

## Место границ наклона в полном энергетическом спектре границ зерен в поликристалле

Б. Б. Страумал<sup>†\*1)</sup>, П. В. Проценко<sup>×</sup>, А. Б. Страумал<sup>\*</sup>, А. О. Родин<sup>\*</sup>, Ю. О. Кучеев<sup>+</sup>, А. М. Гусак<sup>°</sup>,  
В. А. Мурашов<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup>Московский институт стали и сплавов, 119049 Москва, Россия

<sup>×</sup>Кафедра коллоидной химии, Химический факультет МГУ им. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>°</sup>Кафедра теоретической физики, Физический факультет Черкасского национального университета им. Хмельницкого, 18027 Черкасы, Украина

Поступила в редакцию 25 сентября 2012 г.

С помощью измерения температур перехода  $T_w$  от неполного смачивания границ зерен к полному на поли- и бикристаллах удалось экспериментально оценить ширину и место спектра энергий границ наклона в полном спектре энергий границ зерен в поликристалле. Оказалось, что все границы наклона занимают весьма узкую (всего 5–10%) часть полного спектра энергий границ зерен в поликристаллах. В металлах с низкой энергией дефекта упаковки (медь, олово, цинк) границы наклона принадлежат к 10–20% границ с самыми высокими температурами перехода  $T_w$  (а значит, низкими энергиями). В металле с высокой энергией дефекта упаковки (алюминий)  $T_w$  границ наклона лежит примерно посередине между минимальной ( $T_{w\min}$ ) и максимальной ( $T_{w\max}$ ) температурами перехода от неполного смачивания границ к полному. Это означает, что в алюминии можно найти границы зерен, структура которых энергетически более выгодна, чем у симметричных двойниковых границ (или дефектов упаковки).

Еще на рубеже 40-х–50-х годов прошлого века стало ясно, что границы зерен в металлах не являются аморфными прослойками между кристаллитами, а имеют определенную кристаллографическую структуру. Наиболее простыми для теоретического и экспериментального анализа оказались так называемые границы наклона. Они представляют собой границы между кристаллитами, развернутыми между собой вокруг определенной общей кристаллографической оси  $\langle hkl \rangle$  (обычно с низкими индексами) на некоторый угол разориентации  $\theta$ , причем ось поворота  $\langle hkl \rangle$  лежит в плоскости границы. Ясно, что при этом плоскости  $\{hkl\}_1$  одного зерна совпадают (иногда с небольшим сдвигом вдоль оси поворота) с плоскостями  $\{hkl\}_2$  второго зерна. Еще в ранних работах на одиночных границах было показано, что энергия границы зерен  $\sigma_{GB}$  с ростом  $\theta$  плавно возрастает от нуля, достигает максимума при некотором  $\theta_{\max}$ , а затем снова снижается до нуля [1–5]. Величина  $\theta_{\max}$  определяется симметрией оси поворота  $\langle hkl \rangle$ . При малых углах граница наклона состоит из стенки решеточных дислокаций и зависимость  $\sigma_{GB}(\theta)$  описывается выражением Риды–Шокли [6]:

$$\sigma_{GB} = Gb\theta \ln(\alpha e / 2\pi\theta) / [4\pi(1 - \nu)], \quad (1)$$

<sup>1)</sup> e-mail: strauamal@issp.ac.ru

где  $b$  – решеточный вектор Бюргерса,  $G$  – модуль сдвига,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\pi$  и  $e$  имеют обычный смысл, а  $\alpha$  – численная константа, которая для кристаллов с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой близка к единице, для германия – к 4, а для кристаллов с объемноцентрированной кубической (ОЦК) решеткой находится между 1 и 4 [7].

Позднее было обнаружено, что при некоторых разориентациях  $\theta_\Sigma$  образуются так называемые решетки совпадающих узлов (РСУ). Они представляют собой сверхрешетки, общие для двух решеток развернутых зерен (1 и 2). Параметр  $\Sigma$  определяет, сколько узлов каждой из решеток, 1 и 2, приходится на один узел сверхрешетки РСУ. Минимально возможное для ГЦК-решетки значение  $\Sigma = 3$  соответствует двойниковой границе (дефекту упаковки). Оказалось, что в окрестности углов  $\theta_\Sigma$  на зависимости  $\sigma_{GB}(\theta)$  имеются глубокие минимумы [8–10]. Их форма тоже подчиняется закону Риды–Шокли, но только вместо угла  $\theta$  в формуле (1) появляется разность  $|\theta - \theta_\Sigma|$ , а вместо решеточного вектора Бюргерса  $b$  – зернограничный вектор Бюргерса  $b_\Sigma = b/\Sigma$ , который является вектором полной решетки наложений, обратной решетке РСУ [11, 12]. Такая же зависимость с минимумами появляется и в том случае, если поворачивать плоскость границы наклона вокруг оси  $\langle hkl \rangle$ , меняя угол

ориентации и оставляя постоянным угол разориентации  $\theta$  [13, 14].

Постепенно (по умолчанию) установилось мнение, что спектр энергий границ наклона от нуля или от  $\sigma_{GB}(\theta_{\Sigma=3})$  до  $\sigma_{GB}(\theta_{\max})$  и есть спектр энергий границ зерен в поликристалле (или по крайней мере главная его часть). Это связано с тем, что до недавних пор не существовало простого экспериментального метода сравнения энергий границ наклона с разными осями разориентации между собой, а всех вместе границ наклона – с энергиями границ общего типа, у которых нет совпадения решеточных плоскостей. В работах [1–10, 13, 14] энергия границ измерялась методом канавки термического травления, а он всегда дает относительную величину, выраженную в единицах энергии внешней поверхности, на которую выходит граница зерен при измерениях. Другие методы (например, измерения нуль-ползуемости [15–18]) позволяют определить среднее значение  $\sigma_{GB}$  для поликристалла, не давая информации о полной амплитуде величины  $\sigma_{GB}$ .

Недавно экспериментальный способ сравнения энергий  $\sigma_{GB}$  для самых разных границ появился. Он связан с измерением температуры перехода от неполного к полному смачиванию границ зерен жидкой фазой (расплавом) [19–22]. Если двух- или многокомпонентный поликристаллический твердый раствор находится в равновесном контакте с расплавом, то возможны две ситуации.

1. Расплав частично смачивает внутренние межкристаллитные границы раздела (границы зерен) в поликристалле. Это означает, что энергия границы зерен  $\sigma_{GB}$  ниже, чем энергия двух межфазных границ раздела твердой фазы и расплава  $2\sigma_{SL}$ . В этом случае контактный угол  $\varphi$  в месте выхода границы зерен (ГЗ) на границу раздела твердой и жидкой фаз определяется формулой

$$\sigma_{GB} = 2\sigma_{SL} \cos(\varphi/2). \quad (2)$$

2. Расплав полностью смачивает границы зерен. Тогда  $\sigma_{GB} \leq 2\sigma_{SL}$  и контактный угол равен нулю, ( $\varphi = 0$ ). Слой расплава в таком случае должен заменить границу зерен, отделив кристаллиты друг от друга.

В 1977г. было впервые показано, что переход от неполного смачивания к полному представляет собой фазовое превращение и может происходить при изменении температуры или давления [23, 24]. Это возможно, если температурные зависимости  $\sigma_{GB}(T)$  и  $2\sigma_{SL}(T)$  пересекаются при некоторой температуре  $T_w$  ниже температуры плавления  $T_m$ . Величина  $T_w$  зависит от энергии границы зерен: чем выше  $\sigma_{GB}$ ,

тем ниже  $T_w$ . Переход смачивания в поликристалле начинается при температуре  $T_{w \min}$ , когда полностью смоченными становятся ГЗ с максимальной энергией  $\sigma_{GB \max}$ . Завершается он при температуре  $T_{w \max}$ , когда полностью смоченными становятся ГЗ с минимальной энергией  $\sigma_{GB \min}$  (рис. 1а). Сравнение тем-

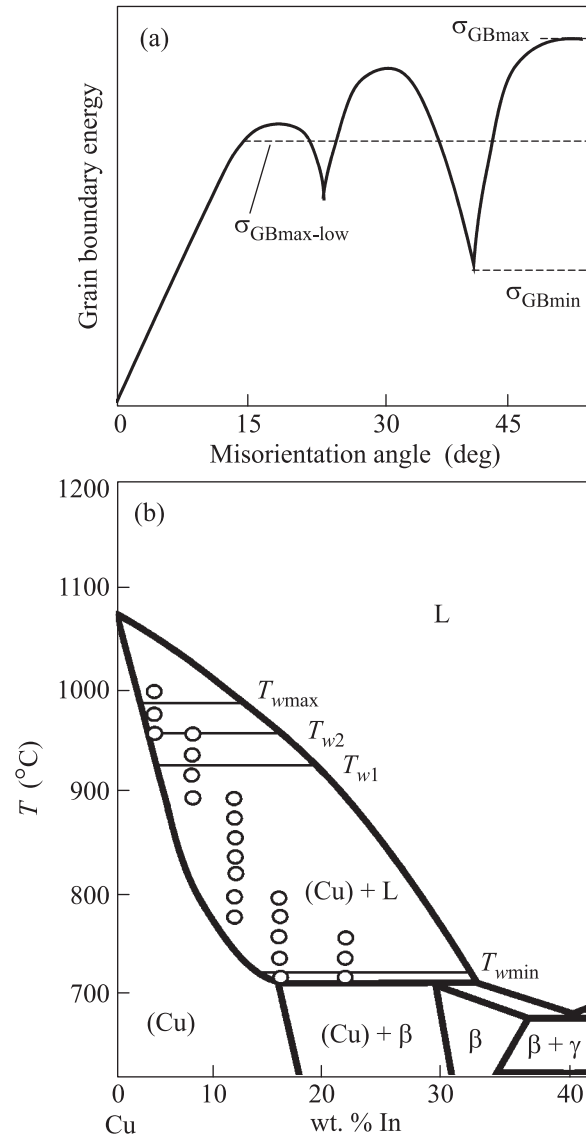


Рис. 1. (а) – Схематическая зависимость энергии границ зерен от угла разориентации. Минимумы отвечают специальным границам вблизи разориентаций совпадения. (б) – Часть фазовой диаграммы Cu–In [26]. Жирными линиями показаны объемные фазовые превращения, тонкими – коноды зернограницных фазовых переходов смачивания, точками – температуры отжигов и состав изученных сплавов

ператур  $T_w$ , измеренных на специально выращенных [25] бикристаллах с одиночными границами наклона

[19–22] с минимальной и максимальной энергиями, с температурами  $T_{w \min}$  и  $T_{w \max}$ , измеренными на поликристаллах с большим количеством ГЗ, как раз и позволит определить ширину и место спектра энергий границ наклона в полном спектре энергий границ зерен в поликристалле.

Для исследований с помощью индукционной плавки в вакууме были выплавлены сплавы меди с 4, 8, 12, 16 и 22 масс. % индия (из меди чистотой 99.998 масс. % и индия чистотой 99.999 масс. %) и сплав олова с 2 масс. % цинка (из олова чистотой 99.999 масс. % и цинка чистотой 99.999 масс. %). Полученные слитки диаметром 10 мм разрезали на диски толщиной 2 мм, которые запаивались в вакуумированные кварцевые ампулы. Ампулы с образцами отжигались в печи сопротивления СУОЛ в течение 2 ч при температурах в интервале от 715 до 1000 °С (сплавы медь-индий) и в течение 7 ч при температурах 201, 207, 212, 215, 217, 222 и 227 °С (сплав олово-цинк). Точки, соответствующие температурам отжига и концентрациям сплавов медь-индий, показаны на рис. 1б. После отжигов образцы закаливались в воде (ампулы при этом разбивались), а затем механически шлифовались и полировались на алмазной пасте зернистостью до 1 мкм. Полученные шлифы изучались с помощью оптической микроскопии на микроскопе Neophot-32, оборудованном цифровой фотокамерой 10 Mpix Canon Digital Rebel XT, а также с помощью сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа на приборе Tescan Vega TS5130 MM, оборудованном энергодисперсионным спектрометром LINK производства фирмы Oxford Instruments. Граница зерен в твердом растворе на основе меди (Cu) или олова (Sn) считалась полностью смоченной, если слой расплава полностью покрывал границу от одного тройного стыка до другого (границы *A* на рис. 2). Граница считалась смоченной частично, если слой расплава прерывался (границы *B* на рис. 2).

На рис. 2б показана микроструктура сплава Cu-12 масс. % In после отжига при температуре 772 °С. Она состоит из двух структурных компонент: (темной и светлой). Темная структурная компонента (матрица) представляет собой твердый раствор на основе меди с содержанием индия, отвечающим линии солидуса при температуре отжига (т.е. примерно 7 масс. % In). Располагающаяся по границам и тройным стыкам светлая структурная компонента образовалась после закалки из богатого индием расплава с составом на линии ликвидуса. В структуре, показанной на рис. 2б, имеется очень мало границ зерен, полностью смоченных расплавом. Расплав образует

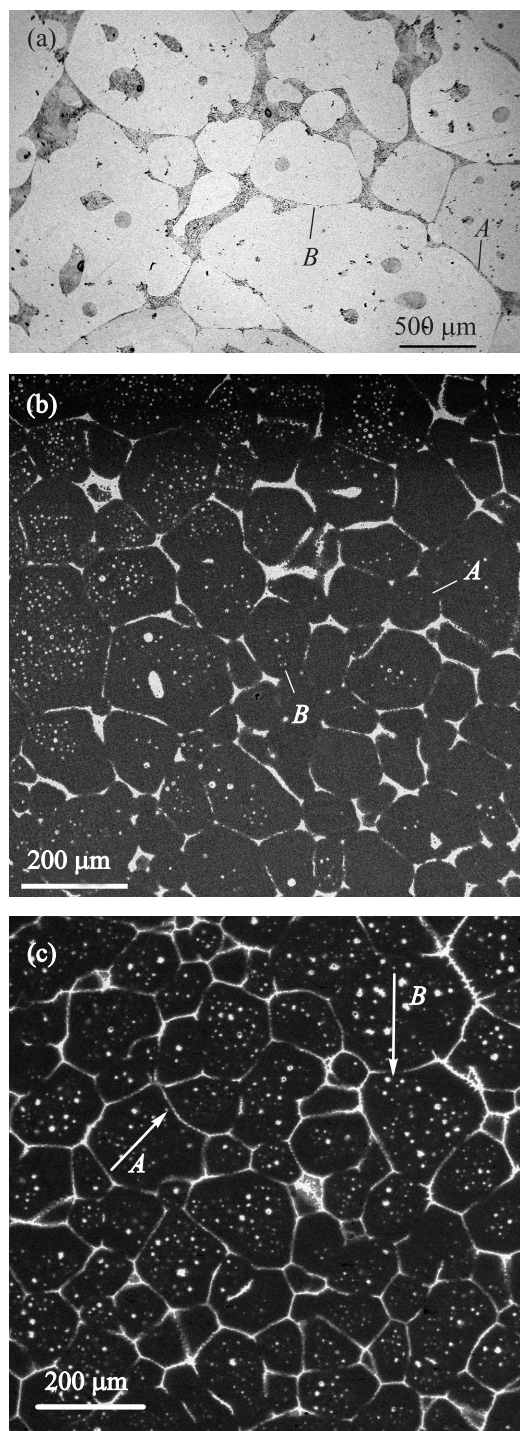


Рис. 2. (а) – Микроструктура сплава Sn-2 масс. % Zn после отжига в двухфазной области фазовой диаграммы при 220 °С. Микроструктуры сплава Cu-4 масс. % In после отжигов в двухфазной области фазовой диаграммы при 772 °С (b) и 972 °С (c). Стрелками показаны полностью (*A*) и частично (*B*) смоченные границы зерен

на ГЗ изолированные, хотя и очень плоские капли. Первые границы зерен, полностью смоченные распла-

вом, появляются при  $T_{w\min} = 715^\circ\text{C}$  (см. рис. 1b). Для  $T_{w\min} = 715^\circ\text{C}$  на объемной фазовой диаграмме рис. 1b показана конода начала фазового перехода смачивания большеугловых границ. При этой температуре полностью смоченными становятся границы зерен с наибольшей энергией (см. схему на рис. 1a).

На рис. 2c показана микроструктура сплава Cu-4 масс. % In после отжига при температуре  $972^\circ\text{C}$ . Практически все большеугловые границы в этой структуре полностью смочены. Последние большеугловые границы зерен, частично смоченные расплавом, исчезают при  $T_{w\max} = 986^\circ\text{C}$  (см. рис. 1b). Для  $T_{w\max} = 986^\circ\text{C}$  на объемной фазовой диаграмме рис. 1b показана конода конца фазового перехода смачивания большеугловых границ. При этой температуре полностью смоченными становятся большеугловые границы зерен с наименьшей энергией (см. рис. 1a). На рис. 3а приведена температурная зависимость доли смоченных границ в Cu. Она повышается от нуля при  $T_{w\min} = 715^\circ\text{C}$  до 100% при  $T_{w\max} = 986^\circ\text{C}$ .

В работе [22] были измерены температуры  $T_w$  для двух границ наклона в меди с осью разориентации  $\langle 110 \rangle$  и углами разориентации  $\theta = 77^\circ$  и  $141^\circ$ . Они составляют  $T_{w2} = 960^\circ\text{C}$  и  $T_{w1} = 930^\circ\text{C}$ , соответственно. Угол разориентации  $\theta = 77^\circ$  близок к углу  $\theta = 70.5^\circ$  для симметричной границы двойника, а соответствующая энергия  $\sigma_{GB2}$  близка к минимально возможной для границ наклона в меди. Энергия  $\sigma_{GB1}$  границы с  $\theta = 141^\circ$  на 40% выше. Она близка к максимально возможной энергии для границ наклона  $\langle 110 \rangle$ . Обе коноды, при  $T_{w2} = 960^\circ\text{C}$  и  $T_{w1} = 930^\circ\text{C}$ , показаны на рис. 1b. Очевидно, что разность  $T_{w2} - T_{w1} = 30^\circ\text{C}$  очень мала (около 11%) по сравнению с разностью температур  $T_{w\max} - T_{w\min} = 271^\circ\text{C}$  (см. рис. 1b и 3a). При этом обе температуры,  $T_{w2} = 960^\circ\text{C}$  и  $T_{w1} = 930^\circ\text{C}$ , чрезвычайно близки к  $T_{w\max} = 986^\circ\text{C}$ .

В сплаве Sn-2 масс. % Zn (см. рис. 2a) полное смачивание всех границ зерен наступает при  $T_{w\max} = 220^\circ\text{C}$ . Однако уже при  $201^\circ\text{C}$  (т.е. при температуре, немного превышающей эвтектическую,  $198.5^\circ\text{C}$  [26]) 90% границ в олове уже смочено расплавом. Это означает, что температура  $T_{w\min}$  лежит ниже эвтектической. Ее можно формально определить экстраполяцией температурной зависимости доли смоченных границ к нулю. В работе [27] были измерены температуры  $T_w$  для двух границ наклона в олове с осью разориентации  $\langle 100 \rangle$  и углами разориентации, близкими к разориентациям совпадения  $\Sigma 5$  и  $\Sigma 17$ . Температуры  $T_{w1}$  и  $T_{w2}$  практически совпали и составили

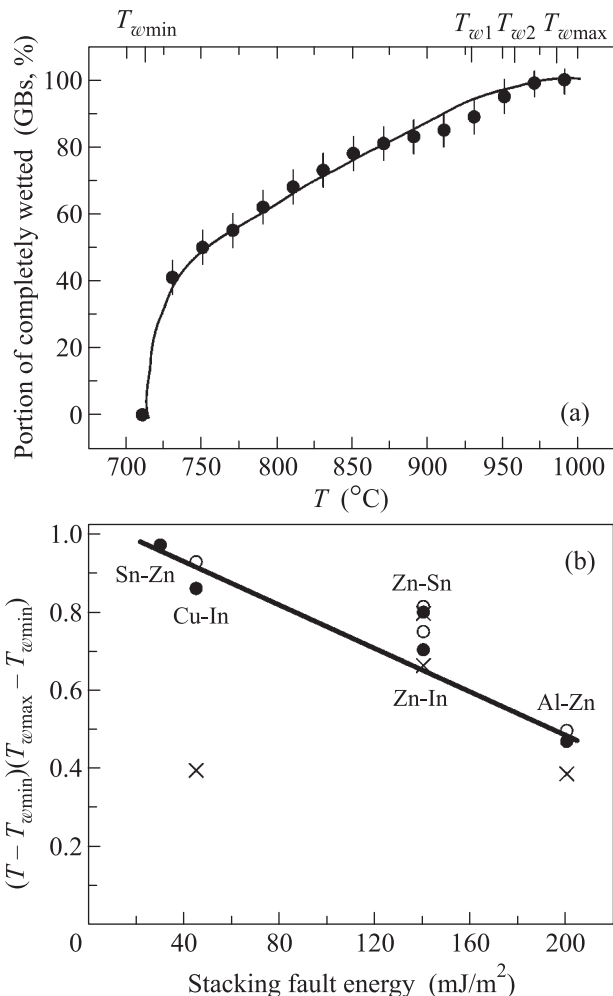


Рис. 3. (а) – Температурная зависимость доли смоченных границ в сплавах медь-индий. Показаны температуры начала ( $T_{w\min} = 715^\circ\text{C}$ ) и конца ( $T_{w\max} = 986^\circ\text{C}$ ) перехода смачивания и в поликристаллах, а также температуры перехода смачивания на индивидуальных границах наклона с углами разориентации  $\theta = 77^\circ$  и  $141^\circ$  ( $T_{w2} = 960^\circ\text{C}$  и  $T_{w1} = 930^\circ\text{C}$ ). (б) – Максимальные (светлые кружки) и минимальные (темные кружки) температуры перехода смачивания  $T_w$  для границ наклона в металлах с разной энергией дефекта упаковки. Температуры  $T_w$  нормированы на величину интервала между максимальной ( $T_{w\max}$ ) и минимальной ( $T_{w\min}$ ) температурами перехода смачивания в поликристаллах. Крестами показаны температуры, при которых в поликристаллах смочена половина границ

$217^\circ\text{C}$ . Эта температура тоже очень близка к  $T_{w\max}$ , как и в системе медь-индий.

На рис. 3b приведены температуры перехода от неполного смачивания к полному в зависимости от энергии дефекта упаковки. Нулю на оси ординат соответствует температура  $T_{w\min}$ , единице – темпера-

тура  $T_{w \max}$ . Энергия дефекта упаковки для меди составляет по разным данным от 30 до 45 мДж/м<sup>2</sup> [28], а для олова – 30 мДж/м<sup>2</sup> [29]. Наряду с данными, полученными в настоящей работе для систем медь–индий и олово–цинк, на рисунке приведены точки для других систем, изученных нами ранее. Так, в работе [30] были найдены значения  $T_{w \min} = 440^\circ\text{C}$  и  $T_{w \max} = 620^\circ\text{C}$  для поликристаллов Al–Zn, а в работе [31] измерены температуры  $T_{w1} = 530^\circ\text{C}$  и  $T_{w2} = 525^\circ\text{C}$  для границ наклона  $\langle 110 \rangle$  в алюминии с углами разориентации  $15^\circ$  и  $35^\circ$ . По данным [8] энергия границ наклона при этих углах разориентации близка, соответственно, к максимальному и минимальному значениям. Энергия дефекта упаковки для алюминия составляет 140 мДж/м<sup>2</sup> [32].

В системе цинк–индий ( $T_{\text{eutct}} = 143.5^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{melf}}(\text{Zn}) = 419.58^\circ\text{C}$  [26]) при  $210^\circ\text{C}$  смочено уже 18% границ, а при  $380^\circ\text{C}$  – 63% границ [33]. Это означает, что как  $T_{w \min}$ , так и  $T_{w \max}$  можно получить только экстраполяцией ( $150 \pm 20$  и  $550 \pm 20^\circ\text{C}$  соответственно). Температуры перехода от неполного смачивания к полному были измерены для границ наклона  $[10\bar{1}0]$  в цинке с углами разориентации  $\theta_1 = 19^\circ$  и  $\theta_2 = 66^\circ$  и границы наклона  $\square$  с  $\theta_3 = 79^\circ$  [33]. Углы  $\theta_2$  и  $\theta_3$  близки к разориентациям совпадения, а граница с  $\theta_1$  – общего типа [34]. Температуры перехода составляют, соответственно,  $T_{w1} = 362^\circ\text{C}$ ,  $T_{w2} = 376^\circ\text{C}$  и  $T_{w3} = 375^\circ\text{C}$ . Энергия дефекта упаковки для цинка составляет по разным данным от 160 до 200 мДж/м<sup>2</sup> [29].

В системе цинк–олово ( $T_{\text{eutct}} = 198.5^\circ\text{C}$  [26]) при  $260^\circ\text{C}$  смочено уже 19% границ, а при  $395^\circ\text{C}$  – 68% границ [33]. Следовательно, как  $T_{w \min}$ , так и  $T_{w \max}$  также можно получить только экстраполяцией ( $100 \pm 20$  и  $450 \pm 20^\circ\text{C}$  соответственно). Температуры перехода от неполного смачивания к полному были определены для границ наклона  $\square$  в цинке с углами разориентации  $\theta_1 = 16^\circ$  и  $\theta_2 = 60^\circ$  [19]. Угол  $\theta_2$  близок к разориентации совпадения, а граница с  $\theta_1$  – общего типа [34]. Температуры перехода составляют, соответственно,  $T_{w1} = 386.5^\circ\text{C}$  и  $T_{w2} = 381^\circ\text{C}$ .

Таким образом, в данной работе с помощью измерения температур  $T_w$  перехода от неполного смачивания границ к полному на поли- и бикристаллах впервые удалось экспериментально оценить ширину и место спектра энергий границ наклона в полном спектре энергий границ зерен в поликристалле. Оказалось, что все границы наклона (от границ совпадения с самой низкой энергией до границ общего типа с самой высокой) занимают весьма узкую (всего 5–10%) часть полного спектра энергий границ зерен в поликристаллах. В металлах с низкой энергией де-

фекта упаковки (медь, олово, цинк) границы наклона принадлежат к 10–20% границ с самыми высокими температурами перехода  $T_w$  (а значит, низкими энергиями). В металле с высокой энергией дефекта упаковки (алюминий)  $T_w$  границ наклона лежит примерно посередине между минимальной ( $T_{w \min}$ ) и максимальной ( $T_{w \max}$ ) температурами перехода от неполного смачивания границ к полному. Это означает, что в алюминии можно найти границы зерен, структура которых энергетически более выгодна, чем у симметричных двойниковых границ (или дефектов упаковки).

Авторы благодарят А.Н. Некрасова за помощь в проведении экспериментов, а также проф. Б.С. Бокштейна и проф. А.Л. Петелина за полезное обсуждение. Работа выполнена при финансовом содействии Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #11-03-01198, 11-08-90439), Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (проект #Ф40.7040), а также программы развития НИТУ МИСиС.

1. K. T. Aust and B. Chalmers, Proc. Roy. Soc. A **201**, 210 (1950); **204**, 359 (1950).
2. C. G. Dunn, F. W. Daniels, and M. J. Bolton, J. Metals **2**, 1245 (1950).
3. A. P. Greenough and R. King, J. Inst. Metals **79**, 415 (1951).
4. C. G. Dunn and F. Lionetti, J. Metals **1**, 125 (1949).
5. R. C. Pond and D. A. Smith, Int. Met. Rev. **21**, 61 (1976).
6. J. P. Hirth and J. Lothe, *Theory of dislocations*, N.Y., McGraw Hill, 1968 [Дж. П. Хирт и Дж. Лоте, *Теория дислокаций*, М.: Атомиздат, 1972].
7. E. Rabkin and I. Snapiro, Acta Mater. **48**, 4463 (2000).
8. G. Hasson, J.-Y. Boos, and I. Herbeval, Surf. Sci. **31**, 115 (1972).
9. T. Muschik, W. Laub, U. Wolf et al., Acta Metall. Mater. **41**, 2163 (1993).
10. A. Barg, E. Rabkin, and W. Gust, Acta Metall. Mater. **43**, 4067 (1995).
11. А. Н. Орлов, В. Н. Перевезенцев, В. В. Рыбин, *Границы зерен в металлах*, М.: Металлургия, 1980.
12. W. Bollmann, *Crystal Defects and Crystalline Interfaces*, Berlin: Springer, 1970.
13. A. Otsuki and M. Mitsuno, Trans. Jpn. Inst. Met. (Suppl.) **27**, 789 (1986).
14. A. Otsuki, Interface Sci. **9**, 293 (2001).
15. I. Sawai and M. Nishida, J. Anorg. Chemie **190**, 375 (1930).
16. G. Tammann and W. Boehme, Ann. Phys. **12**, 820 (1932).

17. H. Udin, A. J. Shaler, and J. Wulff, *J. Metals* **1**, 1936 (1949).
18. Б. С. Бокштейн, Д. В. Ваганов, С. Н. Жевненко, *ФММ* **104**, 586 (2007).
19. B. B. Straumal, W. Gust, and T. Watanabe, *Mater. Sci. Forum* **294**, 411 (1999).
20. B. B. Straumal, W. Gust, and D. A. Molodov, *Interf. Sci.* **9**, 127 (1995).
21. B. Straumal and W. Gust, *Mater. Sci. Forum* **207**, 59 (1996).
22. B. Straumal, T. Muschik, W. Gust et al., *Acta Metall. Mater.* **40**, 939 (1992).
23. J. W. Cahn, *J. Chem. Phys.* **66**, 3667 (1977).
24. C. Ebner and W. F. Saam, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1486 (1977).
25. V. N. Semenov, B. B. Straumal, V. G. Glebovsky et al. *J. Crystal Growth* **151**, 180 (1995).
26. *Binary Alloy Phase Diagrams* (ed. by B. Massalski et al.), Materials Park: ASM International, 1993.
27. В. А. Мурашов, Б. Б. Страумал, П. В. Проценко, *Изв. РАН (сер. физ.)* **74**, 1614 (2010) [V. A. Murashov, B. B. Straumal, and P. V. Protsenko, *Bull. Russ. Ac. Sci.: Phys.* **74**, 1551 (2010)].
28. C. B. Carter and I. L. F. Ray, *Phil. Mag.* **35**, 189 (1977).
29. L. E. Murr, *Interfacial Phenomena in Metals and Alloys*, Boston: Addison-Wesley Pub. Co., 1975.
30. B. Straumal, G. Lopez, W. Gust et al., in: *Nanomaterials by Severe Plastic Deformation. Fundamentals–Processing–Applications* (ed. by M. J. Zehetbauer and R. Z. Valiev), Weinheim: J. Wiley VCH, 2004, p. 642.
31. B. B. Straumal, A. S. Gornakova, O. A. Kogtenkova et al., *Phys. Rev. B* **78**, 054202 (2008).
32. J. Cai, F. Wang, C. Lu et al., *Physical Review B* **69**, 224104 (2004).
33. A. S. Gornakova, B. B. Straumal, S. Tsurekawa et al., *Rev. Adv. Mater. Sci.* **21**, 18 (2009).
34. G. Gottstein and L. Shvindlerman, *Grain Boundary Migration in Metals: Thermodynamics, Kinetics, Applications*, Oxford, 2011.