

УДК 538.9

ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК С ТГц РЕЗОНАТОРОМ

С. К. Папроцкий¹, И. В. Алтухов¹, М. С. Каган¹, С. Е. Дижур¹, Н. А. Хвальковский¹,
Н. Д. Ильинская², А. А. Усикова², Ю. М. Задиранов², А. Д. Буравлёв², А. П. Васильев²,
В. М. Устинов², А. Н. Баранов³, Р. Тесье³

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Физико-технический институт им. Иоффе РАН, С. Петербург, Россия

³ IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France

Статья поступила в редакцию 28 ноября 2016 г.

Аннотация. Исследован вертикальный транспорт в короткопериодных сверхрешетках InAs/AlSb и GaAs/AlAs при комнатной температуре. Обнаружено влияние ТГц резонатора на вольтамперные характеристики в режиме как резонансного, так и нерезонансного туннелирования. Предложены возможные объяснения.

Ключевые слова: ТГц генерация, ТГц резонатор, сверхрешётки, эффект Пёрселла.

Abstract. The effect of THz optical cavity on the resonant and non-resonant tunneling in short-period superlattices (SLs) was observed. The MBE grown InAs/AlSb and GaAs/AlAs SLs consisted, respectively, of 60 and 100 periods sandwiched between heavily doped cap layer and the substrate. The metallic contacts to the structure had the form of a ring and formed a distributed cavity for a free-space wavelength of 110 to 160 μm . The measurements were performed mainly at room T. The periodic maxima observed in current-voltage characteristics of resonator SL structures at the non-resonant tunneling were explained by the Purcell effect – the enhancement of spontaneous emission rate for optical transitions between confined levels within QWs at resonant frequencies of the cavity. The effect of the optical cavity is observed also in the region of miniband transport at moving domain formation. A change of the cavity quality led to a change in the shape of I-V curve.

The reason for this change can be the high enough alternating field generated in the cavity, which shifts the operating point due to the rectification of ac field because of strong nonlinearity of the SL. This result points at the excitation of THz cavity by the negative resistance of SL with electric domains.

Key words: THz generation, THz cavity, superlattices, Purcell effect.

1. Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот электромагнитных волн (0.1-10 ТГц) представляет особый интерес для множества приложений. Использование излучения этого диапазона необходимо для дистанционного экологического мониторинга, глобальных метеорологических наблюдений, в радарных системах, в астрономии космического базирования, в медицине, в лабораторных приборах для молекулярной спектроскопии и во многих других областях. Тем не менее, этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным и используемым в применениях. В основном, это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц излучения. Среди существующих в настоящее время полупроводниковых источников когерентного излучения надо отметить, прежде всего, лазеры из объемного p-Ge с горячими дырками [1] и квантовые каскадные лазеры (ККЛ). ККЛ могут работать и в ТГц диапазоне [2-5]. Стимулированное ТГц излучение было получено также на внутрипримесных оптических переходах в объемном n-Si при оптической накачке [6] и в напряженных объемном p-Ge и структурах SiGe/Si с одиночной квантовой ямой в сильных электрических полях [7-9].

Отметим, что все ТГц полупроводниковые лазеры работают при криогенных температурах, а поскольку энергия квантов в ТГц области ~ 10 мэВ, то реализовать инверсию заселенности при комнатной T ($kT=25$ мэВ) практически невозможно. Поэтому приходится отказаться от лазерной схемы и искать другие пути для получения ТГц генерации при комнатной T. Разумным представляется поиск систем с «быстрой» (высокочастотной) отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может возбудить колебания

в соответствующем резонаторе. Хорошим примером являются резонансно-туннельные диоды, в которых при комнатной температуре недавно получена генерация до частот $\sim 1,4$ ТГц [10, 11], однако с малой выходной мощностью. Еще одна возможность получения генерации ТГц диапазона, которая в настоящее время привлекает большой интерес исследователей, возникает в полупроводниковых сверхрешетках (СР) при возбуждении так называемых блоховских осцилляций. Основным препятствием в реализации таких колебаний является существование статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), которая приводит к образованию электрических доменов, что подавляет усиление блоховских волн [12]. Поэтому существенным является поиск способов предотвращения электрической неустойчивости при ОДП. Были предложены различные способы подавления образования электрических доменов, например, с помощью использования ТГц резонатора или приложенного внешнего СВЧ поля [13]. Высокочастотное поле может приводить к тому, что зависимость среднего тока от постоянного напряжения будет иметь положительный наклон в рабочей точке и тем самым будет достигнута устойчивость однородного распределения поля. С другой стороны, образцы с доменами могут обладать динамической ОДП на высоких частотах [14-21] (действительная часть импеданса $\text{Re}Z < 0$) и могут быть использованы для ТГц генерации. СР перспективны для реализации ТГц генерации, поскольку времена релаксации проводимости и объемного заряда в СР подходящей конфигурации и уровнем легирования $\sim 10^{17}$ см⁻³ могут быть $\sim 10^{-13}$ с, т.е. соответствовать ТГц диапазону. Для реализации усиления и генерации электромагнитного излучения ТГц диапазона с помощью СР при температурах вблизи комнатной нужно выполнить несколько существенных условий. Для получения коротких времен установления проводимости, которая в СР определяется туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термическое возбуждение электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР. Для реализации

быстрой отрицательной динамической проводимости в СР с доменами нужно короткое максвелловское время, т.е. достаточно высокий уровень легирования.

В настоящей работе исследовались короткопериодные и сильнолегированные СР InAs/AlSb и GaAs/AlGaAs, в частности, при наличии распределенных резонаторов ТГц диапазона.

2. Образцы и условия эксперимента

Исследовались сверхрешеточные структуры InAs/AlSb и GaAs/AlAs, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. СР InAs/AlSb содержали 60 периодов 4.5нм InAs/3.5нм AlSb, расположенных между верхним контактным слоем n^+ -InAs<Si> ($n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и подложкой n^+ -InAs<Si> ($n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Квантовые ямы InAs в СР были легированы Si в концентрации $(1-2) \cdot 10^{17}$ или же $(5-6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. СР GaAs/AlAs содержали 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем n^+ -GaAs ($n=1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и подложкой n^+ -GaAs ($n=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Концентрация доноров в СР составляла $(1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии были изготовлены мезоструктуры в форме дисков диаметром 10-15 мкм. Верхний металлический контакт, нанесенный по периметру диска, имел форму кольца, образуя распределенный резонатор, представляющий собой, фактически, микрополосковую линию, свернутую в кольцо. В таких резонаторах электрическое поле электромагнитной волны направлено поперек слоев, а волна распространяется вдоль периметра кольца. Были изготовлены резонаторы на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. Вид резонаторной структуры с полосковой линией для подвода напряжения показан на рис.1.

К образцу прикладывались импульсы треугольной формы с временем нарастания от 0.2 до 10 мкс. Из зависимостей напряжения и тока от времени (рис.2) восстанавливались вольтамперные характеристики при прямом и

обратном ходе напряжения. Измерения проводились, в основном, при комнатной температуре.

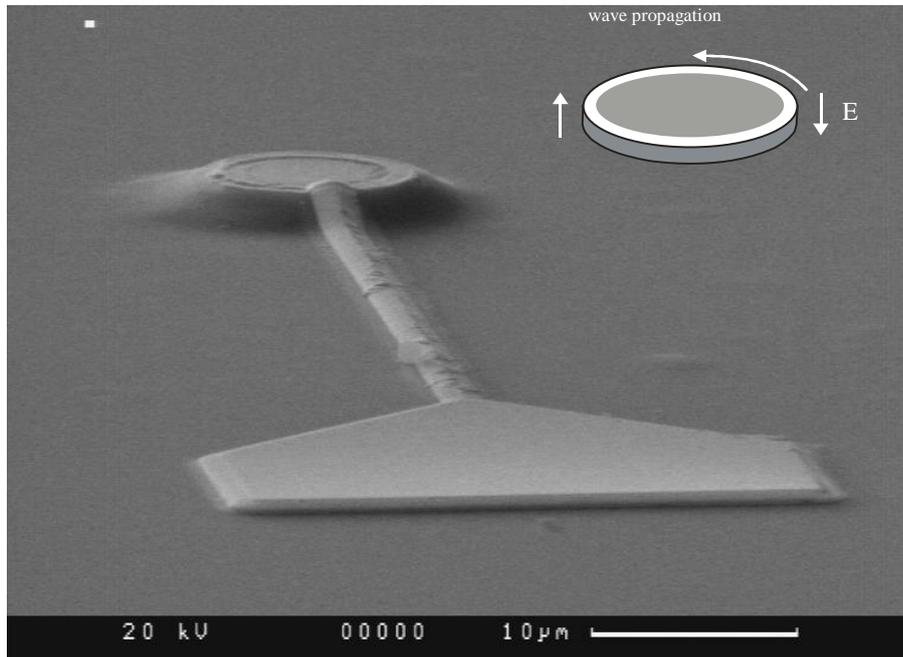


Рис.1. Резонаторная структура с токоподводом (на вставке - схема распространения волны и направление поля в резонаторе).

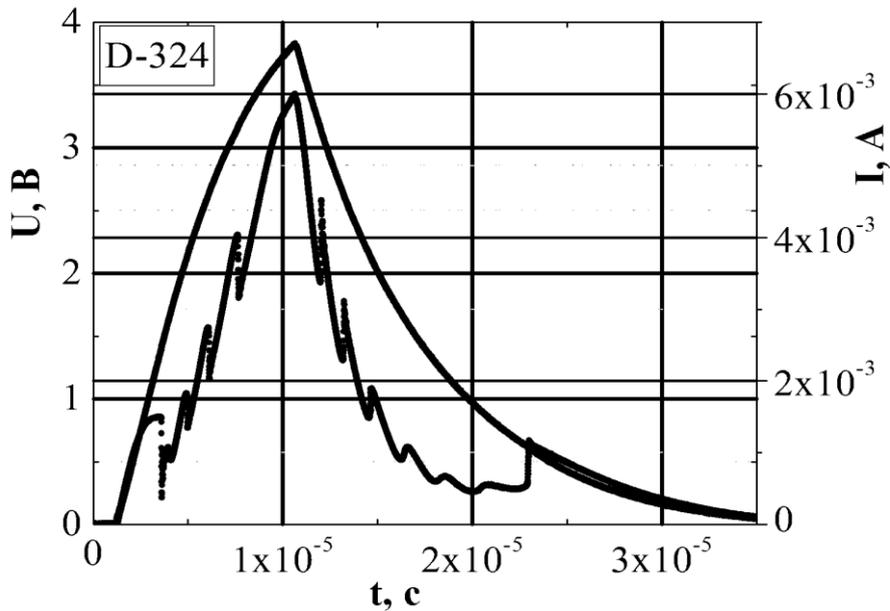


Рис.2. Импульсы напряжения (верхняя кривая) и тока.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис.3. приведена вольтамперная характеристика (ВАХ) образца СР InAs/AlSb. На начальном участке ВАХ при $U < \sim 1.5$ В наблюдается насыщение тока. Это насыщение вызвано образованием статического домена, который образуется из-за флуктуационной неустойчивости однородного распределения электрического поля в образце с ОДП. Конец участка насыщения тока на ВАХ соответствует $1,4 \text{ В}/60 = 23 \text{ мВ}$ на один период СР (60 – число периодов). Для использованных в наших экспериментах СР InAs/AlSb оценка ширины минизоны даёт $\sim 26 \text{ мэВ}$. Это значит, что при дальнейшем увеличении напряжения расстояние между уровнями размерного квантования становится больше, чем ширина минизоны. Минизонная проводимость должна прекратиться, а протекание тока будет определяться нерезонансным туннелированием. При этом ток должен монотонно расти с напряжением (см., например, [22, 23] и ссылки там). Однако в области напряжений 1,5 – 4,5 В на вольтамперной характеристике обнаруживаются несколько практически эквидистантных максимумов. Для данного образца расстояние между этими максимумами составляет $\sim 8.3 \text{ мВ}$ в расчете на один период СР.

Периодические максимумы на ВАХ мы связываем с влиянием резонатора за счет эффекта Пёрселла [24], который заключается в увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с излучением в свободное пространство. Интенсивность излучения в резонаторе усиливается в F_p раз, где коэффициент Пёрселла: $F_p = (3/4\pi^2) \cdot (\lambda^3/V)Q$ (λ - длина волны в материале, Q – добротность резонатора, V – модовый объем). Для добротности $Q = 100$ в нашем случае $F_p \sim 10^3$. В кольцевых резонаторах добротность кольцевых мод (так называемых мод шепчущей галереи) обычно на порядки больше и может достигать величин $> 10^7$, см., напр., работу [25].

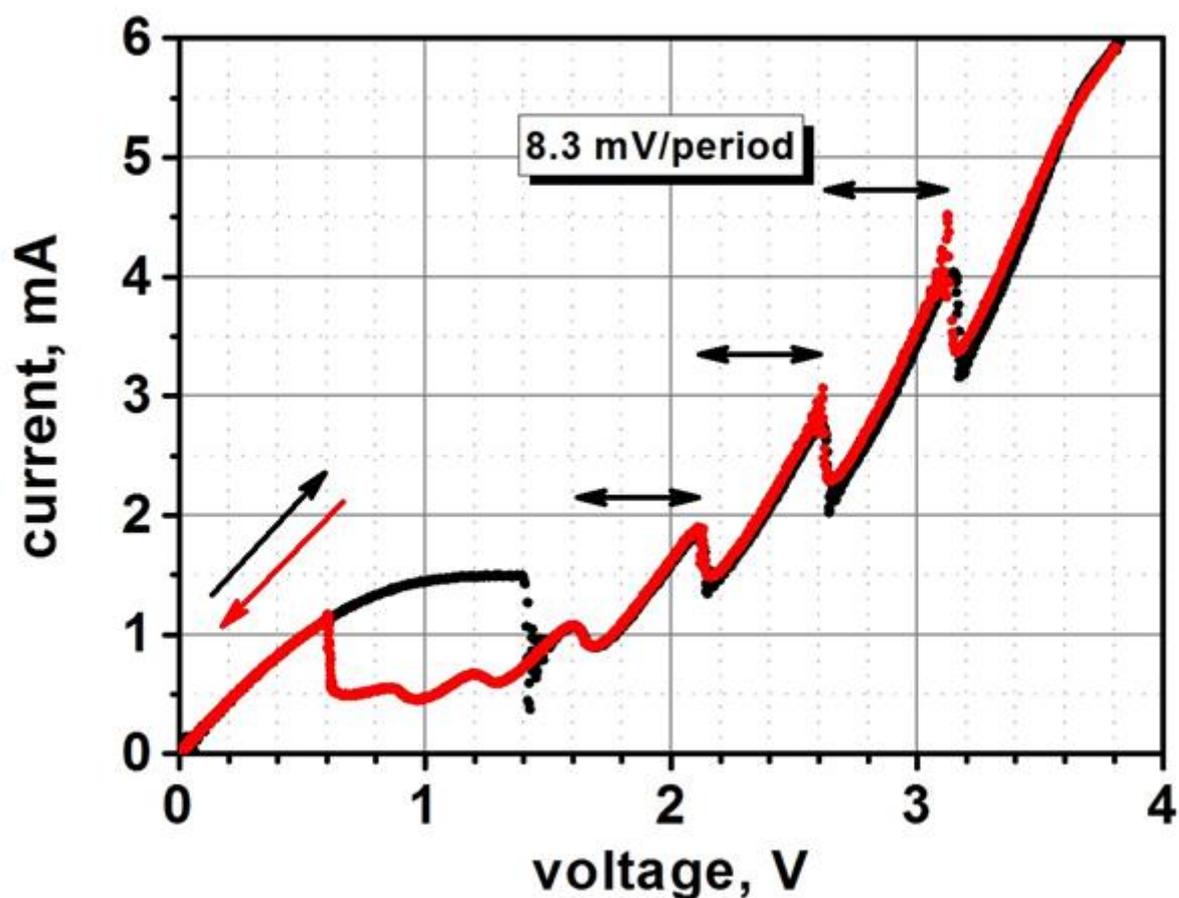


Рис.3. Вольтамперная характеристика CP InAs/AlSb с кольцевым резонатором ($T=300$ K).

Это значит, что энергия, отдаваемая электроном за счет излучения на резонансной частоте, может стать сравнимой с энергией, уносимой при испускании акустических фононов. Поэтому вблизи резонансных частот должен наблюдаться дополнительный рост тока. В кольцевом резонаторе эти частоты соответствуют целому числу волн на периметре кольца, а разность энергий квантов в соседних резонансах должна совпадать с энергией кванта основной моды с $\lambda \sim \pi D$ (D – диаметр кольца). Для образца, данные для которого приведены на рис.3, наружный диаметр кольца составлял 14 мкм и наблюдаемая разность напряжений между максимумами с хорошей точностью коррелирует с энергией кванта с частотой нашего резонатора (~ 8 мэВ).

На рис.4 показаны вольтамперные характеристики CP GaAs/AlAs при комнатной и азотной температурах в режиме резонансного туннелирования.

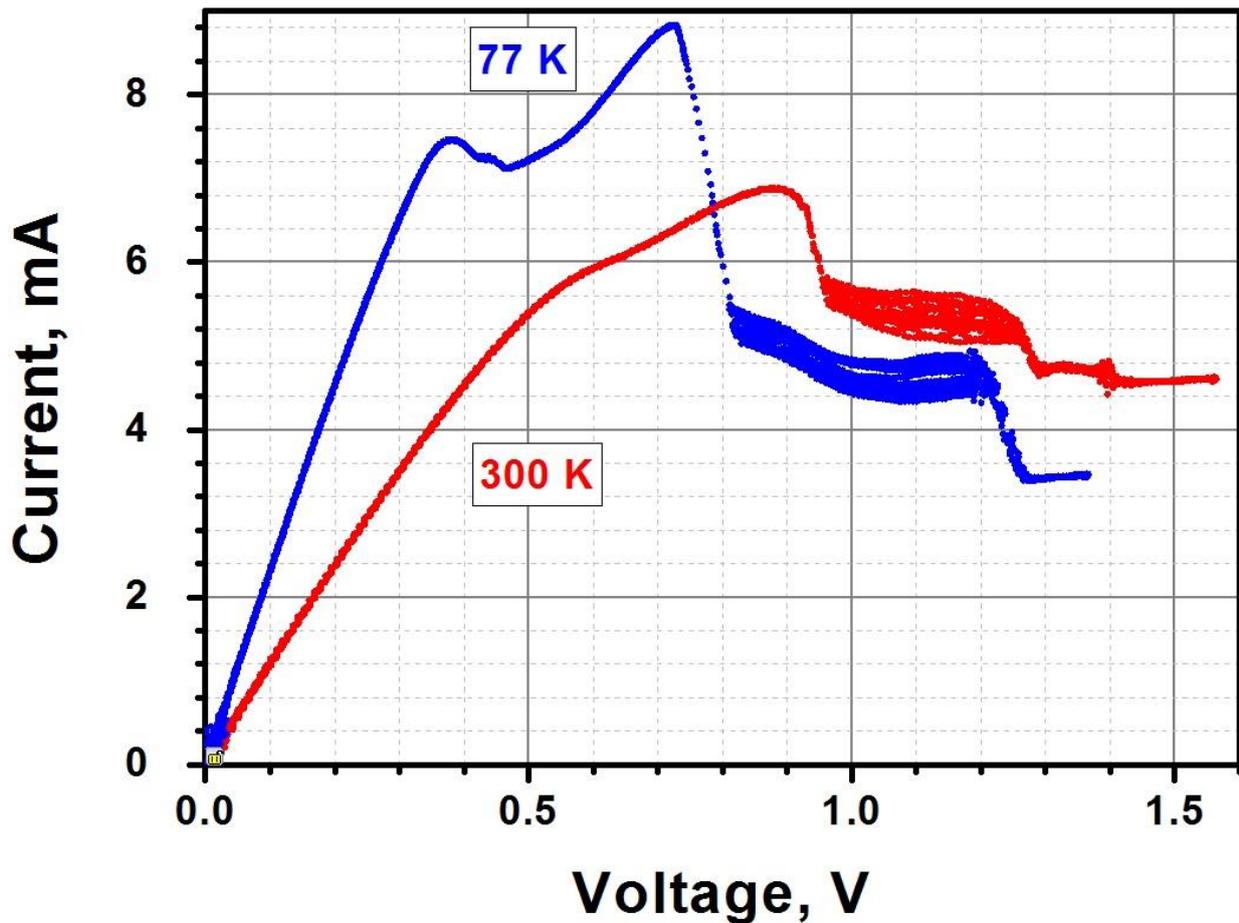


Рис.4. Вольтамперные характеристики CP GaAs/AlAs при 77 and 300 K.

При некотором пороговом напряжении наблюдалось скачкообразное уменьшение тока, которое вызвано образованием движущихся доменов. Перепад тока при образовании доменов достигал 50%. При азотной температуре порог образования доменов смещался к меньшим полям, что связывается с усилением рассеяния на заряженных примесях. В отличие от случая нерезонансного туннелирования, особенности, наблюдающиеся при резонансном туннелировании, нерегулярны и отличаются в разных образцах. Мы связываем эти особенности тока с усилением ТГц волн в резонаторе за счет отрицательного сопротивления CP с доменами и с изменением характеристик доменов (размер, поле) с ростом напряжения.

Для проверки этого предположения был поставлен следующий опыт. На резонаторный образец (в форме диска с кольцевым металлическим контактом по периметру) наносилась капля проводящей пасты (эпоксидный клей с растворенным серебряным порошком), которая перекрывала всю верхнюю часть меза-структуры (см. вставки на рис.5). На рис.5 показаны ВАХ структуры до и после нанесения этой капли. Ток через измененный таким способом образец увеличивался примерно пропорционально увеличенной площади контакта. Кроме того, изменилось пороговое поле образования домена, чего вообще говоря, быть не должно, так как расстояние между токовыми контактами не изменилось. При удалении капли ВАХ восстанавливалась в первоначальном виде.

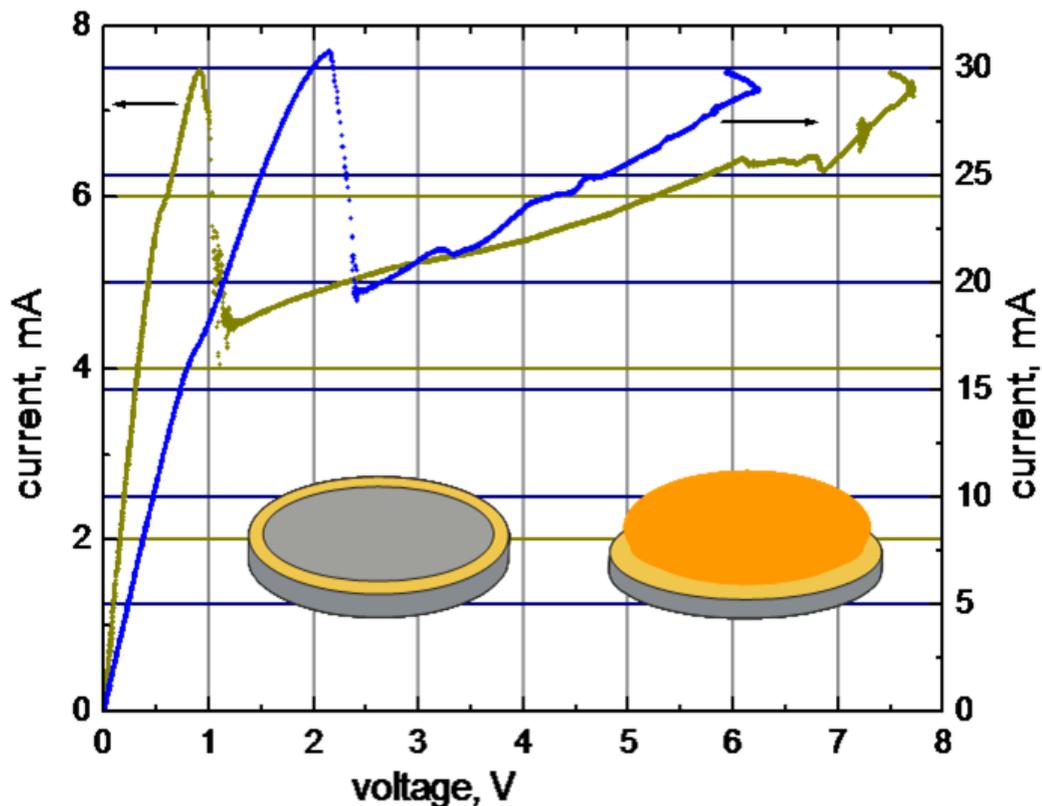


Рис.5. ВАХ CP GaAs/AlAs до (левая вставка/шкала) и после (правая вставка) изменения резонатора.

Возможная причина изменения порогового поля при изменении площади контакта – возникновение в резонаторе переменного поля достаточно большой

амплитуды, которое за счет выпрямления на сильной нелинейности образца сдвигает рабочую точку на вольтамперной характеристике. Отметим, что аналогичный эффект – влияние переменного поля достаточно большой амплитуды на форму ВАХ по постоянному току – наблюдался в объемном GaAs с эффектом Ганна [26].

4. Заключение

Обнаружено влияние ТГц резонатора на проводимость короткопериодных сверхрешеток при резонансном и нерезонансном туннелировании. Серия эквидистантных максимумов на ВАХ в режиме нерезонансного туннелирования связывается с эффектом Пёрселла - влиянием резонатора на оптические электронные переходы в квантовых ямах. Обнаруженное влияние резонатора на резонансное туннелирование в СР GaAs/AlAs является указанием на возможность возбуждения ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01062, 16-29-09626, 16-29-03135) и программ РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».

Литература

1. Andronov A.A. Hot electrons in semiconductors and submillimeter waves (review). *Sov. Phys. Semicond.*, 1987, Vol. 21, p. 701.
2. Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A., Iotti R.C., Rossi F. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 2002, Vol. 417, p. 156. DOI: 10.1038/417156a
3. Walther C., Fisher M., Scalari G., Terazzi R., Hoyler N. and Faist J. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz. *Applied Physics Letters*, 2007, Vol. 91, p. 131122. DOI: 10.1063/1.2793177

4. Scaliari G., Terazzi R., Giovannini M., Hoyler N. and Faist J. Population inversion by resonant tunneling in quantum wells. *Applied Physics Letters*, 2007, Vol. 91, p. 032103. DOI: 10.1063/1.2759271
5. Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design. *Applied Physics Letters*, 2009, Vol. 94, p. 131105. DOI: 10.1063/1.3114418
6. Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E., Shastin V.N., Kirsanov A.V., Huebers H.-W., Auen K. and Riemann H. Emission from Donor Transitions in Silicon. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, Vol. 84, p. 5220. ISSN: 00319007
7. Altukhov I.V., Kagan M.S., Korolev K.A., Sinis V.P., Chirkova E.G., Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N. Resonant acceptor states and terahertz stimulated emission of uniaxially strained germanium. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1999, Vol. 88, Issue 1, pp. 51-57. ISSN: 10637761
8. Kagan M. S., Altukhov I. V., Sinis V. P., Chirkova E. G., Yassievich I. N. and Kolodzey J. Terahertz Stimulated Emission from Strained p-Ge and SiGe/Si Structures. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2003, Vol. 48, Issue 9, pp. 1047-1054. ISSN: 10642269
9. Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Chirkova E.G., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N., Odnoblyudov M.A., Prokofiev A.A., and Kolodzey J. Stimulated THz Emission of Strained p-Ge and SiGe/Si Quantum-Well Structures Doped with Shallow Acceptors. *ECS Trans.*, 2006, Vol. 3, p. 745. DOI: 10.1149/1.2355869
10. Feiginov M., Kanaya H., Suzuki S., and Asada M. Operation of resonant-tunneling diodes with strong back injection from the collector at frequencies up to 1.46 THz. *Applied Physics Letters*, 2014, Vol. 104, Issue 24, p. 243509. DOI: 10.1063/1.4884602
11. Kanaya H., Sogabe R., Maekawa T., Suzuki S., Asada M. Fundamental oscillation up to 1.42 THz in resonant tunneling diodes by optimized collector spacer thickness. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, Vol. 35, Issue 5, pp. 425-431. DOI: 10.1007/s10762-014-0058-z

12. Klappenberger F., Alekseev K.N., Renk K.F., Scheuerer R., Schomburg E., Allen S.J., Ramian G.R., Scott J.S.S., Kovsh A., Ustinov V., Zhukov A. Ultrafast creation and annihilation of space-charge domains in a semiconductor superlattice observed by use of Terahertz fields. *European Physical Journal B*, 2004, Vol. 39, Issue 4, June 2004, Pages 483-489. DOI: 10.1140/epjb/e2004-00221-y
13. Alekseev K.N., Gorkunov M.V., Demarina N.V., Hyart T., Alexeeva N.V., Shorokhov A.V. Suppressed absolute negative conductance and generation of high-frequency radiation in semiconductor superlattices. *Europhysics Letters*, 2006, Vol. 73, Issue 6, pp. 934-940. DOI: 10.1209/epl/i2005-10484-4
14. Thim H.W. Linear microwave amplification with Gunn Oscillators. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 1967, Vol. ED-14, pp. 517 — 522.
15. Hakki B.W. Amplification in Two — Valley Semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 1967, Volume 38, № 2, p. 808.
16. Zhdanova N.G., Kagan M.S., Kalashnikov S.G. Impedance of a semiconductor with a static high-field domain. *Sov. Phys. Semicond.*, 1974, Vol. 8, I - p. 1731, II - p. 1736.
17. Kagan M.S., Landsberg E.G., Chernyshov I.V. Negative conductivity due to vibrations of the wall of a static domain. *Sov. Phys. Semicond.*, 1984, Vol. 18, p. 615.
18. Altukhov I.V., Vasil'ev N.A., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., Kukushkin V.V., Lukash V.S. Two-frequency oscillation in Gunn diodes. *Sov. Phys. Semicond.*, 1979, Vol. 13, pp. 1148-1154.
19. Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., Kukushkin, V.V., Solyakov, V.N. Microwave oscillation modes of Gunn diodes above transit frequency. *Sov. Phys. Semicond.*, 1979, Vol. 13, Issue 12, pp. 1356-1360. ISSN: 00385700
20. Altukhov I.V., Galchenkov L.A., Kagan M.S., Kukushkin V.V. Electromagnetic waves in ring semiconductor structures with a moving Gunn domain. *Sov. Phys. Semicond.*, 1985, Vol. 19, p. 1286.
21. Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., Kukushkin V.V., Ovechkin S.M. Electromagnetic wave amplification by Gunn diodes with moving domains. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1980, Vol. 6, p. 237.

22. Wacker A. Semiconductor superlattices: A model system for nonlinear transport. *Physics Reports*, 2002, Vol. 357, Issue 1, pp. 1-111. ISSN: 03701573
23. Andronov A.A., Dodin E.P., Zinchenko D.I., Nozdrin Y.N. Transport in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices with narrow forbidden minibands: Low-frequency negative differential conductivity and current oscillations. *Semiconductors*, 2009, Vol. 43, Issue 2, pp. 236-244. DOI: 10.1134/S1063782609020225
24. Purcell E.M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, 1946, Vol. 69, p. 681.
25. Kippenberg T.J., Tchebotareva A.L., Kalkman J., Polman A., and Vahala K.J. Purcell-factor-enhanced scattering from Si nanocrystals in an optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, Vol. 103, p. 027406. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.027406
26. Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., Kukushkin V.V., Landsberg E.G. Electrical instability of a semiconductor with a negative differential conductivity due to simultaneous heating of electrons by static and alternating electric fields. *Sov. Phys. Semicond.*, 1978, Vol. 12, pp. 172-179.