

**ИНФРАКРАСНЫЙ ПРИЕМНИК НА ПЕРЕХОДАХ ЭЛЕКТРОНОВ
В АВТОЛОКАЛИЗОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ НАД ГЕЛИЕВОЙ ПЛЕНКОЙ
НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ****Введение**

Приемники инфракрасного (ИК) диапазона получают широкое распространение в науке и на практике. Физической основой чувствительных к инфракрасному излучению сенсоров являются малоинерционные фотонные эффекты (внутренний и внешний фотоэффект) и более инерционные эффекты, такие как термоэлектрический, пьезоэлектрический, эффект Пельтье и другие. Основными требованиями к приемникам ИК излучения являются высокое энергетическое, пространственное, спектральное и временное разрешение, что особенно важно в научных исследованиях и в медицине. Отдельные сенсоры обычно конструктивно объединяют в матрицы с целью получения тепловой картины. Расширение ИК диапазона в длинноволновую область достигается, в частности, применением многокомпонентных материалов. Так, материал КРТ (кадмий-ртуть-теллур) позволяет сдвинуть красную границу до 10 мкм. В последнее время большое внимание привлекает и осваивается терагерцевый диапазон электромагнитного излучения как с целью расширения ресурса радиоэлектронной аппаратуры, так и в научных целях, в частности, для исследования сложных молекул вещества по их колебательному и вращательному спектру.

Определяющую роль в построении эффективных и компактных сенсоров ИК излучения играют квантово-размерные структуры. При соизмеримости структуры с длиной волны де-Бройля носителей отчетливо проявляется их квантовые свойства, успешно используемые для данных целей. Квантовые ямы, квантовые нити, квантовые точки и сверхрешетки относятся к таким структурам [1]. Высокое качество ИК приемников с применением квантово-размерных структур обеспечивается низкими температурами, высокой подвижностью носителей и четкими границами. То есть квантованные уровни энергии носителей, оцениваемые соотношением неопределенностей $\Delta\varepsilon \cdot \Delta\tau \leq h$, ($\Delta\varepsilon$ и $\Delta\tau$ – неопределенность по энергии и времени релаксации, соответственно, h – постоянная Планка) должны быть отчетливо разрешимы на фоне температуры и других внешних шумов. В полупроводниковых структурах квантовые эффекты при комнатных температурах проявляются уже при размерах структур до 100 нм и при подвижностях электронов более $1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Типичным примером квантовой точки является нанокластер узкозонного полупроводника в матрице широкозонного, энергетический масштаб и «жесткость» спектра которого определяется величиной e^2/C (C – электрическая емкость кластера). Современные нанотехнологии позволяют получать наноразмерные образцы с атомарно-гладкими границами, а нанесение спейсерных слоев экранирует зарядовые дефекты материала.

Одним из уникальных видов квантово-размерных структур при низких температурах являются поверхностные электроны (ПЭ). Над гладкой поверхностью диэлектрика с отрицательным сродством к электрону и малой диэлектрической проницаемостью, электрон локализуется на относительно большом расстоянии от подложки в потенциальной яме, формируемой слабой силой изображения электрона в подложке и большим потенциальным барьером границы. В направлении поперечном подложке, поверхностный электрон имеет водородоподобный спектр с энергией основного состояния для гелия $< 10 \text{ К}$. Вдоль гладкой поверхности подложки движение электрона квазисвободно и ограничивается взаимодействием с атомами окружающего пара и с колебаниями поверхности, в частности, с риплонами. Подложками для ПЭ кроме гелия служат жидкая и твердая фаза водорода, дейтерия, неона, аргона и других криогенных диэлектриков с вышеотмеченными свойствами, а также пленка гелия на твердотельном образце [см., напр., 2, 3]. Модулированные свойства подложки или со-

ответствующие внешние поля могут менять размерность системы ПЭ от двумерной вплоть до нульмерной (квантовая точка) [4]. Сильное электрическое поле формирует пороговым образом поверхностный анион. Газовое окружение способствует автолокализации таким образом электрона. Транспорт электрона при этом существенно подавлен гидродинамикой движения аниона. ПЭ зарекомендовали себя и как инструмент исследования вещества или излучения, и как модельный аналог соответствующего твердотельного прибора. В концептуальных работах [5, 6] рассмотрена возможность использования энергетических состояний ПЭ или его спина в построении квантового бита для квантовых вычислений. В работе [7] предложен вариант устройства, считывающего энергетические состояния битов из поверхностных электронов. В [3] рассмотрен сенсор, физической основой работы которого является стимулированное ИК излучением туннелирование поверхностных электронов из их ридберговских состояний.

В данной работе для детектирования ИК излучения рассматривается стимулированный излучением переход ПЭ в автолокализованное состояние над гелиевой пленкой в порах структурированной подложки. ИК изображение определится эквипотенциальным рельефом подложки, наведенным контрастом проводимостей электронов в порах. ИК диапазон и чувствительность прибора определяются термочувствительностью к излучению стенок пор и рабочей температурой.

Содержательная часть работы включает следующие подразделы: краткий анализ свойств поверхностных электронов и поверхностных анионов над подложками; определение качества поверхности подложки поверхностными электронами на пленке гелия; электростатический расчет потенциала в поре подложки и обоснование типа подложки для целей данной работы; структура и работа рассматриваемого ИК-приемника; краткий анализ характеристик прибора и сравнение с имеющимся ИК болометром на полупроводниковой основе.

Основная часть

1. *Анализ свойств ПЭ и ПА над подложками.* Реализация системы поверхностных электронов относительно проста: в зазоре конденсатора над соответствующей подложкой при низкой температуре включается импульсный источник электронов, которые движутся к подложке под действием внешнего электрического поля и/или поля сил изображения электрона в подложке. Плотность ПЭ в насыщенном случае определяется внешним прижимающим полем, E_{\perp} как $n = 5.52 \cdot 10^7 E_{\perp}$, и может быть варьирована в широких пределах. Поверхностный электрон имеет квантовый характер движения в направлении поперечном подложке и квазисвободный характер движения – в продольном направлении.

Оценку квантового состояния электронов в потенциальной яме над поверхностями однородных подложек можно провести, исходя из соотношения де-Бройля, $p z = \hbar$ (здесь p и z есть импульс электрона и его расстояние до подложки соответственно) и следствия вириальной теоремы для кулоновского взаимодействия [8], $2p^2/2m = (Q_d e^2)/(4\pi \epsilon_0 z)$, здесь $Q_d = [\epsilon(\epsilon_d - \epsilon)] / [(1 + \epsilon)^2 (\epsilon_d + \epsilon)]$ – эффективность сил изображения заряда в подложке (ϵ_0 и ϵ_d – диэлектрические постоянные вакуума и подложки соответственно; m – масса свободного электрона). Электронный спектр имеет водородоподобный вид, $E_l = Q_d^2 \cdot R / l^2$ (здесь R – постоянная Ридберга, l – натуральный ряд чисел) и эффективное расстояние электрона до подложки есть, $z = (4\pi \epsilon_0 / Q_d) (\hbar^2 / m \cdot e^2)$. Для изотопа ${}^4\text{He}$ величины $E_l = 8$ К и $z = 76$ Å. Внешнее поле, E_{\perp} вызывает Штарковское смещение спектра, оцениваемое как $e^* E_{\perp} \cdot z$.

Подвижность ПЭ [9] в газовой области рассеяния падает с плотностью пара, n_g , в свою очередь растущей экспоненциально с температурой,

$$\mu_g = 8e / (3\pi \hbar \sigma_p n_g \gamma), \quad (1)$$

(где σ_p – сечение рассеяния электрона на атоме гелия в паре), и в риплонной области подвижность электрона падает с прижимающим электрическим полем как

$$\mu_r = 8a\hbar / emE_{\perp}^2, \quad (2)$$

здесь величина α – коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия. Результирующее значение рассеяния ПЭ на разных типах неоднородностей есть величина аддитивная.

Над поверхностью жидкого гелия в сильном электрическом поле имеет место образование дискообразного поверхностного аниона (ПА) – комплекса, состоящего из электрона и деформации поверхности жидкости (лунки) под ним. Некоторые теоретические аспекты проблемы анионов приведены в работах [10 – 12]. В случае пленки гелия на твердой подложке внешнее электрическое поле находится в суперпозиции, E_{eff} с полем сил изображения электрона в подложке, выражаемого как $(Q_d \cdot e) / (4\pi \epsilon_0 d^2)$. Над тонкой гелиевой пленкой поверхностные анионы более устойчивы, чем в сильных электрических полях над массивным гелием, где может развиваться электрогидродинамическая нестабильность заряженной поверхности гелия с последующей потерей электронов. Следует отметить, что в случае пленки гелия на подложке энергия связи электрона с подложкой пропорциональна d^{-4} и с уменьшением толщины пленки легко достигается поле, достаточное для автолокализации ПЭ. Следует отметить, что устойчивая плотность электронов над пленкой здесь может существенно превышать предельную плотность электронов над массивным гелием. Масштаб локализации ПА на пленке гелия выражается величиной

$$L^2 = 4\pi\alpha\hbar^2 / m(eE_{eff})^2. \quad (3)$$

Так, для $E_{eff} \sim 10^6$ В/м величина L оценивается ~ 50 нм и ее значение уменьшается как d^{-2} . Из соотношения де-Бройля энергию основного состояния аниона вдоль подложки можно оценить значением $\sim 0,2$ К. Автолокализация электрона индуцирует рост эффективной массы комплекса электрон-лунка и, как следствие, имеет место существенное пороговое уменьшение его подвижности, определяемой гидродинамикой движения ПА и существенно зависящей от величин поверхностного натяжения и вязкости, η гелия

$$\mu = \frac{2\pi\hbar\alpha^{5/2}}{\eta m^{1/2} e^2 E_{eff}^3}. \quad (4)$$

Следует отметить, здесь μ пропорциональна E_{eff}^{-3} , в то время как для ПЭ величина $\mu \sim E_{eff}^{-2}$. Типичная температурная зависимость проводимости электронов над структурированной подложкой, покрытой пленкой гелия при переходе ПЭ/ПА приведена на рис. 1.

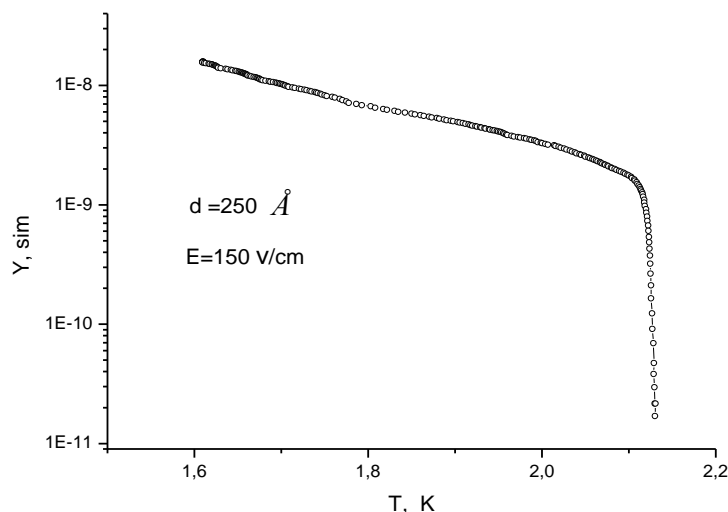


Рис. 1. Зависимость проводимости электронов, Y от температуры T на гелиевой пленке толщиной 25 нм над пористой подложкой в прижимающем поле 150В/см

Так, при температуре перехода $T_n = 2,16$ К при насыщенной электронной концентрации, соответствующей внешнему прижимающему полю 150 В/см, как видно из графика, имеет место пороговое уменьшение проводимости электронов приблизительно на два порядка, что

соответствует оценкам по (1) и (4). Также проводимые экспериментальные исследования при других установочных параметрах показывали понижение T_n с уменьшением толщины гелиевой пленки. Подобные исследования для неструктурированной подложки проводились, в частности в [13, 14], в условиях плоской поверхности подложки (сапфир), и в квазиодномерной электронной системе над искаженной поверхностью жидкого гелия между диэлектрическими нитями [15]. В этих исследованиях пороговое изменение проводимости (подвижности) электронов в зависимости от температуры перехода составляло от двух до пяти порядков (при низких температурах). Следует отметить, что переходом из ПЭ в состояние поверхностного аниона можно в небольших пределах управлять посредством внешнего электрического поля. Подогрев подложки увеличивает плотность гелиевого пара и способствует переходу электронов, находящихся в пороговом состоянии проводимости (подвижности) в автолокализованное состояние со значительным уменьшением их проводимости. Отсюда следует заключить, что незначительный разогрев ИК излучением поверхности поры под электронами в области T_n ведет к переходу ПЭ-ПА и, соответственно, к резкому изменению проводимости электронов в порах (рис. 1), с соответствующим изменением эквипотенциальных поверхностей в подложке. Данный эффект предложен как физическая основа функционирования сенсора для регистрации ИК излучения.

2. *Определение качества поверхности подложки поверхностными электронами на пленке гелия.* Высокое качество подложек необходимо для их применения в нанoeлектронике и для других практических целей. Современные нанотехнологии позволяют создавать и тестировать аналогичные подложки. Качество поверхности подложки можно анализировать с использованием ПЭ [16, 17]. В общем случае над подложкой с неоднородностями, покрытой пленкой гелия толщиной d , эффективное значение вариаций потенциала для ПЭ вдоль поверхности описываются как

$$\delta U = U_0 K \exp(-2\pi Z/A), \quad (5)$$

здесь $U_0 = (Q_d e^2) / (4\pi\epsilon_0 Z)$ – потенциал электрона над предельно гладкой подложкой, и $Z = d + z^*$, z^* – эффективное расстояние электрона до пленки гелия. Величина $K = ((\pi \xi/A) * (A/Z)^{1/2})$ – геометрический фактор, определяемый параметрами шероховатости подложки (ξ и A – эффективные амплитуда и период шероховатостей).

Толщина насыщенной пленки гелия в камере ячейки зависит от разности уровней, H между поверхностями подложки и гелия под ней и выражается как $d = 300(H)^{-1/3}$, Å (где H в [см]). Для установления заданной толщины насыщенной гелиевой пленки может быть применено устройство, предложенное в [17] и позволяющее оперативно менять уровень гелия и соответственно величину H посредством вытеснителя с электромеханической тягой. Значение же ненасыщенной пленки рассчитывается из значений конденсируемого в камеру ячейки гелия и поверхностей элементов камеры. Эффективное значение вариаций потенциала может быть получено из значений энергии термоактивации. Масштаб определения параметров шероховатостей может обеспечиваться значением до 5 нм. Следуя выражению (3) вариации потенциала со структурами поверхности существенны, что будет вести к неоднородному распределению или кластеризации ПЭ. При этом одной из задач является определение условий кластеризации носителей в относительно глубоко структурированных подложках. Данная задача рассмотрена ниже.

3. *Электростатическая модель цилиндрической поры во внешнем поле.* Для анализа картины потенциала в поре подложки в отсутствие зарядов рассмотрена задача Лапласа для цилиндра в постоянном электрическом поле, приложенном вдоль продольной оси цилиндра (рис. 2).

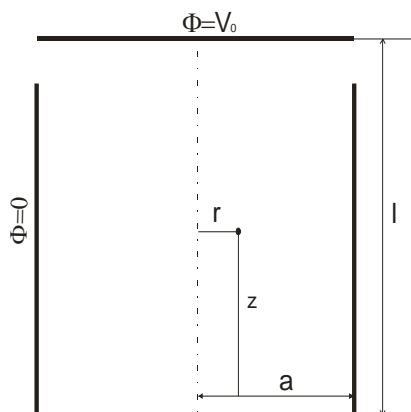


Рис. 2. Схематическое изображение цилиндрической поры в потенциальном окружении

В электростатической задаче в отсутствие зарядов $\Delta\phi = 0$, где Δ – Лапласиан. При аксиальной симметрии поля в поре подложки Лапласиан имеет следующий вид дифференциального уравнения второго порядка:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (6)$$

исходное уравнение методом Фурье сводится к двум независимым уравнениям, первое из которых – уравнение Бесселя второго порядка, имеющее решение при параметре $T^2 < 0$

$$\begin{cases} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + T^2 R = 0 \\ \frac{d^2 Z}{dz^2} = zT^2 \end{cases} \quad (7)$$

Граничные условия для данной задачи: при $r = a$ и соответственно $\Phi = 0$ при $r = a$ и $0 < z < 1$ и $\Phi = V_0$ при $z = 1$ (отсчет от дна поры). Аналитическое выражение для потенциала в данной модели от координат имеет вид (детальное описание решения соответствующей электростатической задачи приведено, например, Рамо, Уиннери в «Электростатика и электродинамика»):

$$\Phi = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2V_0}{p_m J_1(p_m) \operatorname{sh}\left(\frac{p_m l}{a}\right)} \times \operatorname{sh}\left(\frac{p_m z}{a}\right) J_0\left(\frac{p_m r}{a}\right), \quad (8)$$

здесь p_m – m -й корень функций Бесселя (первого или второго рода). Для поры в подложке потенциал вдоль продольной координаты будет иметь вид, представленный на рис. 3.

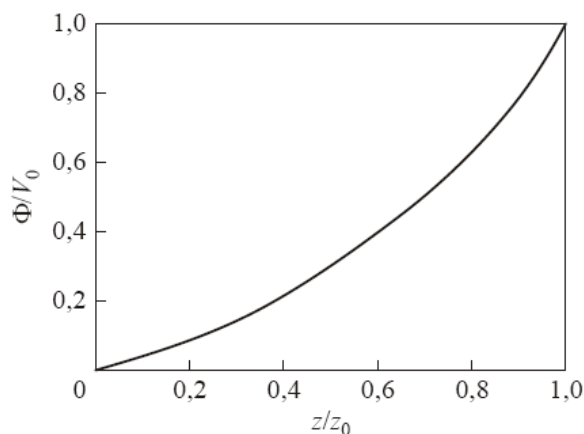


Рис. 3. Приведенная зависимость потенциала, Φ от продольной координаты z цилиндрической поры

Видно, что потенциал внешнего поля относительно быстро изменяется в окрестности l (начало поры) и далее плавно спадает около дна поры. Таким образом, вероятность локализации электрона над пленкой гелия внутри поры существенно выше, чем на поверхности между порами.

4. *Подложка.* Для целей построения данного ИК датчика на электронах над пленкой гелия в качестве твердотельной подложки с учетом приведенного анализа (п. 2 и 3) выбрана пластина, из полупроводникового монокристаллического кремния с ориентацией 1-0-0, размером $5 \times 6 \times 0,3 \text{ мм}^3$. Подложка структурирована цилиндрическими микропорами. Преимущества пористой подложки: высокая эффективная поверхность по сравнению с поверхностью плоского образца, что обеспечивает более высокую концентрацию электронов; увеличен в меру длины поры путь луча ИК излучения при его взаимодействии со стенками поры. При низких температурах полупроводниковый кремний переходит в диэлектрическое состояние. Основным преимуществом структурированной подложки в целях данной работы является то, что электроны не «покидают» пор при переходах ПЭ-ПА, в отличие от приемника ИК излучения, предложенного в [3], где с целью формирования потенциального рельефа использован эффект туннелирования ПЭ с фиксированных уровней в непрерывный энергетический спектр, с последующим уходом электронов с подложки. Микроструктура подложки изображена на рис. 4.



Рис. 4. Микроснимок структурированной цилиндрическими порами подложки

Квадратная решетка пор диаметром 2 мкм с шагом 4 мкм выполнена с использованием метода фотоанодного травления, и глубина пор составляла 60 мкм. Поверхность между порами при RMS шероховатости $\sim 3,3 \text{ нм}$, исследована посредством АСМ и представлена на рис. 5.

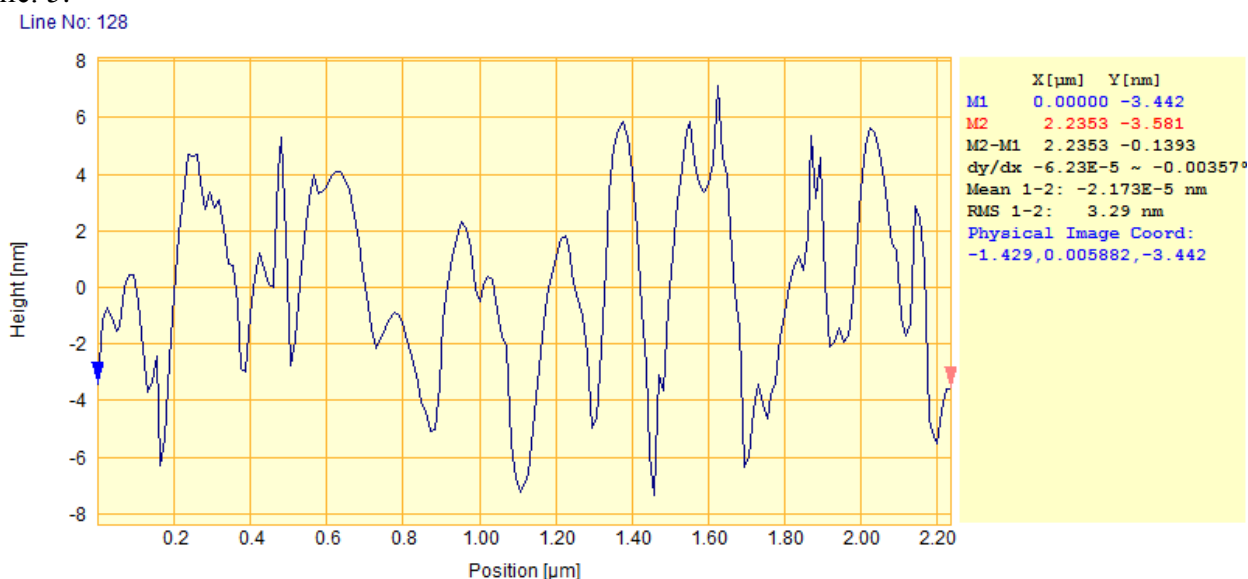
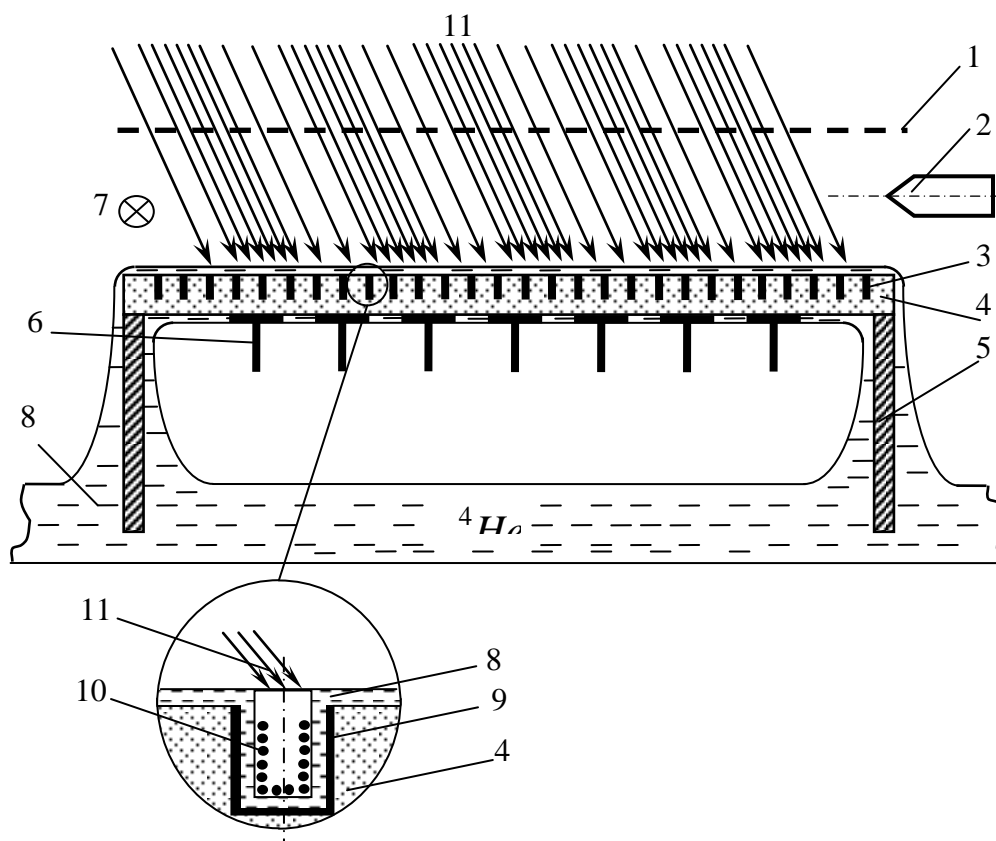


Рис. 5. АСМ изображение участка подложки между цилиндрическими порами в подложке

Аналогичные подложки рассматривались в [19] в качестве чувствительных к ИК излучению сенсорных элементов с нанопокрытиями внутри пор. (Более детальное рассмотрение подложки в качестве датчика ИК излучения приведено ниже, в п. 6).

5. Структурная схема и работа приемника ИК излучения на переходах ПЭ-ПА над гелиевой пленкой в порах структурированной подложки. Как отмечено выше, в основе работы данного прибора лежит эффект порогового изменения подвижности электронов на пленке гелия в поре диэлектрической подложки при переходе из состояния поверхностного электрона в состояние поверхностного аниона, или наоборот, в присутствии (отсутствии) ИК излучения. Микropоры структурированной подложки покрываются нанослоями материала, поглощающего ИК излучение в соответствующем спектральном диапазоне. Вариации эквипотенциальной поверхности подложки будут соответствовать вариациям интенсивности ИК излучения, поглощенного поверхностью пор. Потенциальная картина регистрируется потенциальными электродами, расположенными с тыльной стороны структурированной поверхности подложки. По структуре предлагаемое устройство близко к устройству, рассмотренному в [3]. Схематическое изображение устройства представлено на рис. 6. Оно содержит на подставке – 5 диэлектрическую подложку – 4 с пористой рабочей поверхностью – 3. Потенциальные микроэлектроды (пиксели) – 6 размещены на тыльной стороне подложки. Со стороны рабочей поверхности расположен импульсный источник свободных электронов – 2 (термо- (фото) – эмиттер) и светодиод – 7. Прозрачная для ИК коллекторная пластина или сетка – 1 расположена параллельно рабочей поверхности подложки 4.



- 1 – коллекторная сетка или прозрачная для ИК излучения пластина; 2 – импульсный источник свободных электронов (термо- (фото-) – эмиттер); 3 – пористая рабочая поверхность структурированной подложки; 4 – диэлектрическая подложка; 5 – подставка; 6 – потенциальные микроэлектроды (пиксели); 7 – светодиод; 8 – пленка жидкого гелия; 9 – поглощающее покрытие; 10 – поверхностные электроны (ПЭ); 11 – инфракрасное излучение

Рис. 6. Структурная схема ИК-приемника на переходах электронов в автолокализованное состояние над He пленкой на структурированной подложке

Работа устройства заключается в следующем. На коллекторную сетку 1 подается отрицательный потенциал и включается на короткое время источник 2 свободных электронов, которые экспонируются по пленке гелия на рабочей поверхности 3 подложки 4. Исходя из приведенного электростатического анализа электроны преимущественно локализируются на тонкой пленке на внутренних поверхностях макропор. Излучение ИК-изображения проецируется на рабочую поверхность подложки 4 сквозь коллекторную сетку 1 (или прозрачную для ИК излучения пластину). Для повышения эффективности разогрева внутренняя поверхность макропор покрыта нанослоями поглощающего излучения вещества. В меру разогрева излучением покрытия микропор локально повышается плотность газовой фазы, вызывающая переход части ПЭ в состояние ПА (рис. 1). Сформированный изменением локальной проводимости электронов эквипотенциальный рельеф подложки и соответствующий картине ИК изображения фиксируется потенциальными микроэлектродами (пикселями) 6. Потенциалы электродов считываются полевыми транзисторами или набором SET, (SET – одноэлектронный транзистор с эффектом кулоновской блокады, эффективно работающий при НТ – на рисунке не показаны). Возможно считывание и по типичной трехфазной схеме ПЗС-матрицы, аналогично [18]. В процессе работы устройства может иметь место ситуативное накопление заряда электризации непосредственно на диэлектрической подложке. Заряд снимается включением над подложкой светодиода 7, имеющего более высокую энергию квантов излучения, чем ширина запрещенной зоны данного полупроводника.

6. *Анализ характеристик ИК приемника на переходах электронов в автолокализованное состояние над He пленкой на структурированной подложке.* Выражения для оценки соотношения сигнал/шум для аналогичной ПЗС матрицы с учетом фотонного шума, шума считывания и шума сброса (кТС-шума) приведены в [7]. В отношении темнового тока устройства в [7] отмечалось следующее. Типичный темновой ток ПЗС матрицы при комнатной температуре составляет $\sim 10^5 e/(\text{pixels})$, что лимитирует предельную чувствительность устройства, а при 150 К эта величина $\sim 10^{-2} e / (\text{pixels})$. То есть динамический диапазон ПЗС матрицы возрастает резко, при этом соответственно возрастают контрастность и обнаружительная способность прибора. Для ПЗС матриц на полупроводниковой основе при $T < 60$ К эффективность работы, однако резко падает из-за вымораживания носителей тока. Подобный эффект исключается в системе ПЭ, что делает ее уникальной для данных приложений. Потеря поверхностных электронов в ПЗС структуре, описанной в [18], пренебрежимо мала и составляет лишь несколько электронов на эквивалентном линейном участке в несколько сотен метров. В этих условиях чувствительность прибора в соответствии с [7] в основном определится шумом считывания и сброса $\sim 50 e \text{ rms}$. Применение же схемы с двойной коррелированной выборкой (ДКВ) сводит это значение к величине $\sim 10 e \text{ rms}$. Использование SET в качестве чувствительного потенциального датчика существенно уменьшит приборный шум, приближая чувствительность прибора к квантовому пределу детектирования, согласно которому в условиях идеального приема минимально детектируемая мощность

$$P_{\min} \geq 10,5\hbar\omega B/\eta, \quad (9)$$

где ω – эффективная частота принимаемого излучения B – скорость передачи информации и η – квантовая эффективность взаимодействия излучения с носителями. Как выше отмечалось, применение структурированной подложки позволяет получить повышенную плотность электронов, что ведет к повышению обнаружительной способности и динамического диапазона принимаемого ИК излучения.

В статье [19] представлены результаты получения двумерных структур макропористого кремния с нанопокритиями в сотни нм оксида кремния (SiO_2), а также карбида кремния (SiC) и их применение в сенсорике. Приведены исследования фотофизических процессов в таких структурах, в частности фотопроводимости, и поглощения в ИК-диапазоне электромагнитных волн, распространяющихся вдоль микропор. Широкая полоса поглощения электромагнитной волны в диапазоне от 40 до 2 мкм, при высоком эффективном коэффициенте поглощения является следствием формирования волноводных мод в сочетании с линейным элек-

трооптическим эффектом в двумерных структурах макропористого кремния. Предложена конструкция болометрических элементов на основе такой структуры. Чувствительность теплового приемника (по описанию) составляет $(0,8 - 1,2) \cdot 10^3$ Вт/К, что значительно выше, чем в кремниевых аналогах, а величина шума составляет $(2-5) \times 10^{-9}$ В/Гц^{1/2} и определяется шумом Джонсона, что в 10 раз ниже уровня шума в аморфном и поликристаллическом кремнии. Как отмечено в работе, увеличение фотопроводимости макропористого кремния по сравнению с фотопроводимостью монокристалла определяется отношением общей площади поверхности макропор к площади поверхности исходного монокристаллического образца. Следует отметить, что данное устройство не достигает квантового предела детектирования, в частности из-за высокой температуры его использования.

Заключение

Рассмотрена концептуальная возможность и предложено устройство детектирования ИК излучения и построения тепловой картины посредством изменения проводимости при пороговом переходе электронов, расположенных в порах структурированной подложки из состояния ПЭ в состояние дискообразного поверхностного аниона под действием локального разогрева ИК излучением покрытий макропор под электронами. В меру интенсивности ИК излучения изменяется контраст проводимости подложки и, соответственно, эквипотенциальный рельеф подложки, фиксируемый потенциальными электродами. Проведено рассмотрение теоретических исследований, обосновывающих данный принцип работы ИК детектора. Приведен график экспериментальной зависимости проводимости электронов от температуры при переходе ПЭ пороговым образом в автолокализованное состояние над пленкой гелия в порах подложки. При этом, как показали эксперименты, имеет место устойчивость электронной системы. Условия перехода состояний электронов могут управляться толщиной пленки, внешним электрическим полем, плотностью паровой фазы над пленкой. Для повышения квантовой эффективности внутренняя поверхность макропор покрывается нанослоями поглощающего излучение вещества. В работе рассмотрено изменение потенциала в окрестности поры в подложке в присутствии электрического поля вдоль поры, откуда можно заключить о преимущественном распределении электронов на внутренних поверхностях пор. Устройство регистрации ИК излучения имеет простую конструкцию и состоит из расположенных в вакуумируемой камере: структурированной порами кремниевой подложки на считывающих электродах (пикселях); прозрачной для ИК коллекторной сетки (пластины) над рабочей поверхностью подложки; источника свободных электронов и светодиода. По оценкам, предлагаемый детектор обладает квантовой чувствительностью в силу низких температур эксплуатации и высокой эффективности перехода ПЭ-ПА под действием инфракрасного излучения. Спектральный диапазон и чувствительность прибора в основном определяются термочувствительностью нанопокртытия стенок пор к ИК излучению. Функционирование прибора сравнивается с работой полупроводникового болометра, основанного на фотофизических процессах в двумерных структурах макропористого кремния, вызванных ИК излучением.

Авторы благодарят Л.А. Карачевцеву и О.А. Литвиненко за предоставленный образец структурированной подложки и содействие в проведении микро- и АСМ-исследований поверхности подложки.

Список литературы: 1. *Alferov, Zh.I.* (1998). The history and the future of semiconductor heterostructures // *Semiconductor Physics and Technology*. **32**(1):3(p). 2. *Эдельман, В.С.* Левитирующие электроны // УФН. – 1980. – Т.130, вып.4. – С. 675-706. 3. *Nikolaenko, V.A. and Pashchenko, A.G.* Detectors of infrared radiation at the surface electrons for registration and visualization // *Telecommunications and Radio Engineering*, **75** (6): 549-562 (2016). 4. *Kovdrya, Yu. Z.* (2003). One-Dimensional and Zero-Dimensional Electron Systems over Liquid Helium // *Low Temp. Phys.* **29** (2): 107-144. 5. *Platzman, P.M. and Dykman, M.I.*, Quantum computing with electrons floating on liquid helium // *Science*. (1999), **284**:1967–1969. 6. *Lyon S. A.* Spin-based quantum computing using electrons on liquid helium // *Phys. Rev.* (2006), **A 74**: 052338. 7. *Nikolaenko, V.A. and Pashchenko, A.G.*, Quantum-emission electron detection in quantum bits on the surface of helium, *Radiotekhnika*, (2005), **143**:202–209. 8. *Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.*, *Theoretical Physics*

(Mechanics) // Nauka, Moscow (1965), p. 35. 9. *Shikin, V.B. and Monarkha, Yu.P.*, On the interaction of surface electrons in liquid helium with oscillations of the vapor-liquid interface // *J. Low Temp. Phys.* (1974), **16** : 193–208. 10. *Shikin, V.B. and Monarkha, Yu.P.* Free electrons on the surface of liquid helium in the presence of the external fields // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* (1973), **65** , in 2 (8): 751-761. 11. *Monarkha, Yu.P.* Self-trapped electron surface states above a helium film (1975), **1**: 524-534. 12. *Shikin, V.B.*, The disk-like electron bubbles in gaseous helium // *JETP-Lett.* (2004), **80** (6):472–476. 13. *Kovdrya, Yu.Z., Mende, F.F., and Nikolaenko, V.A.*, High-frequency conductivity of electrons above helium film in the regime of localization on substrate potential inhomogeneities // *Low Temp. Phys.* (1984), **10** (11): 1129–1140. 14. *Andrei, E. Y.* Observation of the Polaronic Transition in a Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* (1984), **52** (16): 1449-1452. 15. *Nikolaenko, V.A. Smorodin, A.V., and Sokolov, S.S.*, Possible formation of autolocalized state of quasi-one-dimensional surface electrons in dense helium vapor // *Low Temp. Phys.* (2011), **37** (2): 119-126. 16. *Kovdrya, Yu.Z., and Monarkha, Yu.P.* One dimensional electron system over liquid helium // *Low Temp. Phys.* (1986), **12** (10): 1011–1015. 17. *Bezsmolnyy, Ya.Yu., Nikolaenko, V.A., and Sokolov, S. S.* The Analysis of Nano-Size Inhomogeneities of Substrate by Surface Electrons over Superfluid Helium Film // *Journal of Physical Science and Application*, (2016), **6** (5): 37-41. 18. *Lyon, S.A.* Efficient Clocked Electron Transfer on Superfluid Helium // *Phys. Rev. Lett.* (2011), **107**: 266803-1 – 266803-5. 19. *Karachevtseva, L.A., Lytvynenko, O.A., Malovichko, E.A., Sobolev, V.D., Stronska, O.J.* Surface Phenomena in 2D Macroporous Silicon structures. *Semiconductor // Phys. Quantum Electronics and Optoelectronics.* (2001), **4** (3): 40 – 43.

*Фізико-технічний інститут низьких температур
імені Б.І. Веркіна НАН України
Харківський національний університет радіоелектроніки*

Поступила в редколлегию 12.08.2017