Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 2, с. 124 – 128

Поглощение электромагнитных волн плазменными колебаниями в неограниченном двумерном электронном газе в магнитном поле[1)]

Д. А. Родионов[2)], *И. В. Загороднев*

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2018 г.
После переработки 21 ноября 2018 г.
Принята к публикации 21 ноября 2018 г.

Недавно были предсказаны новые слабозатухающие магнитоплазменные моды в неограниченной 2D электронной системе. Можно ожидать, что если частота света при данном волновом векторе меньше частоты магнитоплазменных колебаний, то последние должны проявляться в оптических коэффициентах, например, в коэффициенте поглощения электромагнитных волн, падающих на 2D систему. Мы проанализировали коэффициенты отражения, прохождения и поглощения электромагнитных волн, падающих под некоторым углом к нормали на 2D электронную систему, проводимость которой имеет друдевский вид с учетом диссипации и перпендикулярного к системе магнитного поля. Оказалось, что все эти коэффициенты не имеют полюсов в окрестности магнитоплазменных волн, однако, зависимость коэффициента поглощения от угла падения может иметь выраженный максимум, который возникает вблизи предсказанных магнитоплазменных мод.

DOI: 10.1134/S0370274X19020115

Плазмоны в двумерных (2D) электронных системах (ЭС) интересны своим законом дисперсии, зависящим от геометрии структуры, магнитного поля и возможностью непрерывной перестройки частоты за счет изменения концентрации носителей n с помощью напряжения на затворе. Это делает их перспективными для применений в оптоэлектронике, в частности, в терагерцовом диапазоне частот [1–3]. В неограниченной 2D ЭС без учета электромагнитного (ЭМ) запаздывания закон дисперсии длинноволновых плазменных колебаний (плазмонов), т.е. зависимость частоты плазмона ω от его волнового вектора q, имеет вид $\omega(q) = \sqrt{2\pi ne^2q/m}$ и лежит ниже дисперсии света $\omega(q) = cq$. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что такие плазмоны не могут возбуждаться плоской ЭМ волной, падающей на систему. Чтобы возбудить плазмоны, "под световой веткой" используют металлические решетки [4], ближнепольную оптическую микроскопию [5], либо существенно ограниченные в размере образцы, например, в форме диска или полосы [6, 7]. Однако, даже в бесконечной 2D ЭС могут существовать плазменные моды, закон дисперсии которых лежит выше скорости света. Это возможно при учете ЭМ запаздывания в системах с высокой подвижностью [8, 9], либо в магнитном поле [10]. В последней работе проанализирован закон дисперсии таких плазмон-поляритонов в постоянном магнитном поле, ортогональном плоскости 2D ЭС. Оказалось, что он существенно зависит от параметров системы, а именно, от времени релаксации, магнитного поля и проводимости. При определенных параметрах системы (в фазах S1 и S2) возникает новая высокодобротная мода, расположенная выше световой ветви. Однако, вопрос о том, как данная мода может возбуждаться и проявляться, остался открытым.

Можно было бы ожидать, что такие моды могут проявляться в полюсах оптических коэффициентов, т.е. в отражении, прохождении и поглощении ЭМ волн, падающих на 2D ЭС. Однако, еще в работе [8] было замечено, что без учета магнитного поля плазмоны не проявляются в коэффициентах отражения и прохождения, подобно тому как не проявляются поверхностные плазмон-поляритоны в схеме возбуждения типа Отто или Кречмана [11]. Оказалось, что такие плазмоны проявляются в коэффициенте поглощения, приводя к резонансу в поглощении, но не в зависимости коэффициента поглощения от частоты, а в его зависимости от угла наклона падающей ЭМ волны. Другими словами, оптические коэффициенты не имеют полюса на плазменных модах, и поэтому резонанса по частоте не возникает, но при изменении угла падения ЭМ волн увеличение поглощения все же происходит, когда частота и проекция

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: rodionov.da@phystech.edu

волнового вектора света на плоскость 2D ЭС совпадают с частотой света и соответствующим волновым вектором плазмона. В данной работе мы покажем, как это проявляется в зависимости поглощения ЭМ волн от частоты и проекции волнового вектора на плоскость 2D ЭС.

С практической точки зрения анализ поглощения ЭМ волн в 2D ЭС важен для создания идеальных фотодетекторов, фотоэлементов и идеального поглотителя [12, 13]. При этом анализ возбуждения плазмонов обычно проводят для нормального падения ЭМ волн [14–17].

Рассмотрим, следуя работам [18, 19] (см. также дополнительный материал к данной статье), падающую из вакуума под углом θ к нормали 2D ЭС линейно-поляризованную ЭМ волну частоты ω. Ось z направим по нормали к системе, см. вставку на рис. 1. Проводимость 2D ЭС будем описывать в рам-

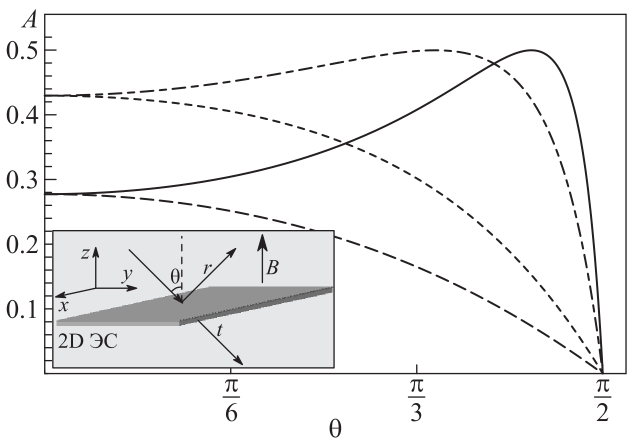

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения A от угла падения θ в отсутствие магнитного поля при частоте падающей ЭМ волны $\omega\tau = 0.05$ для s-поляризации при параметре $\alpha = 2\pi\sigma_0/c = 0.2$ (сплошная кривая) и $\alpha = 2.2$ (штриховая кривая), а также для p-поляризации при $\alpha = 0.2$ (пунктир) и $\alpha = 2.2$ (штрих-пунктир). На вставке показана геометрия системы

ках изотропной модели Друде с учетом конечного времени релаксации τ и постоянного внешнего магнитного поля B, которое направлено перпендикулярно плоскости 2D ЭС:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{(1 - i\omega\tau)\sigma_0}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}, \tag{1}$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{-\omega_c\tau\sigma_0}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}, \tag{2}$$

где $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$ – статическая проводимость без магнитного поля, имеющая размерность скорости в единицах СГС, $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ – циклотронная частота. Удобно ввести безразмерные параметры (частоты) $\Omega = \omega\tau$, $\Omega_c = \omega_c\tau$.

Используя приведенные формулы для проводимости, можно найти оптические коэффициенты. Так, коэффициент поглощения для s-поляризации, в которой вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения, имеет вид:

$$A_s = \frac{2\alpha \sec\theta f(\cos\theta)}{f(\cos\theta) f(\sec\theta) - 4(\Omega\Omega_c)^2 - (\Omega_c\alpha)^2(\cos\theta - \sec\theta)^2}, \tag{3}$$

где введена функция $f(\xi) = (1 + \alpha\xi)^2 + \Omega_c^2 + \Omega^2$, параметр $\alpha = \frac{2\pi\sigma_0}{c}$ – безразмерная статическая проводимость в отсутствие магнитного поля, от которой существенно зависит закон дисперсии и затухание плазмонов [8, 10, 20]. Выражение для оптических коэффициентов в p-поляризации получается заменой $\cos\theta \leftrightarrow \sec\theta$ из формул для коэффициентов в s-поляризации.

В отсутствие магнитного поля знаменатель оптических коэффициентов определяется функцией $f(\xi)$, которая, как легко видеть, всюду положительна и, значит, не имеет полюсов при действительных частотах и углах падения. В комплексной плоскости частот Ω полюса для s-поляризации определются условием $\Omega = \pm i\,(1 + \alpha\cos\theta)$, в то время как коэффициент поглощения не имеет особенностей по частоте, хотя имеет выраженный максимум в зависимости от угла падения при

$$\cos\theta_s = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \Omega^2}}, \quad \alpha \le \sqrt{1 + \Omega^2}. \tag{4}$$

Таким образом, полюса оптических коэффициентов не определяются плазменными модами, но они и не отвечают за максимум коэффициента поглощения (здесь мы не обсуждаем циклотронный резонанс).

Зависимость коэффициента поглощения от угла падения для различных значений параметра α показана на рис. 1. Коэффициенты отражения и прохождения монотонно зависят от угла падения и частоты ЭМ волны так, что максимум этих коэффициентов достигается только при нормальном падении. Математически за возникновение максимума в поглощении отвечает и числитель и знаменатель в (3). Для p-поляризации при $\alpha > 1$ этот максимум связан с возбуждением плазмонов [8].

Аналогично и в магнитном поле: можно показать, что знаменатель (3) не имеет особенностей вблизи магнитоплазменных резонансов из [10]. Вместе с тем возбуждение плазмонов происходит. На рисунке 2 показан контурный график – зависимость коэффициента поглощения от угла падения и безразмерной

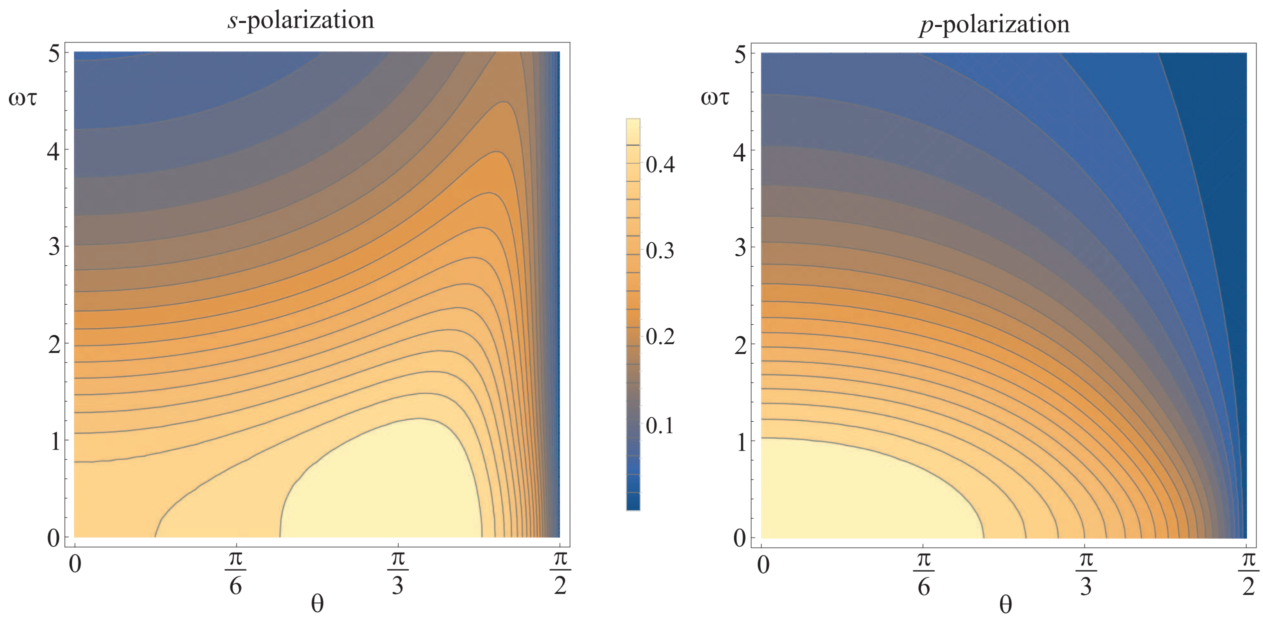

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициента поглощения A от угла падения θ и безразмерной частоты $\omega\tau$, падающей ЭМ волны на 2D ЭС, при циклотронной частоте $\omega_c\tau = 0.9$ и параметре $\alpha = 0.8$

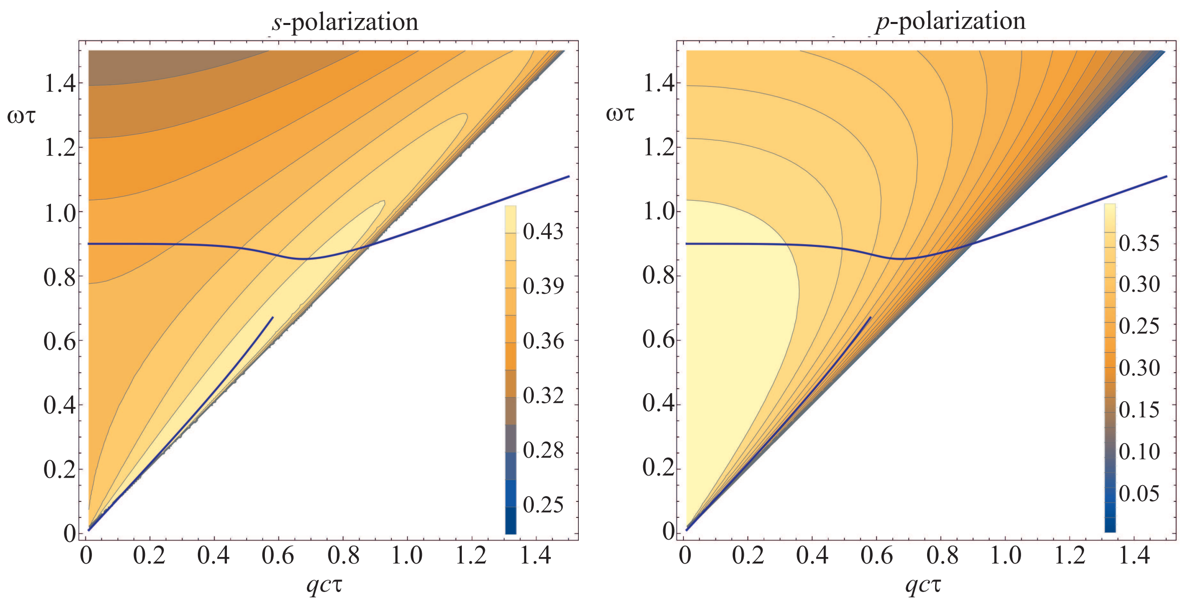

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициента поглощения A от проекции волнового вектора падающей ЭМ волны на плоскость 2D ЭС, $qc\tau$, и ее частоты $\omega\tau$ при $\omega_c\tau = 0.9$ и $\alpha = 0.8$. Сплошные линии – спектр магнитоплазмона из [10] при соответствующих параметрах (в S1-фазе)

частоты Ω для магнитного поля и проводимости, соответствующих фазе S1 из работы [10]. При выбранных для построения рис. 2 параметрах циклотронный резонанс отсутствует. На рисунке 2 видно, что при любой фиксированной частоте света в зависимости поглощения от угла имеется максимум, в то время как зависимость коэффициента поглощения от частоты при фиксированном угле имеет монотонную зависимость. Перестроим этот график в переменных частоты и проекции волнового вектора ЭМ волны на плоскость 2D ЭС, $q = \omega \sin\theta / c$, который по закону сохранения импульса совпадает с волновым вектором плазмона (когда он возбуждается), см. рис. 3. На этом же рисунке отложена зависимость частоты

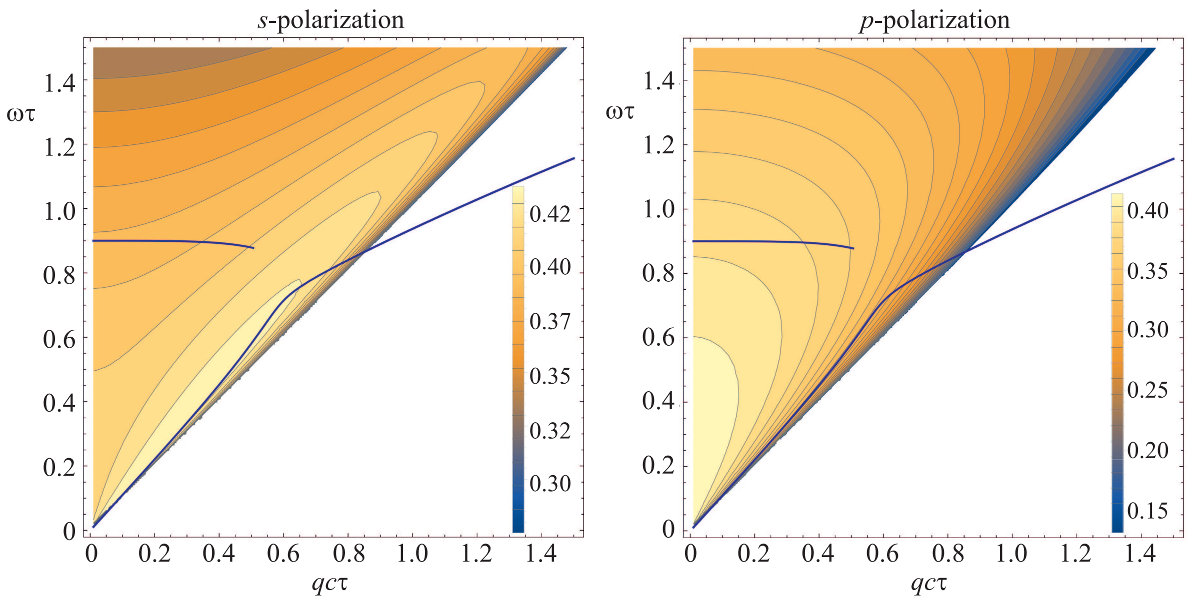

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициента поглощения A от проекции волнового вектора падающей ЭМ волны на плоскость 2D ЭС, $qc\tau$, и ее частоты $\omega\tau$ при $\omega_c\tau = 0.9$ и $\alpha = 0.98$. Сплошные линии – спектр магнитоплазмона из [10] (в S2-фазе)

плазменных колебаний от волнового вектора, найденная в [10], которая соответствует максимуму коэффициента поглощения, что свидетельствует о возбуждении соответствующих магнитплазмонных колебаний. Аналогичная ситуация возникает в S2 фазе, см. рис. 4.

Проанализируем полученные зависимости при малых частотах $\Omega \ll 1$. "Максимальный" угол, θ_s, при котором достигается максимум поглощения (3), при $\Omega_c \ll 1$ равен:

$$\cos\theta_s = \alpha\left[1 - \frac{1+5\alpha^2+3\alpha^4-\alpha^6}{(1+\alpha^2)^4}\Omega_c^2\right] + o(\Omega_c^3), \quad (5)$$

причем $1+5\alpha^2+3\alpha^4-\alpha^6 > 0$ при $\alpha \in (0;1)$ (т.е. в S1 и S2 фазах). При $\Omega_c = 0$ это также соответствует (4). В пределе больших магнитных полей $\Omega_c \gg 1+\alpha^2$ находим:

$$\cos\theta_s = \frac{\alpha}{\Omega_c^2} - \frac{\alpha(1+\alpha^2)}{\Omega_c^4} + o\left(\frac{1}{\Omega_c^5}\right), \quad (6)$$

Таким образом, максимальный угол с ростом магнитного поля увеличивается (как и частота, отвечающая точке обрыва спектра плазмона, рис.3) и в сильных магнитных полях приближается к $\pi/2$.

Из анализа дисперсионного уравнения, описывающего магнитоплазменные колебания – уравнения (2), (B2) в [10] – в тех же пределах малых частот $\Omega \ll 1$ и сильного магнитного поля $\Omega_c \gg 1$ (т.е. в фазах S1 или S2) нетрудно получить, что, во-первых, $Im\,(\Omega) \ll Re\,(\Omega)$, т.е. затухание магнитоплазмона мало, а, во-вторых, что $\omega\sin\theta_s = qc$, где θ_s в точности совпадает с (6). Таким образом, при низких частотах максимум поглощения соответствует условию возбуждения магнитоплазмона. Кроме того, легко проверить, что максимальный угол соответствует углу, под которым направлен вектор Пойнтинга собственных плазменных мод (см. дополнительный материал).

Наконец, обсудим вопрос о том, насколько выражен максимум поглощения. Для этого найдем разность максимального значения поглощения и поглощения при нормальном падении $\Delta A_s = A_s(\theta_s) - A_s(0)$ при малых частотах. Используя уравнение (5), в слабых магнитных полях найдем

$$\Delta A_s \approx \frac{1}{2} - \frac{2\alpha}{(1+\alpha)^2} + \left[\frac{2\alpha}{(1+\alpha)^4} - \frac{\alpha^2}{2\,(1+\alpha^2)^2}\right]\Omega_c^2. \quad (7)$$

Используя (6) в сильных магнитных полях, найдем

$$\Delta A_s \approx \frac{1}{2} - \frac{\alpha\,(4+\alpha)}{2\Omega_c^2}. \quad (8)$$

Значит, чем больше магнитное поле и чем меньше проводимость системы, тем более выражен максимум поглощения. Максимальное значение поглощения может достигать 50 %. В реальных структурах эта величина может быть еще больше при наличии экранирующей подложки (или затвора) и диэлектрического волновода [13].

Таким образом, мы показали, что предсказанные в работе [10] новые высокодобротные магнитоплазмоны, идущие выше дисперсии света, проявляются в коэффициенте поглощения плоской ЭМ волны даже в системе с низкой проводимостью, когда $2\pi\sigma_0/c < 1$ (в фазах S1 и S2). При этом все оптические коэффициенты (отражения, прохождения и поглощения) вне циклотронного резонанса монотонно зависят от частоты. Коэффициенты прохождения и отражения, к тому же, монотонно зависят от угла падения. Коэффициент прохождения для s-поляризации, в которой вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения, хотя и не имеет полюсов в окрестности предсказанных магнитоплазмонных мод, имеет максимум в зависимости от угла падения ЭМ волны, возникающий из-за возбуждения магнитоплазмонов. Угол, при котором достигается максимум поглощения, имеет наибольшее значение при малых частотах, когда $\omega\tau \ll 1$. В слабых магнитных полях, при $\omega_c\tau \ll 1$, в соответствии с (5) он определяется величиной $2\pi\sigma_0/c$. С ростом магнитного поля этот угол увеличивается и в сильных магнитных полях, при $\omega_c\tau \gg 1$, в соответствии с (6), определяется выражением $\theta \approx \pi/2 - 2\pi\sigma_0/\left(c\omega_c^2\tau^2\right)$. При этом угле максимальное значение поглощения даже в уединенной 2D электронной системе (без учета подложки и диэлектрика) может достигать 50 %. Выраженность максимума поглощения тем больше, чем больше магнитное поле и чем меньше проводимость системы.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект # 16-12-10411. Авторы выражают благодарность В.А. Волкову, А.А. Заболотных и В.В. Еналдиеву за ценные обсуждения и замечания.

1. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
2. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko et al. (Collaboration), arxiv1807.04703 (2018).
3. G. C. Dyer, G. R. Aizin, S. Preu, N. Q. Vinh, S. J. Allen, J. L. Reno, and E. A. Shaner, Phys. Rev. Lett. **109**, 126803 (2012).
4. O. V. Polischuk, D. V. Fateev, T. Otsuji, and V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. **111**, 081110 (2017).
5. A. Y. Nikitin, P. Alonso-González, S. Vélez, S. Mastel, A. Centeno, A. Pesquera, A. Zurutuza, F. Casanova, L. E. Hueso, F. H. L. Koppens, and R. Hillenbrand, Nat. Photonics **10**, 239 (2016).
6. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110 (2016).
7. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
8. V. I. Fal'ko and D. E. Khmel'nitskii, ZhETF **95** 1988 (1989).
9. А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**, 602 (2015).
10. V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B **94**, 165408 (2016).
11. A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, A. A. Pukhov, and A. A. Lisyansky, Phys. Rev. B **97**, 235407 (2018).
12. E. F. C. Driessena and M. J. A. de Dood, Appl. Phys. Lett. **94**, 171109 (2009).
13. L. Zhu, F. Liu, H. Lin, J. Hu, Z. Yu, X. Wang, and Sh. Fan, Light Sci. Appl. **5**, e16052 (2016).
14. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **70**, 165311 (2004).
15. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).
16. V. V. Popov, O. V. Polischuk, T. V. Teperik, X. G. Peralta, S. J. Allen, N. J. M. Horing, and M. C. Wanke, J. Appl. Phys. **94**, 3556 (2003).
17. V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. Shur, and O. V. Polischuk, J. Appl. Phys. **104**, 024508 (2008).
18. W.-K. Tse and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **84**, 205327 (2011).
19. M. Bordag, I. Fialkovsky, and D. Vassilevich, Phys. Lett. A **381**, 2439 (2017).
20. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **95**, 1976 (1989).