

Яхшиева Е. В. // Приб. и техн. эксперимента. 1989. № 6. С. 153. [4] Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. // Радиотехн. и электроника. 1968. 13, № 5. С. 902. [5] Erickson R. L., Smith D. P. // Phys. Rev. Lett. 1975. 34, N 6. P. 297. [6] Гусева М. Б. // Изв. АН СССР. 1986. 50, № 3. С. 459.

Поступила в редакцию  
30.03.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 539.1

## ПРЯМОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В СПЛАВЕ Al — 0,5 ат. % Cu

В. М. Силонов, Б. Т. Бокебаев, Е. В. Евлюхина  
(кафедра физики твердого тела)

Методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей в сплаве Al — 0,5 ат. % Cu установлено, что непосредственно после сплавления существует неоднородный ближний порядок.

Сплавы Al—Cu характеризуются весьма узкой областью твердых растворов: при 800 °С концентрация достигает ~2 ат. % и резко уменьшается с уменьшением содержания меди [1, 2]. Исследованию структуры и свойств дисперсионно-твердеющих сплавов Al—Cu посвящен ряд работ [3—9]. Было установлено, что помимо возникновения  $\Theta$ -фазы, в этой системе возникают зоны Гинье—Престона. В [3] при интерпретации изменения электросопротивления сплавов Al—Cu предполагалось существование кластеров с ближним порядком. Однако прямых доказательств существования ближнего порядка в твердых растворах Al—Cu ранее установлено не было [2, 8—11]. Более того, до недавнего времени считалось, что с помощью рентгеновских методов невозможно обнаружить существование ближнего порядка в подобных системах [6, 10, 12].

Целью данной работы является обнаружение ближнего порядка в разбавленных твердых растворах Al—Cu.

### Методика эксперимента

Сплав Al—0,5 ат. % Cu выплавлялся из чистых шихтовых материалов в печи сопротивления в корундовом тигле под флюсом KCl—NaCl с последующим охлаждением тигля вместе с печью до комнатной температуры. Из слитка вырезался цилиндрический образец, который шлифовался и полировался до зеркального блеска. Отжиг сплава проводился в вакуумной печи. Измерения интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей (ДРРЛ) проводились на рентгеновском дифрактометре со сцинтилляционной регистрацией на монохроматическом  $\text{FeK}_\alpha$ -излучении. Приведение к электронным единицам измеренных значений интенсивности ДРРЛ осуществлялось по методике [11].

Параметры ближнего порядка Каули ( $\alpha_i$ ) рассчитывались методом наименьших квадратов на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием выражений

$$J(q_j) = nc_A c_B (f_A - f_B)^2 \sum_i \alpha_i \left[ C_i \frac{\sin q_j R_i}{q_j R_i} + L_{ij} + Q_{ij} \right], \quad (1)$$

где  $J(q_j)$  — экспериментальные значения интенсивности ДРРЛ,  $q_j = 4\pi \sin \theta / \lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны используемого рентгеновского излучения,  $\theta$  — угол рассеяния,  $n$  — число атомов в элементарной ячейке,

$c_A, c_B$  — атомные концентрации компонент,  $f_A, f_B$  — атомные факторы рассеяния рентгеновских лучей,  $C_i$  — координационное число для  $i$ -й координационной сферы,  $R_i$  — радиусы координационных сфер,  $i$  — номера координационных сфер,  $j$  — номера точек дифрактограммы;  $L_{ij}$  и  $Q_{ij}$  — соответственно модулирующие функции линейного и квадратичного размерного эффекта, усредненные по сфере радиуса  $q$ . Эти функции зависят от характеристик сплава следующим образом:

$$L_{ij} = -2(f_A - f_B)^2 \langle f \rangle n c_A c_B \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial c} \frac{\langle q A_q \cos q R_m \rangle_{\varphi\gamma}^{ij}}{J_1}, \quad (2)$$

$$Q_{ij} = \langle f \rangle^2 n c_A c_B \left( \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial c} \right)^2 \frac{\langle (q A_q)^2 \cos q R_m \rangle_{\varphi\gamma}^{ij}}{J_1}, \quad (3)$$

$$J_1 = n c_A c_B (f_A - f_B)^2, \quad (4)$$

$$\langle f \rangle = c_A f_A + c_B f_B, \quad (5)$$

$J_1$  — интенсивность лауэвского рассеяния,  $v$  — объем элементарной ячейки,  $\partial v / \partial c$  — производная объема  $v$  по концентрации  $c$ ,  $\langle \dots \rangle_{\varphi\gamma}^{ij}$  — усреднение по углам  $\varphi$  и  $\gamma$  при фиксированных значениях  $q, i$  и  $j$ ,  $Q$  — вектор рассеяния, приведенный к первой зоне Бриллюэна,  $A_q$  — коэффициент пропорциональности между фурье-амплитудами волн статических смещений  $U_q$  и волн концентрации  $C_q$ :  $U_q = A_q C_q$ ,  $R_m$  — радиус-вектор  $m$ -го атома.

В расчетах использовались таблицы средних  $\langle \dots \rangle_{\varphi\gamma}^{ij}$ , приведенные в [13]. Упругие постоянные сплава Al—0,5 ат. % Си принимались равными упругим постоянным чистого алюминия, отношения которых  $c_{12}/c_{11}$  и  $c_{44}/c_{11}$  необходимы для расчета средних  $\langle \dots \rangle_{\varphi\gamma}^{ij}$  [13].

## Результаты эксперимента

Результаты измерений интенсивности ДРРЛ для сплава Al—0,5 ат. % Си непосредственно после сплавления приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что в районе углов  $2\theta = 14-38^\circ$  наблюдается интенсивный диффузный максимум, характерный для ближнего порядка. Расчет параметров ближнего порядка из значений интенсивности ДРРЛ, приведенных на рис. 1, в предположении содержания меди в

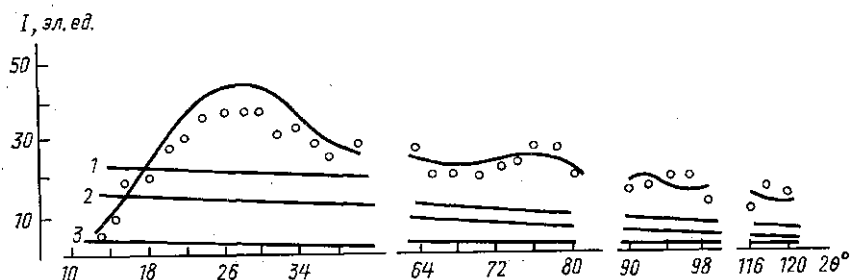


Рис. 1. Зависимость интенсивности ДРРЛ (в электронных единицах) от угла  $2\theta$  для сплава Al—0,5 ат. % Си: точки — результаты измерений; сплошная кривая — синтезированная; 1, 2, 3 — кривые лауэвского рассеяния, рассчитанные в предположении содержания меди соответственно 3, 2 и 0,5 ат. %

сплаве 0,5 ат. % (по навеске) не дал удовлетворительных результатов. Поэтому мы предположили, что сразу после сплавления сплав Al—0,5 ат. % Си находится в неоднородном состоянии. При этом в сплаве

возникают области, обогащенные атомами меди до состава  $c \approx 3$  ат.%, которые находятся в обедненной медью матрице.

На этом же рис. 1 приведены рассчитанные кривые интенсивности лауэвского рассеяния для содержания меди 0,5; 2 и 3 ат.%. Из рис. 1 видно, что измеренные значения интенсивности в интервале углов  $2\theta = 12-38^\circ$  более соответствуют кривой лауэвского рассеяния, рассчитанной в предположении содержания меди 3 ат.%. Это говорит о том, что наблюдаемое распределение интенсивности ДРРЛ от сплава Al—0,5 ат.% Си связано с рассеянием на областях, обогащенных атомами меди ( $c \approx 3$  ат.%). Поэтому расчет параметров ближнего порядка проводился в предположении составов 0,5; 2 и 3 ат.% Си. Во всех случаях оказалось, что знак параметра ближнего порядка на первой координационной сфере ( $\alpha_1$ ) отрицателен. По величине, рассчитанной в предположении состава обогащенных областей с  $c=3$  ат.% Си, значение  $\alpha_1$  оказалось равным  $-0,06$ . Оно отвечает существованию в сплаве Al—0,5 ат.% Си неоднородного ближнего порядка с преимущественным соседством разноименных атомов.

Последующие измерения интенсивности ДРРЛ сплавом Al—0,5 ат.% Си проводились после вылеживания образца при комнатной температуре в течение полугода. Результаты измерений для интервала углов  $2\theta = 10-40^\circ$  приведены на рис. 2. Видно, что в результате вылеживания образца размытый диффузный максимум, связанный с неоднородным ближним порядком, исчез и вместо него появился существенно более узкий максимум интенсивности, располагающийся в интервале углов  $2\theta = 10-15^\circ$ . Также видно, что в районе углов  $2\theta = 18-38^\circ$  наблюдается падение интенсивности ДРРЛ. Максимум ин-

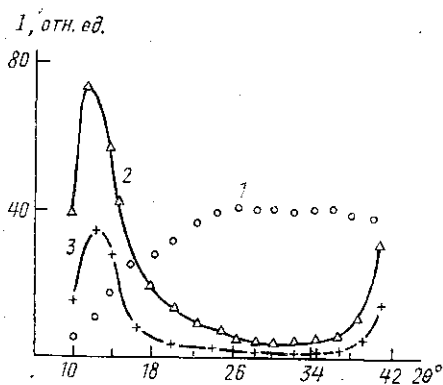


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеяния рентгеновских лучей для сплава Al—0,5 ат.% Си: 1 — после сплавления, 2 — после вылеживания в течение полугода, 3 — после дополнительного отжига при  $550^\circ\text{C}$  в течение двух часов

тенсивности, подобный возникшему на углах  $10-15^\circ$ , наблюдался ранее на рентгенограммах стареющих сплавов Al—Ag в [9]. Там он связывался с возникновением зон Гинье—Престона I. По-видимому, и в данном случае сильные изменения интенсивности ДРРЛ, выявленные после вылеживания, связаны с возникновением в сплаве Al—0,5 ат.% Си зон Гинье—Престона I. Одновременно появление в сплаве областей зон Гинье—Престона I привело к исчезновению обогащенных медью областей с неоднородным ближним порядком, что проявилось в исчезновении диффузного максимума.

На рис. 2 также приведены результаты измерений интенсивности, полученные в результате последующего (после вылеживания) отжига при  $550^\circ\text{C}$ . Видно, что отжиг привел к падению значений интенсивности максимума, наблюдавшегося для углов  $2\theta = 10-15^\circ$ . Это падение интенсивности обусловлено частичным рассасыванием областей зон Гинье—Престона I.

Выявленное в данной работе существование неоднородного ближнего порядка в сплаве Al—0,5 ат.% Си коррелирует с данными о ко-

эффиценте активности [14]. В соответствии с [15] коэффициенты активности  $\gamma_A$  связаны с параметром ближнего порядка  $\alpha_1$  следующим образом:

$$\ln \gamma_A = \frac{C_1}{2} \ln \left( 1 + \frac{c_B}{c_A} \alpha_1 \right). \quad (6)$$

Оценки, проведенные с помощью соотношения (6), показали, что в твердых растворах Al—Cu значение  $\alpha_1$  отрицательно. Это качественно согласуется с результатами нашего исследования. Однако применение метода ДРРЛ, проведенное в данной работе, позволило кроме этого выявить факт трансформации ближнего порядка в зоны Гинье—Престона, происшедшей в результате вылеживания сплава при комнатной температуре.

Таким образом, в работе установлено, что в разбавленных твердых растворах Al—Cu сразу после сплавления существует неоднородный ближний порядок в расположении атомов компонент. Вылеживание сплава при комнатной температуре приводит к весьма сильным изменениям интенсивности ДРРЛ, проявляющимся в исчезновении диффузного максимума, связанного с ближним порядком, и появлении картины рассеяния, характерной для сплавов с зонами Гинье—Престона I.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов. М., 1962. [2] Мондольфо Л. Ф. Структура и свойства алюминиевых сплавов. М., 1979. [3] Kanadi T., Sakakibara A.//Phys. Stat. Solidi (a). 1989. 114, N 4. P. K17. [4] Kanadi T., Sakakibara A.//Phys. Stat. Solidi (a). 1990. 117, N 2. P. K97. [5] Muller P., Schofield B.//Acta Metallurg. 1989. 37, N 8. P. 2125. [6] Бекренев А. Н., Миркин Л. И. Малоугловая рентгенография деформации и разрушения материала. М., 1991. [7] Dlubek G., Krause R., Wendrock G.//Acta Univ. Wratisl. Mat., fis., astron. 1989. 46. P. 96. [8] Багаряцкий Ю. А.//ДАН СССР. 1951. 77. С. 261. [9] Гинье А. Неоднородные металлические твердые растворы. М., 1962. [10] Захарова М. И. Атомно-кристаллическая структура и свойства металлов и сплавов. М., 1972. [11] Иверонова В. И., Кацнельсон А. А. Ближний порядок в твердых растворах. М., 1977. [12] Силонов В. И., Салех Хамаи//ФММ. 1990. № 4. С. 124. [13] Кацнельсон А. А., Крисько О. В., Силонов В. М., Скоробогатова Т. В. Учет эффектов смещения атомов в диффузном рассеянии поликристаллическими ГЦК и ОЦК сплавами. Деп. ВИНТИ № 4751. М., 1983. [14] Hultgren R., Desai P., Hawkins P. et al. Selected Values of the Thermodynamic Properties of Binary Alloys. ASFM. Ohio, 1973. [15] Васильев Г., Кацнельсон А. А., Силонов В. М.//ФММ. 1978. 45. С. 584.

Поступила в редакцию  
30.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34. № 4

УДК 621.382

#### ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

О. Г. Кошелев, В. А. Морозова, Э. Ю. Баринова,  
Г. М. Григорьева, Е. М. Ткачева

(кафедра физики полупроводников)

Предложен новый модуляционный метод определения малых времен жизни ( $\approx 10^{-8}$  с) неравновесных носителей заряда в базе фотопреобразователей. Метод основан на компенсации переменного фототока дополнительным источником. Приведены результаты исследований фотопреобразователей из монокристаллического кремния, облученных интегральным потоком электронов (до  $10^{16}$  см $^{-2}$ ) с энергией 1 мэВ.