08

Латеральный фотовольтаический эффект в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si: влияние толщины слоя SiO_2

© Т.А. Писаренко,[1] Д.А. Цуканов,[1,2] В.В. Балашев,[1,2] А.А. Яковлев[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
690014 Владивосток, Россия
[2]Дальневосточный федеральный университет,
690922 Владивосток, Россия
e-mail: tata_dvo@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 20 декабря 2024 г.
Принято к публикации 18 февраля 2025 г.

Представлено исследование латерального фотовольтаического эффекта в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si с толщиной слоя оксида кремния 2 и 5 nm. Показано, что увеличение толщины слоя SiO_2 в исследуемой структуре приводит к изменению вида зависимостей чувствительности и нелинейности латерального фотонапряжения от толщины пленки Fe_3O_4, а также формы сигналов фотоотклика при импульсном освещении. Установлено, что изменение фоточувствительности в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si с увеличением толщины SiO_2 обусловлено как влиянием поверхностных и интерфейсных состояний на границе раздела SiO_2/n-Si, так и перераспределением проводимости каналов. Наличие экстремумов на толщинной зависимости фотовольтаических характеристик связано с квантово-размерным эффектом, модулирующим высоту встроенного барьера.

Ключевые слова: оптоэлектронные устройства, фотовольтаический эффект, фотоотклик, магнетит, кремний.

DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60013.138-24

Введение

Важным компонентом оптоэлектронных устройств, которые широко используются в различных областях промышленного производства, научных исследованиях и повседневной жизни, являются фотоэлектрические детекторы, основанные на преобразовании световых сигналов в электрические [1–5]. Развитие нанотехнологий стимулирует инновации в оптоэлектронике. Так, в последнее время латеральный фотоэлектрический эффект (ЛФЭ) в гибридных структурах на основе кремния типа $Me/SiO_2/Si$ (Me — металл) привлекает внимание исследователей из-за перспективы создания позиционно-чувствительных детекторов (ПЧД) с непрерывным фотоэлектрическим сигналом с больших рабочих поверхностей [5–9].

Известно [1–4], что ЛФЭ возникает при неоднородном облучении поверхности pn-перехода или квази pn-перехода, индуцированного тонким проводящим слоем вблизи границы раздела SiO_2/Si в структуре $Me/SiO_2/Si$. При этом большое количество электронно-дырочных пар возбуждается и затем разделяется в месте освещения посредством встроенного поля. Таким образом, разность электрических потенциалов между n- и p-областями создается в освещенной области из-за накопленных в ней избыточных фотоносителей — это хорошо известный поперечный фотоэлектрический эффект. В результате неравномерного освещения, помимо поперечного фотоэффекта в освещенной области, также возникает градиент концентрации носителей между освещенной и неосвещенной областями, что приводит к латеральной диффузии избыточных фотоносителей из места освещения к контактам [1–3]. При этом интересен тот факт, что процесс латеральной диффузии не зависит от внешнего смещения, что указывает на большие перспективы применения ЛФЭ в высокопроизводительных устройствах оптоэлектроники [5,9].

В последние годы ЛФЭ был хорошо изучен в различных гибридных наноструктурах типа металл-полупроводник (МП), металл-оксид-полупроводник (МОП) и гетероструктурах [10–13]. В обзорах [10–12] отмечается высокая чувствительность этого эффекта к свойствам материала верхнего слоя: его толщине, проводимости, соотношения работы выхода с работой выхода подложки, а также к характеристикам лазерного излучения: длине волны и мощности излучения.

Для улучшения характеристик ПЧД, основанных на ЛФЭ, необходимо более глубокое понимание процессов генерации и токопереноса фотогенерированных носителей. Ранее нами было показано [12], что в гибридных структурах с разной величиной проводимости верхнего слоя генерация и разделение неравновесных фотоносителей осуществляются в приповерхностном слое подложки кремния, а механизм токопереноса представлен двухканальной моделью проводимости [14–16].

В работах [10,11,13] предпринимаются попытки описания механизма латеральной фотопроводимости с позиции морфологических свойств верхнего покрытия.

Влияние шероховатости на величину сопротивления пленок на начальной стадии их роста, а также механизм рассеяния света, безусловно, имеет место, однако в работах [10,11,13] не представлено подтверждение теоретических выкладок какими-либо экспериментальными данными.

ЛФЭ в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/Si$ был нами ранее достаточно широко изучен [16–20]. В наших предыдущих работах представлены результаты исследований влияния на ЛФЭ таких параметров, как тип проводимости подложки кремния и толщина пленки магнетита [17], ориентация подложки кремния [18] и температура [19]. Было обнаружено [19], что при понижении температуры до 122 K в результате перехода Вервея [21–22] магнетит становится изолятором, и чувствительность ЛФЭ уменьшается в два раза, а нелинейность увеличивается более чем в два раза. Эти изменения были объяснены с точки зрения изменения как энергетических параметров системы $Fe_3O_4/SiO_2/Si$, так и модели двухканальной латеральной фотопроводимости [12,16].

Целью настоящей работы является анализ механизма латеральной фотопроводимости в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si при разной толщине слоя SiO_2. Для понимания механизма токопереноса в настоящей работе нами предлагается двухканальная модель латеральной фотопроводимости, для которой характерно перераспределение проводимости каналов при изменении как толщины пленки магнетита, так и толщины слоя SiO_2. Показано, что параллельными каналами проводимости являются пленка верхнего слоя и прилегающий к границе раздела SiO_2/Si тонкий слой кремния, в данном случае — инверсионный слой, совместно с приконтактными областями туннелирования. Максимум чувствительности ЛФЭ в структурах с ультратонким слоем SiO_2 происходит при условии формирования однородного встроенного барьера [10,17], при котором достигается оптимальное соотношение между электрическим сопротивлением пленки и суммарным сопротивлением инверсионного слоя и приконтактных областей туннелирования, приводящим к перераспределению вкладов каналов проводимости [14,16]. При увеличении толщины слоя оксида кремния в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si на зависимости чувствительности латерального фотонапряжения от толщины пленки магнетита наблюдаются два максимума, наличие которых, по нашему мнению, обусловлено квантово-размерными эффектами в пленке магнетита.

1. Методика эксперимента

В качестве подложек использованы монокристаллические пластины Si(001) n-типа, легированные фосфором, с удельным сопротивлением 7.5 Ω·cm, на которых формировались структуры $Fe_3O_4/SiO_2/Si$ с туннельно-тонкими слоями SiO_2 толщиной 2 и 5 nm. Для первой серии образцов до загрузки образцов в вакуумную камеру на поверхности подложек Si формировался ультратонкий слой SiO_2 толщиной 2 nm на заключительной стадии влажной химической очистки в азотной кислоте (68 % HNO_3) при 121 °C в течение 10 min [23,24]. Для второй серии образцов нами использовались пластины кремния со слоями SiO_2 толщиной 5 nm, промышленно изготовленными методом термического окисления [25,26].

Пленки магнетита (Fe_3O_4) были сформированы на этих подложках в сверхвысоковакуумной (СВВ) установке Катунь с базовым давлением $2 \cdot 10^{-10}$ Torr путем осаждения железа со скоростью 2.5 nm/min в атмосфере кислорода с $P_{O_2} = 10^{-6}$ Torr при температуре подложки 300 °C. Процесс роста пленок Fe_3O_4 контролировался с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Толщина пленок определялась методом спектральной эллипсометрии непосредственно в процессе роста в СВВ камере.

Для измерения фотонапряжения алюминиевые контакты наносились методом термовакуумного напыления на поверхность пленок через металлическую маску в виде полосок 2×1 mm с расстоянием между ними 2 mm. Измерения электрического сопротивления проводились двухзондовым методом с помощью мультиметра Keithley-2000 в режиме электрического сопротивления постоянному току и контролировались с помощью вольт-амперных характеристик измеряемой конфигурации. Освещение осуществлялось He-Ne-лазером (ML101J25) с длиной волны 633 nm и мощностью излучения, падающего на поверхность образца, 0.25 mW. Диаметр светового пятна составлял 50 μm. Измерения зависимостей фотонапряжения $U(x)$ и $U(t)$ проводились с помощью мультиметра Keithley-2000 и цифрового осциллографа Tektronix TDS 2012B, соответственно.

2. Результаты и обсуждение

Хорошо известно [1–3], что ЛФЭ основан на поперечном разделении и латеральной диффузии фотогенерированных носителей, при этом латеральное фотонапряжение сильно зависит от величины встроенного потенциала. Существует мнение [10], что для увеличения чувствительности ЛФЭ в гибридных структурах необходимо повышение электрического сопротивления верхней пленки. С точки зрения двухканальной модели, в которой инверсионный слой в приповерхностной области подложки Si(100) и пленка Fe_3O_4 формируют два параллельных канала проводимости [12,14,16], такое предположение разумно, поскольку чем выше сопротивление пленки, тем больше вероятность того, что формирование однородного встроенного барьера на границе SiO_2/Si наступит до того, как пленка начнет шунтировать инверсионный слой, в котором генерируется фотонапряжение, поскольку в двухканальной модели проводимости сопротивление пленки следует рассматривать как сопротивление нагрузки. Однако, как было показано в работе [12], слишком высокое значение сопротивления

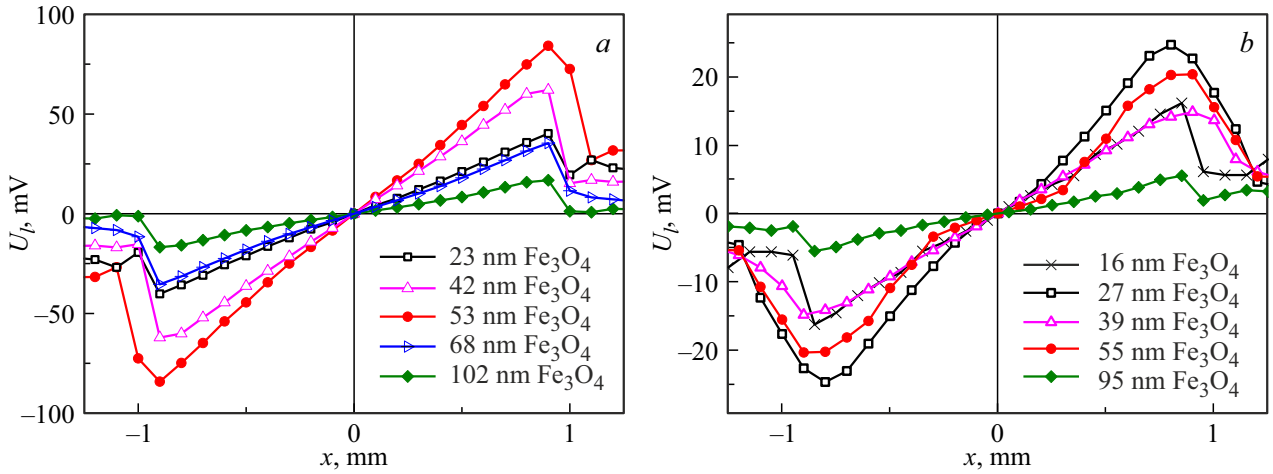


Рис. 1. Зависимости латерального фотонапряжения от положения лазерного пятна для структур $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si с толщиной слоя SiO_2: *a* — 2 nm; *b* — 5 nm.

верхнего слоя приводит как к увеличению значения латерального фотонапряжения, так и увеличению нелинейности ЛФЭ. Так, по-нашему мнению, в случае гетероструктуры $TiO_2/SiO_2/Si$ увеличение чувствительности ЛФЭ обусловлено не значением сопротивления пленки диоксида титана, а величиной встроенного потенциала на границе SiO_2/Si. Именно поэтому сравнение буферных слоев SiO_2 и TiO_2, проведенное в работе [10], на наш взгляд, представляется недостаточным для идентификации и понимания механизма латеральной фотопроводимости.

В настоящей работе предлагается прояснить механизм латеральной фотопроводимости в системе $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si путем вариации толщин пленки магнетита и слоя оксида кремния.

На рис. 1 представлены зависимости латерального фотонапряжения (U_l) от положения лазерного пятна для структур $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si, сформированных на окисленной поверхности кремния с толщиной слоя SiO_2 2 и 5 nm (рис. 1, *a* и *b* соответственно). Как можно видеть на рис. 1, максимальная величина латерального фотонапряжения в структуре с ультратонким SiO_2 в ~ 4 раза больше, чем в структуре с термически окисленным тонким слоем SiO_2, хотя в обоих случаях в области между контактами латеральное фотонапряжение меняется линейно. Столь существенное отличие в величине латерального фотонапряжения, по нашему мнению, может быть связано с изменением высоты встроенного барьера из-за влияния интерфейсных состояний на границе раздела SiO_2/n-Si, как было обнаружено нами ранее [17]. Авторы используемого в настоящей работе метода химического окисления кремния в азотной кислоте провели исследование физических характеристик границы раздела SiO_2/Si и показали, что преимуществом таких структур являются малые токи утечки, обусловленные, по мнению авторов, наличием интерфейсных состояний[23]. Также в работе[23] отмечено, что наиболее близкими по физическим характеристикам к их структурам являются границы раздела SiO_2/Si, полученные термическим окислением с толщиной оксида ~ 1.5 nm. Заметим, что в настоящей работе используются термически окисленные слои SiO_2 толщиной 5 nm. Известно, что плотность интерфейсных состояний границы раздела SiO_2/Si, полученной химическим окислением в азотной кислоте и термическим окислением, составляет $6.3 \cdot 10^9$ [27] и $\sim 10^{11}\,\mathrm{eV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$ [28] соответственно. Такая разница в плотности интерфейсных состояний может приводить к изменению высоты встроенного барьера до 0.1 eV [29].

На рис. 1 также видно, что латеральное фотонапряжение немонотонно меняется с ростом толщины пленок магнетита.

Зависимости латерального фотонапряжения от положения лазерного пятна были параметризованы величинами чувствительности (κ) и нелинейности (δ), являющимися рабочими характеристиками ПЧД (рис. 2). Из рисунка видно, что увеличение толщины слоя SiO_2 приводит к изменению характера зависимостей $\kappa(d)$ и $\delta(d)$. Так, если для структуры с толщиной SiO_2 2 nm зависимость $\kappa(d)$ имеет один максимум, что характерно для МП и МОП структур с естественным слоем SiO_2 [10–13], то в случае структуры с толщиной SiO_2 5 nm зависимость $\kappa(d)$ приобретает многомодовый характер (рис. 2, *a*).

Из рис. 2, *b* видно, что в случае ультратонкого слоя SiO_2 нелинейность ЛФЭ экспоненциально убывает, тогда как с увеличением толщины слоя SiO_2 зависимость $\delta(d)$, как и в случае с чувствительностью, имеет многомодовый характер.

Для анализа механизма латеральной фотопроводимости в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si необходимо вспомнить, что в рамках диффузионной теории латерального фотоэффекта [3,17] линейная зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна выводится из уравнения непрерывности полного тока основных

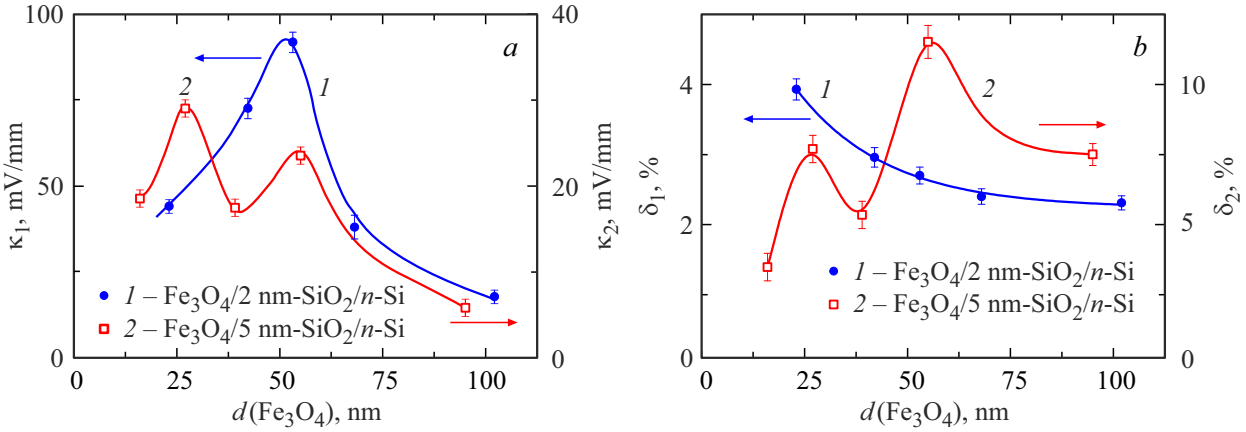


Рис. 2. Толщинные зависимости характеристик ЛФЭ для структур $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si с толщиной SiO_2: *1* — 2 nm, *2* — 5 nm; *a* — чувствительность ЛФЭ $\kappa(d)$; *b* — нелинейность ЛФЭ $\delta(d)$.

носителей и имеет следующий вид:

$$LPV = K_1\left[e^{\beta|\varphi_i|} - 1\right](|x_1| - |x_2|),$$

где K_1 — коэффициент пропорциональности; $\beta = q/kT$; φ_i — встроенный потенциал; $(|x_1| - |x_2|)$ — расстояние от точки освещения до контактов. Таким образом, главным параметром, определяющим величину латерального фотонапряжения, является высота встроенного барьера на границе раздела SiO_2/Si, которая, в свою очередь, зависит от работы выхода материала верхнего слоя, в нашем случае — магнетита.

С другой стороны, известно [30–32], что в тонкопленочных структурах имеет место квантово-размерный эффект, который приводит к осциллирующей зависимости работы выхода металлических пленок от их толщины. Данный эффект объясняется локализацией и квантованием заряда в структурных элементах пленки, сопоставимых по размерам с длиной волны де Бройля в материале [30,33]. Также известно [33], что к проявлению квантово-размерных эффектов в наноматериалах приводит наличие в них носителей заряда с малой величиной эффективной массы, причем уменьшение эффективной массы электронов, согласно соотношению $\lambda_B = h(2m^*E)^{-1/2}$, соответствует относительно большим значениям длины волны де Бройля. Для магнетита при комнатной температуре эффективная масса электрона составляет $0.37m_0$ [34], при этом рассчитанная нами, согласно [31], длина волны де Бройля в решетке магнетита составила 2.57 nm. Кроме того, электронные свойства полупроводниковых приборов, имеющих квантово-размерный характер, должны быть соотнесены с размерами структуры, где они проявляются. В случае послойного роста металлической пленки толщина является единственным квантово-размерным элементом [30,31,35], тогда как в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si верхнее покрытие представляет собой нанокристаллическую пленку, и разумно предположить, что движение электронов квантуется размерами кристаллитов. Размеры кристаллитов в пленке магнетита были определены с использованием стандартной процедуры оценки по ширине колец Дебая на картинах ДБЭ [36]. Картины ДБЭ представлены на рис. 3, а зависимости размеров кристаллитов демонстрируются на вкладке рис. 4, *a*. Из сопоставления данных установлено, что максимумы чувствительности ЛФЭ соответствуют структурам, в которых размеры кристаллитов кратны длине волны де Бройля. На рис. 3 представлены картины ДБЭ структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si для критических толщин пленок магнетита, на которых можно видеть, что на окисленной поверхности кремния растут текстурированные пленки магнетита, имеющие преимущественную ориентацию перпендикулярно к поверхности, что проявляется в виде разрыва колец на картинах ДБЭ.

Согласно полученным результатам, на ультратонком слое SiO_2 формируются пленки Fe_3O_4 с меньшим размером кристаллитов (вкладка на рис. 4, *a*). Одной из причин уменьшения размера кристаллитов является увеличение шероховатости окисленной поверхности кремния в случае формирования SiO_2 методом влажной химической очистки по сравнению с изотропной поверхностью термически окисленного слоя. Здесь также стоит заметить, что разные методы формирования слоя оксида кремния влияют на плотность интерфейсных состояний на границе раздела SiO_2/n-Si, которые влияют на высоту встроенного барьера. В работах [27,28,37] показано, что при влажной химической очистке плотность интерфейсных состояний уменьшается, на основании чего мы можем предположить, что значительное уменьшение чувствительности ЛФЭ может быть связано с уменьшением высоты встроенного барьера из-за более высокой плотности интерфейсных состояний на границе раздела SiO_2/n-Si, полученной термическим окислением.

Известно, что электрофизические свойства также чувствительны к изменению размера зерна, поэтому представляет интерес анализ зависимостей сопротивле-

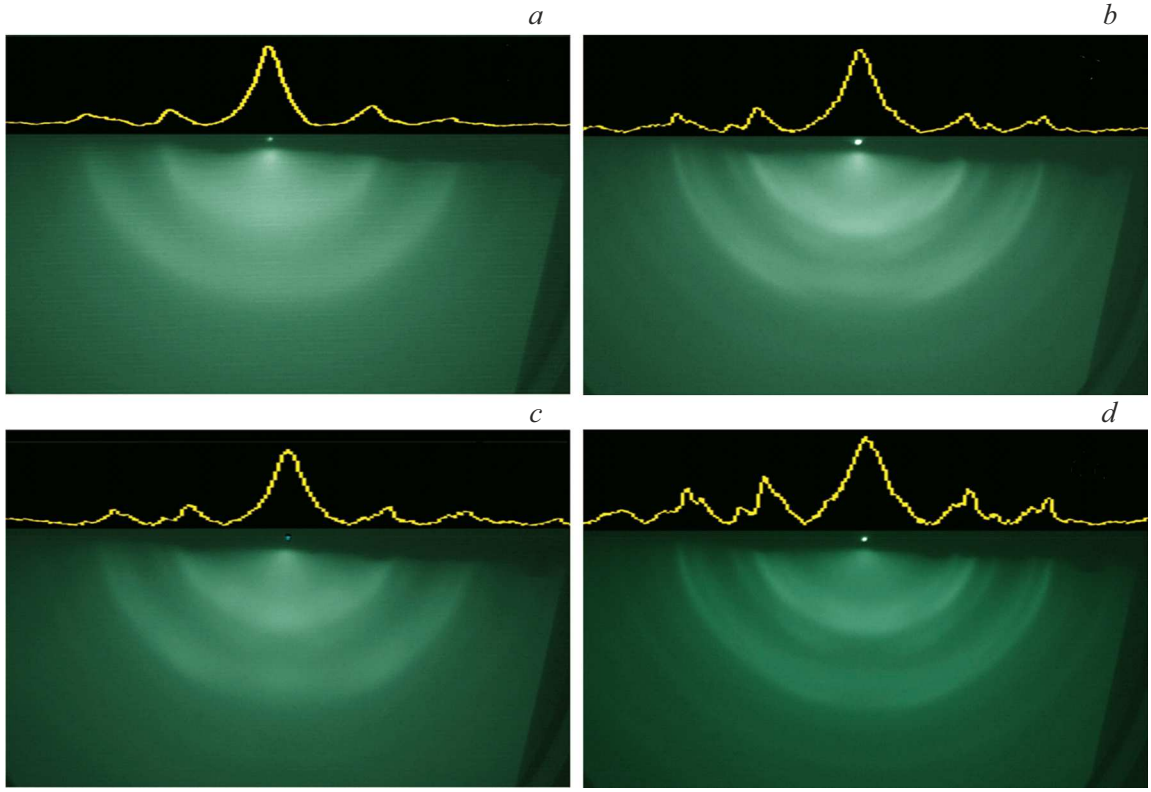


Рис. 3. Картины ДБЭ структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si: *a* — 23nm-Fe_3O_4/2nm-SiO_2/n-Si; *b* — 27nm-Fe_3O_4/5nm-SiO_2/n-Si; *c* — 53nm-Fe_3O_4/2nm-SiO_2/n-Si; *d* — 55nm-Fe_3O_4/5nm-SiO_2/n-Si.

ния структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si. Как можно видеть на рис. 4, *a*, для пленок магнетита как на ультратонком (2 nm), так и на тонком (5 nm) слое оксида кремния, мы имеем классическую кривую уменьшения сопротивления с ростом толщины пленки [38] без каких-либо проявлений квантово-размерных эффектов. При этом кривая $R(d)$ для структур $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si на ультратонком слое SiO_2 лежит выше, что является следствием более высокой плотности границ кристаллитов/зерен и соответственно более высокого рассеяния носителей заряда, что согласуется с результатами для размера кристаллитов, представленными на вкладке рис. 4, *a*.

Однако в случае латеральной фотопроводимости анализ токопереноса необходимо проводить с учетом того факта, что латеральное фотонапряжение генерируется в инверсионном слое, и термоэлектронная эмиссия осуществляется из нижнего слоя в верхний, а не наоборот, как в случае измерения сопротивления. Ранее было показано [4,12,39], что латеральная фотопроводимость осуществляется по двум параллельным каналам: первый по пленке (R_{film}), с которой снимется фотонапряжение, и второй канал — по приповерхностному/инверсионному слою кремния (R_{inv}) вместе с приконтактными областями (R_{tun}) (рис. 4, *b*). Как видно из рис. 4, *a*, толщинная зависимость сопротивления пленки имеет общий характер для обеих структур, тогда как сопротивление нижнего канала проводимости (R_{inv}) определяется формированием встроенного барьера, зависящего от работы выхода материала верхнего покрытия [40], а, следовательно, его зависимость от толщины пленки магнетита будет чувствительна к квантово-размерному эффекту [31,32]. Таким образом, исходя из предположения, что при увеличении работы выхода Fe_3O_4 величина встроенного потенциала также увеличивается, а сопротивление инверсионного слоя уменьшается, можно заключить, что зависимость $R_{inv}(d)$ будет наследовать осциллирующий характер, хотя и антифазный $\kappa(d)$.

Наличие экстремумов на зависимости $R_{inv}(d)$ в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si можно интерпретировать с точки зрения перераспределения проводимости каналов в двухканальной модели проводимости, представленной на рис. 4, *b*. Первый максимум достигается, когда пленка становится сплошной, при этом размеры кристаллитов соответствуют длине волны де Бройля, и формируется однородный встроенный барьер, а проводимость по пленке становится близка проводимости по инверсионному слою кремния. Последующее увеличение толщины пленки приводит к разным сценариям в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si со слоями SiO_2 толщиной 2 и 5 nm. В серии с ультратонким слоем SiO_2 наблюдается только один максимум R_{inv} при толщине пленки Fe_3O_4 53 nm, связанный с квантово-размерным эффектом, более высоких значений размеров кристаллитов кратных длине волны де Бройля в исследуемом диапазоне толщин мы

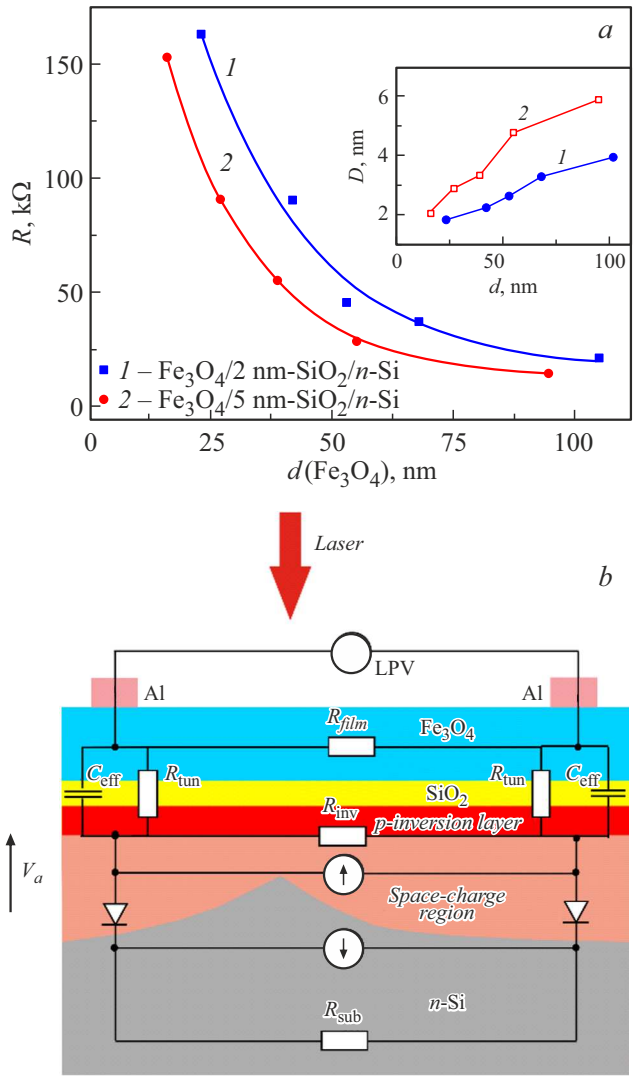


Рис. 4. Транспортные свойства структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si: *a* — толщинные зависимости сопротивления при толщине SiO_2: *1* — 2 nm, *2* — 5 nm (на вкладке — толщинные зависимости размера кристаллитов); *b* — модель латеральной фотопроводимости в гибридной структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si.

не достигаем. Далее с ростом толщины пленки в этой структуре ее сопротивление значительно уменьшается, при этом, как отмечено в литературе [10,14], канал по пленке шунтирует низлежащий канал, в котором генерируется латеральное фотонапряжение. По этой же причине в МОП структурах на ультратонком SiO_2 предпочтение отдается высокоомным верхним покрытиям [10,12]. В серии со слоем SiO_2 толщиной 5 nm в исследуемом диапазоне толщин Fe_3O_4 мы имеем два (квантово-размерных) максимума чувствительности ЛФЭ, т. е. дважды достигается максимальная толщина инверсионного слоя, когда сопротивление этого слоя будет минимальным. „Волновой“ характер изменения сопротивления инверсионного слоя приводит к перераспределнию фотопроводимости между каналами, а экстремумы соответствуют переключению каналов проводимости: максимумы — переключению на канал по пленке, минимум — переключению на канал по инверсионному слою. Значительное уменьшение латерального фотонапряжения в структуре Fe_3O_4/5nm-SiO_2/n-Si также связано с более значительным падением напряжения в приконтактных областях (RC-цепь при импульсном освещении, и ее активная часть при непрерывном освещении).

Таким образом, два канала проводимости — верхний по пленке и нижний по инверсионному слою — функционируют в режиме суперпозиции, а перераспределение их вкладов происходит, когда в результате конкуренции проводимость по одному из каналов начинает превалировать.

Итак, в результате изменения параметров многослойной структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si, в частности, увеличения толщины буферного слоя SiO_2, зависимости $R_{inv}(d)$, $\kappa(d)$ и $\delta(d)$ имеют многомодовый характер, не характерный для МОП структур на ультратонком SiO_2, что связано с проявлением квантово-размерного эффекта в пленке магнетита, имеющей в структуре на 5nm-SiO_2/n-Si более крупный размер кристаллитов, в нашем исследовании — дважды кратный длине волны де Бройля в магнетите.

Также представляет интерес исследование ЛФЭ в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si при импульсном освещении, поскольку именно переходные характеристики будут наиболее чувствительны к параметрам RC-фильтров в приконтактных областях. На рис. 5 представлены временные зависимости латерального фотонапряжения в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si(001) при локальном освещении в приконтактной области лазером с длиной волны 633 nm и частотой импульсов света 737 Hz. Из сравнения рис. 5, *a* и *b* можно видеть, что сигналы фотоотклика на ультратонком и тонком слое SiO_2 отличаются не только величиной амплитуды импульсов, но и их формой.

Как можно видеть на рис. 5, амплитуда сигнала фотоотклика соответствует величине чувствительности ЛФЭ (рис. 2, *a*). Форма сигнала фотоотклика, согласно работе [41], зависит от количества разделенных на границе раздела SiO_2/n-Si фотогенерированных электронно-дырочных пар. Из анализа рис. 5 следует, что в структуре на ультратонком SiO_2 генерируется на несколько порядков величины больше электронно-дырочных пар, чем в структуре на термически окисленном слое SiO_2. Как было показано выше, причиной уменьшения числа электронно-дырочных пар в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si, сформированной на термически окисленной поверхности кремния, является понижение высоты встроенного барьера вследствие увеличения плотности интерфейсных состояний на границе раздела SiO_2/n-Si.

В таблице представлены времена нарастания и спада сигналов фотоотклика в структурах $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si, имеющих максимальную чувствительность ЛФЭ на рис. 2, *a*. Времена нарастания (t_r) и спада (t_f) сигналов фотоотклика определены как время, необходимое для

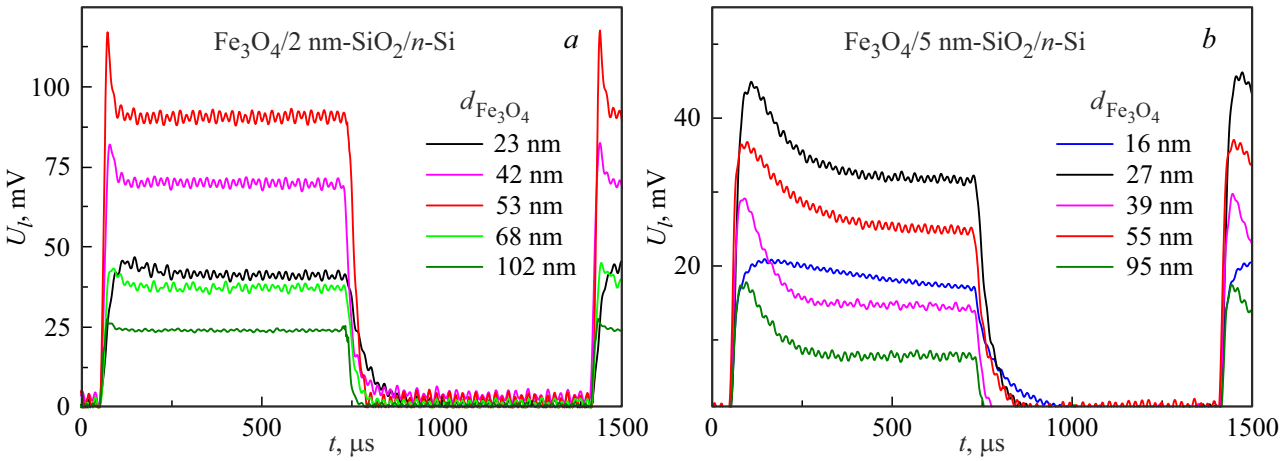


Рис. 5. Импульсные характеристики структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si с толщиной слоя SiO_2: *a* — 2 nm, *b* — 5 nm.

Временные параметры фотоотклика в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si

Параметры структуры	t_r, μs	t_f, μs	τ_r, μs	τ_f, μs
27nm-Fe−3O4/5nm-SiO_2/Si	17.8 ± 0.5	126 ± 1	5.3 ± 0.1	36.5 ± 0.3
55nm-Fe_3O_4/5nm-SiO_2/Si	13.3 ± 0.3	112 ± 7	3.6 ± 0.1	35.2 ± 0.5
53nm-Fe_3O_4/2nm-SiO_2/Si	14.0 ± 0.3	49 ± 5	3.5 ± 0.1	20.5 ± 0.3

увеличения фотонапряжения от 10 % до 90 % пика фотонапряжения и время, необходимое для снижения фотонапряжения с 90 % до 10 % соответственно [42]. Кроме того, были определены постоянные времени нарастания (τ_r) и спада (τ_f), посредством использования сигмоидальной функции Больцмана и экспоненциальной функции соответственно. Данные, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что увеличение толщины слоя SiO_2 привело к увеличению времени спада кривых фотоотклика, что связано с увеличением сопротивления туннелирования (рис. 4, *b*). Таким образом, при импульсном освещении изменение параметров буферного слоя структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si приводит к изменению как характеристик RC-цепи в приконтактных областях, так и числа электронно-дырочных пар, генерируемых в освещенной области на границе раздела SiO_2/Si.

Заключение

При всей очевидности преимущества структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si на ультратонком SiO_2, данное исследование представляет не только прикладной, но и фундаментальный интерес для понимания механизма латеральной фотопроводимости в МОП структурах. Показано, что работа выхода пленки Fe_3O_4, высота встроенного барьера на границе раздела SiO_2/Si и электрическое сопротивление инверсионного слоя в структуре $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si определяются поверхностными и интерфейсными состояниями на границе раздела SiO_2/Si, которые зависят от метода окисления поверхности кремния. Отмечено, что на термически окисленной поверхности кремния работа выхода Fe_3O_4 имеет осциллирующую зависимость с увеличением толщины пленки, связанную с размерами нанокристаллитов магнетита. Установлено, что максимальная чувствительность ЛФЭ достигается при преимущественной проводимости канала инверсионного слоя в двухканальной модели латеральной фотопроводимости, когда размеры кристаллитов магнетита кратны длине волны де Бройля. Показано, что при импульсном освещении структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n$-Si переходные процессы в RC-цепи, связанные с изменением толщины слоя SiO_2, будут влиять на временные характеристики фотоотклика, а генерационно-рекомбинационные процессы, обусловленные величиной встроенного потенциала, будут влиять на форму сигнала фотоотклика.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.В. Коробцову за консультирование по данной тематике и А.А. Димитриеву за помощь в сборке и калибровке оптической установки.

Финансирование работы

Настоящая работа финансировалась за счет средств бюджета Института автоматики и процессов управления

Дальневосточного отделения РАН в рамках государственного задания (тема № FWFW-2021-0002).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.T. Wallmark. Proc. IRE, **45** (4), 474 (1957). DOI: 10.1109/JRPROC.1957.278435

[2] G. Lucovsky. J. Appl. Phys., **31** (6), 1088 (1960). DOI: 10.1063/1.1735750

[3] П.П. Коноров, Ю.А. Тарантов. Ученые записки ЛГУ, Сер. физических наук, **370** (17), 114 (1974).

[4] T. Shikama, H. Niu, M. Takai. Jpn. J. Appl. Phys., **23** (10R), 1314 (1984). DOI: 10.1143/JJAP.23.1314

[5] А. Самарин. Электронные компоненты, **7**, 103 (2003).

[6] W.C. Ma, A.A. Rizzi, R.L. Hollis. Proc. 2000 ICRA. *Millennium Conference. IEEE International Conference on Robotics and Automation. Symposia Proceedings* (Cat. No. 00CH37065). V. 2. IEEE, 2000), DOI: 10.1109/ROBOT.2000.844828

[7] E. Fortunato, G. Lavareda, R. Martins, F. Soares, L. Fernandes. Sens. Actuators A: Phys., **51** (2–3), 135 (1995). DOI: 10.1016/0924-4247(95)01214-1

[8] J. Henry, J. Livingstone. J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (16), 165106 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/16/165106

[9] W. Wang, J. Lu, Z. Ni. Nano Res., **14**, 1889 (2021). DOI: 10.1007/s12274-020-2917-3

[10] C. Yu, H. Wang. Sensors, **10** (11), 10155 (2010). DOI: 10.3390/s101110155

[11] S. Qiao, B. Liang, J. Liu, G. Fu, S. Wang. J. Phys. D.: Appl. Phys., **54** (15), 153003 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/abd433

[12] Т.А. Писаренко, В.В. Коробцов, А.А. Димитриев, В.В. Балашев, В.В. Железнов. ФТТ, **64** (8), 1101 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52714.363 [T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov, A.A. Dimitriev, V.V. Balashev. Physics Solid State, **64** (8), 1111 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.08.54635.363]

[13] H. Nguyen, A.R.M. Foisal, T. Nguyen, T. Dinh, E.W. Streed, N.T. Nguyen, D.V. Dao. J. Phys. D.: Appl. Phys., **54** (26), 265101 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/abf3ff

[14] J. Dai, L. Spinu, K.Y. Wang, L. Malkinski, J. Tang, J. Phys. D.: Appl. Phys., **33** (11), L65 (2000). DOI: 10.1088/0022-3727/33/11/101

[15] W.B. Mi, E.Y. Jiang, H.L. Bai. J. Appl. Phys., **107** (10), 103922 (2010). DOI: 10.1063/1.3429082

[16] V.A. Vikulov, A.A. Dimitriev, V.V. Balashev, T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov. Mater. Sci. Eng., **B 211**, 33 (2016). DOI: 10.1016/j.mseb.2016.05.014

[17] Т.А. Писаренко, В.В. Балашев, В.А. Викулов, А.А. Димитриев, В.В. Коробцов. ФТТ, **60** (7), 1311 (2018). DOI: 10.21883FTT.2018.07.46114.037 [T.A. Pisarenko, V.V. Balashev, V.A. Vikulov, A.A. Dimitriev, V.V. Korobtsov. Physics Solid State, **60**, 1316 (2018). DOI: 10.1134/S1063783418070223]

[18] T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov, V.V. Balashev, A.A. Dimitriev, S.V. Bondarenko. Solid State Phenom., **312**, 98 (2020). DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.312.98

[19] T.A. Pisarenko, V.V. Korobtsov, V.V. Balashev, A.A. Dimitriev. Solid State Phenom., **312**, 92 (2020). DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.312.92

[20] T.A. Pisarenko, V.V. Balashev, V.V. Korobtsov, A.A. Dimitriev. Defect Diffus. Forum, **386**, 137 (2018). DOI: 10.4028/www.scientific.net/DDF.386.137

[21] V.V. Shchennikov, S.V. Ovsyannikov. J. Phys.: Condens. Matter., **21** (27), 271001 (2009). DOI: 10.1088/0953-8984/21/27/271001

[22] F. Walz. J. Phys.: Condens. Matter., **14** (12), R285 (2002). DOI: 10.1088/0953-8984/14/12/203

[23] H. Kobayashi, Asuha, O. Maida, M. Takahashi, H. Iwasa. J. Appl. Phys., **94** (11), 7328 (2003). DOI: 10.1063/1.1621720

[24] Y. Ishizaka, J. Shiraki. Electrochem. Soc., **133** (4), 666 (1986). DOI: 10.1149/1.2108651

[25] N.F. Mott, S. Rigo, F. Rochet, A.M. Stoneham. Philos. Mag. B, **60** (2), 189 (1989). DOI: 10.1080/1364281890821119

[26] H.Z. Massoud, J.D. Plummer, E.A. Irene. J. Electrochem. Soc., **132** (11), 2685 (1985). DOI: 10.1149/1.2113648

[27] T. Matsumoto, H. Nakajima, D. Irishika, T. Nonaka, K. Imamura, H. Kobayashi. Appl. Surf. Sci., **395**, 56 (2017). DOI: 10.1016/j.apsusc.2016.06.001

[28] H. Fukuda, M. Yasuda, T. Iwabuchi, S. Kaneko, T. Ueno, I. Ohdomari. J. Appl. Phys., **72** (5), 1906 (1992). DOI: 10.1063/1.351665

[29] J. Shewchun, D. Burk, M.B. Spitzer. IEEE Trans. Electron Devices, **27** (4), 705 (1980). DOI: 10.1109/T-ED.1980.19926

[30] F.K. Schulte. Surf. Sci., **55** (2), 427 (1976). DOI: 10.1016/0039-6028(76)90250-8

[31] C. Li, W. Chen, M. Li, Q. Sun, Y. Jia. New J. Phys., **17** (5), 053006 (2015). DOI: 10.1088/1367-2630/17/5/053006

[32] F. Lavini, A. Caló, Y. Gao, E. Albisetti, T. Cao, G. Li, C. Aruta, E. Riedo. Nanoscale, **10** (17), 8304 (2018). DOI: 10.13140/RG.2.2.29012.45445

[33] Н.Д. Жуков, В.Ф. Кабанов, А.И. Михайлов, Д.С. Мосияш, А.А. Хазанов, М.И. Шишкин, ФТП, **52** (1), 83 (2018). DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45323.8515 [N.D. Zhukov, V.F. Kabanov, A.I. Mihaylov, D.S. Mosiyash, Ya.E. Pereverzev, A.A. Hazanov, M.I. Shishkin. Semiconductors, **52**, 78 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618010256]

[34] S. Taketomi, H. Takahashi, N. Inaba, H. Miyajima. J. Phys. Soc. Jpn., **60** (10), 3426 (1991). DOI: 10.1143/JPSJ.60.3426

[35] X. Liu, S.B. Zhang, X.C. Ma, J.F. Jia, Q.K. Xue, X.H. Bao, W.X. Li. Appl. Phys. Lett., **93** (9), 093105 (2008). DOI: 10.1063/1.2977529

[36] J.T. Drotar, T.M. Lu, G.C. Wang. J. Appl. Phys., **96** (12), 7071 (2004). DOI: 10.1063/1.1811785

[37] L.B. Freeman, W.E. Dahlke. Solid-State Electron., **13** (11), 1483 (1970). DOI: 10.1016/0038-1101(70)90084-5

[38] E.H. Sondheimer, Adv. Phys., **50** (6), 499 (2001). DOI: 10.1080/00018730110102187

[39] X. Wang, B. Song, M. Huo, Y. Song, Z. Lv, Y. Zhang, Y. Wang, Y. Song, J. Wen, Y. Sui. J. Tang, RSC Adv., **5** (80), 65048 (2015). DOI: 10.1039/C5RA11872G

[40] A.M. Cowley, S.M. Sze. J. Appl. Phys., **36** (10), 3212 (1965). DOI: 10.1063/1.1702952

[41] A.E. Iverson, D.L. Smith. IEEE Trans. Electron Devices, **34** (10), 2098 (1987). DOI: 10.1109/T-ED.1987.23203

[42] W.S. Levine. *The control handbook* (Jaico Publishing House, Mumbai, 1999), v. 1, p. 158.