

# Оптическое усиление в волноводных гетероструктурах спектрального диапазона 1010–1075 нм с активной областью на основе InGaAs квантовых яма-точек

© А.А. Харченко<sup>1</sup>, А.М. Надточий<sup>1,2</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>3</sup>, Н.Ю. Гордеев<sup>3</sup>, А.С. Паюсов<sup>3</sup>, А.А. Бекман<sup>3</sup>, Г.О. Корнышов<sup>3</sup>, О.И. Симчук<sup>1</sup>, Ю.А. Салий<sup>3</sup>, М.М. Кулагина<sup>3</sup>, С.А. Минтаиров<sup>3</sup>, Н.А. Калюжный<sup>3</sup>, М.В. Максимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 190008 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: antoshkerr@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 июля 2024 г.

В окончательной редакции 9 августа 2024 г.

Принята к публикации 15 августа 2024 г.

В волноводных гетероструктурах с активной областью на основе квантовых яма-точек впервые исследовано оптическое усиление излучения от внешнего источника. Получена зависимость мощности усиленного излучения от тока накачки в спектральном диапазоне 990–1075 нм. С учетом спектральной зависимости тока прозрачности произведен расчет коэффициента оптического усиления в зависимости от тока и длины волны. Коэффициент оптического усиления в исследованных структурах достигает 22 дБ при значении тока накачки 57 мА на длине волны 1040 нм, при этом в полосе 1010–1075 нм значение коэффициента усиления составляет не менее 10 дБ.

**Ключевые слова:** квантовые яма-точки, полупроводниковые оптические усилители, ток прозрачности.

DOI: 10.61011/FTP.2024.06.58945.6937

## 1. Введение

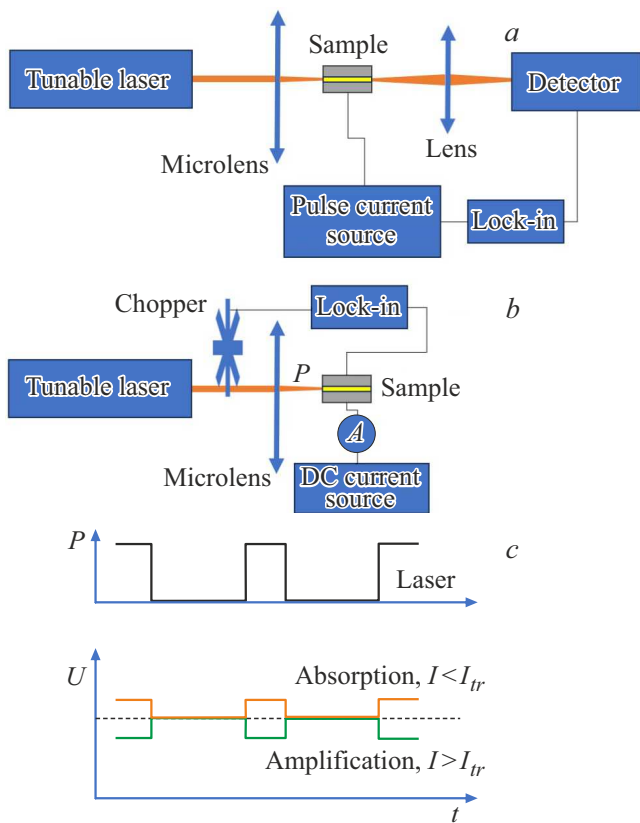
В настоящее время полупроводниковые оптические усилители (ПОУ) спектрального диапазона 900–1100 нм находят множество практических применений. На основе ПОУ можно изготовить перестраиваемый лазер с внешним резонатором [1] для применений в спектроскопии. Данный спектральный диапазон привлекателен и для медицинских применений. Излучение этого диапазона проникает в сосудистую оболочку глаза глубже, чем излучение в полосе 800–900 нм, что делает его востребованным в офтальмологической томографии — визуализации сетчатки глаза с высоким разрешением [2]. Кроме того, в данном спектральном диапазоне отсутствует люминесценция здоровых биологических тканей в отличие от свободных радикалов, что позволяет производить диагностику опухолей оптическими методами [3].

На сегодняшний день уже исследованы ПОУ на основе InGaAs-квантовых ям (КЯ) с типичными значениями максимальных коэффициентов усиления 15–30 дБ в полосе 30–40 нм при значениях токов накачки 150–200 мА [1,4]. Один из способов расширить спектральный диапазон усиления таких приборов — изготавливать структуры с многослойной активной областью, в которых спектры излучения отдельных слоев сдвигу

нуты относительно друг друга. Однако использование более трех InGaAs КЯ требует применения сложной технологии компенсации упругих напряжений [5]. Относительно недавно был разработан новый тип квантово-размерных InGaAs-гетероструктур — квантовые яма-точки (КЯТ) [6]. Преимуществом КЯТ перед КЯ является возможность эпитаксиального роста более 15 слоев без образования дислокаций, что позволило создать суперлюминесцентные диоды с широким (80–120 нм) спектром излучения [7,8]. Также КЯТ уже продемонстрировали высокое для стандартной лазерной конструкции модальное поглощение (усиление)  $70 \text{ см}^{-1}$  [6,9]. Такие результаты позволяют ожидать от КЯТ и хороших рабочих характеристик в качестве активной области ПОУ. В данной работе впервые проведено экспериментальное исследование усиления внешнего излучения полупроводниковым оптическим усилителем на основе квантовых яма-точек.

## 2. Эксперимент

Исследуемая волноводная  $p-i-n$ -гетероструктура AlGaAs/GaAs была выращена методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке  $n^+$ -GaAs, разориентированной на  $6^\circ$  в направлении [111]. Активная область представляет собой 7 слоев



**Рис. 1.** *a* — схема экспериментальной установки для исследования оптического усиления в волноводных структурах с КЯТ; *b* — схема экспериментальной установки для измерения тока прозрачности; *c* — диаграммы, иллюстрирующие изменения напряжения на образце синхронно с импульсами излучения лазера.

КЯТ, разделенных спейсерами GaAs толщиной 40 нм. Слои КЯТ сформированы путем осаждения 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 9 монослоев  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ . Максимумы спектров фотолюминесценции слоев КЯТ соответствуют длинам волн 925, 950, 985, 1015, 1040, 1060 и 1075 нм [8]. Подробности эпитаксиального синтеза и изготовления полосковых волноводов, а также оптические и лазерные свойства КЯТ подробно описаны в работах [6,7]. Из выращенной структуры были изготовлены образцы с узким гребешковым волноводом шириной 5 мкм, длиной 1 мм.

Схема экспериментальной установки для исследования оптического усиления изображена на рис. 1. В исследуемый волновод вводилось непрерывное излучение полупроводникового перестраиваемого лазера, работающего в спектральном диапазоне 990–1075 нм. Излучение имело ТЕ-поляризацию, максимальную мощность 6 мВт, спектральную ширину линии 0.3 нм и фокусировалось на переднюю грань образца микрообъективом  $20\times/0.40$ . На образец подавались импульсы тока накачки длительностью 50 мкс с частотой 1033 Гц. Ток накачки не превышал 63 мА, так как из-за отсутствия антиотражающих покрытий на зеркалах образец при больших

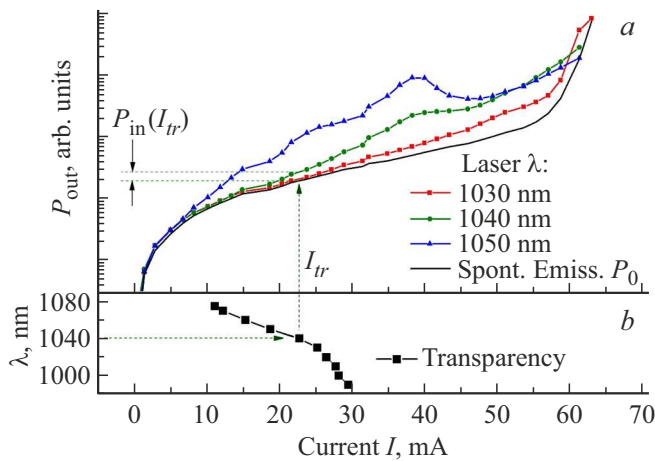
токах накачки переходил в режим лазерной генерации, нежелательной для ПОУ. Излучение, выходящее с обратной грани и собираемое светосильным объективом на фотодетектор, состоящий из InGaAs-фотодиода и трансимпедансного усилителя, преобразующего входной ток в выходное напряжение, можно разделить на три составляющие: излучение лазера, прошедшее через волновод, собственная электролюминесценция образца и излучение лазера, рассеянное и (или) прошедшее мимо волновода. Измерения проводились в режиме синхронного детектирования сигнала фотодетектора на частоте импульсов тока накачки, поэтому последняя составляющая излучения не давала вклада в детектируемый сигнал из-за отсутствия частотной модуляции. Было также проверено, что фотодетектор работает на линейном участке зависимости свет-напряжение и не входит в режим насыщения во всем диапазоне выходной мощности лазера.

Лазерное излучение, попавшее в волновод между импульсами тока накачки, практически полностью поглощается, так как в отсутствие накачки образец работает в режиме короткого замыкания, и, учитывая то, что волноводные структуры с КЯТ обладают высоким модальным поглощением, достигающим  $70\text{ см}^{-1}$  [9], на длине волновода 1 мм излучение ослабевает более чем на 3 порядка. Исходя из этого можно полагать, что мощность лазерного излучения, прошедшего через волновод отлична от нуля только в пределах импульса тока накачки. Таким образом, напряжение, измеряемое на фотодетекторе в режиме синхронного детектирования, прямо пропорционально мощности  $P_{out}$ , которая включает в себя мощность излучения лазера, прошедшего через волновод во время импульса накачки, и мощность собственной электролюминесценции. В данной работе измеряемая мощность излучения выражается в условных единицах и численно равна напряжению в милливольтках на фотодетекторе.

Мощность  $P_{out}(I)$  была измерена на различных длинах волн в диапазоне тока накачки  $I$  образца 0–63 мА. Отдельно в отсутствие излучения лазера измерялась мощность собственной электролюминесценции образца  $P_0(I)$ .

### 3. Результаты и обсуждение

Примеры полученных зависимостей  $P_{out}(I)$  на некоторых длинах волн и  $P_0(I)$  представлены на рис. 2, *a*. Мощность выходящего из волновода излучения  $P_{out}$  превосходит мощность собственной электролюминесценции  $P_0$ , и эта разница растет с увеличением тока накачки образца. Этих данных недостаточно, чтобы утверждать о наличии оптического усиления в волноводе, так как неизвестна величина вводимой оптической мощности. В общем случае коэффициент оптического усиления  $k$  рассчитывается по формуле  $k = (P_{out} - P_0)/P_{in}$ , где  $P_{in}$  — мощность излучения, вводимого в волновод. Пря-



**Рис. 2.** *a* — зависимость мощности излучения из волновода при входном лазерном излучении с длиной волны 1030, 1040 и 1050 нм и собственной электролюминесценции от тока накачки; *b* — зависимость длины волны, на которой волновод просветляется, от величины тока накачки. Стрелками показан пример оценки величины  $P_{in}$  для длины волны 1040 нм.

мое измерение коэффициента усиления требует знания абсолютного значения мощности  $P_{in}$ , и обычно такие измерения проводят для корпусированных приборов с использованием оптического волокна с сохранением поляризации [1], так как в этом случае можно контролировать коэффициент ввода и вывода излучения в волновод и из него.

В используемой схеме эксперимента точное измерение  $P_{in}$ , затруднительно, так как размеры светового пятна при фокусировке микрообъективом превышают размеры волновода в вертикальном направлении (0.44 мкм), и в волновод попадает только часть излучения лазера. Мы использовали метод оценки коэффициента усиления, учитывающий особенность работы исследуемого волновода при накачке, соответствующей току прозрачности ( $I_{tr}$ ). Находясь в состоянии прозрачности, волновод не усиливает и не поглощает падающее внешнее излучение, поэтому регистрируемая выходная мощность  $P_{out}(I_{tr})$  представляет собой сумму мощности собственной электролюминесценции волновода  $P_0(I_{tr})$  и мощности лазерного излучения, захваченного волноводом,  $P_{in}$ . Величины  $P_0(I_{tr})$  и  $P_{out}(I_{tr})$  являются измеряемыми параметрами, что позволяет вычислить мощность лазерного излучения, вводимого в волновод,  $P_{in} = P_{out}(I_{tr}) - P_0(I_{tr})$ , где автоматически учтены геометрические коэффициенты ввода лазерного излучения в волновод и сбора выходного излучения объективом на фотодиоде. Пример оценки вводимой мощности  $P_{in}$  для длины волны лазерного излучения 1040 нм показан стрелками на рис. 2. Изменение тока накачки образца выше (ниже) тока прозрачности не меняет мощности вводимого лазерного излучения, но приводит к его усилению (поглощению). Обобщая, коэффициент усиле-

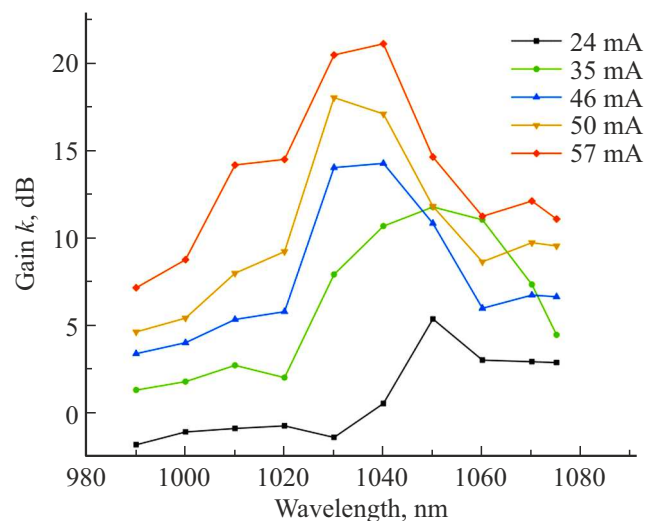
ния  $k$  при токе накачки  $I$  можно вычислить по формуле

$$k(I)[\text{дБ}] = 10 \lg \frac{P_{out}(I) - P_0(I)}{P_{out}(I_{tr}) - P_0(I_{tr})}. \quad (1)$$

Ток прозрачности для каждой из используемых длин волн был измерен по методу, аналогичному описанному в работе [10]. В данном методе (рис. 1, *b*) в образец, накачиваемый варьируемым постоянным током  $I$ , вводится модулированное лазерное излучение мощностью  $P$ . При накачке образца током меньше тока прозрачности ( $I < I_{tr}$ ) лазерное излучение, попадающее в волновод, поглощается, что приводит к увеличению напряжения  $U$  на образце (рис. 1, *c*). При накачке, превышающей ток прозрачности ( $I > I_{tr}$ ), волновод работает в режиме усиления. В этом случае лазерное излучение, попадающее в волновод, стимулирует излучательную рекомбинацию носителей в активной области, уменьшая степень инверсной заселенности, что приводит к уменьшению напряжения  $U$  на образце. Таким образом, ток прозрачности  $I_{tr}$  для заданной длины волны определялся как ток накачки образца  $I$ , при котором напряжение на образце, регистрируемое методом синхронного детектирования на частоте модуляции, равно нулю. Результаты измерений тока прозрачности для длин волн в диапазоне 990–1075 нм приведены на рис. 2, *b*. Длина волны, на которой волновод просветляется, ожидаемо сокращается с током, так как просветление более высоких энергетических уровней требует большей накачки.

По результатам измерений выходной мощности  $P_{out}(I)$ , мощности собственной электролюминесценции волновода  $P_0(I)$ , тока прозрачности на разных длинах волн (рис. 2, *b*) и расчетов по формуле (1) были получены спектры оптического усиления в диапазоне токов накачки 24–57 мА на нескольких длинах волн (рис. 3).

На рис. 3 можно наблюдать, что с ростом тока накачки коэффициент усиления растет, а максимум сдвигается



**Рис. 3.** Спектры оптического усиления волноводных структур с КЯТ при различных токах накачки.

в коротковолновую область, что свидетельствует о последовательном заполнении уровней различных слоев КЯТ. При значении тока накачки 57 мА был достигнут максимальный коэффициент оптического усиления — 22 дБ, а ширина полосы с усилением выше 10 дБ составила 65 нм (1010–1075 нм). При этом, если учесть данные о положении пиков излучения различных слоев КЯТ, используемых в структуре [8], можно заключить, что в исследованном диапазоне токов накачки вклад в усиление дают только четыре самых длинноволновых слоя КЯТ. Мы ожидаем, что использование технологий подавления обратной связи в резонаторе, таких как использование наклонных или  $j$ -образных полосковых волноводов и нанесение антиотражающих покрытий на входные/выходные грани [1,11] позволит подавить паразитную лазерную генерацию в ПОУ, что приведет к увеличению как ширины полосы усиления, так и максимального значения коэффициента усиления. Отметим, что в работе [1] ширина полосы усиления по уровню 10 дБ составляла 55 нм, поэтому полученные значения даже в неоптимизированных структурах показывают высокий потенциал КЯТ для использования в ПОУ.

Отметим некоторые ограничения использованной методики. Первое связано с учетом собственной электролюминесценции волновода, которая измерялась без ввода излучения лазера. Введение излучения в ПОУ в режиме усиления при фиксированном токе накачки должно приводить к увеличению темпа оптической рекомбинации носителей на длине волны излучения и, соответственно, к снижению заселенности уровней КЯТ, что означает снижение мощности собственной электролюминесценции, корректный учет которой требует спектральной селекции усиленного излучения. Однако отметим, что мощность электролюминесценции по сравнению с мощностью усиленного излучения в пике была относительно невелика. Кроме того, в описанной методике значения мощности собственной электролюминесценции оказываются завышенными, что при расчете коэффициента усиления приводит к занижению его значения.

Второе ограничение связано с регистрацией выходящего из волновода излучения с помощью объектива. Использованная оптическая схема не обеспечивала сбор всего излучения, расходящегося после выхода из волновода. Представленная методика будет справедлива, если регистрируемая доля излучения не меняется с величиной импульсов тока накачки ПОУ, тогда коэффициент сбора выходного излучения будет автоматически учтен при нормировке на величину выходного излучения при токе прозрачности. Однако наблюдаемые при некоторых величинах тока накачки всплески  $P_{out}$  на рис. 2, а могут свидетельствовать о некотором перераспределении выходной мощности образца по различным оптическим модам и, соответственно, изменении коэффициента сбора. Более корректная методика регистрации выходного излучения может опираться на использование интегрирующей сферы. Мы предполагаем полученную в работе

оценку усиления относительно надежной, так как перераспределение интенсивности между латеральными модами не должно быть существенным, а доля собираемого в нашей схеме выходного излучения достаточно высока.

## 4. Заключение

В работе впервые исследовано усиление излучения в ПОУ с несколькими слоями КЯТ в диапазоне 990–1075 нм. Для расчета коэффициента усиления была использована оригинальная методика, не требующая данных о коэффициенте ввода и вывода излучения в волновод и опирающаяся на пересчет значений мощности усиленного излучения с учетом измерений при условии прозрачности на заданной длине волны. Для неоптимизированной структуры с прямыми склотыми гранями, где диапазон рабочих токов ограничен появлением паразитной лазерной генерации, было получено максимальное значение усиления 22 дБ на длине волны 1040 нм и ширина полосы усиления 65 нм по уровню 10 дБ при токе 57 мА.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-00038 (<https://rscf.ru/project/23-72-00038/>). А.А. Харченко и О.И. Симчук благодарят Министерство науки и высшего образования РФ (проект FSRM-2023-0010) за поддержку экспериментальных исследований с использованием перестраиваемого лазера. А.М. Надточий благодарит Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ за поддержку работы в части обработки экспериментальных данных.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] А.А. Лобинцов, М.В. Шраменко, С.Д. Якубович. Квант. электрон., **38**, 661 (2008).
- [2] K.K. Bizheva, B. Povazay, A.A. Apolonski, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, P.S.J. Russell, F. Krausz, A.F. Fercher, W. Drexler. Coherence Domain Optical Methods in Biomedical Science and Clinical Applications VI: V.V. Tuchin, J.A. Izatt, J.G. Fujimoto (eds). SPIE, **4619**, 249 (2002).
- [3] И.П. Шилов, Г.Л. Даниелян, С.В. Маречек, С.В. Кочмарев, Л.Ю. Новичихин. РЭ, **67** (4), 384 (2022).
- [4] M. Tang, X. Tian, X. Lu, S. Fu, P.P. Shum, Z. Zhang, M. Liu, Y. Cheng, J. Liu. Optics Lett., **34**, 2204 (2009).
- [5] N.V. Baidus, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, S.M. Nekorkin, A.V. Novikov, A.V. Rykov, D.G. Reunov, M.V. Shaleev, P.A. Yunin, D.V. Yurasov. Semiconductors, **52**, 1547 (2018).

- [6] M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, N.Yu. Gordeev, Y.M. Shernyakov, A.S. Payusov, F.I. Zubov, V.N. Nevedomskiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Appl. Sci.*, **10** (3), 1038 (2020).
- [7] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Г.О. Корнышов, О.И. Симчук, Н.Ю. Гордеев, А.А. Бекман, А.С. Паюсов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.М. Кулагина, А.Е. Жуков. *ФТП*, **57** (4), 301 (2023).
- [8] M.V. Maximov, N.Y. Gordeev, Y.M. Shernyakov, G.O. Kornyshov, A.A. Beckman, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, A.E. Zhukov. *Photonics (MDPI)*, **10** (10), 1090 (2023).
- [9] A.A. Kharchenko, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, Y.M. Shernyakov, A.A. Serin, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Nano-Struct. Nano-Objects*, **25**, 100628 (2021).
- [10] P.A. Andrekson, N.A. Olsson, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, D. Coblenz, H. Temkin. *Electron. Lett.*, **28** (2), 171 (1992).
- [11] S.H. Chang. *Appl. Sci.*, **10** (4), 1552 (2020).

Редактор А.Н. Смирнов

## Optical amplification in InGaAs quantum well-dot waveguide heterostructures in spectral range of 1010–1075 nm

A.A. Kharchenko<sup>1</sup>, A.M. Nadtochiy<sup>1,2</sup>,  
Y.M. Shernyakov<sup>3</sup>, N.Y. Gordeev<sup>3</sup>, A.S. Payusov<sup>3</sup>,  
A.A. Beckman<sup>3</sup>, G.O. Kornyshov<sup>3</sup>, O.I. Simchuk<sup>1</sup>,  
Yu.A. Saliy<sup>3</sup>, M.M. Kulagina<sup>3</sup>, S.A. Mintairov<sup>3</sup>,  
N.A. Kalyuzhnyy<sup>3</sup>, M.V. Maximov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Alferov University,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> National Research University  
Higher School of Economics,  
190008 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The optical amplification of radiation from an external source was studied for the first time in waveguide heterostructures with an active region based on quantum well-dots. The dependence of outgoing radiation power on the pumping current was obtained in the spectral range of 990–1075 nm. Considering the spectral dependence of the transparency current, the optical gain coefficient was calculated depending on the current and wavelength. The optical gain in the structures under study reaches 22 dB at the pumping current of 57 mA at a wavelength of 1040 nm, while in the 1010–1075 nm band, the gain exceeds 10 dB.