

## Электронный транспорт в наноразмерной кластерной структуре углерод–медь

© Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий\*

Научно-исследовательский институт "Домен",  
196084 Санкт-Петербург, Россия

\*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: siklitsky@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 14 июля 1999 г.  
В окончательной редакции 7 октября 1999 г.)

Исследован электронный транспорт в пленках гидрогенизированного аморфного углерода  $a\text{-C:H}$  с включениями наноразмерных кластеров меди. Выведены условия образования кластеров. Теоретически показано, что зонная энергетическая структура матрицы оказывает существенное влияние на условия образования кластеров. Электронный транспорт зависит от образовавшейся кластерной структуры. Обнаружено, что ниже порога перколяции (случай изолированных кластеров) в зависимости от напряженности электрического поля транспортный ток определяется двумя составляющими. При малых напряженностях поля ток обусловлен электронами в зоне проводимости аморфного углерода, термически возбужденными из медных кластеров. При больших напряженностях поля транспортный ток определяется туннелированием электронов с уровня Ферми группы медных кластеров в зону проводимости  $a\text{-C:H}$ . По температурным зависимостям найдена разность между краем подвижности зоны проводимости аморфного углерода и энергией Ферми в медных кластерах, равная 0.48 eV. Обнаружена тонкая структура температурных зависимостей сопротивления при малых напряженностях поля. Найдено, что выше порога перколяции в электрическом сопротивлении кластера велика доля остаточного сопротивления, связанная, как предполагается, с рассеянием электронов на поверхностях кластера. Методом спин-волнового рассеяния изучены температурные зависимости электронного транспорта на частоте 4.0 GHz. Обнаружено, что основное влияние на спиновую волну в пленке YIG оказывают термически возбужденные электроны зоны проводимости  $a\text{-C:H}$ , находящиеся выше края подвижности зоны.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-17071а). Один из авторов (Сиклицкий В.И.) был поддержан Российской исследовательской программой "Фуллерены и атомные кластеры" (грант "Пленка-2"), грантом РФФИ № 98-07-90336 и государственной российской программой "Физика твердотельных наноструктур".

Цель настоящей работы — исследование электронного транспорта в структуре, состоящей из металлических кластеров в изолирующей матрице вблизи порога перколяции, и выявление влияния зонной структуры матрицы на протекающие процессы. Для этих исследований был выбран гидрогенизированный аморфный углерод  $a\text{-C:H}$  с включениями наноразмерных кластеров меди.  $a\text{-C:H}$  является аморфным органическим полупроводником, зонная структура которого определяется и может меняться в зависимости от количества входящего водорода в  $sp^3$ -конфигурациях [1]. Валентная  $\pi$ -зона и  $\pi^*$ -зона проводимости в  $a\text{-C:H}$  образованы  $\pi$ -электронами и определяются  $sp^2$ -связями. Разность  $E_g$  (псевдощель) между верхним краем подвижности  $\pi$ -зоны и нижним краем подвижности  $\pi^*$ -зоны в зависимости от количества водорода составляет 1.5–4 eV. Потеря водорода в  $a\text{-C:H}$  приводит к увеличению количества  $sp^2$ -конфигураций и к уменьшению  $E_g$ . Возможность изменения величины псевдощели делает  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  удобным объектом для выявления основных закономерностей влияния зонной структуры на образование кластеров и электронный транспорт.

Исследования электрических свойств  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  при малых постоянных токах при комнатной температуре проводились в [2]. Отмечался линейный характер вольт-амперной характеристики. Для объяснения зависимостей использовалась классическая перколяционная теория. Зонная структура матрицы не учитывалась.

В разделе 1 мы рассмотрим влияние зонной структуры и кулоновского взаимодействия на образование кластерной структуры из металлических объемных включений. Будет выведено условие формирования кластера и проведена оценка применимости модели Ферми-жидкости к металлическим частицам. В разделах 2, 3 описаны результаты экспериментальных исследований электрических свойств  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  соответственно при малых и больших напряженностях электрического поля для случая изолированных кластеров. В зависимости от напряженности поля проводимость имеет разный характер. При малых напряженностях вольт-амперная характеристика линейна и определяется рассеянием электронов в  $\pi^*$ -зоне проводимости  $a\text{-C:H}$ . При больших напряженностях поля ток определяется туннелированием электронов с уровня Ферми медных кластеров в  $\pi^*$ -зону  $a\text{-C:H}$ . Электронный транспорт в кластере, размеры

которого равны расстоянию между контактами, описан в разделе 4. Проводимость кластера имеет металлический характер с большой долей остаточного сопротивления. В разделе 5 методом спин-волнового рассеяния изучены температурные зависимости электронного транспорта в  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  при разных значениях  $x$  на частоте 4.0 GHz. Обнаружено, что основное влияние на спиновую волну в пленке YIG оказывают термически возбужденные электроны  $\pi^*$ -зоны  $a\text{-C:H}$ , находящиеся выше края подвижности зоны.

## 1. Условие образования кластерной структуры

Для определения условий образования кластерной структуры рассмотрим электроны в объемной металлической (медной) частице в матрице гидрогенизированного аморфного углерода  $a\text{-C:H}$  (рис. 1). Средний размер медной частицы  $l = 3 \text{ nm}$  [3]. Энергия Ферми  $\varepsilon_F$  определяется выражением [4]

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_{\text{Cu}}^*} \left( \frac{3n_{\text{Cu}}}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

где  $m_{\text{Cu}}^*$  и  $n_{\text{Cu}}$  — эффективная масса электрона и концентрация электронов в зоне проводимости меди. Учитывая, что Cu — одновалентный металл, концентрация свободных электронов в нем равна концентрации атомов

$$n_{\text{Cu}} = \frac{\eta_{\text{Cu}} N_A}{M_{\text{Cu}}} = 0.849 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}, \quad (2)$$

где  $\eta_{\text{Cu}} = 8.96 \text{ g/cm}^3$  — плотность,  $N_A$  — число Авогадро,  $M_{\text{Cu}} = 63.546 \text{ g/mol}$  — атомная масса. Предполагая эффективную массу электрона  $m_{\text{Cu}}^*$  равной массе свободного электрона, из (1), (2) находим энергию Ферми  $\varepsilon_F = 7.04 \text{ eV}$ .

Оценим применимость модели Ферми-жидкости к электронам в медной частице. Для этого определим дискретность энергетического спектра  $\Delta\varepsilon$ , обусловленную конечными размерами потенциальной ямы медной частицы, при  $\varepsilon > \varepsilon_F$ . Энергия  $\varepsilon$  и число собственных значений  $g_R$  в единичном слое с радиусом  $R_n = (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)^{1/2}$  в пространстве состояний соответственно равны [4]

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 R_n^2}{8m_{\text{Cu}}^* l^2}, \quad g_R = \pi R_n^2. \quad (3)$$

После дифференцирования (3) получаем при  $\Delta R_n = 1$

$$\Delta\varepsilon = \frac{\hbar^2 R_n \Delta R_n}{4g_R m_{\text{Cu}}^* l^2} = \frac{\hbar^3}{8\pi m_{\text{Cu}}^{*3/2} (2\varepsilon)^{1/2} l^3}. \quad (4)$$

Около уровня Ферми  $\Delta\varepsilon = 2.05 \text{ meV}$ . Это значение гораздо меньше  $\varepsilon_F$ , и  $kT = 25.8 \text{ meV}$  при  $T = 300 \text{ K}$ , что в первом приближении оправдывает применение модели Ферми-жидкости к электронам проводимости в

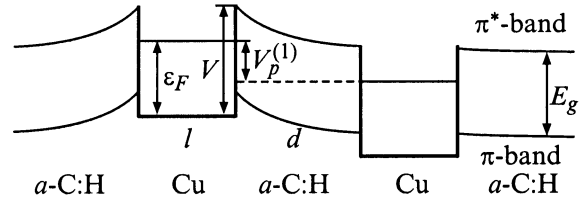


Рис. 1. Электронная зонная структура металлической частицы в  $a\text{-C:H}$ .

медной частице. Из ферми-жидкостной модели следует, что плотность электронных состояний в медной частице с объемом  $v^{(1)}$  на интервал энергии равна [4]

$$g^{(1)}(\varepsilon) = \frac{8\pi m_{\text{Cu}}^{*3/2} \sqrt{2\varepsilon v^{(1)}}}{h^3}. \quad (5)$$

Выведем условие образования кластера. На образование кластерной структуры существенное значение оказывают кулоновское взаимодействие и соответственно электрические емкости металлических частиц, из которых состоит кластер. Электрическая емкость в случае шарообразной формы частицы равна

$$C^{(1)} = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_{a\text{-C:H}}l,$$

где  $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ,  $\varepsilon_{a\text{-C:H}}$  — диэлектрическая проницаемость  $a\text{-C:H}$ . Малое значение  $C^{(1)}$  приводит к тому, что уход  $p$  электронов ( $p < 0$ ) из металлической частицы или приход  $p$  электронов ( $p > 0$ ) в частицу изменяют энергетическую структуру частицы в матрице (рис. 1) и приводят к дополнительной энергии

$$V_c(\mathbf{r}) = \frac{V_p^{(1)}l}{2|\mathbf{r}|}, \quad (6)$$

где  $V_p^{(1)} = pe^2/2C^{(1)}$ ,  $e$  — заряд электрона,  $|\mathbf{r}| > l/2$  — расстояние от центра частицы. Полагая  $\varepsilon_{a\text{-C:H}} = 2$ , для  $p = 1$  получаем  $V_p^{(1)} = 0.24 \text{ eV}$ .

Допустим, что на одну из металлических частиц в результате флуктуаций или протекания тока попал электрон, нарушивший электронейтральность этой частицы (рис. 1). Попадание электрона на частицу приведет к поднятию энергетических уровней на  $V_p^{(1)}$ . Если вероятность туннелирования одного электрона с энергией  $\varepsilon$  на соседнюю частицу обозначить через  $w^{(1)}(\varepsilon)$ , то общая вероятность туннелирования с учетом (5) равна

$$W^{(1)} = \int_{\varepsilon_F - V_s^{(1)}(d)}^{\varepsilon_F} w^{(1)}(\varepsilon) g^{(1)}(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где  $V_s^{(1)}(d) = V_c(l/2) - V_c(d + l/2) = 2dV_p^{(1)}/2d + l$ ,  $d$  — расстояние между частицами. Если  $W^{(1)} \geq 1$ , то результатом этого процесса станет делокализация электрона на двух частицах и образование кластера,

состоящего из этих частиц. Процесс делокализации электрона может пойти дальше и привести к образованию кластера, состоящего из  $q$  частиц. Для вывода условия образования кластера, состоящего из  $q$  частиц (будем называть его  $q$ -кластером) обозначим:  $C^{(q)}$  — емкость  $q$ -кластера;  $v^{(q)}$  — объем металлических частиц в  $q$ -кластере;  $g^{(q)}(\varepsilon) = g^{(1)}(\varepsilon)v^{(q)}/v^{(1)}$  — плотность электронных состояний на интервал энергии;  $V_p^{(q)} = pe^2/2C^{(q)}$  — кулоновская энергия  $q$ -кластера при нахождении на нем  $p$  электронов;  $w^{(q)}(\varepsilon)$  — вероятность туннелирования одного электрона с энергией  $\varepsilon$  из  $q$ -кластера в соседнюю изолированную металлическую частицу.

Тогда условие образования равновесного состояния  $q$ -кластера запишется в виде

$$W^{(q)} = \int_{\varepsilon_F - V_s^{(q)}(d)}^{\varepsilon_F} w^{(q)}(\varepsilon)g^{(q)}(\varepsilon)d\varepsilon \geq 1, \quad W^{(q+1)} < 1, \quad (7)$$

где  $V_s^{(q)}(d) = 2dV_p^{(q)}/(2d + l)$ .

Если матрица не имеет локализованных состояний, лежащих ниже дна зоны проводимости, то  $w^{(q)}(\varepsilon)$  в первом приближении можно записать в виде [5]

$$w^{(q)}(\varepsilon) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^d \left[ 2m_{\text{matrix}}^* \times \left( V - \frac{2r}{2r+l} V_p^{(q)} - \varepsilon \right) \right]^{1/2} dr \right\}.$$

В аморфной полупроводниковой матрице локализованные андерсоновские состояния, лежащие ниже края подвижности зоны проводимости [6,7], играют существенную роль. Они могут приводить к значительному увеличению  $w^{(q)}(\varepsilon)$  и, как следствие, к увеличению количества частиц  $q$ , образующих кластер. Оценки, проведенные для  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  при  $x = 0.16$ , дают  $q$ , равное нескольким десяткам. Степень заселенности андерсоновских локализованных состояний зависит от температуры. Поэтому вторым следствием наличия этих состояний станет изменение  $w^{(q)}(\varepsilon)$  и перестройка кластерной структуры с изменением температуры.

Образование кластерной структуры, удовлетворяющей условию (7), приводит к необходимости изменения некоторых положений классической перколяционной теории [7], что необходимо учитывать при исследовании пленок, содержащих металлические включения [8].

1) На образование кластера существенное влияние оказывает зонная структура матрицы, изменяя вероятность туннелирования  $w^{(q)}(\varepsilon)$ .

2) Размер кластера ограничен условием (7). Поэтому порог перколяции  $x_{\text{perc}}$  будет зависеть не только от концентрации металлических частиц  $x$  в матрице, но и от соотношения кластерного размера к расстоянию между

контактами измеряемого образца. Для пленок это может привести к анизотропии электрических свойств: порог перколяции вдоль пленки может существенно превышать порог перколяции по толщине.

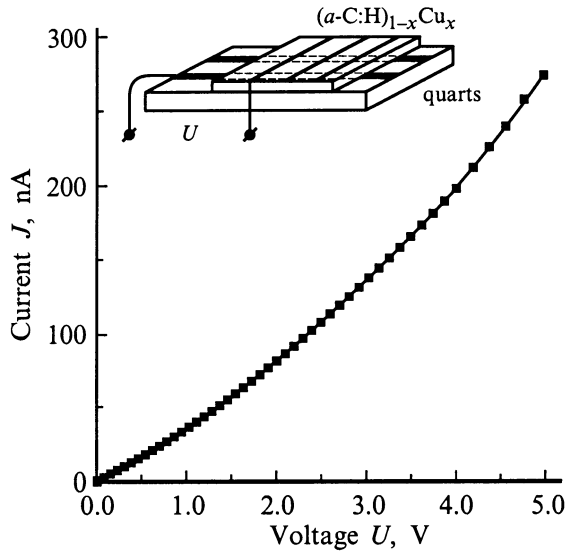
3) При больших напряженностях прилагаемого электрического поля условие (7), которое справедливо для начальной кластерной структуры без поля, может нарушаться. В результате появляется новая кластерная структура. В эксперименте на  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  при  $x = 0.16$  при напряжениях  $U > 20\text{ V}$  наблюдалась перестройка от изолированной кластерной структуры к проводящей (раздел 3).

Косвенным экспериментальным подтверждением наличия кластерной структуры могут служить данные малоуглового рентгеновского рассеяния на  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  [3]. Начиная с  $x = 0.14$ , наблюдалось изменение структуры рассеивающих объектов. Рассеивающие объекты начинали приобретать фрактальные свойства, и в первом приближении к ним можно было применить понятие фрактального кластера [9]. Появлялся рассеивающий объект типа "снежка", обладающий большим значением фрактальной размерности ( $D = 2.3$ ).

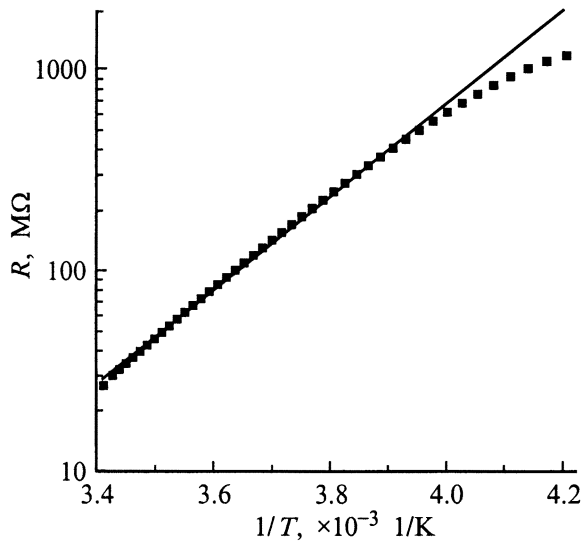
## 2. Электронный транспорт в случае изолированных медных кластеров при малых напряженностях электрического поля

При малых напряженностях электрического поля электропроводность определяется носителями в зоне проводимости аморфного углерода. Поскольку концентрация носителей зависит от температуры, то были сняты температурные зависимости вольт-амперных характеристик. Это позволило определить разность  $V - \varepsilon_F$  и концентрацию носителей.

Исследованная пленка аморфного углерода с медными кластерами  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  была получена на кварцевой подложке методом магнетронного распыления. Толщина пленки —  $1.73\ \mu\text{m}$ . Содержание медных включений  $x$  составляло 16 атомных процентов. На кварцевую подложку и на пленку были напылены контакты. Пленка  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  с данными  $x$ , толщиной и геометрией контактов оказалась близкой к порогу перколяции. Выбирался такой контакт, где участок пленки имел проводимость ниже порога перколяции (случай изолированных кластеров). На рис. 2 представлена вольт-амперная характеристика при малых напряжениях. При  $U < 2\text{ V}$  она приближается к линейной зависимости. На рис. 3 показана зависимость логарифма сопротивления  $\ln R$  от обратной температуры  $1/T$  в интервале  $T \in [230, 293\ \text{K}]$ . Прикладываемое напряжение  $U = 0.1\ \text{V}$ . До температуры  $T_K = 248\ \text{K}$  ( $1/T_K = 4 \cdot 10^{-3}\ \text{K}^{-1}$ ) наблюдалась линейная зависимость  $\ln R$  от  $1/T$ . При  $T < T_K$  существенную роль начинали играть туннельные эффекты. Для интерпретации температурных зависимостей



**Рис. 2.** Начальный участок вольт-амперной характеристики пленки  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  с  $x = 0.16$  для случая изолированных кластеров.



**Рис. 3.** Температурная зависимость сопротивления пленки  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  с  $x = 0.16$  для случая изолированных кластеров.

учтем, что: 1) вблизи перколяционного порога для  $q$ -кластера  $q \gg 1$  и  $V_1^{(q)} \rightarrow 0$ ; 2) при  $\varepsilon = V$  распределение Ферми

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/kT] + 1} \quad (8)$$

хорошо аппроксимируется распределением Больцмана  $\exp[-(V - \varepsilon_F)/kT]$ . Это позволило по двум точкам линейной части температурной зависимости определить разность между высотой барьера и энергией Ферми

$$V - \varepsilon_F = \frac{k(\ln R_1 - \ln R_2)}{T_1^{-1} - T_2^{-1}} = 0.48 \text{ eV}. \quad (9)$$

Концентрация носителей в зоне проводимости аморфного углерода при  $T = 293 \text{ K}$

$$n_C = n_{Cu} \exp[-(V - \varepsilon_F)/kT] = 5.51 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (10)$$

На рис. 4 показана тонкая структура температурной зависимости относительного сопротивления  $dR/RdT$ . Видна квазипериодичность с периодом  $\Delta T = 5.8 \text{ K}$ . Тонкая структура может быть следствием одного из двух явлений.

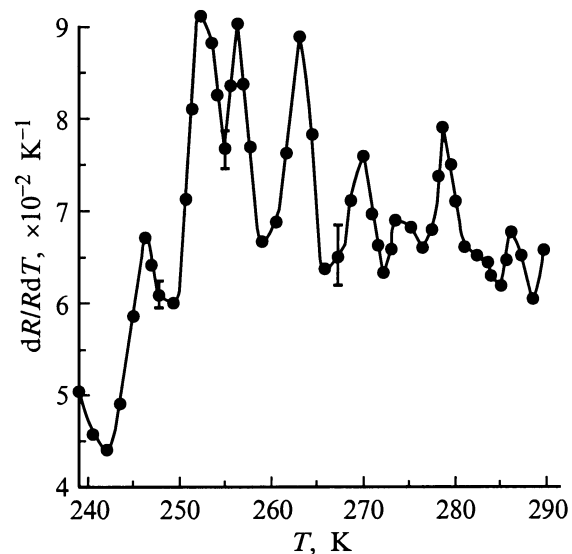
1) Дискретность уровней энергетического спектра ямы изолированной металлической частицы при  $\varepsilon \sim V$ . Электроны, распространяющиеся по зоне проводимости  $a-C:H$ , могут рассеиваться на потенциальных ямах изолированных частиц. Сопротивление  $R$  пропорционально эффективному сечению рассеяния электрона на яме  $\sigma(\varepsilon)$  [10] и количеству электронов в  $\pi^*$ -зоне проводимости  $a-C:H$

$$R \sim \sum_{i=1}^{N_n} \int_V^\infty f(\varepsilon) \sigma_i(\varepsilon) g_i^{(1)}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (11)$$

где  $g_i^{(1)}(\varepsilon)$  определяется (5),  $N_n$  — количество рассеивающих центров. Если яма имеет дискретные уровни при  $\varepsilon \sim V$ , то сечение  $\sigma(\varepsilon)$  обладает зависимостью от энергии, обусловленной этими уровнями. Имеет место резонансное рассеяние при  $\varepsilon \sim V$  [11]. С учетом (8) интеграл (11) будет иметь квазипериодическую по  $T$  составляющую. Из (4) при  $\varepsilon = V$  получаем оценку периода тонкой структуры

$$\Delta T = \frac{\Delta \varepsilon}{kN_n}.$$

Поскольку рассеяние происходит в промежутках между кластерами вблизи перколяционного порога, то количество рассеивающих центров (изолированных частиц) не



**Рис. 4.** Тонкая структура температурной зависимости сопротивления пленки  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  с  $x = 0.16$ .

может быть слишком большим. При  $N_n = 4$  получаем  $\Delta T = 5.6$  К.

2) Перестройка кластерной структуры. С изменением температуры изменяется заселенность локализованных андерсоновских состояний, лежащих ниже края подвижности  $\pi^*$ -зоны  $a$ -C:H. Это приводит к изменению  $w^{(q)}(\varepsilon)$  в условии образования кластеров (7) и, как следствие, к изменению их взаимного расположения и сопротивления  $R$ .

Однозначный выбор модели, объясняющей причину температурных осцилляций, требует дальнейших исследований.

### 3. Большие напряженности электрического поля. Туннельные эффекты

При больших напряженностях электрического поля  $E$  начинает проявляться туннельный механизм проводимости (рис. 5). Туннельный ток  $J$  пропорционален [5]

$$J \sim \int_0^{v+v_p^{(q)}} \left\{ D(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f'(\varepsilon)] g^{(q)}(\varepsilon) - D'(\varepsilon) f'(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] g^{(q')}(\varepsilon) \right\} d\varepsilon, \quad (12)$$

где  $D(\varepsilon)$ ,  $D'(\varepsilon)$  — коэффициенты прохождения потенциального барьера из  $q$ -кластера в  $q'$ -кластер и обратно;  $g^{(q)}(\varepsilon)$ ,  $g^{(q')}(\varepsilon)$  — соответствующие плотности квантовых состояний;  $f(\varepsilon)$ ,  $f'(\varepsilon)$  — распределения Ферми в  $q$ -кластере и на том участке, куда электрон туннелирует. Наибольшая напряженность поля  $E$  между двумя изолированными друг от друга кластерами возникает на участке, имеющем наименьшую толщину изолирующего промежутка. Сопротивление самих кластеров значительно меньше сопротивления изолирующего участка, и им можно пренебречь. Определим  $L = \sum_{i=1}^s d_i$ ,

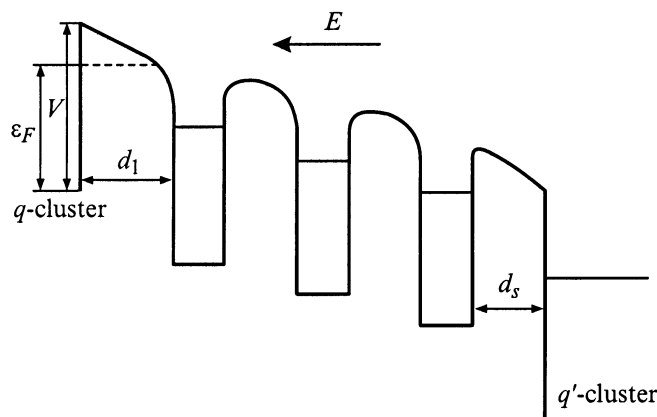


Рис. 5. Зонная структура при больших напряженностях приложенного электрического поля, определяющая процесс туннелирования из кластера в кластер.

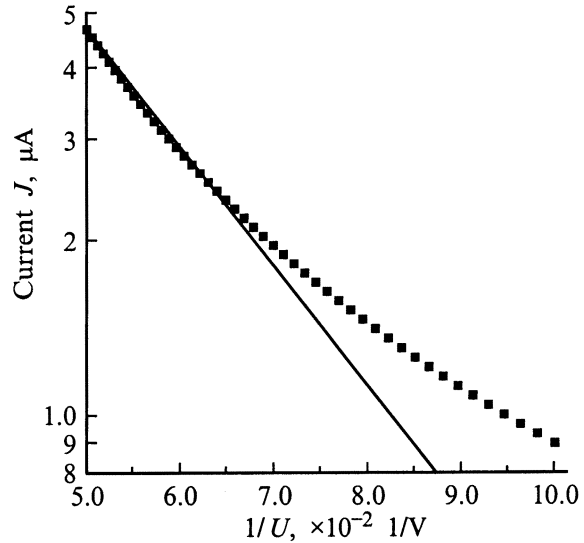


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика при больших напряжениях для пленки  $(a$ -C:H) $_{1-x}$ Cu $_x$  с  $x = 0.16$  (случай изолированных кластеров).

как наименьшую толщину всех изолирующих участков между кластерами за вычетом размеров металлических частиц, которые находятся на наименьшем изолирующем межкластерном промежутке и не входят в кластерную структуру (рис. 5). Тогда  $E = U/L$ , где  $U$  — напряжение на контактах. Если  $eUd_1/L > V - \varepsilon_F$ , где  $d_1$  — расстояние между кластером и ближайшей изолированной частицей, то:

1) в первом приближении при пренебрежении локализованными андерсоновскими состояниями [5]

$$D(\varepsilon) = D'(\varepsilon) = \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m_{a-C:H}^*}}{3\hbar e E} (V - \varepsilon)^{3/2} \right];$$

2) в  $\pi^*$ -зоне  $a$ -C:H  $f'(\varepsilon) \ll 1$ ;

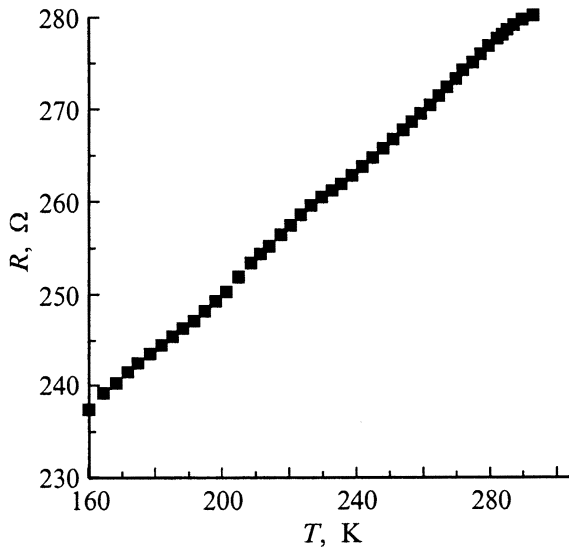
3) главный вклад в туннелирование вносят электроны с уровня Ферми  $q$ -кластера.

В этом случае из (12) получаем приближенную зависимость для туннельного тока

$$J \sim \exp \left[ -\frac{4L\sqrt{2m_{a-C:H}^*}}{3\hbar e U} (V - \varepsilon_F)^{3/2} \right]. \quad (13)$$

При учете локализованных андерсоновских состояний характер зависимости  $J$  от  $U$  сохраняется [6,8],  $J \sim \exp[-\text{const}/U]$ . Для сравнения (13) с экспериментальными данными на рис. 6 построена зависимость  $\ln J$  от  $U^{-1}$  при  $U > 10$  В. В области больших  $U$  зависимость приближается к линейной. По двум точкам линейной зависимости при  $m_{a-C:H}^*$ , равной массе свободного электрона, при пренебрежении локализованными состояниями определено расстояние  $L$ , на котором происходит процесс туннелирования

$$L = \frac{3\hbar e (\ln J_1 - \ln J_2)}{4\sqrt{2m_{a-C:H}^*} (V - \varepsilon_F)^{3/2} (U_2^{-1} - U_1^{-1})} = 24 \text{ nm}.$$



**Рис. 7.** Температурная зависимость сопротивления проводящего кластера для пленки  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  с  $x = 0.16$ .

При  $U > 20\text{ V}$  наблюдалась перестройка кластерной структуры. Группа изолированных кластеров переходила в один проводящий. При этом сопротивление между контактами падало на 5 порядков. По истечении определенного промежутка времени наблюдалась релаксация проводящего кластера в первоначальное состояние изолированных кластеров.

#### 4. Электронный транспорт в проводящем кластере

На рис. 7 представлена зависимость сопротивления от температуры для пленки  $(a\text{-C:H})_{1-x}\text{Cu}_x$  с 16% медных включений для случая, когда между контактами существует один проводящий кластер. Видно, что температурная зависимость имеет металлический характер. Поэтому для интерпретации экспериментальных результатов воспользуемся основными положениями теории металлов [12,13]. Сопротивление  $R$  в металлах определяется рассеянием электронов уровня Ферми в основном на тепловых акустических фононах, примесях, границах и дефектах. При  $T \gg 0.1T_D$  ( $T_D$  — температура Дебая, для Cu  $T_D = 347\text{ K}$ ) температурная зависимость сопротивления  $R_{\text{ph}}$  от рассеяния на акустических фононах является линейной ( $\sim T$ ). Рассеяние на примесях, дефектах и границах от температуры не зависит и определяет остаточное сопротивление  $R_{\text{res}}$

$$R = R_{\text{ph}} + R_{\text{res}}.$$

Из температурной зависимости рис. 7 видно, что отношение  $R_{\text{res}}$  к  $R_{\text{ph}}$  является достаточно большим

$$u = R_{\text{res}}/R_{\text{ph}}(0^\circ\text{C}) = 185.6\Omega/88.5\Omega. \quad (14)$$

Удельное сопротивление  $\rho$  обратно пропорционально средней длине свободного пробега электрона  $\lambda$  [12,13]

$$\rho = \frac{m_{\text{Cu}}^* v_F}{n_{\text{Cu}} e^2 \lambda}, \quad (15)$$

где  $v_F = (2\varepsilon_F/m_{\text{Cu}}^*)^{1/2} = 1.57 \cdot 10^6\text{ m/s}$  — скорость электрона на поверхности Ферми. Зная величину удельного сопротивления для чистой меди  $\rho_{\text{ph}} = 1.55 \cdot 10^{-6}\ \Omega \cdot \text{cm}$  ( $T = 0^\circ\text{C}$ ) [14], которая определяется рассеянием на тепловых акустических фононах, из (15), (16) можно оценить длину свободного пробега  $\lambda_{\text{res}}$ , связанную с  $R_{\text{res}}$ ,

$$\lambda_{\text{res}} = \frac{m_{\text{Cu}}^* v_F}{n_{\text{Cu}} e^2 \rho_{\text{res}}} = \frac{m_{\text{Cu}}^* v_F}{n_{\text{Cu}} e^2 \rho_{\text{ph}}(0^\circ\text{C}) u} = 20\text{ nm}.$$

Столь низкое значение  $\lambda_{\text{res}}$ , по-видимому, определяется тем, что большой вклад в рассеяние электронов вносит рассеяние на поверхностях кластера.

#### 5. Спин-волновое рассеяние

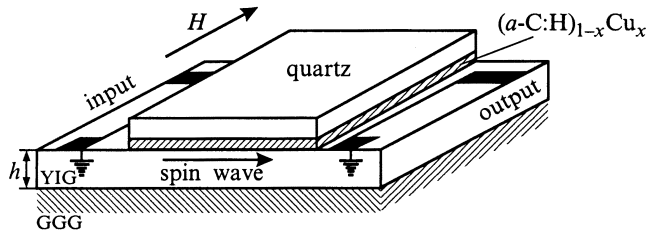
Электронный транспорт в переменном электромагнитном поле зависит от частоты  $\omega$  приложенного поля, электронной структуры, концентрации носителей и наличия ограничений свободного движения электронов. В аморфном углероде  $a\text{-C:H}$  с кластерами меди в силу формул (2), (10)  $n_C \ll n_{\text{Cu}}$ . В кластерах меди основной вклад во взаимодействие с электромагнитным полем вносят электроны на уровне Ферми. Основным ограничением свободного движения электронов являются границы металлических частиц, составляющих кластер. В  $a\text{-C:H}$  с электромагнитным полем взаимодействуют термически активированные электроны  $\pi^*$ -зоны. Если не принимать во внимание рассеяние на кластерах и дефектах, ограничений движения электронов в  $a\text{-C:H}$  не имеется.

Если за период переменного электромагнитного поля электрон на уровне Ферми в кластерах меди проходит расстояние меньше размера металлической частицы  $l$ , то применима стандартная модель взаимодействия электромагнитного поля со свободными носителями в металлах [15,16]. Ограничение движения электрона начинает сказываться на частотах  $\omega < \bar{\omega}$ , где

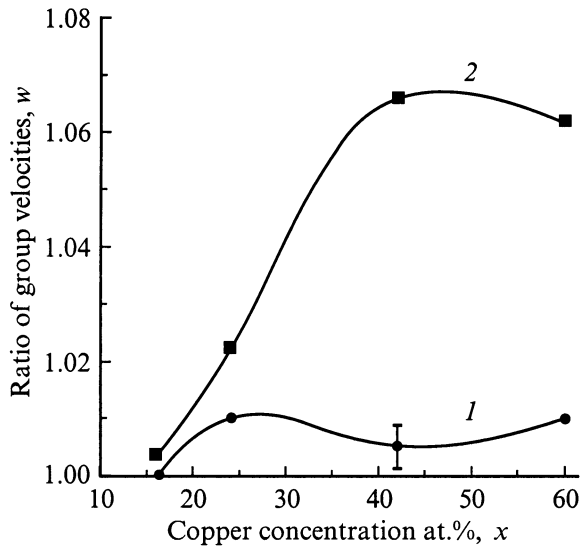
$$\bar{\omega} = \frac{2\pi v_F}{l}, \quad \left( \bar{\lambda} = \frac{2\pi c}{\bar{\omega}} = 0.57\ \mu\text{m} \text{ при } l = 3\text{ nm} \right).$$

В частотном диапазоне  $[\bar{\omega}, \omega_{\text{pl}}^{(\text{Cu})}]$ , где  $\omega_{\text{pl}}^{(\text{Cu})}$  — плазменная частота меди, происходит полное отражение электромагнитной волны. На частотах  $\omega < \bar{\omega}$  увеличивается прозрачность и отражение электромагнитной волны уменьшается. При уменьшении частоты электромагнитного поля вследствие ограничения движения электронов в кластерах основную роль начинают играть электроны в зоне проводимости аморфного углерода. Этими электронами определяется вторая плазменная частота [15,16]

$$\omega_{\text{pl}}^{(a\text{-C:H})} = \left( \frac{e^2 n_C}{\varepsilon_0 m_{a\text{-C:H}}^*} \right)^{1/2}.$$



**Рис. 8.** Схематическое изображение ячейки для изучения проводимости слоя  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  методом спин-волнового рассеяния.



**Рис. 9.** Отношение  $w$  групповой скорости спиновой волны в YIG пленке со слоем  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  к групповой скорости без слоя  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  в зависимости от степени вхождения меди  $x$ : 1 — 77 К, 2 — 293 К.

Полагая  $m_{a-C:H}^*$  равной массе свободного электрона, при комнатной температуре получаем  $\omega_{pl}^{(a-C:H)}/2\pi = 210$  GHz. На частотах  $\omega < \omega_{pl}^{(a-C:H)}$  отражение электромагнитной волны в зависимости от температуры будет определяться как электронами медных кластеров, так и электронами  $\pi^*$ -зоны проводимости аморфного углерода.

Для определения вкладов в отражение от кластерных и углеродных электронов было исследовано влияние проводящего слоя  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  на групповую скорость спиновой волны в зависимости от процентного содержания Cu  $x$  в углеродной матрице. Другими словами, осуществлялось исследование упругого рассеяния спиновой волны на плазмонах кластерных и углеродных электронов. Ячейка для исследования показана на рис. 8. Пленка YIG ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) на подложке GGG ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) имела толщину  $h = 14 \mu m$ . В YIG пленке передающей антенной возбуждалась поверхностная спиновая волна. Толщины приемной и передающей антенн были равны  $50 \mu m$ . Расстояние между антеннами равнялось

7.8 mm. Сверху на YIG пленку прикладывалась пленка  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$ . Толщины пленок  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  равны  $50$  nm. Измерения проводились на частоте 4.0 GHz при температурах 77 и 293 К. Касательное магнитное поле  $H$  было равно 787 Oe при 293 К и 644 Oe при 77 К. Переменное магнитное поле спиновой волны возбуждало переменное электрическое поле в проводящем слое  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$ . Спектр спиновой волны (амплитудно-частотная характеристика) изменялся в зависимости от проводимости слоя. Из спектра определялась групповая скорость спиновой волны. На рис. 9 представлено отношение групповой скорости спиновой волны в YIG пленке со слоем  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  к групповой скорости без слоя  $w = v_g/v_g(YIG)$  в зависимости от степени вхождения меди  $x$  при 77 и 293 К. В первом приближении увеличение групповой скорости спиновой волны прямо пропорционально проводимости в слое  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$ .

Из представленных зависимостей можно сделать следующие выводы.

1) Вклад электронов углеродной  $\pi^*$ -зоны проводимости в упругое рассеяние спиновой волны при 293 К достаточно велик по сравнению с вкладом в рассеяние от электронов кластеров. При 77 К электроны в углероде почти полностью вымораживаются и рассеяние определяется электронами в кластерах. Наличие электрической проводимости между кластерами может привести к частичному снятию ограничения движения электронов и к увеличению доли кластерных электронов в рассеянии спиновой волны.

2) Метод спин-волнового рассеяния в пределах погрешности эксперимента показывает отсутствие кластеров и свободных электронов в углеродной зоне проводимости при процентном содержании Cu  $x$ , меньшем 14%. Это связано с тем, что при малых  $x$  увеличиваются расстояния между металлическими частицами и нарушаются условия образования кластера (7). Если частицы не объединены в кластер, то для изолированной частицы к энергии активации электрона  $V - \epsilon_F$  (формула (9)) необходимо прибавить кулоновский член  $V_p^{(1)}$  с  $p < 0$  (формула (6)). Наличие  $V_p^{(1)}$  приводит к резкому снижению концентрации электронов в  $\pi^*$ -зоне  $a-C:H$ . Для кластера аналогичный член  $V_p^{(q)} \rightarrow 0$  при  $q \gg 1$ .

3) Рост углеродной проводимости в интервале от 16 до 42% содержания Cu в углеродной матрице и дальнейшее отсутствие роста проводимости свидетельствуют о том, что свободные электроны в  $\pi^*$ -зоне  $a-C:H$  расположены около металлических частиц кластеров. Толщина облака электронов около частиц по порядку величины сравнима с размерами металлических включений. Форма кулоновской энергии  $V_c(r)$  (формула (6), рис. 1) и андерсоновские локализованные состояния  $\pi^*$ -зоны способствуют локализации электронов в окрестностях кластерных частиц.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1) На электронный транспорт в  $(a-C:H)_{1-x}Cu_x$  существенное влияние оказывает кластерная структура.

Условие ее формирования зависит от зонной энергетической структуры матрицы и кулоновского взаимодействия металлических частиц.

2) Свободные электроны в углеродной  $\pi^*$ -зоне проводимости сосредоточены в окрестностях металлических частиц, составляющих кластер.

3) При малых прикладываемых постоянных напряжениях электронный транспорт определяется движением носителей в  $\pi^*$ -зоне проводимости  $\alpha$ -С:Н.

4) Обнаруженная тонкая структура температурной зависимости сопротивления на постоянном токе вблизи порога перколяции может быть следствием размерного квантования в металлических частицах или перестройки кластерной структуры.

5) При больших прикладываемых постоянных напряжениях электронный транспорт определяется туннельным механизмом. При превышении определенного порогового напряжения наблюдалась перестройка от структуры изолированных кластеров к одному проводящему кластеру. Обнаружена также релаксация к первоначальному состоянию.

6) Выше порога перколяции проводимость приобретает металлический характер с большим остаточным сопротивлением. Большая величина остаточного сопротивления может быть объяснена рассеянием электронов на поверхностях проводящего кластера.

Авторы благодарны Т.К. Звонаревой за изготовление экспериментальных образцов, В.И. Иванову-Омскому, Т.А. Полянской и Л.В. Шароновой за полезные обсуждения и замечания.

## Список литературы

- [1] J. Robertson. *Advances in Physics* **35**, 4, 317 (1986).
- [2] В.И. Иванов-Омский, А.Б. Лодыгин, С.Г. Ястребов. *ФТТ* **37**, 6, 1693 (1995); V.I. Siklitsky, S.G. Yastrebov, A.B. Lodygin. *Chaos, Solitons and Fractals* **10**, 12, 2067 (1999).
- [3] В.И. Иванов-Омский, В.И. Сиклицкий, С.Г. Ястребов. *ФТТ* **40**, 3, 568 (1998).
- [4] А.И. Ансельм. *Основы статистической физики и термодинамики*. Наука, М. (1973). 424 с.
- [5] А.С. Давыдов. *Квантовая механика*. Наука, М. (1973). 704 с.
- [6] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Т. 1,2. Мир, М. (1982). 664 с.
- [7] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников*. Наука, М. (1979). 416 с.
- [8] V. Abeles, Ping Shen, M.D. Coutts, Y. Arie. *Advances in Physics* **24**, 3, 407 (1975).
- [9] Б.М. Смирнов. *Физика фрактальных кластеров*. Наука, М. (1991). 136 с.
- [10] П.С. Киреев. *Физика полупроводников*. Высшая школа, М. (1975). 584 с.
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика*. Нерелятивистская теория. Т 3. Наука, М. (1974). 752 с.
- [12] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика*. Т. 10. Наука, М. (1979). 528 с.
- [13] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М. (1987). 520 с.

- [14] *Физические величины*. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [15] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела*. Наука, М. (1976). 704 с.
- [16] Ф. Платцман, П. Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*. Мир, М. (1975). 440 с.