

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛЕНОК С МАКРОСКОПИЧЕСКИМИ НЕРОВНОСТЯМИ ПОВЕРХНОСТИ

А.А.АГАСИЕВ, Э.М.МАГЕРРАМОВ, А.Ф.СУЛЕЙМАНОВА

*Бакинский Государственный Университет
AZ-1148, Баку, ул. З.Халилова 23*

Определена эффективная проводимость пленок с неровной поверхностью, когда характерные размеры неровностей велики по сравнению с радиусом экранирования и длиной свободного пробега носителей.

Влияние поверхности на электрические свойства твердых тел проявляется в изменении плотности заряда или явлениях рассеяния на поверхности. В пленках проявляются два рода поверхностей: межфазная граница твердого тела с газом или другим твердым телом и граница между кристаллитами или мозаичными блоками. В электрических свойствах наличие межзеренных границ эквивалентно последовательному соединению отдельных зерен, в то время как межфазные границы соответствуют параллельному соединению приповерхностной области и объема. Для межфазной границы (пленка-подложка или пленка-газ) важным характеристическим размером является толщина пленки d . Аналогичную роль для межзеренных границ играет размер кристаллитов x . Если $x \gg d$, то влияние межзеренных границ незначительно, а при $x \ll d$ существенна роль толщины пленки.

Существующие теории поверхностной проводимости и проводимости тонких пленок [1,2] рассматривают поверхностные дефекты (неровности поверхности, примеси) как объекты, вызывающие рассеяние электронов на поверхности. При этом предполагается, что характерный размер дефекта намного меньше длины свободного пробега носителей. Если размер неровностей r больше длины свободного пробега носителей λ на расстоянии x от поверхности (порядка r), то функция распределения электронов изменяется, но из-за того, что λ меньше размера неровностей, на расстояниях порядка r успевает установиться статистическое равновесие. Таким образом, задача становится макроскопической и плотность тока определяется обычным выражением

$$j(r) = \sigma E - qD\nabla n, \quad (1)$$

где σ -удельная электропроводность, E -напряженность электрического поля, D -коэффициент диффузии, ∇n -градиент концентрации, q -заряд носителей.

Предполагая, что размер неровностей поверхности r больше радиуса экранирования r_s , диффузионным током $qD\nabla n$ можно пренебречь [3]. Сопротивление пластинки с неровной поверхностью будет отличаться от сопротивления пластинки из такого же материала, но с некоторой постоянной усредненной толщиной. При протекании тока по пленке на расстоянии порядка радиуса экранирования r_s у поверхности возникают дополнительные заряды, искажающие линии тока, что приводит к дополнительному вкладу в эффективную электропроводность.

Эффективную электропроводность тонкой пленки с неровной поверхностью можно найти разделив пленку на узкие полосы в направлении тока или перпендикулярно к нему (Рис.1) [4]. В случае деления пленки на узкие полосы, ориентированные по току, сопротивление каждой из полос шириной ΔL_2 будет равно

$$\Delta R = \frac{L}{\sigma \Delta L_2} \left\langle \frac{1}{d} \right\rangle. \quad (2)$$

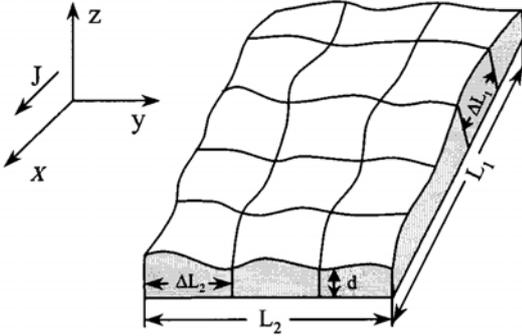


Рис.1

Неоднородная поверхность пленки разделенная на полосы по току и перпендикулярно току.

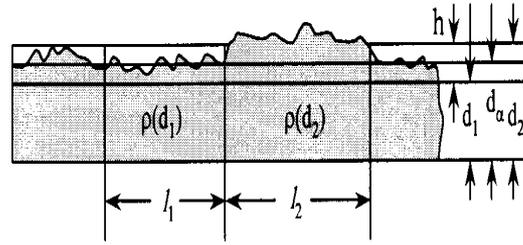


Рис.2

Поперечное сечение поверхности пленки и ее упрощенная модель с усредненными поверхностями.

Все они соединены параллельно, поэтому общее сопротивление будет:

$$R = \frac{L_1}{\sigma L_2} \left\langle \frac{1}{d} \right\rangle, \quad (3)$$

где L_1 и L_2 – длина и ширина пленки соответственно, а d_i – толщина, которая считается случайной, скобки $\langle \rangle$ означают пространственное усреднение. Следовательно:

$$\sigma_{эфф} \approx \frac{\sigma}{\langle d \rangle \langle 1/d \rangle}. \quad (4)$$

Если разделить пленку на полосы ориентированные перпендикулярно току, то проводимость каждой полосы будет равна

$$\Delta \frac{1}{R} = \frac{\sigma L_2}{\Delta L_1} \langle d \rangle, \quad (5)$$

поэтому эффективная электропроводность определяется выражением

$$\sigma_{эфф} = \sigma. \quad (6)$$

Действительно, как показано в работе [5], истинное значение проводимости находится между найденными границами:

$$\frac{\sigma}{\langle d \rangle \langle 1/d \rangle} \leq \sigma_{эфф} \leq \sigma. \quad (7)$$

Известно, что сопротивление тонких пленок возрастает с уменьшением их толщины, и эта зависимость, в основном, обусловлена рассеянием электронов проводимости в шероховатых поверхностях. В работе [6], предполагая, что поверхность в среднем гладкая, рассмотрено диффузионное рассеяние электронов проводимости, изменение зеркальности поверхности и угловой зависимости падающих электронов из-за геометрической неровности поверхности. Однако, с уменьшением толщины пленок отклонение теории от эксперимента становится более очевидным. В особенности это проявляется тогда, когда поверхность во время осаждения нагревается до высокой температуры. Поэтому геометрическая неправильность поверхности пленки является важным фактором. Однако, обработка такой пленки очень трудна и для упрощений вычислений поверхность

должна быть усреднена и заменена моделью (Рис.2). Здесь l_1 и l_2 – длина пленки, а h гораздо меньше чем l_1 и l_2 и $h = l_1 - l_2$. Сопротивление R выражается через длины l_1 и l_2 , толщины d_1 и d_2 и их удельные сопротивления $\rho(d_1)$ и $\rho(d_2)$ следующим образом:

$$R = (\rho(d_1) l_1 / \{d_0 - [l_2 / (l_1 + l_2)] h\} + \rho(d_2) l_2 / \{d_0 + [l_1 / (l_1 + l_2)] h\}) (1/w), \quad (8)$$

где w – ширина пленки, а d_0 – среднее значение толщины.

С другой стороны, зная среднее удельное сопротивление пленки $\rho(d_\alpha)$, имеющей среднее значение толщины d_α , выражение для сопротивления имеет вид:

$$R = \bar{\rho}(d_\alpha) (l_1 + l_2) / d_\alpha w. \quad (9)$$

Из уравнений (8) и (9) получим

$$\bar{\rho}(d_\alpha) = [d_\alpha / (l_1 + l_2)] (\rho(d_1) l_1 / \{d_\alpha - [l_2 / (l_1 + l_2)] h\} + \rho(d_2) l_2 / \{d_\alpha + [l_1 / (l_1 + l_2)] h\}), \quad (10)$$

здесь $\rho(d_1)$ и $\rho(d_2)$ – удельное сопротивление пленки с однородно шероховатой поверхностью.

Вводя для простоты объемное удельное сопротивление ρ_0 , среднюю длину пробега электронов проводимости λ и, заменяя $\rho(d_\alpha)$ на ρ и d_α на d , имеем:

$$\rho / \rho_0 = [(d/\lambda) / (1 + l_2/l_1)] \{ [\rho(d_1)/\rho_0] / (d_1/\lambda) + [l_2/l_1 \cdot \rho(d_2)/\rho_0] / (d_2/\lambda) \}, \quad (11)$$

где $d_1/\lambda = d/\lambda - [(l_2/l_1) / (1 + l_2/l_1)] h/\lambda$, $d_2/\lambda = d/\lambda + [1 / (1 + l_2/l_1)] h/\lambda$.

Таким образом, в выражении (11) представлено соотношение между средней толщиной пленки и ее удельным сопротивлением, учитывающее шероховатость поверхности. Как показано в работе [6], кривые удельного сопротивления, вычисленные как функции средней толщины пленки с уменьшением параметра шероховатости h/λ сглаживаются, становясь менее отвесными и, в случае $h/\lambda = 0$, совпадают с известной теорией Fuchs – Sonheimer [7].

На Рис.3 представлена зависимость удельного сопротивления пленок Au от толщины, напыленной на слюдяную подложку при давлении $2 \cdot 10^{-6}$ Торр.

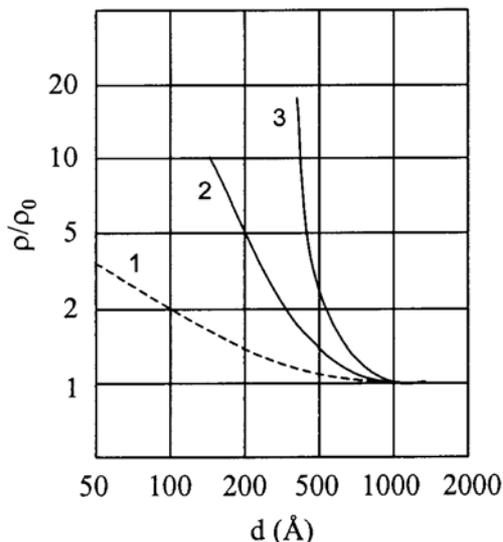


Рис.3

Зависимость удельного сопротивления пленок Au от толщины, напыленной на слюду (1- теоретическая кривая; 2- $h/\lambda = 0.26$; 3- $h/\lambda = 0.8$)

Скорость напыления была $\sim 20 \text{ \AA}/\text{с}$, температура подложки поддерживалась во время напыления 20°C и 150°C . Здесь также представлена линия, соответствующая вычисленным значениям по теории Fuchs – Sondheimer, в предположении, что средняя длина свободного пробега электронов проводимости для электронов проводимости для золота равна $\lambda = 340 \text{ \AA}$. На Рис.3 (кривые 2,3) приведены экспериментальные результаты при различных температурах подложки параметра шероховатости ($h/\lambda = 0.26$; $h/\lambda = 0.8$)

Предполагается, что неровность пленочной поверхности больше длины волны электронов проводимости ($\sim 5 \text{ \AA}$), то есть имеет место диффузионное рассеяние электронов на поверхности.

Таким образом, истинное значение электропроводности заключено между двумя величинами, одна из которых соответствует «последовательному», а другая – «параллельному» включению всех неоднородностей.

1. Дж.Поута, К.Т.У., Дж.Менер, *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции.* Москва, «Мир», (1982) 576.
2. М.Я.Азбель, *УФН*, **98** (1969) 616.
3. Э.М.Баскин, М.В.Энтин, *ФТП*, **4** (1970) 1937.
4. Т.Д.Шермергор, А.Г.Фокин, *Сб. научных трудов по проблемам микроэлектроники (МИЭТ), Физ-мат. сер.* вып.5 (1970).
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред.* Гостехиздат, (1957)
6. Namba, *J. Appl. Phys.*, **39** (1968) 617.
7. С.Н.Козлов, Ю.Ф.Новотоцкий-Власов, *ФТП*, **5** (1971) 542.

**MAKROSKOPİK QEYRİ – HAMAR SƏTHƏ MALİK OLAN
TƏBƏQƏLƏRİN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ**

A.A.AQASIYEV, E.M.MƏHƏRRƏMOV, A.F.SULEYMANOVA

Səthlərin qeyri – hamarlıqlarının xarakterik ölçülərin ekranlaşdırma radiusu ilə müqaisədə çox böyük olması halı üçün qeyri – hamar nazik səthli təbəqələrin effektiv keçiriciliyi təyin olunmuşdur.

**ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF FILMS WITH
SURFACE MACROSCOPICAL UNEVENNESSES**

A.A.AGASIYEV, E.M.MAGERRAMOV, A.F.SULEYMANOVA

Effective conductivity of films with uneven surface was defined, where characteristic size of unevennesses has bigger value in comparison with screening radius and free path length carriers

Редактор: А.Халилова