Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 8, с. 527 – 532 © 2021 г. 25 апреля

Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен–антиферромагнитный диэлектрик

А. М. Пикалов[+*1)], *А. В. Дорофенко*[*×], *А. Б. Грановский*[+×∘]

[+] *Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Институт радиоэлектроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[×] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия*

[∘] *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 2021 г.
После переработки 12 марта 2021 г.
Принята к публикации 14 марта 2021 г.

Для системы графен–антиферромагнтный диэлектрик исследовано влияние плазмон-магнонного взаимодействия на распространение гибридной волны вдоль поверхности графена. Рассмотрены три антиферромагнетика NiO, FeF_2 и MgF_2 с различными частотами антиферромагнитного резонанса в терагерцовой области и различным затуханием магнонов. Получено, что плазмон-магнонное взаимодействие проявляется в изменении дисперсионного соотношения вблизи частоты антиферромагнитного резонанса, а эффективность этого взаимодействия зависит от положения уровня Ферми в графене и затухания магнонов.

DOI: 10.31857/S1234567821080061

1. Введение. Впервые вопрос о плазмон-магнонном взаимодействии (ПМВ) был поставлен Барьяхтаром и др. [1], но не получил значительного развития. Это связано с тем, что такое взаимодействие существенно только когда плазменная частота порядка характерных частот спиновых волн, что не выполняется для ферромагнитных металлов, для которых плазменные частоты наблюдаются в ультрафиолетом диапазоне частот, т.е. на много порядков больше частот ферромагнитного резонанса (ФМР). Ситуация не улучшается в ферромагнитных магнитных полупроводниках (например, допированных халькогенидах Eu) или разбавленных магнитных полупроводниках (например, GaAs : Mn или Si : Mn), так как даже при малой концентрации носителей заряда в полупроводниках плазменный резонанс все еще не достигает области ФМР, для них обычно лежащего в мегагерцовом диапазоне. Так, в работе [2] показано, что перенормировка спектров плазмонов и магнонов за счет их взаимодействия в ферромагнитных полупроводниках пренебрежимо мала, хотя и возможно взаимное влияние на времена жизни плазмонов и магнонов. В антиферромагнитных металлах за счет обменного усиления антиферромагнитный резонанс (АФМР) уже может наблюдаться в области 10–100 ГГц [3], но и в этом случае плазменные частоты выше, а затухание магнонов так велико, что влияние ПМВ незначительно. Таким образом, в однородных ферромагнитных и антиферромагнитных материалах ПМВ не имеет места. Открытие графена и графеноподобных материалов, для которых плазменные частоты лежат в терагерцовом диапазоне [4, 5] и наличие в том же диапазоне АФМР для целого ряда антиферромагнитных диэлектриков [6–8] приводит к теоретической возможности эффективного ПМВ в композитных системах графен–антиферромагнитный диэлектрик. Учитывая важность неосвоенного терагерцового диапазона частот [4], возможность управления плазмонами магнитным полем и магнонами электрическим полем или оптическим излучением [9] и развитие магноники [10], определение оптимальных условий для осуществления ПМВ представляется важной задачей.

В недавней работе [11] дано детальное описание электромагнитных мод в системе, состоящей из антиферромагнетика (АФМ) и подвешенного над ним графена. В частности, показано, что в присутствии АФМ ТМ-мода в графене демонстрирует резонанс на частоте АФМР. Однако при этом анализе авторы пренебрегли всеми диссипативными эффектами (в графене и АФМ), поэтому возможность ПМВ при реальных условиях остается неясной. Надо сказать,

1)e-mail: Antonpikalov00@gmail.com

что и в более ранней работе [12], в которой рассматривалась возможность создания метаматериала на основе многослойной структуры антиферромагнитный диэлектрик-металл, диссипативные процессы не учитывались. В данной статье мы рассматриваем возможность ПМВ в системе графен–АФМ с учетом свойств реальных материалов, т.е. с учетом затухания как плазмонов, так и магнонов, что, насколько нам известно, ранее не рассматривалось. Показано, что затухание магнонов является критическим параметром для эффективности ПМВ.

2. Постановка задачи и дисперсионные соотношения. Рассмотрим лист графена, лежащий на границе вакуума и АФМ, легкая ось которого лежит в плоскости, перпендикулярной поверхности и параллельной направлению распространения волны[2)] (см. рис. 1).

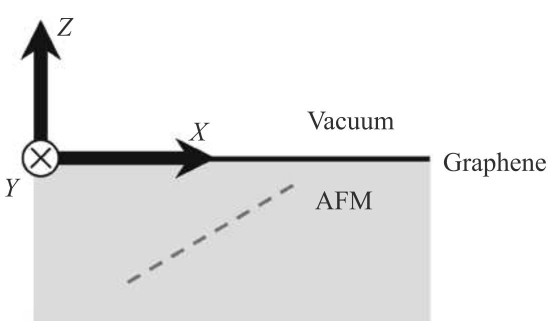

Рис. 1. Общий вид структуры АФМ-графен. Волна распространяется в направлении X, легкая ось антиферромагнетика лежит в плоскости XZ (пунктирная линия)

АФМ имеет диэлектрическую проницаемость ε и магнитную проницаемость $\mu(\omega)$, которая определяется следующим выражением[3)]:

$$\mu(\omega) = 1 + 4\pi \frac{2\gamma^2 K_1}{\omega_0^2 - (\omega + i/\tau_{\text{mag}})^2}, \tag{1}$$

[2)] Для NiO, который является двуосным АФМ, необходимо выполнение еще одного условия, а именно – ось, соответствующая АФМР на частоте в районе 1 ТГц должна быть направлена перпендикулярно направлению распространения волны, а также параллельно плоскости графена (т.е. вдоль оси Y в обозначениях рис. 1).

[3)] Обратим внимание, что в данной статье используется смешанная система единиц. Величины, которые вовлечены в определение магнитной проницаемости (вместе с соответствующими формулами) приведены в СГС, в то время как все остальные приведены в СИ. Поскольку магнитная проницаемость – безразмерная величина и остается одинаковой в обоих системах единиц, это не влечет за собой каких-либо противоречий.

где $\gamma = g\frac{e}{2mc}$ – гиромагнитное отношение, g – фактор Ланде, $K_1 = H_a M$ – константа анизотропии, $\omega_0 = \gamma\sqrt{(2H_e + H_a)H_a}$ – частота АФМР, H_a – поле анизотропии, H_e – поле обмена, M – намагниченность подрешетки, а τ_{mag} – время релаксации АФМ.

Поверхностная проводимость графена в терагерцовой области состоит только из внутризонной проводимости и задается формулой

$$\sigma = \frac{e^2 \varepsilon_f}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i/\tau_{\text{plas}}}, \tag{2}$$

где ε_f – энергия Ферми, которая определяется приложенным к графену напряжением, а τ_{plas} – время релаксации плазмонных колебаний в графене. Мы рассматриваем ТМ-поляризованную волну, распространяющуюся в направлении оси x. Из уравнений Максвелла имеем

$$\begin{aligned} H_{y1} &= H_{y10} e^{-\kappa_1 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ E_{x1} &= H_{x10} e^{-\kappa_1 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ H_{y2} &= H_{y20} e^{\kappa_2 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \\ E_{x2} &= E_{x20} e^{\kappa_2 z} e^{ikx} e^{-i\omega t}, \end{aligned} \tag{3}$$

где первые два уравнения относятся к полупространству над графеном, а последние два – под графеном, $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - \varepsilon\mu(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}}$. E_x и H_y связаны через уравнение Максвелла

$$E_x = \frac{i}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \tag{4}$$

поэтому для значений на границе имеем

$$\begin{aligned} E_{x10} &= \frac{i}{\omega \varepsilon_0}(-\kappa_1) H_{y10}, \\ E_{x20} &= \frac{i}{\omega \varepsilon \varepsilon_0}(\kappa_2) H_{y20}. \end{aligned} \tag{5}$$

Граничные условия:

$$H_{y20} - H_{y10} = j = \sigma E_{x01}, \tag{6}$$

$$E_{x10} = E_{x20}, \tag{7}$$

где j – поверхностная плотность тока в графене.

Объединяя уравнения (3)–(7), получаем дисперсионное уравнение поверхностных волн в системе графен–АФМ

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = -\frac{1}{\varepsilon}\left(1 + \sigma \frac{i}{\omega \varepsilon_0}(-\kappa_1)\right). \tag{8}$$

3. Результаты расчета и их обсуждение. Мы рассматриваем следующие три АФМ, параметры которых приведены в табл. 1. Во-первых, это NiO

Таблица 1. Основные параметры антиферромагнитных диэлектриков

	M, Гс	H_e, Э	H_a, Э	g	$\omega_0/2\pi$, ТГц	τ_{mag}, нс	Источник
FeF_2 (2 К)	560	$5.4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	2.25	1.59	0.11	[8, 13]
MnF_2 (2 К)	592	$5.33 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^3$	2.0	0.26	7.58	[6, 13, 14]
NiO (300 К)	$400^{*)}$	$9.68 \cdot 10^6$	$6.35 \cdot 10^3$	2.05	1.01	$0.0175^{**)}$	[7, 15, 16]

$^{*)}$Среднее между 378 и 429 Гс, приведенными в [15].
$^{**)}$Значение подобрано таким образом, чтобы соответствовать ширине резонансной линии 18 ГГц.

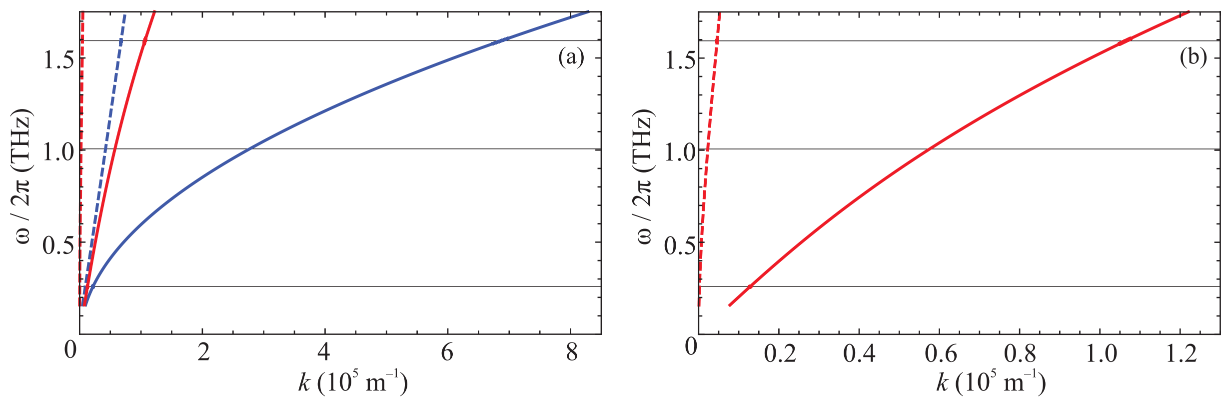

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Дисперсионные кривые поверхностных плазмонов в графене на немагнитной подолжке при $\varepsilon_f = 0.05$ эВ (синий) и $\varepsilon_f = 0.5$ эВ (красный). (b) – Дисперсионные кривые при $\varepsilon_f = 0.5$ эВ в большем масштабе при малых значениях волнового числа. Сплошные кривые обозначают действительную часть волнового числа, пунктирные – мнимую. Частоты АФМР для MnF_2, FeF_2 и NiO показаны горизонтальными линиями

как наиболее изученный среди антиферромагнитных диэлектриков с температурой Нееля, превышающей комнатную, а также имеющий наименьшую среди них диссипацию. Его мы рассматриваем при температуре 300 К. Другие два материала – это FeF_2 и MnF_2, которые являются наиболее популярными криогенными АФМ: FeF_2 характеризуется высокой частотой АФМР, а MnF_2 – низким затуханием. Их мы рассматриваем при 2 К. Для всех АФМ и графена диэлектрическая проницаемость принимается равной характерному для них значению $\varepsilon = 5.5$ [13]. Мы принимаем время релаксации графена равным $\tau_{\mathrm{plas}} = 1$ пс, что является типичным значением в терагерцовой области [4]. Энергия Ферми ε_f варьируется в диапазоне от 0.05 до 1 эВ.

В первую очередь найдем дисперсионные соотношения плазмонов в графене на немагнитной подложке с той же диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 5.5$. Эти дисперсионные соотношения (рис. 2) мы будем рассматривать как базовые. Затухание плазмонов, характеризующееся мнимой частью волнового вектора, значительно уменьшается при увеличении ε_f, т.е. при увеличении проводимости, что согласуется с поведением затухания плазмонов в благородных металлах.

При замене немагнитной подложки на антиферромагнитную дисперсионные соотношения демонстрируют резонансное поведение в окрестности частоты АФМР, что и есть следствие ПМВ. В качестве примера на рис. 3 показано поведение дисперсионных кривых в случае системы графен–FeF_2.

Как видно из рис. 3 в области АФМР, частота которого для FeF_2 составляет 10 ТГц, вследствие ПМВ возникает гибридизация плазмонов и магнонов, образуется гибридная волна и этот эффект значительно увеличивается при увеличении энергии Ферми.

Для того чтобы характеризовать, насколько дисперсионная кривая отклоняется при резонансе от базового состояния, что и есть характеристика эффективности ПМВ, ниже приводятся результаты расчета для параметра $\Delta k = k_{\mathrm{AFM}} - k_{\mathrm{ref}}$, где k_{AFM} – волновое число в присутствии АФМ, а k_{ref} – волновое число без АФМ (с немагнитной подложкой), в зависимости от частоты волны. Частоты АФМР для MnF_2, FeF_2 и NiO на рис. 2–4 показаны горизонтальными линиями.

Как видно из рис. 4, эффективность ПМВ зависит от трех факторов: частоты АФМР, положения уровня Ферми в графене (проводимости графена) и затухания магнонов.

Увеличение энергии Ферми приводит к двум эффектам: во-первых, дисперсионная кривая плазмонов приближается к световой линии и выпрямляется

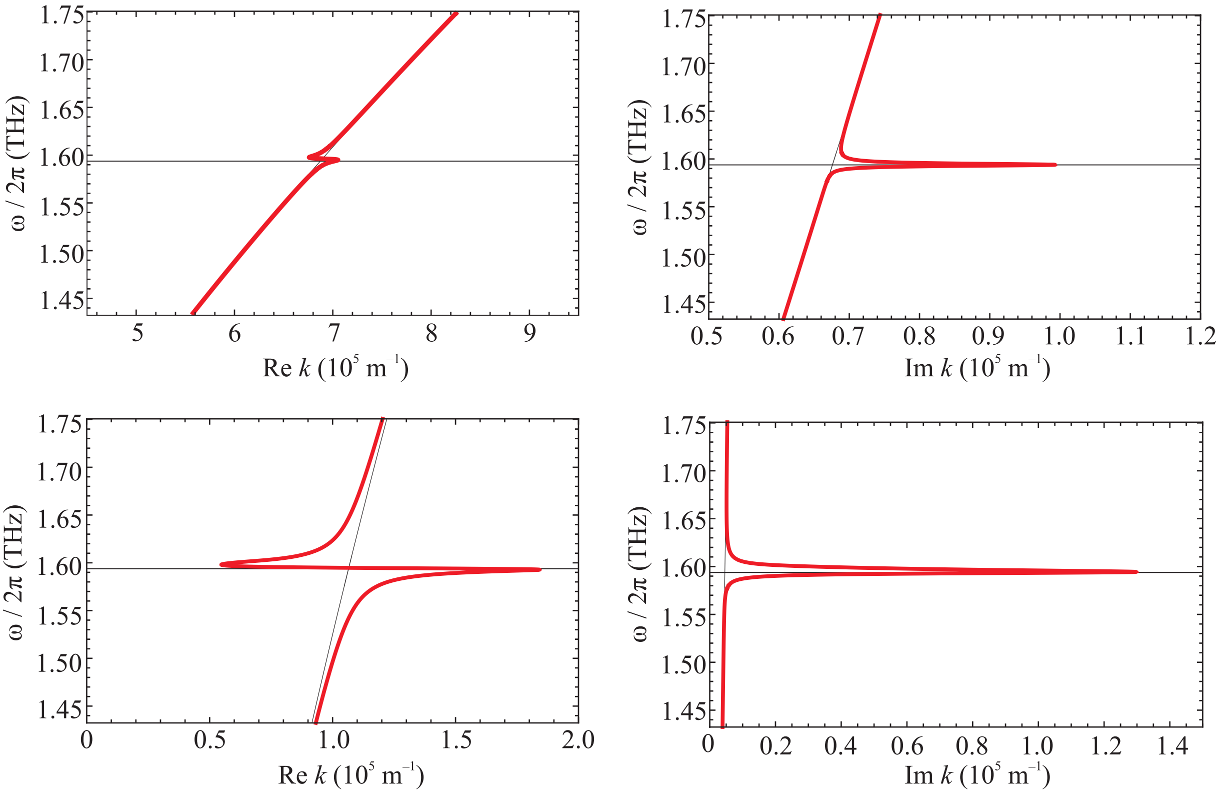

Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсионные соотношения для ТМ-моды в системе графен–FeF_2 (красные линии). Верхний ряд – $\varepsilon_f = 0.05$ эВ, нижний ряд – $\varepsilon_f = 0.5$ эВ, справа приведены графики для действительных частей волнового числа, слева – для мнимых. Наклонными черными линиями обозначены дисперсионные соотношения для графена на немагнитной подложке, горизонтальные черные линии обозначают частоту АФМР для FeF_2

(см. рис. 2) и, во-вторых, магнон-плазмонный резонанс усиливается (рис. 3 и 4).

На рисунке 5 представлена для всех трех рассмотренных материалов зависимость максимального значения мнимой части Δk от положения энергии Ферми в графене в диапазоне от 0.05 до 1.0 эВ.

Во-первых, можно видеть, что эффективность ПМВ монотонно растет с увеличением энергии Ферми, пока не достигает насыщения при некотором значении ε_f. Насыщение происходит, когда дисперсионная кривая плазмонов приближается к световой линии (линейному закону дисперсии) и выпрямляется. Это позволяет объяснить, почему насыщение для MnF_2 происходит при значительно меньшей энергии Ферми ($\varepsilon_f \sim 0.1$ эВ), чем для FeF_2 и NiO ($\varepsilon_f \sim 1$ эВ): частота АФМР для MnF_2 значительно ниже, и дисперсионная кривая плазмонов уже довольно близка к световой линии даже при малых энергиях Ферми.

Во-вторых, заметной особенностью магнон-плазмонного резонанса для MnF_2 является то, что в силу большой амплитуды резонанса и низкого базового значения волнового числа плазмонов на частоте АФМР для MnF_2 дисперсионная кривая приближается вплотную к вертикальной оси, формируя выраженную запрещенную зону, в которой действительная часть волнового числа близка к нулю, а мнимая значительно выше, чем за пределами запрещенной зоны (см. рис. 4b).

В-третьих, проявление ПМВ для NiO практически незаметно по сравнению с FeF_2 и MnF_2 вследствие магнитной диссипации. Это существенно в виду того, что NiO имеет наименьшее затухание среди антиферромагнетиков при комнатной температуре, в то время как затухание магнонов является наиболее критически важным параметром для осуществления ПМВ.

Выводы. Мы рассмотрели эффект плазмон-магнонннного взаимодействия в структуре графен – АФМ при реалистичных параметрах АФМ и графена. Графен в данной работе рассматривается как пример плазмонного материала и вместо графена могут быть использованы графеноподобные материалы с дираковским конусом в законе дисперсии или любые высокопроводящие материалы с плазменными колебаниями в терагерцовой или желательно гигагерцовой области спектра [5].

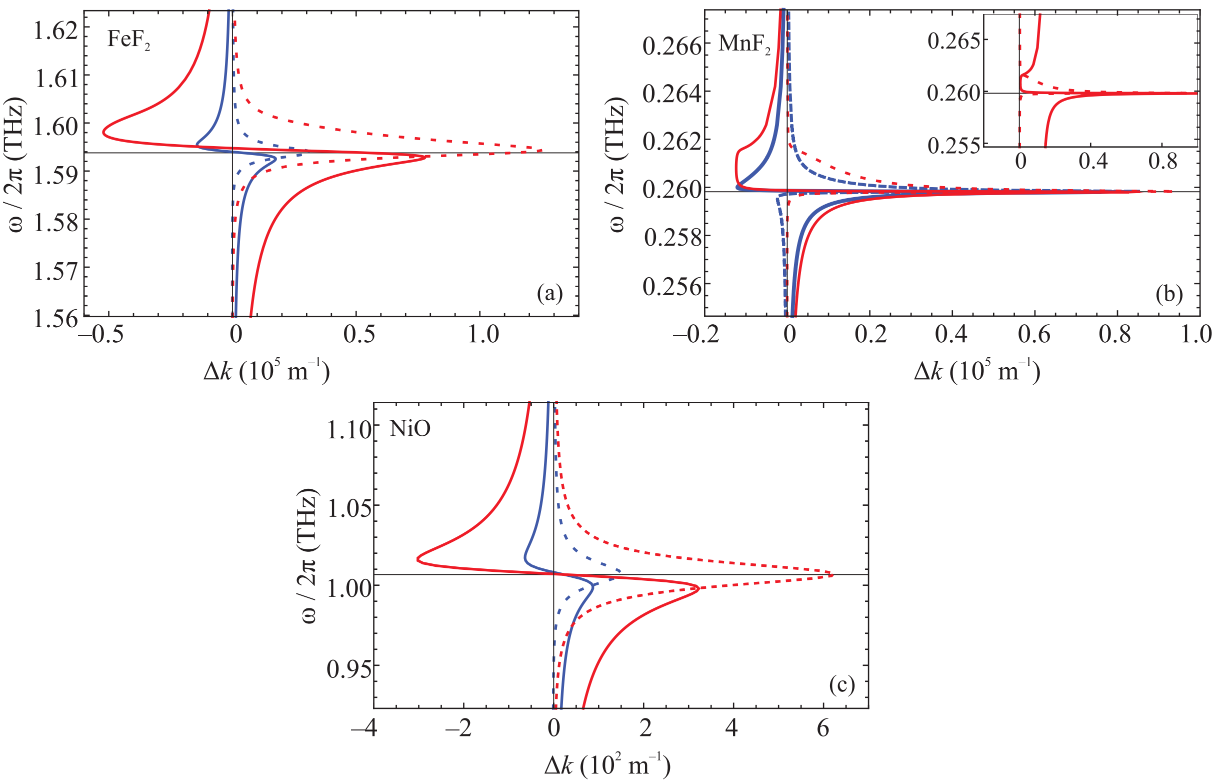

Рис. 4. (Цветной онлайн) Резонансные кривые для ТМ-мод в структуре FeF_2-графен (a), MnF_2-графен (b), NiO-графен (c). Сплошные кривые обозначают действительную часть Δk, пунктирные – мнимую. Синий цвет соответствует $\varepsilon_f = 0.05$ эВ, красный – $\varepsilon_f = 0.5$ эВ. На вставке – собственно дисперсионная кривая для MnF_2 при $\varepsilon_f = 0.5$ эВ

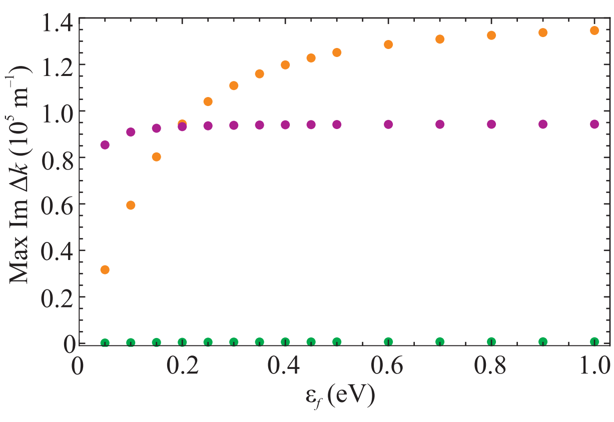

Рис. 5. (Цветной онлайн) Эффективность плазмон-магнонного резонанса (измеряемая как максимальное значение мнимой части Δk при заданном ε_f) в зависимости от положения уровня Ферми ε_f в графене. Оранжевый цвет соответствует FeF_2, фиолетовый – MnF_2, зеленый – NiO

Эффект ПМВ имеет место в терагерцовой области спектра и его эфективность сильно зависит от затухания магнонов. Мы показали, что перечень известных на сегодняшний день антиферромагнитных материалов позволяет наблюдать достаточно сильный эффект ПМВ при криогенных температурах, однако при комнатных температурах эффективность ПМВ значительно ослабляется, поэтому его использование для практических приложений магноники, по всей видимости, связано со значительными трудностями.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-32-90046) и Российского научного фонда (грант 21-73-20220), а также фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. В. Барьяхтар, М. Савченко, К. Степанов, ЖЭТФ **50**, 576 (1966).
2. G. Baskaran and K. Sinha, Pramana **1**, 31 (1973).
3. R. H. Tarkhanyan and D. G. Niarchos, Phys. Stat. Solidi (b) **246**, 1939 (2009).
4. V. Ryzhii, T. Otsuji, and M. Shur, App. Phys. Lett. **116**, 140501 (2020).
5. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, УФН **190**, 1041 (2020).
6. J. Barak, S. M. Rezende, A. R. King, and V. Jaccarino, Phys. Rev. B **21**, 3015 (1980).

7. T. Moriyama, K. Hayashi, K. Yamada, M. Shima, Y. Ohya, Y. Tserkovnyak, and T. Ono, Phys. Rev. B **101**, 060402 (2020).
8. R. Ohlmann and M. Tinkham, Phys. Rev. **123**, 425 (1961).
9. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, Y. Fujii, A. Koreeda, H. Ueda, T. Shimura, K. Kuroda, V. I. Butrim, and B. A. Ivanov, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
10. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шараевская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кирилюк, УФН **190**, 1009 (2020).
11. Y. V. Bludov, J. N. Gomes, G. A. Farias, J. Fernández-Rossier, M. I. Vasilevskiy, and N. M. R. Peres, 2D Materials **6**, 045003 (2019).
12. R. Tarkhanyan, D. Niarchos, and M. Kafesaki, JMMM **322**, 603 (2010).
13. T. Dumelow and M. C. Oliveros, Phys. Rev. B **55**, 994 (1997).
14. M. Hagiwara and K. Katsumata, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **20**, 617 (1999).
15. J. M. Coey, *Magnetism and magnetic materials*, Cambridge university press, Cambridge (2010).
16. F. Machado, P. R. T. Ribeiro, J. Holanda, R. L. Rodríguez-Suarez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Phys. Rev. B **95**, 104418 (2017).