

07;15

Квантовый выход кремниевого XUV-лавинного фотодиода в диапазоне длин волн 320–1100 nm

© В.В. Забродский, П.Н. Аруев, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев, А.Н. Горохов, А.В. Николаев, В.В. Филимонов, М.З. Шварц, Е.В. Шерстнёв

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

Поступило в Редакцию 23 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 11 сентября 2019 г.

Принято к публикации 11 сентября 2019 г.

Проведено исследование квантового выхода фотоответа прототипа кремниевого XUV-лавинного фотодиода с активной областью диаметром 1.5 mm в диапазоне длин волн 320–1100 nm. Показано, что разработанный лавинный фотодиод обладает внешней квантовой эффективностью более 20 electron/photon в диапазоне длин волн 580–1000 nm при напряжении обратного смещения 485 V.

Ключевые слова: лавинный фотодиод, XUV-диапазон, кремний, темновой ток.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.24.48794.17853

Высокоточная регистрация слабых электромагнитных сигналов рентгеновского, ультрафиолетового (UV), видимого (Vis), ближнего инфракрасного (NIR) диапазонов и исследования динамики изменения интенсивности световых процессов с характерными (порядка единиц и десятков наносекунд) временами представляют собой крайне востребованную практическую задачу. Так, например, основными источниками информации о процессах в высокотемпературной плазме токамаков являются прямая регистрация „плазменного“ излучения, его спектральный состав и радиационная динамика. Следует отметить, что спектр излучения высокотемпературной плазмы, несущий информацию о динамических процессах в ней, лежит в широком диапазоне длин волн от жесткого рентгена до ближней инфракрасной области (UV–Vis–NIR). При этом коротковолновое (менее 200 nm) излучение плазмы активно поглощается в материалах оптических окон вакуумных камер и регистраторов. Это требует позиционирования специализированных детекторов непосредственно в вакуумной части установок. Кроме того, при использовании коллиматоров и оптических фильтров происходит неизбежное ослабление мощности поступающего сигнала, что негативно сказывается на соотношении сигнал/шум для регистрируемых величин.

Стандартным инструментом для наблюдения и регистрации относительно высоких уровней UV–Vis–NIR-сигналов являются фотодиоды. В том случае, если чувствительность таких устройств оказывается недостаточной, применяются кремниевые лавинные фотодиоды (avalanche photodiode, APD) с внутренним умножением носителей заряда за счет эффекта ударной ионизации [1–3]. Однако на данный момент не существует коммерчески доступных кремниевых APD для регистрации квантов с энергиями 0.001–20 keV. Это связано с тем, что стандартные кремниевые APD имеют на поверхности фотоприемной области диэлектрические покрытия

с общей толщиной до 100 nm, что делает невозможной эффективную регистрацию квантов во всем диапазоне указанных энергий из-за сильного поглощения в диэлектриках излучения ультрафиолетового диапазона (в том числе и вакуумного) [4]. Специализированные AXUV- (absolute extreme ultraviolet) [5] и SPD- (silicon precision detector) [6,7] фотодиоды с диэлектрическими слоями толщиной до 10 nm способны эффективно работать в указанном диапазоне энергий квантов. Однако внутренний коэффициент усиления таких фотодиодов или *pin*-диодов без встроенной зоны для лавинного умножения равен единице (если не учитывать эффект ударной ионизации в кремнии для квантов с энергией более 3.4 eV [8]). Цель настоящей работы состоит в исследовании спектральных характеристик специализированного кремниевого ASPD (avalanche silicon precision detector) в диапазоне длин волн 320–1100 nm.

На основе технологии SPD был разработан специализированный лавинный фотодиод ASPD с активной областью диаметром 1.5 mm, предназначенный для регистрации квантов с энергиями 0.001–20 keV (длины волн 0.062–1100 nm). SPD-фотодиоды являются p^+-n -структурами, формируются на кремнии с базой n -типа проводимости, имеют в качестве активной области p^{++} -слой глубиной ~ 30 nm [9] и работают в режиме „front-illuminated“ (разделение носителей происходит со стороны облучаемой фотоприемной области структуры, рис. 1, а). В отличие от фотодиодов кремниевые APD являются приборами, формируемыми обязательно на структурах с p -типом проводимости для поглощения света, в которых регистрируемые фотоны генерируют неосновные носители заряда — электроны. Это связано с тем, что в кремнии коэффициент ионизации электронов превышает коэффициент ионизации дырок, т.е. в процессе лавинного умножения доминируют электроны. Исходя из условия обеспечения режима лавинного умножения фотогенерированных носителей для ASPD была

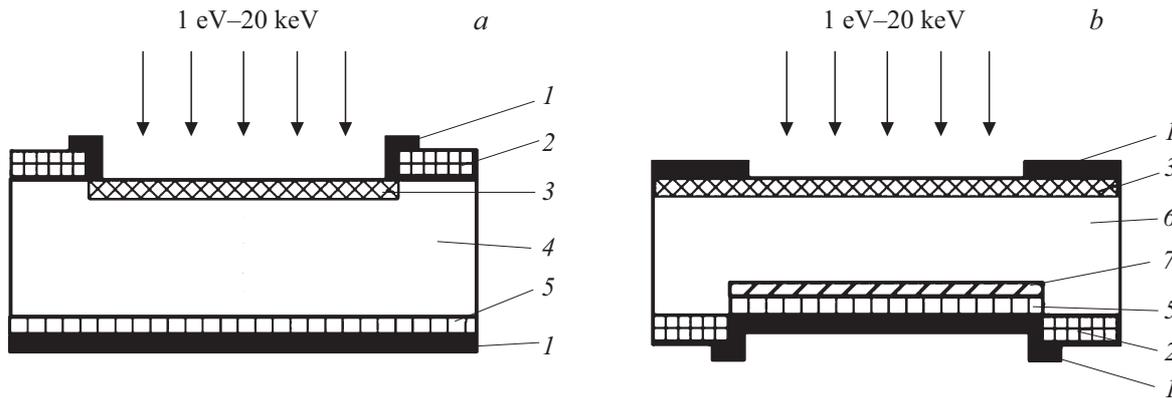


Рис. 1. Структуры SPD-фотодиода (a) и лавинного фотодиода ASPD (b). 1 — металлический контакт, 2 — диоксид кремния, 3 — p^{++} -слой глубиной ~ 30 nm, 4 — кремний n -типа ($350 \mu\text{m}$, КЭФ-200), 5 — n^{++} -слой кремния, 6 — кремний p -типа ($320 \mu\text{m}$, КДБ-5000), 7 — область лавинного умножения p -типа.

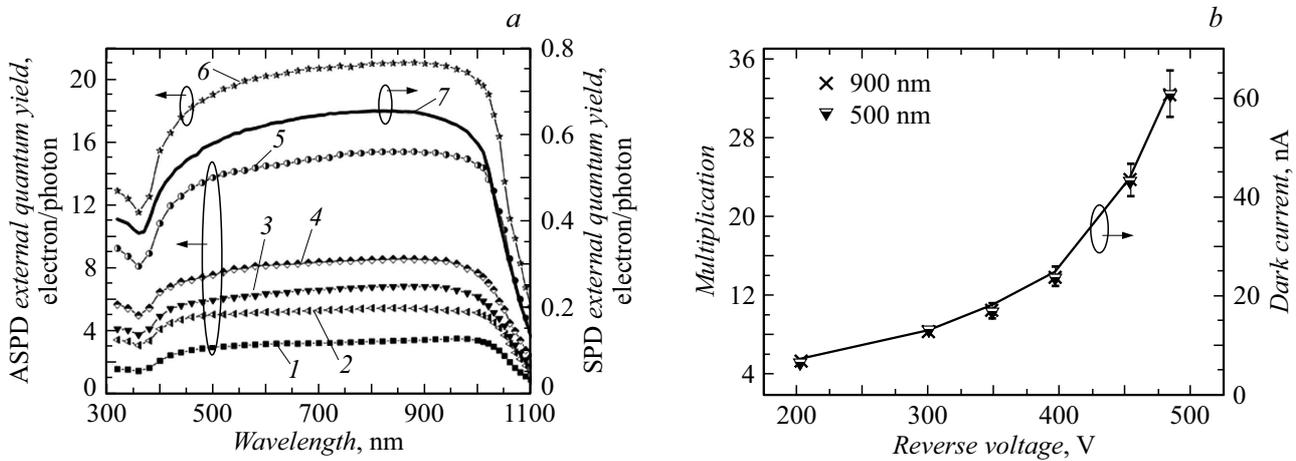


Рис. 2. a — спектральные зависимости квантового выхода фотоответа ASPD для напряжений 200 (1), 300 (2), 350 (3), 400 (4), 455 (5), 485 V (6) и SPD (7); b — усиление (символы) и темновой ток (линия) ASPD.

выбрана структура „back-illuminated“ с активной областью на основе изотипного $p^{++}-p$ -перехода с обратной стороны p -области (рис. 1, b). Изотипный переход ASPD был выполнен по технологии, аналогичной технологии для SPD-фотодиодов, т.е. формированием p^{++} -слоя посредством диффузии бора на глубину ~ 30 nm.

Спектральные зависимости фоточувствительности ASPD исследовались в диапазоне длин волн 320–1100 nm методом сравнения токовых сигналов с рабочим эталоном (кремниевый фотодиод ФДУК-100УТ) при температуре 25°C с использованием квазистатических пикоамперметров Keithley 6487. Измерения фототоков проводились с точностью не хуже 5%. Калибровка эталона осуществлялась методом МК-М4-05-2010 во ВНИИОФИ (Москва). Расширенная неопределенность измерений спектральной чувствительности эталона составляла $\pm 4\%$ в диапазонах длин волн 250–400, 1010–1100 nm и $\pm 2\%$ в диапазоне длин волн 410–1000 nm. Обратное смещение по напряжению для исследуемого ASPD обеспечивалось от встроенного блока питания (на эталонный фотодиод обратного смещения

не подавалось). Значения обратного напряжения смещения ASPD формировали условия работы фотоприемника при отсутствии электрически нейтральной базы, за счет режима полного обеднения p -областей структуры ASPD.

Абсолютные значения спектральной чувствительности (A/W) и внешнего квантового выхода фотоответа (electron/photon) определялись в соответствии с выражениями

$$S(\lambda)_{\text{ASPD}} = S(\lambda)_{\text{PD}}(I(\lambda)_{\text{ASPD}}/I(\lambda)_{\text{PD}}), \quad (1)$$

$$\text{EQY}(\lambda)_{\text{ASPD}} = (S(\lambda)hc)/(\lambda q), \quad (2)$$

где λ — длина волны, $I(\lambda)_{\text{ASPD}}$ — фототок ASPD, $I(\lambda)_{\text{PD}}$ — фототок калиброванного фотодиода, $S(\lambda)_{\text{PD}}$ — абсолютная чувствительность калиброванного кремниевый фотодиода, $S(\lambda)_{\text{ASPD}}$ — измеренная абсолютная чувствительность ASPD, $\text{EQY}(\lambda)_{\text{ASPD}}$ — вычисленный квантовый выход фотоответа ASPD, q — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Спектральные зависимости квантового выхода фотоответа SPD и ASPD (при шести значениях напряжения обратного смещения) представлены на рис. 2, a.

Оценки коэффициента умножения ASPD проводились для двух длин волн излучения 500 и 900 nm:

$$M(U, \lambda)_{\text{ASPD}} = \text{EQY}(U, \lambda)_{\text{ASPD}} / \text{EQY}(\lambda)_{\text{SPD}}, \quad (3)$$

где $\text{EQY}(U, \lambda)_{\text{ASPD}}$ — квантовый выход фотоответа ASPD, $\text{EQY}(\lambda)_{\text{SPD}}$ — квантовый выход фотоответа SPD. В качестве опорных значений внешней квантовой эффективности ASPD при внутреннем усилении, равном единице, были взяты соответствующие значения SPD-фотодиода для указанных длин волн, которые составляли 0.58 и 0.65 electron/photon соответственно.

Длины волн 500 и 900 nm были выбраны из соображений минимального влияния фактических различий: толщин p^{++} -слоев активных областей, а также диффузионной длины в базе SPD и области сбора неосновных носителей в ASPD при условии полного обеднения p -области. Глубины поглощения в кремнии для длин волн 500 и 900 nm равны 0.6 и 20 μm [4] соответственно, в то время как толщины p^{++} -слоев в SPD и ASPD составляют ~ 30 nm. Диффузионная длина для SPD ~ 200 μm определялась удельным сопротивлением его базы ~ 50 $\Omega \cdot \text{cm}$. Область сбора неосновных носителей в ASPD ~ 320 μm обеспечивалась режимом полного обеднения p -области при напряжениях обратного смещения свыше 200 V. Невозможность прямого измерения внешней квантовой эффективности ASPD, в режиме внутреннего усиления равной единице, обусловлена неполным обеднением структуры при отсутствии напряжения обратного смещения. Следует отметить, что при недостаточном напряжении обратного смещения может возникнуть ситуация, при которой внутреннее усиление лавинного фотодиода уже превысило единицу, но режим полного обеднения p -области еще не наступил. Такая ситуация приведет к занижению значения внешнего квантового выхода фотоответа, так как не все носители из базы лавинного фотодиода будут поступать в область лавинного умножения, что в свою очередь приведет к завышению значения усиления ASPD. Результаты оценки коэффициента умножения (символы), погрешность оценки коэффициента умножения, а также значения темнового тока (линия) ASPD приведены на рис. 2, *b*.

Из экспериментальных данных (рис. 2, *a*) видно, что квантовый выход фотоответа ASPD растет с увеличением напряжения обратного смещения во всем исследованном спектральном диапазоне, включая область длин волн 320–360 nm, где глубина поглощения света в кремнии меньше 10 nm [4]. Значение квантового выхода фотоответа ASPD достигает величины 20 electron/photon. При этом по мере увеличения напряжения обратного смещения форма спектральной зависимости квантового выхода фотоответа ASPD не претерпевает значительных изменений. Следует отметить, что усиление и темновой ток ASPD (рис. 2, *b*) зависят от напряжения обратного смещения одинаковым образом, что подтверждает доминирование в структуре ASPD механизма внутреннего лавинного умножения, который увеличивает количество как фотоиндуцированных носителей заряда, так и носителей заряда, возникающих за счет тепловой генерации.

Таким образом, в настоящей работе представлены результаты исследований спектральной зависимости квантового выхода фотоответа ASPD при напряжениях обратного смещения от 200 до 485 V, а также проведена оценка его коэффициента умножения. Показано, что квантовый выход фотоответа ASPD имеет значения больше 20 electron/photon в диапазоне длин волн 580–1000 nm, а коэффициент умножения равен 32 при обратном напряжении 485 V. Совпадение форм спектральных зависимостей квантового выхода фотоответа SPD и ASPD свидетельствует об эффективном сборе фотогенерированных носителей на поверхности активной области и в p -области ASPD с последующим их умножением. Перечисленные выше факты подтверждают целесообразность распространения исследований квантового выхода фотоответа ASPD на диапазон длин волн 0.062–320 nm. В дальнейшем требуется оптимизация структуры ASPD для повышения коэффициента умножения до 100.

Благодарности

В исследованиях использовалось оборудование ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), поддерживаемого Минобрнауки РФ.

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 полезное обсуждение результатов работы.

Финансирование работы

П.Н. Аруев благодарит Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку в рамках проекта 16-29-13009-офи-м.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Chynoweth A.G. Charge multiplication phenomena // Semiconductors and Semimetals. V. 4. N.Y.: Academic Press, 1968. Ch. 4.
- [2] Diepold M., Fernandes L.M.P., Machado J., Amaro P., Abdou-Ahmed M., Amaro F.D., Antognini A., Biraben F., Chen T.-L., Covita D.S., Dax A.J., Franke B., Galtier S., Gouvea A.L., Gitzfried J., Graf T., Hänsch T.W., Hildebrandt M., Indelicato P., Julien L., Kirch K., Knecht A., Kottmann F., Krauth J.J., Liu Y.-W., Monteiro C.M.B., Mulhauser F., Naar B., Nebel T., Nez F., Santos J.P., dos Santos J.M.F., Schuhmann K., Szabo C.I., Taqqu D., Veloso J.F.C.A., Voss A., Weichelt B., Pohl R. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 053102.

- [3] *Kishimoto S., Yonemura H., Adachi S., Shimazaki S., Ikeno M., Saito M., Taniguchi T., Tanaka M.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2013. V. 731. P. 53–56.
- [4] *Handbooks of optical constants of solids* / Ed. E.D. Palik. Academic Press, 1998. 999 p.
- [5] *Korde R., Cable J.S., Canfield L.R.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1993. V. 40. P. 1655–1659.
- [6] *Забродский В.В., Белик В.П., Аруев П.Н., Бер Б.Я., Боба-шев С.В., Петренко М.В., Суханов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 69–77.
- [7] *Scholze F., Klein R., Müller R.* // Metrologia. 2006. V. 43. P. S6–S10.
- [8] *Kolodinski S., Werner J.H., Wittchen T., Queisser H.J.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 2405–2407.
- [9] *Гольдберг Ю.А., Забродский В.В., Оболенский О.И., Пете-лина Т.В., Суханов В.Л.* // ФТП. 1999. Т. 33. В. 3. С. 344–345.