

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

Калинин Ю.Е., Ситников А.В.
Воронежский государственный технический университет,
394026, Россия, г. Воронеж, Московский пр. 14

Научный интерес к изучению электрического сопротивления в композитах связан с возможностью изменения его величины в широких пределах и выяснением различных механизмов электрической проводимости в твердых телах с одними и теми же компонентами, но различающимся составом. Исследуя температурные зависимости электрической проводимости, и установив закон ее изменения, можно определить механизм переноса носителей заряда в нанокompозитах. В данной работе представлены результаты исследований электрического сопротивления в нанокompозитах с аморфной структурой.

Концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления нанокompозитов, измеренные при комнатной температуре, имеют S – образные кривые, типичные для перколяционных систем, для которых применима так называемая теория протекания. Характерной особенностью данной зависимости является отклонение от монотонного поведения для составов вблизи порога протекания, когда изолированные наночастицы металлической фазы начинают контактировать между собой, образуя сплошные каналы для электрического тока, что особенно заметно после термической обработки. При этом термообработка нанокompозитов приводит к увеличению электрического сопротивления сплавов, находящихся до порога протекания, и к его уменьшению – за порогом протекания. По точке пересечения концентрационных зависимостей электрического сопротивления композитов в исходном состоянии и термообработанных можно уверенно определить порог перколяции. Результаты таких исследований показали, что значение порога протекания не является константой и изменяется в зависимости от состава композита и условий напыления: температуры подложки, давления остаточных газов, скорости вращения подложкодержателя и др. Величина удельного электрического сопротивления нанокompозитов в области порога протекания определяется фрактальной структурой проводящих каналов из металлических гранул и составляет $\rho \sim 9 \cdot 10^{-4} \text{ Ohm}\cdot\text{m}$. Обратную величину этого электрического сопротивления $\sigma_m \sim 11,1 \text{ Ohm}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ можно рассматривать как минимальную металлическую проводимость при переходе металл-диэлектрик (переход Андерсена) для этих систем.

Для того, чтобы выяснить механизм электрической проводимости нанокompозитов, необходимо изучить их зависимость от температуры. Температурные зависимости электрической проводимости композитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в области низких температур представлены на рис. 1 в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ и $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/2}$, где σ_0 – величина электрической проводимости при комнатной температуре. Результаты таких исследований показали, что для составов, расположенных до порога протекания, как на зависимостях $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$, так и $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/2}$ при температуре $180 \pm 10 \text{ K}$ наблюдается заметный излом, свидетельствующий о смене механизма электрической проводимости. При этом установлено, что электрическая проводимость подчиняется закону $1/4$ (закону Мотта) в низкотемпературном интервале (рис. 1, б), а в диапазоне температур $180 - 300 \text{ K}$ – закону $1/2$ (рис. 1, а).

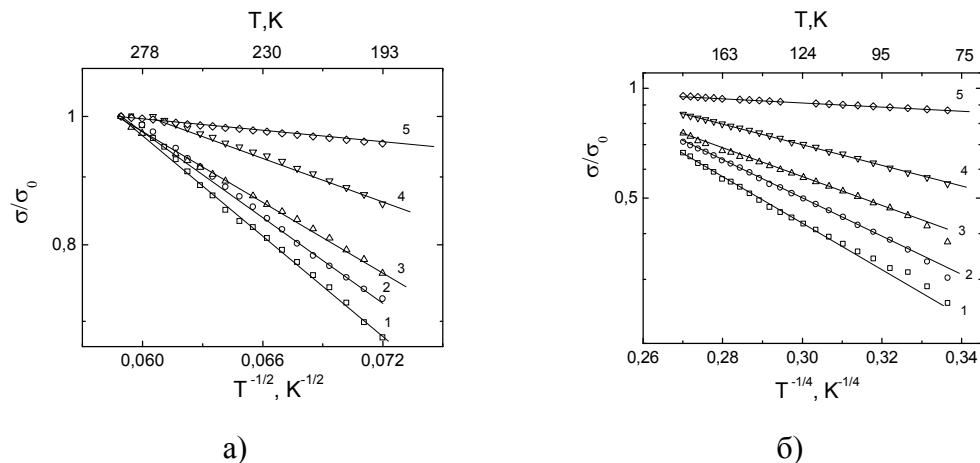


Рис. 1. Температурные зависимости логарифма электрической проводимости в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/2}$ (а) и $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ (б) для композитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в интервале температур 180 – 290 К (а) и 80 – 180 К (б) при разных концентрациях металлической фазы x ат.% : 1-31.7; 2-34; 3- 36.3; 4-37.3; 5 - 38.7

Справедливость закона Мотта в интервале температур 80-180 К (рис. 1, б) свидетельствует о том, что в такого рода композитах доминирует перенос заряда от гранулы к грануле путем прыжковой проводимости электронов по диэлектрической матрице от одной «оборванной» химической связи к другой (прыжковый механизм с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми), а выражение для проводимости имеет вид,

$$\sigma = e^2 \cdot R^2 \cdot \nu_{ph} \cdot g \cdot \exp\left(-\frac{B}{T}\right)^{1/4}, \quad (1)$$

где
$$B = \frac{1,66}{a^3 \cdot k \cdot g(E_F)}, \quad (2)$$

e – заряд электрона, R - расстояние прыжка, ν_{ph} - фактор спектра фононов взаимодействия, T - абсолютная температура, $g(E_F)$ - плотность состояний на уровне Ферми, a - радиус локализации волновой функции электрона, k - постоянная Больцмана.

Зависимости $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ позволяют определить значения величин B для изучаемых составов композитов. Зная B , для разных составов композитов были определены значения плотности состояний на уровне Ферми, которые представлены на рис. 2 и экстраполированы до значений, соответствующих порогу протекания. Полученные оценки плотности состояний имеют очень высокие значения вследствие того, что источниками локализованных состояний могут быть не только оборванные химические связи матрицы (дефекты структуры диэлектрической матрицы), но и границы раздела матрица-гранула. Причем с увеличением концентрации металлической фазы и приближением к порогу протекания плотность локализованных состояний приближается к значениям, характерным для плотности состояний на уровне Ферми аморфных металлических сплавов и позволяет оценить последние. При увеличении концентрации диэлектрической фазы наблюдается снижение плотности состояний на уровне Ферми, величина которой приближается к типичным значениям, характерным для аморфных полупроводников, полученных распылением из газовой фазы. Характерной особенностью полученных зависимостей является зависимость плотности состояний на уровне Ферми от состава материала гранул.

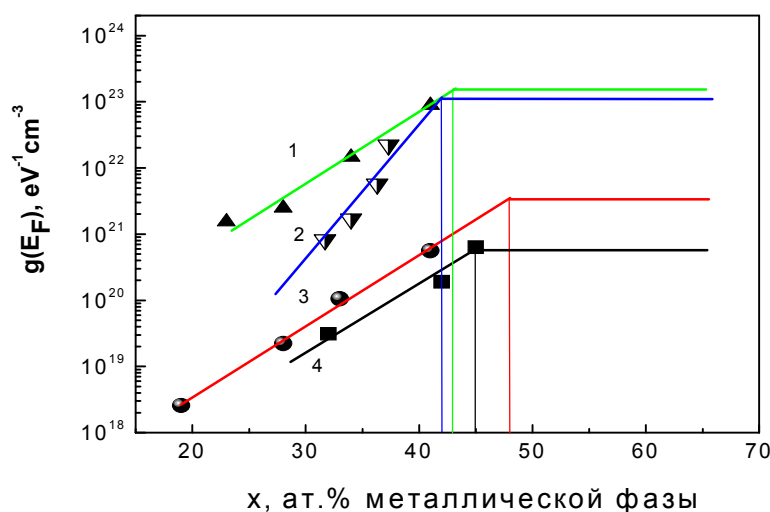


Рис. 6. Концентрационные зависимости плотности состояний на уровне Ферми нанокompозитов $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (1), $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ (2), $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (3) и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (4)

Величина $g(E_F)$ растет в нанокompозитах в соответствии с элементным составом гранул: $\text{CoNbTa} \rightarrow \text{CoFeB} \rightarrow \text{CoFeZr}$.

Наличие локализованных состояний в диэлектрической матрице оказывает влияние на механизм проводимости и в более высокотемпературном интервале, где выполняется закон $\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/2}$, когда энергия фононов начинает влиять на перенос заряда. В этом температурном интервале электроны по отдельным проводящим каналам могут туннелировать от гранулы к грануле с изменением энергии вследствие взаимодействия с фононами (т.е. доминирует механизм неупругого резонансного туннелирования). Согласно этой модели температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n локализованных состояний, имеет степенной вид:

$$\sigma_n = P \left(\frac{\Lambda^2}{\rho_0 c^5} \right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(ga^2 n^2 l)^n T^{\gamma_n} E^{\beta_n}}{al} \exp \left[\frac{-2l}{a(n+1)} \right], \quad (3)$$

где a – радиус локализованного состояния, l – среднее расстояние между гранулами, $\gamma_n = n - 2/(n+1)$, $\beta_n = 2n/(n+1)$, P – коэффициент, Λ – константа деформационного потенциала, ρ_0 – плотность вещества матрицы, c – скорость звука, g – плотность локализованных состояний, E – глубина залегания локализованного состояния в области барьера. Анализ экспериментальных температурных зависимостей проводимости композитов позволил определить величину γ и рассчитать среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между гранулами или проводящими кластерами. Результаты расчета показали, что с увеличением доли металла в составе композита среднее число локализованных состояний между гранулами уменьшается. При этом, в области высоких концентраций диэлектрического компонента для композитов с матрицей из Al_2O_3 значения $\langle n \rangle$ почти не отличаются от таковых для композитов с матрицей из SiO_2 .

Работа финансировалась РФФИ (Гранты N 03-02-96486 и 05-02-17012).