

Формирование барьера в гетероструктуре (собственный окисел)–*p*-InSe. Электрические и фотоэлектрические свойства

© С.И. Драпак[†], В.Б. Орлецкий, З.Д. Ковалюк, В.В. Нетяга

Институт проблем материаловедения им. Францевича,
Черновицкое отделение Национальной академии наук Украины,
58001 Черновцы, Украина

(Получена 13 февраля 2002 г. Принята к печати 2 июля 2002 г.)

На основе комплексного исследования электрических и фотоэлектрических свойств, а также шумовых характеристик гетероструктур (собственный окисел)–*p*-InSe прослежена динамика формирования барьера в зависимости от температурных и временных режимов окисления. Установлено, что в структурах, окисленных на протяжении $\lesssim 30$ мин при $T = 400^\circ\text{C}$, происходит формирование барьера. При увеличении времени окисления до 60 мин барьер в основном сформирован, причем пленка окисла двухслойная с различным химическим составом на поверхности и на границе раздела. Наибольшие значения отношения сигнал/шум получены при полуторачасовом окислении базового материала ($T = 400^\circ\text{C}$) в основном из-за малых значений темнового тока, которые реализуются в таких структурах благодаря развитию достаточно однородной высокоомной прослойки. При окислении *p*-InSe более 100 мин состав окисла становится однородным, однако при этом изменяется тип проводимости базового полупроводника, что приводит к уменьшению высоты барьера, увеличению темнового тока и, как следствие, ухудшению фотоэлектрических параметров.

1. Введение

Моноселенид индия InSe принадлежит к широкому классу слоистых соединений $A^{III}B^{VI}$. Возможность получения путем скола в воздушной атмосфере подложек с атомарно-зеркальной поверхностью и низким числом оборванных связей, не требующих специальной обработки, стимулирует создание и исследование различного типа фоточувствительных диодных структур (барьеров Шоттки, структур металл–диэлектрик–полупроводник, полупроводник–диэлектрик–полупроводник, гетеропереходов) на основе InSe. То обстоятельство, что в структурах на основе слоистых полупроводников различия в постоянных решетках контактирующих материалов не столь существенны, как для традиционных полупроводников [1], приводит к тому, что в литературе все время появляются результаты исследований новых гетероконтактов как с полупроводниками, например с AgIn_5S_8 [2], так и с нетрадиционными для приборостроения материалами, например белком [3].

Как известно, одним из способов создания гетероструктур является термическое нагревание исходного материала. Исследованию процессов окисления InSe и свойств гетероструктур, созданных таким образом, посвящен целый ряд работ [4–16]. Причем все эти работы можно условно разбить на 3 группы. Первая из них, сугубо материаловедческая, посвящена исследованию химического состава собственного окисла, возникающего на поверхности моноселенида индия при различных температурно-временных режимах окисления [4,5,7,8,12–14,16] с привлечением рентгеновских исследований, изучений рамановских спектров и т.д.

Вторая группа, более прикладного направления, — исследованию электрических свойств гетероструктуры окисел–*p*-InSe [6,9,11,15]. К третьей группе публикаций можно отнести исследования фотоэлектрических свойств структуры [9–11,15], ограниченные приведением спектров относительной квантовой эффективности фотопреобразования, посредством которых авторы подтверждают или опровергают некоторые выводы, сделанные в работах первой или второй группы. Несмотря на большое количество работ по данной тематике, сведения о составе окисла довольно противоречивые, а результаты исследований электрических свойств гетероструктур окисел–*p*-InSe в основном построены на анализе прямых ветвей фотоэлектрических модификаций вольт-амперных характеристик (ВАХ), т.е. зависимостей тока короткого замыкания I_{sc} от напряжения холостого хода V_{oc} , что в отрыве от других методов исследования может привести к неполному пониманию процессов, происходящих в таких структурах.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования изменения электрических и фотоэлектрических свойств гетероструктуры (собственный окисел)–*p*-InSe в зависимости от времени термического воздействия на базовый полупроводник с целью оптимизации основных фотоэлектрических параметров для дальнейшего практического применения.

2. Методика эксперимента

Моноселенид индия *p*-InSe, легированный Cd, был выращен по методике нестехиометрического роста InSe [17]. Монокристаллы были электрически однородными с концентрацией свободных носителей $p \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и холловской подвижностью

[†] E-mail: chimsp@unicom.cv.ua
Fax: (03722)20050

Результаты измерения электрических и фотоэлектрических свойств структуры (собственный окисел)–*p*-InSe

Время окисления t , мин:	15	30	60	90	120
V_{oc} , В при освещении светом мощностью $P \approx 100$ мВт/см ² :	0.5	0.32–0.35	0.22	0.18	0.1
Величина диффузионного потенциала ϕ_0 , определенная из зависимости $C = f(V)$, эВ:	Измерения затруднены	Измерения затруднены	0.7	0.7	0.25
Зависимость $C = f(V)$ от частоты:	Практически отсутствует	Практически отсутствует	Нет	Нет	Да
Превышение прямого тока над обратным при $ V = 1–1.5$ В:	1.5–2 раза	~ 2 раза	10	100	10
Пропускное направление в структуре соответствует „+“ на материале:	InSe	InSe	InSe	InSe	Окисел

~ 50 см²/(В·с) при $T = 300$ К. Подложки толщиной 0.5 мм скалывались из слитка вдоль плоскости (001) и окислялись при $T = 400^\circ\text{C}$ на протяжении 15, 30, 60, 90, 120 мин. Согласно [13], при окислении в температурном интервале $T = 350–450^\circ\text{C}$ полученные гетероструктуры обладают наибольшей фоточувствительностью. Кроме того, при $T = 400–420^\circ\text{C}$ формируются наиболее качественные пленки ИТО (In₂O₃:Sn), используемые в промышленности [18]. Нагревание же *p*-InSe на воздухе до $T > 520^\circ\text{C}$, согласно [19], приводит к изменению типа проводимости полупроводника и тогда, если окисная пленка состоит в основном из In₂O₃, структуры *n*-окисел–*n*-InSe уже не будут являться выпрямляющими. После температурного воздействия образцы охлаждались до комнатной температуры, обрезались по периметру и скалывались с противоположной окислу стороны еще раз. В качестве омических контактов использовалось серебро.

Были выполнены измерения ВАХ в прямом и обратном направлении, их температурной зависимости, фотоэлектрической модификации прямой ветви ВАХ при комнатной температуре, вольт-фарадных характеристик (ВФХ), частотной зависимости импеданса в диапазоне частот $10^3–2 \cdot 10^7$ Гц, спектра относительной квантовой эффективности при освещении структур со стороны окисла при комнатной температуре. Для более глубокого анализа процесса формирования барьера исследован уровень и характер шумов, отношения напряжения сигнал–шум (V_s/V_n). Измерения фотоэлектрических свойств проводились на серийной установке К-54.410.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Полученные при описанных температурных и временных режимах структуры обнаруживают выпрямление (см. таблицу).

При освещении исследуемых структур (собственный окисел)–*p*-InSe возникает фотовольтаический эффект, имеющий большую величину при освещении со стороны

окисла. Причем, как видно из результатов, представленных в таблице, напряжение холостого хода V_{oc} при одинаковых условиях освещения, с увеличением времени окисления уменьшается. Наибольшие значения V_{oc} достигаются при окислении подложек из *p*-InSe на протяжении 15 и 30 мин (темновые ВАХ структур, полученных при таком окислении, практически идентичны). При этом темновая ВАХ таких структур (рис. 1, зависимости 1, 2) линейна в координатах $\lg J = f(\lg V)$ с незначительным отклонением ($J \propto V^{1.1–1.2}$) в прямом направлении. Следует отметить, что прямая ветвь таких структур, измеренная по фотоэлектрической методике (рис. 1, кривые 5, 6), т. е. зависимости $J_{sc} = f(V_{oc})$ (J_{sc} — плотность тока короткого замыкания), действительно сходна с ВАХ, приведенными в работе [11]. Она может быть описана выражением: $J_{sc} \propto \exp(eV_{oc}/nkT)$, где n при $T = 288$ К изменялось от образца к образцу в пределах $n = 1.6–1.8$ для структур с 15 мин и $n = 1.8–2.2$ для структур с 30 мин окисления. Однако при проведении измерений наблюдалось монотонное возрастание V_{oc} в зависимости от времени освещения образца, что характерно для фотопроводимости несформированных пленок с различными временами заряда ловушек [20]. Поэтому для получения зависимостей 5, 6 (рис. 1) значения J_{sc} и V_{oc} фиксировались через определенный интервал времени после засветки образцов. Большие значения V_{oc} в таких структурах, по всей видимости, можно связать с возникновением и сложением вентильных фотоэдс последовательно включенного ряда барьеров в несформированных пленках. Возникновение барьеров обусловлено существованием в пленках такого типа кристаллических зерен, границ блоков и т. д., как это наблюдается в поликристаллических пленках PbS, CdTe, Ge и др. [20]. При измерении ВФХ структур, полученных окислением на протяжении 15 и 30 мин с целью определения величины контактной разности потенциалов ϕ_0 , возникли затруднения, заключающиеся в сильном разбросе значений емкости в зависимости от приложенного обратного смещения и отсутствии четкого спада зависимостей $C^2(V)$. При этом в пределах разброса можно считать, что величина емкости таких

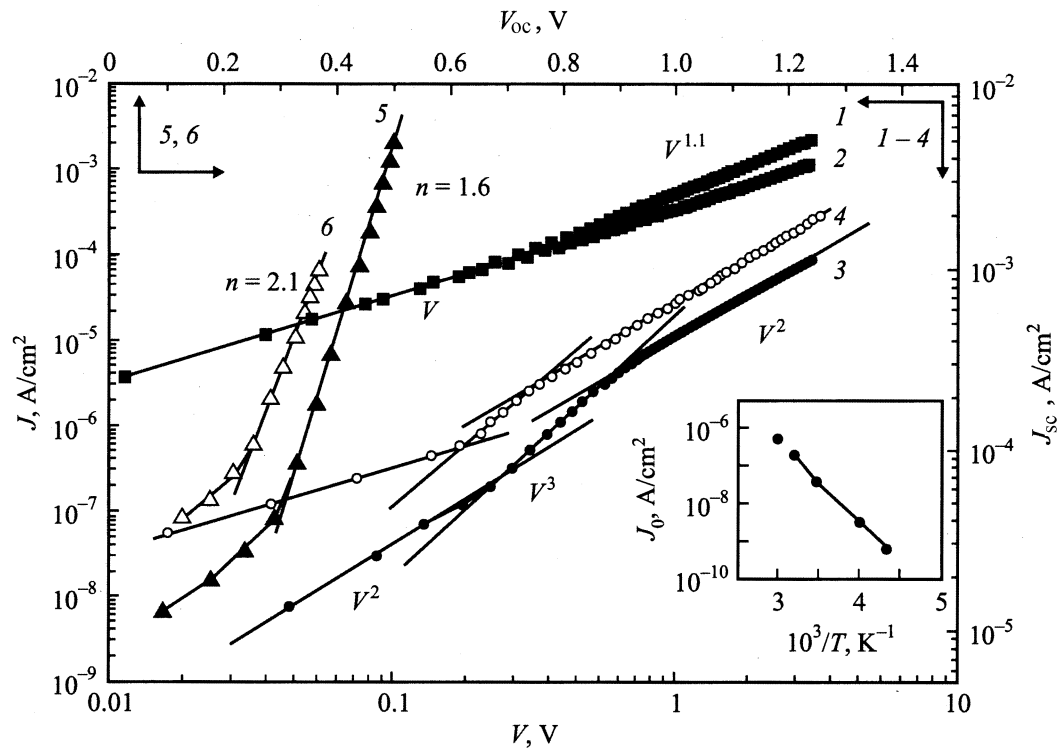


Рис. 1. Прямые (1, 3, 4) и обратная (2) ветви вольт-амперных характеристик структуры (собственный окисел)-*p*-InSe, а также фотоэлектрическая модификация прямых ветвей $\lg J_{sc} = f(V_{oc})$ (кривые 5, 6) при $T = 288$ К. Время окисления подложек t , мин: 5 — 15; 1, 2, 6 — 30; 3 — 60; 4 — 120. На вставке — температурная зависимость плотности прямого тока J_0 при постоянном напряжении 0.1 В для структуры со временем окисления подложки 60 мин.

структур не зависит от частоты. Одной из определяющих причин такого поведения ВФХ является отсутствие сформированного барьера, что подтверждается характером и уровнем шумов (рис. 2, зависимость 1). Согласно [21–23], малые значения сигнала шума V_n при прямом и обратном смещениях характерны для структур, обладающих слабо развитыми флуктуациями потенциального рельефа, которые практически не влияют на процесс распределения носителей по объему образца. Собственные шумы таких слоев определяются генерационно-рекомбинационными шумами, обусловленными флуктуациями генерации, рекомбинации и прилипания носителей заряда в объеме и на поверхности кристаллитов. При этом фотоэлектрическая модификация прямых ветвей ВАХ таких структур отражает сложный процесс сложения фотоэдс последовательно включенных барьеров в несформированных пленках окислов. Уменьшение V_{oc} при 30 мин окисления, по всей видимости, связано с укрупнением и уменьшением количества зерен в окисле и, как следствие, уменьшением числа барьеров между кристаллитами. Спектральная зависимость относительной квантовой эффективности фотопреобразования $\eta(h\nu)$ (PS) таких структур, полученная как отношение фототока короткого замыкания к числу падающих фотонов (рис. 3, зависимость 1), отличается от аналогичной зависимости для моноселенида

индия, не подвергавшегося воздействию температуры (рис. 3, зависимость 5), отсутствием экситонного пика и заметным спадом чувствительности в коротковолновой области. Этот факт свидетельствует об „ухудшении“

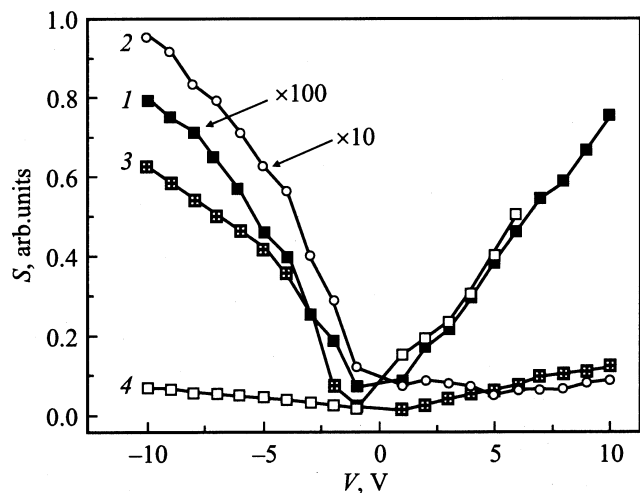


Рис. 2. Зависимости спектральной плотности шума S от величины напряжения смещения для структур, полученных окислением за время t , мин: 1 — 30, 2 — 60, 3 — 90, 4 — 120. Знак „+“ внешнего источника тока в InSe. Измерения проведены на частотах до 1200 Гц при $\Delta f = 160$ Гц.

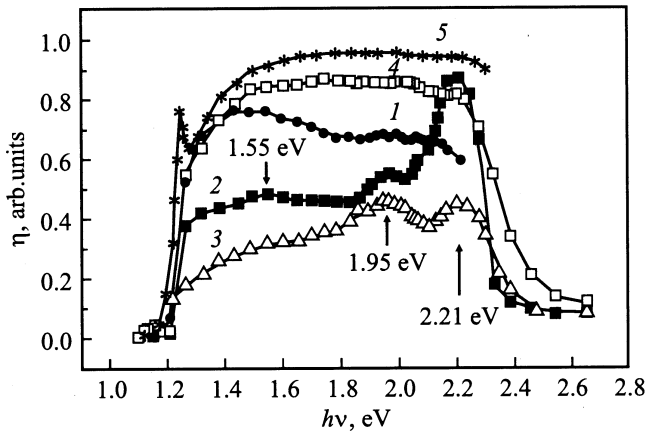


Рис. 3. Спектральная зависимость относительной квантовой эффективности фотопреобразования $\eta(h\nu)$ для структур (собственный окисел)–*p*-InSe, полученных при окислении базового полупроводника за время t , мин: 1 — 15 и 30, 2 — 60, 3 — 90, 4 — 120, а также для *p*-InSe не подвергнутого температурному воздействию (зависимость 5).

качества поверхности базового полупроводника в связи с началом формирования окисного слоя и об увеличении поверхностной рекомбинации на лицевой поверхности элемента. Кроме того, отмечено появление незначительного максимума при значении $h\nu \approx 1.95$ эВ, близком к ширине запрещенной зоны γ -In₂Se₃ ($E_g = 2.0$ эВ) [24].

При дальнейшем окислении *p*-InSe картина существенно изменяется. Превышение прямого тока над обратным при $|V| = 1-1.5$ В, как видно из таблицы, становится существенным. ВФХ таких структур не зависит от частоты и линейна в координатах $C^{-2} = f(V)$, что свидетельствует об образовании гетероструктуры с резким переходом. В этом случае определенная из ВФХ величина контактной разности потенциалов ϕ_0 составляет 0.7 эВ для образцов с 60 и 90 мин окисления. Формирование барьеров в структуре окисел–*p*-InSe подтверждается и шумовыми характеристиками (рис. 2, зависимости 2, 3). В этом случае появляются дополнительные источники токового шума [21–23]. При этом прямые ветви ВАХ структур, полученных окислением на протяжении 60 и 90 мин, практически идентичны (рис. 1, зависимость 3) и состоят из трех участков: 1) $J \propto V^2$, 2) $J \propto V^3$, 3) $J \propto V^2$. Такая зависимость тока от приложенного напряжения характерна для токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), и предполагает наличие на границе раздела высокоомной прослойки. Возможность существования в собственном окиселе на границе раздела слоя с другими электрофизическими характеристиками вполне логична: образовавшаяся на поверхности моноселенида индия пленка в начале окисления экранирует доступ воздуха в глубь кристалла. Отсутствие сведений о слоях с различным химическим составом пленки в работах [4,5,7,8,12–14,16] свидетельствует о том, что ис-

пользуемые в них методы дают возможность определить химический состав окисла в основном на поверхности. Отсутствие изломов на зависимости $C^{-2} = f(V)$ свидетельствует о том, что при этих временах окисления структуру (собственный окисел)–*p*-InSe можно рассматривать как структуру полупроводник–диэлектрик–полупроводник. Напряжение, при котором участок ВАХ $J \propto V^3$ переходит в участок $J \propto V^2$, согласно теории Ламберта для изоляторов с одним уровнем ловушек [25], задается выражением

$$V_e = eN_t d^2 / 2\epsilon_0 \epsilon, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, N_t — плотность ловушек, d — толщина высокоомного слоя, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума и ϵ — диэлектрическая проницаемость высокоомного слоя. Оценка величины d , сделанная из измерения емкости при нулевом смещении, дает величину ~ 2 мкм. К сожалению, сведения о промежуточном слое, как уже упоминалось, в литературе отсутствуют, и мы можем выдвинуть только предположения о природе переходного слоя. Согласно [13], слой окисной пленки, полученной при $400 \lesssim T \lesssim 500^\circ\text{C}$, состоит из In₂O₃ с включениями In₂(SeO₄)₃, In₂Se₃ [16]. Поэтому логично, что в слоях в глубине окисной пленки будут преобладать фазы, образование которых происходит с недостатком кислорода, т.е. преимущественно In₂Se₃. Поэтому, принимая диэлектрическую проницаемость слоя равной $\epsilon = 9.53$ для In₂Se₃ [24] и определив из зависимости 3 (рис. 1) величину $V_e = 0.75$ В, можем по формуле (1) оценить плотность ловушек в высокоомном слое: $N_t = 2.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ для структур, окисленных на протяжении 60 мин. Зависимость плотности тока от напряжения на участке $J \propto V^2$ определяется формулой Мотта и Генри [20]:

$$J = \frac{9}{8} \mu \epsilon \epsilon_0 \frac{V^2 N_v}{d^3 N_t} \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right), \quad (2)$$

где μ — подвижность дырок в высокоомном слое, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, E_s — энергетическое положение уровня ловушек, отсчитанное от дна валентной зоны высокоомного слоя. Поэтому при постоянном напряжении смещения зависимость тока должна экспоненциально зависеть от величины E_s/kT , что и наблюдается в эксперименте (см. вставку к рис. 1). Определенная из наклона этой зависимости величина $E_s \approx 0.25$ эВ находится в хорошем согласии с энергией активации акцепторного уровня в InSe [26] и может свидетельствовать о присутствии InSe в промежуточном слое. Если предположить, что при дальнейшем окислении до 90 мин состав переходного слоя не меняется, сделав оценку его толщины (толщина слоя уменьшается в ~ 1.5 раза) по измерениям емкости при нулевом смещении и величине напряжения $V_e = 0.4$ В, можем сделать вывод об уменьшении плотности ловушек почти в 1.5 раза (для такого режима

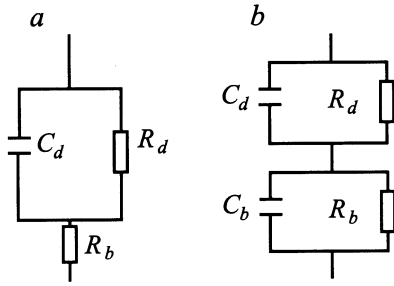


Рис. 4. Эквивалентная схема структуры окисел-*p*-InSe при окислении подложки на протяжении 120 мин (*a*), а также на протяжении 60 и 90 мин, с учетом наличия тонкой высокоомной прослойки, (*b*).

окисления $N_t = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Таким образом, структура переходного слоя становится более однородной и, как следствие, наблюдается улучшение выпрямляющих свойств гетероструктуры (см. таблицу). Неоднородность как лицевого, так промежуточного слоя для структур, полученных окислением базового полупроводника на протяжении 60 мин, хорошо видна и из спектральной зависимости относительной квантовой эффективности фотопреобразования (рис. 3, зависимость 2). Наличие пиков при 1.55, 1.95 эВ может быть связано с образованием In_2Se_3 β - и γ -модификаций [24] в промежуточном слое. Появление самого интенсивного пика с резкой коротковолновой границей следует, по-видимому, связать с возникновением селената индия $\text{In}_2(\text{SeO}_4)_3$ ($E_g = 2.15$ эВ [8]), который, по всей вероятности, и является доминирующим компонентом в верхнем слое окисла. С увеличением времени окисления до 90 мин неоднородность собственного окисла уменьшается, что выражается в исчезновении пика β - In_2Se_3 и выравнивании пиков с энергиями 1.95 и 2.21 эВ (рис. 3, зависимость 3).

При увеличении времени окисления до 120 мин прямая ветвь ВАХ также имеет 3 участка (рис. 1, зависимость 4). Причем два последних из них качественно совпадают с таковыми для структур, полученных окислением на протяжении 60 (кривая 3) и 90 мин. При низких прямых напряжениях на кривой 4 (рис. 1) вместо квадратичной, как на кривой 3, наблюдается зависимость $J \propto V$, которую обычно связывают с токами утечек [27]. Такое изменение поведения прямых ветвей ВАХ может быть следствием возникновения микропор на поверхности окисла в результате воздействия температуры при таком режиме получения структур. Характерной особенностью таких структур является как изменение условий протекания прямого тока, так и уменьшение величины диффузионного потенциала ϕ_0 почти в 3 раза по сравнению со структурами, окисленными в течение 60 и 90 мин (см. таблицу). Кроме того, отмечено появление частотной зависимости емкости как функции от напряжения $C = f(V)$, что свойственно для подавляющего большинства структур, созданных на

основе слоистых полупроводников, и является следствием влияния большого последовательного сопротивления. Эти обстоятельства свидетельствуют об изменении типа проводимости базового материала при относительном постоянстве химического состава слоя, что подтверждается и уровнем шумов, измеренных при прямом и обратном смещениях (рис. 2, зависимость 4). Если принять во внимание, что окисление моноселенида индия есть температурно-временной процесс, то изменение типа проводимости подложки согласуется с результатами работ [19,26]. В этом случае (при времени окисления подложки 120 мин) величина ϕ_0 определялась согласно методике, приведенной в [28], путем аппроксимации значений напряжений отсечек $V_0(\omega)$ зависимостей $C^{-2}(V)$ при различных частотах ω к нулевой частоте. В этом случае эквивалентная схема гетероструктуры обычно представляется в таком виде, как это изображено на рис. 4, *a*. На схеме R_d — последовательное сопротивление образца, C_d — емкость исследуемого диода, R_b — сопротивление диода. Во время эксперимента фиксируемое значение емкости C_m , выраженное через параметры эквивалентной схемы, задается уравнением

$$C_m = \frac{C_d}{(1 + R_b/R_d) + \omega^2 R_b^2 C_d^2}. \quad (3)$$

Нарушение условия $R_b^2 \omega^2 C_d^2 \ll 1$ приводит к частотной зависимости емкости от напряжения. Для случая диодных структур, изготовленных путем окисления подложки на протяжении 60 и 90 мин, согласно [29], следует использовать более детальную эквивалентную схему, учитывающую емкость базы C_b (рис. 4, *b*). Тогда получаем

$$C_m = \frac{B}{(1 + R_b/R_d)^2 + \omega^2 R_b^2 (C_d + C_b)^2}, \quad (4)$$

где числитель B равен

$$B = (R_b/R_d + 1)C_d + (R_b/R_d)C_b + (R_b/R_d)(C_d + C_b) + \omega^2 R_b^2 C_b C_d (C_d + C_b).$$

Полагая $R_b \approx R_d$ и учитывая, что $(R_b \omega C_d)^2 \gg 1$, получим $C_m \approx C_d C_b / (C_d + C_b)$. Поскольку $C_d \gg C_b$, то $C_m \approx C_b$, т. е. при значениях $R_b \approx R_d$ величина C_m равна емкости двух последовательно включенных конденсаторов, причем ее абсолютная величина стремится к емкости базы C_b . При этом зависимость емкости от частоты отсутствует. Отметим, что эквивалентную схему, представленную на рис. 4, *b*, используют при исследовании диэлектрической дисперсии в двухслойных полупроводниках или диэлектриках [20]. Отметим также, что использование обеих эквивалентных схем применительно к исследуемой структуре означает, что верхний слой окисла (60 или 90 мин окисления) должен обладать значительно большей проводимостью, чем высокоомная прослойка и базовый проводник. Для последнего случая

(120 мин окисления) результаты свидетельствуют о том, что окисный слой сформирован и достаточно однороден.

Следует отметить, что для всех времен окисления спектр плотности шумов соответствует ходу зависимости f^γ (закон Хоуге) и имеет два явно выраженных участка при обратном смещении структур (здесь $f = \omega/2\pi$). На первом участке (0–4 В) показатель степени γ монотонно возрастает с увеличением времени отжига от 30 до 90 мин в пределах значений 0.45–3. На втором участке (4–10 В) $\gamma \approx 0.2-1$, что отличается от аналогичных значений для фоторезисторов на основе *p*-InSe только величиной [30]. Отметим также, что отношение сигнал-шум V_s/V_n возрастает со временем окисления и достигает максимального значения для структур, созданных окислением на протяжении 90 мин.

Спектральная зависимость $\eta(h\nu)$ структур, полученных при 120 мин окисления базового полупроводника (рис. 3, зависимость 4), имеет вид полосы без явных максимумов. Незначительное падение чувствительности в коротковолновой области и несколько затянутый коротковолновый край (по сравнению с предыдущими двумя режимами окисления) могут свидетельствовать как об образовании дефектов на лицевой стороне структуры в результате длительного воздействия температуры, так и об относительном химическом постоянстве окисного слоя.

Динамика развития собственного окисла хорошо прослеживается и на изменении обратных ветвей ВАХ в зависимости от времени окисления. При окислении подложек из моноселенида индия на протяжении 15 и 30 мин зависимость плотности тока от обратного напряжения, как уже упоминалось выше, линейна (рис. 1, зависимость 2). Такое поведение характерно для токов утечки [27] и обусловлено образованием на поверхности базового полупроводника большого количества кристаллических зерен и блоков.

Для образцов *p*-InSe, окисленных в течение 60 мин, зависимость плотности тока от обратного напряжения в области $0 < |V| < 0.7-0.8$ обусловлена ТОПЗ. Это свидетельствует об образовании диэлектрической прослойки между верхним слоем окисла и базовым полупроводником. При увеличении обратного смещения плотность тока J описывается выражением, характерным для туннельного тока [31]:

$$J = a_1 \exp[-b_1/(\varphi_0 - eV)^{1/2}], \quad (5)$$

где b_1 — параметр, не зависящий от V ; a_1 — параметр, учитывающий степень заполнения энергетических уровней, с которых происходит туннелирование. Результат такого построения для ВАХ образца, окисленного в течение 60 мин, представлен на рис. 5 зависимостью 1.

Для структур, изготовленных окислением на протяжении 90 мин, обратная ветвь ВАХ имеет более сложный вид и состоит из трех участков: 1) В диапазоне $0 < |V| < 0.25-0.3$ В существенную роль играют ТОПЗ. 2) При $0.25-0.3 < |V| < 0.7-0.8$ В ВАХ

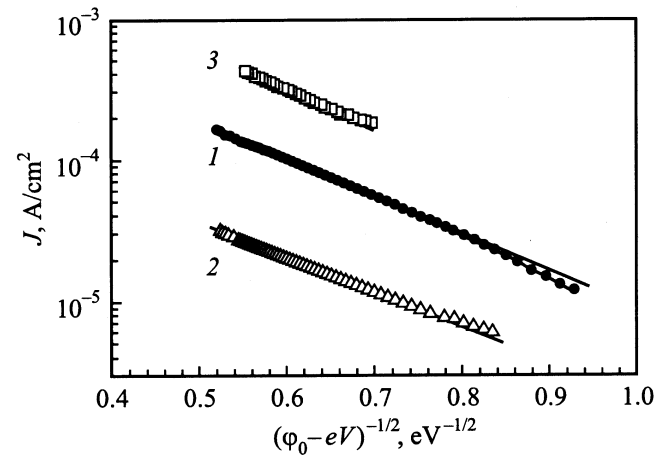


Рис. 5. Сопоставление зависимостей плотности обратного тока от напряжения с выражением (5) для структур, изготовленных окислением InSe на протяжении 60 (1), 90 (2), 120 мин (3). $T = 288$ К.

описывается выражением $J \propto (\varphi_0 - eV)^{1/2}$, характерным для генерационно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда ОПЗ [32]. 3) При $|V| > 0.7-0.8$ В обратная ветвь ВАХ описывается выражением (5) (рис. 5, зависимость 2). Уменьшение влияния ТОПЗ и появление генерационно-рекомбинационных токов в этом случае свидетельствует об уменьшении плотности состояний в промежуточном слое, т.е. о том, что слой становится более однородным. Как следствие этого — уменьшение плотности обратного тока на порядок по сравнению с предыдущим режимом окисления.

Для структур, изготовленных окислением подложки на протяжении 120 мин, влияние ТОПЗ становится еще менее существенным. ТОПЗ наблюдаются в интервале обратных смещений $0 < |V| < 0.15-0.2$ В. Принимая во внимание значительное уменьшение величины диффузионного потенциала, а также появление частотной дисперсии емкости, это свидетельствует о практическом исчезновении промежуточного высокоомного слоя. В диапазоне $0.15-0.2 < |V| < 1.8-2.0$ В ВАХ линейна (токи утечки), что может свидетельствовать о нарушении целостности окисного слоя, т.е. появлении мелких дефектов, трещин и т.д. В результате наблюдается увеличение плотности обратного тока в ~ 15 раз по сравнению с предыдущим режимом окисления. И только при $|V| > 1.8-2.0$ В для различных образцов ВАХ описывается выражением (5) (рис. 5, зависимость 3).

4. Заключение

Из анализа характера изменения вида вольт-амперных, вольт-фарадных, фотоэлектрических и шумовых характеристик структур (собственный окисел)-*p*-InSe в зависимости от времени окисления при $T = 400^\circ\text{C}$ прослежена динамика развития барьера. Определено, что

структуры с оптимальным электрическими и фотоэлектрическими параметрами получаются при окислении базового полупроводника на протяжении 90 мин. Вольт-фарадная характеристика таких структур не зависит от частоты измерения, что является следствием двухслойности собственного окисла, а величина контактной разности потенциала ϕ_0 составляет 0.7 эВ. Характер и уровень шумов для таких структур отличается от закона Хоуге, как и в случае фоторезистивного эффекта на InSe. При меньших временах окисления пленка не сформирована, о чем свидетельствуют малые значения уровня шумов как в прямом, так и в обратном направлениях. При окислении структур более 100 мин величина потенциального барьера уменьшается до величины 0.27 эВ, что невозможно объяснить изменением химического состава слоя окисла. Изменение полярности прохождения тока, шумовых характеристик и постоянство длинноволновой границы фотоответа свидетельствуют об изменении типа проводимости базового материала. При этом появляется частотная дисперсия емкости, что свидетельствует об исчезновении высокоомной прослойки на границе раздела. Показана также принципиальная возможность создания структур (собственный окисел)–*n*-InSe, поскольку по всей видимости, основной компонентой окисла является селенат индия $\text{In}_2(\text{SeO}_4)_3$, а не In_2O_3 .

Список литературы

- [1] A. Koma. J. Cryst. Growth., **201–202**, 236 (1999).
- [2] И.В. Боднар, В.Ф. Гременок, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **33**, 805 (1999).
- [3] В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, В.Х. Шпунт. Письма ЖТФ, **25**, 76 (1999).
- [4] H. Iwakuro, C. Tatsuyama, S. Ichimura. Jap. J. Appl. Phys., **21**, 94 (1982).
- [5] I. Miyake, T. Tanpo, C. Tatsuyama. Jap. J. Appl. Phys., **23**, 172 (1984).
- [6] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Письма ЖТФ, **18**, 70 (1992).
- [7] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк, А.Д. Огородник. Неорг. матер., **32**, 827 (1996).
- [8] O.A. Balitskii, R.V. Lutsiv, V.P. Savchun, J.M. Stakhira. Mater. Sci. Eng. B, **56**, 5 (1998).
- [9] V.P. Savchun, J.M. Stakhira. Phys. St. Sol. (a), **156**, 113 (1996).
- [10] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Письма ЖТФ, **23**, 1 (1997).
- [11] В.Н. Катеринчук, З.Д. Ковалюк, А.В. Заслонкин. Письма ЖТФ, **25**, 34 (1999).
- [12] J.M. Stakhira, V.P. Savchun, V.B. Kytsay. Mol. Phys. Rep., **23**, 184 (1999).
- [13] V.P. Savchun, V.B. Kytsay. Thin Sol. Films, **361–362**, 123 (2000).
- [14] O.A. Balitskii, N.N. Berchenko, V.P. Savchun, J.M. Stakhira. Mater. Sem. Phys., **65**, 130 (2000).
- [15] В.Н. Катеринчук, З.Д. Ковалюк, Т.В. Беца, В.М. Каминский, В.В. Нетяга. Письма ЖТФ, **27**, 62 (2001).
- [16] O.A. Balitskii, V.P. Savchun, V.O. Yuhymchuk. Semicond. Sci. Technol., **17**, L1 (2002).

- [17] A. Chevy, A. Kuhn, M.-S. Martin. Cryst. Growth., **38**, 118 (1977).
- [18] T. Nakao, T. Nakada, Y. Nakayama, K. Miyanati, Y. Kimura, Y. Saito, C. Saito. Thin Sol. Films, **370**, 155 (2000).
- [19] A. Segura, J.P. Guesdon, J.M. Besson, A.J. Chevy. Appl. Phys., **54**, 876 (1983).
- [20] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).
- [21] N.B. Lukuanchikova, A.A. Konoval, M.K. Sheinkman. Sol. St. Electron., **18**, 65 (1975).
- [22] Н.Б. Лукьянчикова. Лит. физ. сб., **20**, 25 (1980).
- [23] Н.Б. Лукьянчикова. Электронная промышленность, **6**, 28 (1983).
- [24] C. Julien, M. Eddrief, M. Balkanski, E. Hattricraniotis, K. Kambas. Phys. St. Sol., (a), **88**, 687 (1985).
- [25] M.A. Lambert. Phys. Rev., **103**, 1648 (1959).
- [26] C.M. Martinez-Tomaz, V. Munoz, M.V. Andres, A. Segura, A. Chevy. Condens. Matter., **91**, 25 (1993).
- [27] В.Л. Бакуменко, В.Ф. Чишко. ФТП, **11**, 2000 (1977).
- [28] Ю.А. Гольдберг, О.В. Иванова, Т.В. Львова, Б.В. Царенков. ФТП, **18**, 1472 (1984).
- [29] А.А. Лебедев, А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов. ФТП, **34**, 113 (2000).
- [30] Z.D. Kovalyuk, V.B. Orletskii, I.M. Budzulyak, V.V. Netyaga. J. Phys. Studies, **5**, 43 (2001).
- [31] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979).
- [32] В.И. Стриха. *Контактные явления в полупроводниках* (Киев, Высш. шк., 1982).

Редактор Т.А. Полянская

Forming the barrier in a proper oxide–*p*-InSe heterostructure. Electrical and photoelectrical properties

S.I. Drapak, V.B. Orletskii, Z.D. Kovalyuk, V.V. Netyaga

Frantsevich Institute of Material Sciences Problems,
National Academy of Sciences of the Ukraine,
Chernivtsi Department,
58000 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The dynamics of the barrier formation from the temperature and time dependences of regimes of oxidation has been observed on the basis of complex investigation of electrical, photoelectrical, and noise characteristics of proper oxide–*p*-InSe heterostructures. It is established that the barrier is forming in structures which were oxidized during approximately 30 minutes at $T = 400^\circ\text{C}$. In essence, the barrier is formed when the time of oxidation increases up to 60 minutes. The oxide film has two layers with different chemical composition on the interface and on the border. The maximal signal/noise relation magnitude has been obtained under 1.5 hours base material oxidation ($T = 400^\circ\text{C}$) mainly due to small values of the dark current. These values are realized in such structures due to homogeneous high-resistivity film formation. Under oxidation of *p*-InSe it requires more than 100 minutes to make the oxide composition homogeneous. In this case the type of conductivity of the base semiconductor changes. This leads to decreasing the barrier height, increasing dark current and, as a sequence, worsening photoelectrical parameters.