

13,03

Особенности зонной структуры и механизма латеральной фотопроводимости в гибридных структурах $T/\text{SiO}_2/\text{Si}$ ($T = \text{Fe}, \text{Fe}_3\text{O}_4, \text{TiO}_2$)

© Т.А. Писаренко^{1,2}, В.В. Коробцов¹, А.А. Димитриев^{1,2}, В.В. Балашев^{1,2,3}, В.В. Железнов⁴

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

² Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

³ Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток, Россия

⁴ Институт химии ДВО РАН, Владивосток, Россия

E-mail: balashev@mail.dvo.ru

Поступила в Редакцию 26 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 26 апреля 2022 г.

Принята к публикации 2 мая 2022 г.

Представлены результаты исследования латерального фотовольтаического эффекта в гибридных структурах на основе SiO_2/Si в зависимости от характера проводимости материала верхнего слоя (Fe — металл, Fe_3O_4 — полуметалл, TiO_2 — полуизолятор). Показано, что данный эффект наблюдается в гибридных структурах, в которых на границе раздела SiO_2/Si образуется обедненная область с значительным изгибом зон. Теоретические расчеты латерального фотонапряжения на основе данных энергетических параметров зонных диаграмм показали, что увеличение чувствительности латерального фотоэффекта связано с увеличением встроенного потенциала на границе раздела SiO_2/Si . Установлено, что переходные характеристики латерального фотоэффекта, такие как время нарастания и время спада сигнала фотонапряжения, определяются конфигурацией RC-фильтра в приконтактной области, которая зависит от проводимости верхнего слоя. Показано, что при латеральном фотовольтаическом эффекте токоперенос осуществляется по инверсионному слою, а верхний слой служит для генерации квази p - n -перехода на границе раздела SiO_2/Si .

Ключевые слова: латеральный фотовольтаический эффект, гибридные структуры, железо, магнетит, диоксид титана.

DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52714.363

1. Введение

Латеральный фотовольтаический эффект (ЛФЭ) интенсивно исследуется в течение длительного времени в связи с его широким применением в устройствах оптоэлектроники. Этот эффект был впервые обнаружен при неравномерном освещении p - n -перехода [1,2], и заключается в том, что в освещенной области фотогенерированные электронно-дырочные пары, диффундирующие к переходу, разделяются его электростатическим полем, локальная избыточная концентрация неравновесных фотоносителей приводит к их асимметричной диффузии вдоль перехода в результате чего возникает латеральное фотонапряжение (ЛФН), которое меняется линейно с изменением положения пучка света. Как известно [3], такой переход можно создать, при определенных условиях, и в структурах металл–полупроводник (МП) и металл–оксид–полупроводник (МОП). При этом электронно-дырочные пары, генерируемые в освещенной области полупроводниковой подложки и диффундирующие в области пространственного заряда, разделяются

встроенным потенциалом, локально понижая высоту встроенного барьера [4–7]. В результате этого понижения избыточные фотогенерированные электроны и дырки движутся вдоль инверсионного слоя и подложки, соответственно, создавая латеральное фотонапряжение в дополнение к традиционному поперечному фотонапряжению между инверсионным слоем и подложкой. На протяжении ряда лет измерение ЛФЭ в МП и МОП-структурах проводилось со стороны полупроводниковой подложки [1,2,4,8], так как со стороны металлического слоя эффект нивелировался высокой проводимостью [4,8]. Однако, в работах [9,10] было обнаружено, что в случае нанометровых металлических пленок, имеющих высокое удельное сопротивление, величина ЛФН со стороны верхнего слоя становится больше, чем со стороны подложки [11]. Причиной более высокой величины ЛФН является уменьшение диффузионного рассеяния в области измерительных контактов из-за уменьшения на порядки поперечного расстояния от встроенного барьера до контактов. Более того, как было показано в работах [11,12], введение сверхтонких слоев

SiO_2 также улучшает характеристики ЛФЭ. Это улучшение связано с тем, что туннельно-тонкие слои SiO_2 препятствуют образованию на границе раздела Me/Si буферных слоев силицидов, формирующихся на начальной стадии осаждения металлической пленки и являющихся дополнительным источником рассеяния и „паразитных контактных явлений“. Таким образом, туннельно-тонкие слои SiO_2 позволяют создать резкую границу раздела с предсказуемой величиной встроенного потенциала. Надо отметить, что большинство работ по ЛФЭ в МОП-структурах предлагают модель токопереноса, согласно которой фотогенерированные носители разделяются встроенным полем и забрасываются в верхний металлический слой [11,13], при этом для анализа характеристик ЛФЭ используется теория ЛФЭ, развитая ранее для $p-n$ -переходов [1,2]. С другой стороны, авторы отдельных работ [10,14–18] считают, что в латеральное фотонапряжение вносит вклад инверсионный слой на границе раздела SiO_2/Si , предполагая протекание фототока по инверсионному слою, а роль металлической пленки в этом случае сводится к формированию $p-n$ -перехода на границе раздела. Таким образом, вопрос о механизме латеральной фотопроводимости остается открытым.

Особенностью латерального фотонапряжения является его линейная зависимость от положения лазерного пятна между измерительными электродами, что позволяет использовать ЛФЭ в таких устройствах как позиционно-чувствительные детекторы (ПЧД). Основными рабочими характеристиками ПЧД являются чувствительность и нелинейность ЛФЭ [6–8,11], а также времена отклика и релаксации фотонапряжения при импульсном освещении [18–21]. Среди бесконтактных оптических датчиков привлекательность ПЧД на основе ЛФЭ обусловлена отсутствием дополнительной обработки данных, высокой чувствительностью и малыми временами фотоотклика. Как следует из анализа результатов многочисленных исследований ЛФЭ [12–15,18,21], при импульсном освещении важную роль играет выбор материала, как верхнего слоя, так и подложки. Однако, детального анализа переходных процессов с учетом механизмов латеральной фотопроводимости в литературе не проводится.

Целью настоящей работы являлось сравнительное исследование особенностей ЛФЭ в гибридных структурах в зависимости от типа материала слоя, осажденного на окисленную поверхность кремния. В качестве материалов верхнего слоя были выбраны металл (Fe), полуметалл (Fe_3O_4) и полуизолятор (TiO_2). Выбор магнетита (Fe_3O_4) и диоксида титана (TiO_2) обусловлен их высоким удельным сопротивлением и устойчивостью к окислению. Детальное исследование ЛФЭ в структурах $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$, сформированных на подложках кремния обоих типов проводимости было проведено нами ранее [16,17]. Было обнаружено [17], что в структуре $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ ЛФЭ наблюдается при обоих типах проводимости подложки, но с разной чувствительностью. Тогда как в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$, как

было показано в работе [16], линейные зависимости ЛФН наблюдались только на подложке n -типа, а на подложках p -типа фотонапряжение наблюдалось только в приконтактных областях. Для расширения диапазона проводимости верхнего слоя, в данной работе мы добавили структуру $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ с низкопроводящим слоем TiO_2 , легированного марганцем. В структуре $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ измерение латерального фотонапряжения также проводилось на подложках обоих типов проводимости, но изучаемый эффект наблюдался только в структуре на p -Si. Также были определены временные характеристики $U(t)$ гибридных структур при импульсном освещении. Для объяснения особенностей ЛФЭ в гибридных структурах нами проведены теоретические расчеты энергетических зонных диаграмм исследуемых структур, на основе которых предлагается двухканальная модель латеральной фотопроводимости.

2. Методы получения и исследования образцов

Гибридные структуры были выращены на монокристаллических подложках $\text{Si}(001)$ n - и p -типа с удельным сопротивлением 7.5 и 4.5 $\Omega \cdot \text{cm}$ соответственно. Ультратонкий слой SiO_2 на поверхности кремния формировался путем погружения подложки в азотную кислоту (68% HNO_3) при 121°C на 10 min. Толщина слоя SiO_2 , полученная данным способом, составляет ~ 1.5 nm [22]. Рост пленок железа и магнетита на подложках $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ проводился в сверхвысоковакуумной камере для молекулярно-лучевой эпитаксии „Катунь“. Толщина пленок измерялась методами спектральной эллипсометрии и атомно-силовой микроскопии (АСМ). После загрузки в вакуумную камеру, подложки $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ предварительно прогревались при 500°C в течение 1 h. Пленки железа толщиной от 5 до 10 nm были выращены при температуре подложки 20°C. Осаждение Fe проводилось со скоростью 2.5 nm/min путем его термического испарения из ячейки Кнудсена. Пленки магнетита толщиной от 20 до 100 nm были выращены на поверхности $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ путем реактивного осаждения Fe в атмосфере O_2 при температуре подложки 300°C и парциальном давлении кислорода — $3 \cdot 10^{-6}$ Торг. Пленки TiO_2 модификации анатаз, легированные марганцем, формировались на окисленной поверхности кремния *ex-situ* посредством темплатного *sol-gel*-метода [23]. Получение образцов разной толщины осуществлялось путем контролируемого осаждения, а именно выдержки при 75°C в течение определенного времени (40–55 min) золя диоксида титана, легированного марганцем, на поверхности $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$. Весовое соотношение марганца и титана было выбрано 0.15 ($\text{Ti}_{0.85}\text{Mn}_{0.15}\text{O}_2$). После осаждения, пластины кремния с осажденной пленкой отжигались при температуре 500°C в течение 2 h.

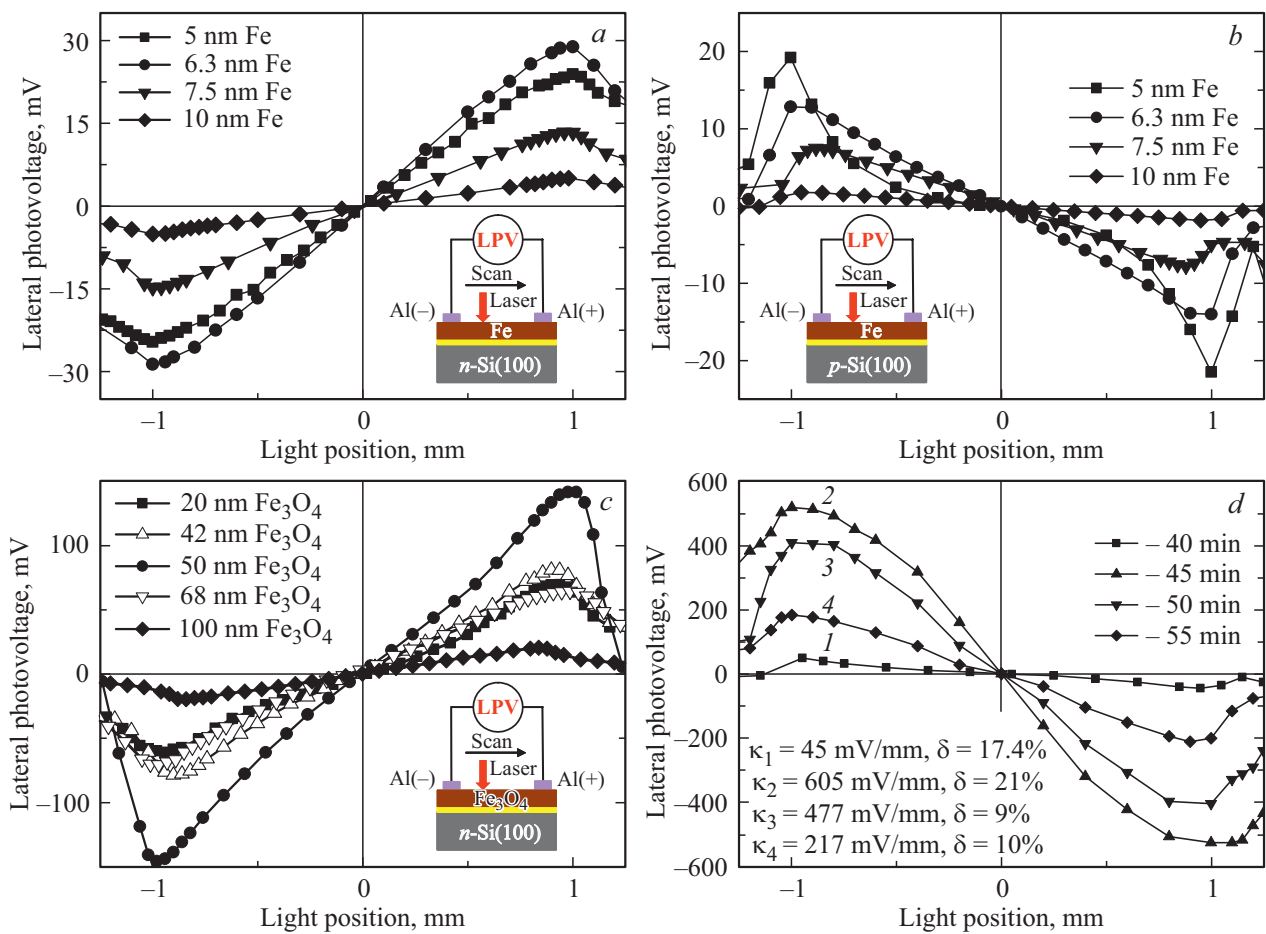


Рис. 1. Зависимости латерального фотонапряжения от положения светового пятна для структур (a) — Fe/SiO₂/n-Si; (b) — Fe/SiO₂/p-Si; (c) — Fe₃O₄/SiO₂/n-Si; (d) — TiO₂/SiO₂/p-Si.

Для измерения фотонапряжения на поверхности пленок были получены алюминиевые контакты в виде двух полосок размером 2 × 1 мм, с расстоянием между ними 2 мм. Контакты были получены методом термовакуумного напыления алюминия через металлическую маску, установленную на образцы размером 6 × 4 мм. Освещение осуществлялось He-Ne лазером с λ = 633 нм, пучком диаметра 50 μм и мощностью излучения, падающего на поверхность образца 0.3 мВт. Измерения зависимостей фотонапряжения U(x) и U(t) проводились с помощью Keithley-2000 и цифрового осциллографа АК ИП-4115/5А соответственно.

3. Результаты и обсуждение

Нами были проведены исследования ЛФЭ в структурах Fe/SiO₂/Si, Fe₃O₄/SiO₂/Si и TiO₂/SiO₂/Si, в результате которых были установлены закономерности латерального фотонапряжения от толщины верхнего слоя, типа проводимости подложки, а также фотоотклик этих структур при импульсном освещении.

На рис. 1 представлены зависимости латерального фотонапряжения от положения лазерного пучка при

разных толщинах верхнего слоя для структур, в которых наблюдался ЛФЭ: в структуре Fe/SiO₂/Si ЛФЭ наблюдается на подложках обоих типов проводимости (рис. 1, a и b), тогда как в случае пленок Fe₃O₄ (рис. 1, c) и TiO₂ (рис. 1, d) ЛФЭ наблюдается только на подложках n-Si и p-Si, соответственно. Как можно видеть на рис. 1, смена типа проводимости подложки приводит к смене полярности ЛФЭ. Кроме того, для всех структур характеристики чувствительности и нелинейности ЛФЭ зависят от толщины верхнего слоя.

На рис. 2 представлены толщинные зависимости чувствительности и нелинейности ЛФЭ для исследуемых структур. Как видно из рис. 2, толщинные зависимости чувствительности ЛФЭ являются экстремальными для всех исследуемых структур, а зависимости нелинейности ЛФЭ экспоненциально спадают с увеличением толщины верхнего слоя. Из анализа рис. 2, a следует, что оптимальная толщина пленок железа составляет ~ 6 нм и не зависит от типа проводимости подложки, но на подложке p-типа чувствительность ниже. В то же время, из сравнения рис. 2, a с рис. 2, c и d следует, что толщина пленок железа на порядок меньше толщин пленок магнетита и TiO₂. Данное различие можно объяснить структурно-

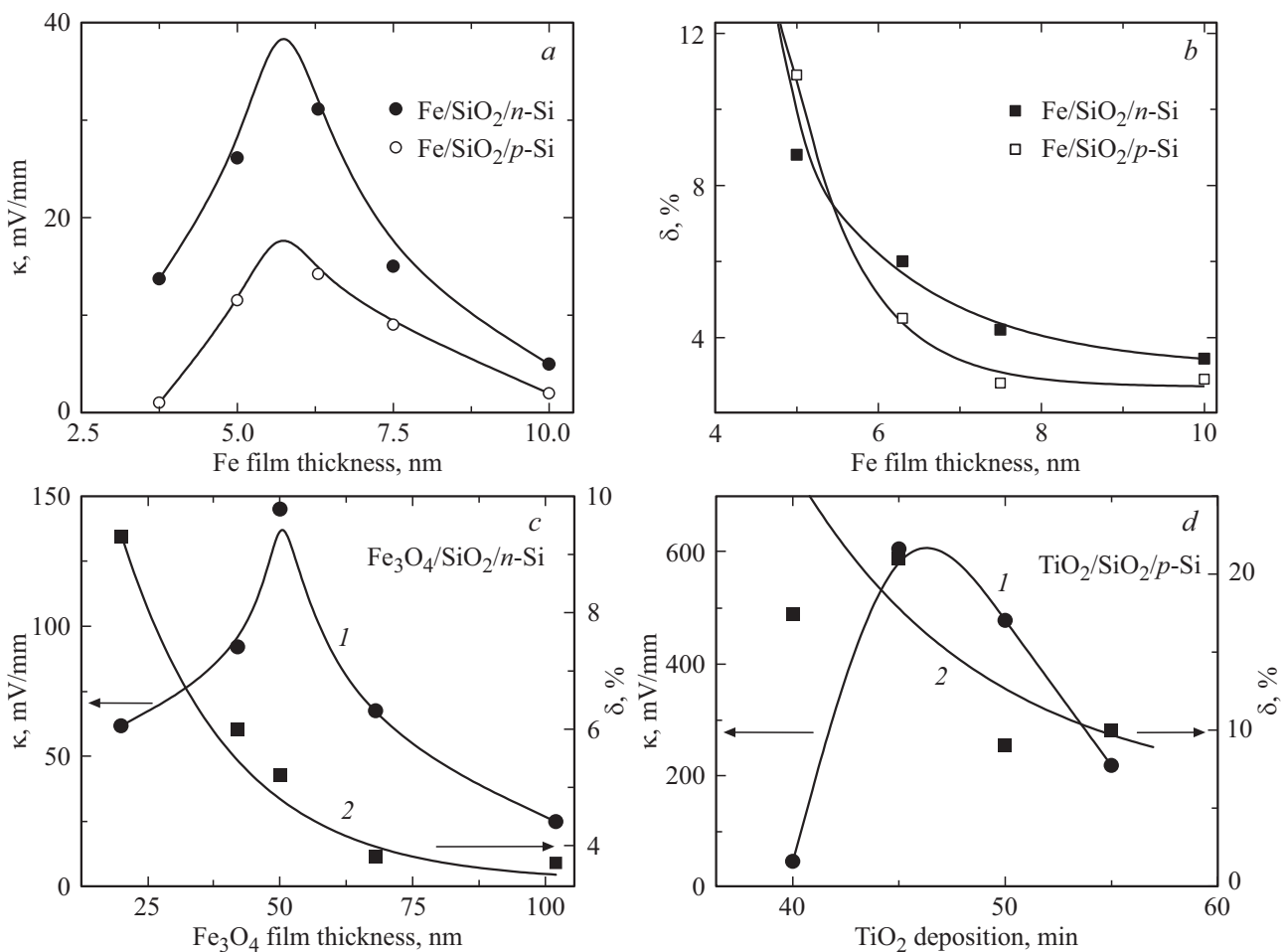


Рис. 2. Толщинные зависимости чувствительности ЛФЭ (a) и нелинейности ЛФЭ (b) для структур Fe/SiO₂/n-Si и Fe/SiO₂/p-Si; чувствительности и нелинейности ЛФЭ для структур Fe₃O₄/SiO₂/n-Si (c) и TiO₂/SiO₂/p-Si (d).

морфологическими свойствами пленок верхнего слоя. По данным АСМ и спектральной эллипсометрии можно сделать вывод, что пленка железа растет латерально, так как латеральный размер зерна пленок железа составляет 15–25 nm и превышает толщину пленки, составляющую 6.3 nm [24]. В отличие от пленок железа, для пленок магнетита, как было показано в работе [25], наблюдается колонковый рост из-за наличия в них преимущественной ориентации роста перпендикулярной плоскости пленки, в этом случае латеральный размер зерна по данным АСМ составляет 25–35 nm при оптимальной толщине пленки ~ 50 nm. Наибольшая чувствительность в случае пленки TiO₂ наблюдалась при толщине ~ 25 nm, соответствующей 45 min осаждения. В работе [23] было показано, что пленки диоксида титана, также как пленки железа и магнетита, имеют поликристаллическую структуру. Однако в отличие от структурно-сплошных пленок железа и магнетита, для пленок TiO₂ характерна пористость.

Из рис. 2, b и c видно, что для структур Fe/SiO₂/Si и Fe₃O₄/SiO₂/Si нелинейность ЛФЭ в области оптимальных толщин составляет 5–6%, что находится в пределах

применимости для ПЧД. Значительно более высокие значения нелинейности в структуре TiO₂/SiO₂/p-Si могут быть обусловлены, как сильной шероховатостью и, соответственно, высоким рассеянием в этой структуре, так и искажением электрического поля в приконтактных областях из-за высокоомного слоя TiO₂.

Для объяснения влияния проводимости верхнего слоя гибридной структуры на ЛФЭ мы рассчитали энергетические зонные диаграммы исследуемых структур, которые представлены на рис. 3. Следует отметить, что эти зонные диаграммы были построены с учетом поверхностных состояний на границе раздела SiO₂/Si, поскольку, как было показано в работах [16,26,27], они всегда присутствуют на границе раздела SiO₂/Si. Эти поверхностные состояния закрепляют уровень Ферми, и понижают высоту встроенного барьера [26,27]. Ранее нами было показано [16,17], что игнорирование поверхностных состояний приводит к рассогласованию экспериментальных результатов ЛФЭ и параметров идеализированных зонных диаграмм.

Из сопоставления рис. 3, a и b видно, что при изменении типа проводимости кремниевой подложки меняется

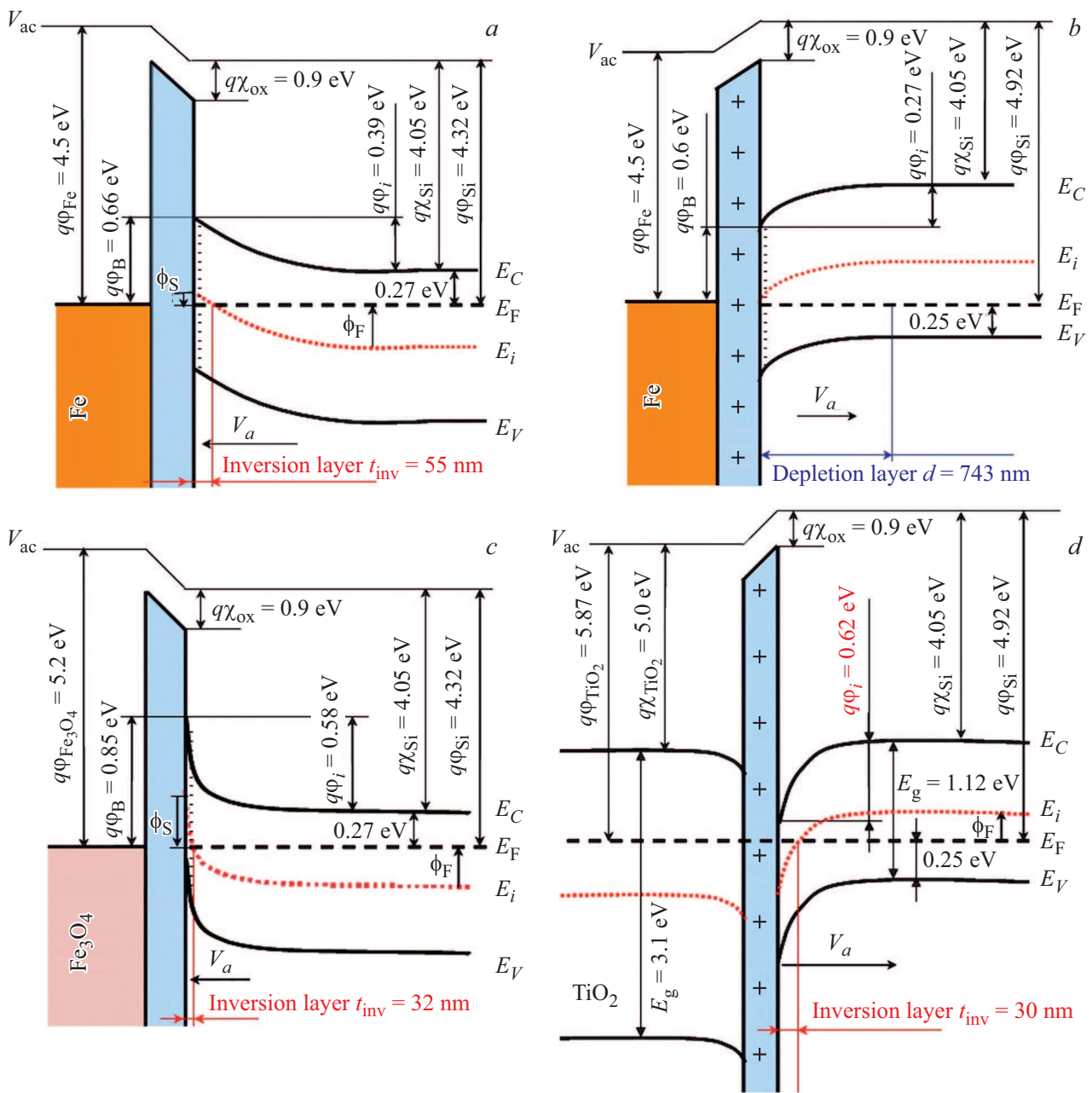


Рис. 3. Зонные диаграммы для гибридных структур: (a) — Fe/SiO₂/n-Si; (b) — Fe/SiO₂/p-Si; (c) — Fe₃O₄/SiO₂/n-Si; (d) — TiO₂/SiO₂/p-Si.

и направление встроенного поля на границе раздела SiO₂/Si. Соответственно направление встроенного поля определяет тип фотогенерированных носителей, вытягиваемых им к границе раздела SiO₂/Si, что приводит к смене полярности ЛФЭ. Кроме того, в зависимости от материала верхнего слоя величина встроенного потенциала в структурах отличается, что согласно теории ЛФЭ отражается в величине латерального фотонапряжения.

Выражение для величины латерального фотонапряжения в зависимости от положения светового пятна, согласно теоретической модели, предложенной в рабо-

те [5], имеет вид

$$LPV = K [\exp(\beta|\varphi_i|) - 1] (|x_1| - |x_2|), \quad (1)$$

где K — коэффициент пропорциональности, зависящий от интенсивности освещения; $\beta = q/kT$ — температурный коэффициент; φ_i — встроенный потенциал; x_1, x_2 — расстояния от точки освещения до измерительных контактов. Из приведенного выражения следует, что ЛФН экспоненциально зависит от абсолютной величины встроенного потенциала.

Согласно приведенным на рис. 3 зонным диаграммам в структуре $\text{Fe}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ величина встроенного потенциала составляет 0.39 eV, а в структуре $\text{Fe}/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ — 0.27 eV. Подстановка этих величин в (1) показывает, что эта разница во встроенном потенциале как раз и обеспечивает изменение чувствительности в 2.2 раза. Более того, из сравнения величины чувствительности (рис. 2, *a*) и зонных диаграмм (рис. 3, *a* и *b*) можно сделать вывод, что максимальные значения ЛФН достигаются в МОП-структурах, имеющих на границе раздела SiO_2/Si инверсионный слой (когда $q\varphi_i > |E_F - E_i|$ [3]), поскольку в этом случае имеет место более резкое разделение электронно-дырочных пар на границе квази p – n -перехода.

В структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ эффект наблюдался только на подложке кремния n -типа, так как большая работа выхода магнетита $q\varphi_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 5.2$ eV [28] приводит к установлению на границе раздела $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ высокого встроенного потенциала $|q\varphi_i| = 0.58$ eV, тогда как на границе раздела $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ величина встроенного потенциала $|q\varphi_i| \sim 0.09$ eV. При этом на границе раздела $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ формируется инверсионный слой, что, в свою очередь, является причиной высокого значения чувствительности ЛФЭ равной 129 mV/mm, а в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ согласно выше приведенному (1) формируется очень слабый сигнал фотонапряжения, сопоставимый с уровнем шума, при этом вблизи контактов наблюдалось увеличение фотонапряжения обусловленное контактными явлениями [16].

Несмотря на еще более высокую работу выхода оксида титана $q\varphi_{\text{TiO}_2} = 5.87$ eV [29,30], ЛФЭ в структуре $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ не наблюдается. Дело в том, что TiO_2 является полупроводником с шириной запрещенной зоны 3.1 eV, и зонная диаграмма строится для $n(-)n$ изотипной гетероструктуры с учетом поверхностных состояний на границе раздела $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ [31]. Из приведенных расчетов для структуры $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ было установлено, что высота встроенного барьера в ней составляет лишь 0.16 eV, и величина ЛФН слишком мала. В то же время, согласно зонной диаграмме для структуры $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$, с учетом поверхностных состояний это $n(+)$ p структура, представленной на рис. 3, *d*, встроенный потенциал в ней достигает величины 0.62 eV, при этом на границе раздела $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ формируется инверсионный слой.

Как и следовало ожидать, согласно теоретическим расчетам (1), в структуре $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$ максимальная чувствительность ЛФЭ возросла до ~ 600 mV/mm, однако, с одновременным увеличением нелинейности до 21%. Исходя из требований к рабочим характеристикам ПЧД [8,11], в данном случае в качестве оптимальной толщины следует выбрать образец с показателем чувствительности 477 mV/mm и нелинейности 9%. Высокие значения нелинейности ЛФЭ в структуре $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$, на наш взгляд, обусловлены латеральной неоднородностью встроенного барьера и высоким сопротивлением в области контактов. Неоднородность

барьера может быть связана с сильной морфологической шероховатостью пленок. Например, в работе [32] показано, что в пленках TiO_2 , осажденных на стеклянную подложку в течение 1 часа, шероховатость достигает ~ 90 nm при размере зерна ~ 150 nm.

Исходя из проведенного выше анализа зонных диаграмм, можно заключить, что гибридные структуры, зонные диаграммы которых демонстрируют значительный изгиб зон на границе раздела SiO_2/Si в направлении запорного типа, имеют высокие значения чувствительности ЛФЭ. Из сопоставления рис. 3, *a* и *b* видно, что в структуре $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{Si}$ при смене проводимости подложки Si на границе раздела SiO_2/Si в обоих случаях формируется обедненный слой, однако величина изгиба зон в этих структурах отличается, а направление противоположно. Как было отмечено выше, более высокое значение чувствительности ЛФЭ наблюдается в структуре $\text{Fe}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ из-за более сильного изгиба зон на границе раздела SiO_2/Si . Тогда как противоположное направление встроенного поля в этих структурах обеспечивает инверсию полярности латерального фотонапряжения.

Из сопоставления зонных диаграмм на рис. 3, *a* и *c* видно, что в обеих структурах $\text{Fe}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ на границе раздела $\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ формируется инверсионный слой. Различие между этими диаграммами обусловлено величиной работы выхода Fe (металл) и Fe_3O_4 (полуметалл), что приводит к разной величине изгиба зон и, соответственно, латерального фотонапряжения.

При использовании в качестве верхнего слоя полупроводника TiO_2 , зонная диаграмма структуры $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ соответствует гетероструктуре (рис. 3, *d*) в которой инверсионный слой формируется на границе раздела $\text{SiO}_2/p\text{-Si}$.

Проведенные теоретические расчеты на основе энергетических параметров зонных диаграмм, построенных нами для исследуемых структур, позволяют утверждать, что увеличение величины встроенного потенциала на границе раздела SiO_2/Si приводит к увеличению латерального фотонапряжения, а смена направления встроенного поля сопровождается инверсией полярности латерального фотонапряжения.

Надо отметить, что экстремальная зависимость чувствительности ЛФЭ от толщины верхнего слоя наблюдалась ранее в работах [9–18]. Как правило, характер изменения толщиной зависимости чувствительности ЛФЭ объясняют с двух точек зрения. С одной стороны, уменьшение чувствительности ЛФЭ в диапазоне малых толщин связано с нарушением сплошности пленки и, соответственно, уменьшением встроенного поля [33]. С ростом встроенного поля увеличивается число избыточных фотонесителей, а диффузионное рассеяние уменьшается, что и приводит к росту латерального фотонапряжения. Максимум ЛФЭ достигается, когда пленка становится непрерывной, а высота встроенного барьера — однородной [17,33]. С другой стороны, уменьшение чувствительности ЛФЭ с увеличением толщины

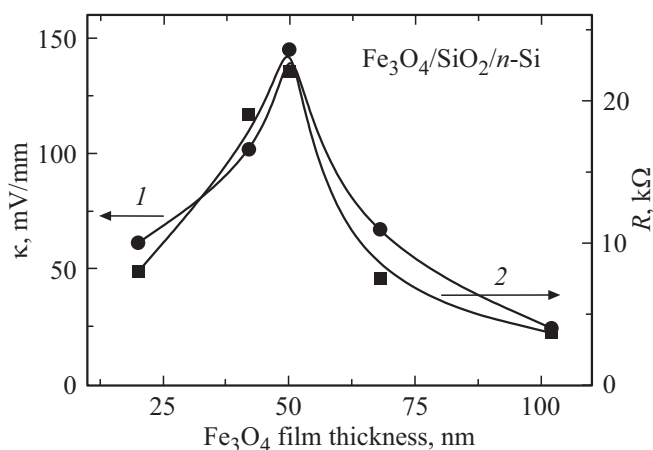


Рис. 4. Толщинные зависимости чувствительности ЛФЭ и сопротивления структуры Fe₃O₄/SiO₂/n-Si.

пленки после максимума связывают с уменьшением сопротивления пленки и закорачиванием двух измерительных электродов.

Для большего понимания поведения толщинной зависимости ЛФЭ, мы сравнили ее с толщинной зависимостью сопротивления (R) для структуры Fe₃O₄/SiO₂/n-Si, измеренного между двумя контактами. Как можно видеть из рис. 4, характер зависимостей совпадает, что позволяет интерпретировать изменение чувствительности ЛФЭ с точки зрения изменения проводимости МОП-структуры. Ранее в работе [34] было показано, что в области комнатных температур в МОП-структурах с инверсионным слоем и туннельно-тонким оксидом кремния при толщине металлических пленок до 40 nm невозможно измерение проводимости металлического слоя, поскольку за счет термоэлектронной эмиссии проводимость в них определяется соотношением проводимостей верхнего металлического слоя и инверсионного слоя. По сути в работе [34] была предложена двухканальная модель проводимости с переключением каналов проводимости по пленке и инверсионному слою. Поскольку при комнатной температуре инверсионный слой имеет более высокую проводимость, то большая часть тока переносится электронным газом в инверсионном слое. Как утверждают авторы [34], в случае толстых металлических пленок их проводимость выше, чем у инверсионного слоя Si, в результате чего проводимость осуществляется преимущественно по пленке. Данный результат указывает на то, что переключение каналов проводимости может регулироваться не только температурой, но и толщиной пленки.

Двухканальная модель применима и к ЛФЭ, только теперь в результате термоэмиссии фотоносители могут быть инжектированы из инверсионного слоя в верхний слой (рис. 5). По аналогии с работой [34] можно предположить, что при малых толщинах пленки сопротивление инверсионного слоя (R_{inv}) в приповерхностной

области монокристаллической подложки кремния значительно меньше сопротивления поликристаллической пленки (R_{film}), и фототок течет по инверсионному слою. Однако, до тех пор, пока не сформирован однородный барьер, латеральный токоперенос осуществляется не по инверсионному слою, а по области пространственного заряда (ОПЗ), толщина которой на порядки выше толщины инверсионного слоя, что значительно понижает сопротивление канала проводимости по приповерхностному слою кремния. Таким образом, в результате неоднородности барьера при малых толщинах пленки ЛФН имеет низкие значения. С ростом толщины пленки и, соответственно однородности барьера, наблюдается увеличение ЛФН. После достижения однородности барьера сопротивление инверсионного слоя выходит на насыщение. С дальнейшим увеличением толщины пленки ее сопротивление (R_{film}) уменьшается и когда оно становится меньше сопротивления инверсионного слоя (R_{inv}) токоперенос осуществляется преимущественно по пленке, что и приводит к закорачиванию двух измерительных электродов. Можно предположить, что максимум ЛФЭ на толщинной зависимости обусловлен переключением каналов проводимости по инверсионному слою и пленке, соответственно, до и после максимума на толщинной зависимости, рис. 4. Вероятно, максимум ЛФН достигается, когда проводимость пленки сопоставима с проводимостью инверсионного слоя.

В структуре TiO₂/SiO₂/p-Si сопротивление пленки оксида титана на порядки выше сопротивления пленок как железа, так и магнетита, поэтому уменьшение ЛФЭ с увеличением толщины пленки TiO₂ после достижения максимума обусловлено, по нашему мне-

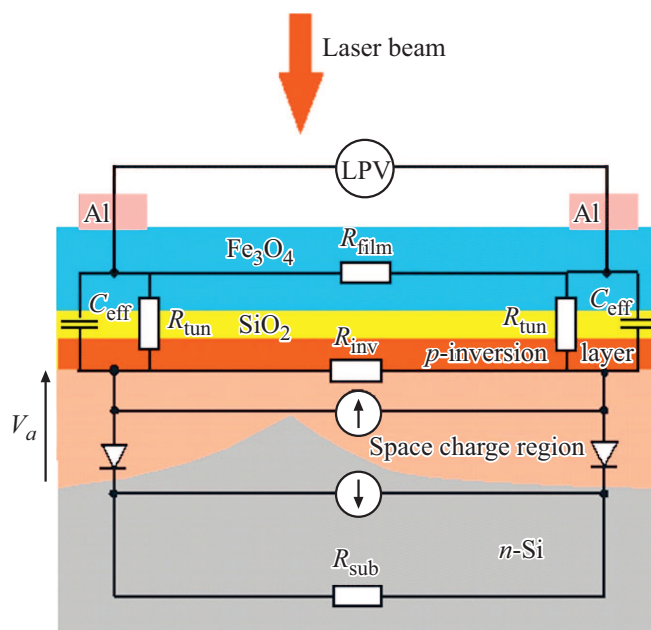


Рис. 5. Эквивалентная схема двухканальной латеральной фотопроводимости, совмещенная со структурой Fe₃O₄/SiO₂/n-Si.

Данные энергетической зонной структуры и характеристик ЛФЭ

Структура	E_g, eV	$q\phi_i, \text{eV}$	$t_{\text{inv}}, \text{nm}$	$R, \text{k}\Omega$ (BAX)	$\kappa, \text{mV/mm}$	$\delta, \%$	$U_{\text{max}}, \text{mV}$	$\tau_R, \mu\text{s}$	$\tau_F, \mu\text{s}$
Fe/SiO ₂ /n-Si	0	0.39	57	1.8	31	6	29	3.93	3.85
Fe/SiO ₂ /p-Si	0	0.27		3.1	14	4.5	13	11	11
Fe ₃ O ₄ /SiO ₂ /n-Si	0.01	0.58	32	38	142	5.2	145	8	53
TiO ₂ /SiO ₂ /p-Si	3.1	0.62	30	92000	477	9.1	170	30	240

нию, не уменьшением ее сопротивления, а потерями напряжения на контактах из-за высокого сопротивления пленки в поперечном направлении (R_{tun}) (рис. 5). При этом чувствительность остается очень высокой по сравнению с результатами работ [35,36], где пленки TiO₂ были получены методом магнетронного реактивного распыления и имели толщину в диапазоне 0.4–2.4 nm. Значение чувствительности для структуры Ti/0.16 nm–TiO₂/n-Si достигало 169 mV/mm [35] и для структуры TiO₂/6.2 nm–Ti/n-Si–97 mV/mm [36]. Различие величин чувствительности в нашем эксперименте с литературными данными обусловлено способом формирования пленок TiO₂ и их толщиной.

Как можно видеть из приведенного выше анализа, изменение параметров ЛФЭ в разных структурах вполне объясняется энергетическими зонными диаграммами с точки зрения наличия изгиба зон в приповерхностной области кремния. Следовательно, можно предположить, что основной механизм латеральной фотопроводимости будет осуществляться по инверсионному слою, прилегающему к границе раздела SiO₂/Si, тогда как верхний слой служит лишь для создания встроенного барьера на границе раздела SiO₂/Si.

Для ПЧД важными характеристиками также являются оптический отклик и время релаксации ЛФЭ. Поэтому нами были исследованы временные зависимости латерального фотонапряжения при локализованном в приконтактной области импульсном освещении. Временные профили лазерного импульса при комнатной температуре для структур Fe/SiO₂/n-Si, Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и TiO₂/SiO₂/p-Si показаны на рис. 6. Как можно видеть из рис. 6, а, увеличение удельного сопротивления верхнего слоя приводит как к увеличению сигнала фотонапряжения, так и изменению формы сигнала фотоотклика. Для сравнения данные энергетической зонной структуры и характеристик ЛФЭ, в том числе, времен фотоотклика приведены в таблице.

Из таблицы видно, что в МОП-структурах амплитуда импульсов U_{max} фотоотклика соответствует чувствительности ЛФЭ, тогда как в гетероструктуре амплитуда $U(t)$ почти в 3 раза меньше чувствительности ЛФЭ (κ). По нашему мнению, во всех исследуемых структурах амплитуда $U(t)$ изначально определяется величиной встроенного потенциала, однако, в случае гетероструктуры имеют место потери напряжения в поперечном направлении структуры в области контактов. С другой стороны, увеличение времени нарастания τ_R и спада τ_F

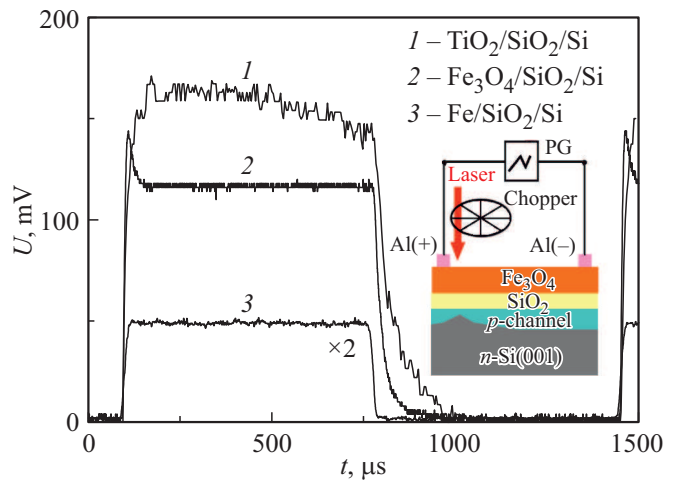


Рис. 6. Временные зависимости латерального фотонапряжения в структурах TiO₂/SiO₂/p-Si, Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и Fe/SiO₂/n-Si. На вставке показана схематическая иллюстрация эксперимента для изучения временного отклика структур при импульсном освещении с периодом $T = 1.36 \text{ ms}$ и длительностью импульса $1/2T$.

в структурах Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и TiO₂/SiO₂/p-Si связано с ростом сопротивления системы R , измеренного между двумя контактами.

Из сравнения сигналов фотоотклика на рис. 6 можно заметить, что в структуре Fe/SiO₂/n-Si постоянные времени нарастания и спада одинаковы — сигнал имеет почти прямоугольную форму, тогда как в структурах Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и TiO₂/SiO₂/p-Si восходящий и нисходящий фронты сигнала фотонапряжения асимметричны, причем время спада в этих структурах значительно больше времени нарастания. В настоящей работе время нарастания определяется как время, необходимое для увеличения фотонапряжения от 10% до 90% пика фотонапряжения (U_{max}), а время спада определяется как время, необходимое для снижения фотонапряжения с 90% до 10% U_{max} [37]. В случае открытой схемы измерения время нарастания в структуре Fe₃O₄/SiO₂/n-Si составляет 8 μs, что в ~ 2 раза выше, чем в структуре Fe/SiO₂/n-Si, где оно составляет 3.9 μs, и в ~ 7.6 раз меньше времени нарастания в структуре TiO₂/SiO₂/p-Si. Значительно большая разница наблюдается для времени спада. Из анализа спадающих фронтов сигнала фотонапряжения, время спада составляет 3.8, 53 и

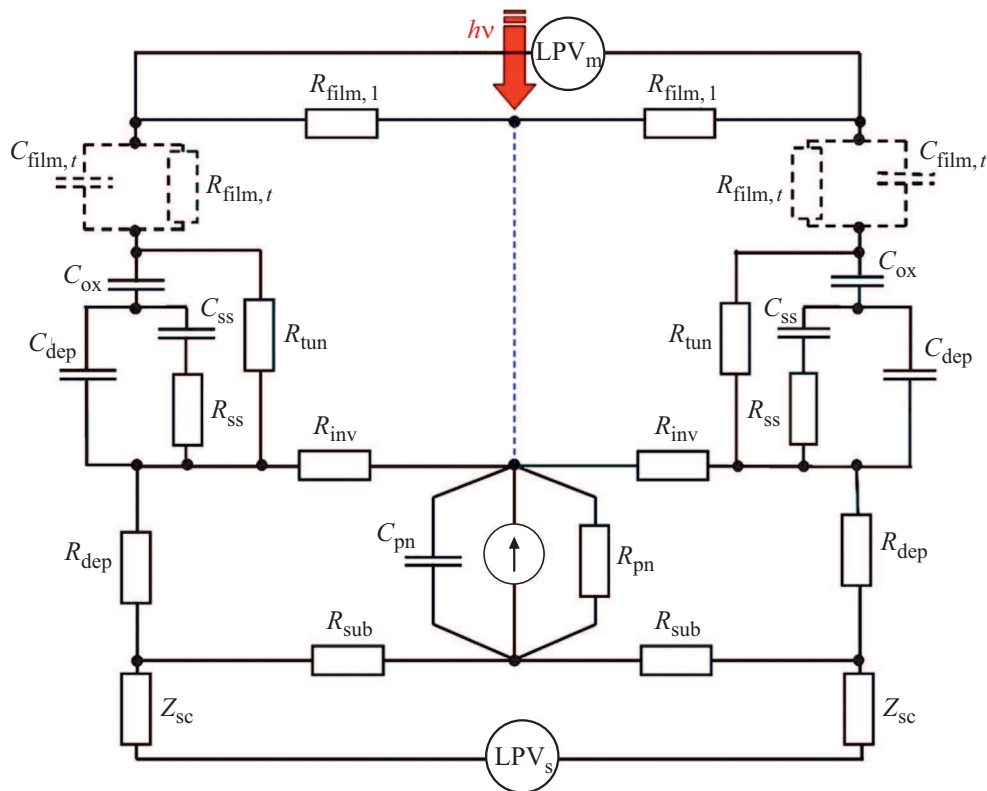


Рис. 7. Эквивалентная схема латеральной фотопроводимости при импульсном освещении. Нижняя часть характеризует проводимость фоторазделенных носителей со стороны подложки.

240 μ s в структурах Fe/SiO₂/n-Si, Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и TiO₂/SiO₂/p-Si соответственно.

С другой стороны, характеристиками фотоотклика часто служат постоянные времени нарастания и спада, которые определяются из аппроксимаций процессов нарастания и спада. В нашем случае постоянные времени нарастания определяются путем подгонки процесса нарастания с использованием сигмоидальной функции Больцмана

$$U(t) = U_2 + \frac{U_1 - U_2}{1 + \exp((t - t_s)/\tau_R)},$$

где U_1 — начальное значение фотонапряжения, U_2 — конечное значение фотонапряжения, t_s — центр времени, а τ_R — постоянная времени для процесса нарастания. Постоянные времени нарастания (τ_R), представленные сигмоидальной аппроксимацией Больцмана, при комнатной температуре в открытой схеме измерения составляют 4.2 ± 0.1 , 2.26 ± 0.06 и $5.2 \pm 0.6 \mu$ s для структур Fe/SiO₂/n-Si, Fe₃O₄/SiO₂/n-Si и TiO₂/SiO₂/p-Si, соответственно. Однако, высокая погрешность временного параметра в структуре TiO₂/SiO₂/p-Si свидетельствует, что в данном случае лучше использовать экспоненциальное приближение, которое определяет значение постоянной времени нарастания $16 \pm 1 \mu$ s.

Для структуры Fe/SiO₂/n-Si кривые затухания, также как и нарастания, соответствовали сигмоидальной

функции Больцмана, а постоянная времени релаксации в открытой схеме измерения составляет $3.7 \pm 0.2 \mu$ s. С увеличением удельного сопротивления материала верхнего слоя в гибридных структурах параметры подгонки постоянной времени спада отличаются. Для структуры Fe₃O₄/SiO₂/n-Si постоянная времени релаксации была определена, используя простую экспоненциальную функцию, и составляет $\sim 23 \mu$ s в открытой схеме измерения. Тогда как для структуры TiO₂/SiO₂/p-Si для аппроксимации времени релаксации потребовалась биэкспоненциальная функция с постоянными времени релаксации 25 и 125 μ s. Кроме того, в случае структуры Fe₃O₄/SiO₂/n-Si при включении света на нарастающем фронте наблюдается пик. Постоянная времени релаксации на пике была определена, используя простую экспоненциальную функцию, и составляет $\sim 15 \mu$ s.

Объяснить такое различие в поведении структур при импульсном освещении можно, используя эквивалентную схему (рис. 7[B]). В качестве первого приближения эквивалентной электрической схемы для наших структур мы аккумулировали эквивалентные схемы, представленные ранее для фотоэлемента [38] и латерального фотоэффекта [19,20]. В результате наша эквивалентная схема (рис. 7) содержит следующие элементы: C_{pn} и R_{pn} — емкость и сопротивление в области разделения неравновесных фотоносителей вблизи границы раздела SiO₂/Si, характеризующие процесс генерации фотоноси-

телей, R_{inv} и $R_{film,1}$ — продольные сопротивления инверсионного слоя и пленки магнетита, характеризующие латеральную диффузию фотоносителей, а также емкости и сопротивления, возникающие в гибридных структурах в области алюминиевого контакта: C_{ss} , C_{dep} , C_{ox} — емкость поверхностных состояний, области пространственного заряда, слоя оксида кремния, R_{ss} — сопротивление поверхностных состояний [39]. Для функционирования схемы при постоянном и переменном токе мы ввели $R_{tun} = R_{dep} + R_{SiO_2} + R_{film,t}$ туннельное сопротивление в области контакта в поперечном направлении к поверхности.

При детальном анализе исследуемых гибридных структур можно предложить три варианта эквивалентной схемы для трех типов проводимости верхнего слоя: i — металл, ii — полуметалл и iii — полуизолятор.

i — В случае МОП-структур с металлическим верхним слоем переходные характеристики будут определяться только RC-фильтром, состоящим из распределенных характеристик поверхности кремния и слоя оксида кремния (дополнительный RC-фильтр для пленки отсутствует).

ii — В случае МОП-структур с полуметаллическим верхним слоем к RC-фильтру поверхностного слоя подложки последовательно добавляется только сопротивление пленки в поперечном направлении (в схему включается только активное сопротивление ($R_{film,t}$) из дополнительного RC-фильтра).

iii — Тогда как в случае гетероструктуры к RC-фильтру поверхностного слоя подложки добавляется дополнительный RC-фильтр пленки (дополнительный RC-фильтр учитывает импедансные характеристики ($C_{film,t}$ и $R_{film,t}$) пленки TiO_2).

Рассмотренные эквивалентные схемы отражают двухканальный механизм латеральной фотопроводимости. Столь существенное различие временных параметров в гибридных структурах с разной проводимостью верхнего слоя объясняется RC-характеристиками цепи в области измерительных контактов. Симметричная форма сигнала фотонапряжения в структуре $Fe/SiO_2/n-Si$ реализуется при отсутствии вклада верхнего слоя в переходные характеристики. Наличие пика на нарастающем фронте в случае структуры $Fe_3O_4/SiO_2/n-Si$ свидетельствует о том, что электронная плотность в освещенной области фотопроводника достигает максимума амплитуды, прежде чем электрическое поле полностью ослабнет в этой области. Замедление процесса фотоотклика в структурах $Fe_3O_4/SiO_2/n-Si$ и $TiO_2/SiO_2/p-Si$ связано с изменением RC-характеристик электрического контакта из-за вклада в контактные явления импедансных свойств верхнего слоя.

Таким образом, переходный ЛФЭ в гибридных структурах может быть адекватно интерпретирован эквивалентной схемой RC-цепи, меняющей конфигурацию при изменении проводимости верхнего слоя. Данная схема является обобщением двухканальной модели латеральной фотопроводимости как на случай непрерывного,

так и импульсного освещения. Тот факт, что в гетероструктурах верхний слой полуизолятора не участвует в токопереносе фотогенерированных носителей, подтверждает традиционную точку зрения, что ЛФЭ является полупроводниковым эффектом, и не только генерация и разделение электронно-дырочных пар, но и токоперенос (с рекомбинационными процессами вдоль $p-n$ -перехода) осуществляется в приповерхностном слое кремния. В МОП-структурах металлический слой действительно шунтирует канал проводимости по инверсионному слою, но не как канал проводимости (в результате разделения) фотогенерированных носителей, а лишь как сопротивление нагрузки. Важно отметить, что ранее при исследовании ЛФЭ в упрощенной схеме не учитывалась роль контактных явлений в измерительной схеме [13], что в значительной степени затрудняет понимание механизма латерального токопереноса.

4. Заключение

Исследование влияния проводимости материала верхнего слоя на ЛФЭ в гибридных структурах на основе SiO_2/Si показало, что зависимости чувствительности ЛФЭ от толщины пленки для всех типов структур являются экстремальными, а выбор материала верхнего слоя влияет на диапазон оптимальных толщин. Установлено, что значение латерального фотонапряжения в гибридных структурах определяется величиной встроенного потенциала на границе раздела SiO_2/Si , зависящей от работы выхода материала верхнего слоя, а не уменьшением его проводимости. Высказано предположение, что увеличение нелинейности в системе $TiO_2/SiO_2/p-Si$ связано с морфологическими свойствами пленок диоксида титана. Показано, временные характеристики ЛФЭ при импульсном освещении обусловлены импедансными характеристиками RC-цепи в приконтактных областях. Полученные результаты позволили идентифицировать механизм латеральной фотопроводимости: латеральный токоперенос осуществляется посредством диффузионно-рекомбинационных процессов фоторазделенных избыточных носителей по инверсионному слою и объему кремния, а верхний слой служит лишь для формирования квази $p-n$ -перехода на границе раздела SiO_2/Si . Параметры чувствительности и нелинейности ЛФЭ, а также переходные характеристики ЛФЭ изученных гибридных структур позволяют отнести их к числу перспективных кандидатов для высокопроизводительных позиционно-чувствительных детекторов. Наибольший интерес представляют структуры с полуметаллическим верхним слоем.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ (проект № 0202-2021-0002). Разработка методов осаждения и получение

пленок оксидов титана легированных марганцем на пластинах кремния выполнены в рамках бюджетной темы FWFN (0205)-2022-0002 Государственного задания Института химии ДВО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.T. Wallmark. Proc. IRE **45**, 4, 474 (1957).
- [2] G. Lucovsky. J. Appl. Phys. **31**, 6, 1088 (1960).
- [3] S.M. Sze, K.K. Ng. Physics of semiconductor devices. John Wiley & Sons, N.Y. (2006). P. 832.
- [4] T. Shikama, H. Niu, M. Takai. Jpn.. J. Appl. Phys. **23**, 10R, 1314 (1984).
- [5] П.П. Коноров, Ю.А. Тарантов. В сб.: Уч. записки ЛГУ. Сер. физ. **370**, 17, 114 (1974).
- [6] E. Fortunato, G. Lavareda, R. Martins, F. Soares, L. Fernandes. Sens. Actuat. A **51**, 135 (1996).
- [7] D.J.W. Noorlag. Lateral-photoeffect position-sensitive detectors. Ph.D. Thesis. Delft University of Technology, Delft, The Netherlands (1982). P. 211.
- [8] J. Henry, J. Livingstone. J. Phys. D **41**, 16, 165106 (2008).
- [9] S.Q. Xiao, H. Wang, C.Q. Yu, Y.X. Xia, J.J. Lu, Q.Y. Jin, Z.H. Wang. New J. Phys. **10**, 3, 033018 (2008).
- [10] H. Wang, S.Q. Xiao, C.Q. Yu, Y.X. Xia, Q.Y. Jin, Z.H. Wang. New J. Phys. **10**, 9, 093006 (2008).
- [11] C. Yu, H. Wang. Sensors **10**, 11, 10155 (2010).
- [12] L.Z. Hao, Y.J. Liu, Z.D. Han, Z.J. Xu, J. Zhu. J. Alloys Compd. **735**, 88 (2018).
- [13] S. Qiao, B. Liang, J. Liu, G. Fu, S. Wang. J. Phys. D **54**, 153003 (2021).
- [14] X. Wang, B. Song, M. Huo, Y. Song, Z. Lv, Y. Zhang, Y. Wang, Y. Song, J. Wen, Y. Sui, J. Tang. RSC Advances **5**, 80, 65048 (2015).
- [15] B. Song, X. Wang, B. Li, L. Zhang, Z. Lv, Y. Zhang, Y. Wang, J. Tang, P. Xu, B. Li, Y. Yang, Y. Sui, B. Song. Opt. Exp. **24**, 21, 23755 (2016).
- [16] Т.А. Писаренко, В.В. Балашев, В.А. Викулов, А.А. Димитриев, В.В. Коробцов. ФТТ **60**, 7, 1311 (2018).
- [17] Т.А. Писаренко, В.В. Балашев, В.В. Коробцов, А.А. Димитриев, В.А. Викулов. Defect Diffusion Forum **386**, 137 (2018).
- [18] X. Wang, X. Zhao, C. Hu, Y. Zhang, B. Song, L. Zhang, W. Liu, Z. Lv, Y. Zhang, J. Tang, Y. Sui, B. Song. Appl. Phys. Lett. **109**, 2, 023502 (2016).
- [19] A.K. Dutta, Y. Hatanaka. Solid-State Electron. **32**, 6, 485 (1989).
- [20] C. Narayanan, A.B. Buckman, I. Busch-Vishniac, W. Wang. IEEE Transact. Electron Devices **40**, 9, 1688 (1993).
- [21] G. Prestopino, M. Marinelli, E. Mitani, C. Verona, G. Veronarinati. Appl. Phys. Lett. **111**, 14, 143504 (2017).
- [22] H. Kobayashi, Asuha, O. Maida, M. Takahashi, H. Iwasa. J. Appl. Phys. **94**, 11, 7328 (2003).
- [23] Д.П. Опра, С.В. Гнеденков, С.Л. Синебрюхов, А.Б. Подгорбунский, А.А. Соколов, А.Ю. Устинов, В.Г. Курявый, В.Ю. Майоров, В.В. Железнов. Электрохимическая энергетика **19**, 3, 123 (2019).
- [24] В.В. Балашев, В.В. Коробцов. ЖТФ **88**, 1, 75 (2018).
- [25] В.В. Балашев, В.В. Коробцов, Т.А. Писаренко, Л.А. Чеботкевич. ЖТФ **81**, 10, 122 (2011).
- [26] A.M. Cowley, S.M. Sze. J. Appl. Phys. **36**, 10, 3212 (1965).
- [27] S. Ghosh, P.C. Srivastava. J. Electron. Mater. **43**, 11, 4357 (2014).
- [28] M. Fonin, R. Pentcheva, Yu.S. Dedkov, M. Sperllich, D.V. Vyalikh, M. Scheffler, U. Rüdiger, G. Güntherodt. Phys. Rev. B **72**, 104436 (2005).
- [29] Z. Zhao, Z. Li, Z. Zou. J. Phys.: Condens. Matter **22**, 17, 175008 (2010).
- [30] A. Kiejna, T. Pabisiak, S.W. Gao. J. Phys.: Condens. Matter **18**, 17, 4207 (2006).
- [31] B.L. Sharma, R.K. Purohit. Semiconductor heterojunctions. Pergamon Press, Oxford (1974). P. 224.
- [32] J. Lias, S.A. Shahadan, M.S.A. Rahim, N. Nayan, M.K. Ahmad, M.Z. Sahdan. J.Teknologi. **78**, 10, 1 (2016).
- [33] X. Huang, C. Mei, J. Hu, D. Zheng, Z. Gan, P. Zhou, H. Wang. IEEE Electron Device Lett. **37**, 8, 1018 (2016).
- [34] J. Dai, L. Spinu, K.Y. Wang, L. Malkinski, J. Tang. J. Phys. D **33**, 11, L65 (2000).
- [35] S. Liu, C.Q. Yu, H. Wang. IEEE Electron Device Lett. **33**, 3, 414 (2012).
- [36] C.Q. Yu, H. Wang, Y.X. Xia. Appl. Phys. Lett. **95**, 26, 263506 (2009).
- [37] W.S. Levine. The control handbook. Jaico Publishing House, Mumbai (1999).V. 1. P. 158.
- [38] K. Lehovec, A. Slobodskoy. Solid-State Electron. **7**, 1, 59 (1964).
- [39] Т.А. Писаренко, В.В. Коробцов, В.В. Балашев, А.А. Димитриев. Solid State Phenomena **312**, 92 (2020).

Редактор К.В. Емцев