

Квантовый выход кремниевого лавинного фотодиода в диапазоне длин волн 120–170 nm

© П.Н. Аруев, В.П. Белик, В.В. Забродский, Е.М. Круглов, А.В. Николаев, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, В.В. Филимонов, Е.В. Шерстнев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: sildet@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 февраля 2020 г.
В окончательной редакции 11 марта 2020 г.
Принято к публикации 11 марта 2020 г.

Разработан кремниевый лавинный фотодиод для регистрации вакуумного ультрафиолета. Проведено исследование внешнего квантового выхода кремниевого лавинного фотодиода в диапазоне длин волн 120–170 nm. Показано, что лавинный фотодиод обладает внешним квантовым выходом 24–150 electron/photon при напряжении обратного смещения 230–345 V соответственно. Тестирование разработанного лавинного фотодиода импульсной засветкой на длинах волн 280 и 340 nm продемонстрировало быстроедействие, соответствующее полосе пропускания не меньше 25 MHz.

Ключевые слова: лавинный фотодиод, вакуумный ультрафиолет, кремний.

DOI: 10.21883/JTF.2020.08.49552.44-20

Введение

Для регистрации синхротронного излучения и радиационных потерь высокотемпературной плазмы в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета (VUV, $10 \leq \lambda \leq 200$ nm) используются специализированные AXUV [1,2] и SPD (silicon precision detector) [3,4] кремниевые фотодиоды с толщинами так называемых „мертвых“ слоев активной области ~ 10 nm. Под мертвым слоем подразумевается область фотодиода, в которой поглощение регистрируемого излучения не дает вклад в фототок. При регистрации квантов с энергией, превышающей энергию запрещенной зоны кремния, внешний квантовый выход (η) таких фотодиодов составляет несколько electron/photon в области спектра 120–170 nm [2,5].

Наиболее сложной для регистрации кремниевыми фотодиодами является область 50–200 nm, так как глубина поглощения в кремнии в диапазоне длин волн 100–200 nm меньше 10 nm, а в диоксиде кремния в диапазоне длин волн 50–125 nm — меньше 20 nm [6,7]. Такая глубина поглощения регистрируемого излучения требует от конструкции фотодиода минимизации толщины просветляющего покрытия, а также обеспечения эффективного сбора неосновных носителей заряда с глубины порядка 10 nm от поверхности фотодиода. Кроме того, именно в этой области VUV наблюдается быстрая деградация кремниевых фотодиодов. Она обусловлена формированием положительного заряда на поверхности активной области фотодиода за счет внешнего фотоэффекта, возникающего под воздействием VUV-квантов. Доза всего в несколько десятков mJ/cm² на длине волны 121 nm способна вызывать уменьшение чувствительности в облучаемой области

фотодиода на 10% и более [8], а также рост темного тока [9]. Для кремниевого фотодиода такая доза VUV ($\sim 1.5 \cdot 10^{16}$ photon/cm²) эквивалентна непрерывной регистрации постоянного сигнала ~ 3 nA в течение ~ 3 h при облучении области 1.5×1.5 mm [8]. Столь быстрая деградация фотодиодов в VUV-спектре накладывает дополнительные ограничения на методики регистрации. Необходимо минимизировать плотность падающего на фотодиод излучения, чтобы увеличить ресурс работы системы регистрации. Однако уменьшение плотности потока либо приводит к ухудшению отношения сигнал/шум, либо требует сужения полосы пропускания системы за счет увеличения сопротивления обратной связи (трансимпедансного (TIA)) усилителя (рис. 1, a).

Использование малошумящих квазистатических пикоамперметров ограничивает быстроедействие систем регистрации. Использование дополнительных покрытий в активной области фотодиодов увеличивает стойкость к VUV, но на порядок уменьшает их абсолютную чувствительность из-за увеличения толщины мертвого слоя.

Создание фотоприемника на основе лавинного фотодиода (APD) с $\eta \sim 100$ electron/photon в VUV-диапазоне спектра может в 100 раз увеличить быстроедействие систем регистрации VUV на основе пары APD + TIA (рис. 1, b) за счет уменьшения в 100 раз резистора обратной связи при той же радиационной стойкости системы регистрации. Кроме того, наличие фотодиода с $\eta \sim 100$ electron/photon может в 100 раз увеличить радиационную стойкость системы регистрации за счет возможности уменьшения падающего потока VUV-излучения с помощью фильтров и коллиматоров при сохранении быстроедействия системы регистрации.

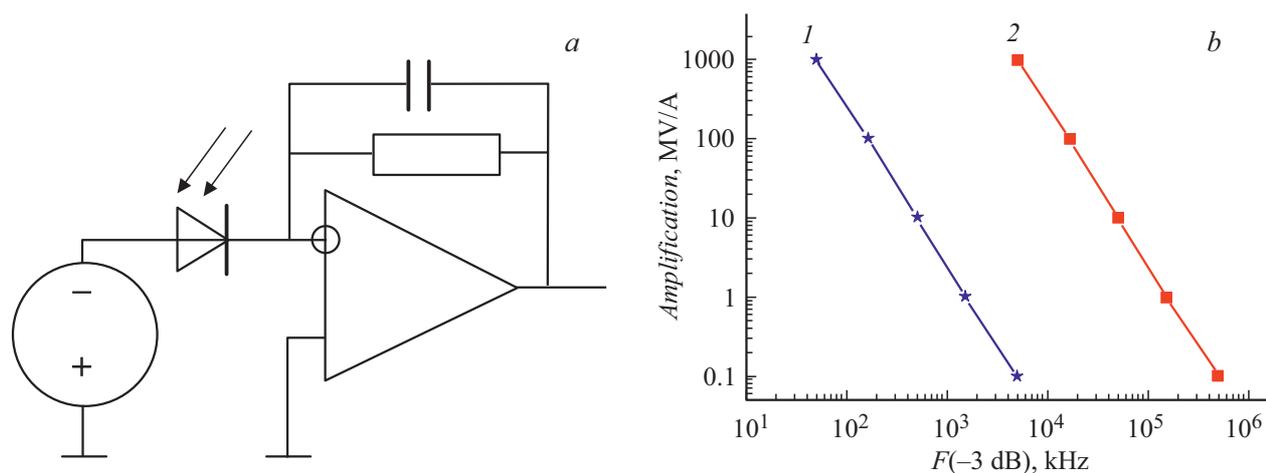


Рис. 1. *a* — схема подключения фотодиода к ТИА, *b* — расчетная зависимость усиления от полосы пропускания ТИА на операционном усилителе с полосой пропускания 1.5 GHz для случаев: 1 — pin-diode (усиление 1), 2 — APD (усиление 100), с емкостями 20 pF.

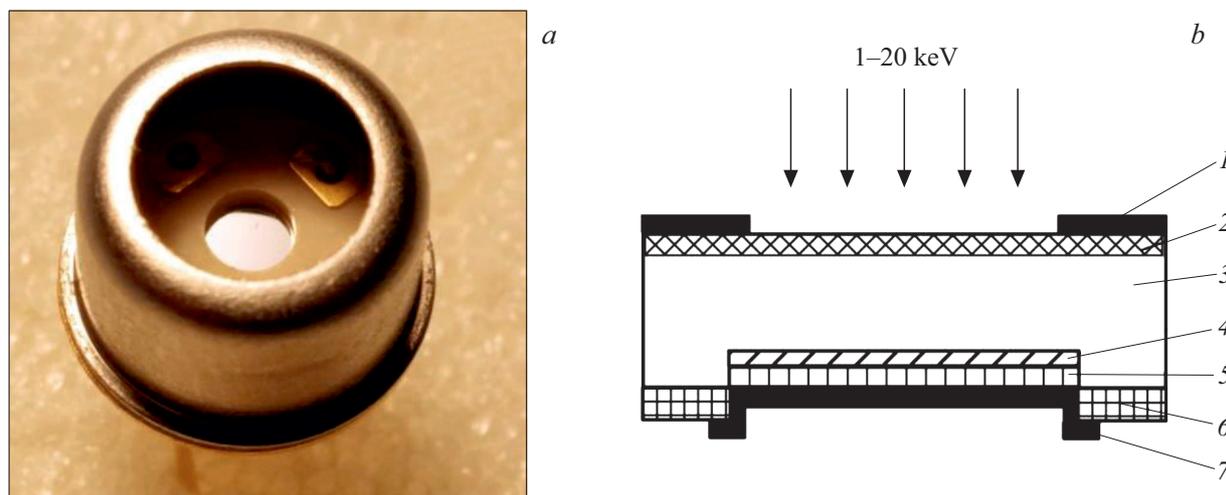


Рис. 2. Фотография ASPD в корпусе TO-5 (*a*), структура ASPD (*b*): 1 — металлический контакт к p^{++} -слою, 2 — p^{++} -слой, 3 — p -слой (320 μm), 4 — p^{+} -слой лавинного умножения, 5 — n^{++} -слой, 6 — диоксид кремния, 7 — металлический контакт к n^{++} -слою.

Для увеличения скоростных характеристик и радиационной стойкости систем регистрации VUV-излучения был разработан прототип ASPD (avalanche silicon precision detector) фотодиода с активной областью на основе технологии SPD-фотодиодов.

ASPD-фотодиод

ASPD [10] является $n^{++}-p-p^{++}$ -фотодиодом, который работает в режиме „back illuminated“, в отличие от SPD $p^{++}-n-n^{++}$ -фотодиода, работающего в режиме „front illuminated“. Активная p^{++} -область ASPD сформирована аналогично p^{++} -области у SPD [11], но в составе изотипного перехода на высокоомной базе p -типа проводимости. Фотография и структура исследованного

ASPD-фотодиода с диаметром активной области 2 mm представлены на рис. 2.

Эксперимент

Спектральные зависимости фоточувствительности ASPD исследовались в диапазоне длин волн 120–170 nm методом сравнения токовых сигналов ASPD с токовым сигналом калиброванного по чувствительности фотодиода SPD-100UV (активная область 10 × 10 mm) при температуре 25°C с использованием квазистатических пикоамперметров Keithley 6487. Измерения проводились в вакуумном монохроматоре, описанном ранее в работе [8]. Напряжение обратного смещения для ASPD (230, 300 и 345 V) обеспечивалось встроенным в пи-

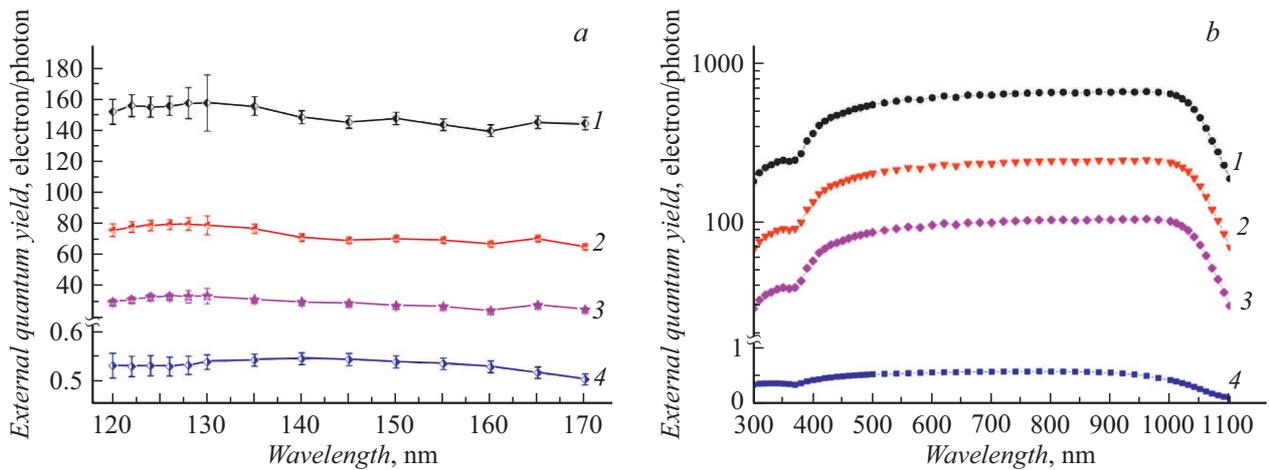


Рис. 3. *a* — спектральные зависимости квантового выхода фотоответа ASPD (кривые 1–3) и SPD (кривые 4) в диапазоне длин волн 120–170 nm, для напряжений: 1 — 345, 2 — 300, 3 — 230 V; *b* — те же зависимости в диапазоне 300–1100 nm.

коамперметр блоком питания постоянного напряжения. На SPD-100UV обратного смещения не подавалось. Фотодиод SPD-100UV прошел процедуру калибровки чувствительности в немецком институте метрологии PTB (Berlin) [12] в диапазоне длин волн 40–400 nm. Размер выходной щели вакуумного монохроматора в данной работе был 0.3×0.3 mm.

Абсолютные значения спектральной чувствительности S (A/W) и η (electron/photon) определялись в соответствии с выражениями:

$$S_{ASPD} = S_{SPD}(I_{ASPD}/I_{SPD}), \quad (1)$$

$$\eta_{ASPD} = (S_{ASPD}hc)/(\lambda q), \quad (2)$$

где λ — длина волны, I_{ASPD} — фототок ASPD, I_{SPD} — фототок калиброванного фотодиода, S_{SPD} — абсолютная чувствительность калиброванного кремниевого фотодиода, S_{ASPD} — измеренная абсолютная чувствительность ASPD, η_{ASPD} — вычисленный внешний квантовый выход ASPD, q — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света. Спектральные зависимости η_{ASPD} и калиброванного SPD-100UV в диапазоне длин волн 120–170 nm представлены на рис. 3, *a*. Для оценки внутреннего коэффициента умножения ASPD (M_{ASPD}) были проведены дополнительные измерения η того же ASPD и второго SPD-100UV фотодиода в диапазоне длин волн 300–1100 nm. Измерения проводились с использованием невакуумного монохроматора (на базе спектрофотометра СФ-16) методом сравнения фототоков, описанным ранее в [10]. Результаты вычислений η_{ASPD} в диапазоне длин волн 300–1100 nm представлены на рис. 3, *b*.

Внутренний коэффициент умножения ASPD

Оценка M_{ASPD} проводилась для двух длин волн 500 и 800 nm, исходя из предположения, что на этих длинах

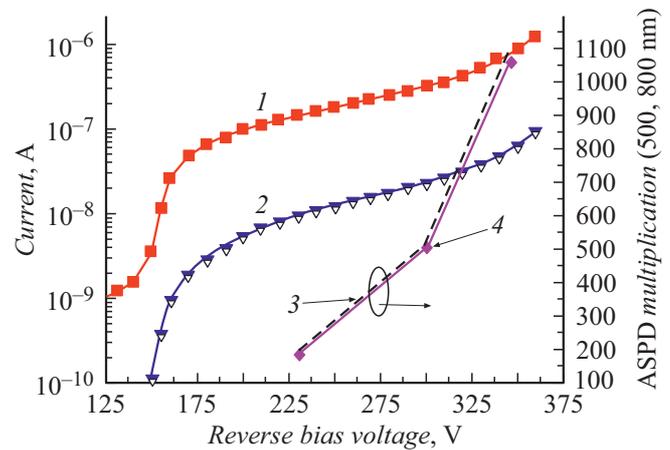


Рис. 4. Зависимости: 1 — темнового тока ASPD, 2 — фототока ASPD (см. (4)), коэффициента умножения ASPD для длин волн: 3 — 500, 4 — 800 nm от напряжения обратного смещения.

волн процессы поглощения и отражения происходят одинаково как для SPD, так и для ASPD. Основанием для этого служат следующие предположения. Прежде всего, возможные технологические разбросы реальных толщин мертвых слоев у используемого SPD и исследуемого ASPD не сказываются сколько-нибудь существенно на величинах η_{SPD} и η_{ASPD} для указанных длин волн. Действительно, глубины поглощения в кремнии для длин волн 500 и 800 nm равны 0.55 и $9.1 \mu\text{m}$ [6] соответственно. Толщины p^{++} -слоев в SPD и ASPD составляют ~ 30 nm, из которых мертвый слой занимает 5–10 nm. Поэтому потерями излучения, обусловленными поглощением на длинах волн 500 и 800 nm в мертвых слоях SPD и ASPD, можно пренебречь. Далее диффузионная длина дырок для SPD определяется свойствами базы n -типа проводимости с удельным сопротивлением $\sim 50 \Omega \cdot \text{cm}$ и составляет $\sim 200 \mu\text{m}$ (front illuminated).

Значения внешнего квантового выхода, коэффициента умножения и эффективности регистрации фотонов ASPD для трех значений напряжения обратного смещения

U, V	$\eta_{ASPD}, \text{electron/photon}$	$M_{ASPD}, \text{rel.unit}$	$\epsilon_{ASPD}, \text{electron/photon}$
230	24	180	0.13
300	67	510	0.13
345	139	1070	0.13

Область сбора фотоиндуцированных носителей в ASPD $\sim 320 \mu\text{m}$ обеспечивалась режимом полного обеднения p -области при напряжениях обратного смещения свыше 200 V (back illuminated). Такие значения диффузионной длины для SPD и области сбора носителей для ASPD обеспечивают эффективный сбор неосновных носителей заряда, индуцированных излучением с длинами волн 500 и 800 нм. Наконец, коэффициенты отражения на длинах волн 500 и 800 нм можно считать одинаковыми для SPD и ASPD, так как близкие оптические свойства поверхностей активных областей обусловлены одинаковым методом их формирования. В настоящей работе коэффициент умножения ASPD определялся соотношением

$$M_{ASPD} = \eta_{ASPD} / \eta_{SPD}, \quad (3)$$

где η_{ASPD} — внешний квантовый выход ASPD, η_{SPD} — внешний квантовый выход SPD. Значения η_{SPD} фотодиода для длин волн 500 и 800 нм составляли 0.53 и 0.58 electron/photon соответственно. На рис. 4 представлены оценки M_{ASPD} для длин волн 500 (нижняя кривая) и 800 (верхняя кривая) нм для трех значений напряжения обратного смещения (230, 300, 345 V). Видно, что для двух длин волн кривые практически совпадают. На этом же рисунке показаны зависимости темнового тока и фототока ASPD от напряжения обратного смещения (длина волны 160 нм). Значения фототока ASPD (I_{ASPD}^{PH}) определялись из выражения

$$I_{ASPD}^{PH} = I_{ASPD}^{IL} - I_{ASPD}^D, \quad (4)$$

где I_{ASPD}^{IL} — ток освещенного ASPD, I_{ASPD}^D — темновой ток ASPD. Регистрация фототока как незначительного приращения темнового тока была технически возможна благодаря использованию квазистатического пикоамперметра, обеспечивавшего измерение темнового тока с точностью лучше 0.1%. Следует отметить, что наихудшая точность измерений фототока ASPD $\sim 20\%$ была зарегистрирована при измерении внешнего квантового выхода ASPD на длине волны 130 нм при напряжении обратного смещения 345 V (рис. 3, а). Это было обусловлено совокупностью двух факторов: во-первых, газоразрядная лампа имела минимальную плотность VUV на длине волны 130 нм, во-вторых, шум, обусловленный лавинным усилением ASPD, при напряжении 345 V превышал шум системы измерения тока.

Эффективность регистрации фотонов ASPD в VUV

Зная вычисленные ранее η_{ASPD} и M_{ASPD} , можно оценить эффективность регистрации фотонов ASPD (ϵ_{ASPD}) в VUV-области спектра. ϵ_{ASPD} характеризует эффективность регистрации фотонов активной областью ASPD, которая зависит от потерь на отражение, а также от потерь фотонов в мертвом слое ASPD. В настоящей работе ϵ_{ASPD} определялась выражением

$$\epsilon_{ASPD} = \eta_{ASPD} / M_{ASPD}, \quad (5)$$

где η_{ASPD} — внешний квантовый выход ASPD, M_{ASPD} — коэффициент умножения ASPD. Для оценки ϵ_{ASPD} использовались средние значения M_{ASPD} , полученные ранее на длинах волн 500, 800 нм и приведенные на рис. 4, а также данные, приведенные на рис. 3, а для длины волны 160 нм, так как на этой длине волны был зарегистрирован максимальный фототок, а следовательно, наилучшее соотношение сигнал/шум, что было обусловлено особенностью спектра излучения газоразрядной водородной лампы, использованной в качестве источника VUV. Результаты вычислений η_{ASPD} , M_{ASPD} и ϵ_{ASPD} на длине волны 160 нм при трех значениях напряжения обратного смещения представлены в таблице.

Тестирование быстродействия ASPD импульсами UV-излучения

ASPD был подключен к TIA с полосой пропускания $\sim 300 \text{ MHz}$ и коэффициентом усиления 680 V/A. Напряжение обратного смещения ASPD составляло 340 V. Для регистрации сигнала использовался осциллограф с полосой пропускания 500 MHz. Для питания светодиодов (LED) использовался генератор испытательных импульсов И1-14 с фронтом нарастания $\sim 1.2 \text{ ns}$ и фронтом спада $\sim 2.5 \text{ ns}$. На рис. 5, а представлен отклик пары ASPD + TIA на импульс света от коммерчески доступного LED ($\lambda = 340 \text{ nm}$, глубина поглощения в кремнии $\sim 9 \text{ nm}$ [6]) с заявленными параметрами — фронтом нарастания 12 ns и фронтом спада 8 ns. На рис. 5, б представлен отклик пары ASPD + TIA на импульс света от коммерчески доступного LED ($\lambda = 280 \text{ nm}$, глубина поглощения в кремнии $\sim 4.2 \text{ nm}$ [6]), фронты нарастания и спада для данного светодиода не были заявлены в документации поставщика.

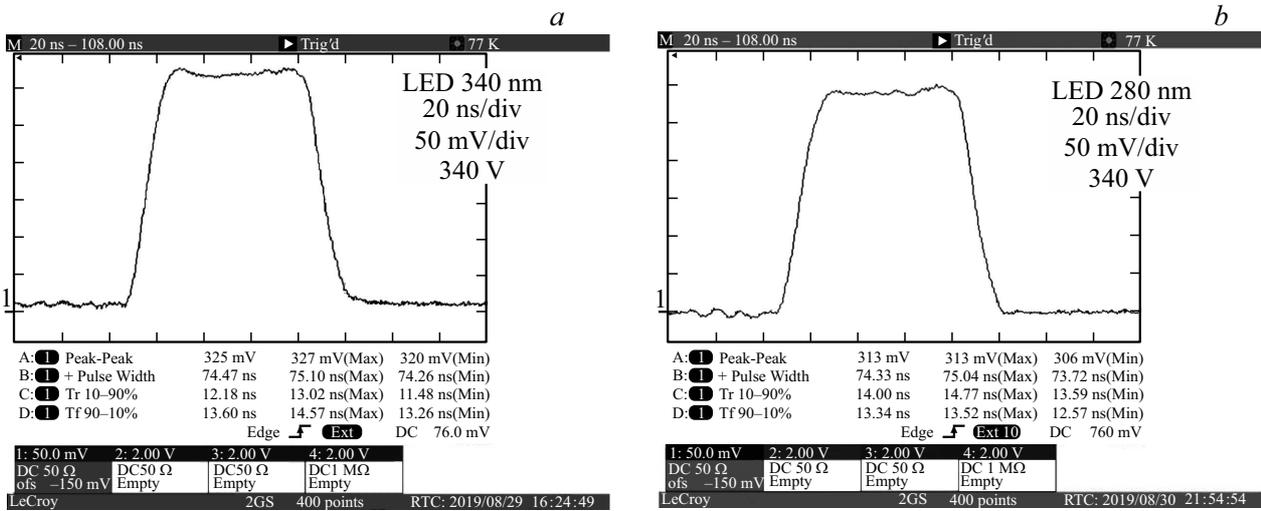


Рис. 5. Фотоотклик пары ASPD + TIA на импульс света: *a* — 340, *b* — 280 nm.

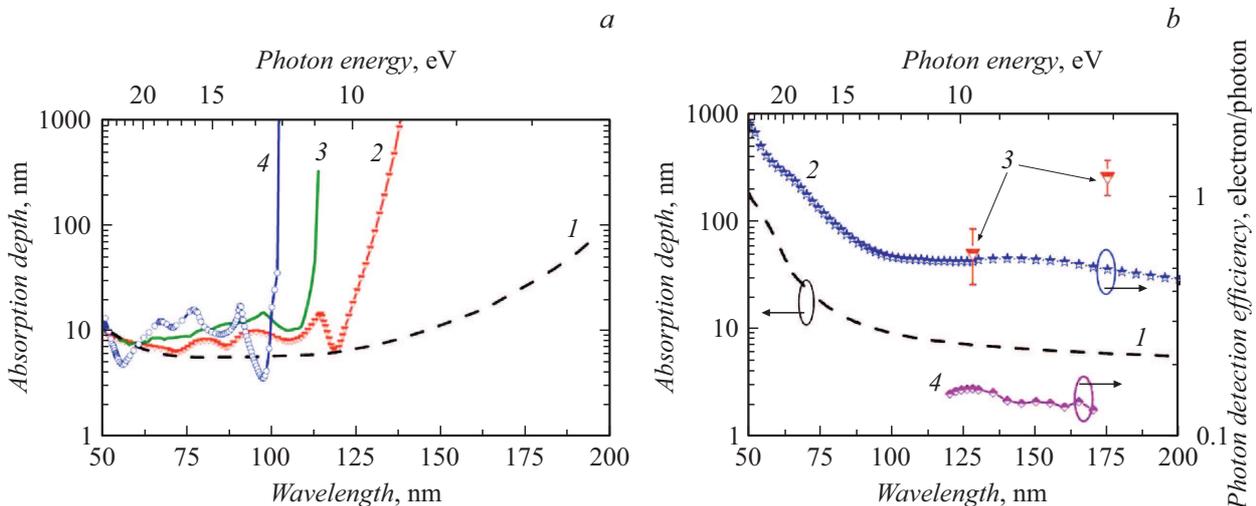


Рис. 6. *a* — спектральные зависимости глубины поглощения VUV в диэлектриках: 1 — Si₃N₄, 2 — SiO₂, 3 — MgF₂, 4 — LiF; *b* — спектральные зависимости: 1 — глубины поглощения VUV в кремнии; внешнего квантового выхода: 2 — SPD-диода, 3 — лавинного фотодиода [15], 4 — ASPD.

Обсуждение

Внешний квантовый выход ASPD в диапазоне длин волн 120–170 nm достигает значений 24–150 electron/photon при внутреннем усилении 170–1070 в диапазоне рабочих напряжений 230–345 V соответственно. Однако ϵ_{ASPD} на длине волны 160 nm составляет только ~ 0.13 electron/photon, в то время как для SPD фотодиода аналогичная характеристика ϵ_{SPD} равна 0.52 electron/photon. Из сравнения ϵ_{ASPD} и ϵ_{SPD} для длины волны 160 nm следует, что в исследованном образце ASPD потери носителей заряда, индуцированных VUV-квантами, в мертвом слое в разы превышают аналогичные потери в фотодиоде SPD-100UV. Скорее всего, это связано с большей, относительно SPD-100UV, глубиной залегания изотипного p^{++} -перехода у исследованного ASPD, что определяется технологическими факторами.

В работах [13–15] были продемонстрированы кремниевые лавинные фотодиоды с ϵ 0.69 ± 0.15 electron/photon на длине волны 172 nm [13], ~ 1.0 electron/photon на длине волны 178 nm [14], более чем 1.0 electron/photon, на длине волны 175 nm и более чем 0.4 electron/photon, на длине волны 128 nm [15]. Следует отметить, что в этих работах не приводятся данные для длин волн меньше 128 nm. Этот факт затрудняет анализ спектральных свойств исследованных фотодиодов как кандидатов на регистрацию всего VUV-диапазона. По нашему мнению ϵ , равный 1.0 electron/photon и больше на длинах волн 178 nm [14] и 175 nm [15], обусловлен тремя факторами: во-первых, эффектом ударной ионизации в кремнии, когда на один фотон генерируется больше

одного носителя заряда [2,5]; во-вторых, незначительными потерями фотоиндуцированных носителей в мертвом слое; в-третьих, уменьшением потерь на отражение за счет использования антиотражающих интерференционных покрытий, оптимизированных на длины волн 178 или 175 нм. На использование диэлектрического антиотражающего покрытия указывает тот факт, что в случае фотодиода из работы [15] наблюдается резкое (в два раза относительно длины волны 175 нм) падение ϵ для длины волны 128 нм. Помимо интерференционных эффектов, такое падение эффективности может быть объяснено увеличением потерь в мертвом слое, а именно поглощением VUV в диэлектрике антиотражающего покрытия.

Рассмотрим (рис. 6) примеры спектральных зависимостей глубины поглощения VUV в кремнии и в диэлектриках, используемых в антиотражающих интерференционных покрытиях. Толщины таких антиотражающих покрытий составляют обычно десятки или сотни нанометров.

Как видно из рис. 6, а, часто используемые в антиотражающих покрытиях нитрид и диоксид кремния начинают активно поглощать VUV с длинами волн, меньшими 150 и 125 нм соответственно, так как глубина поглощения в этих материалах меньше ~ 10 нм. Из данного факта следует, что наличие антиотражающих диэлектрических покрытий толщиной в десятки нанометров в активной области VUV-фотодиода будет существенно ограничивать его эффективность в коротковолновой части рассматриваемого спектра. Это связано с тем, что само покрытие перестает быть прозрачным по мере уменьшения длины волны. Именно поэтому в специализированных для VUV-диапазона AXUV- и SPD-фотодиодах толщина диэлектрического покрытия ~ 10 нм.

В случае SPD-фотодиода значения ϵ на длинах волн 128 и 175 нм отличаются в ~ 1.1 раза [7]. Однако для фотодиода из работы [15] это отличие больше 2 раз (рис. 6, б). Более того, в случае SPD-фотодиода квантовая эффективность на длине волны 128 нм выше, чем на длине волны 175 нм, в то время как у фотодиода из работы [15] наблюдается обратная картина, что может быть объяснено увеличением поглощения VUV в просветляющем покрытии по мере уменьшения длины волны.

На рис. 6, б приведены спектральные зависимости ϵ_{SPD} и ϵ для фотодиода из работы [15]. Значения ϵ_{SPD} вычислялись по формуле, аналогичной выражению (2), но с использованием упомянутых ранее результатов измерений чувствительности SPD в диапазоне 40–400 нм [12]. На рис. 6, б также представлена спектральная зависимость ϵ_{ASPD} при напряжении обратного смещения 300 В, вычисленная по выражению (5) на основе значений η_{ASPD} из рис. 3, а (кривая 2) с учетом вычисленного ранее значения $M_{\text{ASPD}} = 510$ (см. таблицу).

Как видно из рис. 6, б, монотонный характер спектральных зависимостей ϵ_{SPD} (равной η_{SPD}) и ϵ_{ASPD} коррелирует с зависимостью поглощения VUV в кремнии, из чего следует, что определяющим фактором пониженной

эффективности регистрации VUV для исследованного ASPD является глубина залегания p^{++} -слоя активной области.

Тестирование пары ASPD + ТИА импульсной засветкой UV LED демонстрирует быстроедействие, соответствующее полосе частот ≤ 25 МГц при регистрации квантов света с глубиной поглощения в кремнии ~ 4.2 нм в режиме „back illuminated“, что эквивалентно глубинам поглощения VUV-излучения в кремнии в диапазоне 50–200 нм (рис. 6, б). Фронты нарастания и спада не имеют ярко выраженных изломов, что свидетельствует о доминировании дрейфового механизма сбора индуцированных ультрафиолетовым излучением носителей из приповерхностной области.

Выводы

Впервые в России создан лавинный фотодиод для VUV. Представлены результаты измерения внешнего квантового выхода прототипа лавинного ASPD-фотодиода в диапазоне длин волн 120–170 нм. Исследованный ASPD лавинный фотодиод обладает квантовым выходом 24–150 electron/photon при напряжении обратного смещения 230–345 В соответственно. ASPD-фотодиод обеспечивает регистрацию квантов на длинах волн 280 и 340 нм с быстроедействием, соответствующим полосе пропускания не меньше 25 МГц.

Дальнейшая работа будет направлена в сторону увеличения эффективности регистрации VUV-фотонов с перспективой его увеличения в 3–5 раз за счет уменьшения глубины залегания p^{++} -слоя ASPD, а также на исследовании шумовых свойств ASPD.

Благодарности

Авторы благодарны коллегам из ФТИ им. А.Ф. Иоффе: Н.В. Забродской, М.С. Лазеевой, М.В. Дроздовой, В.И. Маршаловой за помощь в изготовлении фотодиодов и М.Е. Левинштейну за прочтение рукописи и сделанные замечания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Korde R., Cable J.S., Canfield L.R. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1993. Vol. 40. P. 1655–1659.
- [2] Canfield L.R., Vest R.E., Korde R., Schmidtke H., Desor R. // Metrologia. 1998. Vol. 35. P. 329–334.
- [3] Scholze F., Klein R., Müller R. // Metrologia. 2006. Vol. 43. S6–S10.
- [4] Sladkomedova A.D., Alekseev A.G., Bakharev N.N., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Zabrodsky V.V. // Rev. Sci. Instrum. 2018. Vol. 89. P. 083509-1–083509-9.

- [5] Kolodinski S., Werner J.H., Wittchen T., Queisser H.J. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. P. 2405–2407.
- [6] Palik E.D. (Ed.). Handbooks of Optical Constants of Solids, Vol. I: Academ. Press, USA, 1998.
- [7] Zabrodskii V., Aruev P., Belik V., Ber B., Filimonov V., Kholupenko E., Kirilenko D., Krassilchtchikov A., Nikolaev A., Sherstnev E., Vasil'ev A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section A. 2015. Vol. 787. P. 348–352.
- [8] Забродский В.В., Белик В.П., Аруев П.Н., Бер Б.Я., Бобашев С.В., Петренко М.В., Суханов В.Л. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 17. С. 69–77. [Zabrodsky V.V., Belik V.P., Aruev P.N., Ber B.Y., Bobashev S.V., Petrenko M.V., Sukhanov V.L. // Tech. Phys. Lett. 2012. Vol. 38. N 9. P. 812–815.]
- [9] Zabrodsky V.V., Aruev P.N., Filimonov V.V., Sobolev N.A., Sherstnev E.V., Belik V.P., Nikolenko A.D., Ivlyushkin D.V., Pindyurin V.F., Shadrin N.S., Soldatov A.E., Mashkovtsev M.R. // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8777. id. 8777R.
- [10] Забродский В.В., Аруев П.Н., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Горохов А.Н., Николаев А.В., Филимонов В.В., Шварц М.З., Шерстнев Е.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. Вып. 24. С. 10–13. [Zabrodskii V.V., Aruev P.N., Ber B.Y., Kazantsev D.Y., Gorokhov A.N., Nikolaev A.V., Filimonov V.V., Shvarts M.Z., Sherstnev E.V. // Tech. Phys. Lett. 2019. Vol. 45. N 12 P. 1226–1229.]
- [11] Гольдберг Ю.А., Забродский В.В., Оболенский О.И., Петелина Т.В., Суханов В.Л. // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 3. С. 344–345. [Goldberg Yu.A., Zabrodsky V.V., Obolensky O.I., Petelina, T.V., Suhanov V.L. // Semiconductors. 1999. Vol. 33. N 3. P. 343–344.]
- [12] Gottwald A., Kroth U., Richter M., Schoppe H., Ulm G. // Meas. Sci. Technol. 2010. Vol. 21. P. 125101.
- [13] Lux T., Freitas E.D.C., Amaro F.D., Ballester O., Jover-Manas G.V., Martín C., Monteiro C.M.B., Sánchez F., Rico J. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2012. Vol. 685. P. 11–15.
- [14] Solovov V.N., Hitachi A., Chepel V., Lopes M.I., Marques R.F. Policarpo A.J.P.L. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2002. Vol. 488. N 3. P. 572–578.
- [15] Chandrasekharan R., Messina M., Rubbia A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2006. Vol. 567. N 1. P. 45–47.