

Взаимное выпрямление переменных токов, индуцированных электромагнитными волнами в графене

© Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков

Волгоградский государственный педагогический университет,
Волгоград, Россия

E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

(Поступила в Редакцию 14 января 2009 г.)

Решена задача о взаимном влиянии на носители тока в графене на подложке SiC двух электромагнитных волн разной частоты с векторами напряженности, направленными перпендикулярно друг другу. Исследована возможность возникновения постоянной составляющей электрического тока. Показано, что постоянный ток возникает лишь в случае, когда отношение частот падающих волн равно двум. Получены зависимости величины тока от сдвига фаз между падающими волнами, а также от температуры.

Работа проводилась в рамках программы Минобрнауки „Развитие научного потенциала высшей школы“.

PACS: 73.63.-b, 73.61.-r

Экспериментальное изготовление образцов графена (монослоя атомов углерода) в 2004 г. [1] привело к значительному росту интереса к новому перспективному материалу нанoeлектроники. Это обусловлено в немалой степени его хорошей проводимостью, превышающей проводимость кремния более чем на порядок. Данный факт означает, что баллистический режим работы приборов на основе графена возможен уже при их микрометровых размерах. Уникальные свойства графена обусловлены особенностями его электронного энергетического спектра [2]. Важно, что это неаддитивный и неквадратичный спектр, в котором отсутствует энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости. С большим интересом были встречены работы [3,4], где сообщалось о наличии у графена в некоторых ситуациях запрещенной зоны. В [3] запрещенная зона обнаружена в двухслойном графене, помещенном в поперечное постоянное электрическое поле. Причем ширина запрещенной зоны может регулироваться путем изменения напряженности приложенного поля в интервале до ≈ 0.15 eV. В [4] запрещенная зона проявилась в монослойном графене на подложке SiC и составляла ≈ 0.26 eV. Работа [5] посвящена изучению влияния концентрации легирующих атомов калия на ширину запрещенной зоны двухслойного графена на подложке SiC.

Наличие запрещенной зоны в графене существенно облегчает теоретическое изучение его электронных свойств, так как позволяет в большинстве случаев ограничиться однозонным приближением. Кроме того, наличие щели в спектре устраняет неаналитические особенности в его поведении. В [6] с использованием квазиклассического подхода предсказан эффект возникновения постоянной (перпендикулярной тянущему постоянному электрическому полю) составляющей тока в ситуации, когда на образец графена нормально к его поверхности падает эллиптически поляризованная электромагнитная волна. Было отмечено, что специфика

бесщелевого энергетического спектра (а именно разрыв первой производной в точке $|p| = 0$) не позволяет аналитически корректно решить задачу даже в случае слабых электрических полей. Квазиклассический подход к изучению транспортных свойств графена используется также, например, в [7–9].

В настоящей работе внимание обращено на некоторые новые особенности поведения графена с запрещенной зоной, которые могут проявить себя в квазиклассической ситуации.

Рассмотрим задачу о взаимном влиянии на носители тока двух электромагнитных волн разной частоты (распространяющихся в монослойном графене на подложке SiC) с векторами напряженности, направленными перпендикулярно друг другу. Покажем, что при определенном соотношении между частотами этих волн возможно возникновение постоянной составляющей тока в образце.

Геометрия задачи изображена на рис. 1, где $E_1 = E_{10} \cos(\omega_1 t)$, $E_2 = E_{20} \cos(\omega_2 t + \varphi)$ — составляющие напряженности переменных электрических полей. Энергетический спектр носителей тока запишем в виде

$$\varepsilon(p) = \sqrt{(v_f p)^2 + \Delta^2}, \quad (1)$$

где v_f — скорость на поверхности Ферми (для графена $v_f \approx 10^8$ см \cdot с $^{-1}$), Δ — полуширина запрещенной зоны.

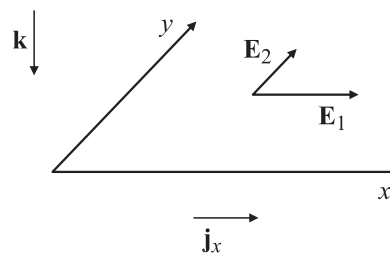


Рис. 1. Геометрия задачи.

Плотность тока определяется стандартным образом

$$j_x = e \sum_p v_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \quad (2)$$

где

$$\mathbf{v} = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \left\{ \frac{v_f^2 p_x}{\sqrt{v_f^2 p^2 + \Delta^2}}; \frac{v_f^2 p_y}{\sqrt{v_f^2 p^2 + \Delta^2}} \right\}. \quad (3)$$

Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ является решением кинетического уравнения Больцмана, столкновительный член которого выберем в приближении частоты столкновений ν , которую в дальнейшем считаем постоянной.

Таким образом, уравнение Больцмана имеет вид

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e \mathbf{E} \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = -\nu [f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})], \quad (4)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения.

Решение уравнения (4) имеет следующий вид:

$$f(\mathbf{p}, t) = \nu \int_{-\infty}^t dt' \exp(-\nu(t-t')) f_0(\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)), \quad (5)$$

где $\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)$ представляет собой решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e \mathbf{E}(t') \quad (6)$$

с начальным условием $t' = t$, $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$.

Подставляя решение уравнения (6) в (2), (5) и выбирая $f_0(\mathbf{p})$ в фермиевском виде, получим следующее выражение для поперечной плотности тока:

$$j_x = j_0 \left\langle \int_{-\infty}^0 d\tau_1 \exp(\gamma \tau_1) \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \times \int_0^{\infty} \frac{\theta^2 d\theta}{\left\{ \exp \left[\sqrt{(\theta \cos(\varphi) + g_1)^2 + (\theta \sin(\varphi) + g_2)^2 + (\Delta/T)^2} - \beta \right] + 1 \right\} \left(\sqrt{\theta^2 + (\Delta/T)^2} \right)} \right\rangle. \quad (7)$$

Здесь $\gamma = \nu/\omega_2$, $\alpha_1 = v_f e E_{10}/(T\omega_1)$, $\alpha_2 = v_f e E_{20}/(T\omega_2)$, $j_0 = 6en\gamma v_f/\pi^3$, $g_1 = \alpha_1 (\sin b(\tau_1 + \tau) - \sin b\tau)$, $g_2 = \alpha_2 \times (\sin(\tau_1 + \tau + \delta) - \sin(\tau + \delta))$, $\beta = \mu/T$ (μ — химический потенциал), $b = \omega_1/\omega_2$.

Угловые скобки в (7) обозначают усреднение по большому по сравнению с периодами волн промежутку времени.

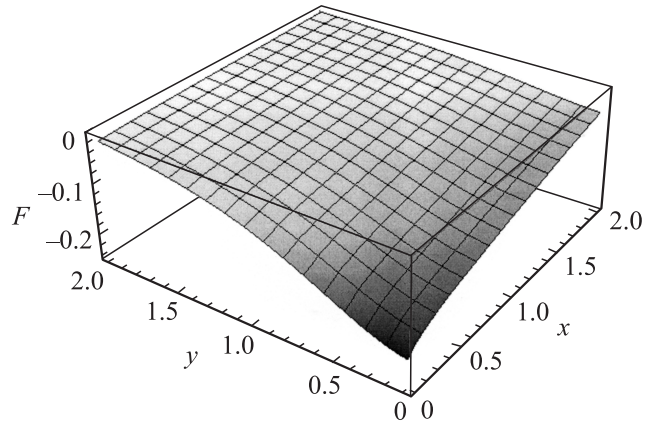


Рис. 2. График функции $F(x, y, z)$ при $z = 2$.

Для дальнейшего анализа выражения (7) будем считать, что напряженности электрических полей падающих волн малы, так что $\alpha_1, \alpha_2 \ll 1$. При этом подынтегральное выражение в (7) можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись первыми не исчезающими членами.

Полученные выражения не приводятся здесь в силу громоздкости. Взяв интегралы в (7), получим следующее выражение для постоянной составляющей тока, текущей вдоль оси x :

$$j_x = j_0 F(\Delta/T, \gamma, \beta) \alpha_1 \alpha_2^2 \cos(2\varphi) \delta_{b,2}. \quad (8)$$

Функция $F(x, y, z)$ имеет вид

$$F(x, y, z) = - \int_0^{\infty} \frac{3\theta^2 \pi}{64(\theta^2 + x^2)^3 (4 + 5y^2 + y^4) \text{ch}^4 \left(\frac{\sqrt{\theta^2 + x^2} - z}{2} \right)} \times \left[\theta^2 + 4x^2 + 2\theta^2 (\theta^2 + x^2) + (4x^2 - \theta^2(\theta^2 + x^2 - 1)) \right. \\ \times \text{ch} \left(\sqrt{\theta^2 + x^2} - z \right) + \sqrt{\theta^2 + x^2} (\theta^2 + 4x^2) \\ \left. \times \text{sh} \left(\sqrt{\theta^2 + x^2} - z \right) \right] d\theta. \quad (9)$$

Отметим, что постоянная составляющая тока не равна нулю, только если частоты электромагнитных волн находятся в соотношении $\omega_1 = 2\omega_2$ (т.е. когда $b = 2$). Отметим также, что величина эффекта и его знак зависят от разности фаз между электромагнитными волнами, и в случае $\varphi = \pi/4$ постоянная составляющая тока j_x обращается в нуль независимо от значения b , а при $\varphi = 0$ эффект максимален. Интеграл в (9) не выражается в квадратурах. График этой функции $F(x, y, z)$ приведен на рис. 2 при $z = 2$.

На рис. 3 представлены графики $F(\Delta/T, \gamma, \beta)$ в безразмерных единицах. Хорошо видно, что эффект будет выражен сильнее при более высоких температурах и

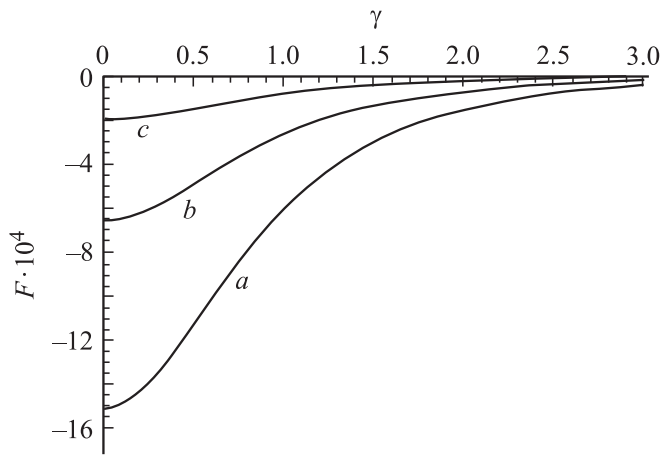


Рис. 3. Температурная зависимость функции $F(\Delta/T, \gamma, \beta)$. Температуры составляют 300 (a), 250 (b) и 200 К (c). Значение химического потенциала полагалось равным $\mu = 0.05$ eV.

частотах электромагнитных волн $\omega \geq \nu$. При значениях $\nu \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ s}^{-1}$ последнему требованию удовлетворяют частоты терагерцевого диапазона.

Обсуждаемый эффект может быть использован, например, для определения сдвига фаз между двумя линейно поляризованными электромагнитными волнами разной частоты, как детектор второй гармоники или в качестве компенсационного метода измерения частоты. Отметим, что подобный эффект возможен и в графене на подложке SiO_2 , но отсутствие запрещенной зоны в этом случае приводит к „подмешиванию“ в ток электронов валентной зоны графена и существенно затрудняет аналитическое исследование эффекта.

Заметим также, что подобного рода взаимное выпрямление электромагнитных волн с частотами, кратными двум, уже изучалось в различных нелинейных материалах, например в сверхрешетках. Однако ранее изучались ситуации, когда поляризации волн совпадали и эффект выпрямления давала нелинейность материала. В графене же, как показали наши расчеты, при совпадении поляризаций электромагнитных волн не происходит кубического по полям выпрямления. Эффект наблюдается только при поперечной поляризации волн по отношению друг к другу, что является проявлением неаддитивности энергетического спектра носителей тока.

Сделаем, наконец, некоторые численные оценки. При типичных значениях параметров графена ($n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $\gamma \approx 0.1$, $\nu_f = 10^8 \text{ cm/s}$) $j_x \approx 10^{-3} \text{ A/cm}$. Условие $\alpha_1, \alpha_2 \ll 1$, необходимое для получения аналитической зависимости (8), при комнатных температурах и частотах падающих волн $\omega_1, \omega_2 \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$ хорошо выполняется при значениях напряженностей электрических полей $E_{10}, E_{20} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. Отметим также, что численный анализ выражения (7) подтверждает вывод о том, что постоянная составляющая тока появляется только при выполнении условия $b = 2$.

Список литературы

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov. *Science* **306**, 666 (2004).
- [2] P.R. Wallace. *Phys. Rev.* **71**, 622 (1947).
- [3] E.V. Castro, K.S. Novoselov, S.V. Morozov, N.M.R. Peres, J.M.B. Lopes dos Santos, Johan Nilsson, F. Guinea, A.K. Geim, A.H. Castro Neto. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 216 802 (2007).
- [4] S.Y. Zhou, G.-H. Gweon, A.V. Fedorov, P.N. First, W.A. de Heer, D.-H. Lee, F. Guinea, A.H. Castro Neto, A. Lanzara. *Nature Mater.* **6**, 770 (2007).
- [5] T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller, K. Horn, E. Rotenberg. *Science* **313**, 951 (2006).
- [6] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Э.В. Марчук. *Письма в ЖТФ* **34**, 21, 21 (2008).
- [7] M.A. Laakso, T.T. Heikkila. *Cond-mat.mes-hall/0806.4528v1*.
- [8] A. Shaffique, S. Das Sarma. *Cond-mat.mes-hall/0711.0003v3*.
- [9] A. Shaffique, P.W. Brouwer, S. Das Sarma. *Cond-mat.mes-hall/0811.0609v1*.