

Сильное влияние длины световой волны на квантовые осцилляции фототока и их резонансно-туннельная природа в GaAs/AlAs $p-i-n$ структурах¹⁾

Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин²⁾, С. В. Морозов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 2021 г.

После переработки 19 августа 2021 г.

Принята к публикации 20 августа 2021 г.

Обнаружено сильное влияние длины волны падающего света λ на относительную долю осциллирующей составляющей фототока в GaAs/AlAs $p-i-n$ гетероструктурах. Эффект объяснен в рамках расширенной “резонансно-туннельной” модели происхождения осцилляций, учитывающей также смещение глубины поглощения света в гетероструктуре с длиной волны λ . Поведение фотоосцилляций в магнитном поле оказалось аналогичным поведению туннельных резонансов в $n-i-n$ структурах с широкими квантовыми ямами и дало подтверждения как нашей интерпретации влияния λ на относительный вклад осциллирующей компоненты в фототок, так и применимости нашей модели осцилляций.

DOI: 10.31857/S1234567821180063

Полупроводниковые $p-i-n$ гетероструктуры широко используются в качестве детекторов излучения и имеют множество применений в оптоэлектронике. Кроме того, в проводимости полупроводниковых структур при определенных условиях могут проявляться различные квантовые осцилляционные эффекты. Существует ряд работ, посвященных колебаниям проводимости $n-i-n$ гетероструктур в зависимости от приложенного напряжения вследствие оптического излучения или из-за квантования энергии движения носителей, ограниченных потенциальными барьерами [1–4]. Квантовые осцилляции фототока с напряжением в $p-i-n$ гетеросистемах были впервые экспериментально обнаружены в однобарьерных GaAs/AlAs структурах [5, 6] и интерпретированы как следствие периодических изменений темпа рекомбинации фотовозбужденных носителей в моменты совпадения уровней треугольной квантовой ямы, формирующейся в нелегированной приборьерной i -области, с дном зоны проводимости высоколегированного p -слоя. Однако наши дальнейшие исследования влияния интенсивности падающего светового потока на относительный вклад осциллирующей части фототока показали явную несостоятельность этой модели и потребовали для описания полученных данных привлечения совершенно другого меха-

низма происхождения осцилляций, подобного резонансному туннелированию фотовозбужденных электронов из p -слоя через потенциальный барьер с участием уровней такой квантовой ямы [7]. Последовавшие же затем эксперименты по изучению зависимости вклада осциллирующей компоненты в фототок от длины световой волны λ , являющиеся основным предметом этой работы, в свой черед также вызвали необходимость в дополнительной доработке и расширении резонансно-туннельной модели осцилляций с учетом роли λ в фотопоглощении гетеросистемы.

В данной работе изучено поведение квантовых осцилляций фототока в GaAs/AlAs $p-i-n$ гетероструктурах при воздействии на них светом с длинами волн λ в интервале от 395 до 935 нм. Обнаружено сильное влияние длины волны λ на относительную величину осциллирующей компоненты фототока, описанное в рамках доработанной и расширенной резонансно-туннельной модели происхождения осцилляций, учитывающей теперь изменение глубины поглощения света с λ . Исследование поведения осцилляций фототока в магнитном поле, перпендикулярном току (параллельном гетерослоям), показало их подавление и сдвиг, аналогичные туннельным резонансам в $n-i-n$ структурах с широкими квантовыми ямами, что дало подтверждения как нашей интерпретации влияния λ на относительный вклад осциллирующей компоненты в полный фототок, так и применимости резонансно-туннельной модели осцилляций.

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: vdov62@yandex.ru

Исследованные нами образцы были изготовлены на основе GaAs/AlAs $p-i-n$ однобарьерных гетероструктур 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 мкм легирован до концентрации $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Более детально такие структуры описаны в работах [5, 6]. Образцы облучались светом с длинами волн в диапазоне λ от 875 до 395 нм со стороны высоколегированной p -области. Изменение λ в данном диапазоне приводило, согласно [8, 9], к перемещению границы поглощения света последовательно вдоль всех слоев активной части структуры от самого верхнего края p^+ -слоя вглубь образца, радикально изменяющему темпы фотогенерации носителей в составляющих ее слоях (p , i и n) и, следовательно, изменяющему баланс вкладов возбужденных в этих слоях носителей в полный фототок через структуру. 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. Изме-

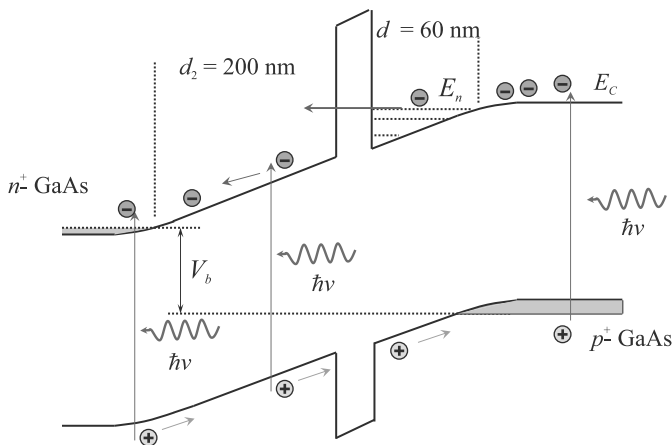


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зонная диаграмма экспериментального образца при $V_b < 1.5 \text{ В}$. Стрелками показаны процессы фотогенерации электронно-дырочных пар и движения носителей в электрическом поле. Пунктирные линии – уровни размерного квантования E_n в ТКЯ, а E_C – дно зоны проводимости в контактном p^+ -слое. Толстая горизонтальная стрелка показывает резонансно-туннельный ток через верхний уровень ТКЯ

ние V_b в сторону отрицательных значений, начиная с $V_b \approx 1.5 \text{ В}$, приводит к движению электронных уровней размерного квантования E_n 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 с $E_n \approx E_C$ (см. рис. 1). В моменты совпадения E_n с E_C происходит резкое резонансное увеличение туннельного тока через барьер электронов, возбужденных светом в глубине контактного p -слоя и дошедших в результате диффузии и дрейфа до края ТКЯ с энергией $\sim E_C$. Это обусловлено возникновением для таких электронов аддитивного канала туннелирования через барьер из трехмерных состояний на краю ТКЯ с участием двумерных уровней ямы, что и приводит к осцилляциям фототока [7]. Иначе говоря, мы полагаем, что причиной осцилляций является резонансное туннелирование фотовозбужденных электронов, выходящих из p^+ -слоя с E_C , через барьер с участием уровней ТКЯ, аналогично обычному резонансному туннелированию электронов через двухбарьерные структуры с широкими квантовыми ямами. Хорошее совпадение лестницы напряжений V_b , соответствующей экстремумам осцилляций, с последовательностью моментов совпадения E_n и E_C показано уже в нашей первой работе [5]. При этом в рамках резонансно-туннельного механизма амплитуда осцилляций (I_{osc}) преимущественно определяется числом электронов, возбужденных в p^+ -слое и достигших края ТКЯ с энергией E_C , а величина неосциллирующей компоненты фототока (I_{non}) – аддитивными вкладами токов носителей, генерируемых светом определенной длины волны в остальных областях активной части гетероструктуры. Отметим, что электроны, которые достигают барьера, проходя через монотонный непрерывный спектр над ТКЯ, туннелируют через барьер нерезонансно, давая вклад в неосциллирующую часть фототока. При этом часть электронов рекомбинируют в p^+ области, и вообще не вносят вклад в фототок.

Более детально вклады этих процессов будут описаны ниже, при обсуждении экспериментов и роли λ в нашей расширенной модели.

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 $T = 400^\circ \text{C}$. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) были измерены при уровне шума менее 100 фА. Измерения проводились при температуре 4.2–100 К. В качестве источников светового излучения в интервале длин волн λ от 875 до 565 нм был использован спектрофотометр, а в интервале от 565 до 395 нм набор светодиодов.

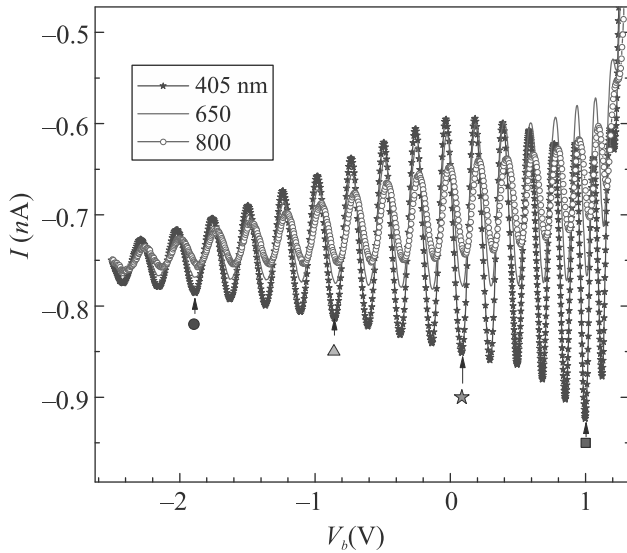


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ для трех значений λ в условиях поддержания равенства величин фототока при $V_b = -2.5$ В. Для обеспечения равенства фототоков использовались источники разной мощности. Символами (звездочка, квадрат и др.) отмечены максимумы, зависимости для которых построены на рис. 3

На рисунке 2 представлены обратные ветви ВАХ экспериментальных образцов, измеренные при трех значениях λ и, как и в нашей предыдущей работе по изучению влияния интенсивности света на осцилляции [7], при условии поддержания равенства величин неосциллирующих компонент фототока I_{non} , при $V_b = -2.5$ В, т.е. там, где осцилляции практически исчезают. Такой подход к измерениям позволяет максимально визуализировать влияние λ на относительную амплитуду осцилляций $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}$ и делает наглядной рассматриваемую ниже интерпретацию этого эффекта. Детали этого подхода и ВАХ, измеренные в том же интервале λ более традиционно – при одинаковой интенсивности излучения – приведены в дополнительном материале. ВАХ на рисунке 2 сразу же наглядно демонстрируют сильные изменения величины $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}$ в данном интервале λ . Для анализа поведения этой величины во всем экспериментальном диапазоне λ были построены зависимости $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}(\lambda)$ для максимумов осцилляций при $V_b = 1, 0.085, -0.860$ и -1.895 В (отмеченных на рис. 2 стрелками), где значения I_{osc} и I_{non} определялись согласно выражениям $I_{\text{osc}} = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})$ и $I_{\text{non}} = (I_{\text{max}} + I_{\text{min}})/2$, а I_{max} и I_{min} – величины фототока в соседних экстремумах экспериментальной ВАХ. Из полученных кривых уже достаточно явно видно (см. рис. 3а), что все они изменяются в равной мере с изменением λ , и это, в свою очередь, указыва-

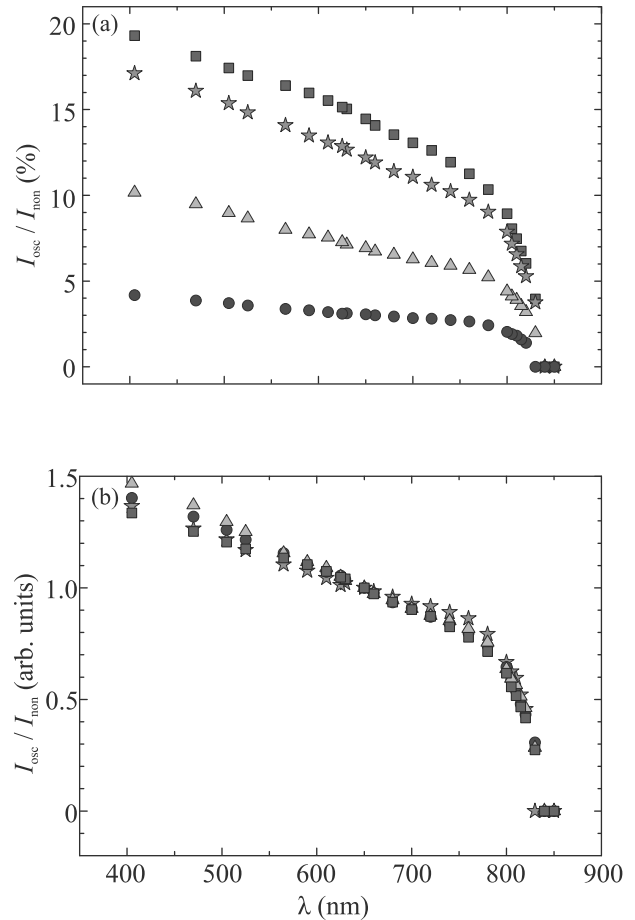


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}(\lambda)$ для максимумов осцилляций при $V_b = 1$ В (квадраты), $V_b = 0.085$ В (звезды), $V_b = -0.86$ В (треугольники), $V_b = -1.895$ В (кружки) из рис. 2; (б) – Те же зависимости, разделенные на соответствующее значение $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}$ при $\lambda = 650$ нм для каждой кривой с рис. 3а

ет на их универсальный характер. После нормировки каждой из этих зависимостей на соответствующую ей величину $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}$ при $\lambda = 650$ нм, получаем универсальную зависимость, представленную на рис. 3б.

Прежде чем излагать сценарий наблюдаемого нами влияния λ на величину $I_{\text{osc}}/I_{\text{non}}$ в рамках резонансно-туннельной модели, следует еще раз отметить, что, согласно [8, 9], с ростом λ граница эффективного поглощения света, падающего на образец со стороны верхнего p^+ -слоя, монотонно перемещается вглубь образца, последовательно проходя слои p^+, i, n^-, n^+ . Для пояснения масштаба влияния λ на глубину поглощения в нашей структуре отметим, что для $\lambda = 395$ нм менее 1% фотонов смогли бы пройти в глубину p^+ -слоя на расстояние 0.2 мкм, в то время, как для $\lambda = 650$ нм та же доля фотонов проходит далеко в глубину n^+ слоя (до

~ 2 мкм), а порядка 15% проходит через оба i -слоя и достигает границы с n^+ , согласно [8]. Тогда в случае $\lambda < 395$ нм, который здесь не рассматривается, все падающие фотоны поглощаются в p^+ -слое у верхнего края образца и все порожденные светом пары носителей успевают рекомбинировать внутри этого слоя, не успев продиффундировать к краю ТКЯ и не создавая никакого фототока через всю структуру. С ростом λ , когда хвост функции поглощения фотонов только начинает проникать в ТКЯ, появляется фототок, состоящий из двух компонент. Во-первых, формируется канал поставки электронов для процесса резонансного туннелирования через ТКЯ, состоящий только из электронов, сгенерированных в p^+ -слое и дошедших к краю ТКЯ с энергией E_C , определяющий осциллирующую компоненту фототока I_{osc} . Во-вторых, часть электронов, не успевших потерять энергию до E_C по пути из глубины p^+ -слоя к краю ТКЯ или сгенерированных вблизи этого края, будут затем туннелировать через барьер нерезонансно и дадут вклад в неосциллирующую компоненту фототока I_{non} . Дальнейший рост λ приведет к прохождению все большей доли фотонов из падающего потока в i -области структуры и, следовательно, увеличению относительного количества генерируемых в этих слоях носителей, которые вносят вклады только в I_{non} и, в результате, уменьшают отношение I_{osc}/I_{non} . Именно такое монотонное уменьшение I_{osc}/I_{non} с ростом λ , обусловленное плавным изменением баланса вкладов резонансной I_{osc} и нерезонансной I_{non} составляющих при движении границы поглощения вглубь образца, и наблюдается на большей части экспериментальной зависимости $I_{osc}/I_{non}(\lambda)$ (см. рис. 3). Резкий же перелом и последующий быстрый спад этой зависимости может быть обусловлен проявлением эффекта Франца–Келдыша. Так как $\lambda \sim 800$ нм соответствует ширине запрещенной зоны GaAs, этот эффект будет поддерживать в i -слоях (где есть электрическое поле) поглощение фотонов и генерацию электрон-дырочных пар при $\lambda > 800$ нм, в отличие от p^+ -слоя (где поля нет). В результате это будет приводить к дополнительному уменьшению I_{osc}/I_{non} в данном интервале λ .

Измерения поведения фотоосцилляций в перпендикулярном току магнитном поле B_{ort} дали независимое подтверждение представленного выше объяснения зависимости $I_{osc}/I_{non}(\lambda)$, а также применимости резонансно-туннельной модели. Приложение B_{ort} приводило к плавному и практически независимому от λ подавлению величины I_{osc} , представленному на рис. 4а, и смещению положений осцилляций по V_b , которое будет обсуждено чуть ниже. Равен-

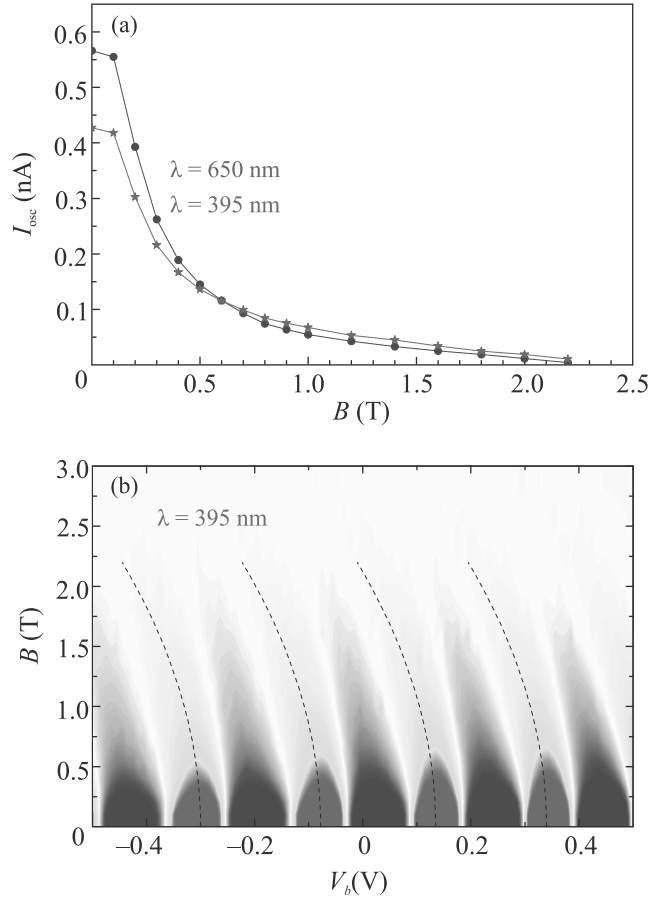


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости I_{osc} от B_{ort} для $\lambda = 395$ нм (круги) и $\lambda = 650$ нм (звезды); (б) карта dI/dV_b в координатах (V_b, B_{ort}) для $\lambda = 395$ нм, пунктирными линиями показаны рассчитанные положения максимумов фотопроводимости

ство же подавления I_{osc} для разных λ также объяснимо в рамках нашей модели неизменностью λ процесса, определяющего величину I_{osc} – резонансного туннелирования электронов из p^+ -слоя. В таком случае, подавление I_{osc} обусловлено тем же механизмом, что и в случае подавления и смещения резонансов полем B_{ort} при туннелировании через двухбарьерные $n-i-n$ структуры с широкими квантовыми ямами в [4], которое вызвано влиянием силы Лоренца на туннелирующий электрон, приводящим к смещению параболоидов для дисперсионных соотношений, соответствующих начальным и конечным электронным состояниям в k -пространстве, друг относительно друга на величину $\Delta k = eB_{ort}\Delta s/\hbar$. Это вызывает изменение как напряжений резонансов, так и областей пересечения параболоидов, определяющих величины резонансных токов. При этом в реальном пространстве начальные и конечные состоя-

ния находятся на дистанции туннелирования Δs , а сдвиг резонансного напряжения определяется формулой $e\Delta V_b = f(eB_{\text{ort}}\Delta s)^2/2m^*$, где f – коэффициент пропорциональности между напряжением V_b и энергией. Как и в случае [4, 10], кроме подавления I_{osc} , нами также наблюдалось квадратичное смещение положений фотоосцилляций по напряжению с ростом B_{ort} в сторону увеличения электрического поля, представленные на рис. 4б, где пунктирные линии показывают траектории сдвигов осцилляций, рассчитанные в соответствии с формулой из [4, 10] в предположении, что $\Delta s = 40$ нм и $f = 10$. Значение f получено нами из обработки емкостных измерений, а величина $\Delta s = 40$ нм указывает на то, что переходы электронов в ТКЯ происходят из области обеднения на ее границе с p^+ -слоем. Такое значение Δs и поведение осцилляций в B_{ort} показывают, что процессы переходов между электронными состояниями в p^+ -слое и ТКЯ носят именно туннельный характер и, таким образом, являются независимым подтверждением применимости нашей резонансно-туннельной модели осцилляций. Для дополнительной проверки механизма подавления I_{osc} нами было экспериментально изучено магнитотуннелирование в подобной [4] $n-i-n$ двухбарьерной структуре с КЯ шириной 60 нм (т.е., с приблизительно тем же значением Δs , определяющим при резонансном туннелировании величину эффекта подавления [4, 10]), которое показало квадратичный сдвиг и подавление резонансных особенностей в $B_{\text{ort}} \approx 2$ Т, как и в случае наших измерений осцилляций фототока (см. рис. S2 в дополнительном материале).

Наконец отметим, что обнаруженное подобие магнитополевого поведения фотоосцилляций и туннельных резонансов в традиционных РТД структурах, совершенно неожиданное априори, может иметь также вполне самостоятельное и гораздо более общее значение, так как указывает либо на возможность существования реального потенциального барьера для электронов с $E \approx E_C$ на границе между p^+ -слоем и ТКЯ, либо на проявление эффекта “надбарьерного” отражения от границы p^+ /ТКЯ, как в [11], играющего роль “барьера” для туннельных переходов электронов между состояниями в p^+ -слое и ТКЯ. Обе эти версии, однако, требуют дополнительного изучения и проверки в будущем.

Как результат, нами обнаружено сильное влияние длины световой волны λ на относительный вклад осциллирующей компоненты фототока $I_{\text{osc}}/I_{\text{пон}}$ в однобарьерных GaAs/AlAs $p-i-n$ гетероструктурах. Эффект объяснен с помощью расширенной резонансно-

туннельной модели осцилляций, в рамках которой влияние λ обусловлено изменением глубины поглощения света. Поведение осцилляций в B_{ort} оказалось подобным туннельным резонансам в структурах с широкими квантовыми ямами, что подтверждает нашу интерпретацию роли λ и применимость резонансно-туннельной модели осцилляций. Обнаруженная сильная зависимость амплитуды осцилляций от λ может быть использована при конструировании новых устройств нанопотоники на базе $p-i-n$ гетероструктур. Мы полагаем, что как и другие структуры с N-образными областями ВАХ и участками отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), например, традиционные резонансно-туннельные диоды, наша система с осциллирующей ВАХ может иметь перспективы применения в качестве базового элемента для реализации таких электронных устройств, как генераторы, преобразователи частоты и логические элементы. Продемонстрированная же в данной работе возможность прямого управления осцилляциями (т.е. параметрами области ОДС, определяющими, в частности, и частоту генерации) с помощью изменения длины световой волны, делает их потенциально интересными и для комбинированных оптоэлектронных приложений.

Авторы выражают благодарность М. Хенини (M. Henini, University of Nottingham, UK) за изготовление образцов. Работа выполнена в рамках Госзадания # 075-00355-21-00.

1. T. W. Hickmott, P. M. Solomon, F. F. Fang, F. Stern, R. Fischer, and H. Morkoc, Phys. Rev. Lett. **52**, 2053 (1984).
2. M. Alikacem, D. K. Maude, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, and M. A. Pate, Appl. Phys. Lett. **59**, 3124 (1991).
3. T. M. Fromhold, L. Eaves, F. W. Sheard, M. L. Leadbeater, T. J. Foster, and P. C. Main, Phys. Rev. Lett. **72**, 2608 (1994).
4. M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, A. Celeste, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, J. Phys.: Condens. Matter **1**, 4865 (1989).
5. E. E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R. P. Campion, Yu. N. Khanin, M. Henini, and O. Makarovskiy, Phys. Rev. B **89**, 205305 (2014).
6. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, О. Макаровский, М. Хенини, Письма в ЖЭТФ **102**(11), 830 (2015).
7. Е. Е. Вдовин, Ю. Н. Ханин, Письма в ЖЭТФ **113**(9), 605 (2021).
8. H. C. Casey, D. D. Sell, and K. W. Wecht, J. Appl. Phys. **46**, 250 (1975).

9. A. E. Belyaev, S. A. Vitusevich, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. Forster, W. Reetz, and S. V. Danylyuk, *Nanotechnology* **13**, 94 (2002).
10. A. Patanè, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, Yu. Y. Dubrovskii, A. E. Belyaev, P. N. Brounkov, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, and G. Hill, *J. Appl. Phys.* **88**, 2005 (2000).
11. Е. Е. Вдовин, Ю. В. Дубровский, И. А. Ларкин, Ю. Н. Ханин, Т. Андерссон, *Письма в ЖЭТФ* **61**(7), 566 (1995).