

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ИК ПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ БАРЬЕРОВ ШОТТКИ, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ К ИЗЛУЧЕНИЮ С ЭНЕРГИЕЙ КВАНТОВ МЕНЬШЕ ВЫСОТЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

© 2008 г. В. Г. Иванов, доктор физ.-мат. наук; Г. В. Иванов; А. А. Каменев, канд. техн. наук

Научно-исследовательский центр - филиал 4 ЦНИИ МО РФ, Санкт-Петербург

E-mail: vivanovg@gmail.com

Рассмотрены физический механизм работы и построение новых детекторов электромагнитного излучения на основе эмиссии газа горячих электронов, в которых используется эффект изменения тока термоэлектронной эмиссии в полупроводниковом диоде с барьером Шоттки при прямой передаче энергии поглощенного излучения системе электронного газа в квазиметаллическом слое барьера. Отличие времени установления равновесия внутри системы электронного газа от времени установления равновесного состояния между электронным газом и фононной системой позволяет увеличивать температуру электронного газа и, соответственно, ток термоэлектронной эмиссии, не меняя температуру кристаллической решетки детектора. При этом возникает возможность детектирования излучения с энергией квантов меньше, чем высота потенциального барьера диода Шоттки, и значительного увеличения граничной длины волны детектора. С учетом того, что термоизоляция рассматриваемых детекторов от подложки не требуется, приводится пример построения топологической схемы фотоприемной матрицы.

Коды OCIS: 040.3060.

Поступила в редакцию 18.01.2008.

1. Введение

Квантовые ИК приемники с барьером Шоттки (БШ) и конструкции монолитных фотоприемных матриц ИК диапазона спектра на основе кремния с такими приемниками рассматривались в работах [1–7].

Чувствительность в фотодиодах с БШ к ИК излучению возникает при возбуждении в квазиметаллическом слое БШ (при поглощении квантов излучения) электронов (или дырок) с энергией, превышающей высоту потенциального барьера, и их последующей инжекции из квазиметаллического слоя в полупроводник с возникновением фототока [1]. Если энергия поглощаемых квантов излучения оказывается меньше, чем высота потенциального БШ, то генерированные электроны не могут преодолеть барьер и фототок отсутствует. Таким образом, достижимая длинноволновая граница чувствительности фотодиодов Шоттки при использовании такого “квантового” физического механизма детектирования ИК излучения полностью определяется высотой потенциального барьера. Смещение граничной длины волны чувствительности в длинноволновую сторону ИК диапазона при уменьшении потенциального барьера достигается или путем подбора материала и технологии получения квазиметаллического слоя, а также выбором типа проводимости подложки, или путем обогащающего легирования тонкого приповерхностного слоя под-

ложки p -Si на границе с квазиметаллическим слоем до концентраций 10^{18} – 10^{20} см⁻³ [8, 9].

Как известно [10], уменьшение высоты БШ влечет за собой быстрое (экспоненциальное) возрастание обратного темнового тока фотодиодов Шоттки, которое существенно ухудшает порог чувствительности фотоприемной матрицы и либо вообще делает ее неработоспособной, либо требует значительного снижения температуры охлаждения приемника [3].

В диапазоне длин волн 12–25 мкм, в котором проводится наблюдение “холодных” объектов (с температурой ниже 300 К), энергия квантов излучения лежит в пределах 0,1–0,05 эВ. Создание квантовых ИК приемников на БШ с такими высотами потенциальных барьеров при одновременном обеспечении плотностей обратных темновых токов $j \approx 10^{-6}$ – 10^{-7} А/см² даже при температурах ниже 30 К в настоящее время проблематично.

Приемники и фотоприемные матрицы с чувствительностью в диапазоне длинноволнового, сверхдлинноволнового ИК и субмиллиметрового излучения могут создаваться на основе микроболометров или других тепловых детекторов (термопарных, пирозлектрических) [11, 12]. Действие всех тепловых детекторов электромагнитного излучения основано на изменении физических характеристик материала детектора при его нагревании за счет энергии поглощенного излучения. Эти изменения электрических характеристик есть следствие изменения

термодинамической температуры детектора как целого. Чтобы обеспечить максимальное изменение температуры детектора на единицу поглощенной энергии излучения, снижают, насколько возможно, полную теплоемкость приемной площадки и предотвращают утечки тепла в подложку, т. е. термоизолируют детекторы через микромостики с низкой теплопроводностью [11]. В частности, один из приемников теплового типа рассмотрен в [13]. Эти детекторы представляют собой диоды Шоттки на основе силицида металла/кремния и работают аналогично микроболометрам: при поглощении ИК излучения происходит изменение термодинамической температуры диода и, как следствие, меняется ток внутренней термоэлектронной эмиссии обратносмещенного диода Шоттки. Полезный электронный сигнал получается в виде изменений указанного тока. Приемники этого типа были названы авторами [13] Thermionic Thermal Detectors (термоэлектронными тепловыми детекторами – ТТД).

Недостатками тепловых детекторов и фотоприемных матриц с тепловыми детекторами (в том числе матриц на ТТД, микроболометрах и др.) являются конструктивная и технологическая сложность термоизоляции множества детекторов друг от друга и от подложки, чувствительность к колебаниям температуры и вибрациям при сравнительно небольших относительных изменениях электрических характеристик материала на единицу изменения температуры, инерционность фотоотклика тепловых детекторов. В результате реально достигаемая пороговая мощность регистрируемого излучения оказывается существенно хуже, чем у фотоприемных матриц с квантовыми детекторами.

В настоящей работе рассмотрены физический механизм работы и построение детектора, в котором также используются эффект изменения тока термоэлектронной эмиссии от температуры. Однако, в отличие от [13], это изменение тока термоэлектронной эмиссии диодов Шоттки получается не вследствие изменения термодинамической температуры кристаллической решетки материала детектора, а вследствие изменения температуры только электронной системы (“электронного газа”) в квазиметаллическом слое диодов Шоттки. Температура кристаллической решетки детектора при этом практически не меняется и термоизоляция детекторов от подложки не нужна. Согласно принятой терминологии приемники этого типа, по-видимому, не могут быть отнесены к классу тепловых приемников. По физическому механизму работы они скорее ближе к квантовым приемникам, хотя и не имеют четко фиксированной граничной длины волны. Мы назвали их детекторами на основе эмиссии газа го-

рячих электронов (Hot Electron Gas Emission Detectors – HEGED).

2. Основные теоретические предпосылки

2.1. Качественная картина работы детекторов

Физический механизм работы детекторов поясняется с помощью рис. 1. На рис. 1а схематически показан поперечный разрез детектора на кремнии *p*-типа с БШ из силицида платины (PtSi/Si). На рис. 1б приведена зонная диаграмма указанного детектора, а на рис. 1в показана зависимость вероятности заполнения энергетических уровней сили-

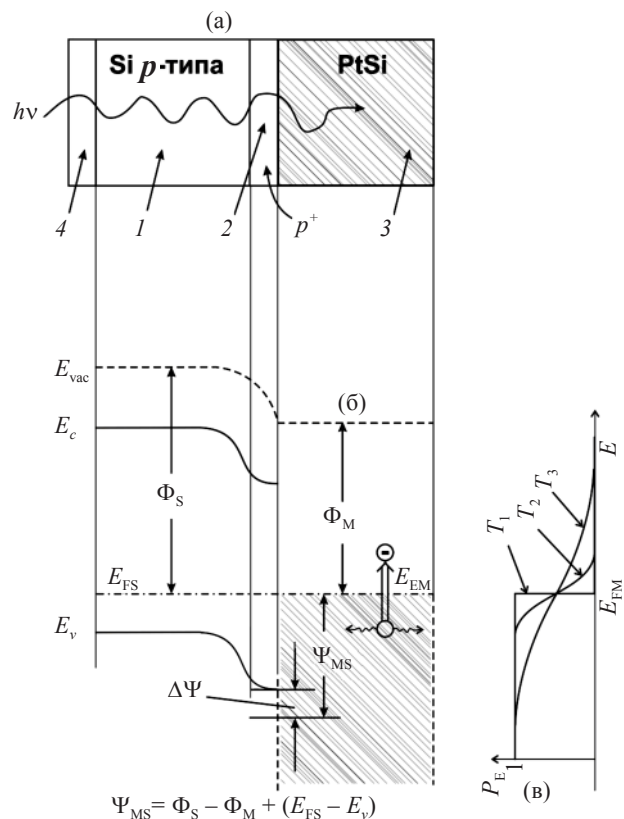


Рис. 1. Схема работы детектора. а – поперечный разрез детектора на кремнии *p*-типа с БШ из силицида платины (PtSi/Si); б – зонная диаграмма детектора (E_{vac} – энергетический уровень вакуума, E_c – дно зоны проводимости, E_v – потолок валентной зоны, E_{FS} , E_{FM} – уровни Ферми в полупроводнике и в металле соответственно, Φ_S , Φ_M – потенциалы работы выхода из полупроводника и металла, Ψ_{MS} – максимальная высота БШ, $\Delta\Psi$ – понижение высоты барьера при приложении напряжения в запиорном направлении; в – зависимости вероятности P_E заполнения энергетических уровней силицида платины от энергии электронов для трех различных значений абсолютной температуры электронного газа. $T_1 = 0$, $T_3 > T_2 > T_1$.

цида платины от энергии электронов для трех различных значений абсолютной температуры электронного газа.

Электромагнитное излучение ИК диапазона с энергией $h\nu$, меньшей, чем высота потенциального барьера диода Шоттки, проецируется через кремниевую подложку 1 и тонкий слой 2 высоколегированного кремния на поверхность БШ, образованного слоями 2 и 3, и поглощается в слое 3. Толщина этого слоя выбрана равной или превышающей обратную величину коэффициента поглощения в данном силициде металла. В квазиметаллическом слое силицида металла (например, силицида платины) поглощение происходит в основном газом свободных электронов, которому и передается энергия регистрируемого излучения. Так же, как и в случае, когда диод Шоттки работает как квантовый приемник излучения, в результате поглощения регистрируемого излучения с энергией $h\nu$ в слое 3 появляются “горячие” электроны (или дырки), однако их энергия оказывается недостаточной для преодоления потенциального барьера (Ψ_{MS}) на границе металл/полупроводник. Такие электроны не могут непосредственно перейти из металла в полупроводник и создать ток сигнала. Диод Шоттки перестает работать как квантовый приемник. Однако энергия этих “горячих” электронов путем неупругих электрон-электронных столкновений за время $\tau_{e-e} \leq 10^{-12}$ с передается всем свободным электронам в силициде металла. Повышение температуры электронного газа приводит к росту вероятности заполнения дырками энергетических уровней с энергией, большей чем Ψ_{MS} , и появлению дополнительного тока термоэлектронной эмиссии из металла в полупроводник. Разность токов термоэлектронной эмиссии при поглощении излучения и при его отсутствии составляет ток сигнала (аналогично рассмотренному в [13]).

Ключевым моментом появления этого тока сигнала является создание таких условий, чтобы пространственно-энергетическое равновесие в системе электронного газа в слое силицида металла устанавливалось значительно быстрее, чем передача избыточной энергии этого газа кристаллической решетке (и, следовательно, ее нагревание).

В стационарном случае значение и пространственное распределение температуры электронного газа T_e можно получить, решая уравнение баланса для поглощаемой слоем 3 мощности излучения и мощности всех потерь, создаваемых излучением во внешнюю среду, передачей энергии кристаллической решетке слоя 3 и подложке, потерями T_e на контактах, при соответствующих граничных условиях. Необходимость учитывать при этом различ-

ные механизмы потерь, уже начиная с внутреннего объема слоя 3, делает решение такой задачи предметом отдельной работы. Однако наличие в рассматриваемой системе механизмов передачи энергии горячих электронов путем упругих и неупругих взаимодействий позволяет оценить работоспособность рассматриваемого приемника, не решая указанную задачу. Ниже мы приведем результаты сделанных оценок.

2.2. Зависимость тока термоэлектронной эмиссии от температуры газа дырок

Ток термоэлектронной эмиссии (ТТЭ) является суммой токов из слоя силицида металла в полупроводник и встречного тока из полупроводника в силицид металла. В условиях термодинамического равновесия и отсутствия приложенного напряжения эти токи равны по величине и противоположны по направлению, а следовательно, ТТЭ равен нулю. Если детектор с БШ используется в качестве фотоприемника, то к нему прикладывается напряжение в запиорном направлении. В этом случае ТТЭ определяется током из металла в полупроводник и соответствует току насыщения диода Шоттки при отсутствии освещения. Этот ток определяется известным [10] выражением

$$I_S = SA^{**}T_l^2 \exp\left(-\frac{q\Psi_{Bn}}{kT_l}\right), \quad (1)$$

где S – площадь перехода металл/полупроводник диода Шоттки, A^{**} – эффективная постоянная Ричардсона, T_l – термодинамическая температура кристаллической решетки диода Шоттки, q – заряд электрона, Ψ_{Bn} – эффективная высота БШ, k – постоянная Больцмана.

Выражение (1) справедливо, когда температура электронного газа (в нашем случае – газа дырок) $T_e = T_l$ и задается температурой кристаллической решетки. При $T_e \neq T_l$ значение ТТЭ будет задаваться температурой электронного газа. Заменяв в (1) T_l на T_e и дифференцируя это выражение по T_e , получим зависимость ТТЭ от температуры электронного газа в виде

$$\frac{1}{I_S} \frac{\partial I_S}{\partial T_e} = \frac{1}{T_e} \left(2 + \frac{q\Psi_{Bn}}{kT_e} \right), \quad (2)$$

которая совпадает с видом аналогичного выражения в [13] с учетом проведенной замены температур. В этом случае горячие электроны уходят через БШ, создавая ТТЭ, а из омического контакта поступают холодные электроны с $T_e = T_l$.

2.3. Оценка соотношения времен установления равновесия в электронном газе и между электронным газом и кристаллической решеткой

Передача энергии от горячих электронов остальным (“холодным”) электронам в металлах происходит в основном путем электрон-электронных столкновений, и такие столкновения считаются неупругими (см., например, [14]). Тогда, полагая, что энергия горячих электронов передается холодным электронам за время прохождения нескольких длин свободного пробега (порядка 10^{-6} см), для температур 100–200 К получим среднюю постоянную времени рассеяния энергии горячих электронов в электронном газе $\tau_{e-e} \leq 10^{-12}$ с. Оценка величины τ_{e-e} из измерений длин рассеяния энергии горячими электронами в силициде платины, полученных в [3], дает на порядок меньшие значения. Далее следовало бы оценить время установления пространственного равновесия температуры горячих электронов по толщине слоя силицида металла, решая уравнение теплопроводности или оценив время их диффузии. Однако в нашем случае в этом нет необходимости по следующим причинам: а) слой силицида металла по технологическим соображениям не должен быть существенно толще, чем величина обратного коэффициента поглощения регистрируемого излучения, а следовательно, его толщина будет близка к длине свободного пробега; б) генерация горячих электронов будет происходить по всей толщине слоя. Таким образом, можно принять, что время установления равновесия в электронном газе $\tau_{eq} \approx \tau_{e-e} \leq 10^{-12}$ с.

Постоянная времени процесса передачи энергии от системы горячих электронов кристаллической решетке (τ_{e-ph}) в сильно разориентированном металле (пленке Hf) с невысокой степенью чистоты, при низкой температуре в несверхпроводящем состоянии рассчитывалась и измерялась [15, 16]. При $T_l \approx 0,1$ К измеренные значения τ_{e-ph} составили примерно 10^{-7} с и с повышением температуры τ_{e-ph} падали пропорционально T_l^{-4} в интервале 0,1–1 К, однако уже при 1 К зависимость от температуры оказывалась существенно слабее. Известно, что в большинстве металлов при $T_l > 200$ К $\tau_{e-ph} \sim T_l^{-1}$. Это позволяет сделать (довольно грубую, впрочем) экстраполяцию температурной зависимости τ_{e-ph} из работ [14, 15] в область температур $T_l \approx 100$ К. С точностью до порядка величины мы получаем нижний предел $\tau_{e-ph} \approx 10^{-10}$ с (опубликованных результатов исследования τ_{e-ph} в пленках силицидов металлов и, в частности, в силициде платины нам найти не удалось).

Сделанные оценки показывают, что в пленках классических металлов время передачи энергии от

системы электронного “газа” кристаллической решетке много больше (почти в 10^3 раз), чем время разогрева самого электронного газа, вследствие высокой упругости электрон-фононных столкновений в слое 3. Доля горячих электронов, вносящих вклад в сигнал, от полного количества генерированных горячих электронов при поглощении стационарно действующего излучения характеризует эффективность детекторов и определяется как

$$\gamma = 1 - \frac{\tau_{e-e}}{\tau_{e-ph}}. \quad (3)$$

Согласно выполненным выше оценкам $\gamma = 0,99-0,97$.

2.4. Пороговые значения температуры электронного газа ($T_{e,th}$) и мощности регистрируемого сигнала

Приравняв токи сигнала и шума для различных значений T_b , можно получить требуемые значения $T_{e,th}$

$$SA^{**} \left[T_{e,th}^2 \exp\left(-\frac{q\psi_{Bn}}{kT_{e,th}}\right) - T_l^2 \exp\left(-\frac{q\psi_{Bn}}{kT_l}\right) \right] = \left[qSA^{**}T_l^2 \exp\left(-\frac{q\psi_{Bn}}{kT_l}\right) / t_{int} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где t_{int} – время накопления тока сигнала.

Решая уравнение (4) относительно $T_{e,th}$ для интервала температур кристаллической решетки 50–200 К, получим, что разность температур $T_{e,th} - T_l$ невелика и меняется от 0,01 К при $T_l = 200$ К до 9 К при 50 К. Это позволяет в уравнении баланса мощности в первом приближении пренебречь потерями, связанными с излучением и теплопередачей мощности кристаллической решетке, и учитывать только мощность тока ТТЭ. Тогда уравнение баланса можно представить в виде

$$P_{s,th} = A^{**} S U_d T_{e,th}^2 \exp(-\psi_{Bn}/kT_{e,th}), \quad (5)$$

где $P_{s,th}$ – пороговая мощность излучения, поглощаемого в слое силицида металла.

Расчетные значения $T_{e,th}$ и пороговой мощности сигнала при разной температуре кристаллической решетки детектора приведены в таблице для $\psi_{Bn} = 0,26$ эВ и $t_{int} = 0,04$ с. При этом, как видно из (4), учитывался только дробовый шум, создаваемый темновым током термоэлектронной эмиссии в БШ.

Согласно данным таблицы пороговая мощность при температуре решетки 200 К велика и такие условия не пригодны для работы приемника. Это связано с большой величиной темнового тока БШ при данной температуре для принятой высоты потенци-

Пороговые значения температуры электронного газа $T_{e, th}$ и мощности сигнала $P_{s, th}$ для различных температур кристаллической решетки детектора

T_j, K	$T_{e, th}, K$	$P_{s, th}, Вт$
50	59	3×10^{-21}
60	66	9×10^{-19}
70	71,6	$3,6 \times 10^{-17}$
80	80,5	$4,7 \times 10^{-15}$
100	100,05	1×10^{-11}
200	200,01	$1,3 \times 10^{-4}$

ального барьера. При понижении температуры детектора от 100 до 50 К пороговая мощность резко уменьшается, достигая при 50 К значений, которые могли бы быть созданы потоком в единицы фотонов/с. Эти значения, однако, должны быть скорректированы путем учета флуктуаций ТТЭ, генерированного фоновым излучением в реальных условиях работы приемника. Оценка показывает, что режим ограничения чувствительности детектора фоном в диапазоне длин волн 12–14 мкм при температуре фона 300 К может достигаться при $T_j \leq 100$ К. Поскольку наличие фона в ИК области спектра практически неизбежно, а его величина может меняться в широких пределах, конкретные условия достижения предельно малых значений пороговой мощности (учитывающие также тепловой шум детектора и шумы предварительного усилителя) здесь обсуждать подробно нецелесообразно.

Выражение (5) определяет пороговую мощность излучения, поглощаемого в слое силицида металла. Для перехода к мощности падающего излучения необходимо учесть доли отраженного излучения и излучения, прошедшего через этот слой. Для максимизации доли поглощенного излучения (и, соответственно, тока сигнала) прежде всего необходимо минимизировать коэффициенты отражения R_1 и R_2 на границах воздух/просветляющее покрытие/кремний и кремний/сильнолегированный кремний/силицид металла. Минимизация коэффициента отражения от первой границы обеспечивается нанесением стандартного диэлектрического просветляющего слоя [17]. На этой границе достаточно легко обеспечивается $R_1 \approx 10\text{--}20\%$. Возможность получения “просветляющего” покрытия на границе полупроводник/металл рассматривалась в литературе [18, 19]. Из результатов этих работ следует, что создание на границе полупроводник/металл сильнолегированного слоя полупроводника может обеспечить либо $R_{2\perp} \approx 0$, либо $R_{2\parallel} \approx 0$, где $R_{2\perp}$ и $R_{2\parallel}$ – коэффициенты отражения для ТЕ-волны и ТМ-волны соответственно.

Чтобы обеспечить наибольшее поглощение излучения в слое силицида металла, его толщина должна быть доведена до $(1\text{--}3)\delta$, где δ – толщина скин-слоя (примерно равная обратной величине коэффициента поглощения), зависящая от проводимости этого слоя и диапазона длин волн регистрируемого излучения. Для рассматриваемого примера БШ с силицидом платины разной проводимости и при длинах волн 15–25 мкм оценка дает $\delta \approx (1\text{--}3) \times 10^{-5}$ см, а для максимизации поглощения толщина слоя силицида металла (слой 3) $h_3 \approx 3\delta \approx 0,3\text{--}1$ мкм. При этом в слое поглощается 90–95% попавшего в него излучения. Заметим, что в случаях, когда диоды с БШ используются как квантовые ИК детекторы, h_3 выбирается исходя из других критериев и составляет примерно 10^{-7} см. Физический механизм работы рассматриваемых детекторов таков, что при $h_3 \approx 10^{-7}$ см их чувствительность становится неприемлемо низкой.

Полученные оценки показывают, что на основе полупроводника с БШ могут быть созданы ИК детекторы, чувствительные к излучению с энергией квантов меньше, чем высота потенциального барьера перехода Шоттки.

3. Монолитная фотоприемная матрица

Из вышеизложенного ясно, что детекторы типа HEGED могут быть легко интегрированы в монолитную фотоприемную матрицу [20]. Один из возможных вариантов топологии монолитной фотоприемной матрицы ПЗС со строчно-кадровым переносом, изготавливаемой с использованием известной стандартной технологии ПЗС с тремя слоями поликристаллического кремния, представлен на рис. 2. На рисунке показана в разрезе только часть кристалла фотоприемной матрицы этого типа, включающая один из множества детекторов и вертикальный ПЗС-регистр.

Регистрируемое излучение с энергией меньше высоты потенциального барьера диодов Шоттки падает на матрицу со стороны, противоположной той, на которой сформированы детекторы и ПЗС-мультиплексор. Эта сторона подложки покрыта слоем металла 5 по всей поверхности, кроме мест расположения антенн, и на ней против каждого детектора сформированы антенны в виде микролинз 6, на которые наносят просветляющее покрытие 4, например, из двуокиси кремния или сульфида цинка. Антенны 6 направляют излучение на квазиметаллический слой 3 детектора, например, из силицида платины толщиной 0,3–1 мкм через сильнолегированный слой p^+ -Si 2, регулирующий высоту потенциального барьера детектора с диодом Шот-

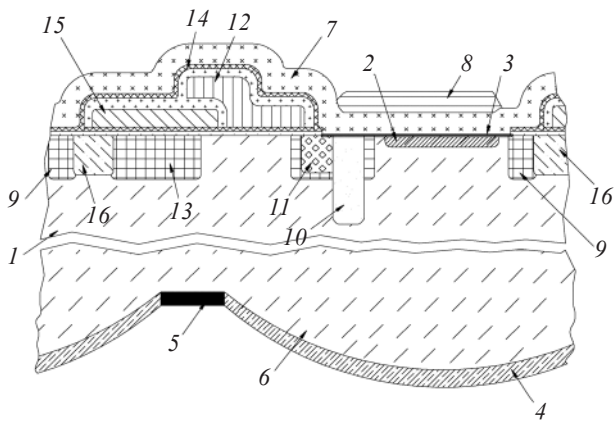


Рис. 2. Часть кристалла фотоприемной матрицы с ПЗС-мультиплексором. 1 – кремниевая подложка, 2 – тонкий слой высоколегированного кремния, 3 – слой силицида металла, 4 – просветляющее покрытие, 5 – слой металла, 6 – антенны, 7 – защитный слой (диэлектрический слой из двуокиси кремния), 8 – металлический слой резонатора, 9 – n^+ -охранное кольцо, 10 – диффузионная n^+ -область, 11 – n^+ -область – исток МОП-транзистора, 12 – затвор МОП транзистора, 13 – вертикальный регистр, 14 – слой нитрида кремния, 15 – слой поликристаллического кремния, 16 – стопорные области.

тки и обеспечивающий просветление границы кремний/силицид платины. Над слоем 3 расположен резонатор для регистрируемого излучения, сформированный защитным слоем двуокиси кремния 7 и металлическим слоем 8. По периферии слоя 3 создано n^+ -охранное кольцо 9, защищающее диод Шоттки от пробоя и уменьшающее избыточный обратный ток детекторов. В зависимости от рабочего диапазона длин волн размеры детекторов составляют от 40×40 до 100×100 мкм. Электрический контакт к слою 3 обеспечивает диффузионная n^{++} -область 10. Ионнолегированная n^+ -область 11 является истоком МОП-транзистора с индуцированным каналом, через который происходит сброс зарядового пакета под одну из фаз вертикального ПЗС-регистра. Указанный транзистор сброса образован истоком 11, затвором 12, вертикальным регистром 13, слоем поликристаллического кремния 15 и слоем нитрида кремния 14. Вертикальные (“медленные”) ПЗС-регистры расположены между всеми столбцами детекторов, изготовлены с объемным каналом 13, построены по 4-фазной схеме и создаются ионной имплантацией фосфора. На рис. 2 показан один из поликремниевых фазовых электродов 15. Области 16 – стопоры, предотвращающие расплывание заряда между элементами.

Регистрируемое излучение поглощается в слое 3 и создает избыточный термоэлектронный ток, соответствующий повышенной температуре электронного газа. Этот ток сигнала вместе с равновесным термоэлектронным током накапливается за время передачи кадра на обратносмещенной емкости диода Шоттки и образует зарядовый пакет, как и в известных матрицах с квантовыми детекторами на диодах Шоттки. При подаче на затворы транзисторов сброса управляющих импульсов напряжения зарядовые пакеты переносятся от детекторов в вертикальные регистры. Последовательная подача импульсов управляющего напряжения на фазы этих регистров также последовательно переносит заряды, накопленные каждым детектором строки, в выходной (“быстрый”) ПЗС-регистр, из которого за время передачи строки зарядовые пакеты детекторов каждой строки последовательно переносятся в выходной узел, преобразующий заряд в выходное напряжение видеосигнала. Работа подобного ПЗС-мультиплексора рассмотрена, например, в работе [2]. Из приведенного краткого описания топологии кристалла фотоприемной матрицы на основе ПЗС видно, что не имеется принципиальных сложностей ее изготовления и по КМОП-технологии.

4. Заключение

Из проведенных теоретических оценок следует, что на основе барьеров Шоттки могут быть созданы ИК приемники и фотоприемные матрицы, чувствительные к излучению с энергией квантов, меньшей, чем высота потенциального барьера, и, следовательно, работающие в длинноволновом и сверхдлинноволновом ИК диапазонах или субмиллиметровом диапазоне спектра электромагнитного излучения. Физический механизм работы приемников такого типа состоит в прямой передаче энергии поглощенного излучения газу свободных электронов в квазиметаллическом слое барьера Шоттки и соответствующем изменении тока термоэлектронной эмиссии через барьер. Оценки показывают, что при сильном поглощении падающего излучения пороговая регистрируемая мощность будет ограничена флуктуациями фона уже при охлаждении приемника до температуры $80\text{--}100$ К. В фотоприемных матрицах на базе таких приемников не требуется тепловая изоляция множества чувствительных элементов от подложки, что резко упрощает технологию их изготовления и делает их нечувствительными к вибрациям и ударам. Результаты экспериментальной проработки создания описанных выше приемников будут представлены позднее.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kosonocky W.F., Erhardt H.G., Meray G., Shallcross F.V., Elabd H., Cantella M.Y., Klein Y., Skolnik L.H., Capone B.R., Taylor R.W., Ewig W., Shepherd F.D., Roosild S.A.* Advances in Platinum Silicide Schottky-Barrier IR-CCD Image Sensors // Proc. SPIE. 1980. V. 225. P. 69.
2. *Villani T.S., Kosonocky W.F., Shallcross F.V., Groppa J.V., Meray G.M., O'Neil J.J., Esposito B.J.* Construction and performance of 320×244-element IR CCD imager with PtSi Schottky-barrier detectors // Proc. SPIE. 1989. V. 1107. P. 9–21.
3. *Lin T.L., Park Y.S., George T., Jones E.V., Fathauer R.V., Maserjian J.* Long-wavelength PtSi infrared detectors fabricated by incorporating a p^+ doping spike grown by molecular beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. № 25. P. 3318–3320.
4. *Бойцов С.К., Иванов В.Г., Моисеев Ю.И., Касириков С.А., Федоров В.А., Панасенков В.И., Прокофьев А.Е., Тимофеев В.О.* Матричный ФППЗ на основе фотодиодов с барьерами Шоттки из PtSi/Si с числом элементов 256×256 // Тез. докл. IV конф. “Приборы с зарядовой связью и системы на их основе”. ПЗС-92. М. 1992. С. 45.
5. *Tsaur B.-Y., Chen C.K., Nechay B.A.* IrSi Schottky-Barrier Infrared Detectors with Wavelength Response Beyond 12 μm // IEEE Electron Device Lett. 1990. V. 11. № 9. P. 415–417.
6. *Tsaur B.-Y., Chen C.K., Marino S.A.* Heterojunction $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ infrared detectors and focal plane arrays // Opt. Eng., 1994. V. 33. № 1. P. 72–78.
7. *Lin T.L., Park Y.S., Yones E.W., Del Castillo H.M., George T., Ganapala S.D.* Long-wavelength stracked $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ heterojunction internal photoemission infrared detectors // Opt. Eng. 1994. V. 33. № 3. P. 718.
8. *Andrews Jr. J.M., Morgan R.R., Sze S.M.* Schottky barrier diode contacts // US Pat. № 3964084. 1976; Shannon J.M., Beale J.R.A. Making Schottky barrier devices // US Pat. № 4045248. 1977.
9. *Kosonocky W.F., Elabd H.* Schottky-barrier diode radiant energy detector with extended longer wavelength response // US Pat. № 4544939. 1985.
10. *Зу С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. С. 275.
11. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. Новосибирск: Наука, 2003. С. 81–157.
12. *Овсюк В.Н., Курьшиев Г.Л., Сидоров Ю.Г.* Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона // Новосибирск: Наука, 2001. С. 10–118.
13. *Murguia Y.E., Tedrow P.K., Shepherd F.D., Leahy D., Weeks M.M.* Performance Analysis of a Thermionic Thermal Detector at 400 K, 300 K, and 200 K // Proc. SPIE. 1999. V. 3698. P. 361–375.
14. *Займан Дж.* Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966. 416 с.
15. *Karasik B.S., McGrath W.R., Gershenson M.E., Sergeev A.V.* Hot – electron direct detectors: feasibility of $\text{NEP} \approx 10^{-20} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ at submillimeter waves // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 7856.
16. *Il'in K.S., Ptitsina N.G., Sergeev A.V., Goltzman G.N., Gershenson M.E., Karasik B.S., Pechen E.V., Krasnosvobodtsev S.I.* Interrelation of resistivity and inelastic electron-phonon scattering rate in impure NbC films // Phys. Rev. 1998. V. B57. P. 15623.
17. *Яковлев П.П., Мешков Б.Б.* Проектирование интерференционных покрытий. М.: Машиностроение, 1987. 104 с.
18. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Физматгиз, 1970. 721 с.
19. *Schopper Y.* // Optik. 1953. 10. S. 426.
20. *Иванов В.Г., Иванов Г.В.* Фотоприемная матрица детекторов на основе барьеров Шоттки с чувствительностью в субмиллиметровом диапазоне длин волн // Патент России № 2304826. 2007.