

© 1990

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК α -C НА МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

А.М. Баранов, В.М. Елинсон,
П.Е. Кондрашов, В.В. Слепцов

В последнее время опубликовано много новых результатов измерения физических свойств аморфных углеродных пленок [1, 2]. Однако в большинстве из них практически не уделяется внимания исследованию механизмов проводимости в пленках α -C, их изменению в зависимости от температуры и толщины пленок.

В данной работе исследованы механизмы переноса заряда в аморфных углеродных пленках толщиной d от 10 до 150 нм, полученных методом магнетронного распыления графитовой мишени в среде аргона. Пленки осаждались на предварительно подготовленные кварцевые подложки. Сверху на полученные пленки методом термического напыления наносились алюминиевые контакты. Для выяснения механизмов проводимости и влияния толщины пленок на процессы переноса носителей заряда в работе были измерены значения удельного сопротивления пленок α -C различной толщины и температурные зависимости проводимости для них. Расчет удельного сопротивления проводился с учетом дополнительного падения напряжения на металлических контактах. На рис. 1 представлена зависимость удельного сопротивления углеродных пленок, полученных методом магнетронного распыления от их толщины. Видно, что экспериментальную кривую можно разделить на две области. Для пленок толщиной более 50 нм удельное сопротивление практически не зависит от d . Уменьшение толщины до значений менее 30 нм приводит к резкому увеличению удельного сопротивления.

Для того чтобы выяснить, с чем связано такое изменение удельного сопротивления с толщиной, нами были проанализированы температурные зависимости проводимости $\sigma = f(T)$ для пленок различной толщины в интервале температур 77–300 К.

Было установлено, что для пленок толщиной более 100 нм логарифм проводимости линейно зависит от $T^{-1/4}$. Кроме того, наклон прямых не зависит от толщины пленок (рис. 2).

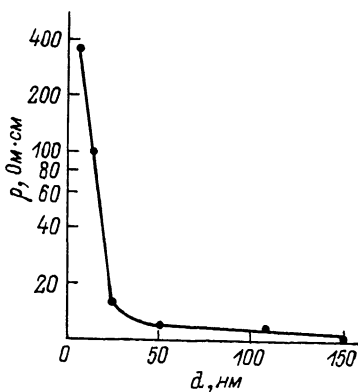
Как следует из теории [3], такой характер зависимости $\sigma(T)$ соответствует прыжковому механизму проводимости по локализованным состояниям на уровне Ферми с переменной длиной прыжка. Значения проводимости σ , средней длины прыжка R и плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ при таком механизме переноса заряда связаны между собой соотношениями

Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления пленок α -C от толщины.

$$G = G_{01} \exp \left\{ - \left(\frac{T_{01}}{T} \right)^{1/4} \right\}, \quad (1)$$

$$T_{01} = \frac{B_0 \alpha^3}{k N(E_F)}, \quad (2)$$

$$R = \frac{3}{4} \frac{3^{1/4}}{[2\pi \alpha N(E_F) k T]^{1/4}}, \quad (3)$$



где α^{-1} — радиус локализации волновой функции электрона, k — постоянная Больцмана, $B_0 = \frac{24}{\pi}$.

Из приведенных выражений видно, что проводимость при таком механизме переноса не зависит от толщины пленок, что и наблюдалось в представленных выше результатах экспериментов.

При толщинах пленок менее 30–35 нм наблюдаемые закономерности нарушаются и $\ln G$ начинает изменяться с температурой пропорционально $T^{-1/3}$. Такой вид зависимости $G(T, d)$ соответствует прыжковому механизму по локализованным состояниям на уровне Ферми с переменной длиной прыжка, но уже в двумерном случае. Для этого механизма [3]

$$G = G_{02} \exp \left\{ - \left(\frac{T_{02}}{T} \right)^{1/3} \right\}, \quad (4)$$

$$T_{02} = \frac{8 \alpha^2}{k \alpha N(E_F)}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует, что для данного механизма проводимости наклон соответствующих прямых должен быть пропорционален $d^{1/3}$, а удельное сопротивление с уменьшением толщины пленки d -С будет возрастать, что согласуется с данными, представленными на рис. 1 и 2.

Если предположить, что α^{-1} и $N(E_F)$ не зависят от толщины пленки, то их значения можно рассчитать, используя уравнения (2) и (5). Для исследованных в работе пленок аморфного углерода были получены следующие результаты: $\alpha^{-1} = 2.4$ нм, $N(E_F) = 10^{18}$ см⁻³эВ⁻¹. Используя найденные значения α^{-1} и $N(E_F)$ была рассчитана средняя длина прыжка в пленках с толщиной более 100 нм. Значения R при $T = 300$ и $T = 77$ К составили 13 и 19 нм соответственно.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что процессы переноса носителей заряда в аморфных углеродных пленках,

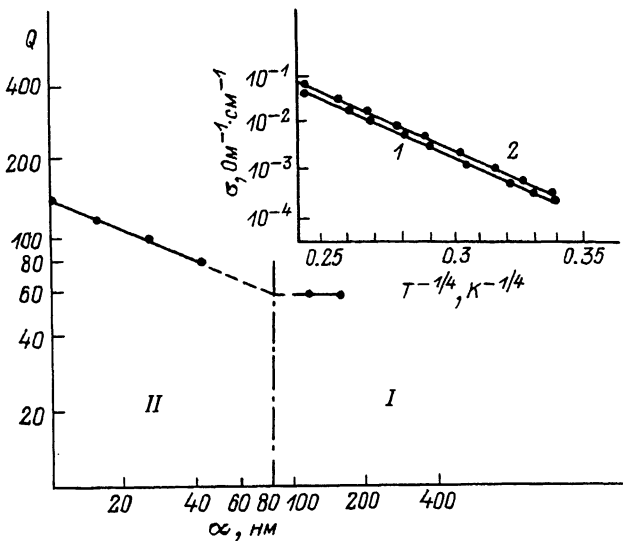


Рис. 2. Влияние толщины пленок α -C на наклон зависимостей $\ln G = f(T^{-1/4})$ (область I) и $\ln G = f(T^{-1/4})$ (область II). На вставке - зависимость проводимости от $T^{-1/4}$ для пленок α -C толщиной: 1 - $d = 110$ нм, 2 - $d = 150$ нм.

полученных методом магнетронного распыления графитовой мишени, хорошо удовлетворяют модели Мотта прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Полученные экспериментальные результаты о механизмах переноса носителей заряда и влияния толщины пленок α -C на эти процессы хорошо согласуются с данными по исследованию структуры этих материалов. Как было показано в [4, 5], пленки α -C, полученные методом магнетронного распыления графита в атмосфере инертного газа, на 60-90% состоят из графитовых кластеров диаметром 15-20 Å, которые окружены атомами углерода с α - sp^2 -гибридизацией. Видно, что указанные размеры графитовых кластеров хорошо коррелируют с рассчитанными в работе значениями радиуса локализации волновой функции α^{-1} . Кроме того, относительно малая величина плотности состояний на уровне Ферми, равная 10^{18} см $^{-3}$ эВ $^{-1}$, также подтверждает предположение о том, что графитовые кластеры окружены преимущественно не оборванными связями, а областями с sp^3 -гибридизацией.

Необходимо также отметить, что средняя длина прыжка в 5-7 раз превышает размер графитовых кластеров, следовательно, прыжки происходят не внутри кластеров, а из одного кластера в другой, причем не обязательно соседний. Начиная с толщин 100 нм и менее,

прыжки попереk пленки начинают подавляться и для пленок толщиной менее 35–30 нм возможны прыжки только вдоль пленки, т.е. наблюдается эффект, аналогичный классическому размерному эффекту. Для исследованных нами пленок такой переход уже четко проявляется при толщинах пленок в 3–4 раза больших средней длины прыжка.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] C o u d e r c P., C a t h e r i n e Y. // Thin Solid Films. 1987. V. 146. N 1. P. 93–107.
- [2] F a b i s i a k K., W i e s z o r e k J. // J. of Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 995–998.
- [3] М о т т Н., Д э в и с Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 662 с.
- [4] R o b e r t s o n J., O' R e i l l y E. P. // Phys. Rev. 1988. V. B35. N 6. P. 2946–2957.
- [5] C o m e l l i G., S t o k r J., R o l i n s o n C. J., J a r k W. // Phys. Rev. 1988. V. B38. N 11. P. 7511–7519.

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

06.2; 12

© 1990

ЛАЗЕРНАЯ ЭЛТ С ЭКРАНОМ ИЗ *ZnO* В КАЧЕСТВЕ УФ ИСТОЧНИКА В УСТРОЙСТВАХ ПРОЕКЦИОННОГО ЭКСПОНИРОВАНИЯ

М.А. Каменский, В.И. Козловский,
Е.В. Марков

При промышленном изготовлении больших интегральных схем нанесение рисунка на полупроводниковую пластину в настоящее время осуществляется фотолитографически с помощью автоматических установок совмещения и мультипликации. Качество рисунка и производительность этих установок в значительной степени определяются возможностями УФ источника излучения, в качестве которого используется дуговой разряд в ртутных или ртутно-ксеноновых лампах мощностью до 1,5 кВт [1]. Их излучение собирается достаточно сложной конденсорной системой, фильтруется до выделения одной из основных линий (436, 404, 365 нм) и перемешивается с помощью микроастрового элемента для получения однородного освещения