

14,04

Андреевские генераторы терагерцевого излучения

© Н.Т. Баграев¹, Л.Е. Клячкин¹, С.А. Кукушкин², А.М. Маляренко¹, А.В. Осипов²,
В.В. Романов³, Н.И. Руль^{1,3}, К.Б. Таранец^{1,3}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: constanttaranets@gmail.com

Поступила в Редакцию 24 октября 2024 г.

В окончательной редакции 19 ноября 2024 г.

Принята к публикации 20 ноября 2024 г.

Исследуются электрические, магнитные и оптические свойства краевых каналов, состоящих из спиновых контуров, которые содержат одиночные носители в наноструктурах кремния, карбида кремния и фторида кадмия. Демонстрируется, что благодаря цепочкам negative-U дипольных центров на границах спиновых контуров, последние представляют собой андреевские молекулы для генерации терагерцевого излучения.

Ключевые слова: кремниевый наносандвич, карбид кремния, фторид кадмия, терагерцевое излучение, вольт-амперная характеристика, многократное андреевское отражение, андреевская молекула

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59347.279

1. Введение

Терагерцовый (THz) диапазон электромагнитного спектра, который простирается в области частот 0.1–10 THz, долгое время оставался недоступным для исследователей, что привело к появлению в научной литературе термина „Терагерцовая щель“. Данный диапазон лежит между средним и дальним инфракрасным (ИК) диапазоном и радиочастотным СВЧ-диапазоном. Свое название он получил, во-первых, из-за того, что в данной области спектра излучение не пропускается земной атмосферой, а во-вторых, из-за отсутствия надежных THz-источников и приемников, работающих при комнатной температуре.

Исторически, THz-излучение представляло практический интерес в астрономии [1] (реликтовое излучение) и в молекулярной спектроскопии, для изучения колебательных и вращательных мод [2]. Кроме того, в последнее время данный тип излучения находит все большее и большее применение в различных областях, таких как: биология [3], медицина (томография, секвенирование) [4], безопасность [5], изучаются вопросы реализации беспроводной связи нового поколения 6G с использованием различных THz-источников и приемников [6]. В последнем случае заслуживает внимания использование фотопроводящих антенн [7,8] работающих при комнатной температуре, излучающих в широком спектральном диапазоне, достаточно простых и дешевых в производстве. Однако вопросы генерации и приема индуцированного многомодового терагерцевого излучения до настоящего времени остаются нерешенными.

Основным сдерживающим фактором для этих отраслей до недавнего времени являлось отсутствие компакт-

ных, перестраиваемых источников когерентного излучения, а также приемников с низким уровнем шума, не требующих охлаждения до температур жидкого гелия.

Современные источники THz-излучения разделяются на три типа — термические, электронные и фононные. Термические источники THz-излучения позволяют получить широкополосный спектр без возможности перестройки по частоте. Электронные источники THz-излучения разделяются на вакуумные и твердотельные. Основными их недостатками являются: размеры и дороговизна (синхротроны, гиротроны, лазеры на свободных электронах), существенные ограничения по частоте испускаемого излучения (верхняя граница около 1 THz) и его перестройке (лампы бегущей обратной волны, резонансные туннельные диоды и др.). Основным прибором фотоники для генерации THz-излучения, нашедшим свое практическое применение в ИК-Фурье спектроскопии, является квантовый каскадный лазер, для работы которого нужны температуры ~ 261 K [9]. Кроме криогенных температур, еще одной существенной проблемой для их более широкого применения в различных прикладных отраслях является малая перестройка рабочей частоты.

Особое внимание стоит уделить высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП), так как они опережают большинство источников THz-излучения как по диапазону доступных частот, так и по степени перестройки, однако требуют охлаждения до температур $\sim 15–70$ K [10].

В качестве приемников THz-излучения чаще всего используются охлаждаемые до температур жидкого гелия болометры с низким уровнем шума. Однако, развитие нанотехнологий в области полупроводников позволило получить компактные твердотельные приборы, работаю-

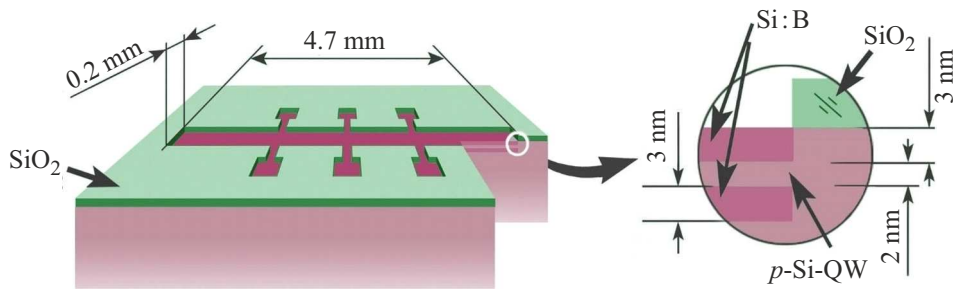


Рис. 1. Схема КНС с характерными размерами.

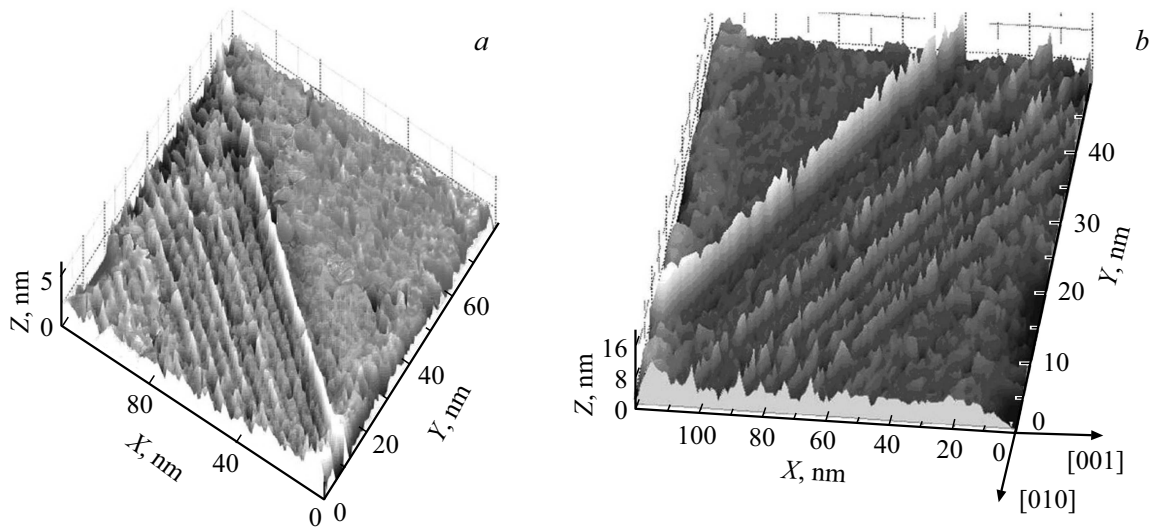


Рис. 2. СТМ поверхности кремниевого наносандвича (100), содержащей цепочки дипольных центров бора, ориентированные вдоль оси (011).

шие при комнатной температуре, способные выступать как в роли источников, так и в роли приемников THz-излучения [9].

В данной работе демонстрируется получение THz-излучения из краевых каналов кремниевых наноструктур. Благодаря наличию у них оболочек, состоящих из цепочек центров с отрицательной корреляционной энергией.

2. Материалы и методы

Используемая в данной работе наноструктура на основе кремния, сильно легированного бором, обладает рядом характеристик, позволяющих наблюдать широкополосное THz излучение с высокой степенью когерентности при комнатной температуре. Кремниевая наносандвич структура (КНС) *p*-типа проводимости получена на подложках кремния (100) *n*-типа в процессе предварительного окисления и последующей кратковременной диффузии бора из газовой фазы [11]. Было показано, что атомы бора встраиваются в кристаллическую решетку, формируя δ -барьеры (рис. 1), состоящие из цепочек, содержащих дипольные центры

бора (рис. 2). Причем, дипольная конфигурация пар бора формируется вследствие так называемой *negative-U* реакции: $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$, в результате реконструкции атомов бора в узлах решетки, сопровождающиеся формированием тригональных пар ($B^+ - B^-$) (рис. 3) [12]. Краевой канал представляет собой последовательность пиксел, содержащих одиночные носители (дырки),

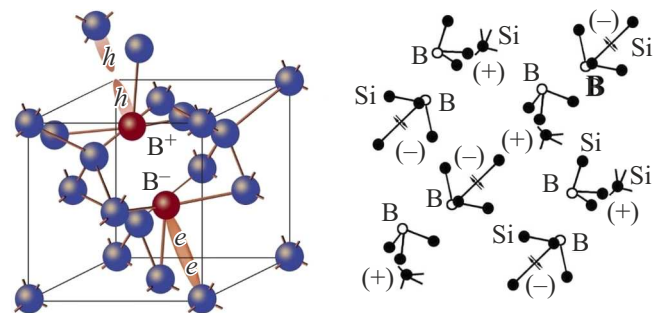


Рис. 3. Дипольный тригональный центр бора ($B^+ - B^-$) с отрицательной корреляционной энергией и цепочки дипольных центров бора в δ -барьерах, ограничивающих сверхузкую кремниевую квантовую яму.

торые захвачены на negative-U цепочки бора [12]. Обнаружено, что туннелирование одиночных дырок через дипольные центры бора приводят к подавлению электрон-электронного взаимодействия в краевых каналах, и способствует наблюдению спинозависимого транспорта [13]. Исследования циклотронного резонанса и спинозависимой рекомбинации, выявили увеличение времени релаксации носителей, вследствие подавления электрон-электронного взаимодействия, что позволило наблюдать такие макроскопические квантовые эффекты как квантовый эффект Холла, эффекты Шубникова-Гааза и де Гааза-Ван Альфена, осцилляции Ааронова-Бома [12]. Эти измерения позволили определить значение двумерной плотности дырок, которая составила $p_{2D} = 3 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2}$, что соответствует длине пикселя содержащей одиночную дырку $16.6 \mu\text{m}$ [12]. Причем каждый пиксел ($16.6 \mu\text{m} \times 2 \text{ nm}$) можно рассматривать как андреевскую молекулу, внутри которой одиночная дырка туннелирует через дипольные цепочки бора в противоположных направлениях с антипараллельной ориентацией спина [12]. Подобная конфигурация пиксел может способствовать реализации многократного андреевского отражения (MAO) в рамках андреевской молекулы [14], что было первоначально продемонстрировано в исследованиях магнитных и электрических характеристик кремниевого наносандвича [13].

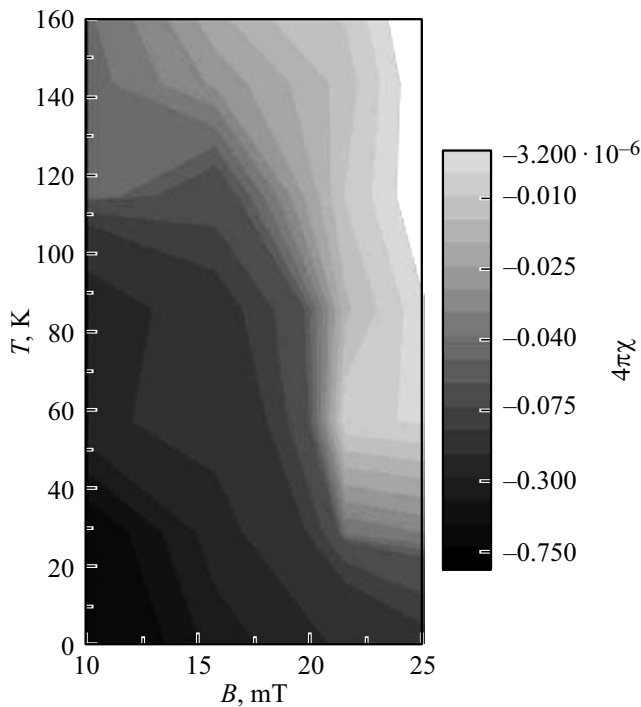


Рис. 4. T - B -диаграмма, демонстрирующая диамагнитный отклик магнитной восприимчивости, обусловленной краевыми каналами в кремниевом наносандвиче. Демонстрируется наличие последовательных корреляционных щелей с различными значениями $2\Delta = 3.52kT_C$: $2\Delta = 44 \text{ meV}$, $T_C = 145 \text{ K}$; $2\Delta = 33.4 \text{ meV}$, $T_C = 110 \text{ K}$; $2\Delta = 27.3 \text{ meV}$, $T_C = 90 \text{ K}$; $2\Delta = 22.8 \text{ meV}$, $T_C = 75 \text{ K}$; $2\Delta = 7.6 \text{ meV}$, $T_C = 25 \text{ K}$.

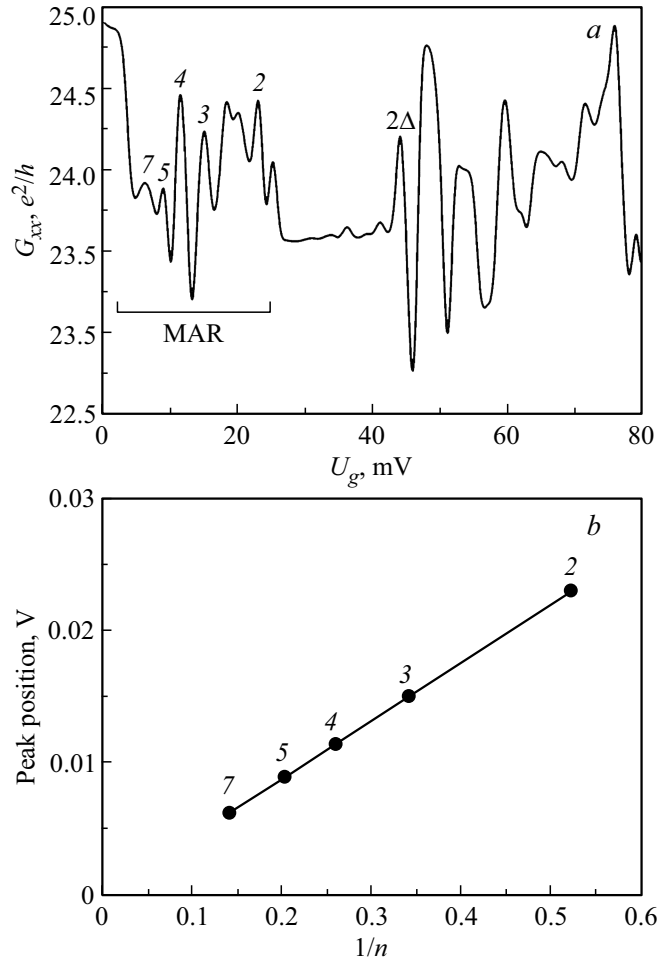


Рис. 5. (a) ВАХ андреевского отражения ($2\Delta = 44 \text{ meV}$), обусловленного наличием пиксел, содержащих одиночные дырки в краевых каналах кремниевой наносандвич структуры. (b) энергетические позиции пиков андреевского отражения в зависимости от номера пика.

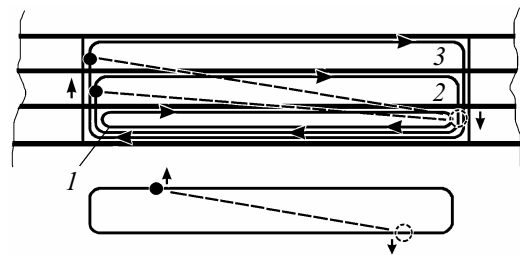


Рис. 6. Квантовая интерференция одиночной дырки в системе пиксел с различным значением 2Δ в краевых каналах КНС. 2Δ , meV: 1 — 44; 2 — 33.4; 3 — 27.3.

3. Результаты и обсуждение

Исследование полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости показало, что изменением спина и движением дырки в противоположных направлениях можно управлять с помощью внешнего магнит-

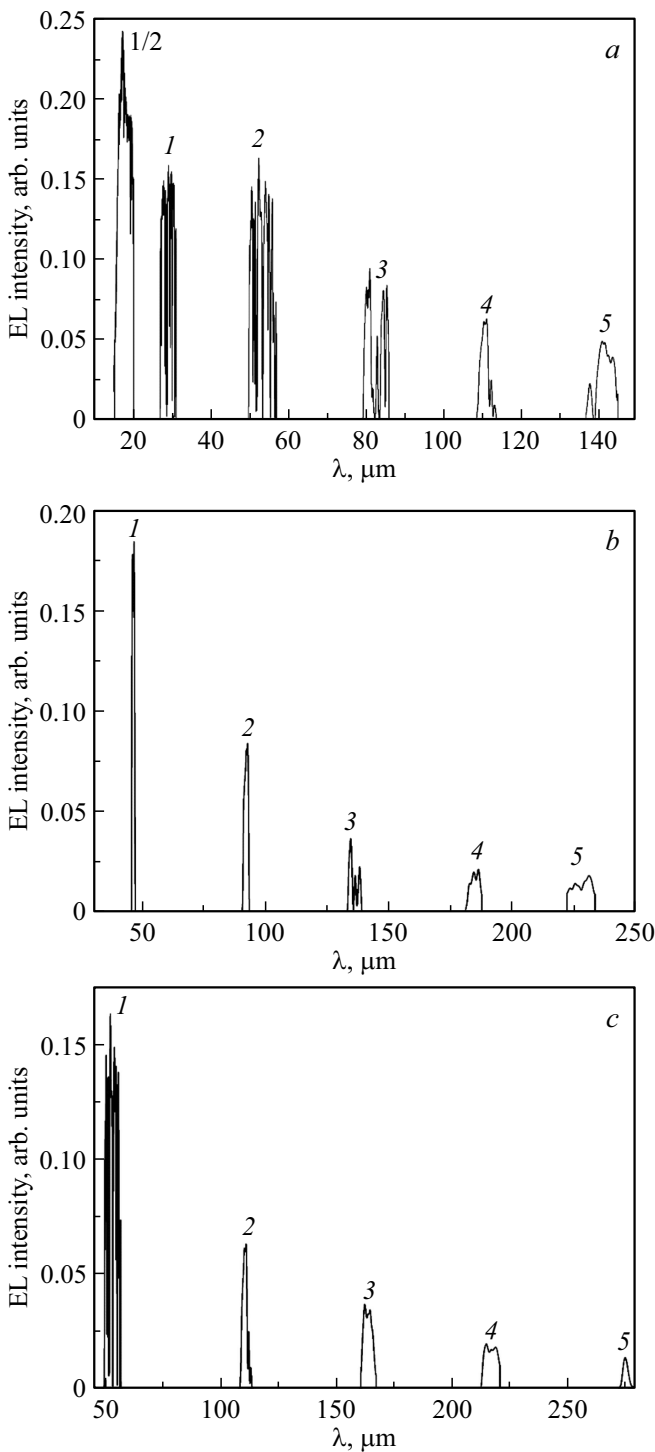


Рис. 7. Индуцированное излучение из кремниевой наносандвич структуры, обусловленное МАО, из краевых каналов $T = 300\text{ K}$ для ширины корреляционной щели 2Δ , meV: $a - 44$, $b - 27.3$, $c - 7.6$.

ного поля [13]. Причем диамагнитный отклик статической восприимчивости, обнаруженный в слабом магнитном поле, свидетельствовал о наличии корреляционной энергетической щели, которая управляет спинозависимым туннелированием одиночной дырки через дипо-

ли бора и соответственно способствует наблюдению макроскопических квантовых эффектов при высоких температурах [12]. Анализ $T-B$ -диаграммы магнитной восприимчивости показывает, что в КНС проявляется несколько корреляционных щелей, характеризующихся максимальным значением отрицательной магнитной восприимчивости (рис. 4). $T-B$ -диаграмма позволяет определить значения критической температуры и критического магнитного поля из значений соответствующих максимальной диамагнитной восприимчивости, которая регистрировалась при измерении полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости при различных температурах [13]. Значения критических температуры и магнитного поля проявляются в виде изменения контраста на $T-B$ -диаграмме. Таким образом $T-B$ -диаграмма демонстрирует последовательность энергетических щелей (Δ), характеризующихся различными значениями критических температуры (T_C) и магнитного поля ($2\Delta = 3.52kT_C$): $2\Delta = 44\text{ meV}$, $T_C = 145\text{ K}$; $2\Delta = 33.4\text{ meV}$, $T_C = 110\text{ K}$; $2\Delta = 27.3\text{ meV}$, $T_C = 90\text{ K}$; $2\Delta = 22.8\text{ meV}$, $T_C = 75\text{ K}$; $2\Delta = 7.6\text{ meV}$, $T_C = 25\text{ K}$. Соответственно, для каждой корреляционной щели были получены спектры ВАХ МАО. Для максимального значения ($2\Delta = 44\text{ meV}$) данный спектр был получен при высокой температуре [13] (рис. 5, a и 5, b). Вышесказанное позволяет предположить, что последовательность корреляционных щелей возникает вследствие спиновой интерференции при формировании контуров транспорта одиночных дырок в пикселях различной ширины относительно границы краевого канала (рис. 6). Величина корреляционной щели уменьшается при увеличении ее ширины. Таким образом, последовательность пиксел поперек краевого канала можно рассматривать как систему андреевских молекул с разной величиной корреляционной щели.

Так как туннелирование одиночных дырок по краям пиксел в противоположных направлениях соответствует

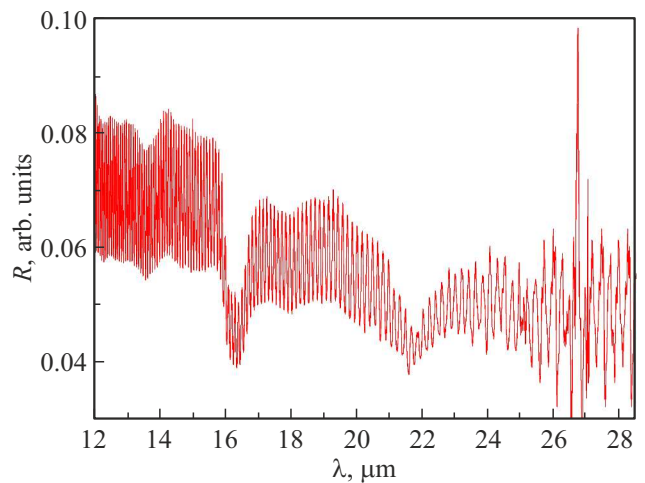


Рис. 8. Спектр пропускания, выявляющий проявление как локальной фоновой моды, $\lambda = 16.4\text{ }\mu\text{m}$, так и сверхпроводниковой щели, $\lambda = 26.9\text{ }\mu\text{m}$.

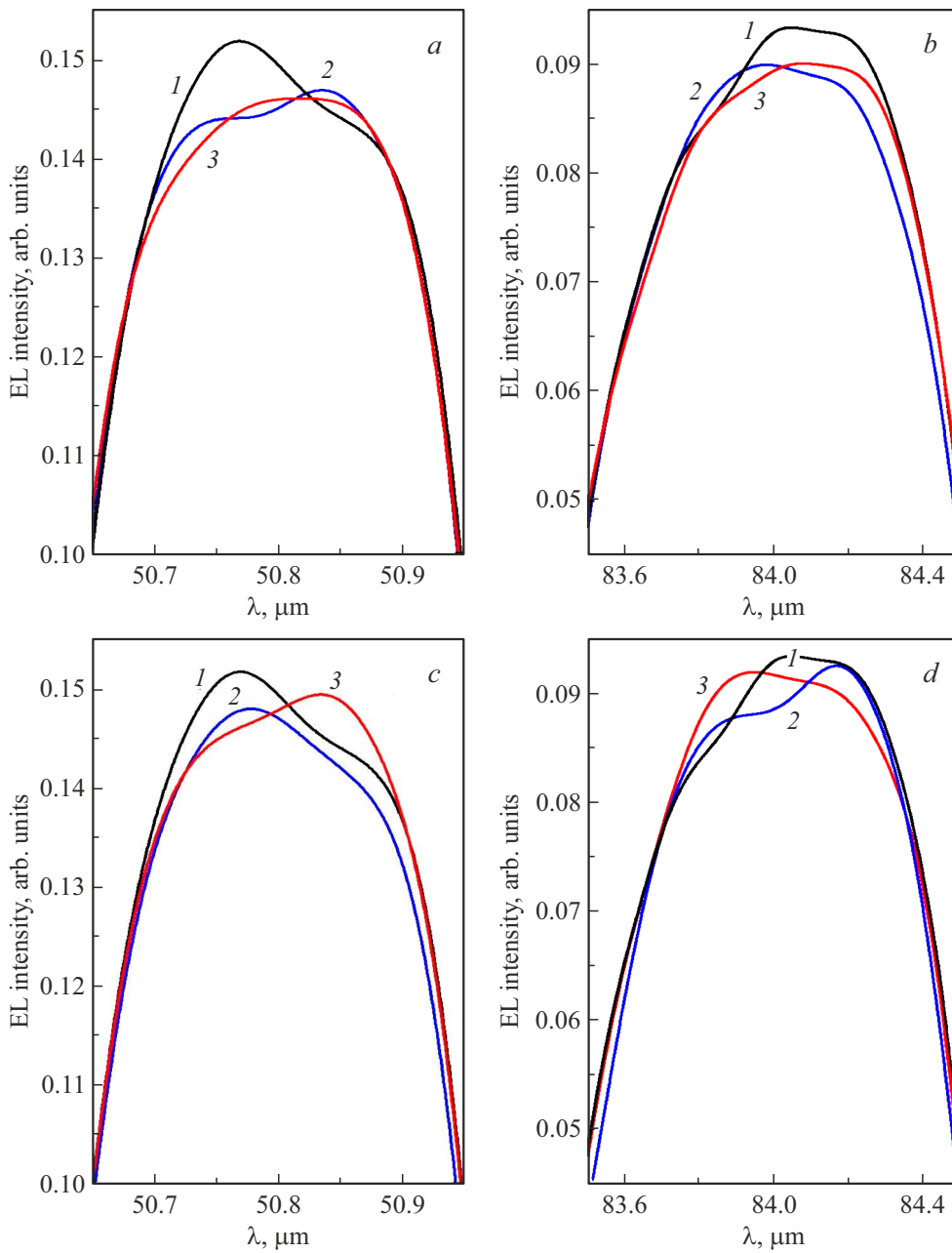


Рис. 9. Спектральная характеристика линии MAO, полученная при различных значениях напряжения поперечного затвора а) 1 — 0 мВ, 2 — -150 мВ, 3 — 150 мВ; б) 1 — 0 мВ, 2 — -150 мВ, 3 — 150 мВ; в) 1 — 0 мВ, 2 — -250 мВ, 3 — 250 мВ; д) 1 — 0 мВ, 2 — -250 мВ, 3 — 250 мВ.

их антипараллельной ориентации, целесообразно исследовать оптическую версию MAO, с целью идентификации его спиновозависимой составляющей. Спектральные характеристики фото- и электролюминесценции в энергетическом диапазоне MAO исследовались методом ИК-Фурье спектроскопии с помощью спектрометров Bruker Vertex 70. Спектральные зависимости электролюминесценции для различной ширины щели представлены на рис. 7.

Позиции пиков в спектрах электролюминесценции полученных для различных значений энергии корреля-

ционной щели хорошо согласуются с энергетическими переходами в MAO ($E = U_g/n$, где n — номер пика MAO). Спектральная линия при $\lambda_{1/2}$ выделяется своей амплитудой, поскольку в данном случае согласуется с характерными размерами пикселя, которая выступает в роли микрорезонатора.

В рамках представленной модели механизм оптической версии MAO должен учитывать спиновозависимую составляющую, потому что, как сказано выше, в спиновом контуре транспорт дырки при изменении направления движения сопровождается переворотом спина.

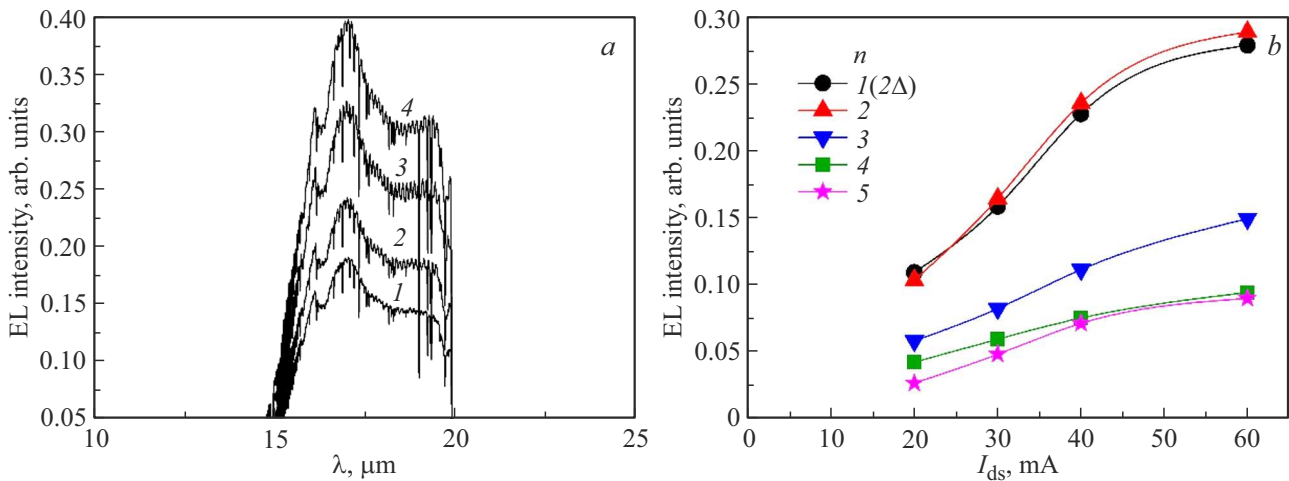


Рис. 10. Индуцированное излучение из кремниевого наносандвича обусловленное MAO ($\Delta = 22$ meV) *a*) при различных значениях тянущего тока *b*) зависимость интенсивности электролюминесценции от величины тянущего тока (n — номер пика).

Таким образом, можно предположить, что наблюдаемая электролюминесценция энергетически зависит от величины спиновой взаимодействия, т.е. переход между цепочками центров с отрицательной корреляционной энергией сопровождается излучением с энергией $h\nu \approx 2\Delta$ (для энергии наибольшей щели данное значение $2\Delta = 44$ meV соответствует величине спиновой взаимодействия в валентной зоне кремния). Излучаемый квант имеет возможность поглотиться дыркой с противоположной ориентацией спина на соседней цепочке центров с отрицательной корреляционной энергией и, таким образом, совершить обратный переход, что отражается в соответствующем спектре пропускания (рис. 8). Так как наблюдается полное соответствие спектров излучения MAO и спектров поглощения, проявляемых при регистрации спектра пропускания, последовательность данных процессов ответственна за когерентность транспорта одиночной дырки в спиновом контуре. Таким образом, можно предположить, что внутри одиночных пиксел в краевом канале MAO обусловлено процессами спиновозависимого транспорта [13]. Для подтверждения вышесказанного спектральные линии MAO были исследованы в зависимости от напряжения затвора, приложенного перпендикулярно соседним цепочкам центров с отрицательной корреляционной энергией. В этом случае необходимо учитывать влияние степени поляризации одиночной дырки при ее переходах между цепочками.

$$E(+z \text{ pol.}) = \hbar^2 k_{x1}^2 / 2m^* - \alpha k_{x1},$$

$$E(-z \text{ pol.}) = \hbar^2 k_{x2}^2 / 2m^* - \alpha k_{x2}$$

$$\Delta\theta = (k_{x1} - k_{x2})L = 2m^* \alpha L / \hbar^2$$

$$\Delta V_g \approx \frac{\hbar^2 d^2 l}{3\pi^2 R m_{\text{eff}} \beta_{hh}}.$$

В рамках данного рассмотрения проведенного Винклером [14] зависимость спиновой взаимодействия от величины поперечного затвора должна приводить к смещению пиков спиновозависимой электролюминесценции в область больших или меньших энергий при изменении знака напряжения на поперечном затворе. Действительно, данный эффект наблюдается при исследовании соответствующих спектральных линий MAO (рис. 9). Причем, величина спектрального сдвига согласуется с результатами электрических ВАХ спинового транзистора, полученного на данном кремниевом наносандвиче [15]. Следует отметить, что спиновозависимый характер MAO свидетельствует о возможной роли в транспорте одиночных дырок фермиона майорана, вследствие проявления процессов перехода с переворотом спина между соседними цепочками. В заключении следует подчеркнуть, что в рамках проведенного эксперимента практически было обнаружено многомодовое индуцированное излучение из кремниевых наноструктур, полученных в рамках холловской геометрии, в различном частотном диапазоне, что подтверждается зарегистрированной зависимостью амплитуды спектральных линий от величины тянущего тока (рис. 10, *a* и 10, *b*). Аналогичные результаты по обнаружению спиновозависимого индуцированного излучения, обусловленного MAO, были получены при изучении наноструктур карбида кремния и фторида кадмия.

4. Заключение

Показано, что андреевские молекулы в краевых каналах наноструктур могут быть использованы как в качестве источника, так и приемника ТГц-излучения. Представлен механизм излучения и приема ТГц-излучения на основе многократного андреевского отражения.

Финансирование работы

Работа выполнялась в рамках программы исследований, запланированных в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.H. Siegel. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **55**, *11*, 2957–2965 (2007).
- [2] T.R. Globus, D.L. Woolard, T. Khromova, T.W. Crowe, M. Bykhovskaia, B.L. Gelmont, J. Hesler, A.C. Samuels. *J. Biol. Phys.* **29**, 89–100 (2003).
- [3] J.H. Son. *J. Appl. Phys.* **105**, *10*, 102003 (2009).
- [4] Z. Yan, L.G. Zhu, K. Meng, W. Huang, Q. Shi. *Trends Biotechnol.* **40**, *7*, 816–830 (2022).
- [5] G.T. Zydynzhapov, P. Gusikhin, V. Muravev, A. Dremin, Y.N. Nefyodov, I. Kukushkin. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41**, 632–641 (2020).
- [6] H. Chen, H. Sardeddeen, T. Ballal, H. Wymeersch, M.S. Alouini, T.Y. Al-Naffouri. *IEEE Commun. Surveys Tutor.* **24**, *3*, 1780–1815 (2022).
- [7] А.Н. Клочков, Е.А. Климов, П.М. Солянкин, М.Р. Конникова, И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, А.П. Шкуринов, Г.Б. Галиев. *Оптика и спектроскопия* **128**, *7*, 1004–1011 (2020).
- [8] А.С. Курдюбов, А.В. Трифионов, И.Я. Герловин, И.В. Игнатьев, А.В. Кавокин. *ФТП* **59**, *7*, 1274–1277 (2017).
- [9] A. Khalatpour, M.Ch. Tam, S.J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu. *Appl. Phys. Lett.* **122**, 161101 (2023).
- [10] K. Delfanazari, R.A. Klemm, H.J. Joyce, D.A. Ritchie, K. Kadowaki. *Proc. IEEE* **108**, *5*, 721–734 (2020).
- [11] Н.Т. Баграев, П.А. Головин, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.П. Преснухина, Н.И. Руль, А.С. Реуков, В.С. Хромов. *ЖТФ*, **90**, *10*, 1663–1671 (2020). [N.T. Bagraev, P.A. Golovin, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.P. Presnukhina, N.I. Rul', A.S. Reukov, V.S. Khromov. *Tech. Phys.* **65**, 1591–1599 (2020).
- [12] N.T. Bagraev, V.Yu. Grigoryev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, V.V. Romanov, N.I. Rul. *Low Temp. Phys.* **43**, *1*, 110–119 (2017).
- [13] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Koudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *Superconductivity-Theory and Applications*. SCIYO International Offices, Rijeka Croatia. (2010), 25 p.
- [14] R. Winkler, H. Noh, E. Tutuc, M. Shayegan. *Phys. Rev. B* **65**, *15*, 155303 (2002).
- [15] L.E. Klyachkin, N.T. Bagraev, A.M. Malyarenko. *Mater. Phys. Mech.* **51**, *4*, 85–95 (2023).

Редактор А.Н. Смирнов