

3-7-2020

ELEKTRIC CONDUCTIVITY AND STRAIN SENSITIVITY OF SEMICONDUCTOR POLYCRYSTALLINE THIN FILMS

X M. Sulaymonov

Ferghana Polytechnic Institute

N Kh Yuldashev

Ferghana Polytechnic Institute

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi>

Recommended Citation

Sulaymonov, X M. and Yuldashev, N Kh (2020) "ELEKTRIC CONDUCTIVITY AND STRAIN SENSITIVITY OF SEMICONDUCTOR POLYCRYSTALLINE THIN FILMS," *Scientific-technical journal*: Vol. 3 : Iss. 1 , Article 6. Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol3/iss1/6>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific-technical journal by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact sh.erkinov@edu.uz.

УДК 621.315.592

ELEKTRIC CONDUCTIVITY AND STRAIN SENSITIVITY OF SEMICONDUCTOR POLYCRYSTALLINE THIN FILMS**Sulaymonov X. M., Yuldashev N. Kh.**

Ferghana Polytechnic Institute

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК**Сулаймонов Х.М., Юлдашев Н.Х.**

Ферганский политехнический институт

**ЮПҚА ПОЛИКРИСТАЛЛ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ ПЛЕНКАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР
ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ ВА ТЕНЗОСЕЗГИРЛИГИ****Сулаймонов Х.М., Юлдашев Н.Х.**

Фарғона политехника институти

Abstract. A theoretical calculation of the current-voltage characteristic and the strain sensitivity coefficient of thin polycrystalline films based on the tunnel and Schottky mechanisms of current flow are compared with the results of known experimental works.

Keywords: semiconductor, polycrystalline film, interface, potential barrier, mechanical deformation, current-voltage characteristic, strain sensitivity.

Аннотация. Выполнен теоретический расчет вольт-амперной характеристики и коэффициент тензочувствительности тонких поликристаллических пленок на основе туннельного и шоттковского механизмов токопрохождения, сравниваются с результатами известных экспериментальных работ.

Ключевые слова: полупроводник, поликристаллическая пленка, интерфейс, потенциальный барьер, механическая деформация, вольт-амперная характеристика, тензочувствительность.

Аннотация. Туннель ва Шоттки ток ўттиш механизмлари асосида поликристалл юпқа пленкаларнинг вольт-ампер характеристикаси ва тензосезгирлик коэффициенти назарий ҳисобланган, мавжуд экспериментал ишларнинг натижалари билан таққосланган.

Таянч сўзлар: ярим ўтказгич, поликристалл пленка, интерфейс, потенциал тўсик, механик деформация, вольт-ампер характеристика, тензосезгирлик.

Введение. Известно, что для объяснения аномальных электрофизических и тензометрических свойств полупроводниковых поликристаллических пленок привлекаются идеализированные модели. Среди этих моделей наибольшего распространения получила так называемая модель пленок с межгранульными потенциальными барьерами [1-5]. Это обусловлено тем, что в начальной стадии роста поликристаллической пленки на поверхности подложки образуются статистически разбросанные центры кристаллизации-зародыши. С течением времени, увеличиваясь по размерам в трех направлениях, эти зародыши превращаются в структурно совершенные монокристаллические зерна. В участках соприкосновения последних-между гранулами структурное совершенство сильно нарушается [5,6].

FUNDAMENTAL SCIENCES

Это нарушение обуславливается, во-первых, несоответствием ориентации кристаллических направлений зерен (а это, вообще говоря, вызывает различие в параметрах и значит, в свойствах зерен), во-вторых, наличием на границах зерен в больших количествах вакансий или избытка атомов исходного материала пленки, а также вытесненных из зерен чужеродных атомов, например, кислорода, которые невозможно полностью исключить в таком вакууме, как 10^{-4} мм.рт.ст. В первом случае, стремясь устранить ориентированные несоответствия, зерна деформируются, вызывая внутренние механические напряжения (*ВМН*) в пленке. Эти напряжения существуют в основном в областях стыковки и уменьшаются в глубину зерен. Во втором случае периодичность кристаллической решетки на поверхностях зерен полностью нарушается и следовательно, создаются дополнительные внутренние усилия, т.к. по принципу Ван-дер-Мерве зерна должны деформироваться [6], чтобы уменьшать несоответствие между параметрами своих решеток (эти внутренние усилия независимы от тех усилий, которые вызываются несоответствиями между параметрами решеток пленки и подложки).

Отсюда следует, что между соседними кристаллитами пленки образуется некоторая переходная прослойка («interface»). Эти участки тонких поликристаллических пленок протягиваются на несколько постоянных решеток, т.е. имеют конечные размеры и сосредотачивают в себе различные дефекты пленки. Естественно ожидать, что именно эти полностью неупорядоченные области пленки представляют собою основные рассеивающие участки для свободных носителей и весьма чувствительны ко всяким внешним воздействиям и, в первую очередь, к механической деформации. Они являются основными объектами исследований тонких поликристаллических пленок, характеризуются очень сложными специфическими структурными особенностями, определяющими, по-видимому, много интереснейших свойств пленок.

Как известно, любое нарушение в периодичности кристаллических решеток всегда сопровождается появлением соответствующих потенциальных барьеров, препятствующих свободному распространению электронных волн по кристаллу. Из этого естественным образом приходим к модели поликристаллических пленок с межгранульными потенциальными барьерами [5-7].

Переходные прослойки по своим электрофизическим свойствам, а порой по химическому составу различаются от аналогических свойств и состава прилегающих к ним зерен. По-видимому, в некоторых случаях их приближенно можно рассматривать как окисные прослойки, т.е. как диэлектрики. В таком случае неоднородную структуру – поликристаллическую полупроводниковую пленку в направлении прохождения тока грубо можно представить себе как трехмерную сетку из линейных цепочек, состоящих из последовательно включенных полупроводник (*П*)- диэлектрик (*Д*) – полупроводник (*П*) – диэлектрик (*Д*) и т.д. Поэтому расчет влияния механической деформации на вольтамперную характеристику (*ВАХ*) структуры *ПДП* в какой-то мере приближает нас к изучению тензорезистивных свойств пленки. Решение подобной задачи в литературе практически отсутствует. *ВАХ* структуры *ПДП* без учета механической деформации, также исследована недостаточно. Так, в работе [7] исследованы туннельные процессы в диодах *ПДП*. Получены интересные экспериментальные факты. Однако в ней рассмотрение производится с общей точки зрения и полученные результаты не применимы к объяснению свойств пленок.

В настоящей работе выполнен теоретический расчет *ВАХ* и коэффициента тензочувствительности тонких поликристаллических пленок на основе туннельного и шоттковского механизмов пропускания электрического тока, сравниваются с результатами известных экспериментальных работ.

Выбор модели структуры и граничные условия. Во многих исследованиях электрофизических свойств активных пленочных структур как, например, *МДМ*, *МДП*, *МДПМ* и т.п. диэлектрическую прослойку рассматривают как простые потенциальные барьеры, форму которых аппроксимируют различным образом [7-9].

FUNDAMENTAL SCIENCES

Для решения поставленной задачи выбираем следующую модель структуры ПДП. Для простоты считаем полупроводники с обеих сторон диэлектрической прослойки одинаковыми. Совершенно разные параметры (сродство к электрону χ , ширина запрещенной зоны ε_g и т.д.) полупроводника и диэлектрика приводят к разрыву энергетических зон на их границе раздела (по крайней мере, к варизонной структуре). Величина скачка потенциала на границе раздела определяется величинами χ_n и χ_D

$$\Delta\varepsilon_c = \varphi_s = \chi_n - \chi_D. \tag{1}$$

Многие экспериментальные факты показывают, что в области диэлектрика существует большое число дефектов, имеющих акцепторный или донорный характер [7]. Большинство из них в зависимости от температуры могут быть ионизированы (т.е. заполнены электронами) и создают в диэлектрике объемные заряды. В первом приближении плотность объемного заряда примем неизменной. Исходя из этого, используем параболическую аппроксимацию потенциального барьера в области D с постоянной толщиной λ , равной толщине диэлектрика. Схема энергетических зон исследуемой структуры приведена на рис. 1. Сплошные линии показывают ход потенциалов при отсутствии внешнего электрического поля, а пунктирные – после его включения.

Рассмотрим полупроводник n – типа, в котором мелкие примеси полностью ионизированы. Полупроводник достаточно сильно легирован, однако не вырожден, и к нему применима статистика Максвелла-Больцмана. Между полупроводником n -типа и диэлектриком (с обеих сторон) имеется слой, обеднённый основными носителями. Структура при отсутствии внешнего электрического напряжения является симметричной. Удельное сопротивление (ρ), степень легирования полупроводника (N_g), высота потенциального барьера φ_0 , скачок потенциала (φ_s) между Π и D областями одинаковы для участков I и II. При приложении внешнего напряжения появляется асимметрия в структуре, барьеры между полупроводником и диэлектриком с одной стороны растут, а с другой – уменьшаются. Ширина областей объемных зарядов также изменяется различно. Это по-разному влияет на прохождение носителей зарядов через барьерные области.

Для простоты расчета сначала будем пренебрегать поверхностными зарядами на границах раздела Π и D . Это дает возможность пользоваться непрерывностью нормальной составляющей вектора электростатической индукции $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ на этих границах, т.е. будем считать

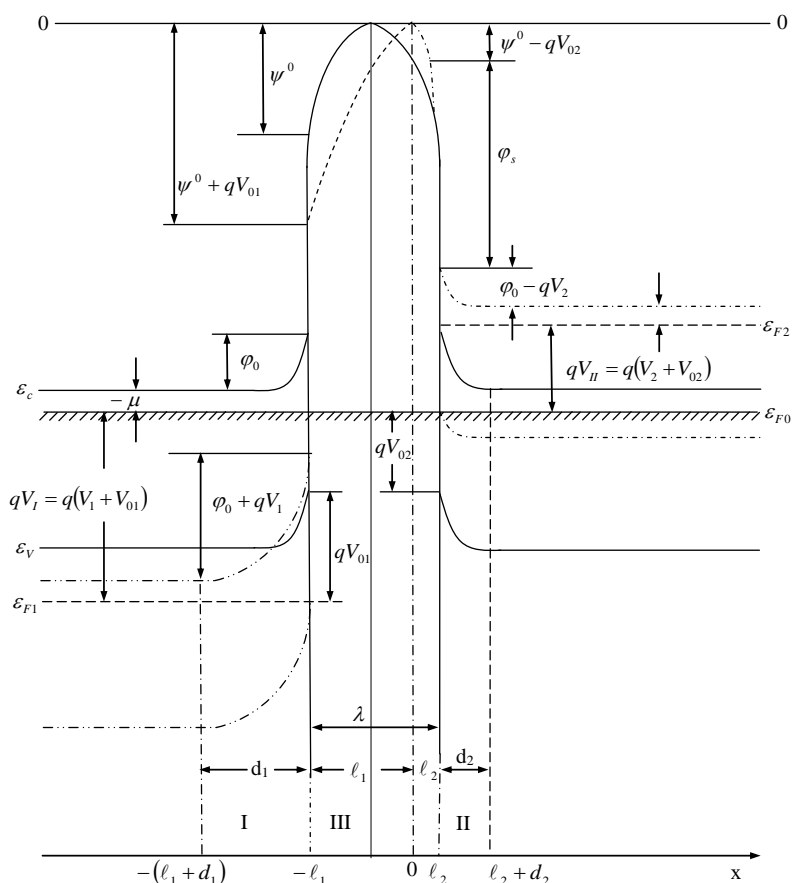


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма структуры полупроводник-диэлектрик-полупроводник. Сплошные линии соответствуют равновесному состоянию ПДП, а пунктирные и штрих-пунктирные линии – состоянию ПДП под действием внешнего электрического напряжения.

FUNDAMENTAL SCIENCES

$$\varepsilon_n E_{ni} = \varepsilon_D E_{Di}. \quad (2)$$

Объемные заряды запирающего слоя обусловлены ионизированными донорными примесями, а инверсионные слои не образуются. Противоположно направленные контактные поля запирающих слоев проникают и в область диэлектрика. Начало координат $x=0$ выбрано там, где эти поля уравновешиваются.

Носителями тока являются, в основном, электроны. Потоками неосновных носителей через структуру пренебрегаем. Также не принимаем во внимание генерацию и рекомбинацию носителей зарядов в области объемных зарядов и диэлектрика. Механизм переноса носителей зарядов через запирающие слои является диодным [9], а через диэлектрический слой - туннельными и шоттковским. Внешнее напряжение падает в основном в областях объемных зарядов (ООЗ) и в диэлектрике. Направления однородной механической деформации и электрического тока совпадают. Все приводимые ниже результаты расчета с незначительным соответствующим изменением можно применить и для полупроводника p -типа.

Расчет ВАХ. В пленочной электронике одним из важных вопросов представляет собой изучение вопросов прохождения носителей зарядов через тонкие пленочные системы. В таких системах протекают разнообразные электронные процессы. Многие из этих процессы. Многие из этих процессов пленке наблюдаются одновременно, но в зависимости от конкретных условий один из них может преобладать. Протекающий через структуру электрический ток считаем туннельным и шоттковским, т.е. надбарьерным. Другими словами, при расчете принимаем во внимание сразу два механизма переноса носителей тока через структуру

$$j = j_T + j_{Ш}. \quad (3)$$

Чтобы получить ВАХ в диодах приближении в обоих случаях электрические токи будем вычислять как разность потоков носителей заряда протекающих в противоположенных направлениях, от 1-го полупроводника ко 2-ому и обратно [8]:

$$j_T = j_T^{(2)} - j_T^{(1)}, \quad j_{Ш} = j_{Ш}^{(2)} - j_{Ш}^{(1)}. \quad (4)$$

Эти токи ($j_T, j_{Ш}$) рассчитываем в явном виде по отдельности.

1. Туннельный механизм переноса зарядов существенен при сравнительно низких температурах и в таких системах, где имеются диэлектрические слои с малой толщиной ($\lambda \ll 100 \text{ \AA}$) и существует сильное электрическое ($E > 10^5 \text{ в/см}$). Как известно, туннельный эффект заключается в том, что микрочастицы (электроны) с заданной полной энергией проявляя свои волновые свойства проходят из одной рассматриваемой области в другие сквозь классически недоступные для них потенциальные барьеры. При этом полная энергия частицы. Перешедшей из первой области во вторую не изменяется, т.е. остается постоянной.

Поток электронов, туннелирующих через определенный потенциальный барьер, создает электрический ток с плотностью, определяемой формулой [9]:

$$j_T^{(i)} = 2q \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[- \frac{m_n^* (v_y^2 + v_z^2)}{2kT} \right] dv_y dv_z \int_{v_{xi}}^{\infty} \exp \left[- \frac{\frac{m_n^* v_x^2}{2}}{kT} \right] v_x D(v_x) dv_x \equiv \frac{4\pi m_n^* kT}{h^3} \int_{\varepsilon_{xi}^{\min}}^{\varepsilon_{xi}^{\max}} \exp \left(- \frac{\varepsilon_x - \mu_i}{kT} \right) D_i(\varepsilon_x) d\varepsilon_x \quad (5)$$

где $D_i(\varepsilon_x)$ - прозрачность барьера для частицы данной кинетической энергии вдоль оси x , переходящей из i -го полупроводника; q - заряд электрона, μ_i - химический потенциал.

FUNDAMENTAL SCIENCES

В полуклассическом приближении *ВКБ* при квадратичном законе дисперсии ($\varepsilon_x = m_n^* v_x^2 / 2$) величина $D_i(\varepsilon_x)$ находится из следующей известной формулой

$$D_i(\varepsilon_x) = D_0 \exp \left[-\frac{2\sqrt{2m_n^*}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{u(x) - \varepsilon_{xi}} dx \right]. \quad (6)$$

Здесь $D_0 \approx 1$, x_1 и x_2 классические точки поворота микрочастицы. Началом отсчета энергии выберем дно зоны проводимости 1-го полупроводника.

Ход потенциала в области диэлектрика для структуры, указанной схематически на рис.1, находится решением уравнения Пуассона для потенциала в этой области

$$\frac{\partial^2 u(x, V)}{\partial x^2} = -\frac{4\pi q^2}{\varepsilon_D} N_a = -A, \quad (7)$$

где ε_D - диэлектрическая постоянная III области, т.е. диэлектрика; $N_a = const$ - концентрация (плотность) ионизированных акцепторных состояний в этой области. Для функции $u(x, V)$, как видно из рис. 1 существует следующие условия:

$$u|_{x=-\ell_1} = \varphi_0 + q(V - V_2) + \varphi_s - qV_D, \quad u|_{x=0_1} = \varphi_0 + q(V - V_2) + \varphi_s + \psi^0 - qV_{02}, \quad (8)$$

$$u'_x|_{x=0} = qE_D|_{x=0} = 0, \quad u|_{x=\ell_2} = \varphi_0 + q(V - V_2) + \varphi_s$$

Используя два из этих условий (при $x=0$) решение уравнения (3.9) получим в виде

$$u(x, V) = \varphi_0 + q(V - V_2) + \varphi_s + \psi^0 - qV_{02} - \frac{1}{2} Ax^2 \quad (9)$$

Отсюда можно найти выражение для напряженности электрического поля в диэлектрике

$$E_D(x) = -Ax/q. \quad (10)$$

Это показывает, что E_D изменяется линейно по x , обращаясь в ноль в точке $x=0$ и достигая своего максимального абсолютного значения на границах раздела $x=-\ell_1$, $x=\ell_2$.

С помощью двух остальных условий (8) и очевидного соотношения $\lambda = \ell_1 + \ell_2$ находим расстояния ℓ_1 , ℓ_2 в зависимости от приложенного напряжения V

$$\ell_1(V) = \sqrt{\frac{2}{A}(\psi^0 + qV_{01})}, \quad \ell_2(V) = \sqrt{\frac{2}{A}(\psi^0 - qV_{02})} \quad (11)$$

и следующее полезное в будущем выражение

$$V_{02} = \frac{\psi^0}{q} - \frac{1}{2} \frac{A}{q} \left(\frac{\lambda}{2} - \frac{qV_D}{A\lambda} \right), \quad (12)$$

где V_{01} , V_{02} - падения напряжения соответственно в областях $(-\ell_1, 0)$ и $(0, \ell_2)$. Как видно из (11), с увеличением приложенного к структуре внешнего напряжения, плоскость перпендикулярная к оси x в точке $x=0$ перемещается слева направо, приближаясь к границе раздела III и II областей при указанной рис. 1. полярности внешнего напряжения. Точка $x=0$ (т.е. максимум потенциала в диэлектрике) сливается с точкой $x=\ell_2$ при значении падения напряжения в диэлектрике

$$V_D = f(\lambda, N_a) = A\lambda^2 / 2q.$$

При $N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$, $\varepsilon_D \approx 30$ получим $V_D \approx 10 \text{ мВ}$.

Подставляя (9) в (6), определим прозрачность потенциального барьера соответственно для электронов, идущих вдоль и против направления оси x при условии

$$\left\{ \frac{2}{A} [\varphi_0 + q(V - V_2) + \varphi_s - \varepsilon_x] + \left(\frac{\lambda}{2} - \frac{qV_D}{A\lambda} \right)^2 \right\}^{1/2} = a > \lambda: \quad (13)$$

FUNDAMENTAL SCIENCES

$$D_1(\varepsilon_x, V) \approx D_0 \exp\left\{u_{\max}^{1/2} - \frac{\varepsilon_x}{2u_{\max}^{1/2}}\right\}, \quad D_2(\varepsilon_x, V) \approx D_0 \exp\left\{-\sigma\lambda\left(u_{\max}^{1/2} - \frac{\varepsilon_x + qV}{2u_{\max}^{1/2}}\right)\right\}, \quad (14)$$

где $u_{\max} = u(x, V)|_{x=0}$ - максимальное значение потенциального барьера, $\sigma = 2\sqrt{2m_n^*}/\hbar$.
Условие (13) означает, что кинетическая энергия электронов туннелирующих сквозь барьер, меньше, чем его максимальная высота. Из (14) видно, что диэлектрический слой более прозрачен для электронов, идущих из области II, чем электронов из области I. Причем эта разность увеличивается с увеличением падения напряжения в структуре.

Для протекающего через структуру тока большое сопротивление оказывают в основном слой диэлектрика и ООЗ 1-го и 2-го полупроводника именно в этих областях и падает внешнее приложенное напряжение, т.е.

$$V = V_1 + V_2 + V_D, \quad (15)$$

$$V_D = V_{01} + V_{02}. \quad (16)$$

Чтобы найти $BAX j = j(V)$ необходимо выразить V_1, V_2, V_{01}, V_{02} или V_D через V . Для этого используем кроме выражений (12), (15), (16) еще условия непрерывности нормальной составляющей вектора электростатической индукции на границах раздела (2):

$$\varepsilon_n E_{n1}(x = -\ell_1) = \varepsilon_D E_D(x = -\ell_1), \quad (17)$$

$$\varepsilon_n E_{n1}(x = \ell_2) = \varepsilon_n E_{n2}(x = \ell_2). \quad (18)$$

$E_{n1}(x = \ell_1), E_{n2}(x = \ell_2)$ находим после интегрирования уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi q^2}{\varepsilon_n} N_g = B$$

в области $[-(\ell_1 + d_1), -\ell_1], [\ell_2, (\ell_2 + d_2)]$ с соответствующими граничными условиями:

$$x = -(\ell_1 + d_1), \quad \varphi = 0, \quad E_{n1} \cong 0, \quad x = -\ell_1, \quad \varphi = \varphi_0 + qV_1, \quad (19)$$

$$x = \ell_2, \quad \varphi = \varphi_0 + q(V - V_2), \quad x = \ell_2 + d_2, \quad E_{n2} \cong 0, \quad \varphi = qV \quad (20)$$

И в результате чего имеем

$$E_{n1}(x = -\ell_1) = \sqrt{\frac{2B}{q^2}(\varphi_0 + qV_1)}, \quad E_{n1}(x = -\ell_2) = \sqrt{\frac{2B}{q^2}(\varphi_0 + qV_2)} \quad (21)$$

Кроме того, находим следующие полезные соотношения

$$\phi_0 = \frac{A \varepsilon_D^2}{B \varepsilon_n^2} \psi^0, \quad \psi^0 = \frac{1}{3} A \lambda^2.$$

При $\varepsilon_D = 30, \quad \varepsilon_n = 15, \quad \lambda = 50 \text{ \AA}, \quad N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad N_g = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ можно получить $\psi^0 = 1 \text{ мВ}, \quad \varphi_0 = 20\psi^0 \approx kT$, если $T = 300 \text{ К}$. Совместно решая полученных уравнений (12), (15)-(18) относительно неизвестных $V_1, V_2, V_{01}, V_{02}, V_D$ и принимая во внимание (10), (21), находим

$$\begin{aligned} V_D &= \frac{1}{1+\chi} V, & V_1 &= \frac{1}{q} \varphi_0 [(1+\beta V)^2 - 1], & V_2 &= \frac{1}{q} \varphi_0 [(1-\beta V)^2] \\ V_{01} &= \frac{1}{q} \psi^0 [(1+\beta V)^2 - 1], & V_{02} &= \frac{1}{q} \psi^0 [(1-\beta V)^2], \end{aligned} \quad (22)$$

где через χ и β обозначены

$$\chi = \frac{\varepsilon_D N_a}{\varepsilon_n N_g}, \quad \beta = \frac{2q}{A \lambda^2} \cdot \frac{1}{1+\chi}. \quad (23)$$

Теперь, подставляя (14), (15) в первое из выражений (4), находим плотность туннельного тока через структуры в общем виде:

FUNDAMENTAL SCIENCES

$$j_T = \frac{4\pi m_n^* \kappa T q}{h^3} D_0 e^{\frac{\mu}{\kappa T}} \cdot e^{-\sigma \lambda u_{\max}^{1/2}} \cdot \left[e^{\frac{(1+\gamma(V))qV}{\kappa T}} \cdot \int_{\varphi_0 - qV_2}^{u_{\max} - qV} \exp\left[-(1-\gamma(V))\frac{\varepsilon_x}{\kappa T}\right] d\varepsilon_x - \int_{\varphi_0 + q(V-V_2)}^{u_{\max}} \exp\left[-(1-\gamma(V))\frac{\varepsilon_x}{\kappa T}\right] d\varepsilon_x \right].$$

Здесь

$$\gamma(V) = \sigma \lambda \kappa T / 2u_{\max}^{1/2}. \quad (24)$$

Если принять условно $u_{\max} \approx 0,1$ эв, то при $\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ и $T \approx 300 \text{ K}$ получим $\gamma \approx 0,1$, а при $T \approx 300 \text{ K}$ $\gamma \approx 1$. При $u_{\max} \approx 0,1$ эв, $T \approx 300 \text{ K}$ и $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$ находим результат $\gamma \approx 5$ и т.д.

Величина $\gamma(V, T)$ определяется параметрами структуры $(\varphi_s, \psi^0, \varphi_0, \lambda)$, температурой T и V . В зависимости от γ могут быть следующие случаи:

1. $\gamma < 1$. Этот случай реализуется при низких температурах ($E < 100 \text{ K}$), малых толщинах диэлектрического слоя ($\lambda \leq 10 \text{ \AA}$) и при $\varphi_s \gg \kappa T$ или при сравнительно очень высоких напряжениях V , что благоприятствует для туннелирования носителей. Выражение туннельного тока (23) приобретает вид:

$$j_T = j_s \frac{1}{1-\gamma(V)} e^{-\Theta^{(1)}(V)} \left[e^{\alpha(V)V} - 1 \right], \quad (25)$$

где обозначено

$$j_s = \frac{1}{4} q n_0 \bar{v} \exp\left(-\frac{\varphi_0}{\kappa T}\right) \cdot D_0, \quad \Theta^{(1)}(V) = \sigma \lambda u_{\max}^{1/2} - \gamma(V) \cdot (1-\gamma(V)) \frac{q + \varphi_0 \left[(1 + \beta V)^2 - 1 \right]}{\kappa T},$$

$$\alpha(V) = 2 \frac{q + 2\beta \varphi_0 (1-\gamma(V))}{\kappa T}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8\kappa T}{\pi m_n^*}}, \quad n_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* \kappa T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{\mu}{\kappa T}.$$

Зависимость $\Theta^{(1)}$ от V несколько сильнее, чем $\alpha(V)$. При $\varepsilon_D | \varepsilon_n = 2$ и $N_a | N_g = 10$, $\alpha \cong 2q | \kappa T = const$. В случае высоких напряжений ($\gamma \ll 1$) можно записать

$$j_T = j_s \exp(-\Theta_0^{(1)}(V)) \cdot \left[\exp \frac{2qV}{\kappa T} - 1 \right], \quad (25a)$$

где

$$\Theta_0^{(1)}(V) = \sigma \lambda u_{\max}^{1/2} + \frac{qV + \beta^2 \varphi_0 V^2}{\kappa T}.$$

2. $\gamma > 1$. Этот случай, как видно из (24), может реализоваться при сравнительно высоких температурах ($T \approx 300 \text{ K}$), больших толщинах диэлектрического слоя ($\lambda \approx 100 \text{ \AA}$) и при малых φ_0 или низких напряжениях. Для данного случая из (23) получим:

$$j_T = j_s \frac{1}{\gamma(V)-1} \exp(-\Theta^{(2)}(V)) \cdot \left[\exp \frac{2qV}{\kappa T} - 1 \right]. \quad (26)$$

Здесь

$$\Theta^{(2)}(V) = \sigma \lambda u_{\max}^{1/2} - (\gamma(V)-1) \cdot \frac{u_{\max}}{\kappa T}$$

Если

$$\gamma \gg 1,$$

то

имеем

FUNDAMENTAL SCIENCES

$$j_T = j_s \frac{1}{\gamma(V)} \exp(-\Theta_0^{(2)}(V)) \cdot \left[\exp \frac{2qV}{\kappa T} - 1 \right] \quad (26a)$$

$$\Theta_0^{(2)}(V) = \frac{1}{2} \sigma \lambda u_{\max}^{1/2}.$$

3. $\gamma(V) \approx 1$. Это случай реализуется, например, когда $u_{\max} \approx 0,1$ эВ при $\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ и $T \approx 150 \text{ K}$, т.к.

$$\gamma(V) = 0,025 \lambda \left(\text{\AA} \right) T \left(^\circ K \right) / 300 u_{\max}^{1/2} \left(\text{эВ}^{1/2} \right).$$

Из (23) следует

$$j_T = j_s \frac{\varphi_s + \psi^0 - qV_{02}}{\kappa T} e^{-\Theta^{(3)}(V)} \left[\exp \frac{3qV}{2\kappa T} - 1 \right], \quad (27)$$

где $\Theta^{(3)}(V) = \sigma \lambda u_{\max}^{1/2} - \frac{\varphi_0}{\kappa T}$.

Если при определенных значениях параметров структуры $\gamma_0 = \gamma(V=0) > 1$, то с увеличением V от 0 до самых больших значений реализуются все три вышеупомянутых случая. Если при отсутствии внешнего поля выполняется неравенство $\gamma_0 < 1$, то $j_T(V)$ описывается во всем интервале изменений V только формулой (25).

Непосредственно путем дифференцирования выражений (25), (26), (27) по V , т.е. находя дифференциальную проводимость dj_T/dV , можно убедиться в том, что для общего случая, когда $\gamma_0 > 1$, темп роста туннельного тока с ростом напряжений V несколько меньше при низких напряжениях (высокоомное состояние), чем при сравнительно больших напряжениях (низкоомное состояние), что совпадает с результатами экспериментальных исследований ВАХ пленки PbS [1]. Аналогично убеждаемся, что j_T очень сильно зависит от температуры.

II. Шоттковский механизм переноса носителей зарядов наряду с туннельным может играть заметную роль среди электронных процессов в пленочных системах при сравнительно высоких температурах и низких потенциальных барьерах [8]. Плотность тока будем вычислять как разность эмиссионных потоков из 1-го и 2-го полупроводника [9]

$$j_{III} = \frac{4\pi m_n^* \kappa T q}{h^3} e^{\frac{\mu}{\kappa T}} \left[\int_{\eta_{n2D}}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon_x - qV}{\kappa T}} d\varepsilon_x - \int_{\eta_{n1D}}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon_x}{\kappa T}} d\varepsilon_x \right], \quad (28)$$

так как доли захваченных в диэлектрике носителей, также как и эмиссионные потоки носителей из диэлектрика в полупроводник при $\lambda \ll d$ (d – длина свободного пробега электрона) малы. В (2.28) η_{n1D} – внешняя (полная) работа выхода электронов из 1-го полупроводника в диэлектрик, η_{n2D} – то же самое для 2-го полупроводника.

Для показанной на рис. 1 структуры, получим выражение плотности шоттковского тока в виде

$$j_{III} = j_s \cdot \exp \left[-\frac{\varphi_s + \psi^0 + q(V - V_2 - V_{02})}{\kappa T} \right] \cdot \left(\exp \frac{2qV}{\kappa T} - 1 \right) \quad (29)$$

или при условии $\varphi_s + qV \gg \psi^0 - q(V_2 + V_{02})$

$$j_{III} = j_s \cdot \exp \left[-\frac{\varphi_s + qV}{\kappa T} \right] \cdot \left(\exp \frac{2qV}{\kappa T} - 1 \right), \quad (29a)$$

где используются предыдущие обозначения.

FUNDAMENTAL SCIENCES

Сравним вклады туннельного и шоттковского тока в общий, например, для случая высоких напряжений. Из (25а) и (29а) получим $\frac{j_T}{j_{ш}} = \exp \omega(V, T)$,

(30)

$$\omega(V, T) = \frac{\varphi_S}{kT} - (\sigma \lambda u_{\max}^{1/2} \beta^2 V^2).$$

В зависимости от $\omega(V, T)$ имеют место следующие случаи:

1. Случай $\omega < 0$ (это выполняется при очень высоких напряжениях V сравнительно больших λ, φ_0 и малых φ_S), перенос носителей зарядов в основном определяется шоттковским механизмом.

2. Случай $\omega > 0$ (т.е. при больших φ_S и малых λ, φ_0), туннельный ток превалирует над шоттковским.

3. Случай $\omega \approx 0$. При этом невозможно отдать предпочтение ни туннельному, ни шоттковскому механизму.

На рис. 2. показаны теоретические ВАХ для полного (кривая 1), туннельного (2) и шоттковского (3) токов через структуры ПДП при $\gamma < 1$ и $\omega < 0$. Видно, что теоретическая кривая 1 качественно хорошо воспроизводит экспериментальную кривую ВАХ пленки $PbSe$ [1] с $T_n = 100$ °C и $d \approx 10$ мкм. Заметные отклонения теории от эксперимента наблюдается лишь при больших напряжениях. Отметим, что ВАХ с начальным линейным участком и переходящим в суперлинейный участок $j(V)$ наблюдались ранее для поликристаллических пленок PbS , $PbTe$ и $PbSe$ [1]. Из сравнения теоретических кривых 1, 2 и 3 интересно заметить, что нелинейность ВАХ, обнаруживающаяся при более высоких напряжениях также, как и в эксперименте (треугольники), в основном обусловлена шоттковским вкладом тока через интерфейс. Таким образом, развитая в этом параграфе теория расчета ВАХ поликристаллических полупроводниковых пленок качественно правильно отражает основные особенности экспериментальных кривых ВАХ.

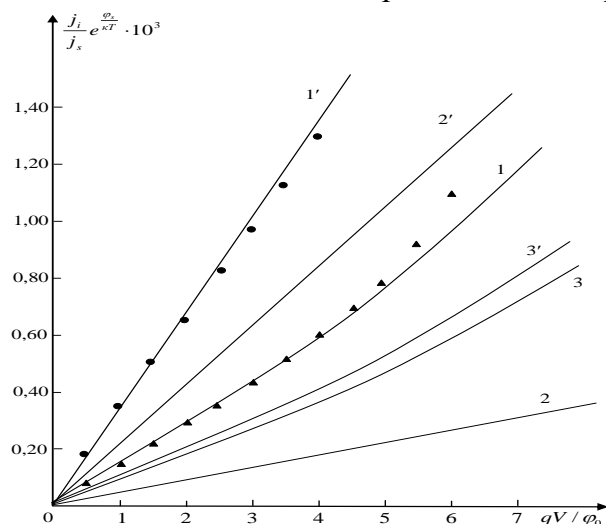


Рис. 2. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (треугольники и кружки) ВАХ структуры ПДП и пленки $PbSe$. Кривые 1, 2 и 3 зависимости $j(V)$, $j_T(V)$ и $j_{ш}(V)$, а 1', 2' и 3'-то же самые при деформации сжатия $\varepsilon \cong -1.0 \cdot 10^{-2}$ отн.ед.

Влияние механической деформации на ВАХ. Вопрос о влиянии $МД$ на свойства монокристаллов глубоко изучен в книге Г.Е. Пикуса, Л.Бира [10]. Поликристаллические структуры иначе ведут себя при $МД$. В последних существует $ВМН$, которое отсутствует в монокристаллах. Реальные поликристаллические пленки можно считать, как бы заранее деформированными. Внешняя $МД$ так или иначе может только изменить эту деформацию. Поэтому вышеупомянутый вопрос в реальных поликристаллических структурах представляется очень трудным и до сих пор остается открытым.

Для изучения влияния $МД$ на ВАХ структуры ПДП первоначально нам необходимо выделить те параметры структуры, которые изменяются под действием $МД$. Такими параметрами является в основном φ_0 , ψ^0 , φ_S , λ , μ , m_n^* . Для простоты расчета мы не учитываем

FUNDAMENTAL SCIENCES

изменением m_n^* от $MД$. Изменение контактного потенциального барьера (φ_0) под влиянием $MД$ рассмотрено в работе [5]. В первом приближении при малых значениях относительной деформации ε можем написать

$$\varphi_0^\varepsilon = \varphi_0(1 + a_{\varphi_0} \cdot \varepsilon), \quad \psi^{o\varepsilon} = \psi^o(1 + a_{\psi^o} \cdot \varepsilon), \quad \varphi_s^\varepsilon = \varphi_s(1 + a_{\varphi_s} \cdot \varepsilon), \quad \mu^\varepsilon = \mu(1 + a_\mu \cdot \varepsilon),$$

$$\lambda^\varepsilon = \lambda(1 + a_\lambda \cdot \varepsilon) \quad (a_\lambda \cong \pm 1). \quad (31).$$

Коэффициенты a_{φ_0} , a_{ψ^o} , a_{φ_s} , a_μ , a_λ - величины практически порядка единицы, содержащие в конечном итоге константы деформационных потенциалов полупроводника или диэлектрика. Подставляя эти значения параметров в соответствующие выражения для токов в принципе мы можем получить ВАХ структуры ПДП при внешней $MД$. Для того, чтобы иметь более ясное представление, на сколько изменится протекающий ток через структуры под влиянием $MД$, находим отношения j_i^ε / j_i . Из выражения (25а), (26), (27), (29) приходим к следующим результатам:

$$1. \text{ При } \gamma \ll 1 \quad \frac{j_T^\varepsilon}{j_T} = \exp(-\nu_1(V)\varepsilon), \quad (32)$$

где

$$\nu_1(V) = \sigma\lambda \left[a_\lambda u_{\max}^{1/2} + \frac{a_{\varphi_s} \varphi_s + a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_{\psi^o} \psi^o}{2u_{\max}^{1/2}} \right] + \frac{a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_\mu \mu - (4a_\lambda - a_{\varphi_0}) \varphi_0 \beta^2 V^2}{kT}.$$

Как видно из выражения для $\nu_1(V)$ туннельный ток в этом случае очень чувствителен к $MД$

при не очень высоких напряжениях, пока заметный вклад не дает член $\frac{\varphi_0}{kT} (4a - a_{\varphi_0}) \beta^2 V^2$. В противном случае, благодаря этому члену, чувствительность структуры ПДП к $MД$ ухудшается. Это и ясно из предыдущего изложения.

2. $\gamma \gg 1$.

$$\frac{j_T^\varepsilon}{j_T} = \left[1 - \left(a_\lambda - \frac{a_{\varphi_s} \varphi_s + a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_{\psi^o} \psi^o}{2u_{\max}} \right) \varepsilon \right] e^{-\nu_2(V)\varepsilon} \quad (33)$$

где

$$\nu_2(V) = \sigma\lambda u_{\max}^{1/2} \left(a_\lambda + \frac{a_{\varphi_s} \varphi_s + a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_{\psi^o} \psi^o}{2u_{\max}} \right) + \frac{a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_\mu \mu}{kT}.$$

$$3. \gamma \approx 1. \quad \frac{j^\varepsilon}{j_T} = \left(1 + \frac{a_{\varphi_s} \varphi_s + a_{\psi^o} \psi^o}{kT} \right) \cdot \exp[-\gamma_3(V)\varepsilon]. \quad (34)$$

Здесь

$$\nu_3(V) = \nu_2(V) - a_{\varphi_0} \varphi_0 / kT.$$

$$4. \quad \frac{j_{ш}^\varepsilon}{j_{ш}} = \exp(-\nu\varepsilon), \quad (35)$$

где

$$\nu = (a_{\varphi_s} \varphi_s + a_{\varphi_0} \varphi_0 + a_{\psi^o} \psi^o + a_\mu \mu) / kT.$$

Из (32)-(35) следует, что шоттковский ток изменяется под действием $MД$ благодаря изменению φ_s , φ_0 , ψ^o и μ , а туннельный благодаря еще и изменению λ . Зависимость λ от $MД$ приводит к очень сильному изменению туннельного тока, т.е. сделает структуру ПДП

FUNDAMENTAL SCIENCES

весьма чувствительной к $MД$. Так для выбранных параметров численного расчета на рис. 2 получим для соответствующих КТЧ следующие значения:

$$K_T = \frac{j_T^e - j_T}{j_T \cdot \varepsilon} \approx 5 \cdot 10^2, \quad K_{III} = \frac{j_{III}^e - j_{III}}{j_{III} \cdot \varepsilon} \approx 10, \quad K = \frac{j^e - j}{j \cdot \varepsilon} \approx 4 \cdot 10^2. \quad (36)$$

Такая грубая оценка КТЧ хорошо совпадает с экспериментальными результатами для пленок PbS , $PbTe$ и $PbSe$ [1]. На рис. 2 представлено сравнение экспериментальной (кружки для $PbTe$) и теоретической ВАХ при относительной деформации сжатия $\varepsilon \approx -1.0 \cdot 10^{-2}$ *отн.ед.* (кривая 1'), рассчитанная по формулам (32), (35) и (36). Видно хорошее совпадение теории с экспериментом в линейном участке ВАХ и небольшое отклонение в области нелинейной участки.

Выводы. Полученные нами здесь теоретические результаты основываются на идеализированной линейной модели полупроводниковой поликристаллической пленки. Для точного расчета ВАХ показанной структуры необходимо учитывать поверхностные состояния на границах кристаллитов. При этом приходится иметь дело с процессами заполнения поверхностных уровней и необходимо глубоко анализировать различные переходы носителей заряда разного знака между различными поверхностными уровнями [7].

Для более хорошего совпадения теории с экспериментом, по-видимому, нужно учесть ещё и следующие факторы:

1. Несовпадение кристаллических ориентационных направлений в соседних зернах границы раздела ПД, что приводит к конечным дополнительным коэффициентам отражения для электронных волн.

2. Взаимное влияние поверхностных потенциалов соседних зерен при малых λ . Это приводит к серьезному изменению форму потенциального барьера интерфейса для свободных носителей зарядов, участвующих в создании тока через структуры.

3. Так как обычно получаемые полупроводниковые поликристаллические пленки имеют более низкие электропроводности, то для объяснения некоторых экспериментальных фактов по деформационным явлениям необходимо учитывать наряду с токами основных носителей и токи неосновных носителей.

4. Эффективные массы носителей тока меняются при переходе через интерфейс, т.е. границы раздела кристаллитов.

5. Строго говоря, линейная цепочка П-Д-П- ... структуры, по-видимому, более реально представляет собою как сверхрешетку, в которой энергетический спектр электронов радикально изменяется, что может существенно влиять на тензoeлектрические свойства пленки.

References:

- [1]. Ablullaev E.A., Yuldashev N.Kh. Effect pezosoprotivleniya v xalkogenidax svintsya i vismuta. Ch.2 - Fergana, «Tekhnika», 2008. 116 s. (In Russ.)
- [2]. Doshchanov K.M., Shamirzayev S. X. O visokoy tenzochuvstvitelnosti polikristallicheskich plenok // FTP. 1980. T. 14. V. 1. S. 2143. (In Russ.)
- [3]. Ataqulov SH. B., Zaynolobidinova S. M., Nabiyev G. A., Nabiyev M. B., Yuldashev A. A. Teoriya yavleniy perenosa v polikristallicheskich plenkax xalkogenidov svinsa. Podvijnost. Nevirojdennaya statistika // FTP. 2013, tom 47, vip. 7, 869. (In Russ.)
- [4]. Gulyamov G., Gulyamov A. G., Majidova. Tenzorezistivniy effect v sisteme potencialnix baryerov v poluprovodnikovix plenkax // FIP. 2013. T. 11. № 2, 243. (In Russ.)
- [5]. Arxipov A. N., Jdan A. G., Sandomirskiy V. B. Tenzochuvstvitelnost poluprovodnikovix plenok sodержashiye mejgranulinie bareri. FTP, 1974. T. 8(5). S. (In Russ)
- [6]. Fronkomb M.X., Djonson Dj.E. Polucheniye i svoystva poluprovodnikovix plenok. V kn.: Fizika tonkix plenok, 1972, M., Mir,t.5. S.140-166. (In Russ.).
- [7]. Schewchun J. and Temple V.A.K. Theoretical tunneling current characteristics of the SIS diode // J.Appl. Phys., 1972, vol.43, №12. P. 5051.

FUNDAMENTAL SCIENCES

- [8]. Elinson M.I., Stepanov G.V., Petrov P.I., Pokalyakin V. I. Osnobniye mexanizmi perenosa nositeley zaryada v plenochnix sistemax. V.cb.: Voprosi plechnoy elektroniki, M., 1966, s. 5-7 (In Russ.).Pikus G. E. Osnovi teorii poluprovodnikovix priborov. –M.: Nauka. 1965. 448 s. (In Russ.).
- [9]. Bir G.L., Pikus G.E. Simmetriya i deformatsionniye effekti v poluprovodnikax. M.: Nauka, 1972. 584 s (In Russ.).

Web сайтлар

- [1]. uzferfizika@mail.ru