

## НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ: "СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ" АНОМАЛИИ НА КОНЕЧНЫХ ЧАСТОТАХ

А.С. Щербаков, М.И. Кацнельсон, А.В. Трефилов,  
Н.Л. Сорокин, Э.Г. Валиулин

Обнаружено явление гигантского поглощения мощности электромагнитного поля в металлических сплавах. Оно является резонансным по частоте и наблюдается в узком концентрационном интервале в окрестности электронного фазового перехода. Обсуждается взаимосвязь наблюдаемого явления с дипольно активной низкочастотной динамикой решетки.

В последние годы значительное внимание уделяется изучению аномалий структурного состояния металлов и сплавов, проявляющихся в особенностях квазиупругого рассеяния нейтронов и мессбауэровского излучения<sup>1-4</sup>. Основной вопрос состоит в том, являются ли эти аномалии результатом статических искажений или низкочастотных (по сравнению с фонами) динамических процессов. Возможности указанных методов не позволяют однозначно решить этот вопрос и, тем более, исследовать характер низкочастотной динамики (НД), если таковая имеет место. Существование НД могло бы проявиться в резонансном взаимодействии с внешним электромагнитным полем. Однако, казалось бы, в металлических системах наблюдение подобных резонансов невозможно из-за малой глубины скин-слоя.

В настоящей работе сообщается об обнаружении резонансного поглощения мощности электромагнитного поля в системах сплавов  $Ti_{1-x} - Me_x$  ( $Me: V, Cr, Fe, Co, Mo$ ) и  $Zr_{1-x} - Fe_x$  в узких концентрационных интервалах. Показано, что наблюдаемость резонансного взаимодействия электромагнитного поля с НД обусловлена близостью к электронному фазовому переходу (ЭФП), обнаруженному в<sup>5</sup>. Аналогичные результаты на проводящих керамиках представлены нами в<sup>6,7</sup>. Тем самым, явление гигантского поглощения мощности электромагнитного поля в системах с металлической проводимостью оказывается весьма универсальным. Это, по-видимому, исключает связь диэлектрических аномалий в керамических проводниках<sup>6,7</sup> с их спецификой (в частности, с гранулированностью).

Эффективная проводимость  $\sigma(\nu)$  в частотном диапазоне  $0,7 \text{ ГГц} \leq \nu \leq 11 \text{ ГГц}$  измерялась, как и в<sup>6</sup>, по поглощенной мощности методом комбинированного проходного и отражающего резонатора<sup>7</sup> при комнатной температуре. Для исключения аппаратных погрешностей использовался метод сравнения с эталонами, которыми были:  $Ag$  ( $\rho = 1,35 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ),  $V$  ( $16,8 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ),  $Ti$  ( $43 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ),  $La$  ( $58 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ),  $Ge - As$  ( $0,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), имеющие те же форму и размеры, что и исследуемые образцы сплавов. Для всех эталонов на всех исследованных частотах значения проводимости совпадали с ее статическим значением  $\sigma(0)$  в пределах 5%.

На рис. 1 представлены концентрационные зависимости эффективного сопротивления,  $\rho = 1/\sigma$ , измеренные на частоте 6,2 ГГц и на постоянном токе для сплавов  $Ti$  с  $Fe$  и  $Mo$  и  $Zr - Fe$  (аналогичные зависимости наблюдаются также для систем  $Ti - Cr$  и  $Ti - Co$ ). Во всех изученных системах имеется узкая область концентраций, в которой  $\rho(\nu)$  на два-четыре порядка превышает  $\rho(0)$ . Максимум отношения  $\rho(\nu, X)/\rho(0, X)$  приходится на концентрации, при которых наблюдается максимум остаточного сопротивления и температурный коэффициент сопротивления (ТКС) изменяет знак на отрицательный. Это иллюстрируется рис. 2, где для системы  $Ti - V$ , помимо значений  $\rho(\nu)$  и  $\rho(0)$ , представлена также концентрационная зависимость ТКС при комнатной температуре, измеренная на тех же образцах на постоянном токе. Согласно<sup>5</sup>, концентрация, при которой происходит смена знака ТКС, в титановых сплавах имеет смысл точки ЭФП.

Как видно из рис. 3, частотная зависимость  $\sigma(\nu)$  имеет резонансный характер, причем резонансные частоты  $\nu_0$  для разных сплавов несколько отличаются между собой и более чем на порядок превосходят  $\nu_0$  для проводящих керамик<sup>6,7</sup>. Таким образом, в исследованных системах металлических сплавов в окрестности ЭФП наблюдается гигантское поглощение мощности высокочастотного поля, имеющее резонансный характер.

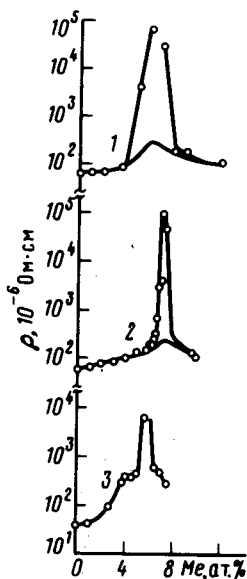


Рис. 1. Концентрационные зависимости эффективного сопротивления на частоте 6,2 ГГц (○) и сопротивления на постоянном токе (сплошные линии без точек) сплавов Ti с Fe (1) и Mo (2) и  $Zr_{1-x} - Fe_x$  (3)

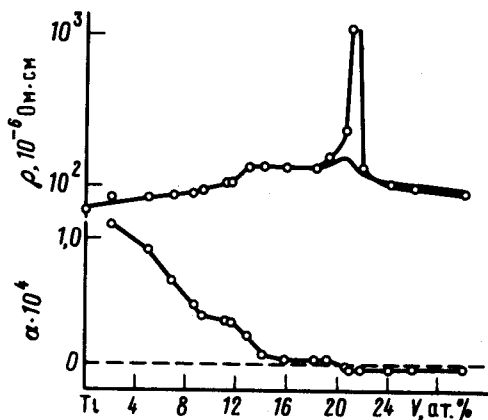


Рис. 2. Концентрационные зависимости эффективного сопротивления на частоте 6,2 ГГц (○), сопротивления на постоянном токе (сплошные линии без точек), и ТКС (нижняя кривая) сплавов  $Ti_{1-x} - V_x$

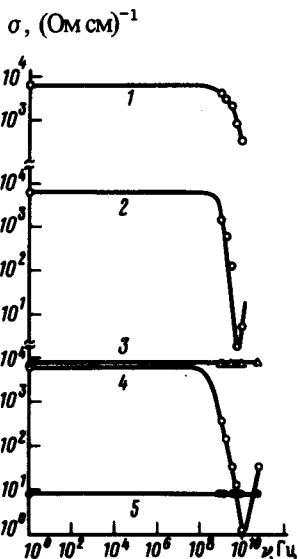


Рис. 3. Частотные зависимости эффективной проводимости ( $\sigma \equiv 1/\rho$ ) сплавов: 1 - Ti - 21 at.% V (сплошной линией без точек изображены результаты оптических исследований в ИК-диапазоне, воспроизведенные по данным<sup>11</sup>), 2 - Ti + 6 at.% Fe, 3 - Ti - 10 at.% Mo, 4 - Ti - 7,4 at. Mo, 5 - Ge - As

Как и в<sup>6</sup>, поскольку все исследованные сплавы не являются ферромагнитными, полученные экспериментальные результаты следует трактовать как наблюдение электромагнитных потерь, обусловленных дипольными моментами, возникающими на конечной частоте<sup>6</sup>, т.е. "сегнетоэлектрических" аномалий в металлических сплавах на конечных частотах.

Феноменологическая модель, описывающая обсуждаемое явление, предложена в<sup>6,7</sup>. Из представленных здесь экспериментальных результатов следует резонансная зависимость от частоты функции  $\beta(\omega)$  в уравнении (3) работы<sup>6</sup> (отметим, что в уравнении (2) в<sup>6</sup> необходимо заменить  $\beta$  на  $-\beta$ ). Согласно этой модели, резонансные электромагнитные потери в металлах обусловлены сочетанием трех факторов: существованием НД, малой длиной сво-

бодного пробега электронов проводимости  $l \sim a$  ( $a$  – постоянная решетки) и сравнительно большими значениями дебаевского радиуса экранирования  $\lambda \gg a$ . Исследованные в <sup>6,7</sup> проводящие керамики в настоящее время изучены недостаточно, и не существует независимых экспериментальных свидетельств наличия в них указанных факторов, исключая условие  $l \sim a$ . Сплавы, обсуждаемые в данной работе, изучены гораздо более детально, и основания для наличия в них этих факторов состоят в следующем.

1. Указанием на наличие НД для сплавов на основе Zr являются результаты <sup>2,3,8</sup>. Данные настоящей работы следует рассматривать как прямое экспериментальное доказательство существования НД в сплавах переходных металлов на основе титана и циркония. Резонансная зависимость поглощения от частоты указывает на то, что НД должна иметь осцилляторный характер, а не релаксационный.

2. Хорошо известно, что условие  $l \sim a$  выполняется для всех изученных сплавов вблизи критической концентрации ЭФП,  $X_c$ <sup>9</sup>.

3. Дебаевский радиус экранирования  $\lambda \gg a$ . Для сплавов на основе титана и циркония это следует из факта существования в них ЭФП <sup>5</sup>. В модели ЭФП <sup>5,9</sup> предполагается существование двух электронных подсистем, в одной из которых при  $X = X_c$  происходит переход типа изолятор–металл при сохранении конечной проводимости в другой подсистеме. При этом статическая диэлектрическая проницаемость первой подсистемы  $\epsilon_0 \rightarrow \infty$ , а плотность состояний на уровне Ферми,  $N(E_F)$ , падает, что в совокупности приводит к росту  $\lambda = (\epsilon_0 / 4\pi N(E_F) e^2)^{1/2}$ . Именно особенность  $\epsilon$ , согласно общему рассмотрению <sup>10</sup>, приводит к аномалиям электронных и решеточных свойств, наблюдаемых в этих сплавах в окрестности  $X_c$ <sup>9,5</sup>. Характер зависимости  $\rho(\nu)$  от  $X$  рис. 1, 2, подтверждает выводы модели <sup>5,9</sup>, так как условия (1) и (2) выполняются в значительно более широкой области концентраций <sup>2,3,5</sup>, чем область, в которой наблюдается гигантское поглощение. Тем самым, последняя выделяется именно условием роста  $\lambda$ . Отметим, что попутно определились критические концентрации ЭФП в сплавах Ti – Mo и Zr – Fe, рис. 1.

Что касается микроскопической природы НД, мы видим две возможности. Согласно <sup>8</sup>, НД может быть обусловлена коллективными явлениями в фононной подсистеме и проявляться в возникновении новых временных (медленные процессы по сравнению с фононными временами) и связанных с ними пространственных масштабов (области, большие по сравнению с  $a$ ). В этих областях симметрия решетки нарушается динамическими процессами, что может приводить к появлению вектора поляризации на конечной частоте в структурах с центром инверсии. Одна из конкретных моделей НД, рассмотренных в <sup>8</sup>, модель нелинейного фононного резонанса предсказывает, что при понижении температуры до значений, меньших энергии участвующих в резонансе фононов (квантовый режим), интегральная интенсивность поглощения существенно падает, а резонанс резко обостряется по частоте. Тогда при температуре жидкого гелия эффект должен исчезать в исследованных сплавах (но возможно не в керамиках <sup>6,7</sup>, где могут быть низкочастотные, например, "либрационные" колебания, связанные с медь-кислородным октаэдром).

Другая возможность связана с необходимостью разработки квантовой модели НД, основанной на рассмотрении эффектов типа кооперативного атомного туннелирования в сравнительно больших областях  $R > l$  ( $R$  – пространственный масштаб областей). Последнее необходимо для эффективного взаимодействия электронов проводимости с дипольными моментами через локальное поле в среде <sup>6,7</sup>.

Модель ЭФП <sup>5,9</sup>, по-видимому, является адекватной для более широкого класса систем, чем сплавы на основе титана и циркония, включающего как сплавы замещения, так и сплавы внедрения. Это стимулировало исследование  $\sigma(\nu)$  на системах типа A15 и субстехиометрических нитридах переходных металлов. Аномалии  $\sigma(\nu)$ , типа описанных выше, наблюдались нами в нитридах титана, циркония и ниобия, а также (хотя и заметно более слабые) в Nb<sub>3</sub>Al и V<sub>3</sub>Ga. Эти результаты и их обсуждение будут опубликованы в подробной работе.

Таким образом, низкочастотная динамика, проявляющаяся в существовании дипольно активной моды с частотой  $\nu_0 \sim 10^8 - 10^{10}$  Гц представляет собой достаточно распространенное явление среди металлических систем, которые испытывают электронный фазовый переход типа <sup>5</sup>. Обнаруженное явление может быть использовано в качестве наиболее эффективного инструмента для исследования характера НД.

Авторы признательны С.Т. Беляеву, С.В. Вонсовскому и Н.В. Волкенштейну за интерес к работе и поддержку; Е.В. Мельникову за предоставление образцов сплавов Zr — Fe; Н.В. Башкатову за помощь при измерении ТКС сплавов Ti — V.

#### Литература

1. *Axe J.D., Shirane G.*, Phys. Rev., 1973, В8, 1965.
2. *Axe J.D., Keating D.T., Moss S.C.* Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 530.
3. *Lin W.L., Spalt H., Batterman B.W.*, Phys. Rev., 1976, В13, 5187.
4. *Кацнельсон М.И., Трефилов А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 496.
5. *Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В., Булатов Е.Н., Волкенштейн Н.В., Валиулин Э.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 393.
6. *Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В., Сорокин Н.Л., Валиулин Э.Г., Петров А.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 111.
7. *Щербаков А.С., Кацнельсон М.И., Трефилов А.В., Сорокин Н.Л., Валиулин Э.Г., Петров А.Н.* ФММ, 1987, 64, 735.
8. *Кацнельсон М.И., Трефилов А.В.* ФММ, 1987, 64, 629.
9. *Katsnelson M.I., Shcherbakov A.S.*, J. Phys., 1986, C19, 5173.
10. *Кацнельсон М.И., Трефилов А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 393; 1985, 42, 404.
11. *Prekul A.F., Sasovskaya I.I.* Sol. State Commun., 1979, 30, 91.

Институт электрофизики Уральское отделение  
Академии наук СССР  
Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова  
Институт физики металлов Уральское отделение  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 июля 1987 г.  
После переработки  
25 сентября 1987 г.