

где  $V_e$  — температура электронов в единицах потенциала,  $M$  и  $m$  — соответственно массы ионов и электронов,  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя первого рода,  $k$  — отношение радиусов электродов ( $k < 1$ ), при  $V \gg V_e$ , что всегда выполняется в наших условиях ( $V_e \leq 7,0b$ ) выражения (1) и (2) дают следующие значения:

$$V'_0 = \frac{V \sim}{\pi}, \quad (3) \quad V_0 = (1 - k)V \sim. \quad (4)$$

Сравнение экспериментальных результатов с теорией показало удовлетворительное количественное согласие в области, где выполняется условие  $V \sim \gg V_e$ . Из рис. 1 видно, что значения  $V'_0$  слабо зависят от частоты поля, что следует из теории. Незначительные расхождения экспериментальных и теоретических значений  $V'_0$ , вероятно, можно объяснить диффузионным падением потенциала от центра плазмы к периферии, которое определяется следующим соотношением:

$$V_{\text{дифф}} = V_e \ln \frac{n_0}{n_w},$$

где  $n_0$  и  $n_w$  — соответственно концентрация электронов и ионов в центре и на границе плазмы. Для наших условий  $V_{\text{дифф}} = 5 \cdot 10$  в.

При малом отношении радиусов электродов ( $k \ll 1$ ), вследствие больших значений действующих напряжений в слое, толщина слоя у малого электрода будет соизмерима с его радиусом, что приведет к увеличению эффективной собирающей поверхности этого электрода. В то же время измерение распределения концентрации электронов по радиусу показывает, что концентрация на границе плазмы у малого электрода несколько превышает концентрацию у большого электрода. Следовательно, при малых значениях  $k$  ( $k \ll 1$ ) его эффективное значение, определяемое в теории [4] как отношение ионных токов насыщения на электроды в ч. разряда, будет несколько завышено.

Таким образом, заниженные экспериментальные значения  $V_0$  по сравнению с теорией для  $k \ll 1$  (рис. 2), вероятно, можно объяснить вышеприведенными рассуждениями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vanerji, Ganguli. Phil Mag., 15, 1933.
2. Джерпетов Х. А., Патеюк Г. М. ЖЭТФ, 23, 3, 1955.
3. Левитский С. М. ЖТФ, 27, 5, 1957.
4. Годяк В. А., Кузовников А. А. Доклад на межвузовской конференции по химии и физике низкотемпературной плазмы, М., 1967.

Поступила в редакцию  
18.7 1967 г.

Кафедра  
электроники

УДК 548.736.3

А. А. КАЦНЕЛЬСОН, И. И. ПОПОВА

#### БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В СПЛАВЕ Pd—Pt (50 ат. % Pd)

Система Pd—Pt является одной из немногих систем, компоненты которых слабо отличаются по электрохимическим характеристикам и размерам атомов. В связи с этим невозможно заранее сказать, существует ли в этой системе ближний порядок и какова его величина. Поэтому представляет интерес исследование диффузного рассеяния этого сплава. Наиболее целесообразным является исследование непосредственно при повышенной температуре, во избежание эффектов, связанных с возникающими при закалке образца дефектами.

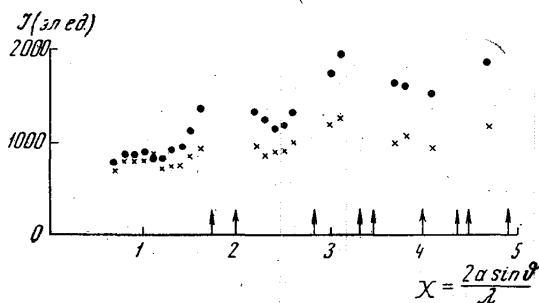
Образец Pd—Pt (50 ат. % Pd) получен плавкой в дуговой печи в атмосфере аргона, после гомогенизирующего отжига был разрезан так, чтобы получилась поверхность  $16 \times 16$  мм, которая шлифовалась, а затем полировалась окисью хрома. После полировки образец отжигался в вакууме.

Измерение диффузного рассеяния производилось на УРС-50-ИМ на  $\text{Cu}-K_{\alpha}$  излучении монохроматизированном кристаллом Si в вакуумной температурной камере [1]

сначала при 400°C, а затем, после медленного охлаждения образца, при 20°C. Для приведения рассеяния образца к электронным единицам, до и после измерения рассеяния Pd—Pt, производились измерения рассеяния образцом плавленого кварца.

Диффузное рассеяние образцом измерялось вдали от линий при следующих значениях  $X$ : 0,7—1,5 и 2,2—2,6 (через 0,1); 3,0; 3,1; 3,7; 3,8; 4,1; 4,7 (где  $X = \frac{2a \sin \theta}{\lambda}$ , структурным линиям соответствуют следующие значения  $X$ : (111)— $\sqrt{3}$ , 200)—2, (220)— $\sqrt{8}$  и т. д.).

Измеренные значения диффузного рассеяния в электронных единицах представлены на рис. 1. На рисунке видно, что диффузное рассеяние растет с температурой, причем особенно сильно при больших значениях  $X$  и вблизи линий. В области  $X \sim$



Интенсивность диффузного рассеяния рентгеновских лучей Pd—Pt (50 ат. % Pd), × — при комнатной температуре, ● — при 400°C

$\sim 0,9-1,1$  видно некоторое повышение диффузного рассеяния, обусловленное существованием в сплаве ближнего порядка.

Для расчета параметров ближнего порядка, из представленных на рис. 1 значений диффузного рассеяния были исключены вычисленные значения комptonовского, двойного брегговского и теплового рассеяний. Расчет теплового рассеяния проведен согласно формуле [2], учитывающей различие в скоростях распространения продольной и поперечной упругих волн при  $v_e = 2v_t$ . Функции атомного рассеяния Pd и Pt взяты из интернациональных таблиц [3], дисперсионные поправки для них введены по [4]. Показатель дебаевского множителя  $M$  определен для сплава как  $M = c_A M_A + c_B M_B$ , причем была учтена зависимость дебаевской характеристической температуры от температуры [5] и для расчета взяты температуры [6]: 20°C —  $\theta_{Pd} = 275^\circ$ ,  $\theta_{Pt} = 230^\circ$ ; 400°C —  $\theta_{Pd} = 267^\circ$ ,  $\theta_{Pt} = 224^\circ$ .

Оставшаяся после исключения трех указанных компонентов часть представляет собой рассеяние, обусловленное различиями в рассеивающей способности и размерах атомов и ближним порядком.

После исключения рассеяния, обусловленного квадратичными смещениями атомов по [7], интенсивность диффузного рассеяния имеет вид

$$J(x) = N c_A c_B (f_A - f_B)^2 \left\{ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} C_i a_i \frac{\sin \sqrt{2i} \pi X}{\sqrt{2i} \pi X} + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \beta_i \left( \cos \sqrt{2i} \pi X - \frac{\sin \sqrt{2i} \pi X}{\sqrt{2i} \pi X} \right) \right\},$$

где  $c_A$  и  $c_B$ ,  $f_A$  и  $f_B$  — соответственно атомные концентрации и функции атомного рассеяния для Pd и Pt,  $i$  — номер координационной сферы,  $a_i$  — параметр ближнего порядка на  $i$ -той сфере,  $\beta_i$  — коэффициент, определяющий смещения атомов в сплаве.

Из измеренных значений диффузного рассеяния на Pd—Pt были вычислены параметры  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $a_4$  и  $\beta_1$ . Выбор рассматриваемых параметров  $a_i$  осуществлен согласно [8] так, чтобы соответствующие координационные сферы входили в одну элементарную ячейку.

Результаты расчета параметров ближнего порядка представлены в таблице, где  $a_{gh}$  — квадратичные смещения атомов:

	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\beta_1$	$a_{gh}$
20°C	-0,03	0,04	0,03	-0,02	-0,00	0,06
400°C	-0,03	0,03	0,03	-0,00	-0,01	0,04

Полученные значения параметров показывают, что в исследуемом сплаве Pd—Pt (50 ат. % Pd) при комнатной температуре и при 400°C, можно говорить о наличии порядка только на первых трех координационных сферах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон А. А., Попова И. И. «Кристаллография», 10, 5, 769, 1965.
2. Иверонова В. И., Кацнельсон А. А., Попова И. И., Свешников С. В. «Кристаллография», 12, вып. 5, 888, 1967.
3. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., Физматгиз, 1961.
4. Dauben C. H., Templeton D. Acta crystallogr., 8, 841, 1955.
5. Смирнов А. А. Молекулярно-кинетическая теория металлов. М., «Наука», 1966.
6. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., ИЛ, 1950.
7. Иверонова В. И., Кацнельсон А. А. «Физика металлов и металлвед.», 17, № 6, 809, 1964.
8. Семеновская С. В. «Физика твердого тела», 10, № 10, 2841, 1966.

Поступила в редакцию  
22. 8 1967 г.

Кафедра  
общей физики для физиков

УДК 517.925

В. М. ВОЛОСОВ, Г. Н. МЕДВЕДЕВ, Б. И. МОРГУНОВ

### О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА УСРЕДНЕНИЯ К НЕКОТОРЫМ СИСТЕМАМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ С ОТКЛОНЯЮЩИМСЯ АРГУМЕНТОМ

**Постановка задачи.** Рассматриваются системы обыкновенных дифференциальных уравнений следующего вида:

$$\dot{x} = \varepsilon X[x, x(t - \Delta), y, y(t - \Delta), t, \varepsilon],$$

$$\dot{y} = Y_0(x, y, t) + \varepsilon Y[x, x(t - \Delta), y, y(t - \Delta), t, \varepsilon], \quad (1)$$

а также некоторые системы нейтрального типа, близкие к виду (1).

Здесь  $X$  и  $Y$  — соответственно  $n$  и  $m$ -мерные векторные функции,  $\varepsilon > 0$  — малый параметр,  $\Delta$  (запаздывание) — неотрицательная величина, которая может быть как постоянной, так и переменной.

Для систем вида (1) без запаздывания В. М. Волосовым [1, 2] развит метод усреднения вдоль траекторий так называемой вырожденной системы

$$x = \text{const}, \quad y = Y_0(x, y, t), \quad (2)$$

в которую переходит (1) при  $\varepsilon = 0$ .

Системы более частного вида с постоянным запаздыванием исследовались с помощью метода усреднения в работах [3, 4] (в первом приближении) и [5, 6] (в любом приближении).

В настоящей заметке для систем вида (1) сообщаются результаты, относящиеся к разработке и обоснованию общей схемы построения асимптотических решений в любом приближении (относительно параметра  $\varepsilon$ ).