

Плазменный отклик металлической “решетчатой” метаповерхности на подложке¹⁾

М. С. Соколова^{†*}, К. Р. Джикирба⁺, А. С. Астраханцева^{†*}, И. В. Кукушкин⁺, В. М. Муравьев⁺

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*} Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 28 января 2024 г.

После переработки 11 апреля 2024 г.

Принята к публикации 12 апреля 2024 г.

Экспериментально исследовано пропускание электромагнитного излучения через кремниевую подложку с напыленной с одной стороны квадратной металлической сеткой. Установлено, что электродинамический отклик структуры эквивалентен возбуждению в ней поперечной электромагнитной плазменной моды с плазменной частотой, определяемой геометрическими параметрами решетки, толщиной подложки и ее диэлектрической проницаемостью. Разработана теоретическая модель для качественного описания полученных экспериментальных результатов.

DOI: 10.31857/S1234567824100070, EDN: QJOVOM

Плазменные возбуждения в двумерных системах изучаются более пятидесяти лет [1–15]. Эти исследования привели к открытию множества новых фундаментальных физических эффектов. В частности, была экспериментально обнаружена поперечная электромагнитная плазменная мода для гибридной системы, состоящей из двумерной электронной системы (ДЭЯ) на диэлектрической подложке [16–20]. Как и в случае трехмерных систем для двумерных существуют два принципиально различных типа плазменных волн, продольные электростатические и поперечные электромагнитные волны [17]. Для продольных плазмонов вектор напряженности электрического поля направлен вдоль вектора распространения волны. Напротив, для поперечных электромагнитных плазменных волн переменное электрическое поле, направлено перпендикулярно направлению распространения волны.

Недавно поперечная электромагнитная мода была подробно исследована теоретически [17, 18] и обнаружена экспериментально [19, 20]. Электродинамический отклик системы в типичном для эксперимента случае: плоская однородная волна с линейной поляризацией падает перпендикулярно поверхности бесконечной ДЭС на подложке, задается следующей формулой [16]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right), \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{n_s e^2}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon d}}. \quad (1)$$

Здесь n_s , e и m^* – концентрация, заряд и эффективная масса носителей заряда в ДЭС, d и ε – толщина и диэлектрическая проницаемость подложки. Следует заметить, что эта формула верна только если длина волны излучения много больше толщины подложки, что эквивалентно $\omega \ll \pi c / (\sqrt{\varepsilon} d)$. В спектре пропускания электромагнитного излучения для данной системы при $\varepsilon(\omega) = 1$ наблюдается резонанс, отвечающий поперечному электромагнитному плазмону, на частоте [18–20]:

$$\omega_{2D} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{m^* \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) d}}. \quad (2)$$

Одним из условий наблюдения двумерных плазмонов с частотой ω_p является неравенство $\omega_p \tau \gg 1$, где τ – время электронной релаксации. Для современных полупроводниковых и слоистых материалов данное условие ограничивает наблюдение двумерных плазмонов в частотном диапазоне до 500 ГГц областью криогенных температур. Это обстоятельство значительно затрудняет практическое использование двумерной плазмоники.

Было показано, что при комнатной температуре трехмерная решетка из металлических проволок проявляет в сверхвысокочастотном диапазоне электродинамические свойства, эквивалентные трехмерной плазме [21–26]. Аналогично и для двумерной ме-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

²⁾e-mail: muravev@issp.ac.ru

таллической сетки с периодом a и шириной полосок w можно ввести эффективную двумерную концентрацию электронов, которая составляет $n_{\text{eff}} = n_s w / a$. Где n_s – двумерная концентрация электронов в металлической пленке, которые находятся в скин-слое и участвуют в движении. Взаимодействие с внешним электромагнитным полем проявляется в самоиндукции “решетчатой” структуры, что дает эффективную массу электронов [23]:

$$m_{\text{eff}} = \frac{\mu_0 w e^2 n_s}{2\pi} \ln \frac{a}{w}. \quad (3)$$

Рассматривая двумерную решетку на диэлектрической подложке как эффективную электронную систему, мы можем воспользоваться формулой (2) для расчета частоты поперечного плазменного резонанса:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{ad(\varepsilon - 1) \ln(a/w)}, \quad \omega_p \ll \frac{\pi c}{\sqrt{\varepsilon} d}. \quad (4)$$

Важно отметить, что полученная плазменная частота метаповерхности зависит от геометрических параметров структуры и не зависит от концентрации электронов в металле.

В настоящей работе мы демонстрируем, что двумерная металлическая решетка на кремниевой подложке выступает в качестве метаповерхности, пропускание и отражение которой имеет отклик, аналогичный отклику эффективной ДЭС, связанному с возбуждением в ней поперечной электромагнитной плазменной моды.

Исследуемые образцы представляли собой плоскопараллельные пластины из высокорезистивного ($> 30 \text{ кОм} \times \text{см}$) кремния, на одной из сторон которых была литографически изготовлена металлическая сетка. Были проведены две серии экспериментов с квадратными образцами $1 \times 1 \text{ см}^2$ толщиной $d = 103$ и 213 мкм . С помощью оптической фотолитографии на их поверхности была изготовлена решетчатая металлическая структура с квадратной элементарной ячейкой с периодом $a = 100, 150, 200$ и 300 мкм и шириной полосок $w = 5, 10, 20$ и 30 мкм (рис. 1). Отношение w/a для всех образцов не превышало 0.1 . Металлический слой, содержащий Cr (25 нм) и Au (700 нм), термически напылялся в вакуумной камере на поверхность кремниевой подложки. Подробная информация о параметрах образцов с нумерацией, используемой далее в статье, содержится в дополнительных материалах. Измерения проводились на установке терагерцовой спектроскопии “Эпсилон” [27]. В качестве источника непрерывного терагерцового излучения использовались лампы обратной вол-

ны (ЛОВ) с диапазоном частот $50\text{--}500 \text{ ГГц}$. Мощность излучения, прошедшего через образец, регистрировалась пироэлектрическим детектором. Для подавления шумов, электромагнитное излучение модулировалось оптико-механическим модулятором с частотой 23 ГГц .

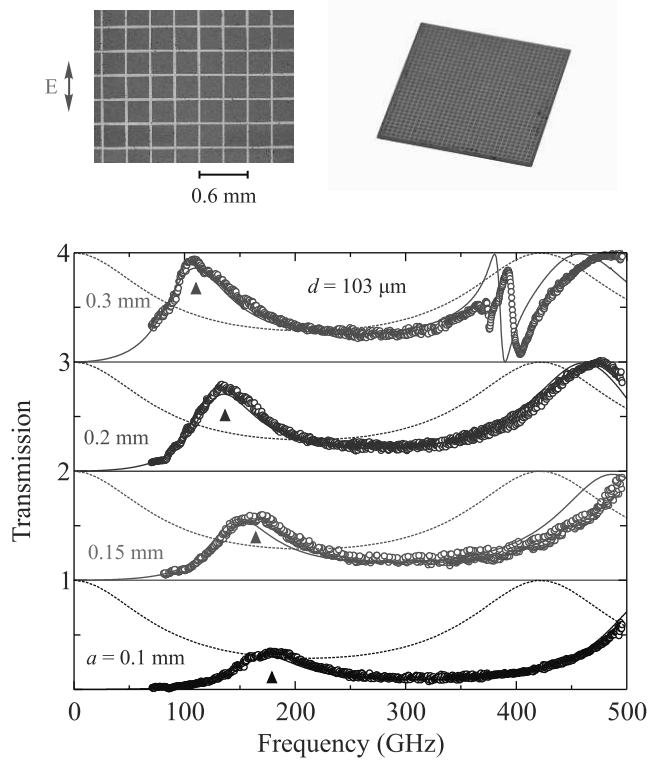


Рис. 1. (Цветной онлайн) Верхняя панель – Схема поверхности образца номер 4 с металлической решеткой ($a = 300 \text{ мкм}$, $w = 30 \text{ мкм}$). Справа приведена фотография исследуемого образца с диагонального ракурса. Нижняя панель – Измеренные спектры пропускания для первых четырех образцов с толщиной кремниевой подложки $d = 103 \text{ мкм}$ и шириной полосок $w = 10 \text{ мкм}$. Спектры сдвинуты по вертикали для наглядности. Сплошными линиями показаны результаты численного расчета для каждой из структур. Пунктиром показаны спектры пропускания чистого кремния без сетки согласно формуле (5). Стелками на рисунке отмечено положение плазменного резонанса в пропускании

На рисунке 1 разным цветом показаны спектры пропускания измеренные для первых четырех образцов с периодами сеток от 100 до 300 мкм . В низкочастотной части спектра появляется резонанс в пропускании, отмеченный для каждой из кривых стрелкой. Для каждого из образцов мы провели численное моделирование пропускания, представленное на графике сплошными линиями. Видно, что эксперимен-

тальные результаты хорошо согласуются с численным расчетом, выполненном в пакете компьютерного моделирования HFSS. Таким образом, металлическая сетка на диэлектрической подложке имеет электромагнитный отклик, похожий на отклик высококачественный ДЭС. Качественно это можно объяснить тем, что металлические полосы, направленные вдоль поляризации падающего излучения, имитируют кинетическую индуктивность двумерной электронной системы. А полосы, перпендикулярные падающей поляризации, не оказывают заметного влияния на спектр пропускания. Подробный анализ данного факта, а также сравнение полученных спектров пропускания со спектрами реальных ДЭС приводятся в дополнительных материалах.

Важно отметить появление дополнительных резонансов в спектре пропускания для структуры с периодом сетки $a = 300$ мкм. Данные резонансы отвечают дифракции падающей электромагнитной волны на металлической сетке. Для образцов с меньшим периодом дифракционные эффекты проявляются на частотах более 500 ГГц.

Для проверки формулы (4) мы построили зависимость частоты наблюдаемых резонансов от обратного периода “решетчатой” метаповерхности, $1/a$ (рис. 2). Заметим, что для решеток с периодом $a = 300$ и 200 мкм частотное положение резонансов хорошо описывается формулой (4). Однако, чем меньше период металлической сетки, тем сильнее становится заметно отклонение частоты резонанса от расчетной формулы. Это связано с нарушением условия $\omega_p \ll \pi c/(\sqrt{\epsilon}d)$. Горизонтальной синей прямой на рис. 2 показана частота $\pi c/(2\sqrt{\epsilon}d)$, равная половине частоты первого резонанса Фабри–Перо диэлектрической подложки. Наблюдаемое отклонение резонанса от расчетной частоты в сторону резонанса подложки вызвано гибридизацией плазмона с модами подложки. Подробно эффекты гибридизации будут исследованы нами во второй части статьи.

Вернемся к экспериментальной проверке формулы (4). Важной особенностью данной зависимости является наличие логарифмического члена в знаменателе. Для проверки этой особенности, мы провели дополнительные эксперименты на образцах, для которых выполняется условие $\omega_p \ll \pi c/(\sqrt{\epsilon}d)$. На образцах с номерами 4, 5 и 6 сетки имели одинаковый период $a = 300$ мкм и различную ширину полосок w . Полученная зависимость частоты плазменного резонанса от w приведена на рис. 3. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретической формулой (4) (сплошные линии на рис. 3 и его вставке).

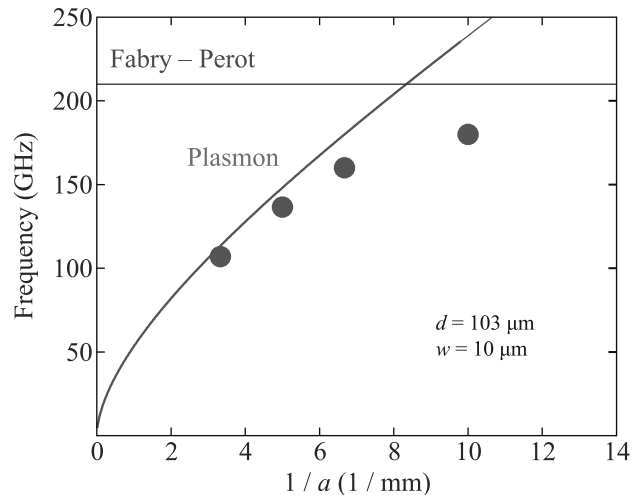


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость частоты резонанса от обратного периода “решетчатой” метаповерхности, $1/a$. Измерения проводились на серии образцов с номерами 1–4. Красной линией (Plasmon) показана теоретическая зависимость для плазменной частоты согласно формуле (4). Горизонтальной синей прямой (Fabry–Perot) показана частота $\pi c/(2\sqrt{\epsilon}d)$, равная половине частоты первого резонанса Фабри–Перо диэлектрической подложки

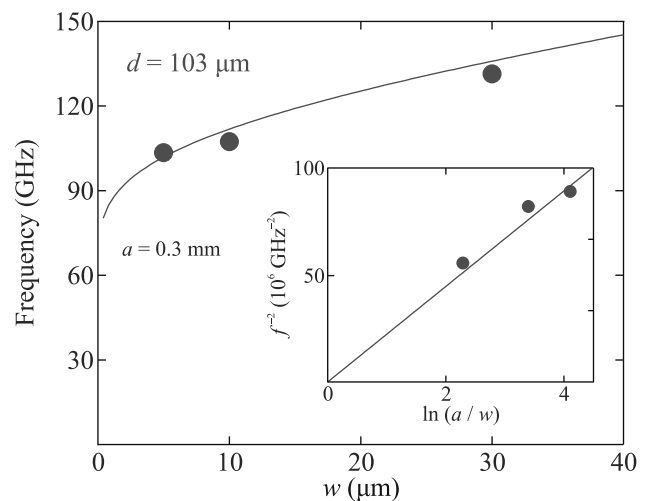


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость частоты плазменного резонанса от ширины полосок w , измеренная для образцов с номерами 4–6. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана теоретическая зависимость, описанная формулой (4). На вставке приведены те же данные, но по оси абсцисс построено $\ln(a/w)$, а по оси ординат f^{-2} . Точками показаны экспериментальные данные

Вернемся к исследованию гибридизации плазменного резонанса с резонансами диэлектрической подложки. На рисунке 1 пунктирной линией для каж-

дого из образцов показаны спектры пропускания в кремниевой пластине с толщиной d без металлической сетки. Данные спектры имеют аналитическое описание и задаются функцией Фабри–Перо:

$$T_{\text{FP}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\omega d \sqrt{\varepsilon}}{c} \right)}. \quad (5)$$

Для кремния с $\varepsilon = 11.9$ функция Фабри–Перо представляет собой набор эквидистантных пиков на частотах $\omega_N = N \times \pi c / (\sqrt{\varepsilon} d)$, где $N = 0, 1, 2, \dots$. Из рисунка 1 видно, что добавление металлической сетки на поверхность чипа приводит к существенному сдвигу $N = 0$ пика Фабри–Перо из нулевой частоты. Согласно предложенной модели, данный сдвиг является плазменным эффектом. При этом видно при нарушении условия (4) положение резонанса отклоняется в сторону частоты $\omega_1/2$, где ω_1 – частота первого резонанса Фабри–Перо на кремнии.

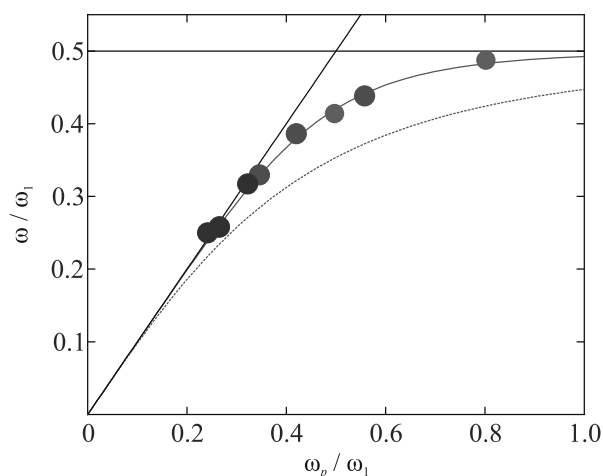


Рис. 4. (Цветной онлайн) Безразмерный график, где по оси абсцисс построено отношение плазменной частоты (4) к частоте первого резонанса Фабри–Перо, ω_p/ω_1 , а по оси ординат – отношение частоты резонанса к частоте первого резонанса Фабри–Перо, ω/ω_1 . Точками разных цветов показаны результаты экспериментов, проведенных на образцах с различной геометрией металлической решетки. Красной пунктирной линией изображена теоретическая зависимость (6), сплошной – экспериментально установленная зависимость (7). Наклонная черная прямая отвечает теоретической формуле (4), горизонтальная черная прямая – $\omega_1/2$

Для полного понимания механизма гибридизации интересно исследовать режим сильной гибридизации, в котором $\omega_p \gg \omega_1/2$. Для этого мы провели дополнительные эксперименты на образцах с номерами 7 и 8 с толщиной подложки $d = 213$ мкм.

Таким образом мы увеличили соотношение $\omega_p/\omega_1/2$. Общие результаты всех экспериментов собраны на сводном рис. 4), построенном в безразмерных координатах. По оси абсцисс приведено отношение плазменной частоты из формулы (4) к частоте первого резонанса Фабри–Перо подложки: ω_p/ω_1 , а по оси ординат – отношение частоты наблюдаемого резонанса к частоте первого резонанса Фабри–Перо: ω/ω_1 . Точками разных цветов показаны данные для разных образцов. Зеленым обозначены результаты для первых трех образцов, синим – для образцов с номерами 4, 5 и 6, красным – образцов 7 и 8. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются друг с другом и описываются единой зависимостью. В “плазменном” пределе, когда $\omega_p/\omega_1 \rightarrow 0$, положение плазменного резонанса “решетчатой” метаповерхности хорошо описывается формулой (4). В режиме сильного запаздывания, $\omega_p/\omega_1 \rightarrow \infty$, частота плазменного резонанса асимптотически стремится к частоте фотонной моды Фабри–Перо подложки. Частота этой моды составляет $\omega_1/2$.

Гибридизацию плазменного резонанса со световыми модами удобно описывать посредством параметра запаздывания A [28, 29]. Для электромагнитных плазменных мод, которые гибридизуются с модами Фабри–Перо подложки, параметр запаздывания определяется как $A = 2\omega_p/\omega_1$, где ω_1 – частота первого, $N = 1$, резонанса Фабри–Перо. В таком случае частота гибридной плазменной моды для двумерной электронной системы на подложке составляет [18, 19]

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (6)$$

На рисунке 4 эта зависимость приведена красной пунктирной линией. Видно, что она плохо согласуется с полученными экспериментальными данными. По-видимому, это обусловлено тем, что “решетчатая” метаповерхность физически сильно отличается от сплошной двумерной электронной системы. Однако, интересно отметить, что экспериментальные данные хорошо описываются эмпирической формулой:

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt[4]{1 + A^4}}. \quad (7)$$

На рисунке 4 эта зависимость показана красной сплошной линией.

Таким образом, в настоящей работе было экспериментально исследовано пропускание электромагнитного излучения через кремниевую подложку с металлической квадратной решеткой на поверхности. Установлено, что электродинамический отклик такой структуры аналогичен отклику эффек-

тивной двумерной электронной системы на подложке. Что эквивалентно возбуждению в исследуемой структуре поперечной плазменной моды. Установлено, что эффективная плазменная частота этой моды определяется геометрическими параметрами решетки, толщиной подложки и ее диэлектрической проницаемостью. Была разработана теоретическая модель для качественного описания полученных экспериментальных результатов. Полученные результаты могут быть полезны для разработки новых терагерцевых устройств.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 19-72-30003.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. A. V. Chaplik, ZhETF **62**, 746 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972)].
3. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
4. S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
5. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977).
6. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B. **28**, 4875 (1983).
7. D. B. Mast and A. J. Dahm, Physica B **126**, 457 (1984).
8. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
9. D. C. Glatthli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
10. 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**, 94, 3556 (2003).
11. A. R. Davoyan, V. V. Popov, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Lett. **108**, 127401 (2012).
12. А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**, 602 (2015).
13. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S. G. Xu, A. Principi, M. Moskotin, I. Tretyakov, D. Yagodkin, S. Zhukov, T. Taniguchi, K. Watanabe, I. V. Grigorieva, M. Polini, G. N. Goltsman, A. K. Geim, and G. Fedorov, Nat. Commun. **9**, 5392 (2018).
14. D. Mylnikov and D. Svintsov, Phys. Rev. Appl. **17**, 064055 (2022).
15. А. А. Заболотных, В. А. Волков, Письма в ЖЭТФ **115**, 163 (2022).
16. Ю. А. Косевич, Письма в ЖЭТФ **53**, 143 (1991).
17. В. А. Волков, В. Н. Павлов, Письма в ЖЭТФ **99**, 99 (2014).
18. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **102**, 121404(R) (2020).
19. A. Shuvaev, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, J. Gospodarič, A. Pimenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **126**, 136801 (2021).
20. A. S. Astrakhantseva, A. Shuvaev, P. A. Gusikhin, A. Pimenov, I. V. Kukushkin, and V. M. Muravev, Appl. Phys. Lett. **120**, 031104 (2022).
21. J. Brown, Proc. IEEE **100**, 51 (1953).
22. W. Rotman, IRE Trans. Antennas Propag. **10**, 17 (1962).
23. J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, Phys. Rev. Lett. **76**, 4773 (1996).
24. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4785 (1998).
25. D. R. Smith, D. C. Vier, Willie Padilla, Syrus C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Appl. Phys. Lett. **75**, 1425 (1999).
26. P. Gay-Balmaz, C. Maccio, and J. F. Martin, Appl. Phys. Lett. **81**, 2896 (2002).
27. G. Kozlov and A. Volkov, *Topics in Applied Physics, v. 74, Millimeter and submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, ed. by G. Gruner, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1998).
28. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
29. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).