

## Влияние параллельного слоя магнитного поля на фототок в GaAs/AlAs $p-i-n$ -структурах

© И.А. Ларкин, Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин<sup>†</sup>

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Россия

<sup>†</sup> E-mail: vdov62@yandex.ru

Поступила в Редакцию 7 сентября 2021 г.

В окончательной редакции 16 сентября 2021 г.

Принята к публикации 16 сентября 2021 г.

Изучено поведение фототока в GaAs/AlAs  $p-i-n$ -гетероструктурах в магнитном поле, параллельном гетерослоям в диапазоне длин волн от 395 до 650 нм. Обнаружена сильная зависимость неосциллирующей компоненты фототока от длины волны излучения, связанная с подавлением диффузионного тока магнитным полем. Показано, что поведение осциллирующей составляющей фототока в магнитном поле не зависит от длины волны света и определяется переносом электронов через уровень размерного квантования в треугольной прибарьерной яме. Установлено, что подавление осциллирующей компоненты магнитным полем обусловлено размажкой уровня в треугольной яме за счет движения электронов параллельно стенкам ямы и перпендикулярно магнитному полю.

**Ключевые слова:** гетероструктуры, фотопроводимость, магнитотуннелирование.

DOI: 10.21883/FTP.2022.01.51820.9738

### 1. Введение

При определенных условиях фотоотклик полупроводниковых структур может обнаруживать множество различных осцилляционных явлений. Например, релаксация энергии фотовозбужденных электронов и дырок из-за испускания оптических фононов приводит к осцилляциям фототока в зависимости от энергии возбуждающих фотонов [1]. На вольт-амперных характеристиках (ВАХ) InGaAs многоступенчатых преобразователей мощности лазера при рассогласовании по току наблюдаются множественные ступеньки с диапазоном напряжения от обратного напряжения пробоя до напряжения холостого хода [2]. Осцилляции фототока от напряжения смещения также наблюдались в  $p-i-n$ -GaAs/AlAs или InGaN/GaN сверхрешетках [3,4]. Недавно в однобарьерных GaAs/AlAs  $p-i-n$ -гетероструктурах были обнаружены гигантские осцилляции фототока при облучении светом с энергией фотона, большей, чем ширина запрещенной зоны в GaAs, которые проявлялись как множественные резонансоподобные особенности на вольт-амперных характеристиках [5,6]. 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 в глубь легированных  $n$ - и  $p$ -слоев, разделяются электрическим полем, и в результате во внешней цепи появляется ток [7]. Величина фототока будет определяться дрейфовым током носителей, генерируемых в  $i$ -области, и диффузионными токами носителей, генерируемых за пределами  $i$ -области. Такой механизм предполагает увеличение фототока с последующим выходом на плато при увеличении электрического поля в  $i$ -области и не предполагает никакой немоно-

тонной зависимости. Но амплитуда экспериментально обнаруженных в работах [5,6] осцилляций составляла  $\sim 20\%$  от средней величины фототока при облучении светом с длиной волны  $\lambda = 650$  нм, хотя в  $p-i-n$ -диодах с одноположительным туннельным барьером априори невозможно предположить наличие каких-либо осцилляций фототока. Период этих осцилляций по напряжению определяется длиной  $i$ -области, заключенной между AlAs-барьером и  $p^+$ -контактом, и они были качественно интерпретированы в работе [5] как следствие модуляции темпа рекомбинации носителей в моменты совпадения уровней треугольной квантовой ямы  $E_n$ , формирующейся в нелегированной прибарьерной  $i$ -области, с дном зоны проводимости  $E_C$  высоколегированного  $p^+$ -слоя с изменением электрического поля, что и приводит к резкому уменьшению фототока. В этой модели учитывалась генерация электронно-дырочных пар только в области существования электрического поля, т.е. в  $i$ -области, а диффузионный ток электронов из  $p^+$ -области и дырок из  $n^+$ -области полагался пренебрежимо малым, так как считалось, что время диффузии носителей в  $i$ -область много больше, чем время жизни неосновных носителей в сильно легированной  $p^+$  (или  $n^+$ ) области. Это допущение противоречит общепринятому описанию фотодетектирования в  $p-i-n$ -диодах [7], но, так как было установлено, что период фотоосцилляций зависел только от ширины треугольной квантовой ямы, такая модель достаточно правдоподобно описывала наблюдаемый эффект при освещении светом с длиной волны  $> 650$  нм. Однако недавно в работе [8] наблюдались осцилляции фототока при облучении светом с  $\lambda = 395$  нм, что в рамках модели, предложенной в работе [5], где предполагается 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  $\alpha \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  [9], и большинство фотонов поглощается вблизи поверхности образца, не доходя до треугольной квантовой ямы.

В данной работе изучено поведение фототока в магнитном поле, параллельном гетерослоям в GaAs/AlAs  $p-i-n$ -гетероструктурах в диапазоне длин волн от 395 до 650 нм. Была обнаружена сильная зависимость неосциллирующей составляющей фототока от длины волны излучения, связанная с подавлением диффузионного тока магнитным полем. Поведение же осциллирующей компоненты в магнитном поле не зависело от длины волны света и определялось переносом электронов через уровень размерного квантования в треугольной яме. Показано, что подавление осциллирующей компоненты магнитным полем обусловлено размазкой уровня в яме за счет движения электронов параллельно стенкам ямы и перпендикулярно магнитному полю.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследованные нами образцы были изготовлены на основе GaAs/AlAs  $p-i-n$ -однобарьерных гетероструктур с легированными  $i$ -слоями толщиной 60 и 100 нм со стороны  $p^+$ - и  $n$ -областей соответственно, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Барьерный слой AlAs толщиной 5 нм расположен между легированными  $i$ -слоями. Верхний  $p^+$ -слой GaAs толщиной 0.5 мкм легирован до концентрации  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Более детально такие структуры описаны в работах [5,6]. Схематическая зонная диаграмма активной области гетероструктуры при смещающем напряжении  $V_b < 1.5 \text{ В}$  ( $V_b \approx 1.5 \text{ В}$  соответствует условию плоских зон) показана на рис. 1, *a*. Для создания оптических мезоструктур диаметром 25–200 мкм применялась стандартная технология химического травления. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при  $T = 400^\circ \text{С}$ . Вольт-амперные характеристики были измерены при уровне шума  $< 100 \text{ фА}$ . Измерения проводились при температуре 4.2–100 К. 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 пкА и определялся процессами, аналогичными для тока генерации  $p-n$ -перехода. Образцы облучались светом с длинами волн  $\lambda$  от 650, 470 и 395 нм со стороны высоколегированной  $p^+$ -области. В качестве источников светового излучения был использован набор светодиодов.

## 3. Результаты исследований и обсуждение

На рис. 1, *b* представлены ВАХ нашего экспериментального образца в области  $V_b < 1.5 \text{ В}$  при освещении

светом с  $\lambda = 650 \text{ нм}$  (красные точки) и 395 нм (фиолетовая линия). Как амплитуда осциллирующей части фототока  $I_{\text{osc}}$ , так и неосциллирующий „фоновый“ фототок  $I_{\text{non}}$  линейно зависели от мощности излучения. Отметим, что для того, чтобы неосциллирующая компонента фототока для этих двух длин волн была примерно равна, необходимо было увеличить мощность фиолетового света в  $\sim 50$  раз относительно мощности красного света. На рис. 1, *c* показаны кривые поглощения фотонов для  $\lambda = 650 \text{ нм}$  (красная кривая) и 395 нм (фиолетовая кривая), рассчитанные по формуле  $\Phi \propto \Phi_0 \exp(-\alpha x)$ , где  $\Phi_0$  — количество фотонов на поверхности образца,  $\alpha$  — коэффициент поглощения материала, равный  $\sim 3.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  для красного света и  $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  для фиолетового света, при  $P_{395} = 50P_{650}$  с отмеченными вертикальными линиями границами слоев нашей экспериментальной структуры. Для пояснения масштаба влияния  $\lambda$  на глубину поглощения отметим, что для  $\lambda = 395 \text{ нм}$  менее 1% фотонов смогли бы пройти в глубину  $p^+$ -слоя на расстояние 0.2 мкм, в то время как для  $\lambda = 650 \text{ нм}$  та же доля фотонов проходит далеко в глубину  $n^+$ -слоя (до  $\sim 2 \text{ мкм}$ ), а порядка 15% проходит через оба  $i$ -слоя и достигает границы с  $n^+$ -слоем. Таким образом, наблюдение осцилляций фототока при  $\lambda = 395 \text{ нм}$  уже явно указывает на непригодность модели их происхождения, представленной в работе [5], и необходимость ее пересмотра.

Концентрация фотовозбужденных электронов  $n_{3D}(x)$  внутри структуры описывается уравнением диффузии

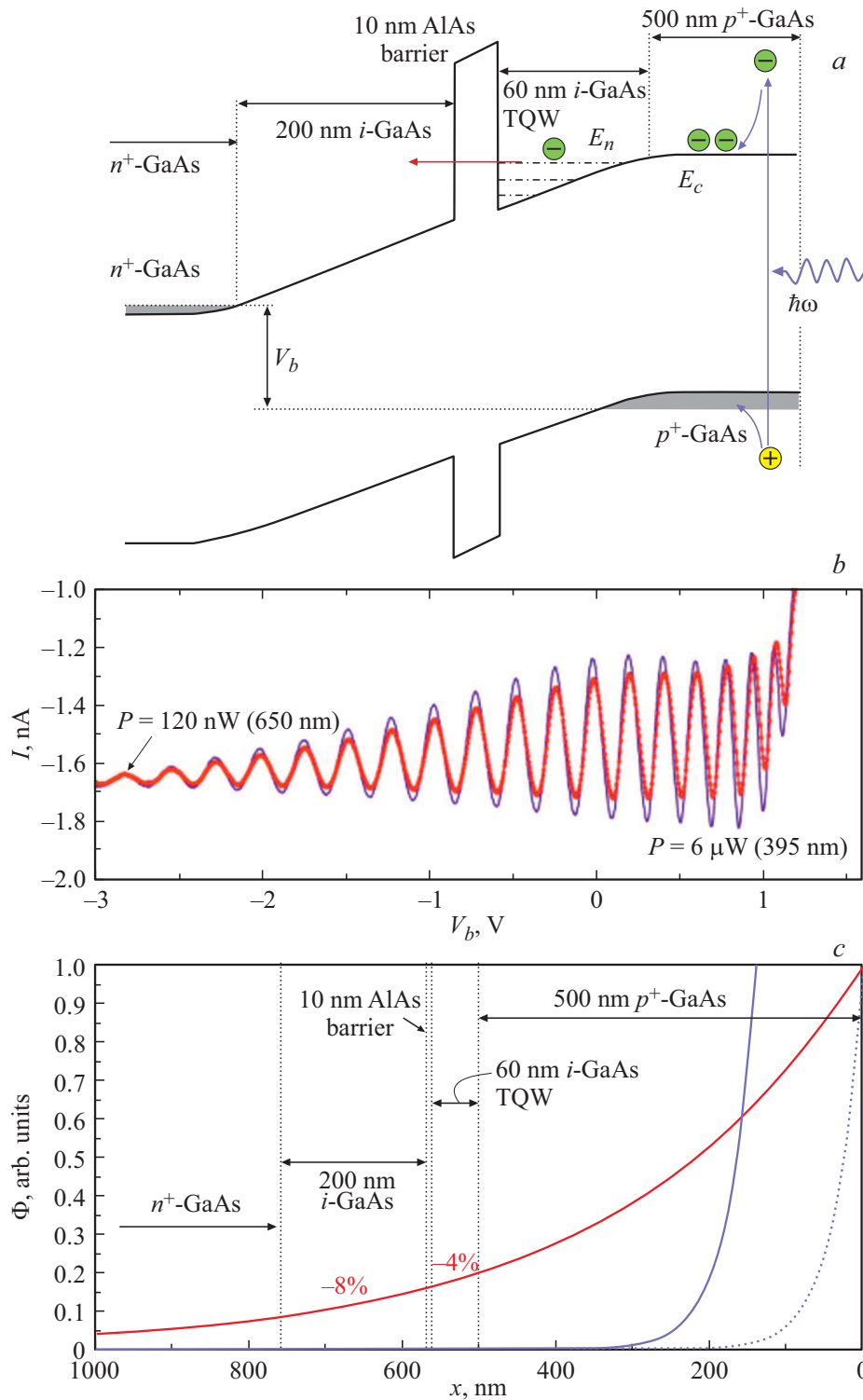
$$\frac{n_{3D}(x)}{\tau_{eA}} + D \frac{\partial^2 n_{3D}(x)}{\partial x^2} = \exp(-\alpha x) G_0, \quad (1)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $G_0$  — скорость генерации электронно-дырочных пар,  $\tau_{eA}$  — время рекомбинации электронов на дырках, составляющее  $\sim 1 \text{ нс}$  [10]. В этой модели скорость рекомбинации в  $i$ -области пренебрежимо мала. Решение уравнения (1), которому соответствует отсутствие тока через поверхность образца, имеет вид

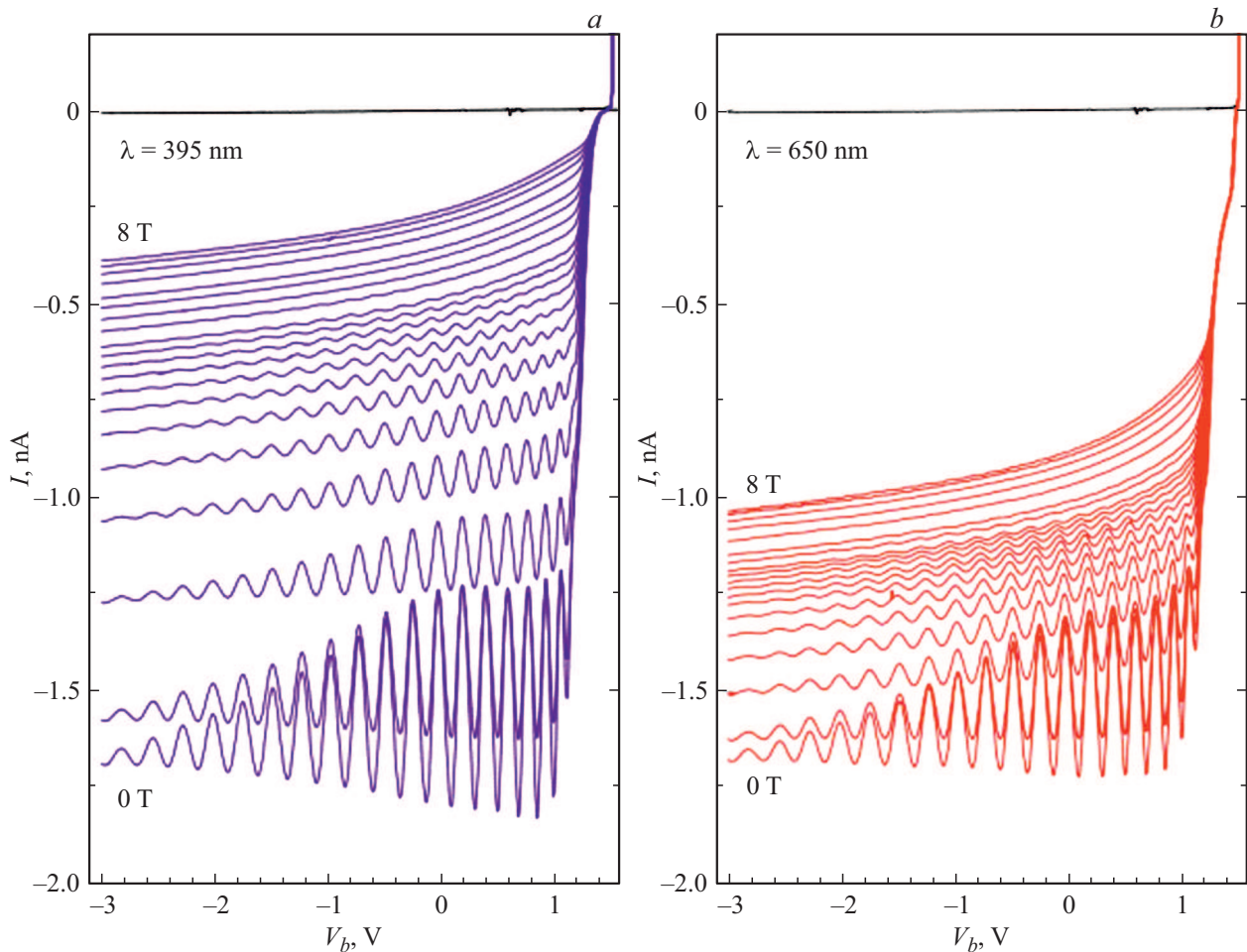
$$n_{3D}(x) = \beta G_0 \tau_{eA} \frac{\beta \exp(-\alpha x) - \alpha \exp(-\beta x)}{\beta^2 - \alpha^2}, \quad (2)$$

где  $\beta = (\tau_{eA} D)^{-1/2}$ .

Это уравнение показывает, что при большой мощности излучения заметное количество электронов, которые генерируются в  $p^+$ -слое толщиной 0.5 мкм, смогут продиффундировать до края  $p^+$ -области и затем, двигаясь баллистически в  $i$ -области, протуннелировать через барьер. При этом в  $p^+$ -области фотоэлектроны быстро термализуются за счет испускания фотонов и рассеяния на дырках [11]. Однако такие  $n_{3D}$  электроны не могут перейти на локализованные состояния  $E_j$  в треугольной квантовой яме (ТКЯ) в силу ортогональности волновых функций 3D электронов и волновых функций уровней в яме. Для осуществления такого перехода необходимо рассеяние на фононах [12] или примесях. Так,



**Рис. 1.** *a* — зонная диаграмма экспериментального образца при  $V_b < 1.5$  В. Стрелкой показан процесс фотогенерации электронно-дырочных пар. Пунктирные линии — уровни размерного квантования  $E_n$  в ТКЯ, а  $E_c$  — дно зоны проводимости в контактном  $p^+$ -слое. Толстая горизонтальная стрелка показывает резонансно-туннельный ток через верхний уровень ТКЯ; *b* — ВАХ образца при освещении светом с  $\lambda = 650$  нм (красные точки) при  $P = 120$  нВт и 395 нм (фиолетовая линия) при  $P = 6$  мкВт при  $T = 4.2$  К; *c* — кривые поглощения фотонов вдоль слоев (по оси  $x$ ) экспериментальной структуры, рассчитанные по формуле  $\Phi \propto \Phi_0 \exp(-\alpha x)$  для  $\lambda = 650$  нм (красная кривая) и 395 нм (фиолетовые кривые) при  $P_{395} = P_{650}$  (пунктирная) и при  $P_{395} = 50P_{650}$  (сплошная). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

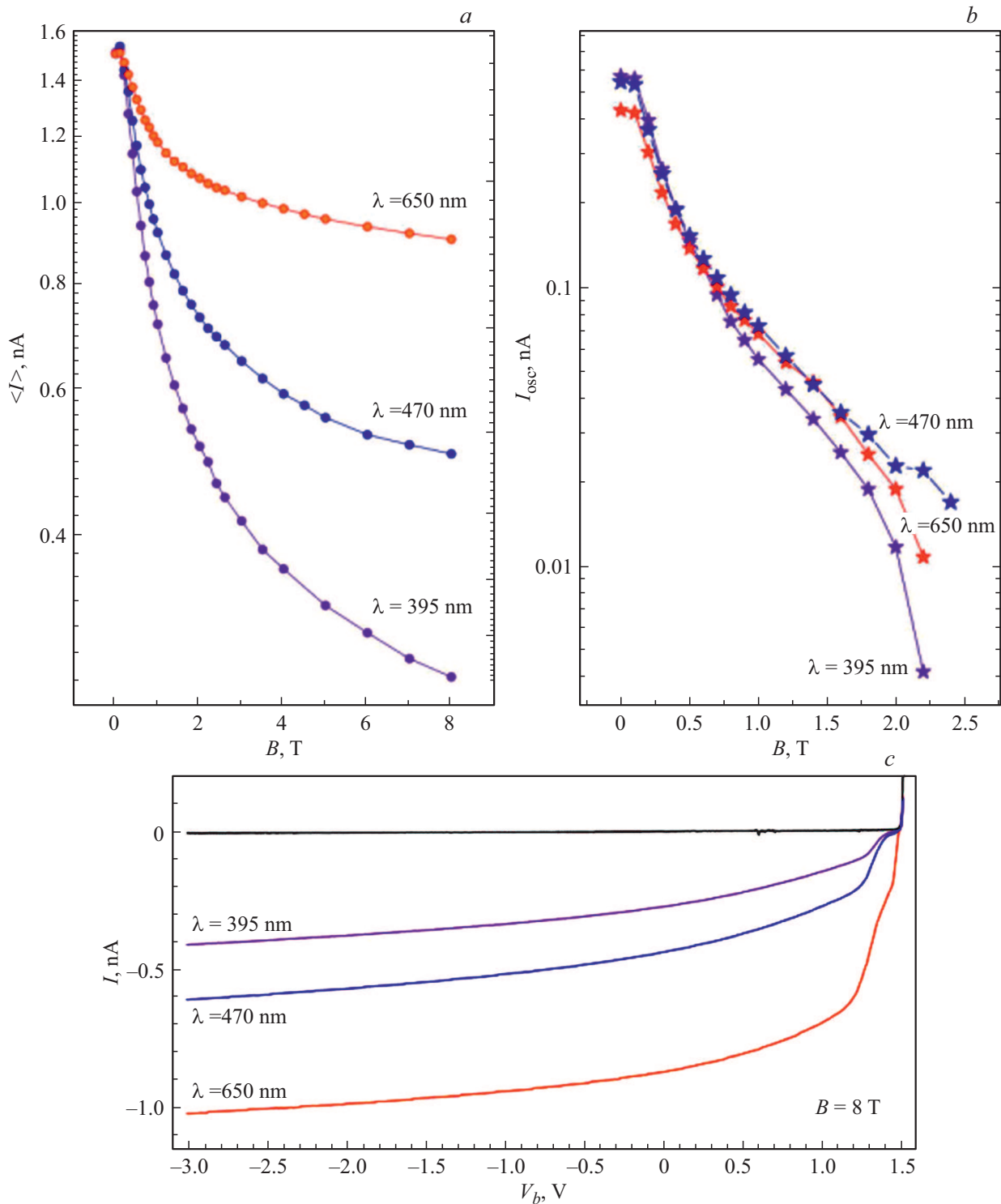


**Рис. 2.** ВАХ в перпендикулярном току магнитном поле  $B_z$  от 0 до 8 Тл для  $\lambda = 395$  нм (а) и 650 нм (б). Шаг по магнитному полю в интервале от 0 до 2.2 Тл равен 0.2 Тл, далее одна кривая при 2.6 Тл и с 3 до 8 Тл шаг равен 1 Тл. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

например, в статье [13] вычислена скорость перехода из одного двумерного слоя в другой двумерный слой за счет рассеяния на примесях, и показано, что время перехода пропорционально квадрату разности энергий размерного квантования двумерных электронов. Резонно предположить, что аналогичная зависимость будет и для перехода из трехмерных состояний в двумерные за счет рассеяния на примесях в обедненном слое. Так же возможен механизм резонансного перехода на уровни виртуальной квантовой ямы, ограниченной, с одной стороны, AlAs-барьером, а с другой — резкой границей нелегированной и сильно легированной области [8,14]. Появление дополнительного количества электронов на локализованных или виртуальных уровнях ТКЯ приводит к увеличению фототока, т.е. каждый раз, когда с ростом электрического поля новый уровень  $E_n$  входит в ТКЯ и совпадает с энергией 3D электронов, происходит резкое увеличение туннельного тока через барьер. При этом амплитуда осцилляций пропорциональна числу электронов, пришедших к краю треугольной квантовой ямы из  $p^+$ -области с энергией, близкой к  $E_c$ . Величина же неосциллирующей компоненты фототока включает в

себя аддитивные вклады туннелирующих ток 3D электронов и электронов и дырок, возбуждаемых светом определенной длины волны во всех остальных областях гетероструктуры.

Измерения поведения фотоосцилляций в перпендикулярном току магнитном поле  $B_z$  позволили получить независимое подтверждение представленного объяснения применимости предложенной выше модели. На рис. 2 представлены наборы ВАХ для  $\lambda = 395$  и 650 нм при тех же мощностях излучения, что и на рис. 1, б при изменении  $B_z$  в интервале от 0 до 8 Тл, которые показывают резкое различие подавления неосциллирующей компоненты фототока  $I_{\text{non}}$  магнитным полем для разных  $\lambda$ . Соотношение эффектов подавления  $I_{\text{non}}$  и  $I_{\text{osc}}$  с ростом  $B_{\text{ort}}$  для  $\lambda = 395, 470$  и 650 нм представлены на рис. 3. Мы предполагаем, что различие подавления  $I_{\text{non}}$  для  $\lambda = 395$  и 650 нм на рис. 2 и 3, а можно объяснить в рамках нашей модели принципиально разным пространственным местоположением в структуре процессов генерации, рекомбинации и диффузии, определяющих величину  $I_{\text{non}}$ . Уравнение (2) показывает, что для  $\lambda = 650$  нм, где, по нашим оценкам,  $\alpha \approx \beta$ ,



**Рис. 3.** *a* — зависимости  $I_{\text{non}}$  при  $V_b = 0$  от  $B_z$  для  $\lambda = 395$  нм (фиолетовый),  $\lambda = 470$  нм (синий) и  $\lambda = 650$  нм (красный); *b* — зависимости  $I_{\text{osc}}$  при  $V_b = 0$  от  $B_{\text{out}}$  для  $\lambda = 395$  нм (фиолетовый),  $\lambda = 470$  нм (синий) и  $\lambda = 650$  нм (красный); *c* — зависимости  $I_{\text{non}}$  от  $V_b$  при  $B_z = 8$  Тл для  $\lambda = 395$  нм (фиолетовый),  $\lambda = 470$  нм (синий) и  $\lambda = 650$  нм (красный). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

диффузионный и фотогенерационный вклады в концентрацию электронов  $n_{3D}(x)$  примерно равны, в то время как для  $\lambda = 395$  нм диффузионный вклад доминирует. Магнитное поле подавляет диффузию в  $p^+$ -области по

закону  $D(B) = D_0 / (1 + (\omega_c \tau)^2)$ , где  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время свободного пробега, но не влияет на фотогенерацию. Из уравнения (2) так же следует, что при полностью подавленной магнитным полем диффу-

зии ток  $I_{\text{нон}}$  для  $\lambda = 650$  нм должен быть в  $\sim 2$  раза меньше, чем без магнитного поля, а для  $\lambda = 395$  нм  $I_{\text{нон}}$  экспоненциально мал. Кроме того, стоит учитывать, что существенный вклад в  $I_{\text{нон}}$  для  $\lambda = 650$  нм дают электроны и дырки, сгенерированные в  $i$ -области структуры и движущиеся в сильном электрическом поле, где влияние  $B_z$  на их баллистический транспорт мало и не приводит к значительному уменьшению  $I_{\text{нон}}$ . На рис. 3, *a* мы видим, что  $I_{\text{нон}}$  при увеличении магнитного поля до 8 Тл для  $\lambda = 650$  нм  $I_{\text{нон}}$  уменьшается в  $\sim 1.5$  раза, а для  $\lambda = 395$  нм в  $\sim 5$  раз. Так как для света с  $\lambda = 470$  нм (синего)  $\alpha \approx 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  (т.е. существенно больше, чем для красного света, но меньше, чем для фиолетового), то и зависимость  $I_{\text{нон}}$  от  $B_z$  для него будет находиться между зависимостями для красного и фиолетового света, что и наблюдается на рис. 3, *a*. На рис. 3, *c* показаны зависимости  $I_{\text{нон}}$  от  $V_b$  при 8 Тл для 395, 470 и 650 нм, из которых видно, что в интервале от  $-3$  до 1 В разность между ними примерно постоянна.

Приложение поля  $B_z$  (см. рис. 3, *b*) приводило к плавному и практически независимому от  $\lambda$  подавлению величины  $I_{\text{осц}}$ , так как свойства электронов, локализованных на уровнях ТКЯ, и трехмерных электронов около границы  $p^+$ - и  $i$ -областей не зависят от  $\lambda$ . Отметим, что подобное подавление осцилляций туннельного тока магнитным полем, перпендикулярным слоям, наблюдалось при туннелировании через двухбарьерные  $n-i-n$ -структуры с широкими квантовыми ямами в работе [15], которое также вызвано влиянием силы Лоренца на туннелирующий электрон. Как мы показали выше, локальный максимум фототока возникает при приближении уровня в ТКЯ к дну зоны проводимости в  $p^+$ -слое. Движение электронов параллельно барьеру и перпендикулярно магнитному полю вдоль оси  $y$  приводит к смещению уровня в ТКЯ  $\delta E$ :

$$\delta E = t^{-1} \int_0^d e v_y B_z x v_x^{-1} dx \approx \frac{\hbar}{3l_b^2} v_y d, \quad (3)$$

где  $l_b$  — магнитная длина,  $d$  — ширина ТКЯ,  $v_y$  и  $v_x$  — параллельная и перпендикулярная слоям компоненты скорости электрона соответственно,  $t$  — время баллистического пролета электронов в ТКЯ,  $t \approx (2m^*d/F)^{1/2}$  ( $F$  — наклон треугольной ямы). Очевидно, что осцилляции подавятся, когда размазка уровня ТКЯ из-за наличия магнитного поля  $B_z$  и скорости  $v_y$  сравняется с расстояниями между уровнями  $\Delta E$ , т.е.  $\delta E = \Delta E/2$ . Расстояние между уровнями в ТКЯ в квазиклассическом приближении  $\Delta E = \pi \hbar/t$ . По нашим оценкам, при  $\delta E = \Delta E/2$  и гауссовом распределении скоростей  $v_y$  и  $v_z$  в ТКЯ относительная амплитуда осцилляций будет составлять  $\sim 15\%$  от первоначальной и соответствовать наблюдаемому в эксперименте подавлению (см. рис. 3, *b*) в магнитном поле  $\sim 1$  Тл. Этот результат позволяет оценить среднюю кинетическую электронов  $E_{yz}$  на уровне в ТКЯ, в предположении, что распределение

электронов на уровне изотропно и скорость перехода из 3D в ТКЯ не зависит от магнитного поля. Тогда

$$E_{yz} = \frac{m^*(v_y^2 + v_z^2)}{2} = \frac{9\pi^2 l_b^4 F}{2d^3}, \quad (4)$$

что составляет  $\sim 20$  мэВ. Эта величина значительно больше, чем температура электронов и дырок в  $p^+$ -области, но примерно равна величине флуктуаций дна зоны проводимости [16].

## 4. Заключение

Таким образом, как поведение фотоосцилляций в магнитном поле, так и зависимость подавления неосциллирующей компоненты фототока с магнитным полем для различных длин волн дали подтверждения применимости нашей модели фотоосцилляций в однобарьерных GaAs/AlAs  $p-i-n$ -структурах. Эти результаты могут помочь лучше понять механизмы формирования фототока в  $p-i-n$ -гетероструктурах и способствовать разработке новых солнечных элементов, фотоприемников и других фотоэлектрических устройств.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность М. Хенини (M. Henini, University of Nottingham, UK) за изготовление образцов. Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00355-21-00.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] R.E. Nahory. Phys. Rev., **178**, 1293 (1969).
- [2] A.C. Wang, Y.R. Sun, S.Z. Yu, J.J. Yin, W. Zhang, J. Wang, Q.X. Fu, J.R. Dong. Appl. Phys. Lett., **118**, 233902 (2021).
- [3] J. Allam, F. Capasso, M.B. Panish, A.L. Hutchinson. Appl. Phys. Lett., **49**, 707 (1986).
- [4] M.V. Baranovskiy, G.F. Glinskii. J. Phys.: Conf. Ser., **461**, 012039 (2013).
- [5] E.E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R.P. Campion, Yu.N. Khanin, M. Henini, O. Makarovskiy. Phys. Rev. B, **89**, 205305 (2014).
- [6] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, О. Макаровский, М. Хенини. Письма ЖЭТФ, **102** (11), 830, (2015).
- [7] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N. Y., Wiley, 1981) p. 749.
- [8] Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин. Письма ЖЭТФ, **113** (9), 605 (2021).
- [9] M.D. Sturge. Phys. Rev., **129**, 2835 (1963).
- [10] W.P. Dumke. Phys. Rev., **132**, 1998 (1963).
- [11] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ФТП, **11** (7), 1364 (1977).
- [12] P.J. Turley, S.W. Teitsworth. Phys. Rev. B, **50**, 8423 (1994).
- [13] И.А. Ларкин. ФТП, **23** (9), 1664 (1989).

- [14] Е.Е. Вдовин, Ю.В. Дубровский, И.А. Ларкин, Ю.Н. Ханин, Т. Андерссон. Письма ЖЭТФ, **61** (7), 566 (1995).
- [15] 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**, 4865 (1989).
- [16] А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, **59**, 880 (1971).

Редактор А.Н. Смирнов

### **Effect of a parallel magnetic field on the photocurrent in GaAs/AlAs $p-i-n$ -structures**

*I.A. Larkin, Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin*

Institute for Problems of Microelectronics  
Technology and Highly Pure Materials,  
Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Russia

**Abstract** The behavior of the photocurrent in GaAs/AlAs  $p-i-n$ -heterostructures is studied in a magnetic field parallel to the heterolayers in the wavelength range from 395 to 650 nm. A strong dependence of the non-oscillating component of the photocurrent on the radiation wavelength associated with the suppression of the diffusion current by the magnetic field was found. It is shown that the behavior of the oscillating component of the photocurrent in a magnetic field does not depend on the wavelength of light and is determined by the transfer of electrons through the dimensional quantization level in a triangular near-barrier well. It is shown that the suppression of the oscillating component by the magnetic field is due to the smearing of the level in the triangular well due to the motion of electrons parallel to the walls of the well and perpendicular to the magnetic field.