Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 6, с. 366 – 371

Сильное влияние длины световой волны на квантовые осцилляции фототока и их резонансно-туннельная природа в GaAs/AlAs p–i–n структурах[1)]

Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин[2)], 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 прибарьерной 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 механизма 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 $2 \cdot 10^{18}$ 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 $V_b < 1.5$ В ($V_b \approx 1.5$ В соответствует условию плоских зон) показана на рис. 1. Изменение V_b в сторону отрицательных значений, начиная с $V_b \approx 1.5$ 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.

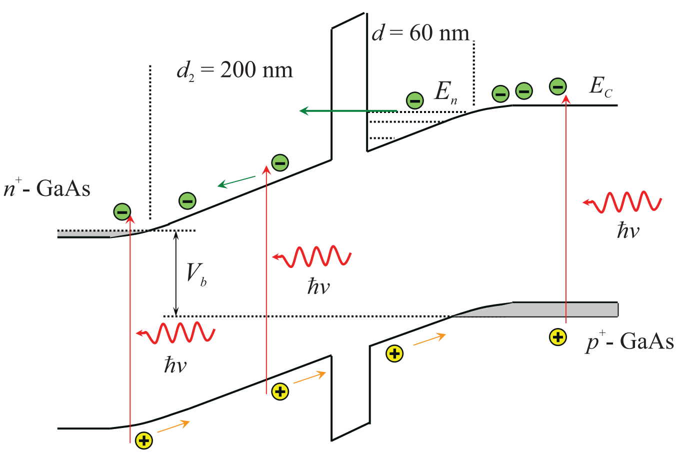

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зонная диаграмма экспериментального образца при $V_b < 1.5$ В. Стрелками показаны процессы фотогенерации электронно-дырочных пар и движения носителей в электрическом поле. Пунктирные линии – уровни размерного квантования E_n в ТКЯ, а E_C – дно зоны проводимости в контактном p^+-слое.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

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

Для создания оптических мезаструктур диаметром 25–200 мкм применялась стандартная технология химического травления. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400\,^\circ$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.

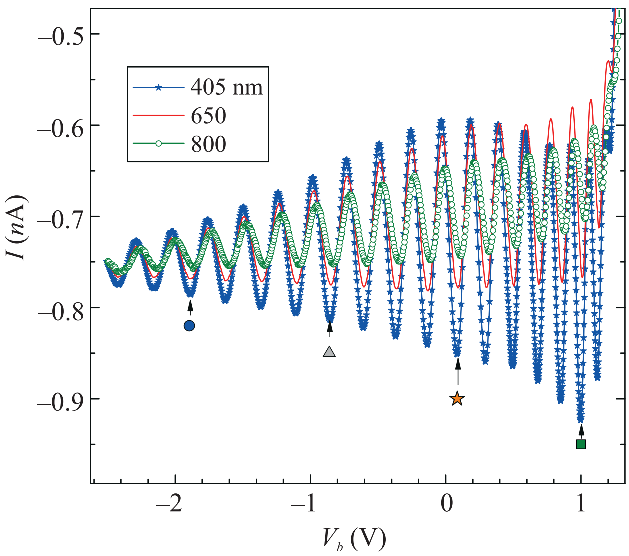

Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ для трех значений λ в условиях поддержания равенства величин фототока при $V_b = -2.5$ В. Для обеспечения равенства фототоков использовались источники разной мощности. Символами (звездочка, квадрат и др.) отмечены максимумы, зависимости для которых построены на рис. 3

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 $I_{\rm non}$, при $V_b = -2.5$ В, т.е. там, где осцилляции практически исчезают. Такой подход к измерениям позволяет максимально визуализовать влияние λ на относительную амплитуду осцилляций $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ 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 $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ в данном интервале λ. Для анализа поведения этой величины во всем экспериментальном диапазоне λ были построены зависимости $I_{\rm osc}/I_{\rm non}(\lambda)$ для максимумов осцилляций при $V_b = 1$, 0.085, -0.860 и -1.895 В (отмеченных на рис. 2 стрелками), где значения $I_{\rm osc}$ и $I_{\rm non}$ определялись согласно выражениям $I_{\rm osc} = (I_{\max} - I_{\min})$ и $I_{\rm non} = (I_{\max} + I_{\min})/2$, а $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – величины фототока в соседних экстремумах экспериментальной ВАХ. Из полученных кривых уже достаточно явно видно (см. рис. 3a), что все они изменяются в равной мере с изменением λ, и это, в свою очередь, указывает на их универсальный характер. После нормировки каждой из этих зависимостей на соответствующую ей величину $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ при $\lambda = 650$ нм, получаем универсальную зависимость, представленную на рис. 3b.

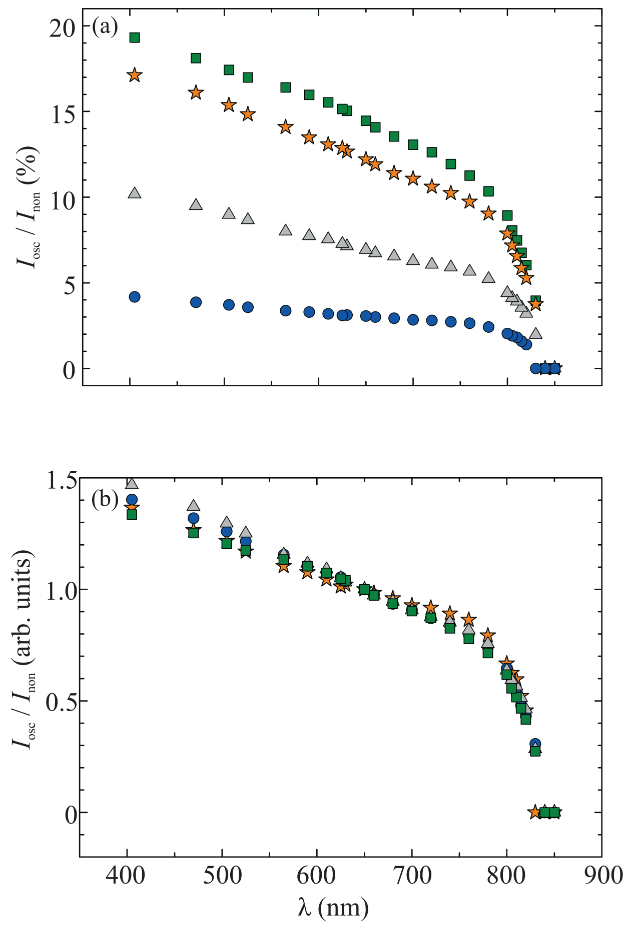

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $I_{\rm osc}/I_{\rm non}(\lambda)$ для максимумов осцилляций при $V_b = 1$ В (квадраты), $V_b = 0.085$ В (звезды), $V_b = -0.86$ В (треугольники), $V_b = -1.895$ В (кружки) из рис. 2; (b) – Те же зависимости, разделенные на соответствующее значение $I_{\rm osc}/I_{\rm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

Прежде чем излагать сценарий наблюдаемого нами влияния λ на величину $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ 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 $I_{\rm osc}$. 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 $I_{\rm non}$. 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 $I_{\rm non}$ и, в результате, уменьшают отношение $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$. Именно такое монотонное уменьшение $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ с ростом λ, обусловленное плавным изменением баланса вкладов резонансной $I_{\rm osc}$ и нерезонансной $I_{\rm non}$ составляющих при движении границы поглощения вглубь образца, и наблюдается на большей части экспериментальной зависимости $I_{\rm osc}/I_{\rm non}(\lambda)$ (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 $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ в данном интервале λ.

Измерения поведения фотоосцилляций в перпендикулярном току магнитном поле $B_{\rm ort}$ дали независимое подтверждение представленного выше объяснения зависимости $I_{\rm osc}/I_{\rm non}(\lambda)$, а также применимости резонасно-туннельной модели. Приложение $B_{\rm ort}$ приводило к плавному и практически независящему от λ подавлению величины $I_{\rm osc}$, представленному на рис. 4a, и смещению положений осцилляций по V_b, которое будет обсуждено чуть ниже. Равенство же подавления $I_{\rm osc}$ для разных λ также объяснимо в рамках нашей модели неизменностью λ процесса, определяющего величину $I_{\rm osc}$ – резонансного туннелирования электронов из p^+-слоя. В таком случае, подавление $I_{\rm osc}$ обусловлено тем же механизмом, что и в случае подавления и смещения резонансов полем $B_{\rm ort}$ 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 $\Delta k = eB_{\rm ort}\Delta s/\hbar$. Это вызывает изменение как напряжений резонансов, так и областей пересечения параболоидов, определяющих величины резонансных токов. При этом в реальном пространстве начальные и конечные состоя-

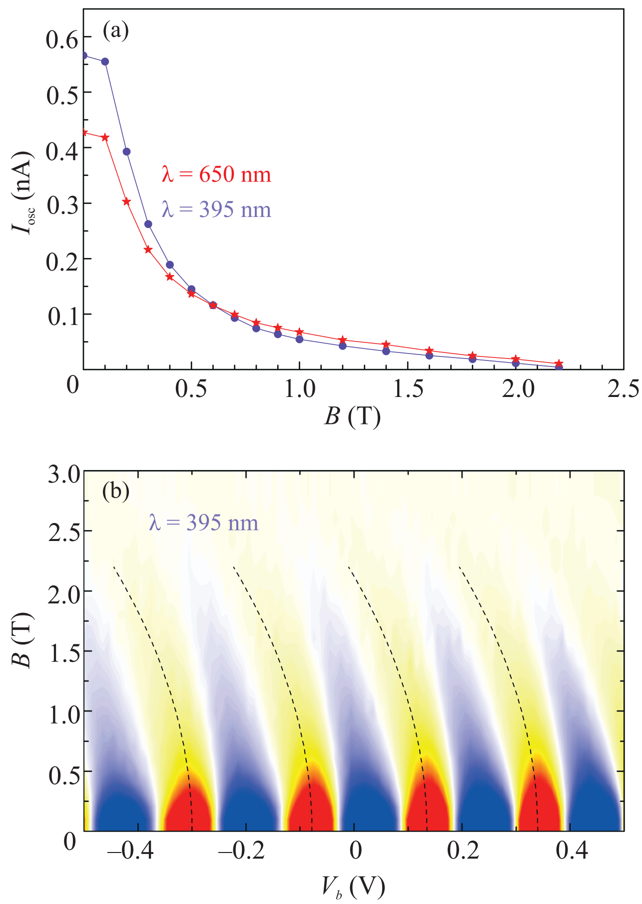

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $I_{\rm osc}$ от $B_{\rm ort}$ для $\lambda = 395$ нм (круги) и $\lambda = 650$ нм (звезды); (b) карта dI/dV_b в координатах $(V_b, B_{\rm ort})$ для $\lambda = 395$ нм, пунктирными линиями показаны рассчитанные положения максимумов фотопроводимости

ния находятся на дистанции туннелирования Δs, а сдвиг резонансного напряжения определяется формулой $e\Delta V_b = f(eB_{\rm ort}\Delta s)^2/2m^*$, где f – коэффициент пропорциональности между напряжением V_b и энергией. Как и в случае [4, 10], кроме подавления $I_{\rm osc}$, нами также наблюдалось квадратичное смещение положений фотоосцилляций по напряжению с ростом $B_{\rm ort}$ в сторону увеличения электрического поля, представленные на рис. 4b, 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 $B_{\rm ort}$ 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 $I_{\rm osc}$ 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 $B_{\rm ort} \approx 2$ 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 $I_{\rm osc}/I_{\rm non}$ 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 $B_{\rm ort}$ 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 нанофотоники 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. Makarovsky, 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).