

SHORT-RANGE ORDER IN METAL SOLID SOLUTIONS

A. A. KATSNELSON

Basic concepts about short-range order in the distribution of different kinds of atoms in a metal crystal solid solution are considered. It is shown that short-range order is connected with interatomic interactions and influences physical properties.

Рассмотрены основные представления о ближнем порядке в расположении атомов разного сорта в кристаллических твердых растворах металлов, его связи с межатомными взаимодействиями и влиянии на физические свойства.

© Кацнельсон А.А., 1999

БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ МЕТАЛЛОВ

А. А. КАЦНЕЛЬСОН

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Распространенное представление о том, что конденсированные среды могут быть либо упорядоченными, либо неупорядоченными, является глубоко идеализированным. Теоретический анализ, учитывающий реальное размещение атомов в пространстве, очень сложен и не всегда может быть проведен исчерпывающим образом. Реальное распределение атомов в пространстве кристалла следует рассматривать как упорядоченное, на которое накладываются флуктуации состава (если кристалл состоит из атомов разного сорта) и характера упаковки (чертежования атомов, атомных рядов или плоскостей). Эти нерегулярности в расположении атомов и их комплексов связаны как с глубинными особенностями статистической физики, рассматривающей поведение совокупностей атомов и других частиц и квазичастиц, так и с особенностями переходных стадий формирования упорядоченных структур. Реальное распределение атомов (иных частиц) в неупорядоченных системах также нельзя считать хаотическим. Флуктуации состава и межатомных расстояний в этом случае приводят к образованию атомных комплексов (кластеров), и это является характерной чертой строения неупорядоченных веществ.

Флуктуации состава, межатомных расстояний и порядка чередования атомов представляют собой своеобразные локализованные образования, особую роль в формировании структуры и физических свойств которых играет короткодействующая часть межатомных взаимодействий. В этом аспекте все подобные образования представляют собой различные формы ближнего порядка, однако в соответствии с историческими традициями этот термин используется для характеристики распределения атомов в двух случаях: ближний порядок в расположении атомов разного сорта в кристаллических сплавах и ближний порядок во взаимном расположении атомов в аморфных или жидких веществах. В статье будем рассматривать только первый случай.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ЭКСКУРС

Более трех веков назад (1669 год) предполагали, что кристаллы представляют собой упорядоченные множества некоторых сущностей (на современном языке — атомов). Эта гипотеза нашла достойное подтверждение в работах М. фон Лауэ и его коллег (1912 год), доказавших, что кристалл можно рассматривать как трехмерную дифракционную решетку, на которой согласно законам оптики дифрагируют рентгеновские лучи. Регулярность в расположении атомов в кристалле обеспечивается дальнодействием сил межатомного взаимодействия. Если эти силы достаточно велики, то правильность расположения атомов в кристаллах должна сохраняться вплоть до температуры плавления. Повышение температуры будет приводить лишь к увеличению амплитуды колебаний атомов около положений равновесия. Однако оказалось (Н.С. Курнаков и др., 1914 год, Г.Г.И.А. Тамманн, 1919 год), что в металлических сплавах Cu—Au при температурах, более низких, чем температура плавления, происходят структурные изменения, не связанные с переходами кристалл—жидкость.

Выяснилось, что в некоторых металлических сплавах существуют такие температуры T_c , выше которых дальний порядок реализуется только в расположении узлов кристаллической решетки, а ниже — и в расположении атомов разного сорта на этих узлах. Фазовые переходы между этими состояниями называли фазовыми переходами порядок—беспорядок, и они впоследствии были обнаружены во многих металлических сплавах. Очевидно, что подобные переходы возможны только в тех случаях, если межатомные взаимодействия для атомов разного сорта различаются не слишком сильно. Поскольку атомные перестройки, связанные с этими переходами, должны происходить вблизи T_c , особенности физических свойств, связанные с такими перестройками, должны наблюдаться только вблизи этой точки. К таким свойствам следует в первую очередь отнести связанную с температурной зависимостью внутренней энергии системы теплоемкость сплава, которая должна расти при приближении к T_c . Вдали от T_c теплоемкость сплава должна быть близка к теплоемкости металлов, составляющих рассматриваемый сплав. Однако полученные Г. Бете (1935 год) данные о температурной зависимости теплоемкости сплава Cu—Zn показали, что теплоемкость этого сплава и в области температур существенно выше T_c заметно выше теплоемкости Cu или Zn. Было предположено, что выше T_c и после исчезновения дальнего порядка сохраняется какой-то порядок в расположении атомов разного сорта. При отсутствии дальнего порядка высокую теплоемкость выше T_c можно было связать с сохранением порядка на малых расстояниях, то есть с ближним порядком.

ТИПЫ ПОРЯДКА В СПЛАВАХ И ПРИНЦИПЫ ИХ ДИАГНОСТИКИ

Упорядоченные сплавы характеризуют двумя типами дальнего порядка, один из которых определяется регулярностью расположения узлов решетки, а второй — и регулярностью расположения атомов разного сорта на этих узлах. Это легко увидеть на рис. 1, на котором на примере одномерной модели показано и упорядоченное расположение узлов решетки (рис. 1, *a*) и упорядоченное расположение атомов разного сорта на этих узлах (рис. 1, *b*). При переходе от первого типа ко второму период удваивается. Структуры с увеличенными за счет возникновения дальнего порядка в расположении атомов разного сорта в несколько раз (в рассматриваемом случае в 2 раза) периодами называют сверхструктурами. Рассмотрим, как появление сверхструктур повлияет на картину дифракции рентгеновских лучей (рентгенодифракционную картину). Для этого вспомним, что кристалл можно рассматривать как дифракционную решетку для рентгеновских лучей. Если расстояние между соседними атомными плоскостями равно a , то углы θ , под которыми возникают дифракционные максимумы, связаны с периодом решетки a и длиной волны рентгеновских лучей λ формулой Вульфа—Брэгга $2\sin\theta = n\lambda$, где n — целое число. Это соотношение объясняется тем, что при его выполнении разность хода лучей, рассеянных различными атомными плоскостями, равна целому числу длин волн, в связи с чем рассеянные разными плоскостями лучи синфазны и поэтому будут взаимно усиливаться.

Значение ширины дифракционных максимумов тем меньше, чем большее число атомных плоскостей участвует в дифракции. Если количество таких плоскостей мало, дифракционные максимумы становятся очень широкими. Такие максимумы называют диффузными гало, а дифракционная картина, состоящая из серии таких гало, — диффузным рассеянием. Отмеченное выше удвоение периода (появление сверхструктуры) в согласии с формулой Вульфа—Брэгга должно привести к возникновению между дифракционными максимумами, характеризующими регулярность расположения узлов решетки (основные или структурные максимумы),



Рис. 1. Схема упорядоченного расположения атомов одного (*а*) и двух (*б*) сортов (левая часть рисунка) и соответствующее им расположение дифракционных максимумов (*в* и *г*). *x* — ось координат в пространстве цепочки, *S* — в обратном пространстве

дифракционных максимумов, учитывающих упорядоченное расположение атомов разного сорта (такие максимумы называют сверхструктурными). Амплитуда рассеяния рентгеновских лучей для сверхструктурных максимумов будет пропорциональна разности рассеивающих способностей атомных плоскостей, составленных из атомов различного сорта, в то время как амплитуда рассеяния для структурных максимумов – сумме этих рассеивающих способностей, поэтому сверхструктурные максимумы заметно слабее структурных. Трансформация дальнего порядка в расположении атомов разного сорта в ближний означает, что корреляция в расположении различных атомов будет сохраняться лишь на малых расстояниях, в связи с чем дифракционная решетка, связанная с упорядоченным расположением атомов разного сорта, будет состоять всего из одной или нескольких атомных плоскостей. Очевидно, что в этом случае узкие сверхструктурные максимумы должны трансформироваться в размытые диффузные. Эти результаты были получены в 1938–1939 годах в работах Ю.Н. Образцова и И.М. Лифшица.

Проведенное рассмотрение является упрощенной моделью. В строгой теории, прародительницей которой является теория Лаэу, амплитуда рассеяния кристаллом представляется в виде суммы амплитуд рассеяния всеми атомами, а интенсивность – в виде произведения амплитуды на комплексно-сопряженную величину. В результате интенсивность рассеяния представляет собой сумму вкладов рассеяния от всех пар атомов, каждый из которых будет иметь вид

$$f_j f_t \exp[-i \cdot 2\pi \mathbf{S}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_t)].$$

Здесь f_j и f_t – амплитуды рассеяния рентгеновских лучей атомами, расположенными в узлах \mathbf{r}_j и \mathbf{r}_t , решетки, \mathbf{S} – вектор рассеяния, равный разности волновых векторов падающей и рассеянной волн. Величина в квадратных скобках представляет собой умноженную на 2π разность ходов лучей, рассеянных атомами, находящимися в узлах j и t .

Интенсивность рассеяния $j-t$ -парой атомов зависит от того, атомы каких сортов находятся на этих узлах, то есть от вероятности взаимного расположения в этих узлах тех или иных атомов. Последнюю из этих величин оказалось удобным выразить через параметры ближнего порядка Уоррена–Каули $\alpha_i = 1 - p_i^{ab}/c_b$ (здесь p_i^{ab} – вероятность события, при котором атом b находится на расстоянии \mathbf{r}_i от атома a , а c_b – концентрация атомов сорта b в рассматриваемой системе). Величина $\alpha_i = 0$ при беспорядке, $\alpha_i < 0$, если расположение атомов разного сорта на расстоянии \mathbf{r}_i более вероятно, чем атомов одного сорта, $\alpha_i > 0$ в противоположном случае (для случая $\alpha_i > 0$ некоторые авторы используют термин “ближнее расслоение”). Подчеркнем, что ближний порядок характеризуется взаимным расположением не

только соседних атомов, но и атомов разного сорта на сравнительно больших расстояниях, поэтому α_i может отличаться от нуля и для ряда величин $\mathbf{r}_i > \mathbf{r}_1$. Предельные значения α_i могут быть найдены из анализа формул Уоррена–Каули. Поскольку предельные значения p_i^{ab} составляют 1 или 0, предельные значения α_i соответственно будут равны $-c_a/c_b$ и 1. Суммарная интенсивность диффузного рассеяния записывается в виде

$$I(\mathbf{S}) = \text{const} \cdot c_a c_b (f_a - f_b)^2 \sum \alpha(\mathbf{r}_i) \exp[-i \cdot 2\pi \mathbf{S}(\mathbf{r}_i)], \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_t$, $\alpha(\mathbf{r}_i) \equiv \alpha_i$.

СТРУКТУРНЫЕ ДАННЫЕ О БЛИЖНЕМ ПОРЯДКЕ

Первые экспериментальные исследования, проведенные сначала на поликристаллах, а затем и на монокристаллах (Вильчинский, 1944 год; Каули, 1950 год), показали, что ближний порядок в металлических сплавах действительно существует. Результаты исследований в этой области были обобщены в монографии [1]. С учетом последних данных они могут быть суммированы следующим образом.

1. Распределение интенсивности диффузного рассеяния

Диффузное рассеяние в пространстве векторов рассеяния \mathbf{S} (это пространство называют обратным, поскольку его размерность обратна по отношению к пространству кристалла) для многих твердых растворов характеризуется существованием размытых максимумов, положения которых не совпадают с положениями структурных максимумов. Размытость максимумов свидетельствует о том, что взаимная корреляция в расположении атомов разного сорта распространяется на небольшие расстояния (поправка нескольких межатомных расстояний). Положение и форма этих диффузных максимумов для разных сплавов различны (рис. 2) даже при одинаковой базовой кристаллической решетке, и это в соответствии с формулой (1) связано с особенностями зависимости α_i от межатомных расстояний. Оказалось, что распределение интенсивности диффузного рассеяния в обратном пространстве нельзя объяснить корреляцией во взаимном расположении только соседних атомов. Более того, установлено, что, как правило, зависимость $\alpha(\mathbf{r}_i)$ является осциллирующей. Во многих случаях $\alpha(\mathbf{r}_1) < 0$, а $\alpha(\mathbf{r}_2) > 0$. Часто для объяснения зависимости $I(\mathbf{S})$ необходимо учитывать существование ближнего порядка на расстояниях, превышающих в несколько раз расстояния между ближайшими соседями. Поэтому в теории ближнего порядка необходимо учитывать и вклад дальнодействующих осциллирующих межатомных взаимодействий.

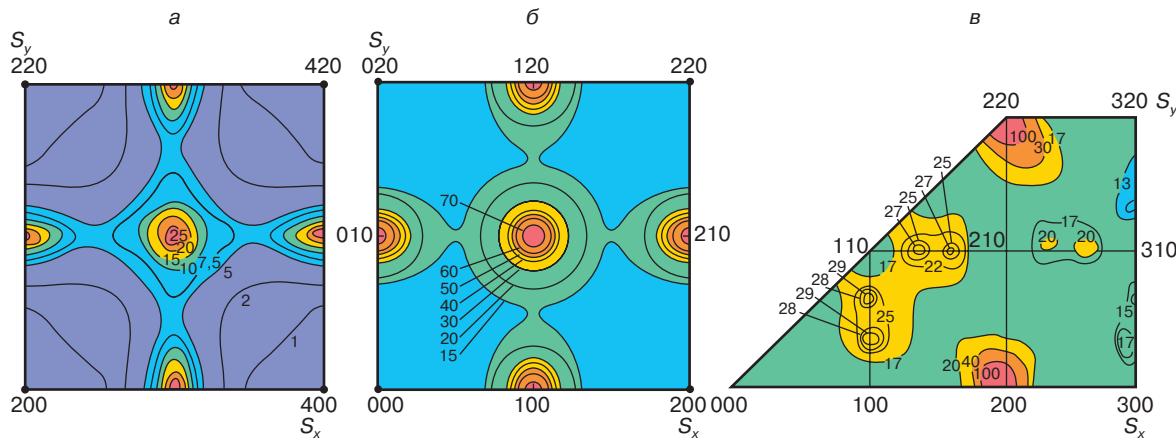


Рис. 2. Распределение интенсивности диффузного рассеяния для монокристаллов Cu₃Au (а), CuAu (б), Au–Pd (в) в обратном пространстве. S_x и S_y – координатные оси обратного пространства

2. Характерные значения параметров ближнего порядка

Для большинства исследованных сплавов, а их число превышает 50, значение α_1 оказалось отрицательным. К таким сплавам относятся, в частности, многие сплавы благородных и переходных металлов между собой и с простыми металлами. Характерные примеры: Cu–Au, Ag–Au, Ni–Pt, Fe–Al, Au–Pd, Ni–Al, Ag–Mg, Cu–Zn, V–Nb, Mo–Ti, Pd–W т.д. Тем не менее среди этих же групп металлов есть и такие, которые характеризуются положительными α_1 , например Ni–Au, Cu–Ni, Al–Ag (если $c_{\text{Al}} \gg c_{\text{Ag}}$), Nb–Ti, Mo–W. Предлагавшиеся ранее простые правила предсказания знака α_1 (например, эта величина должна быть положительна, если близки радиусы атомов компонент, или средняя валентность сплава превышает 1,5, или валентность растворителя превышает валентность растворяемого элемента) оказались относящимися только к небольшому числу сплавов. Для объяснения вида ближнего порядка оказалось необходимым рассчитывать энергию упорядочения в рамках современной электронной теории ближнего порядка, учитывающей не только прямые межионные взаимодействия, но и межионные взаимодействия через газ, состоящий из электронов проводимости [2, 3]. В 60-е годы появились публикации (Иверонова, Кацельсон) о том, что для некоторых сплавов (Fe–Al, Cu–Al, Ni–Al, Pd–W и т.д.) значения α_1 выходят за рамки, ограниченные предельными значениями α_1 . Эти явления были объяснены тем, что соответствующие сплавы были существенно неоднородны и поэтому ближний порядок развивался в существенно неоднородных системах, представлявших собой меняющуюся со временем совокупность областей различного состава. Такой вид ближнего порядка получил название гетерогенного ближнего (локального) порядка. Иногда со временем эти аномальные значения трансформировались в нормальные.

ПРИНЦИПЫ ТЕОРИИ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА

Под энергией образования сплава (энергией смешения) понимают разность между энергией сплава и средневзвешенной энергией его компонент: $E_{\text{см}} = E_{\text{спл}} - [cE_A + (1 - c)E_B]$. Энергия сплава определяется зарядами ионов компонент, межатомными расстояниями, электронной структурой сплава. Эти характеристики в сплаве могут отличаться от таковых в чистом металле любым образом, и поэтому на знак энергии смешения не могут быть наложены какие-либо ограничения. В связи с этим далеко не все компоненты взаимно растворимы. Взаимная растворимость компонент может быть как неограниченной, так и ограниченной, она зависит от особенностей компонент сплава, температуры и т.д. Энергия упорядочения $U = E_{\text{уп}} - E_{\text{разул}}$ является частью энергии смешения. При упорядочении энергия всегда понижается (иначе этот процесс не стал бы происходить), поэтому $U < 0$. Очевидно, что знаки U и $E_{\text{см}}$ совпадают только в том случае, если $E_{\text{см}} < 0$. Поскольку упорядочение может быть как дальним, так и ближним, различают энергию упорядочения U и изменение энергии сплава вследствие возникновения ближнего порядка $U_{\text{бп}}$.

Выражение $U_{\text{бп}}$ в самосогласованном приближении, когда предполагается, что каждый атом в соответствии с величиной своих межатомных взаимодействий поляризует расположение окружающих атомов разного сорта и сам находится в поле поляризующих среду других атомов, было получено в [4], уточнено в [5] и имеет вид

$$U_{\text{бп}} = \frac{1}{2}c(1 - c) \sum \nu(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)\alpha_j\alpha_i,$$

где $\nu(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) = \nu(\mathbf{r}_j) = \nu_{\text{AA}}(\mathbf{r}_j) + \nu_{\text{BB}}(\mathbf{r}_j) - 2\nu_{\text{AB}}(\mathbf{r}_j)$ – парциальные энергии упорядочения; $\nu_{\text{AA}}(\mathbf{r}_j)$, $\nu_{\text{BB}}(\mathbf{r}_j)$, $\nu_{\text{AB}}(\mathbf{r}_j)$ – энергии межатомного взаимодействия между атомами соответственно AA, BB и AB,

находящимися на расстоянии r_i , обычно $v(r)$ зависит только от величины вектора r . Равновесные значения параметров ближнего порядка, полученные в этом же приближении из условия минимума свободной энергии, связаны с парциальными энергиями упорядочения и между собой следующими соотношениями:

$$\ln \left[1 + \frac{\alpha_i}{c(1-c)(1-\alpha_i)^2} \right] = -\frac{1}{k_B T} \sum_m v(r_i - r_m) \alpha_m.$$

Если в сплаве $\alpha_1 \neq 0$, а все $\alpha_{i \neq 1} = 0$ (то есть существует корреляция только между соседними атомами), то последняя формула преобразуется в более простую:

$$\frac{\alpha_1}{(1-\alpha_1)^2} = c(1-c) \left[\exp \left(-\frac{v_1}{k_B T} \right) - 1 \right].$$

Спектр значений $v(r)$ рассчитывается современными методами электронной теории твердого тела [2, 3].

Важным оказалось то, что зависимость $v(r)$ оказалась осциллирующей и постепенно убывающей функцией. Эти результаты находятся в согласии с экспериментальными данными (рис. 3).

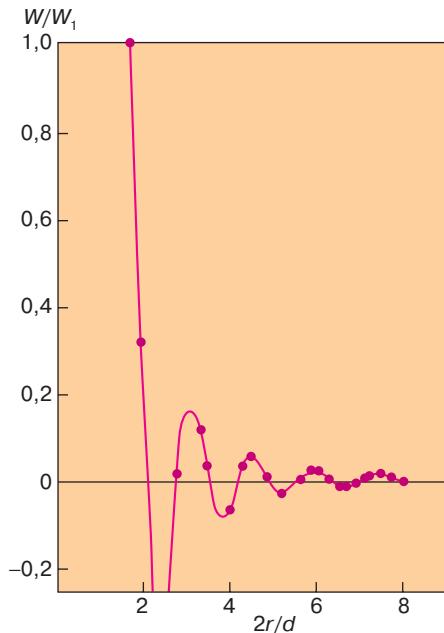


Рис. 3. Зависимость относительных значений энергии упорядочения от межатомного расстояния (W – энергия упорядочения для атомов, находящихся на расстоянии r , W_1 – то же для ближайших соседей, расстояние между которыми r_1 равно $d/\sqrt{2}$, d – период ГЦК-решетки

ВЛИЯНИЕ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА НА ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Упорядочение в расположении атомов разного сорта влияет на физические свойства, поскольку оно приводит к формированию периодического поля в кристалле, состоящем из атомов разного сорта. Однако это в полной мере справедливо лишь при возникновении дальнего порядка. При образовании ближнего порядка атомы упорядочиваются взаимно лишь на небольших расстояниях, и поэтому характер изменения физических свойств сплава может отличаться от такового для дальнего порядка. Рассмотрим влияние ближнего порядка на свойства некоторых сплавов. Известно, что электросопротивление связано с зарядом электрона e , концентрацией электронов проводимости n , эффективной массой m^* и временем релаксации τ на поверхности Ферми (это время характеризует длину свободного пробега электронов между столкновениями) формулой $\rho = m^*/(ne^2\tau)$. Очевидно, что при установлении дальнего порядка растет степень регулярности расположения атомов, в связи с чем должна расти длина свободного пробега, а потому и должно увеличиваться время релаксации. В связи с этим установление дальнего порядка приводит к уменьшению электросопротивления, и это согласуется с экспериментом. Изменение времени релаксации при установлении ближнего порядка должно быть не столь большим, и в этом случае направление изменения ρ будет в заметно большей мере определяться изменением и других факторов, определяющих ρ .

Для некоторых сплавов проводились параллельные исследования электросопротивления и эффекта Холла (который состоит в появлении в проводнике электродвигущей силы, перпендикулярной направлению электрического тока и магнитного поля). Величина эффекта Холла обратно пропорциональна концентрации электронов проводимости n и определяется только этой величиной. Для сплавов Au–Pd абсолютная величина эффекта Холла растет при охлаждении сплава до 350°C от высокой температуры (700°C), а в сплаве Ag–Pd – при увеличении времени выдержки при температуре 350°C после деформации. Поскольку величина эффекта Холла обратно пропорциональна n , ее рост соответствует уменьшению n , которое может быть обусловлено появлением внутри ферми-поверхности зародышей дополнительных зон Бриллюэна, связанных с усилением степени ближнего порядка при понижении температуры или отжиге после деформации. Сравнение экспериментально наблюдавшихся зависимостей электросопротивления и эффекта Холла (R_H) от температуры показывает, что, даже когда качественный характер температурных изменений этих характеристик одинаков, относительные изменения заметно различны: ρ меняется слабее, чем R_H . Это может быть связано с тем, что одновременно с уменьшением n

растет время релаксации τ , уменьшающее величину изменения ρ в этих процессах.

В этом рассмотрении не учитывалось влияние дефектной структуры, которую, конечно, игнорировать нельзя и которая может играть важную роль при отжиге после деформации. Однако было надежно установлено, что для многих сплавов, содержащих переходные или благородные металлы, отжиг после деформации при не слишком высоких ($200\text{--}500^\circ\text{C}$) температурах вызывает не понижение ρ , как должно быть за счет уменьшения вкладов дефектов в ρ , а рост ρ . Это означает, что структурные изменения при указанном отжиге деформированных сплавов нельзя свести к аннигиляции дефектов. Исследования [1] показали, что при отжиге некоторых деформированных сплавов на определенных стадиях происходит не исчезновение дефектов, а формирование достаточно сильного гетерогенного ближнего порядка, который со временем может ослабевать.

В качестве примера на рис. 4 приведены экспериментальные данные об изменениях электросопротивления ρ и микротвердости H (твердости в малых объемах вещества) сплава Ni–6,3 ат. % Al в результате последеформационного отжига при 300 и 400°C . Видно, что отжиг вызывает рост обеих характеристик, более быстрый при 400°C . Кривые $\rho(t)$ и $H(t)$ проходят через максимум, после чего ρ и H начинают уменьшаться. На рис. 5 приведены полученные там же для того же сплава данные об изменениях параметров ближнего порядка на 1-й и 2-й координационных сферах α_1 и α_2 , а также эффективного параметра α_0 , определяемого неоднородностью сплава. Легко видеть, что росту ρ и H соответствует усиление степени микронеоднородности сплава и усиление степени ближнего порядка на двух первых координационных сферах. Это состоя-

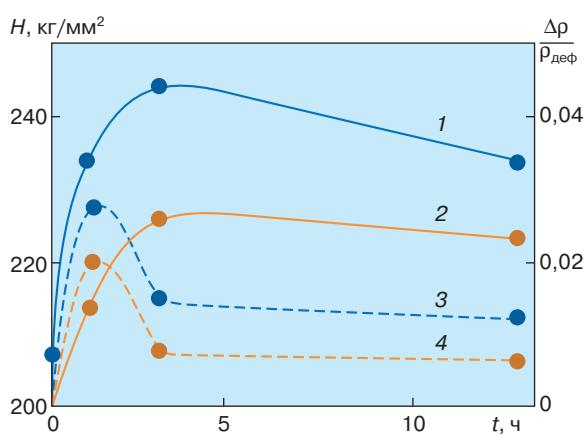


Рис. 4. Зависимость электросопротивления (2, 4) и микротвердости (1, 3) сплава Ni–Al от времени отжига при 300 (1, 2) и 400°C (3, 4)

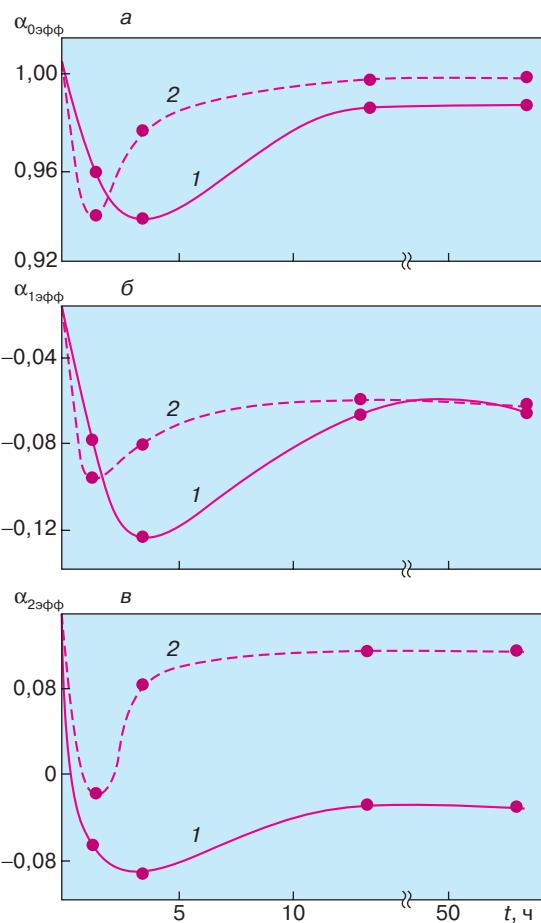


Рис. 5. Зависимость параметров ближнего порядка от времени отжига при 300 (1) и 400°C (2) для сплава Ni–Al

ние в сплаве Ni–Al соответствует определенной стадии процесса релаксации. Эти данные показывают, что при отжиге деформированных сплавов в них происходит усиление степени неоднородности и степени ближнего порядка, являющиеся причиной своеобразных изменений таких физических свойств, как электросопротивление ρ и микротвердость H . Сейчас становится все более ясным, что подобный немонотонный ход структурных изменений есть проявление процессов самоорганизации структурных состояний в микрогетерогенных системах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описаны и обсуждаются экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что взаимное расположение атомов разного сорта в твердых растворах многих металлов не хаотическое, а характеризуется существованием ближнего порядка,

который определяется различием межатомных взаимодействий компонент сплава и влияет на разнообразные физические свойства, в том числе электросопротивление, эффект Холла, микротвердость. Это влияние связано с тем, что формирование ближнего порядка приводит к изменению концентрации электронов проводимости вблизи уровня Ферми, времени релаксации и др. При отжиге предварительно деформированного сплава в нем могут происходить также процессы усиления степени неоднородности сплавов (возможно, через формирование своеобразных кластеров или комплексов) и процесс образования ближнего порядка происходит в существенно неоднородной системе. Такое поведение микрогетерогенных систем является отражением своеобразия процессов самоорганизации в этих системах, происходящих под влиянием факторов, таких, как изменение концентрации и типа дефектов, перераспределение атомов разного сорта в неоднородной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иверонова В.И., Кацнельсон А.А. Ближний порядок в твердых растворах. М.: Наука, 1977. 256 с.

2. Кацнельсон А.А., Ястребов Л.И. Псевдопотенциальная теория кристаллических структур. М.: Изд-во МГУ, 1981. 192 с.

3. Batyrev I.G., Leiro J.A., Nikiforova L.A., Katsnelson A.A. // J. Phys. Chem. Solids. 1993. Vol. 54. P. 779.

4. Cowley J.M. // Phys. Rev. 1950. Vol. 77. P. 669; 1960. Vol. 120. P. 1648.

5. Clapp P.C., Moss S.C. // Ibid. 1966. Vol. 142. P. 418.

* * *

Альберт Анатольевич Кацнельсон, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ, заслуженный профессор МГУ, действительный член Международной академии информатизации, лауреат Федоровской премии АН СССР. Область научных интересов – физика конденсированных сред. Автор и соавтор более 500 научных публикаций, в том числе 11 учебных пособий и монографий, три из которых переизданы в США.