

ОБ ОСЦИЛЛЯЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕХСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ (001) ПЛЕНОК Mo/Nb/Mo

Г.М.Михайлов¹⁾, И.В. Маликов

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 2000 г.

После переработки 23 мая 2000 г.

Обнаружена осцилляционная зависимость электросопротивления трехслойной гетероэпитаксиальной (001) пленки Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм) от толщины d_{Nb} ультратонкой внутренней прослойки из Nb. Период осцилляции составляет один монослой (0.16 нм). Минимум сопротивления такой пленки соответствует толщине прослойки из Nb с незавершенным на половину монослоем и равен сопротивлению индивидуальных пленок Mo толщиной 70 нм, эквивалентной полной толщине трехслойной пленки. В этом случае трехслойная пленка проводит как целое. Сопротивление трехслойной пленки с завершенным монослоем Nb соответствует максимуму и равно сопротивлению двух индивидуальных пленок Mo половинной толщины (35 нм), соединенных параллельно. Полученные результаты объясняются существенным влиянием встроенного потенциала, величина и рассеивающие свойства которого периодически зависят от толщины прослойки из Nb.

PACS: 73.40.-c

Введение. В проводимости пленок металлов, когда длина свободного пробега электронов становится существенно больше их толщины, необходимо учитывать рассеяние электронов на границах раздела. При толщине пленки, значительно превосходящей фермиевскую длину волны электрона $1/k_F$, обычно применяют классическое приближение с использованием модели Фукса [1, 2], либо приближения малоугловых электронов (см. [3] и ссылки). В модели Фукса вводится усредненный для всех электронов проводимости параметр “зеркальности” $\langle p \rangle$:

$$\sigma_d = \sigma_o \frac{3}{4} \frac{1 + \langle p \rangle}{1 - \langle p \rangle} \frac{d}{l_o} \ln \frac{(1 - \langle p \rangle) l_o}{d}, \quad (1)$$

где σ_d , σ_o и l_o – соответственно удельная проводимость пленки, удельная проводимость в объеме и длина пробега электронов в объеме пленки. Параметр зеркальности может быть не одинаков для всех электронов и зависеть от угла подлета электрона α к границе раздела [3–6]

$$p = 1 - Q(Ak_F, L_c k_F) \alpha, \quad (2)$$

где параметр Q определяет интенсивность рассеяния малоугловых электронов и является функцией от среднеквадратичной амплитуды A , корреляционной длины шероховатости границы раздела L_c и волнового вектора k_F . В соответствии с (2) малоугловые электроны рассеиваются почти зеркально в пределах некоторого эффективного угла α^* и определяют проводимость пленки в модели малоугловых электронов [3]:

$$\sigma_d = \sigma_o \frac{3\pi}{4} \alpha^*, \quad (3)$$

¹⁾ e-mail: mikhailo@ipmt-hpm.ac.ru

$$\alpha^* = \sqrt{d/ql_0}. \quad (4)$$

Проводимость пленки расходится в классическом приближении при большой длине пробега l_0 . Это связано с тем, что на самом деле угол подлета электронов, если использовать "классическую" терминологию, может быть ограничен дифракционным углом α_d :

$$\alpha_d = \pi/dk_F. \quad (5)$$

Когда дифракционный угол (5) сравнивается с эффективным углом (4), становятся существенными волноводные эффекты в проводимости [7]. В этом случае проводимость пленки необходимо рассматривать в терминах волноводного электронного транспорта [8–14], даже если толщина пленки существенно больше $1/k_F$ с характерной толщиной [7]

$$d^* = (\pi^2 ql_0/k_F^2)^{1/3}. \quad (6)$$

В волноводных моделях [8–14] волновые функции электрона представляются в следующем виде:

$$\psi_n(z, r) = \sqrt{2/d} \sin(k_n, z) \exp(ikr), \quad (7)$$

$k_n = (\pi/d)n$ при $n = 1, 2, 3$ и т.д., k и r – двумерные волновой вектор и радиус-вектор электрона вдоль пленки, соответственно, z – координата вдоль нормали пленки, а энергия электрона в состоянии $|n, k\rangle$ равна $E_{n,k} = (\hbar^2/2m)(k_n^2 + k^2)$, где m и \hbar – масса электрона и постоянная Планка, с энергией $E_{n,k}$, меньшей энергии Ферми. В упрощении $N_d \gg 1$ удельная проводимость пленки с учетом рассеяния в объеме равна:

$$\sigma_d = \sigma_0 \frac{3\pi}{2dk_F} \sum_{n=1}^{n=N_d} \frac{1 - (k_n/k_F)^2}{1 + (d^*/d)^3 n^2}, \quad (8)$$

где d^* определяется формулой (6), а $N_d \cong dk_F/\pi$. Переход от классического ($d > d^*$) к квантовому ($d < d^*$) пределу наблюдался ранее экспериментально в размерной зависимости проводимости (001) пленок W, Nb [7] и Mo, Mo-Nb [15] при $d^* \sim 30-50$ нм, много больших $1/k_F$. Цитируемые теоретические модели волноводного транспорта для индивидуальных пленок металлов используют изотропное приближение для свободных электронов. При переходе электрона из одной среды в другую либо при его отражении от границы могут быть существенными процессы переброса электронов [16].

Известны эксперименты по влиянию структуры и морфологии внешней поверхности пленки на ее сопротивление [17]. Мы провели аналогичные эксперименты для монокристаллических пленок металлов с большой длиной пробега электронов в объеме пленки, но с границей раздела внутри пленки.

Эксперимент. Выращивались трехслойные (001) гетероэпитаксиальные пленки Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм). Эпитаксиальный рост слоев молибдена и ниобия проводился в сверхвысоковакуумной камере путем последовательного (без нарушения сверхвысокого вакуума) лазерного испарения мишеней из высокочистых ниобия и молибдена на нагретую до 750 °С сапфировую монокристаллическую (τ -плоскость) подложку [15, 18, 19]. Схема такой трехслойной пленочной структуры, изготовленной в виде мостика, показана на рис.1 в двух проекциях.

Известно, что пленка Nb (так же как и пленка Mo) имеет ОЦК структуру на τ -плоскости сапфира [20], в которой каждый последующий монослой сдвинут вдоль

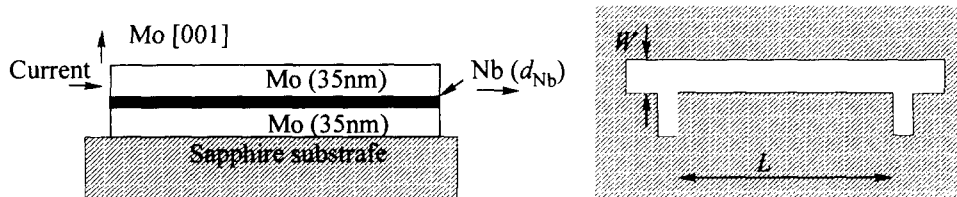


Рис.1. Схематичное изображение мостика из трехслойной пленки в двух проекциях

оси [110] к центру проекции на плоскость роста ОЦК ячейки. Расстояние между слоями вдоль оси [001] составляет для Nb 0.165 нм, а период решетки 0.33 нм. Ранее было показано, что возможна взаимная гетероэпитаксия Mo и Nb [15], поэтому выращенная нами прослойка из Nb представляла собой монокристаллическую (001) пленку. Структурный анализ не выявил различных структурных дефектов, связанных с тонкой прослойкой из Nb, а также различий между нижним и верхним слоями Mo [21].

Измерения электронной проводимости мостиков из таких пленок, имеющих длину $L = 1.8$ мм и ширину $W = 0.2$ мм, проводили четырехточечным методом в интервале температур 300–9.5 К [7]. Для сравнения аналогичные эксперименты проводили для индивидуальных монокристаллических (001) пленок Mo с толщиной 70 нм (Mo(70 нм)), равной суммарной толщине трехслойной пленки, и с половиной (35 нм) толщиной (Mo(35 нм)), равной толщине одного слоя Mo в трехслойной пленке. Сопротивление пленок на квадрат $r(d)$ определяли по следующей формуле:

$$r(d) = R(d)W/L. \quad (9)$$

Сопротивление, измеренное при продольном вдоль пленки токе в трехслойных пленках Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм), проявляет осцилляционную зависимость от толщины прослойки из Nb. Период осцилляции составляет около 0.16 нм и равен приблизительно расстоянию между слоями Nb. Осцилляции наблюдаются при значениях толщины d_{Nb} в диапазоне до 20–30 монослоев. На рис.2 показаны зависимости сопротивления на квадрат $r(d)$ (9) для трехслойных пленок как функции от толщины прослойки Nb d_{Nb} для температур 298, 150, 85 и 9.5 К. Для сравнения приведены экспериментальные значения половины сопротивления на квадрат индивидуальных пленок Mo (35 нм) (что формально совпадает с сопротивлением двух таких же параллельно соединенных пленок) и сопротивления на квадрат индивидуальной пленки Mo (70 нм). Эти значения близки, соответственно, к максимуму и минимуму осцилляции сопротивления трехслойной пленки. Относительная амплитуда осцилляции при 298 К – около 15%, а с понижением температуры возрастает до 50% и более при 9.5 К и выходит на насыщение. Минимум сопротивления таких трехслойных пленок приходится на значения толщины Nb слоя, соответствующего половине каждого следующего монослоя Nb. Сопротивление трехслойной пленки с заверренным слоем Nb соответствует максимуму сопротивления, за исключением начального участка зависимости при d_{Nb} , равного нулю.

Обсуждение результатов. Таким образом, из наблюдаемой осцилляционной зависимости электросопротивления трехслойной (001) пленки Mo(35 нм)/Nb(d_{Nb})/Mo(35 нм) от толщины внутренней ультратонкой прослойки Nb следует, что трехслойная пленка проводит либо как индивидуальная пленка

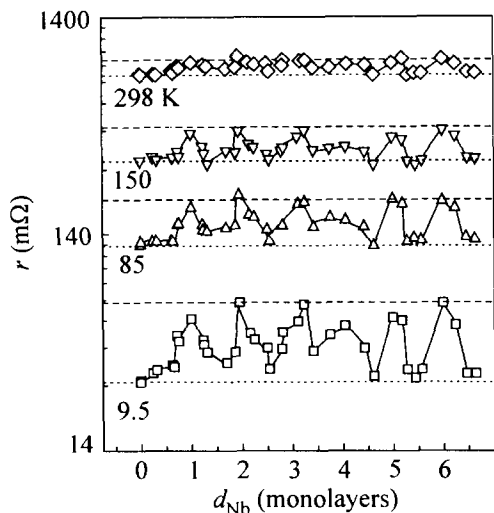


Рис.2. Зависимость сопротивления на квадрат для трехслойных гетероэпитаксиальных (001) пленок $\text{Mo}(35\text{ нм})/\text{Nb}(d_{\text{Nb}})/\text{Mo}(35\text{ нм})$ от толщины d_{Nb} прослойки из Nb при температурах 298, 150, 85 и 9.5 К. Штриховыми линиями показаны половина сопротивления на квадрат индивидуальной пленки Mo толщиной в 35 нм, а пунктирными – сопротивление на квадрат для индивидуальной пленки Mo толщиной в 70 нм при соответствующих температурах

Mo (70 нм) с такой же полной толщиной, либо как две отдельные параллельно соединенные пленки с половинной толщиной – Mo(35 нм). Соответственно, потенциал внутри пленки периодически зависит от толщины прослойки из Nb, оставаясь либо “не замеченным” для электронов проводимости, либо рассеивающим их так же, как внешняя граница пленки Mo (35 нм).

В экспериментах [17] наблюдались осцилляции сопротивления эпитаксиальных пленок, максимумы сопротивления соответствовали покрытию поверхности металлом в половину монослоя. Считалось, что внешняя поверхность исходной пленки близка к зеркальной, а дополнительное осаждение приводит к образованию шероховатой на атомном уровне поверхности. Это вызывает периодическое изменение среднего коэффициента зеркальности $\langle p \rangle$ в (1) и, соответственно, осцилляции сопротивления пленки. В нашем случае, считая прослойку из Nb не проникаемой для электронов, но с периодической зависимостью ее шероховатости (зеркальности) от толщины прослойки, можно было бы аналогичным образом объяснить осцилляции сопротивления. С использованием волноводной модели, рассматривая поперечное движение электронов в трехслойной пленке как движение в двух связанных квантовых ямах, можно классифицировать состояния электронов по нечетным и четным волновым функциям, причем последние имеют пучность в области прослойки. Считая, что по этой причине четные состояния могут периодически “выключаться” из проводимости из-за сильного рассеяния, можно также было бы объяснить наблюдаемые осцилляции сопротивления трехслойной пленки. Однако трудность такого объяснения заключается в том, что максимум сопротивления трехслойной пленки приходится на заверченный слой Nb и, тем самым, как бы максимум “зеркальности” (минимум шероховатости) соответствует максимуму сопротивления.

Далее, мы предполагаем, что осцилляционная зависимость связана с тем, что помимо рассеивающих свойств встроеного потенциала периодически меняется вероятность прохождения электронов между слоями Mo. Малоугловые электроны могут быть локализованы в каждом из слоев Mo, а также частично, либо полностью проходить через слой Nb без рассеяния для малого по высоте контактного потенциала. В последнем случае, очевидно, сопротивления трехслойной пленки и индивидуальной

пленки Mo с полными одинаковыми толщинами должны быть равны между собой, что наблюдается экспериментально. Когда вероятность прохождения малоугловых электронов через прослойку Nb близка к нулю, слои Mo в трехслойной пленке проводят независимо и обеспечивается равенство интенсивности диссипации импульса электронов вдоль линий тока на всех границах раздела. Такое возможно, если флуктуации потенциала определяются изгибом пленки, диктуемым рельефом подложки. В результате параметр d^* из (8) будет одинаков для всех слоев Mo и можно использовать (8) для каждого слоя Mo с половинной толщиной (35 нм), рассматривая всю структуру как две параллельно соединенные пленки Mo(35 нм). В промежуточном случае для трехслойной структуры с частично проницаемым барьером необходимо развитие волноводной модели (8) применительно к такой трехслойной пленке. Мы предлагаем использовать следующую зависимость для сопротивления трехслойной пленки с полной толщиной d от толщины прослойки d_{Nb} :

$$r(d, d_{Nb}) = 0.5r(d/2)D(d_{Nb}) + r(d)(1 - D(d_{Nb})), \quad (10)$$

где $r(d/2)$ и $r(d)$ – сопротивления индивидуальных пленок Mo соответственно с половинной и полной толщиной, а вероятность прохождения электронов между слоями Mo $D(d_{Nb}) = \exp(-4d_o k_o \sin^2(\pi d_{Nb}))$. Величина $4d_o k_o$ определяется шириной и высотой барьера на границе раздела Mo-Nb и Nb-Mo, соответственно. Если для оценки ширины потенциального барьера взять расстояние между монослоями $d_o \sim 0.16$ нм, а его высоты – разность работ выхода между Mo и Nb (001) $\Delta V = 0.5$ эВ [22], то $k_o = (2m(\Delta V - E_{n,0})/\hbar^2)^{1/2} \approx 3.6$ нм⁻¹ и $4d_o k_o \cong 2.4$, где энергия поперечного движения электрона при $n \sim 1$ $E_{n,0} = E_{n,k}(k = 0) \sim 0.01$ эВ. На рис.3 приведена зависимость (10) в диапазоне толщины от 0.5 до 6.5 монослоев при $4d_o k_o = 2.4$, $r(d = 35$ нм) = 0.138 Ом и $r(d = 70$ нм) = 0.0296 Ом, последние два значения получены экспериментально при 9.5 К. Там же представлены экспериментальные результаты сопротивления при 9.5 К для трехслойной пленки. Зависимость (10) удовлетворительно согласуется с экспериментом, за исключением начального участка, для значений d_{Nb} до 0.5 монослоя, который можно рассматривать как переходный при формировании встроенного потенциала.

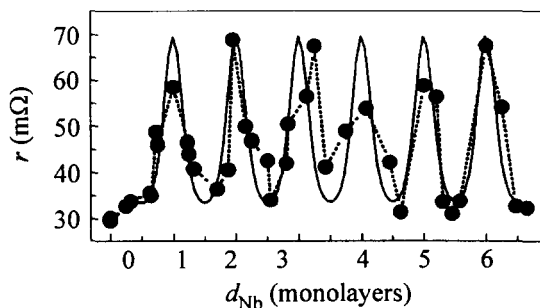


Рис.3. Экспериментальная зависимость (точки-пунктир) сопротивления на квадрат трехслойной пленки при 9.5 К от толщины прослойки из Nb (d_{Nb}) и зависимость (10) (сплошная линия)

Заключение. Полученные экспериментальные результаты по осцилляционной зависимости сопротивления трехслойных гетерозитаксиальных (001) пленок Mo/Nb/Mo от толщины внутренней прослойки из Nb и предлагаемые объяснения указывают на то, что рассеяние малоугловых электронов на пространственных флуктуациях потенциала, встроенного в трехслойную пленку прослойкой из Nb, существенно. Промежуточный слой Nb формирует рассеивающий потенциал, который пе-

риодически меняется с толщиной d_{Nb} с периодом в один монослой от минимального до максимального значения. В результате волновые функции малоугловых электронов периодически перестраиваются, а интенсивность рассеяния электронов проводимости на флуктуациях встроенного потенциала и, соответственно, сопротивление пленки осциллируют. Максимум сопротивления трехслойной пленки соответствуют толщине прослойки из Nb с завершенным монослоем, при этом пленка проводит как две отдельные параллельно соединенные пленки Mo половинной толщины. Минимум сопротивления трехслойной пленки приходится на незавершенный в половину монослой прослойки из Nb, пленка проводит как целое, а ее сопротивление и сопротивление индивидуальной пленки Mo с такой же общей толщиной равны между собой.

Работа выполнена также при поддержке программ Физика твердотельных наноструктур (грант # 99-1126), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-16601) и INTAS (грант 99-193).

-
1. K.Fuchs, Proc. Cambridge Philos. Soc. **34**, 100 (1938).
 2. H.Sondheimer, Adv. Phys. **1**, 1 (1952).
 3. L.A.Falkovsky, Adv. Phys. **32**, 753 (1983).
 4. Р.Ф.Грин, *Поверхностные свойства твердых тел*, под ред. М.Грина, Мир, Москва, 1972, с.104.
 5. А.Ф.Андреев, УФН **105**, 113 (1971).
 6. Ю.П.Гайдуков, *Электронные свойства вискерсов*, в кн. *Электроны проводимости*, под ред. М.И.Каганова, В.С.Эдельмана, Наука, Москва, 1985, гл.12, стр.372.
 7. Г.М.Михайлов, И.В.Маликов, А.В.Черных, Письма в ЖЭТФ **66**, 693 (1997).
 8. Z.Tesanovic, M.V.Jaric, and S.Maekawa, Phys. Rev. Lett. **5**, 2760 (1986).
 9. N.Trivedi and N.W.Ashcroft, Phys. Rev. **B38**, 12298 (1988).
 10. G.Fishman and D.Calecki, Phys. Rev. Lett. **62**, 1302 (1989).
 11. G.Fishman and D.Calecki, Phys. Rev. **B43**, 11581 (1991).
 12. N.M.Makarov, A.V.Moroz, and V.A.Yampol'skii, Phys. Rev. **B52**, 6087 (1995).
 13. X.-G.Zhang and W.H.Butler, Phys. Rev. **B51**, 10085 (1995).
 14. А.Е.Мейерович и А.Степанянц, Phys. Rev. **B60**, 9129 (1999).
 15. I.V.Malikov and G.M.Mikhailov, Thin Solid Films **355-356**, 1 (1999).
 16. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва, 1984, гл. 11.
 17. D.Schumacher, *Surface Scattering Experiments with Conduction Electrons*, Springer-Verlag, Berlin, 1993.
 18. Г.М.Михайлов, И.В.Маликов, В.Т.Петрашов, ФТТ **38**, 3212 (1996).
 19. I.V.Malikov and G.M.Mikhailov, J. Appl. Phys. **82**, 5555 (1997).
 20. G.Oya, M.Koishi, and Y.Sawada, J. Appl. Phys. **60**, 1440 (1986).
 21. G.M.Mikhailov, I.V.Malikov, A.V.Chernykh et al., Proc. 7-th Int. Symp. *Nanostructures: Physics and Technology*, St.-Petersburg, Russia, 14-18 June, 1999, p.99.
 22. *Физические величины*, Спр. под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва, 1991.