

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ГРАФЕН–ДИЭЛЕКТРИК

П. М. Никифорова ^{a,b*}, А. В. Богацкая ^{a,c**}, Н. В. Кленов ^{a,d}, А. М. Попов ^{a,c}

^a Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет
119991, Москва, Россия

^b Московский технический университет связи и информатики
111024, Москва, Россия

^c Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^d НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 августа 2024 г.,
после переработки 20 октября 2024 г.
Принята к публикации 31 октября 2024 г.

Рассматривается возможность увеличения эффективности работы детекторов субтерагерцового диапазона частот. Предлагаемый метод основан на использовании резонансных гетероструктур из монослоев графена вместо привычных слоев металла или сильнолегированного полупроводника в качестве поглотителя электромагнитной энергии и слоя диэлектрика с подобранными параметрами, что, в частности, ведет к миниатюризации детектирующего устройства, а также позволяет сформировать широкие спектральные полосы эффективного (на уровне 90% и выше) поглощения сигнала.

DOI: 10.31857/S0044451025020038

1. ВВЕДЕНИЕ

Для излучения терагерцового (ТГц) диапазона энергия кванта попадает в диапазон от 0.4 до 40 мэВ, обеспечивая его легкое проникновение через большинство диэлектриков без ионизации среды. В то же время ТГц-волны отражаются от проводящих материалов и интенсивно поглощаются водой. Этот комплекс свойств делает ТГц-излучение перспективным для различных приложений в спектроскопии [1–6], в пространственном сканировании объектов при формировании изображений в системах безопасности (на частотах от 70 до 200 ГГц) [7, 8], в пищевой промышленности [9], при неразрушающем контроле продукции и исследовании предметов искусства (на частотах от 100 до 150 ГГц)

[10, 11], в эллипсометрии [12, 13], для исследования астрономических объектов [14, 15], а также для выполнения требующих высоких скоростей передачи данных задач в телекоммуникациях [16–18].

С другой стороны, создание высокочувствительных детекторов в интересующем диапазоне является до сих пор трудной задачей, так как для обсуждаемых длин волн и энергий квантов перестают эффективно работать многие подходы, хорошо зарекомендовавшие себя либо для сверхвысокочастотных радиоволн, либо для оптической и инфракрасной фотоники [1]. Одно из перспективных решений проблемы — использование графена (а также других систем с двумерным электронным газом, 2DEG) [19–21] для создания чувствительных, быстрых, малошумящих и широкополосных детекторов ТГц-излучения. Детекторы ТГц-излучения на основе 2DEG-систем могут создаваться с использованием различных физических принципов и механизмов детектирования излучения (бо-

* E-mail: nikiforova.pm16@physics.msu.ru

** E-mail: annabogatskaya@gmail.com

лометрический, фотовольтаический, термоэлектрический, выпрямление на барьере, резистивное самосмешивание) [22–25], однако практически всюду увеличение эффективности поглощения энергии волны электронной системой способствует увеличению чувствительности приемной системы.

В частности, существуют достаточно хорошие термоэлектрические детекторы ТГц-излучения на основе графена с высокими чувствительностями порядка 20 В/Вт при комнатной температуре (и возможностью ее дополнительного увеличения за счет оптимизации антенны) [26, 27]. Однако такая высокая чувствительность достигается лишь в относительно узком частотном диапазоне, так что борьба за достижение широкополосного полного поглощения в тонких слоях проводника представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес.

Ранее авторами [28, 29] было установлено, что расположение диэлектрической подложки со специально подобранными характеристиками под поглощающим излучение (проводящим по умолчанию) слоем детектора (структура диэлектрик–проводник) позволяет значительно увеличить долю (до 100%) поглощаемой энергии электромагнитного сигнала для выделенного набора частот, определяемых параметрами подложки, что дает возможность эффективно детектировать квазимонохроматический сигнал. Использование гетероструктур, состоящих из нескольких периодов, позволяет расширить спектральную полосу пропускания детектора, обеспечивая поглощение до 50% энергии импульса [29, 30].

В данной работе мы рассмотрим аналогичные резонансные структуры, но в роли проводящего материала будет использоваться монослой графена. Подбирая параметры диэлектрической подложки, т.е. формируя резонансную структуру диэлектрик–графен, можно обеспечить эффективное поглощение ТГц-сигнала (в том числе широкополосного) в заданном спектральном диапазоне. В частности, стоит ожидать повышения среднего уровня поглощения энергии широкополосных сигналов с 50% (как это было в случае металлических поглотителей) почти до 100%. Отметим, что схожие структуры на основе монослоев графена, разделенных диэлектрическими пластинами, были исследованы в качестве материалов с высокой пропускающей способностью в ТГц-диапазоне [31, 32].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРОЙ ДИЭЛЕКТРИК–ГРАФЕН

Проводимость графена описывается с помощью формулы Кубо [31–34] и складывается из межзонной и внутризонной проводимостей. Известно [31], что для частот ниже 10–15 ТГц вклад от межзонных электронных переходов в общую проводимость пренебрежимо мал. Таким образом, поверхностная проводимость σ_{intra} графена определяется в основном внутризонными переходами и является комплексной величиной [35]:

$$\sigma_{intra} = \frac{e^2}{\pi \hbar^2} \frac{k_B T}{\nu - i\omega} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right], \quad (1)$$

причем в (1) учитывается как электронная, так и дырочная проводимости. Здесь k_B — постоянная Больцмана, T — температура, μ_c — химический потенциал, ν — транспортная частота, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота распространяющегося излучения, f — линейная частота.

Введем объемную проводимость σ графена, которая может быть выражена через поверхностную проводимость σ_{intra} : $\sigma = \sigma_{intra}/d$, где d — толщина монослоя графена [32, 36]. Тогда комплексная диэлектрическая проницаемость графена может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\varepsilon_\omega = 1 + i \frac{4\pi}{\omega} \frac{\sigma_{intra}}{d} = 1 + \frac{4e^2}{d\hbar^2} \frac{k_B T}{\nu - i\omega} \times \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right] \left(-1 + i \frac{\nu}{\omega} \right), \quad (2)$$

где $d \approx 1$ нм — толщина монослоя графена.

Задача исследования оптических свойств многослойных графеновых структур неоднократно решалась методом трансфер-матриц путем введения поверхностных токов [31, 37]. В данной работе мы рассматриваем взаимодействие излучения с графеновыми гетероструктурами на основе решения волнового уравнения с заданным профилем диэлектрической проницаемости, куда входит объемная диэлектрическая проницаемость графена. Введение объемных (а не поверхностных) электродинамических характеристик графена предполагает «размазывание» поверхностных токов по слою определенной толщины и позволяет сопоставить поведение исследуемых систем с уже полученными результатами для «обычных» материалов, используемых в качестве поглощающих слоев в метаматериале. При этом тестовые

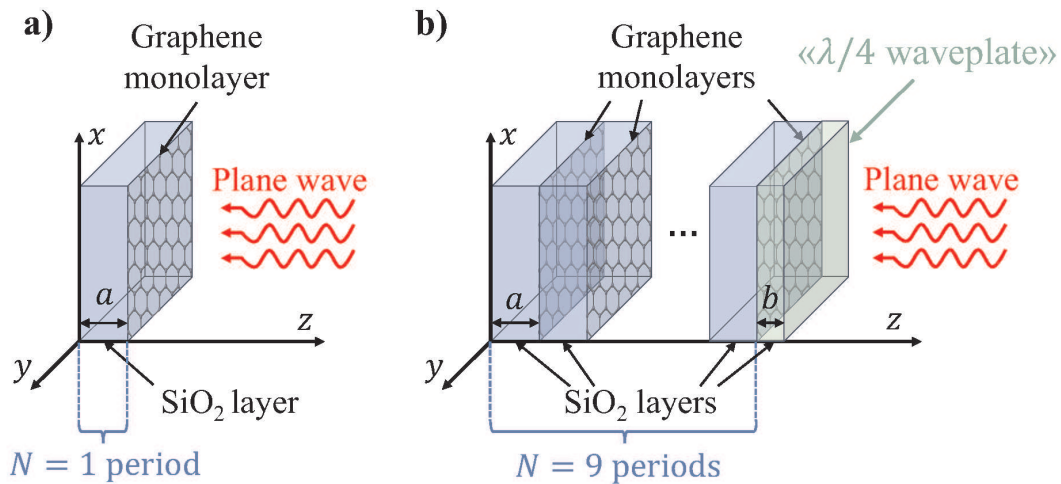


Рис. 1. Характерный вид исследуемой структуры диэлектрик–графен для детектирования квазимонохроматического излучения (а) и широкополосного излучения (б). Одним периодом структуры считается числом графен + диэлектрическая подложка из SiO₂

расчеты показали, что такое «размазывание» поверхностных токов по толщине поглощающего слоя в выражении (2) в пределах $d = 1\text{--}5$ нм приводит к практически совпадающим результатам при расчете свойств многослойных структур.

Характерный вид исследуемой резонансной структуры представлен на рис. 1. Полагаем, что плоская электромагнитная волна падает справа, слева в области $z < 0$ в плоскости xy находится идеально проводящая поверхность.

Для эффективного детектирования квазимонохроматического излучения оптимально использовать один проводящий и один расположенный за ним диэлектрический слой [28], поэтому для начала рассмотрим структуру, состоящую из одного графенового монослоя, расположенного на диэлектрической подложке из оксида кремния. Толщина подложки a выбирается такой, чтобы обеспечить резонанс в нужном спектральном диапазоне: на ширине диэлектрика должно укладываться целое число длин полуволин излучения нужной частоты. Для детектирования широкополосного излучения предлагается использовать гетероструктуру, состоящую из нескольких периодов [28,38]. Также для более эффективного «туннелирования» электромагнитного излучения в структуру предлагается разместить дополнительный внешний диэлектрический слой определенной толщины (указан на рис. 1 б), который будет работать как «просветляющий» слой в оптике.

При анализе детектирования импульсов субТГц-излучения структурой воспользуемся тем фактом,

что в условиях не слишком больших интенсивностей излучения ее электродинамические свойства не зависят от воздействующего поля излучения, т.е. задача является линейной. В такой ситуации мы можем рассмотреть процесс детектирования для каждой спектральной компоненты субТГц-импульса, а окончательный ответ для импульса произвольной длительности получить в результате свертки полученного результата с распределением интенсивности по спектру. Ниже мы остановимся именно на первой части задачи.

Пространственное распределение напряженности электрического поля в структуре, соответствующее заданной частоте излучения, рассчитывается с помощью уравнения Гельмгольца:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \varepsilon_\omega(z) \frac{\omega^2}{c^2} E = 0, \quad (3)$$

где $\varepsilon_\omega(z)$ имеет вид (2) в графеновых монослоях, $\varepsilon_\omega(z) = \varepsilon_{\text{SiO}_2} = 4$ в диэлектрических слоях и $\varepsilon_\omega(z) = \varepsilon_{\text{air}} = 1$ вне структуры (в воздухе). Волновое уравнение (3) решалось численно по методике, описанной ранее [28,38].

Далее была рассчитана доля поглощенной энергии электромагнитного излучения по формуле [28]

$$\eta = \frac{\omega}{c} \int \frac{E(z)^2}{E_0^2} \text{Im}[\varepsilon(z)] dz.$$

Здесь E_0 — амплитуда напряженности поля падающей волны, $E(z)$ рассчитывается путем численного решения уравнения Гельмгольца (3).

3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНИМ БИСЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИК–ГРАФЕН

Перейдем к рассмотрению поглощения электромагнитного излучения резонансной структурой диэлектрик–графен, состоящей из одного периода (под одним периодом структуры мы будем понимать комбинацию графен + подложка из SiO₂ — см. рис. 1 а). На рис. 2 представлена зависимость доли поглощенной энергии от частоты падающего субТГц-излучения для различных значений химического потенциала.

С одной стороны, должно выполняться условие вырожденности двумерного электронного газа в графене: $T \ll E_F \approx \mu_c$, что накладывает ограничение на величину химического потенциала μ_c снизу. С другой стороны, при достаточно больших значениях химического потенциала средний уровень поглощения снижается, одновременно с этим происходит уширение зоны поглощения (см. рис. 2, пунктирная и штриховая кривые). Это обусловлено тем, что величина химического потенциала напрямую связана с концентрацией n свободных носителей заряда в графене [39]:

$$\mu_c \approx E_F = \sqrt{\pi} \hbar v_F \sqrt{n},$$

где $v_F = 10^8$ см/с — скорость Ферми. Увеличение химического потенциала означает рост концентрации электронов в графене, что приводит к росту отражающей способности материала. Как следствие, поглощение в структуре будет снижаться. Таким образом, результаты численного моделирования для однослойной структуры диэлектрик–графен подтверждают нашу основную идею и расширяют область ее применимости: размещение диэлектрического слоя позади поглощающего графенового монослоя в детекторе обеспечивает резонансное проникновение излучения в диэлектрик на определенной частоте в том числе и в ТГц-диапазоне. Резонанс определяется параметрами диэлектрика (толщиной и диэлектрической проницаемостью). Эффективное заполнение резонатора полем сопровождается увеличением амплитуды поля в этом же диапазоне частот в графене, что приводит к формированию кривой поглощения. Кроме того, на рис. 2 видно, что использование графенового монослоя позволяет эффективно перестраивать зону поглощения без изменения типа резонансной структуры (числа слоев и/или материала полупроводника). Так, в [38] было показано, что изменение спектральных характеристик зоны (полосы) поглощения в случае простых бислоев возможно при переходе к другим материа-

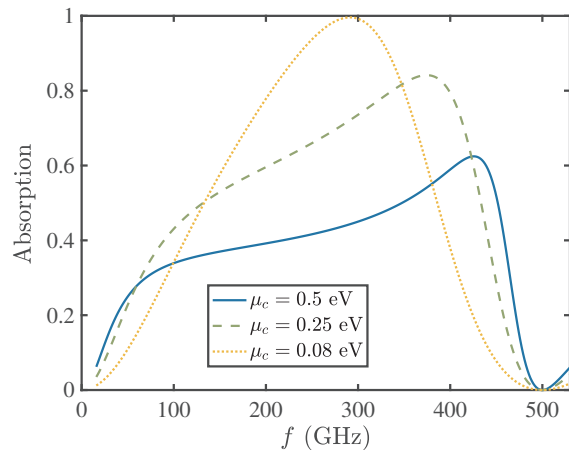


Рис. 2. Доля поглощенной энергии электромагнитного излучения в структуре диэлектрик–графен в зависимости от частоты излучения, состоящей из $N = 1$ периода (см. рис. 1 а). Кривые получены для разных значений химического потенциала, указанных в легенде. Параметры структуры: толщина подложки из SiO₂ $a = 150$ мкм, транспортная частота $\nu = 3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, температура $T = 300$ К

лам. В частности, в работе было проанализировано поглощение в ТГц-диапазоне частот для резонансных структур на основе германия и арсенида галлия.

4. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ ИЗ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ БИСЛОЕВ ДИЭЛЕКТРИК–ГРАФЕН

Использование структуры из нескольких бислоев диэлектрик–графен приводит к формированию зонной структуры полевых мод, что позволяет эффективно детектировать широкополосное излучение. На рис. 3 представлены зависимости доли поглощенной энергии от частоты распространяющегося излучения для различного количества периодов гетероструктуры, указанного в легенде. Видно, что резонансные моды сближаются, образуя все более гладкую частотную зависимость поглощения в пределах «зоны» по мере увеличения количества слоев гетероструктуры. Здесь важно отметить, что использование графеновых монослоев вместо исследуемых ранее металлических или высоколегированных полупроводниковых слоев позволяет получить существенно более высокий уровень поглощения в пределах зоны. Так, в работах [28, 38] было продемонстрировано, что максимальный уровень поглощения

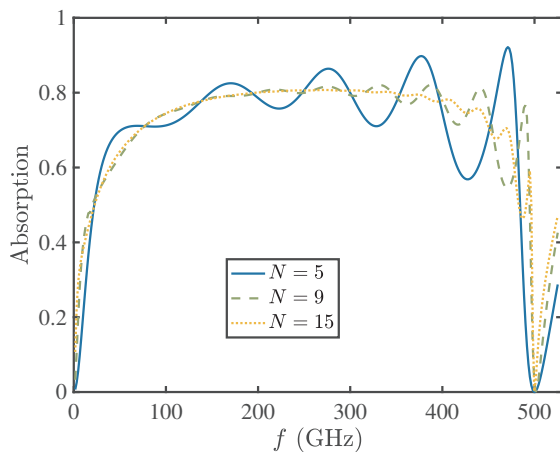


Рис. 3. Доля поглощенной энергии электромагнитного излучения в зависимости от частоты распространяющегося излучения в структуре на основе бислоя диэлектрик–графен. Кривые получены для разного количества периодов гетероструктуры, N . Параметры структуры аналогичны указанным в подписи к рис. 2. Все кривые получены для $\mu_c = 0.08$ эВ

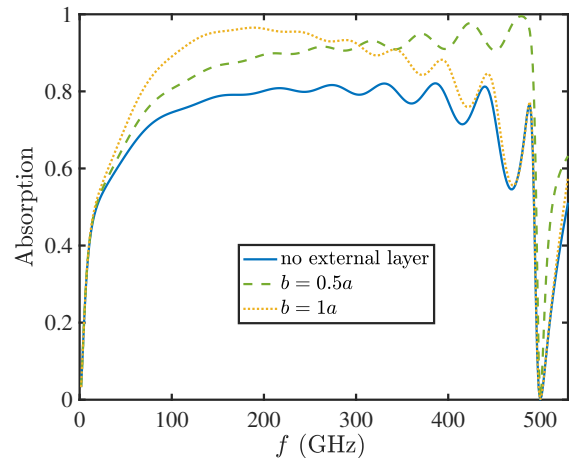


Рис. 4. Доля поглощенной энергии электромагнитного излучения в зависимости от частоты распространяющегося излучения в структуре диэлектрик–графен, состоящей из $N = 9$ периодов (см. рис. 1 б). Кривые получены для разных толщин b внешнего диэлектрического слоя, указанных в легенде в единицах толщины a подложки из SiO_2 . Параметры структуры аналогичны указанным в подписи к рис. 2. Все кривые получены для $\mu_c = 0.08$ эВ

(суб)ТГц-излучения в структурах типа диэлектрик–полупроводник оказывается не более 50%.

Далее была проанализирована возможность дополнительного управления уровнем поглощения сигнала в пределах зоны при помощи добавления дополнительного диэлектрического слоя со стороны падающего излучения. На рис. 4 приведены данные поглощения для резонансной структуры, представленной на рис. 1 б, для двух случаев: без внешнего диэлектрического слоя (сплошная кривая) и с дополнительным слоем варьируемой толщины (пунктирные кривые).

Видно, что добавление дополнительного внешнего диэлектрического слоя повышает суммарное поглощение в структуре. Это связано с тем, что дополнительный внешний слой работает аналогично фазовой пластинке $\lambda/4$, регулируя амплитуду отраженного сигнала. Этот эффект аналогичен просветлению оптики. В связи с тем, что при использовании гетероструктуры диэлектрик–графен из нескольких периодов формируется широкая полоса пропускания, толщину внешнего диэлектрического слоя следует подбирать исходя из того, для какой полосы частот в пределах «зоны» необходимо повышение уровня поглощения. Так, на рис. 4 (пунктирная и штриховая кривые) видно, что чем шире внешний слой диэлектрика, тем в более низкочастотной области стоит ожидать повышения поглощения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе предложен метод увеличения эффективности детекторов, работающих в субтерагерцовом диапазоне частот. Предложенная резонансная гетероструктура диэлектрик–графен совместно с внешней диэлектрической пластинкой $\lambda/4$ обеспечивает поглощение излучения в широкой полосе частот на уровне 90% и выше. Особо отметим, что при использовании резонансных гетероструктур со слоями металла или допированного диэлектрика эффективного поглощения даже в теории невозможно добиться на частотах ниже 1 ТГц, что особо неприятно, когда целый ряд приложений, вплоть до перспективного спутникового интернета и технологий 6G-связи, требует детектирования сигналов на субтерагерцовых частотах [40, 41].

Финансирование. П. М. Никифорова выражает благодарность за поддержку фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект 22-2-10-20-1). А. В. Богацкая благодарит за поддержку стипендию Президента РФ (№ СП-3120.2022.3). Концепция перехода к детектированию субтерагерцового излучения при помощи резонансных гетероструктур исследована при поддержке гранта РНФ (№ 24-19-00187, <https://rscf.ru/project/24-19-00187/>).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Simoens, in *Physics and Applications of Terahertz Radiation*, ed. by M. Perenzoni and D. J. Paul, Springer (2014), p. 35.
2. M. van Exter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, *Opt. Lett.* **14**, 1128 (1989).
3. D. Turton, H. Senn, T. Harwood, A. J. Laphorn, E. M. Ellis, and K. Wynne *Nat. Commun.* **5**, 3999 (2014).
4. T. Zhang, Z. Zhang, and M. A. Arnold, *Appl. Spectrosc.* **73**, 253 (2019).
5. M. C. Nuss and J. Orenstein, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, ed. by G. Grüner, Springer (2007), p. 7.
6. Z. Zhu, C. Cheng, C. Chang, G. Ren, J. Zhang, Y. Peng, J. Han, and H. Zhao, *Analyst.* **144**, 2504 (2019).
7. R. Appleby and R. N. Anderton, *Proc. IEEE* **95**, 1683 (2007).
8. H.-B. Liu, H. Zhong, N. Karpowicz, Y. Chen, and X.-C. Zhang, *Proc. IEEE* **95**, 1514 (2007).
9. S. K. Mathanker, P. R. Weckler, and N. Wang, *Trans. ASABE* **56**, 1213 (2013).
10. K. Ahi and M. Anwar, *SPIE Proc.* **9856**, 31 (2016).
11. J. B. Jackson, J. Bowen, G. Walker, J. Labaune, G. Mourou, M. Menu, and K. Fukunaga, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1**, 220 (2011).
12. T. Hofmann, C. M. Herzinger, A. Boosalis, T. E. Tiwald, J. A. Woollam, and M. Schubert, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 023101 (2010).
13. Q. Wang, E. Plum, Q. Yang, X. Zhang, Q. Xu, Y. Xu, J. Han, and W. Zhang, *Light Sci. Appl.* **7**, 25 (2018).
14. C. E. Groppi and J. H. Kawamura, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1**, 85 (2011).
15. L. S. Revin, D. A. Pimanov, A. V. Blagodatkina, A. V. Gordeeva, A. L. Pankratov, A. V. Chiginev, I. V. Rakut', V. O. Zbrozhek, L. S. Kuzmin, S. Masi, and P. de Bernardis, *Appl. Sci.* **11**, 10746 (2021).
16. <https://www.statista.com/statistics/871513/world-wide-data-created/>.
17. T. S. Rappaport, Y. Xing, O. Kanhere et al., *IEEE Access* **7**, 78729 (2019).
18. K. B. Letaief, W. Chen, Y. Shi, J. Zhang, and Y.-J. A. Zhang, *IEEE Commun. Mag.* **57**, 84 (2019).
19. А. Я. Шик, *ФТП* **29**, 8 (1995).
20. A. V. Chaplik and M. V. Entin. *Adv. Semicond. Nanostruct.* **3**, 28 (2017).
21. A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **105**, L041403 (2022).
22. F. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello, and M. Polini, *Nat. Nanotechnol.* **9**, 780 (2014).
23. M. Dyakonov and M. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380 (1996).
24. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko et al., *Nat. Commun.* **9**, 5392 (2018).
25. A. Shabanov, M. Moskotin, V. Belosevich, Y. Matyushkin, M. Rybin, G. Fedorov, and D. Svintsov, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 163505 (2021).
26. E. Titova, D. Mylnikov, M. Kashchenko, I. Safonov, S. Zhukov, K. Dzhikirba, K. S. Novoselov, D. A. Bandurin, G. Alymov, and D. Svintsov, *ACS Nano* **17**, 8223 (2023).
27. F. Joint, K. Zhang, J. Poojali, D. Lewis, M. Pedowitz, B. Jordan, G. Prakash, A. Ali, K. Daniels, R. L. Myers-Ward, T. E. Murphy, and H. D. Drew, *ACS Appl. Electron. Mater.* **6**, 4819 (2024).
28. А. Е. Шеголев, А. М. Попов, А. В. Богацкая, П. М. Никифорова, М. В. Терешонок, Н. В. Кленов, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 443 (2020) [A. E. Shchegolev, A. M. Popov, A. V. Bogatskaya, P. M. Nikiforova, M. V. Tereshonok, and N. V. Klenov, *JETP Lett.* **111**, 371 (2020)].
29. A. V. Bogatskaya, N. V. Klenov, A. M. Popov, A. E. Schegolev, P. A. Titovets, and M. V. Tereshonok, *Sensors* **23**, 1549 (2023).
30. A. V. Bogatskaya, N. V. Klenov, A. M. Popov, A. E. Schegolev, P. A. Titovets, M. V. Tereshonok, and D. S. Yakovlev, *Nanomaterials* **14**, 00141 (2024).
31. C. S. R. Kaipa, A. B. Yakovlev, G. W. Hanson, Y. R. Padooru, F. Medina, and F. Mesa, *Phys. Rev. B* **85**, 245407 (2012).

32. О. А. Голованов, Г. С. Макеева, В. В. Вареница, Изв. вузов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки **4**, 108 (2014).
33. G. W. Hanson, J. Appl. Phys. **103**, 064302 (2008).
34. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 026222 (2007).
35. X.-H. Deng, J.-T. Liu, J. Yuan, T.-B. Wang, and N.-H. Liu, Opt. Express **22**, 30177 (2014).
36. W. Wang, S. P. Apell, and J. M. Kinaret, Phys. Rev. B **86**, 125450 (2012).
37. T. Zhan, X. Shi, Y. Dai, X. Liu, and J. Zi, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 215301 (2013).
38. А. В. Богацкая, Н. В. Кленов, П. М. Никифорова, А. М. Попов, А. Е. Щеголев, Письма в ЖТФ **47** (17), 50 (2021) [A. V. Bogatskaya, N. V. Klenov, P. M. Nikiforova, A. M. Popov, and A. E. Schegolev, Tech. Phys. Lett. **47** 893 (2021)].
39. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
40. K. Rasilainen, T. D. Phan, M. Berg, A. Pärssinen, and P. J. Soh, IEEE J. Sel. Areas Commun. **41**, 2530 (2023).
41. S. R. Moon, E. S. Kim, M. Sung, H. Y. Rha, E. S. Lee, I. M. Lee, K. H. Park, J. K. Lee, and S. H. Cho, J. Lightwave Technol. **40**, 499 (2022).