

УДК 537.321

PACS: 73.40.Ns

Особенности контакта металл-халькогенидный стеклообразный полупроводник

Э. А. Сенокосов, В. Г. Суринов, В. С. Фещенко, В. И. Чукита

Фотоэлектрическим методом изучены контактные явления на границе металл (Me) (Al, Sb, Cr, Ag, In, Bi)-ХСП состава $(As_2Se_3)_{0,3}(Sb_2Se_3)_{0,7}$. По экспериментальным данным зависимости фототока от энергии фотонов в структурах Me-ХСП-SnO₂ определена высота потенциальных барьеров на границе ХСП для каждого из контактирующих металлов.

Показано, что согласно модели Мотта-Дэвиса-Стрита, которая предусматривает наличие в запрещенной зоне полупроводника собственных дефектов двух типов-заряженных D_+ , D_- и нейтральных D_0 центров, концентрация которых, определенная из термостимулированной деполяризации (ТСД) оценивается в селениде мышьяка $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$, по Мотту концентрация таких центров оценена $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Проведено сравнение экспериментальных данных с аналитически рассчитанными, на основании которых установлено, что потенциальные барьеры на границе исследованных структур Me-ХСП относятся к барьерам типа Бардина.

Ключевые слова: халькогенидный стеклообразный полупроводник, свойства контакта, барьер Бардина, энергия фотона.

Ссылка: Сенокосов Э. А., Суринов В. Г., Фещенко В. С., Чукита В. И. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 4. С. 273.

Reference: E. A. Senokosov, V. G. Surinov, V. S. Feshchenko, and V. I. Chukita, Usp. Prikl. Fiz. 8 (4), 273 (2020).

Введение

Открытие в 1954 году Б. Т. Коломийцем и Н. А. Горюновой халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) послужило,

Сенокосов Эдуард Александрович¹, зав. лабораторией, д.ф.-м.н.

Суринов Виктор Георгиевич¹, зав. кафедрой, к.ф.-м.н.
Фещенко Валерий Сергеевич², нач. лаборатории, д.т.н.

Чукита Виталий Исакович¹, ст. преподаватель.

¹ Приднестровский государственный университет им. Т. Г. Шевченко. Молдова, MD-3300, г. Тирасполь, ул. 25 Октября, 128.

² ООО «Производственно-технологический центр «УралАлмазИнвест».

Россия, 121108, Москва, ул. Ивана Франко, 4.

E-mail: feshchenko@mail.ru

Статья поступила в редакцию 28 июля 2020 г.

© Сенокосов Э. А., Суринов В. Г., Фещенко В. С., Чукита В. И., 2020

по словам лауреата Нобелевской премии Нэвилла Мотта, началом новому направлению физики-неупорядоченных полупроводников и к разработке ряда принципиально новых приборов в таких важных производственных отраслях как телевидение, электрофотография, фототермопластическая запись информации, электронно-вычислительная техника, интегральная оптика и др. [1, 2].

Отличительной особенностью ХСП является высокая фоточувствительность в видимой и ближней ИК-областях излучения, низкая темновая проводимость, относительно простая технология получения тонких слоёв. Это позволило широко и эффективно использовать эти материалы в качестве электрофотографических (ЭФ) и фототермопластических (ФТП) носителей для записи оптической информации, а также в мишенях видиконов [1–4].

Расширение и улучшение функциональных возможностей и параметров полупровод-

никовых приборов может быть достигнуто путем создания различных многослойных структур, в работе которых используются специфические их свойства с потенциальными барьерами. К таким многочисленным структурам относятся гетероструктуры ХСП-ХСП или кристаллический полупроводник-ХСП. Приборы на основе таких структур должны обладать стабильными электрическими контактами на границах раздела металл-ХСП или в случае многослойных структур между двумя полупроводниковыми и металлическими электродами. На границе металл-ХСП, металл-кристалл возникают потенциальные барьеры, которые оказывают влияние на генерационные и рекомбинационные характеристики структур. Однако контактные явления на границе металл-ХСП слабо изучены, сведения о контактах ХСП с различными металлами носят противоречивый характер.

Физическая картина на границе раздела металл-ХСП не вполне выяснена, особенно роль высокой плотности локализованных состояний в ХСП, влияние электрического поля на барьерную емкость [5]. Отсутствует единая точка зрения о механизме переноса тока через границу между ХСП и кристаллическими полупроводниками, а также ХСП-ХСП.

Вышеперечисленное указывает на научную актуальность и практическую значимость исследований физических явлений на границе раздела между металлами и ХСП, между двумя ХСП, а также между кристаллическими полупроводниками и ХСП.

Исследование контактных явлений на границе металлов с ХСП имеет не только научное, но и важное практическое значение. Это связано с тем, что металлические электроды в таких структурах являются одним из элементов носителей оптической информации для видимой и ближней ИК области спектра, привносящие свой вклад в их электрические, фотоэлектрические, сенситометрические и эксплуатационные характеристики.

О влиянии материала электрода на форму вольт-амперных и спектральных характеристик фотопроводимости аморфных полупроводников As_2S_3 и Sb_2Se_3 сообщалось в работах [3, 4]. Наблюдаемые особенности этих характеристик связывают с существованием на границе ХСП потенциальных барьеров. На это указывает асимметрия ВАХ с различными

электродами, смена знака фототока при изменении энергии квантов света, наблюдение фототока в отсутствие внешнего электрического поля и затягивание максимума фотоответа в коротковолновую область на спектральных характеристиках фотопроводимости [5]. Исследования [6, 7] контактных явлений на границе металла с тонкими слоями ХСП системы $As_2S_3-Sb_2S_3$, электродами которых служили слои Au, Al, Pt, Te, Mg, Ni, Sb, Bi и Cr, показали существование контактных потенциальных барьеров, высота которых слабо зависела от материала электрода.

В данной работе исследованы контактные явления на границе металлов с тонкими слоями ХСП твердого раствора состава $(As_2Se_3)_{0,3}(Sb_2Se_3)_{0,7}$. Металлическими электродами служили слои Al, Sb, Cr, Ag, In, Bi. Слои системы $As_2Se_3-Sb_2Se_3$ обладают *p*-типом проводимости и имеют максимум чувствительности к свету в ближней инфракрасной области спектра. Благодаря присутствию компоненты As_2Se_3 , они обладают сравнительно высоким темновым сопротивлением, составляющим при 300К величину $10^{10}-10^{11}$ (Ом см). Наличие компоненты Sb_2Se_3 обуславливает их высокую чувствительность к свету в видимой и ближней инфракрасной области спектра.

Экспериментальные результаты

Образцы для исследования изготавливались в виде «сэндвич»-структур. На стеклянную подложку с прозрачным подстилающим электродом из SnO_2 термическим напылением в вакууме, из предварительно синтезированного материала, наносился тонкий слой твердого раствора состава $(As_2Se_3)_{0,3}(Sb_2Se_3)_{0,7}$. Верхними электродами служили металлические слои Al, Sb, Cr, Ag, In, Bi, толщиной 0,1–0,5 мкм, которые наносились на слой ХСП методом термического напыления в вакууме. Величина оптического пропускания слоёв SnO_2 в видимой области составляла около 80 %, а металлических слоёв 20÷65 %.

Высота контактных барьеров Φ_b определялась фотоэлектрическим методом. Он основан на измерении спектрального распределения числа возбужденных электронов проводимости металла на границе металл-слой ХСП. В качестве спектрального прибора для изучения оптического распределения фотото-

ка использовался монохроматор «Specord-40». Спектральные характеристики нормировались на один падающий фотон. При освещении «сэндвич»-структуры Me-ХСП-SnO₂ со стороны слоя SnO₂ монохроматическим светом, с энергией фотонов $h\nu$ меньшей ширины запрещенной зоны E_g ХСП, но большей высоты контактного барьера Φ_b , наблюдается фотоэмиссия электронов из металла в полупроводник. При освещении ХСП светом с энергией фотонов $h\nu > E_g$ наблюдаются межзонные переходы, и фототок через «сэндвич»-структуру Me-ХСП-SnO₂ возрастает в несколько десятков раз. Ток, обусловленный переносом фотовозбужденных при $h\nu < E_g$ «металлических» электронов будет пропорционален $(h\nu - \Phi_b)^p$, если $(h\nu - \Phi_b) \gg kT$ [4]. Для фотоэмиссии

электронов из металла величина показателя степени в этом случае равна 2. Тогда фототок в координатах Фаулера $I_\phi^{1/2} = f(h\nu)$ должен давать прямую линию, точка пересечения которой с осью $I_\phi^{1/2} = 0$ определяет высоту энергетического барьера Φ_b .

Экспериментальные графики спектральной зависимости фототока, построенные в координатах Фаулера для образцов Me-(As₂Se₃)_{0,3}(Sb₂Se₃)_{0,7}-SnO₂ с электродами из In, Sb, Bi и Cr, при различных приложенных напряжениях, показаны на рисунках 1, 2.

Видно, что в определенном интервале энергий фотонов фототок пропорционален $h\nu$, что дает возможность определить высоту энергетического барьера Φ_b .

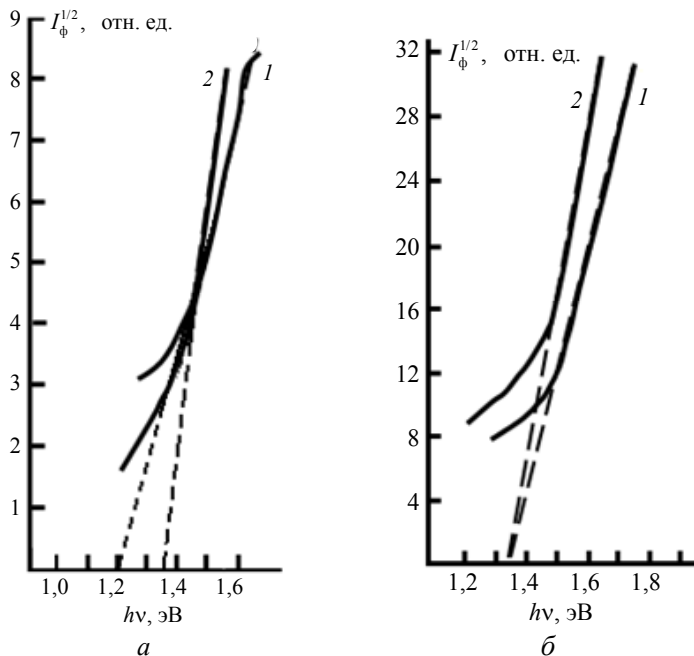


Рис. 1. Спектральные зависимости фототока для контакта In-(As₂Se₃)_{0,3}(Sb₂Se₃)_{0,7} при различных напряжениях U: а) 1 – 0,5 В; 2 – 1,0 В; б) 1 – 3,0 В; 2 – 5,0 В.

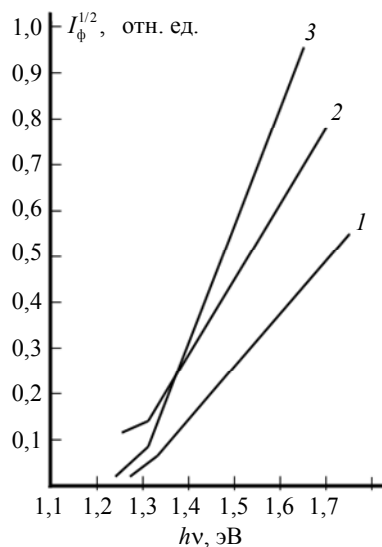


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока для контакта слоя (As₂Se₃)_{0,3}(Sb₂Se₃)_{0,7} с различными металлами: 1 – Cr; 2 – Sb; 3 – Bi.

Из рисунков 1, 2 видно, что величины контактных барьеров, определенные экстраполяцией прямых к оси энергий на графиках зависимости $\sqrt{I_\phi} = f(h\nu)$, дают значения, лежащие в интервале энергий 1,18–1,37 эВ. При этом с ростом термодинамической работы выхода металла Φ_m пороговая энергия Φ_b убывает. Здесь использованы данные [12] для термодинамической работы выхода металлов Φ_m . Однако, как известно, для химически актив-

ных металлов Φ_m имеют большой разброс. Поэтому вместо работы выхода металлов использовали величины электроотрицательности κ , которые известны с точностью $\pm 0,1$ эВ [13, 14]. Графики зависимости высоты контактного барьера Φ_b от работы выхода Φ_m (рис. 3, а) и электроотрицательности металлов (рис. 3, б) представляют прямые линии, свидетельствующие об уменьшении Φ_b с ростом Φ_m и κ .

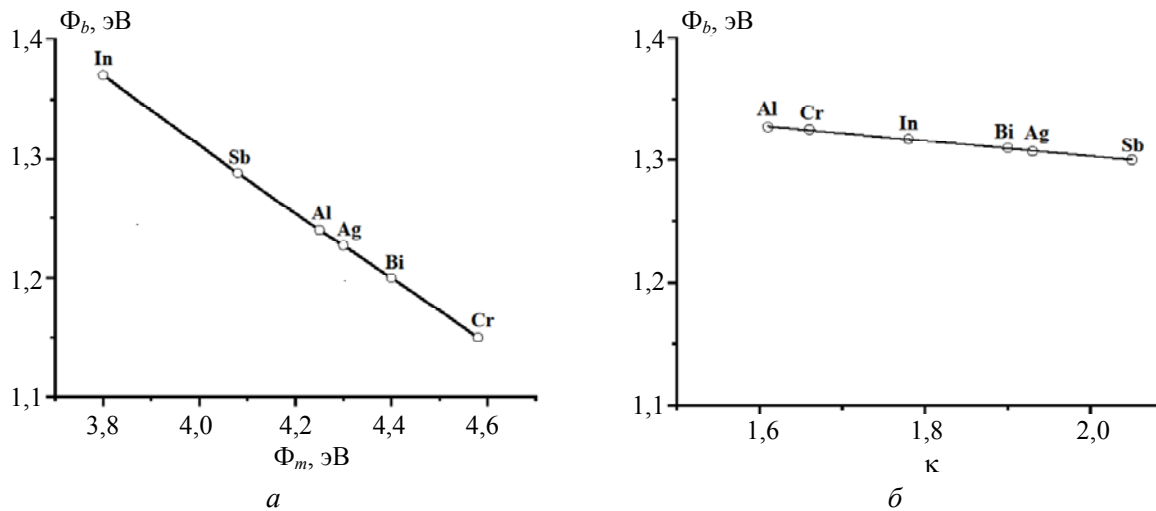


Рис. 3. Зависимость высоты энергетического барьера на границе металл – ХСП состава $(As_2Se_3)_{0,3}(Sb_2Se_3)_{0,7}$: а) – от работы выхода металла; б) – от электроотрицательности металлов.

Слабую зависимость высоты энергетического барьера от работы выхода и электроотрицательности металлов можно связать с тем, что в данном случае определяющую роль играют поверхностные состояния. Соединения системы As-Se-Sb относятся к полупроводникам с преимущественно ковалентным характером связи. Следовательно, к ним можно применить модель, связанную с влиянием поверхностных состояний на границе раздела на зонную структуру контактов [10].

В исследованных структурах контакты Ме-ХСП – это контакты, сильно поляризующегося полупроводника ($\epsilon \geq 7$) с металлом. Поверхностные состояния и ловушки, образующиеся на границе раздела металл-ХСП, создают в запрещенной зоне полупроводника на расстоянии примерно одной трети её ширины от края валентной зоны узкую зону энергетических уровней. Поверхностные состояния, концентрация которых велика, могут принимать либо отдавать заряд, тем самым, локализуя на поверхности заряд того или ино-

го знака, который компенсируется равным по величине зарядом противоположного знака в приповерхностном слое полупроводника. Таким образом, возникает потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов (дырок) из объема полупроводника на поверхность. В этом случае уровень Ферми металла стремится занять в запрещенной зоне полупроводника положение на расстоянии примерно одной трети ширины зоны от края валентной зоны. Поэтому высота энергетического барьера – расстояние от уровня Ферми до края зоны проводимости полупроводника – не зависит от материала электрода, а зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника.

Общее выражение для высоты барьера выводится из теории [9, 10] сделав следующие предположения: во-первых, толщина промежуточного слоя, возникающего между поверхностями полупроводника и металла, либо равна нулю, либо порядка межатомных размеров и поэтому является тунельно прозрачной для электронов, а влияние этого слоя сводится

лишь к падению потенциала на нем; во-вторых, энергетическая плотность поверхностных состояний не зависит от типа металла и определяются только свойствами поверхности полупроводника. В этом случае выражение для высоты потенциального барьера записывается в виде

$$\varphi_b = C_2(\varphi_m - \chi) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi$ – изменение высоты потенциального барьера в присутствии внешнего поля;

$$C_2 = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta N_{ss}}. \quad (2)$$

Анализ (1) можно провести для двух предельных случаев.

Первый предельный случай, когда плотность поверхностных состояний $N_{ss} \rightarrow 0$, тогда из (2) $C_2 \rightarrow 1$ и выражение (1) принимает вид

$$\Phi_b = q\varphi_b = (\varphi_m - \chi)q - \Delta\varphi q. \quad (3)$$

В этом случае мы имеем идеальный барьер Шоттки (в отсутствие поверхностных состояний), высота которого зависит от работы выхода металла и электронного сродства полупроводника. Такая зависимость имеет место для контакта с сильно выраженными ионными свойствами.

Второй предельный случай, когда $N_{ss} \rightarrow \infty$, тогда из (2) $C_2 \rightarrow 0$ и выражение (1) имеет вид

$$q\varphi_b = (E_g - q\varphi_0) - q\Delta\varphi. \quad (4)$$

Формула (4) описывает зависимость для контакта Бардина, когда поверхностные состояния стабилизируют уровень Ферми вблизи энергии $q\varphi_0$, отсчитанную от потолка валентной зоны. При этом высота барьера не зависит от работы выхода металла, а определяется степенью легирования и плотностью поверхностных состояний полупроводника.

Модель контакта, созданная Бардиным [15] сводится к следующим положениям:

– на поверхности полупроводника присутствует высокая плотность поверхностных электронных состояний (ПЭС), взаимодействующих с металлом и способных нести положительный (донорные состояния) и отрицательный (акцепторные состояния) заряд;

– распределение ПЭС характеризуется наличием уровня зарядовой нейтральности поверхности (charge neutral level, CNL), т. е. уровня, при совпадении которого с уровнем Ферми в полупроводнике полный заряд ПЭС равен нулю;

– на контакте металла и полупроводника присутствует туннельно-прозрачный изолирующий слой, на котором может падать часть полного скачка потенциала в контакте.

Экспериментальные данные зависимости высоты барьера от работы выхода (электроотрицательности) металла для контакта металл-тонкая пленка $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{0,3}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_{0,7}$ представлены на рис. 3, а, б. Прямая, проведенная через экспериментальные точки, не совпадает с рассмотренными выше двумя предельными случаями $C_2 = 0$ и $C_2 = 1$, а лежит между ними. Отсюда следует, что плотность поверхностных состояний не равна 0 и не стремится к бесконечности, а имеет конечную величину, которую можно вычислить, если уравнение (2) решить относительно N_{ss} :

$$N_{ss} = \frac{(1 - C_2)\varepsilon_i}{q^2 C_2 \delta}. \quad (5)$$

Определенное отношение $q\varphi_0/E_g$ лежит в пределах $0,28 \div 0,32$, т. е. величина $q\varphi_0$ составляет приблизительно треть ширины запрещенной зоны, что и предсказывалось теорией. А это означает, что плотность поверхностных состояний максимальна вблизи энергии, расположенной выше потолка валентной зоны, составляющей третью часть ширины запрещенной зоны полупроводника.

Обсуждение полученных результатов

Исследование контактов металл-ХСП фотоэлектрическим методом показало наличие барьеров типа Бардина для всех металлов. Высота энергетического барьера слабо зависит от работы выхода (электроотрицательности) металлов и все они обладают выпрямляющими свойствами. Объяснение слабой зависимости барьера Шоттки от работы выхода металла было впервые дано Бардиным, который предположил, что в формировании барьера на контакте металл-полупроводник важную роль играют поверхностные состояния [15]. Эти состояния, как показал

И. Е. Тамм, образуются в полупроводнике вблизи его поверхности [16]. Шокли, развивая идеи Тамма, пришел к выводу, что поверхностные состояния могут образовывать зону, которая для обеспечения электро-нейтральности поверхности должна быть заполнена наполовину [17].

Таким образом, существует некоторая энергия, называемая уровнем нейтральности, поверхностные состояния ниже которой должны быть заполнены, чтобы поверхность была электрически нейтральной. Во многих полупроводниках уровень нейтральности располагается в запрещенной зоне на расстоянии близком $E_g/3$ выше края валентной зоны. При достаточно высокой плотности поверхностных состояний близкой к 10^{14} (эВ⁻¹ см⁻²) они принимают на себя или отдают заряд, эффективно компенсируя разность работ выхода полупроводника и металла, тем самым стабилизируют высоту потенциального барьера к полупроводнику *n*-типа на уровне $2E_g/3$, а к полупроводнику *p*-типа на уровне $E_g/3$ [18].

Роль поверхностных состояний особенно велика в ковалентных полупроводниках и кристаллах с небольшой долей ионной связи, что подтверждается экспериментальными данными работ [19, 20]. Экспериментальное определение высоты барьера Бардина осложняется присутствием на поверхности полупроводника тонкой окисной пленки, толщина которой составляет 10–20 Å. Принято считать, что эта пленка туннельно прозрачна для электронов, и не мешает движению носителей заряда, однако ее существование может заметно на (0,1–0,2 эВ) понижать высоту барьера [21].

Для полупроводника *p*-типа выпрямляющий контакт на границе металл–полупроводник образуется в том случае, если $\varphi_m < \varphi_{п/п}$. Такой барьер препятствует инжекции носителей заряда из металла в полупроводник в том случае, если толщина барьера W больше диффузионной длины пробега носителей заряда. Для халькогенидных стекол плотность локализованных состояний у границ разрешенных зон оценивается в 10^{19} см⁻³. В этом случае из формулы для определения толщины барьера [9] следует, что пространственный барьер имеет ширину не более нескольких десятков ангстрем

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon_{sr} \times \varepsilon_0 \times \Delta\Phi}{2\pi \times e^2 \times n}}, \quad (6)$$

где $\Delta\Phi$ – разность работ выхода, $\varepsilon_s = \varepsilon_{sr} \times \varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, которая выражается через абсолютную проницаемость вакуума ε_0 и относительную проницаемость полупроводника ε_{sr} , e – заряд электрона, n – концентрация локализованных состояний. Такая малая толщина барьера приводит к возрастанию вероятности туннельного перехода носителей из металла в полупроводник по сравнению с над барьерными переходами. Таким образом, результирующий ток через переход (сумма токов через поверхностные состояния контакта и над барьерный ток с учетом туннелирования) определяется туннельной составляющей, что приводит к низкому сопротивлению барьера, т. е. к омическому контакту.

Если же предположить, как авторы [10], что в формировании объемного заряда контакта металл–полупроводник участвуют свободные носители, концентрация которых, определенная из ВАХ, оценивается величиной $\sim 10^{15}$ см⁻³, то толщина барьера согласно формуле (6) получается равной 0,1–0,3 мкм.

Для барьеров Шоттки с так называемым параболическим законом изменения электростатического потенциала с расстоянием оценка ширины барьера дается формулой [11]:

$$L_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{sr} \times \varepsilon_0 \times kT}{2\pi \times e^2 \times n_0}}, \quad (7)$$

где n_0 – концентрация основных носителей заряда.

Формулу (7) авторы [11] использовали для вычисления эффективной длины экранирования контакта металл–халькогенидное стекло в несколько ином виде:

$$L_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{sr} \times \varepsilon_0 \times kT}{2(1 + \nu_n) \times e^2 \times n_0}}, \quad (8)$$

где ν_n – фактор, учитывающий размытие зон ($\nu_n < 1$). Согласно этой формуле $L_{\text{эф}} = 0,1$ мкм, что больше чем по формуле (6).

Таким образом, существуют весьма противоречивые данные о толщине области пространственного заряда (ОПЗ) контакта металл–

халькогенидная пленка. Эта противоречивость связана с тем, что пока не ясен вопрос о механизме образования ОПЗ. Во-вторых, до конца не выяснен вопрос о поверхностных состояниях на границе раздела металл-ХСП, так как они зависят от многих факторов, таких как температура испарителей и подложки, скорости испарения, способов отжига и условий хранения до нанесения контактов.

Согласно модели Мотта-Дэвиса-Стрита [22, 23], которая предусматривает наличие в запрещенной зоне полупроводника собственных дефектов двух типов-заряженных D_+ , D_- и нейтральных D_0 центров, концентрация которых, определенная из термостимулированной деполяризации (ТСД) оценивается в селениде мышьяка $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$, по Мотту концентрация таких центров оценена $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Используя формулу (6), и считая, что в формировании области пространственного заряда принимают участие D -центры концентрацией $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получим ширину барьера порядка 0,09–0,12 мкм. Суммарный ток определяется диффузией основных носителей, которые движутся от поверхности раздела вглубь области ХСП. Поверхностные состояния контакта металл-халькогенидная пленка системы As-Se-Sb играют роль пересадочных центров для носителей заряда.

Приведенные в обзорах [24, 25] данные (теоретические и экспериментальные) по зависимости высоты барьера Шоттки между полупроводником и металлом от ориентации и структуры поверхности полупроводника подтверждают роль этих факторов в формировании барьера. Но механизм их влияния (роль в нем объема и поверхности полупроводника, явление поляризации связи, собственных (MIGS) и несобственных (дефектных) состояний на и вблизи границы металл-полупроводник) остается до конца не ясным.

Модель MIGS предусматривает, что собственные поверхностные состояния полупроводника устраняются металлическим покрытием и возникающие в запрещенной зоне полупроводника состояния являются металлоиндуцированными состояниями.

Многообразие современных моделей контакта металл-полупроводник, в приведенных работах [24, 25], свидетельствуют лишь о попытках как в теоретических, так и экспериментальных работах выявить роль поверх-

ностных состояний полупроводника, физических процессов и явлений на границе раздела, а не противопоставить их модели Бардина.

Многие вопросы физики реальных контактов, озвученные в первых работах и возникающие позднее, остаются дискуссионными до настоящего времени, несмотря на обилие новых экспериментальных результатов, в том числе с новыми материалами. Поэтому при всей справедливости ряда критических замечаний по отношению к модели Бардина и ей подобным отказ от ее постулатов, особенно при практической работе с контактами металл-полупроводник, представляется преждевременным [21].

Заключение

Исследованы контактные барьеры металл-ХСП фотоэлектрическим методом, которые показали наличие барьеров типа Бардина для всех металлов. Высота барьера слабо зависит от работы выхода (электроотрицательности) металлов и все они обладают выпрямляющими свойствами. Для полупроводника p -типа выпрямляющий контакт на границе металл-полупроводник образуется в том случае, если $\varphi_m < \varphi_{п/п}$. Такой барьер препятствует инжекции носителей заряда из металла в полупроводник в том случае, если толщина барьера W больше диффузионной длины пробега носителей заряда. Для халькогенидных стекол плотность локализованных состояний у границ разрешенных зон оценивается в 10^{19} см^{-3} . В этом случае из формулы (6) для определения толщины барьера [7] следует, что пространственный барьер имеет ширину не более нескольких десятков ангстрем. Такая малая толщина барьера приводит к возрастанию вероятности туннельного перехода носителей из металла в полупроводник по сравнению с надбарьерными переходами. Результирующий ток через переход (сумма токов через поверхностные состояния контакта и надбарьерный ток с учетом туннелирования) определяется туннельной составляющей, что приводит к низкому сопротивлению барьера, т. е. к омическому контакту. Если же предположить [8], что в формировании объемного заряда контакта металл-полупроводник участвуют свободные носители, концентрация которых, определенная из ВАХ, оценивается величиной

$\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, то толщина барьера согласно формуле (6) получается равной 0,1–0,3 мкм. Для барьеров Шоттки с так называемым параболическим законом изменения электростатического потенциала оценка ширины барьера дается формулой (7) [9]. Существуют весьма противоречивые данные о толщине области пространственного заряда (ОПЗ) контакта металл-халькогенидная пленка. Эта противоречивость связана с тем, что пока не ясен вопрос о механизме образования ОПЗ. Во-вторых, до конца не выяснен вопрос о поверхностных состояниях на границе раздела металл-ХСП, так как они зависят от многих факторов, таких как температуры испарителя и подложки, скорости испарения, способов отжига и условий хранения до нанесения контактов. Согласно модели Мотта-Дэвиса-Стрита, которая предусматривает наличие в запрещенной зоне полупроводника собственных дефектов двух типов-заряженных D_+ , D_- и нейтральных D_0 центров, концентрация которых, определенная из термостимулированной деполяризации (ТСД) оценивается в селениде мышьяка $\sim 10^{17}$ – 10^{18} см^{-3} , по Мотту концентрация таких центров оценена $\sim 10^{18}$ – 10^{19} см^{-3} .

Считая, что в формировании области пространственного заряда принимают участие D_- центры концентрацией $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получим ширину барьера порядка 0,09–0,12 мкм. Суммарный ток определяется диффузией основных носителей, которые движутся от поверхности раздела вглубь области ХСП. Поверхностные состояния контакта металл-халькогенидная пленка системы As-Se-Sb играют роль пересадочных центров для носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богословский Н. А., Цэндин К. Д. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 5. С. 577.
2. Блинов Л. Н., Семенча А. В. Халькогенидные стеклообразные материалы в политехническом. – Санкт-Петербург.: Политех-Пресс, 2019.

3. Любин В. М., Майдзинский В. С. // ФТП. 1969. Т. 3. Вып. 2. С. 1675.
4. Андриеш А. М., Сунцова С. П. Исследование сложных полупроводников. – Кишинев: Штиинца, 1970.
5. Манушевич Г. Н., Миенский В. А., Панасюк Л. М., Проворотов В. Л. / Тез. докл. 2 Всесоюз. конф. «Бес-серебряные и необычные фотографические процессы». Секция 2. Электрофотография (Кишинев, 1975). С. 46–47.
6. Иову М. А., Иову М. С., Шутов С. Д. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 4. Вып. 20. С. 1246.
7. Иову М. А., Иову М. С., Симашикевич А. А., Циуляну Д. И., Шутов С. Д. / Тез. докл. Межд. конф. «Аморфные полупроводники-80». Физические явления в некристаллических полупроводниках (Кишинев, 1980). С. 120–128.
8. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакция / Пер. с англ. под ред. В. Ф. Кисилева. – М.: Мир, 1982.
9. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов: В двух книгах. – М.: Мир, 1984.
10. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. – М.: Наука, 1971.
11. Коломиец Б. Т., Любин В. М. // ДАН СССР. 1959. Т. 129. Вып. 4. С. 789.
12. Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. – Киев: Наукова думка, 1970.
13. Pauling L. The Nature of the Chemical Bond. – 3 rd ed. New York: Cornell Univ. Press. 1960.
14. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. академика И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.
15. Bardien J. // Phys. Rev. 1947. Vol. 71. № 10. P. 717.
16. Тамм И. Е. // ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 34.
17. Shockley W. // Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 317.
18. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Физматлит, 2008.
19. Родерик Э. Х. Контакты металл-полупроводник / Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1982.
20. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / Пер. с англ. – М.: Мир, 1975.
21. Божков В. Г. Контакты металл-полупроводник: физика и модели. – Томск: Из-во Томского гос-университета, 2016.
22. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах в 2-х томах / Пер. с англ. – М.: Мир, 1982.
23. Бродски М. Аморфные полупроводники / Пер. с англ. – М.: Мир, 1982.
24. Tung R. T. // Applied physics reviews. 2001. Vol. 41. P. 011304.
25. Tung R. T. // Material science and engineering: R: Reports. 2001. Vol. 35. № 13. P. 1.

PACS: 73.40.Ns

Some features of the metal-chalcogenide glassy semiconductor contact

E. A. Senokosov¹, V. G. Surinov¹, V. S. Feshchenko², and V. I. Chukita¹

¹ T. G. Shevchenko Dniester State University
128, 25 of October st., Tiraspol MD–3300, Moldova

² Production-Technological Center «UralAlmazInvest», Ltd.
4, Ivan Franko st., Moscow, 121108, Russia

Received July 28, 2020

The contact phenomena at the metal (Me) (Al, Sb, Cr, Ag, In, Bi)-CGS composition $(As_2Se_3)_{0,3}(Sb_2Se_3)_{0,7}$ boundaries have been studied by the photoelectric method. Using the experimental dependence of photocurrent on the photon energy for the Me-CGS-SnO₂ structures, the height of potential barriers at the CGS boundary was determined for utilized metals.

It is shown that according to the Mott–Davis–Street model, which provides for the presence of two types of intrinsic defects in the forbidden zone of a semiconductor-charged D_+ , D_- and neutral D_0 centers, the concentration of which, determined from thermally stimulated depolarization (TSD), is estimated in arsenic selenide $\sim 10^{17}–10^{18} \text{ cm}^{-3}$, according to Mott, the concentration of such centers is estimated at $\sim 10^{18}–10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

From a comparison of the experimental data and a theoretical model it has been established that the potential barriers at the boundary of the studied Me-CGS structures are Bardin type barriers.

Keywords: chalcogenide semiconductor, the properties of the contact, the barrier Bardin, the energy of the photon.

REFERENCES

1. N. A. Bogoslovskiy and K. D. Tsendin, *Semiconductors* **46**, 559 (2012).
2. L. N. Blinov and A. V. Semencha, *Chalcogenide glass-like materials in the polytechnic* (Polytekh-Press, St. Petersburg, 2019) [in Russian].
3. V. M. Lyubin and V. S. Miedzinski, *Fizika i Tekhnika poluprovodnikov* **3** (2), 1675 (1969) [in Russian].
4. M. A. Andries and S. P. Suntsova, *Study of complex semiconductors* (Stiintsa, Chisinau, 1970) [in Russian].
5. G. N. Manasevich, V. A. Mushinsky, L. M. Panasyuk, and V. L. Cranking, in *Proc. docl. 2 proceedings of all-Union. Conf. Silverless and unusual photographic processes. Section 2. Electrophotography* (Chisinau, 1975), pp. 46–47.
6. M. A. Iovu, M. S. Iovu, and S. D. Shutov, *Pisma v GTF* **4** (20), 1246 (1976).
7. M. A. Iovu, M. S. Iovu, A. A. Simashkevich, D. I. Ciuleanu, and S. D. Shutov, in *Proc. docl. int. Conf. Amorphous semiconductors-80. Physical phenomena in non-crystalline semiconductors* (Kishinev, 1980), pp. 120–128.
8. J. M. Poate, *Thin films – Interdiffusion and reactions* (John Wiley & Sons New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1979; Mir, Moscow, 1982).
9. S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapor, 1981; Mir, Moscow, 1984).
10. A. V. Rzhanov, *Electronic processes on the surface of semiconductors* (Nauka, Moscow, 1971) [in Russian].
11. B. T. Kolomiets and V. M. Lyubin, *Doklady Akademii Nauk SSSR* **129** (4), 789 (1959) [in Russian].
12. V. S. Fomenko, *Emissive properties of materials. Handbook* (Naukova Dumka, Kiev, 1970) [in Russian].
13. L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond. – 3 rd ed.* (Cornell Univ. Press, New York, 1960).
14. *Tables of physical quantities. Handbook.* Editor academician I. K. Kikoin (Atomizdat, Moscow, 1976) [in Russian].
15. J. Bardien, *Phys. Rev.* **71** (10), 717 (1947).
16. I. E. Tamm, *Journal Eksperimentalnoy i Teoreticheskoy Fiziki* **3**, 34 (1933) [in Russian].
17. W. Shockley, *Phys. Rev.* **56**, 317 (1939).
18. A. I. Lebedev, *Physics of semiconductor devices* (Fizmatlit, Moscow, 2008) [in Russian].
19. E. H. Rhoderick, *Metal – semiconductor contacts* (Clarendon Press, Oxford, 1978; Radio i sviaz, Moscow, 1982).
20. A. Milnes and D. Feucht, *Heterojunctions and metal-semiconductor junctions* (Carnegie-Melloti University, Pittsburgh, Pennsylvania ACADEMIC PRESS, New York and London, 1972; Mir, Moscow, 1975).
21. V. G. Bozhkov, *Metal-semiconductor Contacts: physics and models* (Tomsk state University Press, Tomsk, 2016) [in Russian].
22. N. F. Motte and E. A. Davis, *Electron processes in non-crystalline materials* (Clarendon Press, Oxford, 1979; Mir, Moscow, 1982).
23. M. H. Brodsky, *Amorphous Semiconductors* (Springer, Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979; Mir, Moscow, 1982).
24. R. T. Tung, *Applied physics reviews* **41**, 011304 (2001).
25. R. T. Tung, *Material science and engineering: R: Reports* **35** (13), 1 (2001).