

Модель быстрогодействия волноводного фотодиода с квантовыми точками

© А.Е. Жуков¹, Н.В. Крыжановская¹, И.С. Махов¹, Е.И. Моисеев¹, А.М. Надточий¹, Н.А. Фоминых¹, С.А. Минтаиров², Н.А. Калужный², Ф.И. Зубов³, М.В. Максимов³

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 190008 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zhukale@gmail.com, aezhukov@hse.ru

Поступила в Редакцию 6 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 4 мая 2023 г.

Принята к публикации 4 мая 2023 г.

Предложена модель, позволяющая в аналитическом виде проанализировать быстродействие $p-i-n$ фотодиода волноводной конструкции со светопоглощающей областью, представляющей собой многослойный массив квантовых точек, разделенных нелегированными прослойками. Показано, что существует оптимальное число рядов квантовых точек, а также оптимальная толщина спейсеров, позволяющие получить наибольшую рабочую частоту. Показана возможность достижения частотного диапазона (по уровню -3 дБ) выше 20 ГГц для волноводных фотодиодов на основе квантовых яма-точек InGaAs/GaAs.

Ключевые слова: фотодиод, квантовые точки, быстродействие.

DOI: 10.21883/FTR.2023.03.55632.4783

1. Введение

В последние годы большое внимание уделяется разработке фотодиодов (ФД), светопоглощающая область которых представляет собой массив квантовых точек (КТ). Это обусловлено возможностью расширения спектрального диапазона чувствительности за счет применения КТ по сравнению с ФД на основе объемных материалов, а также успехами лазеров на основе КТ, которые совместно с ФД с той же активной областью могут формировать оптопару с согласованной рабочей длиной волны [1,2]. Еще одним достоинством ФД на основе КТ являются чрезвычайно низкие (уровня мкА/см²) [3–6] темновые токи. В $p-i-n$ ФД на основе КТ спектрального диапазона 1.3 мкм была достигнута рабочая частота $f_{-3\text{ дБ}} = 5.5$ ГГц [3]. Лавинный КТ ФД этого же спектрального диапазона продемонстрировал рекордную частоту $f_{-3\text{ дБ}} = 20$ ГГц [7]. Особый интерес представляют ФД, способные работать в спектральном диапазоне 0.9–1.1 мкм, востребованном в различных применениях, таких как системы машинного зрения, биометрия, обработка материалов, различные хирургические и эстетические медицинские приложения, дальнометрия, ИК подсветка и т.д. При этом в указанном диапазоне наблюдается спад чувствительности как InGaAs/InP (в коротковолновом пределе), так и GaAs и Si (в длинноволновом пределе). С использованием многослойных массивов КТ InGaAs/GaAs были созданы резонансные ФД на длину волны 1.06 мкм [8] и 1.03 мкм [9], однако информация об их быстродействии

отсутствует. Недавно нами были продемонстрированы $p-i-n$ ФД со светопоглощающей активной областью в виде многослойных плотных массивов КТ InGaAs (так называемых квантовых яма-точек, КЯТ), для которых было получено максимальное быстродействие 8.2 ГГц в планарной [5] и 5.6 ГГц в волноводной [6] геометрии.

Особенностью самоорганизующихся КТ является необходимость использования прослоек ненапряженного материала (например, GaAs), разделяющих слои КТ — так называемых спейсеров, предотвращающих пластическую релаксацию упругих напряжений в многослойной структуре. Увеличение толщины спейсеров позволяет использовать большее число рядов КТ, вызывая рост поглощения, но ведет, однако, к изменению толщины обедненной области. Достоинством волноводной геометрии ФД является латеральный ввод излучения, предпочтительный для реализации различных оптоэлектронных интегральных схем, а также возможность увеличения степени поглощения света по сравнению с нормальным падением за счет использования ФД большей длины. Последнее в то же время увеличивает емкость и, как результат, снижает быстродействие. Помимо RC постоянной времени, на быстродействие КТ ФД оказывают влияние процессы выброса носителей заряда из КТ [10], а также их дрейфа через обедненную область. Недавно было обнаружено [5], что скорость дрейфа фотовозбужденных носителей снижается в $p-i-n$ -структуре, содержащей многослойный массив КТ, по сравнению с переносом в аналогичной структуре без КТ. С учетом этих процессов оптимизация конструкции КТ ФД для

достижения максимального быстродействия представляется достаточно сложной задачей.

В настоящей работе нами на основе модельных представлений и имеющихся экспериментальных данных рассмотрено влияние числа рядов КТ и толщины спейсерных слоев между ними на предельное быстродействие волноводного ФД. Выполнены расчеты для волноводных ФД с активной областью на основе многослойных квантовых яма-точек InGaAs, обладающих спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн 0.9–1.1 мкм, и показана возможность достижения частотного отклика > 25 ГГц для детектирования света, соответствующего максимуму спектральной чувствительности и > 15 ГГц для длин волн на краю области чувствительности.

2. Модель

Рассматриваемая в настоящей работе структура ФД содержит N_{QD} слоев КТ, разделенных спейсерными слоями толщиной d_{sp} , помещенных внутрь i -области $p-i-n$ -гетероструктуры (рис. 1). Удобно выразить полную толщину i -области d в единицах d_{sp} так что $d = (N_{QD} + N_{side})d_{sp}$. Здесь $N_{QD}-1$ характеризует полную толщину i -спейсерных прослоек, расположенных между крайними слоями КТ, а $N_{side} + 1$ — суммарную толщину слоев, лежащих между легированными областями и ближайшими к ним слоями КТ (как правило, N_{side} , которое может быть и дробным числом, невелико и составляет 1–3).

На скорость работы светопоглощающих устройств с квантово-размерной активной областью влияет выброс фотовозбужденных носителей заряда из активной области в матрицу [11], после чего они выносятся электрическим полем. Мы полагаем, что носитель заряда, прошедший по цепи, участвует в процессе выброса однократно, поэтому время выброса t_{esc} полагаем не зависящим от числа рядов КТ. В [10] была предло-

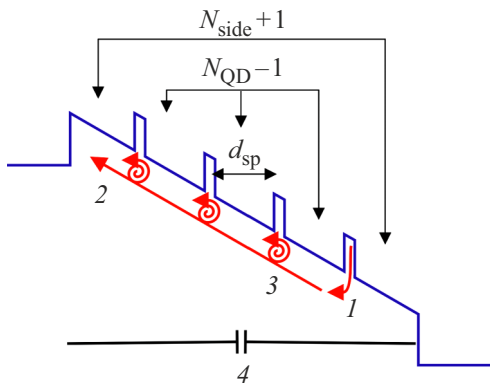


Рис. 1. Схематическое изображение валентной зоны КТ ФД ($N_{QD} = 4$, $N_{side} = 1$) и учитываемые в модели процессы, влияющие на быстродействие: 1 — выброс из КТ, 2 — дрейф через i -область, 3 — задержка дрейфа слоем КТ, 4 — перезарядка емкости.

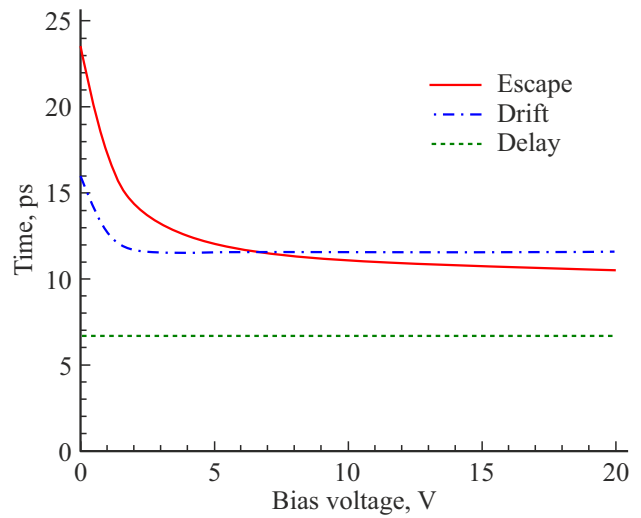


Рис. 2. Время выброса дырок (сплошная линия), дрейфа (штрихпунктирная линия) и задержки дрейфа 10 слоями КТ (пунктирная линия). Расчет для $\Phi = 1.4$ В и $d = 1$ мкм.

жена модель, описывающая процесс выброса дырок из КТ посредством туннелирования через промежуточное состояние, в качестве которого может выступать состояние смачивающего слоя. В [1] было показано, что эта модель хорошо описывает поведение ФД на основе КТ InAs/InGaAs. Модель предсказывает следующую зависимость времени выброса t_{esc} от напряженности электрического поля F :

$$t_{esc} = t_{\infty} \exp\left(\frac{F_0}{F}\right). \quad (1)$$

Здесь t_{∞} — время выброса в сильных полях, таких, что $F \gg F_0$. Параметр F_0 зависит от эффективной массы дырок и энергии промежуточного состояния, вовлеченного в туннелирование. Для КЯТ InGaAs в [5] было определено $t_{\infty} = 10$ пс и $F_0 = 12$ кВ/см. Учтем, что $F = (U + \Phi)/d$, где U — обратное напряжение, Φ — встроенный потенциал $p-i-n$ -диода. Таким образом, при толщине i -области порядка микрометра, время выброса практически перестает зависеть от U , будучи приближенно равным t_{∞} , начиная приблизительно с 10 В (рис. 2).

В таких полях носители заряда движутся в GaAs со скоростями, близкими к своим насыщенным значениям v_{sat} , которые в слабо легированном материале составляют $\sim 9 \cdot 10^6$ см/с как для электронов, так и для дырок [12]. Таким образом, время дрейфа t_{drift} через обедненную область толщиной ~ 1 мкм могло бы составлять $d/v_{sat} \sim 10$ пс, что близко к задержке, связанной с выбросом. Однако экспериментальные данные [5] указывают на замедление вертикального транспорта носителей заряда в GaAs, в который вставлены слои КЯТ. Так, в случае ФД, содержащего 20 слоев InGaAs КЯТ в i -слое GaAs толщиной 1.2 мкм, эффективное время

дрейфа в сильных полях составило $t_{\text{QD}} \approx 27$ пс вместо $t_{\text{GaAs}} \approx 13$ пс, ожидаемых исходя из характеристик аналогичного GaAs $p-i-n$ без КЯТ. Поскольку экспериментальные данные о зависимости времени задержки от числа рядов квантовых точек на сегодня отсутствуют, мы в настоящей работе будем основываться на предположении, что каждый дополнительный слой КТ ведет к увеличению времени переноса на некоторое одинаковое время $t_{\text{delay}} \sim 0.7$ пс, определенное как $(t_{\text{QD}} - t_{\text{GaAs}})/20$. Таким образом,

$$t_{\text{drift}} = \frac{(N_{\text{QD}} + N_{\text{side}})d_{\text{sp}}}{v_{\text{sat}}} + N_{\text{QD}}t_{\text{delay}}. \quad (2)$$

Время отклика КТ ФД, устанавливаемое всеми процессами [13] (временем выброса, дрейфом с учетом задержки, вызванной многослойной КТ структурой, а также перезарядкой RC-элементов), равно

$$t_{\text{resp}} \approx \sqrt{t_{\text{esc}}^2 + t_{\text{drift}}^2 + (2.2t_{\text{RC}})^2}. \quad (3)$$

Множитель 2.2 ($\ln 9$) учитывает то обстоятельство, что t_{RC} является постоянной времени экспоненциального процесса, тогда как прочие времена характеризуют линейные по времени процессы. В (3) мы не учитываем процесс диффузии носителей заряда, рожденных в необедненных областях ФД структуры, поскольку нас интересует быстродействие только по отношению к свету, поглощаемому КТ.

Емкость ФД определяется в основном емкостью $p-n$ -перехода, которая, пренебрегая толщиной обедненных областей в обкладках и краевыми эффектами полоскового волновода, равна

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0WL}{d}. \quad (4)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость материала i -области, ε_0 — диэлектрическая постоянная, W и L — ширина и длина волноводного ФД. При волноводном распространении интенсивность света убывает как $\exp(-\alpha L)$, где $\alpha = N_{\text{QD}}\alpha_1$ — коэффициент модального поглощения, α_1 — максимальное модальное поглощение одним слоем КТ на длине волны детектирования. Таким образом, квантовая эффективность, определяемая долей p поглощенного излучения, изменяется пропорционально величине $p = 1 - \exp(-N_{\text{QD}}\alpha_1 L)$. Поскольку имеет смысл сравнивать характеристики ФД, имеющих при различном числе рядов КТ одинаковую квантовую эффективность, длину волноводного ФД следует выбирать в соответствии с выражением

$$L = \frac{1}{N_{\text{QD}}\alpha_1} \ln \frac{1}{1-p}, \quad (5)$$

где величина p выбирается с учетом требуемого значения чувствительности (квантовой эффективности) ФД. Отметим, что величина α_1 зависит как от свойств конкретных КТ, так и от положения длины волны детектируемого излучения относительно максимума спектральной

чувствительности. Так, для InGaAs КЯТ сообщались высокие значения модального поглощения (произведение материального поглощения и фактора оптического ограничения волноводной моды) на длине волны, соответствующей основному оптическому переходу ($> 50 \text{ см}^{-1}$ на один слой на длине волны 1060 нм [14]).

При достаточно большом обратном смещении интересующую нас зависимость времени отклика ФД от параметров КТ структуры можно записать в явном виде как

$$t_{\text{resp}} \approx \sqrt{t_{\infty}^2 + \left[\frac{(N_{\text{QD}} + N_{\text{side}})d_{\text{sp}}}{v_{\text{sat}}} + N_{\text{QD}}t_{\text{delay}} \right]^2 + \left[\frac{A}{d_{\text{sp}}N_{\text{QD}}(N_{\text{QD}} + N_{\text{side}})} \right]^2}, \quad (6)$$

где

$$A = 2.2 \ln \left(\frac{1}{1-p} \right) \frac{\varepsilon\varepsilon_0WR}{\alpha_1},$$

R — сопротивление, определяемое в основном нагрузочным сопротивлением. Как видно, выражение содержит члены, противоположным образом зависящие от числа рядов КТ и толщины спейсерных слоев: время выброса (первое слагаемое) остается неизменным; время, связанное с переносом носителей через обедненную область ФД (второе слагаемое), растет, тогда как время перезарядки емкости (третье слагаемое) снижается при увеличении числа рядов N_{QD} и толщины спейсеров d_{sp} . Это обуславливает существование минимума зависимости t_{resp} от N_{QD} и d_{sp} , отвечающего наибольшему быстродействию ФД.

3. Результаты и обсуждение

Расчет был выполнен для следующих значений параметров, отвечающих ФД на основе InGaAs КЯТ в GaAs-матрице: $t_{\infty} = 10$ пс, $v_{\text{sat}} = 9 \cdot 10^6$ см/с, $t_{\text{delay}} = 6.7$ пс, $\alpha_1 = 5$ или 50 см^{-1} (что соответствует поглощению на краю или в максимуме спектральной чувствительности КЯТ), $R = 50$ Ом, $\varepsilon = 12.9$, величина p была выбрана равной 0.7, $N_{\text{side}} = 1$ или 3, значение N_{QD} варьировалось в диапазоне 1–25, d_{sp} от 20 до 100 нм. Расчеты, пример которых представлен на рис. 3, показывают, что оптимальное число рядов КТ $N_{\text{QD}}^{\text{opt}}$, при котором время отклика достигает своего минимального значения $t_{\text{resp}}^{\text{min}}$ при прочих равных условиях, попадает в диапазон, достижимый для большинства типов КТ In(Ga)As в матрице GaAs. Во всяком случае, это справедливо для КЯТ InGaAs, для которых сообщалось о сохранении высокого структурного совершенства и оптического качества вплоть до $N_{\text{QD}} = 20$ [15]. Отметим, что рост величины N_{side} (толщины боковых i -областей) ведет к некоторому уменьшению t_{resp} для ФД, светопоглощающая область которых содержит число слоев КТ меньше, чем $N_{\text{QD}}^{\text{opt}}$. Однако N_{side} практически никак не влияет ни на оптимальное число рядов КТ, ни на соответствующее

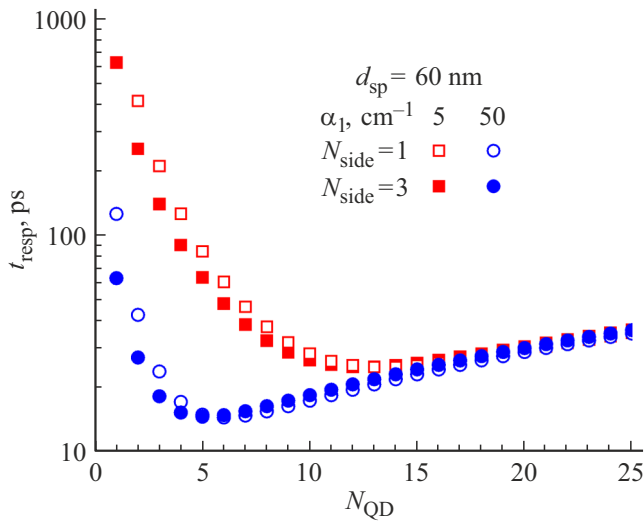


Рис. 3. Время отклика в зависимости от числа рядов КТ для различной толщины боковых i -областей (незакрашенные символы — $N_{\text{side}} = 1$, закрашенные символы $N_{\text{side}} = 3$) и поглощения на один слой КТ (квадраты — $\alpha_1 = 5 \text{ см}^{-1}$, круги — $\alpha_1 = 50 \text{ см}^{-1}$).

ему минимальное время отклика. При этом оптимальное число рядов КТ уменьшается с ростом коэффициента поглощения, приходящегося на один слой КТ. Так, в случае $\alpha_1 = 5 \text{ см}^{-1}$ оптимальным является 12–14 слоев КТ, а для $\alpha_1 = 50 \text{ см}^{-1}$ — 5–6 слоев; $t_{\text{resp}}^{\text{min}}$, соответственно, снижается с 25 до 15 пс.

Предельная (по уровню -3 дБ) частота отклика ФД связана с временем отклика соотношением $f_{-3 \text{ дБ}} = a/t_{\text{resp}}$ [16]. Величина коэффициента a , устанавливающего взаимосвязь параметров быстродействия в частотной и временной областях, зависит, вообще говоря, от формы сигнала (см., например, [17,18]). Обычно его значение полагают равным 0.4. Соответственно, полученным в расчете значениям минимального отклика соответствует максимальная частота $f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{max}}$, равная ~ 16 и $\sim 27 \text{ ГГц}$ в случае $\alpha_1 = 5$ и 50 см^{-1} соответственно.

Выражение (6) позволяет в явном виде установить требуемое оптимальное число рядов КТ, а также и максимальную частоту ФД в зависимости от других параметров конструкции. Дифференцируя t_{resp} по N_{QD} и приравнявая производную нулю, имеем для случая $N_{\text{QD}} \gg N_{\text{side}}$:

$$N_{\text{QD}}^{\text{opt}} = \left[\sqrt{2} \frac{\frac{A}{d_{\text{sp}}}}{\frac{d_{\text{sp}}}{v_{\text{sat}}} + t_{\text{delay}}} \right]^{1/3}. \quad (7)$$

Подставляя затем (7) в (6), получаем

$$f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{max}} = \frac{a}{\sqrt{\left(\frac{1}{2^{2/3}} + 2^{1/3}\right) \left(\frac{A}{d_{\text{sp}}}\right)^{2/3} \left(\frac{d_{\text{sp}}}{v_{\text{sat}}} + t_{\text{delay}}\right)^{4/3} + t_{\infty}^2}}. \quad (8)$$

Аналитические выражения (7) и (8) удовлетворительно воспроизводят, с учетом дискретной природы числа

рядов КТ, расчетные зависимости соответствующих величин от толщины спейсерного слоя, как это следует из данных, представленных на рис. 4. Оптимальное число рядов КТ снижается при увеличении d_{sp} . Для случая $\alpha_1 = 50 \text{ см}^{-1}$ значение $N_{\text{QD}}^{\text{opt}}$ изменяется от 10 до 4 для рассматриваемого диапазона толщины спейсерного слоя. Отметим, что такое сочетание числа рядов и толщины спейсерных слоев (за исключением, может быть, лишь 10 рядов КТ со спейсерными слоями 20-нанометровой толщины) может быть реализовано без ущерба для оптического качества гетероструктуры для КЯТ InGaAs, а также и для большинства других типов КТ In(Ga)As, синтезируемых на подложках GaAs [19,20].

В зависимости $f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{max}}$ от d_{sp} наблюдается пологий максимум, располагающийся вблизи $d_{\text{sp}} = 60 \text{ нм}$, при котором $f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{max}}$ достигает 27.5 ГГц . Поиск экстремума функции, задаваемой выражением (8), позволяет установить, что оптимальная толщина спейсера определяется произведением насыщенной скорости носителей и времени задержки дрейфа:

$$d_{\text{sp}}^{\text{opt}} = v_{\text{sat}} t_{\text{delay}}, \quad (9)$$

а соответствующая такой ширине спейсерного слоя предельная частота

$$f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{peak}} \equiv f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{max}}(d_{\text{sp}}^{\text{opt}}) = \frac{a}{\sqrt{\left(2^{2/3} + 2^{5/3}\right) \left(\frac{A t_{\text{delay}}}{v_{\text{sat}}}\right)^{2/3} + t_{\infty}^2}}. \quad (10)$$

Для использованных в расчетах параметров материала $d_{\text{sp}}^{\text{opt}}$ составляет 60.3 нм , а $f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{peak}} = 27.5 \text{ ГГц}$. В пределе очень высокого поглощения (что соответствует $A \rightarrow 0$) предельная частота определяется в основном временем выброса из КТ ($f_{-3 \text{ дБ}}^{\text{peak}} \rightarrow a/t_1$), а в пределе малого

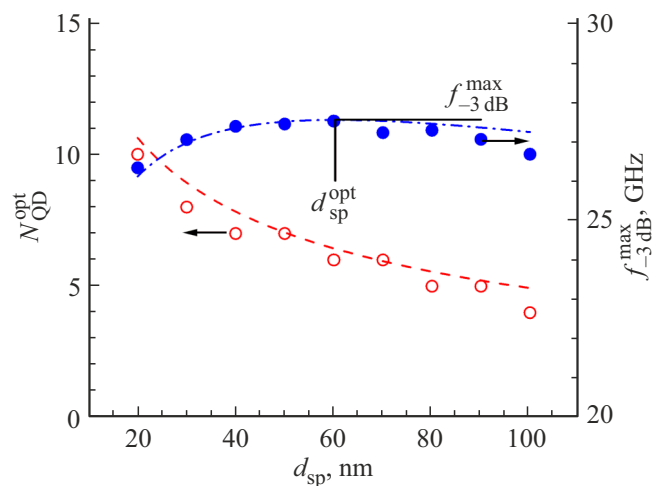


Рис. 4. Расчетная зависимость оптимального числа рядов КТ (незакрашенные символы) и соответствующей максимальной частоты ФД (закрашенные символы) для $\alpha_1 = 50 \text{ см}^{-1}$ и $N_{\text{side}} = 1$. Линии — аппроксимация с помощью (7) (штриховая линия), (8) (штрихпунктирная линия) и (10) (сплошная линия).

поглощения — совокупностью параметров, характеризующих емкостные и транспортные свойства:

$$f_{-3\text{ dB}}^{\text{peak}} \rightarrow \frac{0.1}{\left(\frac{A_{\text{delay}}}{v_{\text{sat}}}\right)^{1/3}}.$$

4. Заключение

Таким образом, в работе рассмотрены основные факторы, влияющие на быстродействие ФД на основе многослойных КТ: выброс фотовозбужденных носителей заряда из КТ, их транспорт через обедненную область (включая как собственно время переноса через спейсерный слой, так и задержку дрейфа, вносимую слоем КТ). То обстоятельство, что характерные времена, связанные с последними двумя явлениями, противоположным образом зависят от числа рядов КТ и толщины спейсерных слоев, обуславливает существование минимума в зависимости времени отклика от этих параметров структуры. Получены аналитические выражения, позволяющие в явном виде определить оптимальные значения толщины спейсерного слоя и числа рядов КТ. Показано, что они, в частности, зависят от величины коэффициента модального поглощения света в расчете на один слой КТ. Для квантовых яма-точек InGaAs, для которых модальное поглощение в максимуме спектральной чувствительности составляет $\sim 50 \text{ см}^{-1}$ на слой, определены оптимальные параметры толщины спейсерного слоя 60 нм и числа рядов 6, которым соответствует максимальное быстродействие ФД с частотой отсечки по уровню -3 дБ около 27 ГГц.

Финансирование работы

Исследование осуществлено в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. М.В. Максимов и Ф.И. Зубов благодарят проект FSRM-2023-0010 Министерства науки и высшего образования РФ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y. Wan, Z. Zhang, R. Chao, J. Norman, D. Jung, C. Shang, Q. Li, M.J. Kennedy, D. Liang, C. Zhang, J.-W. Shi, A.C. Gossard, K.M. Lau, J.E. Bowers. *Opt. Express*, **25** (22), 27715 (2017).

[2] N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, E.I. Moiseev, A.S. Dragunova, K.A. Ivanov, M.V. Maximov, N.A. Kaluzhnyy, S.A. Mintairov, S.V. Mikushev, M.M. Kulagina, J.A. Guseva, A.I. Likhachev, A.E. Zhukov. *Laser Phys. Lett.*, **19** (1), 016201 (2022).

[3] D. Inoue, Y. Wan, D. Jung, J. Norman, C. Shang, N. Nishiyama, S. Arai, A.C. Gossard, J.E. Bowers. *Appl. Phys. Lett.*, **113** (9), 093506 (2018).

[4] J. Huang, Y. Wan, D. Jung, J. Norman, C. Shang, Q. Li, K.M. Lau, A.C. Gossard, J.E. Bowers, B. Chen. *ACS Photonics*, **6** (5), 1100 (2019).

[5] A. Zhukov, S. Blokhin, N. Maleev, N. Kryzhanovskaya, E. Moiseev, A. Nadtochiy, S. Mintairov, N. Kalyuzhnyy, F. Zubov, M. Maximov. *Opt. Express*, **29** (25), 40677 (2021).

[6] Н.В. Крыжановская, С.А. Блохин, И.С. Махов, Е.И. Моисеев, А.М. Надточий, Н.А. Фоминых, С.А. Минтаиров, Н.А. Калужный, Ю.А. Гусева, М.М. Кулагина, Ф.И. Зубов, Е.С. Колодезный, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **57** (3), 202 (2023).

[7] B. Tossoun, G. Kurczveil, S. Srinivasan, A. Descos, D. Liang, R.G. Beausoleil. *Optics Lett.*, **46** (16), 3821 (2021).

[8] X.M. Sun, H. Zhang, H. Zhu, P. Xu, G. R. Li, J. Liu, H.Z. Zheng. *Electron. Lett.*, **45** (6), 329 (2009).

[9] O. Baklenov, H. Nie, K.A. Anselm, J.C. Campbell, B.G. Streetman. *Electron. Lett.*, **34** (7), 694 (1998).

[10] W.H. Chang, W.Y. Chen, T.M. Hsu, N.T. Yeh, J.I. Chyi. *Phys. Rev. B*, **66** (19), 195337 (2002).

[11] V.V. Nikolaev, E.A. Avrutin. *IEEE J. Quant. Electron.*, **39** (12), 1653 (2003).

[12] I. Pisarenko, E. Ryndin. *Electronics*, **5** (3), 52 (2016).

[13] A.O. Goushcha, B. Tabbert. *Opt. Eng.*, **56** (9), 097101 (2017).

[14] A.M. Nadtochiy, N.Yu. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Yu.S. Berdnikov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *J. Lightwave Technol.*, **39** (23), 7479 (2021).

[15] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Ruvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, **26** (38), 385202 (2015).

[16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М. Мир, 1984) т. 2.

[17] Si Photodiodes, Technical notes. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/si_pd_kspd9001e.pdf

[18] Insights into High-Speed Detectors and High-Frequency Techniques <https://www.newport.com/n/insights-into-high-speed-detectors-and-high-frequency-techniques>

[19] I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kozhukhov, A. Kovsh, N. Ledentsov, A. Zhukov. *Electron. Lett.*, **41** (24), 1330 (2005).

[20] A. McWilliam, A.A. Lagatsky, C.T.A. Brown, W. Sibbett, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.P. Vasil'ev, E.U. Rafailov. *Optics Lett.*, **31** (10), 1444 (2006).

Редактор Г.А. Оганесян

Model for speed performance of quantum-dot waveguide photodiode

A.E. Zhukov¹, N.V. Kryzhanovskaya¹, I.S. Makhov¹,
E.I. Moiseev¹, A.M. Nadtochiy¹, N.A. Fominykh¹,
S.A. Mintairov², N.A. Kalyuzhnyy², F.I. Zubov³,
M.V. Maximov³

¹ HSE University,
190008 St. Petersburg, Russia

² Ioffe institute,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A model is proposed that makes it possible to analytically analyze the speed performance of a waveguide $p-i-n$ -photodiode with a light-absorbing region representing a multilayered array of quantum dots separated by undoped spacers. It is shown that there is an optimal number of layers of quantum dots, as well as an optimal thickness of the spacers, which provide the widest bandwidth. The possibility of achieving a frequency range (at the level of -3 dB) above 20 GHz for waveguide photodiodes based on InGaAs/GaAs quantum well-dots is shown.