

Фотогальванический эффект в напряженном монослое графена

А. В. Снегирев^{1, 2)}, В. М. Ковалев^{1, 3)}, М. В. Энтин¹⁾

¹⁾ *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: komrad.snegirev2017@gmail.com*

²⁾ *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

³⁾ *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

Данное исследование посвящено изучению фотогальванического эффекта (ФГЭ) в деформированном монослое графена с одной активной долиной. Микроскопическая теория ФГЭ была развита с использованием кинетического уравнения Больцмана. Мы рассчитали три вклада в ток: вклад, зависящий только от интенсивности падающего света, а также вклады, возникающие под действием линейной и циркулярной поляризации света.

Ключевые слова: фотогальванический эффект; графен; дираковские конусы; одноосная деформация.

Photogalvanic effect in strained graphene monolayer

A. V. Snegirev^{1, 2)}, V. M. Kovalev^{1, 3)}, M. V. Entin¹⁾

¹⁾ *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, SB of the RAS, Novosibirsk, Russia,
e-mail: komrad.snegirev2017@gmail.com*

²⁾ *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

²⁾ *Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

This research is focused on investigating photogalvanic effect (PGE) in strained graphene monolayer with only one active valley. The microscopic theory of PGE was developed using Boltzmann kinetic equation. We have calculated three contributions to the current: a contribution that depends only on the intensity of incident light, as well as contributions arising from the action of linear and circular polarization of light.

Keywords: photogalvanic effect; graphene; dirac cones; uniaxial deformation.

Введение

Фотогальванический эффект (ФГЭ) – это явление, при котором в образце возникает постоянный ток при его облучении переменным электрическим полем. Этот эффект является эффектом второго порядка по электрическому полю и описывается тензором третьего ранга, поэтому из соображений симметрии ФГЭ может возникать только в средах без центра симметрии. Монослойный графен обладает инверсионной симметрией, поэтому при освещении монохроматическим светом ФГЭ в нем возникать не может.

Однако в недавних работах было показано, что асимметрию, необходимую для ФГЭ, можно создать с помощью внешнего возбуждения, например, путем облучения двумя пучками циркулярно поляризованного света с разными частотами и противоположными поляризациями. Это эффективно понижает симметрию C_{6h} до D_{3h} и позволяет достичь селективного возбуждения только одной долины в графене [1, 2].

Кроме того, известно, что одноосная деформация вызывает наклон конусов Дирака в графене, причем знак наклона противоположен в К и -К-долинах [3].

Мы будем рассматривать процесс двойного облучения с иерархией времен $\tau_0 \ll \tau_\epsilon \ll \tau_R$, где τ_0 – время релаксации импульса, τ_ϵ – время релаксации энергии и τ_R – время межзонной рекомбинации. Прежде всего, световым импульсом с межзонной энергией генерируются высокоэнергетические носители заряда, затем эти носители будут претерпевать быструю релаксацию по импульсу и медленную по энергии и эффективно формировать ферми-газ на временном масштабе $t \ll \tau_R$. Мы рассчитаем фототок, возникающий в этой квазиравновесной системе при внутризонном облучении.

1. Метод расчета

В данной работе использовался формализм кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + eE \frac{\partial f_p}{\partial p} = Q[f_p] \quad (1)$$

где f_p – функция распределения носителей заряда, $Q[f_p]$ – интеграл упругих столкновений с примесями, в котором учтен наклон спектра. Он имеет следующий вид:

$$Q[f_p] = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{p'} |V_{pp'}|^2 \frac{1 + \cos(\phi - \phi')}{2} (f_{p'} e^{in\phi'} - f_p e^{in\phi}) \delta(\epsilon_p - \epsilon_{p'}) \quad (2)$$

здесь $\epsilon_p = \eta v_0 p_x \pm v_F |p|$ – энергия носителя заряда в зависимости от импульса, v_F – скорость ферми, v_0 – параметр наклона дираковского конуса, η – индекс долины, равный +1 в К-долине и -1 в -К-долине. В отличие от изотропного линейного спектра, наклон дираковского конуса приводит к тому, что интеграл столкновений может смешивать различные гармоники функции распределения:

$$Q[f(p)] = -\frac{v_0}{v_F} \frac{1}{2\tau_0(p)} \cos(\phi) p \frac{\partial f(p)}{\partial p} \quad (3)$$

$$Q[f(p) \cos(\phi)] = -\frac{f(p) \cos(\phi)}{\tau_{1\omega}} - \quad (4)$$

$$-\frac{v_0}{v_F} \frac{1}{4\tau_0(p)} \left[(-3 + \cos(2\phi)) f(p) + (-1 + \cos(2\phi)) p \frac{\partial f(p)}{\partial p} \right]$$

$$Q[f(p) \cos(2\phi)] = -\frac{f(p) \cos(2\phi)}{\tau_{2\omega}} + \quad (5)$$

$$+\frac{v_0}{v_F} \frac{1}{4\tau_0(p)} \left[2 \cos(\phi) f(p) + \cos(\phi) p \frac{\partial f(p)}{\partial p} \right]$$

Здесь $\frac{1}{\tau_{n\omega}(p)} = \frac{1}{\tau_n(p)} + i\omega$ – зависящее от частоты внешнего поля эффективное время релаксации импульса.

Решая кинетическое уравнение методом итераций до второго порядка по электрическому полю, получим вклад в функцию распределения $f^{(2)}(\mathbf{p})$, не зависящий от времени, а подставив её в формулу:

$$j^{PGE} = e \sum_p v(p) f^{(2)}(p), \quad (6)$$

получим искомый фототок.

2. Результаты

В результате решения кинетического уравнения, получим три вклада в фототок, пропорциональные различным поляризациям падающего излучения. Они имеют довольно сложную функциональную зависимость, и для удобства представлены на графике:

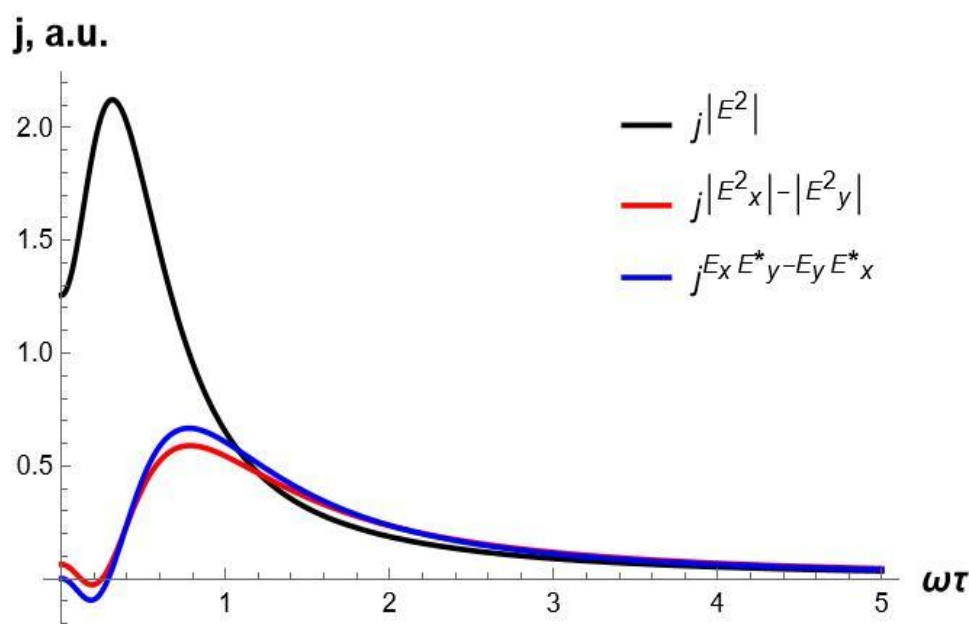


Рис.1. Зависимость фототока от частоты при $\tau_e/\tau_p = 5$. Верхний индекс у токов указывает на поляризацию поля, которой они пропорциональны

Таким образом, при облучении напряженного графена возникает три вклада в фототок, обусловленных различными поляризациями падающего света. Результаты данной работы могут быть полезны для понимания физики графена, а также при проектировании оптоэлектронных приборов на его основе.

Библиографические ссылки

1. Light-induced valleytronics in pristine graphene / M. S. Mrudul [et al.] // Optica 2021. 8.3. P. 422–427.
2. Ikeda Yuya. Photocurrent induced by a bicircular light drive in centrosymmetric systems / Yuya Ikeda, Sota Kitamura, Takahiro Morimoto // Physical review letters. 2023. 131.9. P. 096301.
3. Goerbig M. O. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field // Reviews of Modern Physics. 2011. 83.4. P. 1193–1243.