным является атом Al. В первой координационной сфере атомы Li окружены атомами Al ($\alpha_{AB} > 0$), во второй координационной сфере происходит перестройка: атомы Li собираются в упорядоченные области. По мере увеличения ρ последовательно чередуются координационные сферы, обогащенные и обедненные атомами лития. Напротив, упорядоченное расположение атомов алюминия в сплаве не наблюдается.

Проведенный анализ распределения интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей показал, что в структурах всех исследованных сплавов имеются области ближнего порядка, обогащенные или обедненные атомами лития. Оценка их среднего радиуса (1,5 нм) согласуется

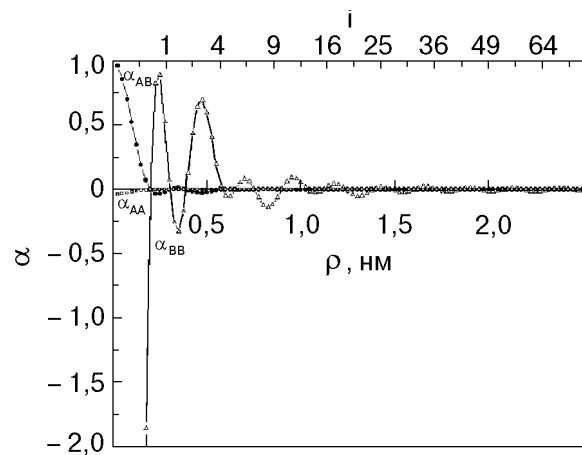


Рис. 4. Параметры порядка α_{AA} , α_{BB} , α_{AB} как функции расстояния ρ в сплаве Al-3,8 ат.% Li, i – номер координационной сферы.

со средним размером кластеров (1,8 нм) в монокристаллах Al-11,4 ат.% Li [4], а также с радиусом зародышей новой δ' -фазы (1,3 нм), которые имеют кристаллическую решетку типа $L1_2$ и образуются на очень ранних стадиях распада в сплаве Al-7,0 ат.% Li [3]. С возрастанием концентрации легирующего элемента (выше предела растворимости) количество упорядоченных областей уменьшается, о чем свидетельствует падение интенсивности диффузного гало (см. рис. 1). При этом на дифрактограмме появляются новые рефлексы; их интенсивность слабая, но положение соответствует положению рефлексов δ' -фазы, зафиксированных в работе [7].

Максимальная интенсивность диффузного гало в сплаве Al-3,8 ат.% Li указывает на высокую концентрацию упорядоченных областей ниже предела растворимости легирующего элемента. Это может быть связано с большой подвижностью лития в алюминии, различным электронным строением атомов [5,6], а также с длительным облучением образца в процессе съемки. При этом дифрактограмма этого сплава не содержит никаких дополнительных рефлексов, обусловленных новой фазой (см. рис. 1,а).

2. Параметр кристаллической решетки

Известно, что литий слабо искажает кристаллическую решетку алюминия, однако данные о знаке этих искажений в литературе противоречивы. Так, в одной из первых работ [6], посвященных этому вопросу, показано, что при растворении лития решетка алюминия слабо сжимается вследствие различающихся ионных радиусов и валентностей атомов, при этом зависимость $a(c)$ близка к линейной в интервале 3,5–5,0 ат.% Li. Напротив, в [7] наблюдается линейный рост $a(c)$

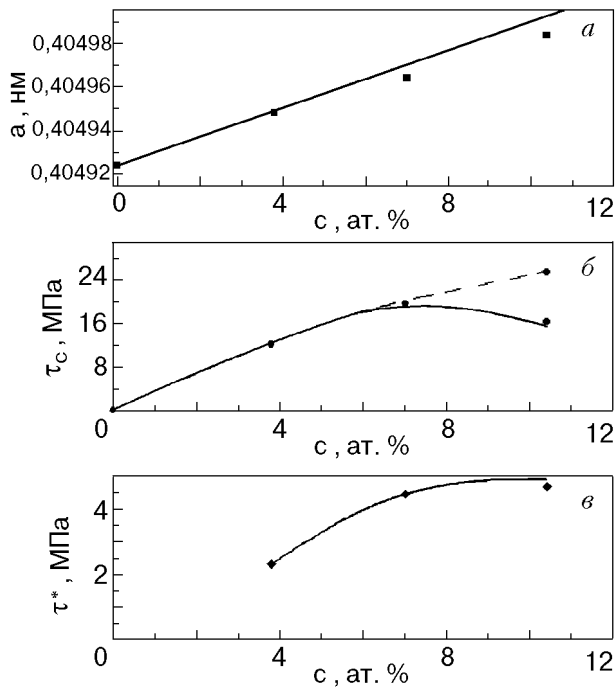


Рис. 5. Концентрационные зависимости параметра кристаллической решетки a (a); критического напряжения τ_c безактивационного движения дислокации (пунктир соответствует выражению (9)) (b); эффективного напряжения τ^* при $T = 77$ К (c).

в интервале 3,8–13 ат.% Li. Аномально слабое расширение решетки объясняется значительной ионизацией атомов лития: в решетке алюминий замещают как нейтральные атомы, так и положительные ионы лития. В результате одни ячейки испытывают расширение, другие — сжатие, а определяемый рентгеновским методом усредненный параметр a слабо зависит от состава твердого раствора. Сложная микроструктура закаленных сплавов в этих работах не учитывалась.

В связи с противоречивыми данными о зависимости $a(c)$ в настоящей работе была изучена зависимость параметра решетки сплавов от исходного содержания лития, которая представлена на рис. 5, a . Легирование литием приводит к слабому расширению решетки, $(1/a) \Delta a / \Delta c = 1,5 \cdot 10^{-3}$, а сама зависимость $a(c)$ отклоняется от линейной.

Особенности микроструктуры закаленных сплавов, о которых упоминалось выше, позволяют предположить, что наблюдаемая нелинейность $a(c)$ связана с диффузией лития из матрицы в частицы δ' -фазы. Учитывая, что сплав Al–3,8 ат.% Li является равновесным, можно оценить истинное содержание лития c^* в матрицах двух пересыщенных сплавов, которое будет ниже исходного (см. таблицу и рис. 5, a). Для оценки

объемной доли выделений второй фазы воспользуемся соотношением

$$f = \frac{c - c^*}{c_p - c^*}, \quad (6)$$

где $c_p = 0,23$ соответствует концентрации лития в частице второй фазы (см. [8]).

Таблица

Параметры термически активированного движения дислокаций в сплавах Al–Li

c , ат.%	c^* , ат.%	τ_i , МПа	τ_c , МПа	H_0 , эВ	f
3,8	3,8	4,8	12,7	0,24	–
7,0	5,9	7,3	19,9	0,26	0,06
10,4	8,5	10,5	15,4	0,40	0,13

Приведенные в таблице оценки f хорошо согласуются с данными, полученными в [3] для закаленных сплавов, подвергнутых аналогичной термообработке, что косвенно подтверждает справедливость сделанных предположений.

3. Влияние микроструктуры на термически активированное движение дислокаций

В работах [1,2] отмечалось, что не все закономерности пластической деформации закаленных сплавов Al–Li в области температур 40–170 К согласуются с представлениями о термически активированном движении дислокаций через барьеры, образованные атомами примеси. В рамках таких представлений связь между скоростью деформации $\dot{\epsilon}$, действующим напряжением τ и температурой T описывается уравнением Аррениуса в виде

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-H(\tau^*)/kT], \quad (7)$$

где $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор, не зависящий от температуры; $\tau^* = \tau - \tau_i$ — эффективное напряжение; τ_i — характерная величина внутренних напряжений; H — эффективная энергия (энтальпия) активации; k — постоянная Больцмана. Наблюдаемые в эксперименте температурные зависимости предела текучести и других параметров пластичности в указанном интервале температур наилучшим образом описываются уравнением (7), если величину $H(\tau^*)$ представить в виде

$$H(\tau^*) = H_0 [1 - (\tau^*/\tau_c)^{2/3}]^{3/2}, \quad (8)$$

τ_c — критическое напряжение безактивационного (силового) открепления дислокаций от примесных барьеров; H_0 — характерный энергетический параметр взаимодействия дислокации с барьером, который в случае барьеров одного типа не зависит от их концентрации. Для ГЦК твердых растворов замещения его величина, как правило, составляет 0,1–0,2 эВ.

Эмпирические значения некоторых параметров термически активированного движения дислокаций для сплавов Al–Li, деформированных непосредственно после закалки от 823 К в «ледяную воду», представлены в таблице и на рис. 5, б, в.

Видно, что некоторые из полученных значений противоречат описанным выше представлениям. Так, при условии, что все три сплава представляют собой «идеальный» твердый раствор, в котором эффективными барьерами для дислокаций являются атомы примеси, величина характерного энергетического параметра взаимодействия дислокации с такими барьерами H_0 не должна зависеть от их концентрации c , а критическое напряжение τ_c должно изменяться в соответствии с вытекающим из выражений (7), (8) степенным законом

$$\tau_c \sim c^n, \quad (9)$$

где $n = 0,5–0,7$. Приведенная на рис. 5, б зависимость $\tau_c(c)$ противоречит теоретической закономерности (9). Кроме того, величина H_0 в сплаве Al–10,4 ат. % Li достигает значения, не характерного для ГЦК твердых растворов замещения (см. таблицу).

Причины наблюдаемых противоречий заключаются в структурных особенностях закаленного состояния. Для подвижных дислокаций области с ближним порядком или кластеры, а также зародыши δ' -фазы могут служить дополнительными барьерами, влияющими на скорость пластической деформации при низких температурах. Количество таких барьеров, приходящееся на единицу длины дислокации, будет меньше, чем одиночных атомов, что приведет к снижению τ_c , поскольку c в выражении (9) имеет смысл концентрации любых эффективных термически активируемых барьеров. В то же время соответствующая величина H_0 будет выше, чем для одиночного атома лития.

Как следует из рис. 5, а, б, поправка на истинную концентрацию лития в атомно-дисперсной фазе (в предположении линейной зависимости параметра решетки $a(c)$) не обеспечивает выполнения степенного закона (9) для всех изученных сплавов. Кроме того, слабое размерное несоответствие атомов алюминия и лития (слабое искаже-

ние решетки) не объясняет приведенное в таблице большое значение параметра H_0 в Al–10,4 ат. % Li.

С другой стороны, данные об интенсивности диффузных гало (см. рис. 1) и изменении параметров ближнего порядка (рис. 4) свидетельствуют о том, что количество упорядоченных кластеров в единице объема уменьшается по мере легирования. Однако это не отражается на величине эмпирических параметров термически активированной пластичности, полученных для равновесного сплава Al–3,8 ат. % Li с высокой концентрацией таких кластеров.

Таким образом, наиболее эффективными термоактивируемыми барьерами являются мелкодисперсные зародыши второй фазы, объемная доля которых увеличивается в концентрированном сплаве. Известно, что сам механизм перерезания парной дислокацией δ' -частицы, обладающей упорядоченной решеткой ($L1_2$), контролируется специфическими барьерами, которые возникают внутри частицы в результате поперечного скольжения винтовых дислокационных сегментов [8]. При температурах выше 50 К этот механизм также имеет явный термоактивированный характер. Как показано в [9], при изменении температуры от 50 до 100 К рост эффективных напряжений, связанный с перерезанием частиц, может компенсировать падение эффективного напряжения, обусловленного трением в матрице. Этим объясняется тот факт, что в отличие от немонотонного поведения $\tau_c(c)$ при $T = 0$ экспериментально наблюдаемая зависимость $\tau^*(c)$ при $T = 77$ К (см. рис. 5, в) является монотонной, т.е. соответствует теоретическому выражению (9).

Заключение

1. Дифрактограммы трех изученных сплавов Al–Li, помимо дифракционных рефлексов, содержат интенсивные диффузные гало. Анализ интенсивности диффузных гало показал, что они обусловлены областями с ближним порядком типа расслоения радиусом не более 1,5 нм. Падение интенсивности диффузного гало с ростом концентрации лития сопровождается появлением новых структурных рефлексов, соответствующих выделениям δ' -фазы.

2. Легирование алюминия литием и наблюдаемые фазовые превращения вызывают слабое расширение кристаллической решетки сплава.

3. Выделения δ' -фазы следует рассматривать в качестве эффективных барьеров для термофлуктуационного движения дислокаций в области температур 40–170 К.

Авторы благодарны Л. Г. Иванченко за составление программы для обработки данных по диффузному рассеянию, а также С. Э. Шумилину за совместное проведение низкотемпературных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины (проект 2. 4/156 «Бион-2»).

1. В. С. Фоменко, Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, *ФНТ* **19**, 429 (1993).
2. Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **20**, 832 (1994).
3. V. Mahadev, K. Mahalingam, G. L. Liedl, and T. H. Sanders, Jr, *Acta Metall. Mater.* **42**, 1039 (1994).
4. В. И. Иверонова, А. А. Кацнельсон, *Ближний порядок в твердых растворах*, Наука, Москва (1977).
5. H. J. Axon and W. Hume-Rothery, *Proc. Roy. Soc.* **A193**, 1 (1948).
6. М. И. Замоторин, в кн.: *Тр. Ленинградского политехнического института*, № 180 (1955).
7. J. Perez-Landazabal, M. L. No, G. Madariaga, and J. San Juan, in: *Proc. IV Int. Aluminum-Lithium Conf.*, Garmisch-Pantenkirchen, Germany (1991), p. 149.
8. S. Takeuchi and E. Kuramoto, *Acta Metall.* **21**, 415 (1973).
9. Н. В. Исаев, В. В. Пустовалов, В. С. Фоменко, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 99 (1996).

Specific features of microstructure and low-temperature yield strength of quenched Al–Li alloys

I. S. Braude, T. V. Grigorova, N. V. Isaev, V. V. Pustovalov, and V. S. Fomenko

The specific features of quenched Al–Li alloys microstructure with a Li content below the solubility point (3.8 at.%) and above (7.0 and 10.4 at.%) are studied by the structure *x*-radiography technique. The diffraction patterns for all the alloys display the diffuse halos alongside the structure reflexes. The intensity of the halos decreases with increasing lithium concentration. The analysis of the *x*-ray diffuse scattering shows that the halos observed are due to the short-range order of the stratification type in the areas with a typical radius of 1.5 nm. The reduction diffuse halo intensity at the diffraction pattern from the Al–10.4 at.% Li alloy and the existence of new structure reflexes are associated with the release of δ' -phase disperse particles. It is shown that it is just these particles effect essentially the mechanism of plastic flow of the alloys in the 40–170 K temperature range.