

03,09

## Роль диффузии фотовозбужденных электронов из сильнолегированных слоев в фотопроводимости гетероструктур AlAs/GaAs

© Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханнин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,  
Черноголовка, Россия

E-mail: vdov62@yandex.ru

Поступила в Редакцию 29 июля 2021 г.

В окончательной редакции 29 июля 2021 г.

Принята к публикации 4 августа 2021 г.

На основе исследования фотопроводимости в  $p-i-n$ -гетероструктурах GaAs/AlAs в видимом световом диапазоне показана доминирующая роль канала диффузии фотовозбужденных электронов из сильнолегированных слоев в процессе формирования осцилляций фототока от напряжения смещения и определяющий вклад этого канала в полный ток через структуру. Рассмотрена качественная модель транспорта возбужденных носителей, предполагающая диффузионный канал как основной источник фотоосцилляций.

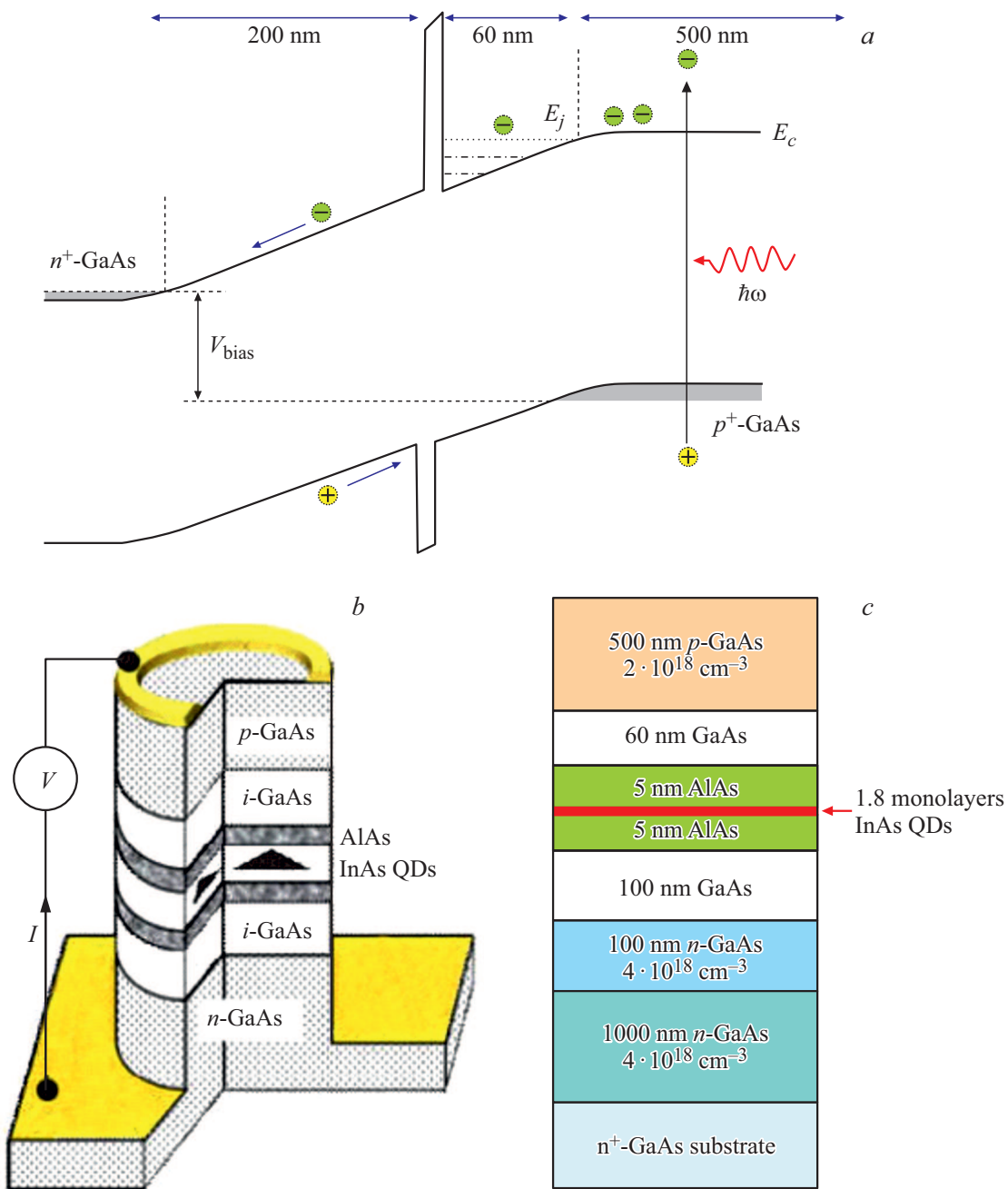
**Ключевые слова:** гетероструктуры, фотопроводимость.

DOI: 10.21883/FTT.2021.12.51664.179

### 1. Введение

Полупроводниковые  $p-i-n$ -гетероструктуры широко используются в качестве детекторов излучения и имеют множество применений в оптоэлектронике [1–4]. Поглощение света с энергией больше ширины запрещенной зоны в таких полупроводниковых структурах приводит к генерации электронно-дырочных пар. Пары, созданные в обедненной  $i$ -области или на расстоянии порядка длины диффузии от  $i$ -области вглубь легированных  $n$ - и  $p$ -слоев, разделяются электрическим полем, и в результате во внешней цепи появляется ток [4]. Величина фототока будет определяться дрейфовым током носителей, генерируемых в  $i$ -области, и диффузионными токами носителей, генерируемых за пределами  $i$ -области. При определенных условиях фотоотклик полупроводниковых структур может обнаруживать множество различных квантовых осцилляционных явлений. Например, релаксация энергии фотовозбужденных электронов и дырок из-за испускания оптических фононов приводит к осцилляциям фототока в зависимости от энергии возбуждающих фотонов [5]. Осцилляции фототока от напряжения смещения наблюдались в  $p-i-n$  GaAs/AlAs или InGaN/GaN сверхрешетках [6,7]. В работе [8] было исследовано влияние слоя InAs квантовых точек в  $i$ -области  $p-i-n$ -диода на спектры фотоотклика и показана эффективность такой гетеросистемы для создания чувствительных фотоприемников. Позднее в подобных однобарьерных гетероструктурах GaAs/AlAs (см. рис. 1) были обнаружены гигантские осцилляции фототока [9,10] при облучении светом с энергией фотона большей, чем ширина запрещенной зоны в GaAs, которые проявлялись как множественные резонансоподобные особенности на вольт-амперных

характеристиках (ВАХ). Амплитуда таких осцилляций при этом составляла порядка 20% от средней величины фототока при облучении светом с длиной волны  $\lambda = 650$  nm, хотя в  $p-i-n$ -диодах с одиночным туннельным барьером априори невозможно предположить наличие каких-либо резонансов фототока. Было обнаружено, что период этих осцилляций определяется исключительно длиной  $i$ -области, заключенной между AlAs-барьером и  $p^+$ -контактом. Эти осцилляции фототока были качественно интерпретированы в [9] как следствие модуляции темпа рекомбинации носителей в моменты совпадения уровней треугольной квантовой ямы, формирующейся в нелегированной приборной  $i$ -области, с дном зоны проводимости высоколегированного  $p^+$ -слоя с изменением электрического поля. Схематическая зонная диаграмма активной области гетероструктуры при смещающем напряжении  $V_b < 1.5$  V ( $V_b \approx 1.5$  V соответствует условию плоских зон) показана на рис. 1. Изменение  $V_b$  в сторону отрицательных значений, начиная с  $V_b \approx 1.5$  V, приводит к движению электронных уровней размерного квантования  $E_j$  в треугольной квантовой яме (ТКЯ) вверх по энергии относительно ее дна, но вниз относительно края зоны проводимости  $E_C$ , ограничивающего эту яму справа, приводя к последовательному вхождению в ТКЯ все новых уровней  $E_j$  с энергией  $\approx E_C$  (см. рис. 1, а). По мере увеличения электрического поля в  $i$ -области конкретное электронное состояние  $E_j$  в треугольной квантовой яме приближается к вершине этой треугольной потенциальной ямы, и его волновая функция все больше проникает в область с высокой плотностью основных дырок в легированном электроде  $p^+$ -GaAs. В модели из [9] предполагалось, что перекрытие увеличивает скорость рекомбинации фотовозбужденных электронов на  $E_j$ -уровне ТКЯ так, что снижает



**Рис. 1.** а) Зонная диаграмма экспериментального образца при  $V_b < 1.5$  V. Стрелками показаны процессы фотогенерации электрон-дырочных пар и движения носителей в электрическом поле. Пунктирные линии — уровни размерного квантования  $E_j$  в треугольной квантовой яме, а  $E_c$  — дно зоны проводимости в контактном  $p^+$ -слое; б) схематический разрез экспериментальной мезоструктуры и схема измерения фототока; в) схематическое представление последовательности, материалов и толщин слоев гетероструктуры с указанием концентраций легирования в контактных слоях.

их вклад в фототок при туннелировании через барьер AlAs. Следовательно, при изменении  $V_b$  периодически изменяется скорость рекомбинации электронов, вызывая осцилляции фототока, то есть в моменты совпадения  $E_j$  с  $E_c$  происходит резкое уменьшение фототока. Отметим, что в этой модели учитывается генерация электрон-дырочных пар только в области существования электрического поля, то есть в  $i$ -области, а возможный

диффузионный ток электронов из  $p^+$ -области и дырок из  $n^+$ -области постулировался пренебрежимо малым, поскольку считается, что время диффузии носителей в  $i$ -область много больше, чем время жизни неосновного носителя в сильнолегированной  $p^+$ - (или  $n^+$ -) области. Это допущение противоречит общепринятому описанию фотодетектирования  $p-i-n$ -диодах [4], но поскольку было установлено, что период фотоосцилляций зави-

сел только от ширины треугольной квантовой ямы, то такая модель достаточно правдоподобно описывала наблюдаемый эффект. Однако наши последующие исследования [11] показали, что зависимость отношения вклада осциллирующей и неосциллирующей компонент фототока  $I_{osc}/I_{fon}$  от мощности не может быть описана в рамках модели [9], где соотношение  $I_{osc}/I_{fon}$  не зависит от интенсивности излучения и для согласованного описания всех представленных экспериментов была предложена новая качественная модель формирования осцилляций, включающая как основной элемент диффузионный транспорт фотовозбужденных электронов из  $p$ -слоя.

В данной работе изучено поведение осцилляций фототока в  $p-i-n$ -гетероструктурах GaAs/AlAs в видимом световом диапазоне длин волн. Показано, что осцилляции фототока от напряжения смещения образуются благодаря диффузии электронов, возбужденных светом в  $p^+$ -области и пришедших к краю треугольной квантовой ямы с энергией, совпадающей с верхним уровнем в яме; а величина неосциллирующей компоненты фототока определяется аддитивными вкладами токов носителей, возбуждаемых светом в остальных областях гетероструктуры. Рассмотрена качественная модель транспорта возбужденных носителей, предполагающая диффузионный канал как основной источник фотоосцилляций.

## 2. Образцы и методика эксперимента

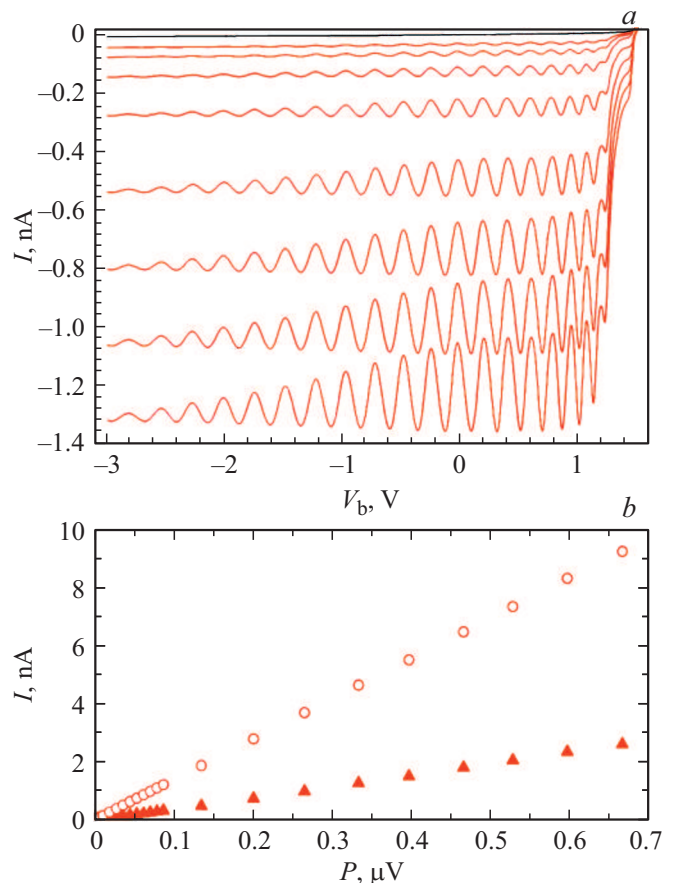
Исследованные нами образцы были изготовлены на основе однобарьерных  $p-i-n$ -гетероструктур GaAs/AlAs с нелегированными  $i$ -слоями 60 и 100 нм со стороны  $p^+$ - и  $n$ -областей, соответственно, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Барьерный слой AlAs толщиной 5 нм расположен между нелегированными  $i$ -слоями.

Верхний  $p^+$ -слой GaAs толщиной 0.5  $\mu\text{m}$  легирован до концентрации  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Более детально такие структуры описаны в работах [9,10]. Для создания оптических мезоструктур диаметром 25–200  $\mu\text{m}$  применялась стандартная технология химического травления. На рис. 1, *b* схематически показан разрез экспериментальной мезоструктуры и схема измерения фототока, а на рис. 1, *c* — схематическое представление последовательности, материалов и толщин слоев гетероструктуры с указанием концентраций легирования в контактных слоях. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при  $T = 400^\circ\text{C}$ . Вольт-амперные характеристики (ВАХ) были измерены при уровне шума менее 100 фА. Измерения проводились при температуре 4.2–100 К. Образцы облучались светом с длинами волн в диапазоне  $\lambda$  от 650 до 405 нм со стороны высоколегированной  $p^+$ -области. В качестве источников светового излучения в интервале длин волн  $\lambda$  от 875 до 650 нм был использован спек-

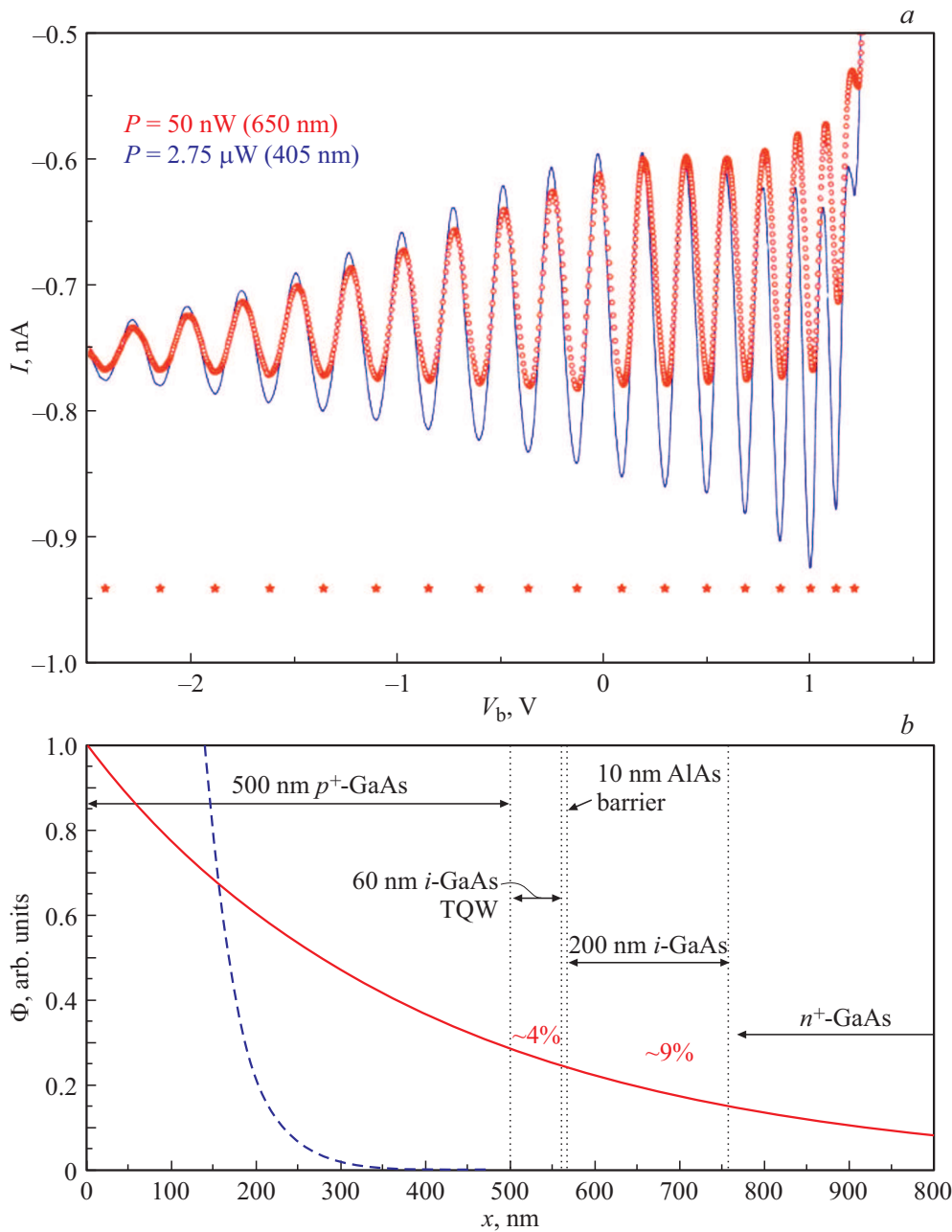
трофотометр, а в интервале от 650 до 405 нм набор светодиодов.

## 3. Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 2 представлены обратные ветви ВАХ нашего экспериментального образца в области  $V_b < 1.5 \text{ V}$  при 8 значениях мощности воздействующего излучения  $P$  от 3 до 85 нВт с длиной волны  $\lambda = 650 \text{ nm}$  и при  $T = 4.2 \text{ K}$ . В отсутствие освещения обратные ветви ВАХ представляли собой монотонные зависимости без каких-либо видимых особенностей темновой ток в интервале до 3 В не превышал 10 рА и, вероятно, определялся преимущественно процессами, аналогичными для тока генерации  $p-n$ -перехода. Воздействие на образцы световым излучением с  $\lambda$  вплоть до 840 нм не оказывало сколь-нибудь заметного влияния на ВАХ. Когда же  $\lambda$  становилась меньше 824 нм (что приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны GaAs), обратные



**Рис. 2.** *a)* ВАХ экспериментального образца в области  $V_b < 1.5 \text{ V}$  при 8 значениях мощности воздействующего излучения  $P = 3, 5, 10, 20, 35, 50, 70, 85 \text{ nW}$  с длиной волны  $\lambda = 650 \text{ nm}$  и при  $T = 4.2 \text{ K}$ ; *b)* зависимость амплитуды  $(I_{\max} - I_{\min})$  и фонового тока  $(I_{\max} + I_{\min})/2$  от мощности для осцилляции около  $V_b \sim 0 \text{ V}$  при  $\lambda = 650 \text{ nm}$  и  $T = 4.2 \text{ K}$ .



**Рис. 3.** *a)* ВАХ образца при освещении светом с  $\lambda = 650$  nm (красные точки) при  $P = 50$  nW и 405 nm (фиолетовая линия) при  $P = 2.75 \mu\text{W}$  при  $T = 4.2$  K. Звездами отмечены положения по  $V_b$  абсолютных значений максимумов фототока; *b)* кривые поглощения фотонов, рассчитанные по формуле  $\Phi \propto \Phi_0 \exp(-ax)$  для  $\lambda = 650$  nm (красная кривая) и 405 nm (фиолетовая кривая) при  $P_{405} = 55P_{650}$  вдоль слоев (по оси  $x$ ) экспериментальной структуры.

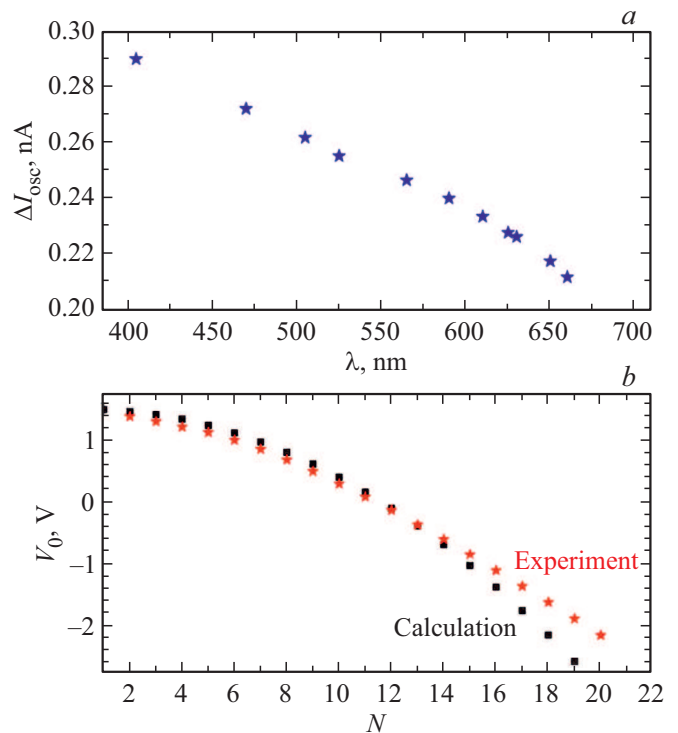
ветви ВАХ начинали демонстрировать осциллирующую составляющую с амплитудой, пропорциональной  $P$ , и периодом, не зависящим от  $\lambda$ , аналогично [9]. Как амплитуда осцилляции, так и неосциллирующий „фоновый“ фототок линейно зависели от мощности излучения, как это видно на рис. 2, *b*, где показана зависимость амплитуды ( $I_{\max} - I_{\min}$ ) и фонового тока  $(I_{\max} + I_{\min})/2$  от мощности для осцилляции около  $V_b \sim 0$  V при  $\lambda = 650$  nm и  $T = 4.2$  K. С уменьшением длины волны света фототок рос аналогично [8] до  $\lambda \sim 750$  nm с дальнейшим резким

падением вплоть до 405 nm, но зависимость амплитуды осцилляций и фонового тока от мощности продолжала оставаться линейной. На рис. 3, *a* — ВАХ образца при освещении светом с  $\lambda = 650$  nm (красные точки) и 405 nm (фиолетовая линия). Мы можем видеть, что для того чтобы неосциллирующая компонента фототока для этих двух длин волн была примерно равна, необходимо увеличить мощность фиолетового света примерно в 55 раз относительно мощности красного света. Отметим, что амплитуда осцилляций фототока

при этих условиях для  $\lambda = 405 \text{ nm}$  примерно вдвое больше, чем для  $\lambda = 650 \text{ nm}$ . Мы обсудим это увеличение амплитуды фотоосцилляций ниже, а пока отметим, что в данном случае в рамках модели из работы [9], где учитывается генерация пар носителей только в  $i$ -области, существование осциллирующей компоненты фототока совершенно невозможно, вследствие того, что коэффициент поглощения света имеет спектральную зависимость и для фиолетового света составляет порядка  $\alpha \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$  [12] так, что большинство фотонов поглощается вблизи поверхности образца, не доходя до треугольной квантовой ямы.

На рис. 3, *b* показаны кривые поглощения фотонов  $\Phi \propto \Phi_0 \exp(-\alpha x)$  для  $\lambda = 650 \text{ nm}$  (красная кривая) и  $405 \text{ nm}$  (фиолетовая кривая) при  $P_{405} = 55P_{650}$  и отложенные по оси  $x$  слои нашей экспериментальной структуры. Для пояснения масштаба влияния  $\lambda$  на глубину поглощения в нашей структуре отметим, что для  $\lambda = 405 \text{ nm}$  менее 1% фотонов смогли бы пройти в глубину  $p^+$ -слоя на расстояние  $0.2 \mu\text{m}$ , тогда как для  $\lambda = 650 \text{ nm}$  та же доля фотонов проходит далеко в глубину  $n^+$ -слоя (до  $\sim 2 \mu\text{m}$ ), а порядка 15% проходит через оба  $i$ -слоя и достигает границы с  $n^+$ . Таким образом, наблюдение осцилляций фототока при  $\lambda = 405 \text{ nm}$  уже явно указывает на непригодность модели их происхождения из [9] и необходимость ее пересмотра. Отметим при этом, что даже для красного света учет поглощения фотонов только в  $i$ -области нашей структуры дает низкую квантовую эффективность детектирования  $< 15\%$ , тогда как на подобной структуре в работе [8] была определена квантовая эффективность порядка 30–40%, что указывает на необходимость учета дрейфа носителей из  $p^+$ - и  $n^+$ -областей и для  $\lambda = 650 \text{ nm}$ .

Мы предлагаем новую качественную модель, основанную на механизме резонансного усиления прохождения электронов, диффундирующих из глубины  $p$ -слоя через уровни в квантовой яме, аналогичном резонансному туннелированию через широкие КЯ [13]. Так как время жизни фотовозбужденных электронов вблизи поверхности мало, то большая их часть рекомбинирует прежде, чем они смогут достичь  $i$ -области с помощью диффузии и дать вклад в фототок. Но при большой мощности излучения достаточное количество электронов, которые генерируются в  $p^+$ -слое толщиной  $0.5 \mu\text{m}$ , смогут продиффундировать до  $i$ -области и при совпадении с уровнем  $E_j$  в треугольной КЯ протуннелировать через барьер резонансно, порождая осцилляции фототока. То есть каждый раз, когда с ростом электрического поля новый уровень  $E_j$  входит в КЯ и совпадает с  $E_C$ , происходит резкое резонансное увеличение темпа туннелирования через барьер электронов, возбужденных в глубине высоколегированного контактного  $p^+$ -слоя и дошедших в результате диффузии и дрейфа до края треугольной ямы, что и приводит к всплеску фототока. При этом амплитуда осцилляций определяется числом электронов, возбужденных светом в  $p^+$ -области и пришедших к краю треугольной квантовой ямы с



**Рис. 4.** *a*) Амплитуда осцилляции ( $I_{\max} - I_{\min}$ ) при  $V_b \sim 0$  при освещении структуры светодиодами с  $\lambda$  от 650 до 405 nm при условии равенства  $I_{\text{фон}} = 1 \text{ nA}$ ; *b*) сравнение расчетных и экспериментальных величин положения осцилляций по  $V_b$ .

энергией  $E_C$ , а величина неосциллирующей компоненты фототока — аддитивными вкладами токов носителей, возбуждаемых светом определенной длины волны в остальных областях активной части гетероструктур.

Подтверждением того, что осцилляции фототока от напряжения смещения в наших  $p-i-n$ -структурах происходят благодаря диффузии электронов, возбужденных светом в  $p^+$ -области и пришедших к краю треугольной квантовой ямы с энергией  $E_C$ , является и величина фотоосцилляций для  $\lambda = 405 \text{ nm}$ , большая, чем для  $\lambda = 650 \text{ nm}$ , при фиксированной величине неосциллирующего тока (см. рис. 3, *a*). Поскольку „фонный ток“ является суммой нерезонансного тока через ТКЯ и тока носителей рожденных в  $i$ - и  $n$ -областях, то с увеличением длины волны света он растет из-за все большего проникновения света вглубь структуры и роста числа пар, сгенерированных в  $i$ -слоях, что приводит к относительному уменьшению амплитуды осцилляций фототока. На рис. 4, *a* представлены величины  $(I_{\max} - I_{\min})$  для осцилляции около  $V_b \sim 0$  при освещении структуры светом с  $\lambda$  от 650 до 405 nm, так что „фонный ток“ был равен 1 nA. Монотонное относительное увеличение амплитуды осцилляции с уменьшением  $\lambda$  объяснимо отмеченным выше уменьшением  $I_{\text{фон}}$  из-за все меньшего проникновения света вглубь структуры и уменьшения числа пар, сгенерированных в  $i$ -слоях.

Хорошее совпадение лестницы напряжений  $V_b$ , соответствующей экстремумам осцилляций, с последовательностью моментов совпадения  $E_j$  и  $E_C$  показано уже в нашей первой работе [9], и аналогичный расчет, произведенный нами для данной гетероструктуры, представлен на рис. 4, *b*.

Но если в старой модели в этот момент происходит резкое падение фототока, то в предположении резонансного туннелирования пришедших из глубины  $p^+$ -области фотовозбужденных электронов такому моменту будет соответствовать максимум фототока. Электростатическая модель, используемая нами для расчета моментов совпадения  $E_j$  и  $E_C$  [9,10], не дает нам возможности сделать выбор между этими двумя механизмами осцилляций, так как мы не можем рассчитать положение минимумов или максимумов осцилляций с точностью в полпериода из-за невозможности корректного учета накопления заряда в AlAs-барьере на дефектах и квантовых точках в барьере и сложности измерения первой осцилляции в момент формирования ТКЯ. Но даже эти расчеты подтверждают, что положение экстремумов осцилляций фототока определяются исключительно дизайном ТКЯ.

#### 4. Заключение

Как результат, нами изучено поведение квантовых осцилляций фототока в  $p-i-n$ -гетероструктурах GaAs/AlAs при воздействии на них светом с длиной волн  $\lambda$  в интервале от 875 до 405 nm. Продемонстрирована доминирующая роль канала диффузии фотовозбужденных электронов из сильнолегированного  $p^+$ -слоя в процессе формирования осцилляций фототока от напряжения смещения и определяющий вклад этого канала в полный ток через структуру.

#### Благодарности

Авторы выражают благодарность М. Хенини (M. Henini, University of Nottingham, UK) за изготовление образцов.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Госзадания № 075-00355-21-00.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] K.A. Patel, J.F. Dynes, A.W. Sharpe, Z.L. Yuan, R.V. Penty, A.J. Shields. *Electron. Lett.* **48**, 2, 111 (2012).
- [2] X. Shang, Y. Yu, M. Li, L. Wang, G. Zha, H. Ni, H. Pettersson, Y. Fu, Z. Niu. *J. Appl. Phys.* **118**, 24, 244503 (2015).
- [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] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, N.Y. (1981). P. 749–765.
- [5] R.E. Nahory. *Phys. Rev.* **178**, 3, 1293 (1969).
- [6] J. Allam, F. Capasso, M.B. Panish, A.L. Hutchinson. *Appl. Phys. Lett.* **49**, 12, 707 (1986).
- [7] M.V. Baranovskiy, G.F. Glinskii. *J. Phys.: Conf. Ser.* **461**, 1, 012039 (2013).
- [8] A.E. Belyaev, S.A. Vitusevich, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, A. Forster, W. Reetz, S.V. Danylyuk. *Nanotechnol.* **13**, 1, 94 (2002).
- [9] E.E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R.P. Campion, Yu.N. Khanin, M. Henini, O. Makarovskiy. *Phys. Rev. B* **89**, 20, 205305 (2014).
- [10] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, О. Макаровский, М. Хенини. *Письма в ЖЭТФ* **102**, 11, 830 (2015).
- [11] Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин. *Письма в ЖЭТФ* **113**, 9, 605 (2021).
- [12] H.C. Casey, D.D. Sell, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.* **46**, 1, 250 (1975).
- [13] M.L. Leadbeater, E.S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O.H. Hughes, A. Celeste, J.C. Portal, G. Hill, M.A. Pate. *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 29, 4865 (1989).

*Редактор Е.В. Толстякова*