

Электронные свойства структур металл–диэлектрик–полупроводник на основе InAs

© Г.Л. Курышев[†], А.П. Ковчавцев, Н.А. Валишева

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 14 февраля 2001 г. Принята к печати 15 февраля 2001 г.)

Рассмотрены особенности электронных процессов в МДП структурах на основе InAs, работающих в режиме прибора с зарядовой инжекцией и используемых в качестве фотоприемных элементов в спектральном диапазоне 2.5–3.05 мкм. В качестве диэлектрика использовалась двухслойная система из слоя анодного окисла и низкотемпературной двуокиси кремния. Показано, что введение в состав электролита фторсодержащих компонент уменьшает величину встроенного заряда и плотность поверхностных состояний до минимально измеримых величин $\lesssim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. На основе данных по фазовому составу анодных окислов, полученных методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, обсуждается физико-химическая природа поверхностных состояний на границе раздела InAs–диэлектрик и возможные причины их отсутствия. Наблюдалась аномальная полевая генерация в режиме неравновесного обеднения полупроводника. Рассмотрены процессы туннельной генерации, дающие существенный вклад при больших амплитудах импульса обеднения. Исследовано поведение шума МДП структур в режиме неравновесного обеднения.

Введение

Физико-технологические особенности МДП структур на основе InAs

Структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на InAs являются основой для создания многоэлементных приемников инфракрасного (ИК) диапазона с пределом обнаружительной способности $\gtrsim 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ в интервале длин волн $\lambda = 2.5\text{--}3.05$ мкм. Электронные процессы на границе раздела полупроводник–диэлектрик определяют приборные характеристики МДП структур [1].

При создании совершенных МДП структур на основе InAs главной задачей является получение границы раздела полупроводник–диэлектрик с заданными и воспроизводимыми электрофизическими параметрами, с плотностью поверхностных состояний $\lesssim 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, с временем релаксации поверхностного потенциала в МДП структурах при неравновесном импульсном обеднении $> 15\text{--}20$ мс (при температуре $T = 150$ К), с плотностью заряда медленных состояний вблизи границы раздела полупроводник–диэлектрик, ответственных за гистерезисный характер вольт-фарадных характеристик, $< 5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$.

Все технологические процессы необходимо проводить при температуре, не превышающей 200–250°C, так как при более высоких температурах нарушается стехиометрия поверхности за счет испарения элемента V группы. Слои SiO₂, выращенные при таких температурах, уступают по своим диэлектрическим свойствам высокотемпературной двуокиси кремния (450–700°C). При этом МДП структуры имеют плохо воспроизводимые электрофизические параметры, что связывают с существованием естественного окисного слоя на поверхности полупроводниковой подложки. Считается, что переходный слой

обеспечивает высокую плотность поверхностных состояний. На атомарно-чистой поверхности, полученной скалыванием в сверхвысоком вакууме, плотность состояний мала, но адсорбция кислорода на поверхности формирует границу раздела с высокой плотностью состояний [2].

Анодное окисление поверхности InAs позволяет получить приемлемые свойства границы раздела [3], однако слои анодного окисла (АО) не удовлетворяют требованиям диэлектрической прочности и обладают низкой механической и химической прочностью, затрудняющей изготовление структур методом планарной технологии. Недостатком анодных окислов является также инжекционная нестабильность МДП структур в электрических полях, связанная с малыми величинами потенциальных барьеров для электронов и дырок на границе с полупроводником, поскольку диэлектрическая пленка состоит из смеси окислов In₂O₃ с шириной запрещенной зоны 2.8–3.75 эВ [4,5] и As₂O₃ с шириной запрещенной зоны ~ 4 эВ [6]. Согласно [7–10], окисные слои на поверхности InAs имеют сложный состав и, в зависимости от условий получения, состоят из элементных мышьяка и индия, смеси окислов In₂O₃, As₂O₃, InAsO₄, In(AsO₃)₃, As₂O₄, As₂O₅, часто нестехиометрического состава.

Двуслойная диэлектрическая система АО–SiO₂ [11] позволяет создавать МДП структуры, пригодные для изготовления приборных структур. Изменение состава окислительных сред позволяет варьировать электрофизические параметры границы раздела InAs–SiO₂ [12–14].

МДП структуры изготавливались на автоэпитаксиальных структурах арсенида индия марок ЭСАИ-40-35-10 или ЭСАИ-92-35-10 Яе 0.040 ТУ. Эпитаксиальные слои *n*-типа проводимости на сильно легированных *n*⁺⁺-подложках ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с ориентацией (111)А имели следующие параметры: концентрация основных носителей заряда (электронов) $(1\text{--}6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; время жизни в слоях 0.3–1.8 мкс. В качестве подзатворного

[†] E-mail: kur@isp.nsc.ru

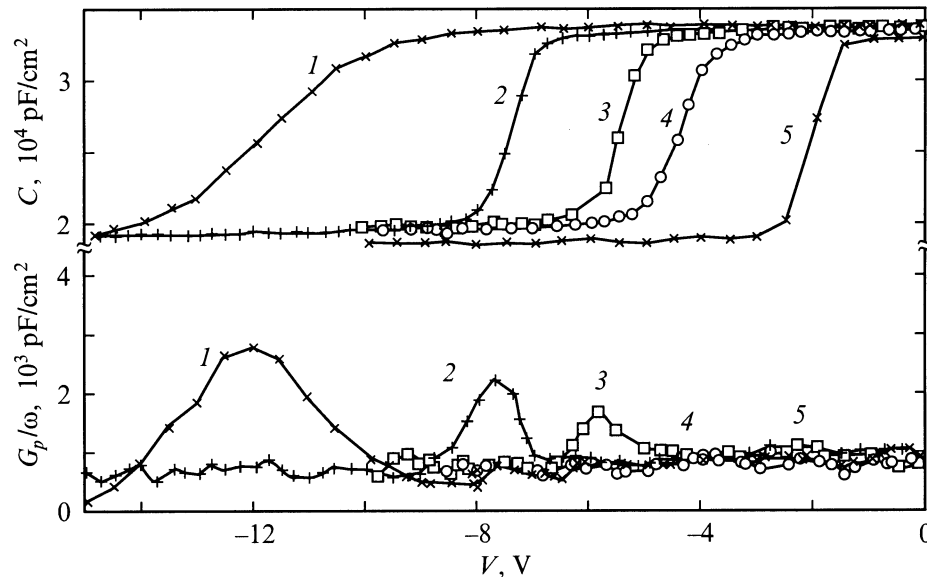


Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика $C(V)$ и зависимость нормированной проводимости G_p/ω от напряжения V на частоте 50 кГц. 1 — окисление без фтора; (2–5) — введен NH_4F в состав электролита в количестве 0,044, 0,22, 0,44 и 2,17 об% соответственно.

диэлектрика использовались слои двуокиси кремния толщиной 140 нм, полученные окислением моносилана в кислороде в реакторе пониженного давления (РПД) при температуре 200–240°C. Слои РПД- SiO_2 содержат мало адсорбированной воды (< 2 об%) и имеют пробойные поля $> 6 \cdot 10^6$ Вт · см⁻¹. Полевым электродом служили легированные слои In_2O_3 толщиной 120 нм, полученные ионно-плазменным распылением мишени, содержащей 8% SnO_2 .

Экспериментальная часть

1. Химическая подготовка и модификация поверхности InAs

С целью получения стабильной границы раздела InAs–диэлектрик с минимальной плотностью поверхностных состояний исследовали различные способы обработки поверхности подложек InAs перед осаждением подзатворного диэлектрика: обезжиривание и травление в полирующих травителях с последующим удалением остаточного окисного слоя в различных растворах. Было установлено, что после оптимизации технологических режимов осаждения слоев двуокиси кремния способ химической обработки поверхности подложек InAs не оказывает существенного влияния на параметры МДП структуры. При этом достигается плотность поверхностных состояний (ПС) $\sim 1.2 \cdot 10^{11}$ см⁻² · эВ⁻¹.

Радикальное улучшение параметров границы раздела InAs–диэлектрик было достигнуто, когда перед нанесением диэлектрика поверхность подложек InAs окисляли в электролите, содержащем фторид-ионы, введенные в

электролит добавкой фторида аммония. Окисление проводили при комнатной температуре в двухэлектродной ячейке в гальваностатическом режиме при плотности тока 0,5 мА/см². В качестве электролита использовался концентрированный раствор аммиака в этиленгликоле в соотношении 1:5 по объему.

На рис. 1 показано последовательное изменение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) $C(V)$ и зависимости нормированной проводимости (G_p/ω) от напряжения (V) при изменении концентрации фторид-ионов в электролите. Видно, что с увеличением концентрации фторид-ионов уменьшается встроенный заряд в окисле МДП структуры (ВФХ сдвигаются к нулевому напряжению), падает плотность ПС (увеличивается наклон ВФХ и уменьшается амплитуда максимума проводимости на переменном сигнале). На рис. 2 показано влияние фтора на частотную дисперсию емкости и малосигнальную проводимость МДП структур [15]. Для образцов с подслоем анодного окисла, выращенным в электролите, не содержащем фторид-ионы, (рис. 2, а) характерно наличие значительных величин встроенного заряда и плотности ПС, что проявляется в сдвиге ВФХ в область отрицательных смещений (до 15–20 В), появлении частотной дисперсии ВФХ и наличии пика на кривых нормированной проводимости от напряжения. Оценка плотности ПС по величине пика на зависимости G_p/ω от V дает величину $N_{ss} \approx 3 \cdot 10^{11}$ см⁻² · эВ⁻¹. На образцах с подслоем анодного окисла (рис. 2, б), выращенном при введении фтора в состав электролита в оптимальной концентрации, уменьшается величина встроенного заряда (напряжение плоских зон приблизительно равно –3 В), отсутствует частотная дисперсия емкости, а амплитуда

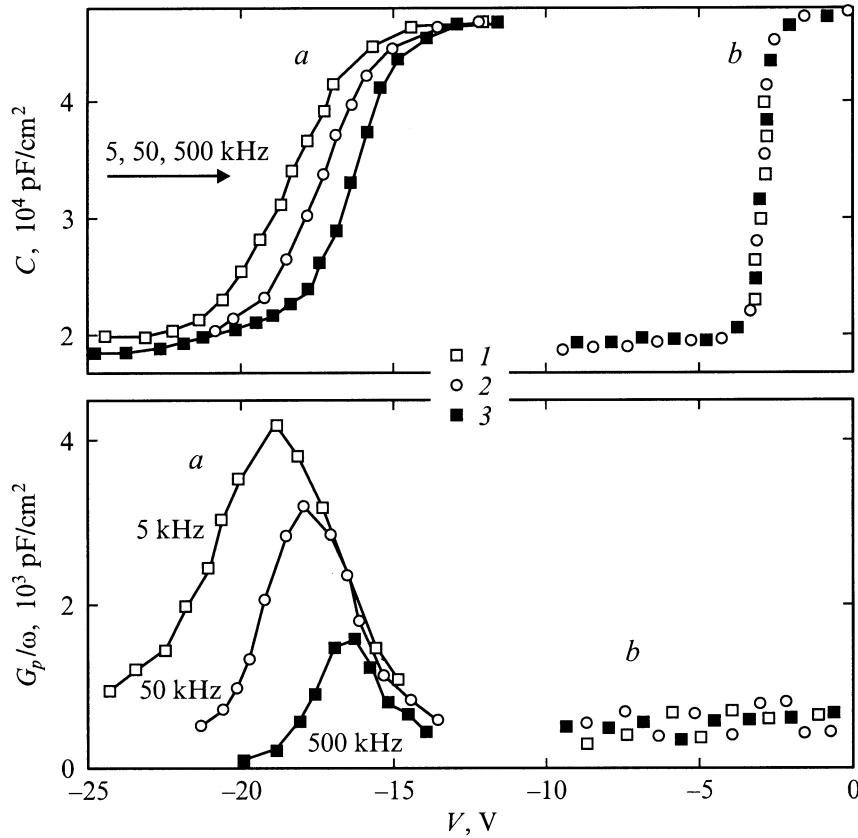


Рис. 2. Частотная дисперсия емкости (C) и нормированной проводимости (G_p/ω) МДП структур, изготовленных с анодным подслоем без фтора (*a*) и с добавками фтора (*b*).

пика на зависимости нормированной проводимости от напряжения становится меньше предела чувствительности измерительной системы. Оценки дают величину плотности ПС $N_{ss} < 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

Анализ рентгеновских фотоэлектронных спектров показал, что состав анодных окисных слоев с фтором и без фтора резко различается [16]. Слои окислов без фтора состоят из смеси In_2O_3 и As_2O_3 (рис. 3, кривая *b*). В слоях фторсодержащих анодных пленок присутствует InF_3 и нестехиометричный оксифторид пятивалентного мышьяка (рис. 3, кривая *c*). Из анализа распределения по толщине соединений, входящих в состав фторированного анодного окисного слоя, следует, что общий вид зависимостей отношения концентраций $[\text{In}]/[\text{As}]$ близок к профилю распределения в АО, не содержащем фтор. Отличия в основном касаются приповерхностной области. В отличие от АО без фтора, во фторированном слое не наблюдается обогащения приповерхностной области соединениями индия. Фтор обнаруживается по всей толщине пленки, причем его концентрация возрастает к границе раздела окисел–(арсенид индия). При уменьшении толщины окисла от 17 до 7 нм максимальное значение отношения концентраций фтора и кислорода $[\text{F}]/[\text{O}]$ в переходном слое АО–InAs уменьшается от 0.47 до 0.2. Так как концентрация фтора возрастает с

увеличением времени роста (при постоянной плотности тока — с увеличением толщины пленки), то, вероятно, накопление фтора на границе раздела связано с большей по сравнению с ионами кислорода скоростью диффузии ионов фтора в растущем АО.

Авторы работы [17] рассматривали особенности химической связи в молекулах окислов элементов V группы, образующихся на поверхности полупроводников типа $A^{III}B^V$, и пришли к выводу, что собственные окисные слои на фосфидах (InP , GaP), состоящие из фосфатов элементов III группы, стабильней, чем на арсенидах и антимонидах, за счет донорно-акцепторной пары $\text{P}=\text{O}$. При этом они подчеркивают, что эта связь — кратная из-за образования связей $d\pi-p\pi$ при взаимодействии свободных d -орбиталей атома фосфора с занятыми p -орбиталями атома кислорода. Мышьяк в собственном окисле на поверхности арсенида индия и арсенида галлия находится в виде As_2O_3 . Атомная структура As_2O_3 отличается от атомной структуры фосфатов на InP и GaP наличием неподеленной пары электронов. Эта пара, по мнению авторов работы [13], является причиной поверхностных состояний на GaAs с плотностью, равной количеству молекул As_2O_3 на границе раздела. При добавлении в окислительную среду фторидов, за счет важной особенности химии фтора — образования фтори-

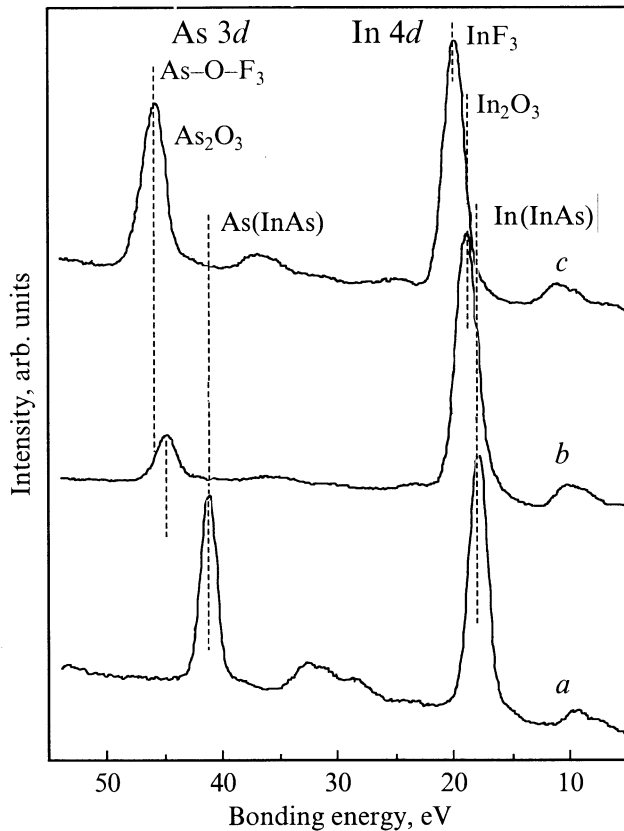


Рис. 3. Рентгеновские фотоэлектронные спектры поверхности InAs: *a* — после ионной очистки; *b* — с анодным окислом толщиной 18 нм, без фтора; *c* — с анодным окислом толщиной 7 нм, с фтором.

дов элементов в их высших степенях окисления, мышьяк окисляется до пятивалентного состояния с образованием оксифторида AsOF_3 . При этом устраняется источник поверхностных состояний — несвязанные заполненные орбитали. Такая молекула имеет в ближайшем окружении мышьяка связи, аналогичные по своей природе связям в ближайшем окружении фосфора в соединении P_2O_5 . Структура молекул X_3VO (где X — галогенид-ион, V — элемент V группы) представляет собой искаженный тетраэдр, где три σ -связи V-X образуют пирамидальную группу, а четвертая — двойную связь с атомом кислорода $\text{As}=\text{O}$, аналогичную связи $\text{P}=\text{O}$.

Из сравнения ближайшего окружения мышьяка в арсениде индия и в его оксифториде следует, что конфигурация идентична — тетраэдр. Связи по своей природе также не отличаются. В арсениде индия атом мышьяка связан с тремя атомами индия σ -связью, а с четвертым имеет донорно-акцепторную связь. Атом мышьяка в оксифториде также имеет четыре соседних атома, с которыми соединен тремя σ -связями ($\text{As}-\text{F}$) и одной донорно-акцепторной связью ($\text{As}=\text{O}$). Тогда на поверхности полупроводника при окислении во фторсодержащей среде образуются молекулы, изоэлектронные и изоструктурные в ближайшем окружении соединению

мышьяка с индием в объеме полупроводника. Иначе говоря, на поверхности образуются соединения, связи в которых по их природе, энергиям и пространственному расположению близки к связям в объеме полупроводника. Вследствие этого устраниваются "болтающиеся" связи на границе раздела, что и приводит к низкой плотности ПС.

Таким образом, используя систему (фторированный анодный подслоя)–(ППД)– SiO_2 удалось получить границу раздела InAs–диэлектрик, сравнимую с границей раздела Si– SiO_2 .

2. Туннельная генерация носителей заряда

При приложении импульса инжекции туннельный ток зона–зона протекает из инверсионного слоя валентной зоны InAs в зону проводимости через потенциальный барьер, образованный областью пространственного заряда (ОПЗ) обедненной области полупроводника. Появляется дополнительная, меняющаяся во времени, компонента темнового тока в ОПЗ, дающая существенный вклад в случае узкозонных полупроводников.

Плотность туннельного тока через запрещенную зону полупроводника при неравновесном обеднении может быть рассчитана в одномерном квазиклассическом приближении [18], когда дырки из инверсионного слоя будут туннелировать через обедненную зону полупроводника в квазинейтральный объем, как

$$I_t = 4\pi m_p^* q / h^3 \int_0^\infty dE (f_1 - f_2) \int_0^E dE_\perp P_T(E, E_\perp), \quad (1)$$

где f_1 и f_2 — функции распределения Ферми–Дирака слева и справа (металл слева), m_p^* — эффективная масса дырки; E — полная энергия туннелирующей частицы; E_\perp — компонента энергии, перпендикулярная направлению туннелирования, может быть положена равной 0; P_T — вероятность туннелирования через запрещенную зону полупроводника, которая в ВКБ приближении известна в виде [19]

$$P_T = \exp\left(-2 \int_{x_1}^{x_2} K_x(x) dx\right), \quad (2)$$

x_1, x_2 — классические точки поворота, $K_x(x)$ — компонента волнового вектора в классически запрещенной области в направлении туннелирования.

В качестве закона дисперсии в потенциальном барьере обычно используется закон Франца [20], который можно представить в виде

$$K_x^2 = (2m_x^* / \hbar^2) \varphi(x) [1 - \varphi(x) / E_g], \quad (3)$$

где $\varphi(x)$ — изгиб зон в ОПЗ, E_g — ширина запрещенной зоны. Закон Франца позволяет учесть влияние второй зоны при туннелировании заряженной частицы через

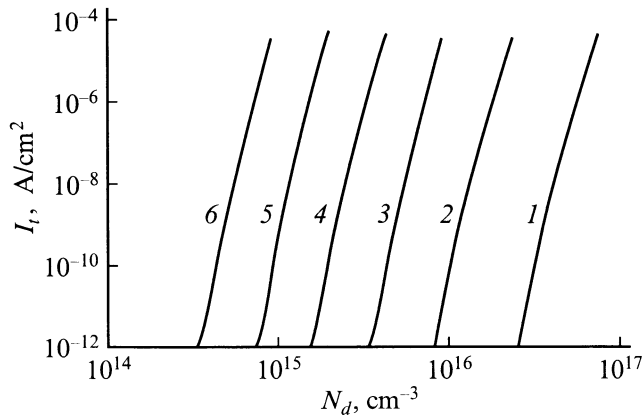


Рис. 4. Зависимости плотности туннельного тока зона–зона от концентрации донорной примеси при разных начальных изгибах зон. $T = 150$ К. φ_{s0} , В: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4, 5 — 8, 6 — 10.

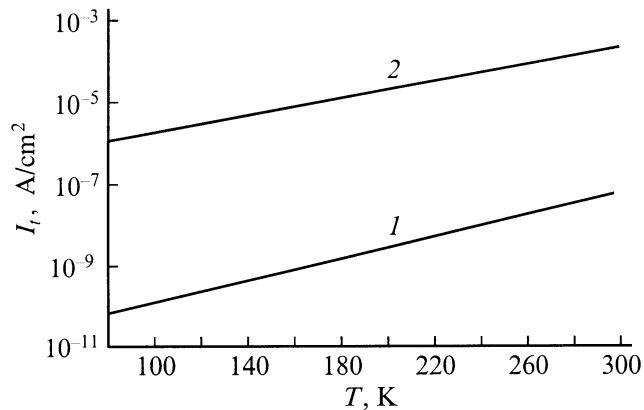


Рис. 5. Температурная зависимость плотности туннельного тока при $\varphi_{s0} = 3$ (1) и 5 В (2). $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

запрещенную зону полупроводника, но не учитывает зависимость эффективной туннельной массы (m_x^*) от координаты (при туннелировании частицы из зоны проводимости в валентную зону эффективная масса должна изменяться от эффективной массы электрона m_e^* до эффективной массы дырки m_p^*). Сшивая эффективные туннельные массы на границах запрещенной зоны с помощью выражения, приведенного в [21], можно получить

$$K_x^2 = (2m_e^*m_p^*/\hbar^2) \times \left\{ \left[[E_g - \varphi(x)]\varphi(x) \right] / \left[m_e^*\varphi(x) + m_p^*[E_g - \varphi(x)] \right] \right\}. \quad (4)$$

Это выражение при равных значениях электронной и дырочной масс $m_e^* = m_p^* = m_x^*$ переходит в закон Франца (3). Подставляя (4) в (1) и учитывая параболическую зависимость изгиба зон от координаты в приближении равномерного распределения легирующей примеси по глубине полупроводника, проведем численный расчет плотности туннельного тока.

Туннельная модель была использована при расчете параметров фоточувствительных структур в рамках упрощенной линейной модели. Рассмотрим влияние туннельного тока на параметры фотоприемного элемента. На рис. 4 и 5 показаны расчетные кривые плотности туннельного тока I_t при разных амплитудах импульса инжекции, вызывающих разные начальные изгибы зон φ_{s0} , от концентрации донорной примеси N_d и температуры T . Влияние туннельного тока заметно при амплитудах импульса инжекции $V_i > 6$ В, когда величина плотности туннельного тока становится сравнимой с плотностью генерационной и диффузионной компонент, $> (10^{-5} - 10^{-4})$ А/см². На рис. 6 показано влияние туннельного тока на кривую релаксации во времени t поверхностного потенциала в темноте и при освещении (теория и эксперимент). Стрелкой показана точка, соответствующая изгибу зон, при котором туннельная компонента темнового тока становится сравнимой с током тепловой генерации (~ 6 В). Эта точка соответствует началу выключения туннельного тока из-за его резкой зависимости от напряженности электрического поля в ОПЗ. При меньших изгибах зон ($t > 1$ мс) туннельный ток будет на несколько порядков ниже тока термической генерации и поэтому не будет оказывать заметного влияния на характеристики реальных фотоприемных устройств (ФПУ). Форма кривой релаксации приближается к обычной — без вклада туннелирования (кривые 1). При бóльших изгибах зон ($t < 1$ мс) либо при более высоких концентрациях примеси туннельный ток будет значительно превышать остальные тепловые токи и будет влиять на параметры ФПУ.

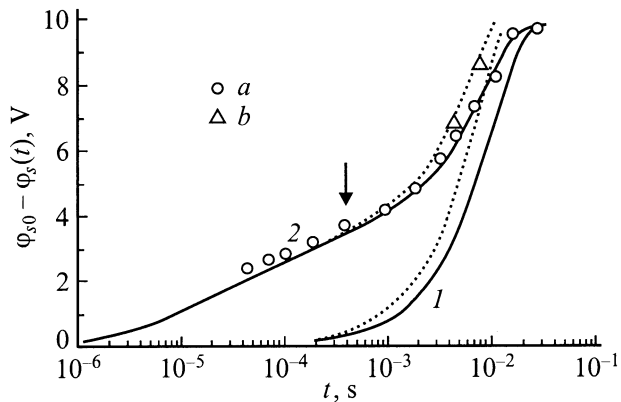


Рис. 6. Влияние туннельного тока на кривую релаксации поверхностного потенциала. Параметры расчета: $S = 3 \cdot 10^{-5}$ см², $C_n = 50$ пФ, $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, диффузионная длина неосновных носителей в квазинейтральном объеме InAs $L_p = 5$ мкм, коэффициент поглощения на длине волны $\lambda = 3$ мкм $\alpha = 5 \cdot 10^3$ см⁻¹. Стрелкой показан момент, когда I_t равняется плотности тока термической генерации. Сплошные кривые — теоретический расчет в отсутствие туннелирования (1) и с учетом туннелирования (2). Пунктирные линии — расчет при освещении потоком 10^{-5} Вт/см² ($\lambda = 3$ мкм). Точки — результаты измерений без освещения (a) и при освещении (b).

Сравнение теории и эксперимента показывает, что использованная модель туннелирования удовлетворительно объясняет экспериментальные результаты. Поскольку туннельный ток при работе прибора является паразитным, его вклад проявляется в возрастании шума при малых временах накопления и ослаблении фотосигнала за счет частичного заполнения ямы темновыми носителями тока. При наличии туннельного тока большую часть времени МДП структура релаксирует при меньших изгибах зон по отношению к релаксации МДП структуры, без учета туннельного тока. Это может привести к уменьшению коэффициента собирания фотогенерированных носителей, в особенности при малых значениях коэффициента поглощения, поскольку, чем больше плотность туннельного тока, тем быстрее МДП структура релаксирует к равновесному состоянию. При этом за время накопления в потенциальной яме будет собран меньший заряд фотогенерированных носителей. Расчеты показали, что при определенных параметрах, в случае, когда ток фотогенерированных носителей заметно меньше плотности туннельного тока (малосигнальное приближение), величина сигнала может уменьшиться примерно в 1.5 раза. Туннельный ток также увеличит величину шума в МДП структурах при малых временах накопления, поскольку количество накопленных частиц будет значительно больше, чем без туннельного тока за то же время.

3. Шумы в МДП структурах при неравновесном импульсном обеднении

При расчете пороговых характеристик ПЗИ-фотоприемников (приборов с зарядовой инжекцией) для оценки среднеквадратичной флуктуации темнового и фонового заряда, вызванной дробовым характером генерационного тока, обычно пользуются соотношением [22] $\overline{\Delta N^2} = \overline{N}$, где $\overline{\Delta N^2}$ — среднеквадратичная флуктуация накопленных носителей, \overline{N} — среднее количество накопленных носителей. Использование этого соотношения основано на предположении, что процесс генерации является пуассоновским. Пуассоновский процесс означает, что темп генерации остается постоянным в процессе накопления заряда МДП структурой. Строго говоря, такое предположение справедливо лишь при малой величине накопленного заряда, когда он не оказывает заметного влияния на глубину области неравновесного обеднения. В процессе релаксации МДП конденсатора накопление заряда в инверсионном слое полупроводника приводит к уменьшению глубины области обеднения и, соответственно, к изменению темпа генерации. Это означает, что вероятность генерации неосновного носителя в конкретный момент времени зависит от суммарного числа предыдущих актов генерации, т.е. процесс генерации нельзя считать пуассоновским.

В работе [23] рассматривается простейшее обобщение пуассоновского процесса на случай, когда вероятность очередного перехода структуры в новое состояние связана с темпом генерации и зависит только от текущего состояния структуры. В результате рассмотрения

физической системы в модели марковского процесса приводятся формулы для расчета среднеквадратичской флуктуации накопленного заряда в МДП структуре.

Величину флуктуации напряжения шума можно представить в виде

$$\delta U_n = (\delta \varphi_s / \delta N) \delta N, \quad (5)$$

где $\delta \varphi_s$ и δN — величины флуктуаций поверхностного потенциала и числа накопленных частиц в инверсионном слое за счет механизмов генерации носителей заряда. Величина поверхностного изгиба зон —

$$\varphi_s(N) = V_k/2 + V_i - q\overline{N}/C_0 - \sqrt{V_k(V_i - q\overline{N}/C_0 + V_k/4)}. \quad (6)$$

Здесь $V_k = 2\varepsilon_0\varepsilon_s N_d q S^2 / C_0^2$, $C_0 = C_n C_{ox} / (C_n + C_{ox})$, C_{ox} — геометрическая емкость подзатворного диэлектрика, C_n — нагрузочная емкость, S — площадь МДП структуры, V_i — амплитуда импульса инжекции, $q\overline{N}$ — заряд, накопленный в инверсионном слое. Рабочую формулу для вычисления среднеквадратичского значения напряжения шума (среднеквадратичного отклонения — СКО) МДП структуры можно представить в виде

$$U_n = -(q/C_0) \left\{ \left[V_k / \left(2\sqrt{V_k(V_k/4 + V_i - q\overline{N}/C_0)} \right) \right] - 1 \right\} \times \sqrt{\int_0^{\tau_q} [I^2(\tau_q)/I(t)] dt}. \quad (7)$$

Здесь τ_q — время накопления, I — суммарная плотность токов.

Величину напряжения шума в эксперименте измеряли как $U_n = \sum_{n=1}^M U_n^* / (M-1)$, где U_n^* — мгновенное значение шума выборки, M — число выборок.

Экспериментально СКО шума МДП структуры определяли по пяти реализациям (1024 выборки в каждой) с заданными величинами постоянного смещения, импульса инжекции и времени накопления. За СКО шума принимали квадратный корень из разности квадратов полученных значений СКО шума. Минимально измеряемая величина шума по оценкам составляла 75 носителей тока в потенциальной яме МДП структуры.

Все исследованные элементы можно разделить на два типа — нормальные и аномальные элементы. У нормальных элементов шум определяется заполнением потенциальной ямы носителями заряда за счет процессов темновой генерации в определяющей степени тепловой природы и внешним фоном (падающее на элемент инфракрасное излучение). Главным критерием нормальности элемента является спектральный состав шума, близкий к белому пуассоновскому шуму. У аномальных элементов величина шума существенно выше и плохо коррелирует с заполнением потенциальной ямы ПЗИ-элемента носителями заряда. В спектральном составе шума явно прослеживается компонента $1/f$.

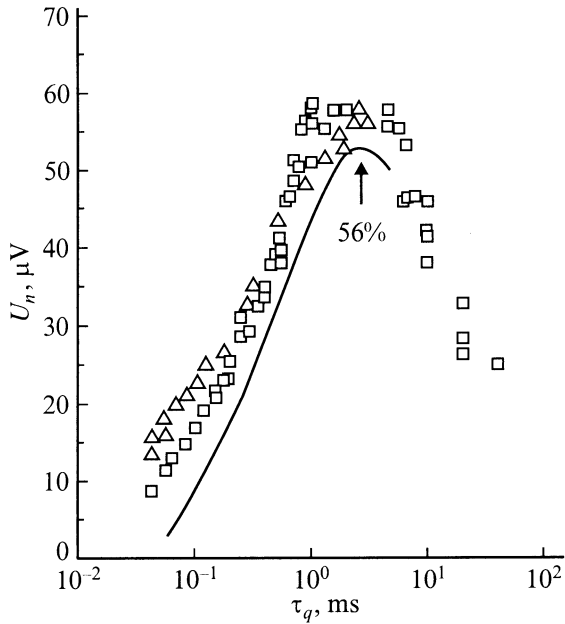


Рис. 7. Зависимость СКО шума от времени накопления при $T = 150$ К и $V_i = 2$ В для двух типичных нормальных элементов площадью $4 \cdot 10^{-5}$ см², измеренная в отсутствие засветки после формирования затвора, но без подсоединения металлической разводки. Сплошная линия — теоретический расчет; параметры расчета: генерационное время жизни неосновных носителей $\tau_g = 2.5 \cdot 10^{-8}$ с, толщина подзатворного диэлектрика $d_{ox} = 120$ нм, диффузионная длина неосновных носителей в квазинейтральном объеме InAs $L_p = 5$ мкм, $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Указан процент заполнения потенциальной ямы ПЗИ-элемента темновыми носителями тока.

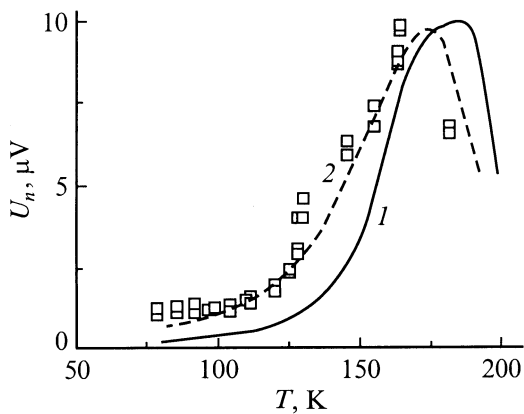


Рис. 8. Температурная зависимость СКО шума типичного нормального элемента площадью $4 \cdot 10^{-5}$ см² при $V_i = 1.3$ В, измеренная на нагрузочной емкости 4 пФ. 1 — результаты теоретического расчета; 2 — полуэмпирическая расчетная зависимость, учитывающая избыточные токи, показанные на рис. 9.

На рис. 7,8 показаны экспериментальные и теоретические зависимости СКО шума для двух типичных нормальных элементов от времени накопления τ_q (при $T = 150$ К) и от температуры. На кривых хорошо

прослеживается максимум шума, соответствующий примерно 55%-у заполнению потенциальной ямы элементарными зарядами. Наличие максимума на зависимости достаточно хорошо описывается теоретическим представлением о шуме ПЗИ-элемента. В области малых времен накопления экспериментальные значения шума превышают теоретическое значение в 3 и более раз. Расхождение теории и эксперимента в этой области можно уменьшить, если учесть наличие избыточного генерационного тока, показанное на кривых Цербста (рис. 9). Величина генерационного тока I_g была получена из измерений зависимостей кривых релаксации емкости и поверхностного потенциала МДП структуры.

При понижении температуры тепловые генерационные токи в ОПЗ полупроводника резко ослабевают. Проследим, как будет изменяться шум МДП структуры при заполнении потенциальной ямы фоновым потоком ИК излучения при изменении времени накопления. На рис. 10 изображены экспериментальные и теоретические зависимости среднеквадратичного напряжения шума от времени накопления для нормального фотоприемного элемента при $T = 120$ К. При этой температуре процессы термической генерации подавлены, и вклад в шум дают только носители тока, генерированные фоновым световым потоком. Видно хорошее соответствие с теоретическими расчетами (сплошная линия). Стрелками на рисунке показан процент заполнения потенциальной ямы МДП структуры зарядами. Величина накопленного заряда пропорциональна времени накопления τ_q . Хорошее соответствие экспериментальных данных зависимости $U_n \propto \tau_q^{1/2}$ показывает, что МДП структуры находятся в режиме ограничения флуктуациями фона.

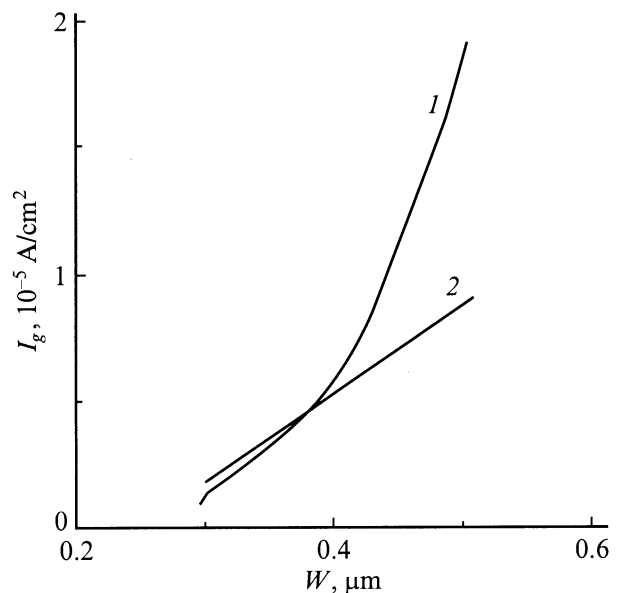


Рис. 9. Кривые Цербста: 1 — получена из измеренных кривых релаксации емкости и поверхностного потенциала МДП структуры площадью $4 \cdot 10^{-5}$ см² при температуре 150 К; 2 — теоретическая зависимость. W — ширина ОПЗ.

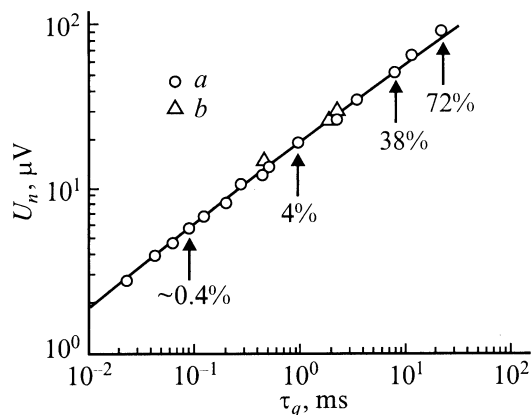


Рис. 10. Зависимость СКО шума от времени накопления при $T = 120$ К для элементов площадью $4 \cdot 10^{-5}$ см² при освещении немодулированным потоком (a) (фоновый поток — 10^{-6} Вт/см²). b — величины шума на фотоприемных элементах в составе модуля ФПУ 2×128 при временах накопления 0.65, 1.3 и 2.6 мс. Сплошная линия — теоретический расчет.

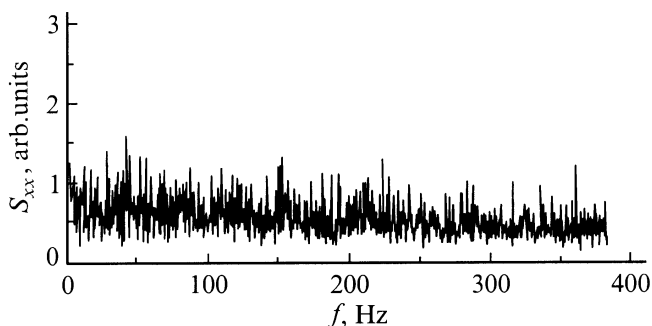


Рис. 11. Спектральный состав шума нормального элемента, измеренный при температуре $T = 120$ К и времени накопления $\tau_q = 1.3$ мс в отсутствие фоновой засветки. Величина СКО шума, полученная интегрированием спектральной зависимости шума, составляет 13 мкВ (на МДП структуре).

Спектральный состав шума $S_{xx}(f)$ (S_{xx} — автокорреляционная функция сигнала, f — частота) измерялся на типичных элементах в диапазоне времен накопления 40 мкс–5 мс. Для расчета спектральной мощности шумового сигнала использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье с последующей сверткой в полосе частот $1/\tau_q$. Спектральное окно выбрано в форме прямоугольника. Спектр получен усреднением 5 реализаций по 1024 выборкам в каждой. Массив чисел, введенный в ЭВМ, подвергался дискретному преобразованию Фурье для получения спектральной плотности шума. Дополнительно проводилось интегрирование спектра для получения СКО шума. Величины СКО шума и его спектральная мощность измерялись на нескольких тысячах МДП структур. Все исследованные структуры можно разделить на два типа. Первый тип ($> 90\%$ всех элементов линеек и матриц) соответствовал представлению о белом шуме МДП структуры при неравновесном им-

пульсном обеднении (нормальные элементы). На рис. 11 показан типичный спектральный состав шума при времени накопления 1.3 мс. Среди исследованных элементов встречаются такие, у которых величина СКО шума в несколько раз, иногда на порядок и более, превышает величину шума нормальных элементов. Такие элементы мы называем аномальными. Спектральный состав шума такого элемента показан на рис. 12. Спектр характеризуется появлением шума $1/f$, поднимающего низкочастотную часть спектра. Детальная картина формирования шумов $1/f$ не вполне понятна, однако две причины нами по косвенным признакам установлены. Это локальные утечки в МДП структурах и ухудшение контакта между затвором структуры и монтажным индиевым столбиком (для реальных линеек и матриц), собранных методом flip-chip.

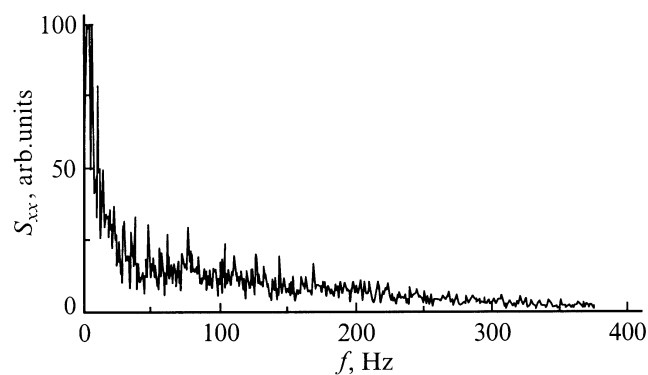


Рис. 12. Спектральный состав шума аномального элемента, измеренный при температуре $T = 120$ К и времени накопления $\tau_q = 1.3$ мс в отсутствие фоновой засветки. Величина СКО шума, полученная интегрированием спектральной зависимости шума, составляет 43 мкВ (на МДП структуре).

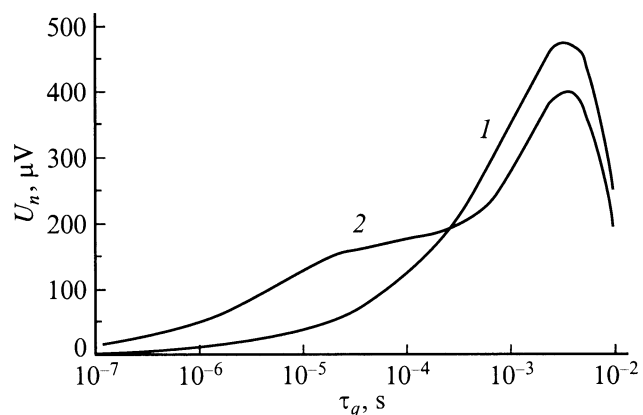


Рис. 13. Теоретические зависимости СКО шума от времени накопления в отсутствие освещения: 1 — в отсутствие туннелирования зона–зона, 2 — с учетом туннелирования. Параметры расчета: $T = 150$ К, $S = 3.3 \cdot 10^{-5}$ см², $V_i = 12$ В, $C_n = 50$ пФ, $N_d = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, диффузионная длина неосновных носителей в квазинейтральном объеме InAs $L_p = 5$ мкм, генерационное время жизни неосновных носителей $\tau_g = 3 \cdot 10^{-8}$ с.

Выше отмечалось, что при увеличении импульса инжекции появляется избыточная компонента, связанная с туннелированием зона–зона. На рис. 13 показаны расчетные зависимости СКО шума от времени накопления. При учете туннелирования (кривая 2), при малых временах (10–100 мс), появляется плато избыточного шума, связанного с включением туннельного тока. При больших временах туннельный ток становится меньше тепловых генерационных токов в ОПЗ, и механизм формирования тока обычный — тепловой.

Заключение

Физико-технологические исследования МДП структур на основе арсенида индия позволили создать близкую к совершенной границу раздела InAs–диэлектрик. Предельно малая плотность ПС ($< 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$) позволила реализовать многоэлементные ФПУ линейчатого и матричного типа, обладающие практически белым шумом в отсутствие фона и с числом шумовых носителей заряда в потенциальной яме элемента на уровне 75–100 электронов. На основе разработанных МДП структур были изготовлены гибридные микросхемы ФПУ с обнаружительной способностью $10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ [24–27]. Отметим, что матричные МДП приемники ИК диапазона на основе InAs, работающие в режиме неравновесного обеднения, созданы впервые.

Список литературы

- [1] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [2] W.E. Spicer, P. Pianetta, I. Lindau, P.W. Chye. *J. Vac. Sci. Technol.*, **14**, 885 (1977).
- [3] И.Н. Сорокин, В.И. Козлов. *Изв. АН СССР. Неорг. матер.*, **15** (3), 53 (1979).
- [4] E. Von Kauer, L. Rabenau. *Z. Naturforschung (a)*, **B.13** (7), 531 (1958).
- [5] R.L. Weiher, R.P. Ley. *J. Appl. Phys.*, **37**, 299 (1966).
- [6] W.P. Doyle. *J. Phys. Chem. Sol.*, **4**, 144 (1958).
- [7] Т.П. Смирнова, Н.Ф. Захарчук, А.Н. Голубенко, В.И. Белый. *Новые материалы электронной техники* (Новосибирск, Наука, 1990) с. 62.
- [8] В.И. Белый. В сб.: *Проблемы электронного материаловедения* (Новосибирск, Наука, 1986) с. 29.
- [9] G.P. Schwartz. *Thin Sol. Films*, **103** (1/2), 3 (1983).
- [10] G.P. Schwartz, W.A. Sunder, I.E. Griffiths. *Thin Sol. Films*, **94**, 205 (1982).
- [11] C.W. Wilmsen, L.G. Meiners, D.A. Collins. *Thin Sol. Films*, **46** (3), 331 (1977).
- [12] В.Н. Давыдов, Е.А. Лоскутова, И.И. Фефелова. *Микроэлектроника*, **15** (5), 455 (1986).
- [13] R.K. Ahrenkiel, L.L. Kazmerski, O. Jamjoum, P.E. Russell, P.J. Ireland, R.S. Wagner. *Thin Sol. Films*, **95** (4), 327 (1982).
- [14] А.П. Соловьев, Н.А. Валишева, И.И. Мараховка, И.О. Парм, С.Ю. Смирнов. *А.с. № 1604097 от 1.07.1990.*

- [15] Н.А. Корнюшкин, Н.А. Валишева, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев. *ФТП*, **30** (5), 914 (1996).
- [16] Н.А. Валишева, Т.А. Левцова, Л.М. Логвинский, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, А.З. Петренко, И.П. Петренко. *Поверхность*, № 11, 53 (1999).
- [17] G. Lukovski, R.S. Bauer. *J. Vac. Sci. Technol.*, **17** (5), 946 (1980).
- [18] W.A. Harrison. *Phys. Rev.*, **123** (1), 85 (1961).
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Теоретическая физика* (М., Наука, 1963) т. 3, с. 211.
- [20] W.W. Anderson. *Infr. Phys.*, **17**, 147 (1977).
- [21] H.C. Gard. *Sol. St. Commun.*, **31**, 877 (1978).
- [22] J.C. Kim. *IEEE J. Sol. St. Circ.*, **SC-13** (1), 158 (1978).
- [23] Н.И. Халиуллин. *Микроэлектроника*, **16** (5), 463 (1987).
- [24] G.L. Kurishev, A.P. Kovchavtzev, V.M. Bazovkin, I.M. Subbotin, I.M. Zakharov, Yu.A. Shlapunov, E.S. Kogan, A.W. Bechtere. *SPIE*, **2746**, 268 (1996).
- [25] A.P. Kovchavtzev, E.S. Kogan, G.L. Kurishev, G.L. Logvinski. *ОПТО-92* (Paris, 1992) с. 620.
- [26] Г.Л. Курьшев, А.П. Ковчавцев, Б.Г. Вайнер, А.А. Гузев, В.М. Базовкин, А.С. Строганов, И.М. Субботин, И.М. Захаров, В.М. Ефимов, К.О. Постников, И.И. Ли, Н.А. Валишева, З.В. Панова. *Автометрия*, № 4, 5 (1998).
- [27] Г.Л. Курьшев, А.П. Ковчавцев, В.М. Базовкин, А.А. Гузев, И.И. Ли, Н.А. Валишева, К.О. Постников, А.В. Яковлев, П.В. Журавлев. *Автометрия*, № 4, 13 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Electronic properties of InAs-based metal–insulator–semiconductor (MIS) structures

G.L. Kurishev, A.P. Kovchavtzev, N.A. Valisheva

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The peculiarities of electronic processes in InAs-based MIS structures operating in the charge injection device mode and using as photodetectors in spectral range 2.5–3.05 μm were investigated. A two-layer system consisting of anodic oxide and low-temperature silicon dioxide was used as an insulator. It was shown that fluoride-containing components that had been introduced into the electrolyte decreased the value of the built-in charge (the threshold voltage $\sim -3\text{V}$) and the surface state density down to minimal measurable values $\leq 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Physical and chemical characteristics of the surface states at the InAs–dielectric interface were discussed on the basis of data on phase composition of anodic oxides obtained by means of X-ray photoelectronic spectroscopy. Anomalous field generation was also observed under the semiconductor non-equilibrium depletion. The processes of tunnel generation, contributing greatly at large amplitudes of depletion pulse, were considered. The noise behavior of MIS structures under non-equilibrium depletion was investigated.