

УДК 537.9

**ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГРАФЕНА****О.В. Кибис¹, Г.К. Аветисян², Г.Ф. Мкртчян²**¹*Новосибирский государственный технический университет*²*Ереванский государственный университет*

Известно, что взаимодействие между кристаллической структурой и монохроматическим электромагнитным полем может открыть энергетические щели внутри электронных энергетических зон кристаллов (динамический эффект Штарка) и тем самым привести к качественному изменению их электронных характеристик. Не является в этом смысле исключением и такая новая кристаллическая наноструктура, как графен, чьи уникальные физические свойства привлекли пристальное внимание научного сообщества в связи с перспективами создания нового класса наноэлектронных приборов. Однако ранее открытие энергетических щелей в графене посредством фотонов было исследовано только вблизи дираковской точки зоны Бриллюэна, где имеет место касание зоны проводимости и валентной зоны графена. Вопрос о том, каким образом лазерное излучение модифицирует электронный спектр графена в произвольной точке зоны Бриллюэна, оставался открытым. Данная работа ставит своей целью восполнить этот пробел в теории электронных свойств графена. Для решения сформулированной задачи проведен теоретический анализ сильного электрон-фотонного взаимодействия в графене. В рамках модели сильной связи получены аналитические выражения, описывающие энергетический спектр электрон-фотонных состояний в произвольной точке зоны Бриллюэна графена. Показано, что резонансное взаимодействие лазерного излучения с электронами приводит к открытию энергетических щелей внутри зоны проводимости и валентной зоны графена, а также найдена зависимость этих щелей от амплитуды и поляризации излучения. Такая возможность изменения электронных свойств графена посредством лазерного излучения создает физические предпосылки для создания новых оптоэлектронных приборов с управляемыми параметрами.

Ключевые слова: графен, электрон-фотонное взаимодействие, лазерное излучение, динамический эффект Штарка.

Введение

Успехи в лазерной физике, достигнутые за последние десятилетия, сделали возможным использование лазеров в качестве инструмента для манипуляции электронными свойствами различных электронных систем. Поскольку сильное взаимодействие между электронами и интенсивным лазерным излучением не может быть описано как слабое возмущение, необходимо рассматривать систему «электрон + лазерное поле» как единое целое. Такой связанный электрон-фотонный объект, называемый обычно «одетый электрон» (dressed electron), стал общепринятой моделью в современной физике [1, 2]. Индуцированная лазерным полем модификация энергетического спектра одетых электронов – известная также как динамический эффект Штарка – была обнаружена как в атомах [3], так и в твердых телах [4] много лет тому назад. В частности, хорошо известно, что взаимодействие между кристаллической структурой и монохроматическим электромагнитным полем может открыть энергетические щели внутри электронных энергетических зон кристаллов и тем самым привести к качественному изменению их

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-90600-Арм-а) и Государственного комитета по науке Республики Армения (проект 13RF-002).

электронных характеристик [5–10]. Не является в этом смысле исключением и такая кристаллическая наноструктура, как графен [11], чьи уникальные физические свойства привлекли пристальное внимание научного сообщества в связи с перспективами создания нового класса нанoeлектронных приборов. Однако в предыдущих работах [12–15] открытие энергетических щелей в графене посредством фотонов было исследовано только вблизи дираковской точки зоны Бриллюэна, где имеет место касание зоны проводимости и валентной зоны графена. Вопрос о том, каким образом лазерное излучение модифицирует электронный спектр графена в произвольной точке зоны Бриллюэна, оставался открытым. Данная работа ставит своей целью восполнить этот пробел в теории электронных свойств графена.

1. Электрон-фотонный гамильтониан

Для того чтобы решить сформулированную задачу, прежде всего необходимо построить гамильтониан, описывающий перемешивание электронных состояний валентной зоны и зоны проводимости графена лазерным полем. Для этого обозначим энергию электрона в графене символами $\varepsilon^{\pm}(\mathbf{k})$, а волновые функции электрона в графене – символами $\psi^{\pm}(\mathbf{k})$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор электрона в произвольной точке зоны Бриллюэна графена, знак «+» соответствует зоне проводимости графена, а знак «–» соответствует валентной зоне графена. Пусть графен подвергнут воздействию плоской линейно поляризованной электромагнитной волны с частотой ω_0 (одевающее лазерное поле), которая распространяется вдоль нормали к плоскости графена. Соответственно, вектор поляризации этой волны $\mathbf{e} = (e_x, e_y)$ лежит в плоскости графена (x, y) . Для того чтобы описать индуцированное волной перемешивание электронных состояний из двух зон $\varepsilon^+(\mathbf{k})$ и $\varepsilon^-(\mathbf{k})$, электронный гамильтониан следует записать как (2×2) – матрица

$$\hat{H}_e = [\varepsilon^+(\mathbf{k}) + \varepsilon^-(\mathbf{k})]\hat{I} / 2 + [\varepsilon^+(\mathbf{k}) - \varepsilon^-(\mathbf{k})]\hat{\sigma}_z / 2, \quad (1)$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица, а $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули, записанные в базисе двух электронных состояний $\psi^{\pm}(\mathbf{k})$. Что касается гамильтониана межзонного электрон-фотонного взаимодействия, то в рамках дипольного приближения он имеет вид

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\mathbf{d}\mathbf{E}\hat{\sigma}_x, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}$ – вектор электрического поля волны,

$$\mathbf{d} = q_e \langle \psi^+(\mathbf{k}) | \mathbf{r} | \psi^-(\mathbf{k}) \rangle \quad (3)$$

есть межзонный матричный элемент электрического дипольного момента, который в дальнейшем полагается вещественным и положительным, q_e – заряд электрона, а $\mathbf{r} = (x, y)$ – радиус-вектор электрона в плоскости графена. Рассматривая задачу в рамках общепринятого квантово-полевого подхода [1, 2], классическое поле $\mathbf{E}$ в соотношении (2) следует заменить оператором поля $\hat{\mathbf{E}} = ie\sqrt{2\pi\hbar\omega_0/V}(\hat{a} - \hat{a}^+)$, где V – объем квантования поля, $\hat{a}$ и $\hat{a}^+$ – фотонные операторы уничтожения и рождения, записанные в шредингеровском представле-

нии (представление чисел заполнения [16]). После такой замены гамильтониан взаимодействия (2) принимает вид

$$\hat{H}_{\text{int}} = -i\mathbf{de}\sqrt{2\pi\hbar\omega_0/V}\left(\hat{\sigma}_+\hat{a} + \hat{\sigma}_-\hat{a} - \hat{\sigma}_-\hat{a}^+ - \hat{\sigma}_+\hat{a}^+\right), \quad (4)$$

где $\hat{\sigma}_\pm = (\hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_y)/2$. В дальнейшем мы будем полагать, что энергия фотона $\hbar\omega_0$ много больше, чем характерная энергия электрон-фотонного взаимодействия dE_0 , где E_0 – амплитуда лазерного поля. Тогда слагаемые $\hat{\sigma}_+\hat{a}^+$ и $\hat{\sigma}_-\hat{a}$ в гамильтониане (4) могут быть опущены, что соответствует приближению вращающейся волны (the rotating-wave approximation), которое является общепринятым в квантовой оптике [1,2]. Как результат, гамильтониан взаимодействия (4) принимает вид

$$\hat{H}_{\text{int}} = -i\mathbf{de}\sqrt{2\pi\hbar\omega_0/V}\left(\hat{\sigma}_+\hat{a} - \hat{\sigma}_-\hat{a}^+\right). \quad (5)$$

Поскольку оператор энергии лазерного поля есть $\hat{H}_0 = \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a}$, полный гамильтониан рассматриваемой электрон-фотонной системы

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_e + \hat{H}_{\text{int}}$$

может быть записан в итоге как

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a} + \frac{\varepsilon^+(\mathbf{k}) + \varepsilon^-(\mathbf{k})}{2}\hat{I} + \frac{\varepsilon^+(\mathbf{k}) - \varepsilon^-(\mathbf{k})}{2}\hat{\sigma}_z - \\ & - i\mathbf{de}\sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_0}{V}}\left(\hat{\sigma}_+\hat{a} - \hat{\sigma}_-\hat{a}^+\right). \end{aligned} \quad (6)$$

2. Энергетический спектр электрон-фотонных состояний в графене

Гамильтониан (6) формально похож на гамильтониан точно решаемой модели Джайнса–Каммингса [17]. Поэтому шредингеровская задача с электрон-фотонным гамильтонианом (2) тоже может быть решена точно. Прилагая методологию [10, 13] к этой задаче, введем объединенное электрон-фотонное пространство

$$|\pm, N\rangle = |\psi^\pm(\mathbf{k})\rangle \otimes |N\rangle,$$

которое позволяет описать электрон в состоянии с волновой функцией $\psi^\pm(\mathbf{k})$ и одевающее поле в состоянии с фотонным числом заполнения $N = 1, 2, 3, \dots$. Базисные состояния этого пространства $|\pm, N\rangle$ ортонормированны и удовлетворяют условиям $\langle \pm, N | \pm, N' \rangle = \delta_{N, N'}$ и $\langle \pm, N | \mp, N' \rangle = 0$. Поэтому точные собственные состояния гамильтониана (6), $\phi_N^+(\mathbf{k})$ и $\phi_N^-(\mathbf{k})$, могут быть записаны как

$$|\phi_N^\pm(\mathbf{k})\rangle = \sqrt{\frac{\Omega_\pm(\mathbf{k}) + |\omega(\mathbf{k})|}{2\Omega_\pm(\mathbf{k})}}|\pm, N\rangle + i\eta(\mathbf{k})\sqrt{\frac{\Omega_\pm(\mathbf{k}) - |\omega(\mathbf{k})|}{2\Omega_\pm(\mathbf{k})}}|\mp, N \pm 1\rangle, \quad (7)$$

где $\Omega_\pm(\mathbf{k}) = \sqrt{8(\mathbf{de})^2(N + 1/2 \pm 1/2)(\pi\omega_0/\hbar V) + \omega^2(\mathbf{k})}$, $\omega(\mathbf{k}) = \omega_0 - [\varepsilon^+(\mathbf{k}) - \varepsilon^-(\mathbf{k})]/\hbar$, и

$$\eta(\mathbf{k}) = \begin{cases} -1, & \omega(\mathbf{k}) > 0 \\ 1, & \omega(\mathbf{k}) \leq 0. \end{cases}$$

Две энергетические ветви, соответствующие электрон-фотонным состояниям (7), $\varepsilon_N^+(\mathbf{k})$ и $\varepsilon_N^-(\mathbf{k})$, определяются при этом как

$$\varepsilon_N^\pm(\mathbf{k}) = N\hbar\omega_0 + \frac{\varepsilon^+(\mathbf{k}) + \varepsilon^-(\mathbf{k})}{2} \pm \frac{\hbar\omega_0}{2} \pm \eta(\mathbf{k}) \frac{\hbar\Omega_\pm(\mathbf{k})}{2}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) могут быть легко верифицированы прямой подстановкой в уравнение Шредингера $\hat{H}\phi_N^\pm(\mathbf{k}) = \varepsilon_N^\pm(\mathbf{k})\phi_N^\pm(\mathbf{k})$ с гамильтонианом (6), если принять во внимание соотношения [16, 18]

$$\hat{\sigma}_\pm |\mp, N\rangle = |\pm, N\rangle, \quad \hat{\sigma}_\pm |\pm, N\rangle = 0, \quad \hat{a} |\pm, N\rangle = \sqrt{N} |\pm, N-1\rangle,$$

$$\hat{\sigma}_z |\pm, N\rangle = \pm |\pm, N\rangle, \quad \hat{a}^+ |\pm, N\rangle = \sqrt{N+1} |\pm, N+1\rangle.$$

Как и ожидалось, состояние $|\phi_N^\pm(\mathbf{k})\rangle$ превращается в состояние $|\pm, N\rangle$ при отсутствии электрон-фотонного взаимодействия (т. е. когда $d = 0$). В интересующем нас случае генерированного лазером интенсивного одевающего поля (когда величины N и V стремятся к бесконечности, в то время как их отношение N/V остается постоянной величиной [1]), полная энергия электрон-фотонной системы (8) может быть записана как сумма $N\hbar\omega_0 + \varepsilon(\mathbf{k})$, где $N\hbar\omega_0$ – энергия одевающего поля, а

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\varepsilon^+(\mathbf{k}) + \varepsilon^-(\mathbf{k})}{2} \pm \frac{\hbar\omega_0}{2} \pm \eta(\mathbf{k}) \frac{\Omega(\mathbf{k})}{2} \quad (9)$$

есть искомый энергетический спектр одетых электронов. Здесь

$$\Omega(\mathbf{k}) = \sqrt{(\hbar\Omega_R)^2 + [\hbar\omega_0 - \varepsilon^+(\mathbf{k}) + \varepsilon^-(\mathbf{k})]^2},$$

$\Omega_R = |\mathbf{de}| E_0 / \hbar$ – частота Раби межзонных электронных переходов, а $E_0 = \sqrt{8\pi N\hbar\omega_0 / V}$ – классическая амплитуда одевающего поля. Две ветви спектра, соответствующие двум различным знакам « $\pm$ » в выражении (9), описывают зону проводимости и валентную зону подвергнутого лазерному облучению графена. Как следует из соотношения (9), в этом спектре имеются энергетические щели

$$\Delta\varepsilon = |\mathbf{de}| E_0, \quad (10)$$

которые появляются при электронных волновых векторах $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$, удовлетворяющих резонансному условию

$$\hbar\omega_0 = \varepsilon^+(\mathbf{k}_0) - \varepsilon^-(\mathbf{k}_0). \quad (11)$$

Необходимо подчеркнуть, что при отсутствии лазерного поля ($E_0 = 0$) энергетический спектр (9) совпадает с невозмущенным спектром свободных электронов в графене, $\varepsilon^\pm(\mathbf{k})$.

Чтобы записать спектр (9) в явном виде для произвольной точки зоны Бриллюэна $\mathbf{k}$, необходимо знать закон дисперсии электронов в зоне проводимости и валентной зоне графена, $\varepsilon^\pm(\mathbf{k})$, а также волновые функции электрона, $\psi^\pm(\mathbf{k})$, соответствующие этим зонам. Для нахождения интересующих нас выражений $\varepsilon^\pm(\mathbf{k})$ и $\psi^\pm(\mathbf{k})$ воспользуемся хорошо известной моделью сильной связи (the tight-binding approximation), которая является общепринятой при анализе электронных свойств углеродных наноструктур [11, 19]. Учитывая, что валентная зона и зона проводимости графена возникают за счет перекрытия p_z -орбиталей образующих графен углеродных атомов, волновые функции электронов в рамках этой модели можно записать как

$$\psi^\pm(\mathbf{k}) = \frac{C_A^\pm}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{R}_A} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_A} \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_A) + \frac{C_B^\pm}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{R}_B} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_B} \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_B), \quad (12)$$

где N – число элементарных ячеек в решетке графена, индексы A и B обозначают две подрешетки графена, векторы $\mathbf{R}_{A,B}$ – положение атомов углерода в этих подрешетках, а φ – волновая функция p_z -орбитали атома углерода [19]. Используя сферическую систему координат с полярной осью z и полагая атом углерода находящимся в начале координат, эту волновую функцию можно записать как

$$\varphi(\rho, \theta) = \rho \exp\left(-\frac{\rho}{2b}\right) \frac{\cos \theta}{\sqrt{32\pi b^5}}, \quad (13)$$

где ρ – радиус-вектор, θ – зенитный угол сферической системы координат, а $b \approx 0,15$ Å. Подставляя волновую функцию (12) в уравнение Шредингера с хорошо известным гамильтонианом сильной связи, учитывающим переход электронов между соседними углеродными атомами в решетке графена [11, 19], мы приходим к секулярному уравнению, позволяющему найти как энергетический спектр $\varepsilon^\pm(\mathbf{k})$, так и коэффициенты $C_{A,B}^\pm$ в волновой функции (12). Используя однозначно определенную таким образом волновую функцию (12) в межзонном матричном элементе дипольного момента (3), мы после несложных, но довольно громоздких выкладок получим явное выражение для этого матричного элемента $\mathbf{d} = (d_x, d_y)$ в произвольной точке $\mathbf{k}$ зоны Бриллюэна графена:

$$\begin{aligned} d_x &= \frac{\sqrt{3}q_e a}{4\xi(\mathbf{k})} [\cos \mathbf{a}_1 \mathbf{k} - \cos \mathbf{a}_2 \mathbf{k}], \\ d_y &= \frac{3q_e a}{4\xi(\mathbf{k})} \left[\cos(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \mathbf{k} + \frac{1}{2} \right] - \frac{q_e a}{8}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\xi(\mathbf{k}) = 3 + 2[\cos \mathbf{a}_1 \mathbf{k} + \cos \mathbf{a}_2 \mathbf{k} + \cos(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \mathbf{k}],$$

$a \approx 1,42$ Å – межатомное расстояние в графене; $\mathbf{a}_1 = a(\sqrt{3}/2, 3/2)$ и $\mathbf{a}_2 = a(-\sqrt{3}/2, 3/2)$ – базисные векторы треугольной решетки Браве графена. Со-

ответственно, энергетический спектр электронов валентной зоны и зоны проводимости графена имеет вид

$$\varepsilon^{\pm}(\mathbf{k}) = \pm \gamma_0 \sqrt{3 + 2[\cos \mathbf{a}_1 \mathbf{k} + \cos \mathbf{a}_2 \mathbf{k} + \cos(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \mathbf{k}]}, \quad (15)$$

где $\gamma_0 \approx 2,8$ эВ – энергия, связанная с переходами электрона между соседними атомами в графене (см., например, [11]). Подставляя соотношения (14) и (15) в выражение (9), мы получаем искомый энергетический спектр электронов в произвольной точке $\mathbf{k}$ зоны Бриллюэна графена, подвергнутого воздействию лазерного излучения. При этом выражение для индуцированных лазерным излучением энергетических щелей (10) в этом спектре принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon = & \frac{\sqrt{3}E_0q_ea}{4\varepsilon(\mathbf{k}_0)} [\cos \mathbf{a}_1 \mathbf{k}_0 - \cos \mathbf{a}_2 \mathbf{k}_0] e_x + \frac{3E_0q_ea}{4\varepsilon(\mathbf{k}_0)} \left[\cos(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \mathbf{k}_0 + \frac{1}{2} \right] \times \\ & \times e_y - \frac{E_0q_ea}{8} e_y, \end{aligned} \quad (16)$$

где электронный вектор $\mathbf{k}_0$ удовлетворяет резонансному условию (11). Из выражения (16) следует, что величина щелей $\Delta\varepsilon$ зависит как от амплитуды лазерного излучения E_0 , так и от ориентации вектора поляризации лазерного излучения $\mathbf{e} = (e_x, e_y)$ в плоскости графена.

Закключение

Мы показали, что сильное взаимодействие между электронами в графене и лазерным излучением приводит к качественному изменению электронного спектра графена. В частности, в резонансных точках зоны Бриллюэна, где энергия лазерного фотона равна разности энергий между валентной зоной и зоной проводимости, лазерное излучение открывает внутризонные щели, величина которых зависит как от амплитуды лазерного поля, так и от ориентации его вектора поляризации. Такая возможность изменения электронных свойств графена посредством лазерного излучения создает физические предпосылки для создания новых опто-электронных приборов с управляемыми параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] **Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G.** Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications. – Chichester: Wiley, 1998. – 656 p.
- [2] **Scully M.O., Zubairy M.S.** Quantum Optics. – Cambridge: University Press, 2001. – 630 p.
- [3] **Autler S.H., Townes C.H.** Stark Effect in Rapidly Varying Fields // *Physical Review*. – 1955. – Vol. 100. – No. 2. – Pp. 703–722.
- [4] **Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A., Migus A., Masselink W.T., Morkoc H.** “Dressed Excitons” in a Multiple-Quantum-Well Structure: Evidence for an Optical Stark Effect with Femtosecond Response Time // *Physical Review Letters*. – 1986. – Vol. 56. – No. 25. – Pp. 2748–2751.
- [5] **Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф.** Электрические и магнитные свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной волны // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1969. – Т. 57. – № 1. – С. 107–217.
- [6] **Гореславский С.П., Елесин В.Ф.** Электрические свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной волны // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1969. – Т. 10. – № 10. – С. 491–495.
- [7] **Галицкий В.М., Елесин В.Ф.** Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 192 с.

- [8] **Vu Q. T., Haug H., Mcke O.D., Tritschler T., Wegener M., Khitrova G., Gibbs H.M.** Light Induced Gaps in Semiconductor Band-to-Band Transitions // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92. – No. 21. – Art. 217403.
- [9] **Kibis O.V.** Dissipationless Electron Transport in Photon-Dressed Nanostructures // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 107. – No. 10. – Art. 106802.
- [10] **Kibis O.V.** Persistent current induced by quantum light, *Physical Review B*. – 2012. – Vol. 86. – No. 15. – Art. 155108.
- [11] **Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., Novoselov K.S., and Geim A.K.** The electronic properties of graphene // *Review of Modern Physics*. – 2009. – Vol. 81. – No. 1. – Pp. 109–162.
- [12] **Syzranov S.V., Fistul M.V., and Efetov K.B.** Effect of radiation on transport in graphene // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 78. – No. 4. – Art. 045407.
- [13] **Kibis O.V.** Metal-insulator transition in graphene induced by circularly polarized photons // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81. – No. 16. – Art. 165433.
- [14] **Savel'ev S. E., Alexandrov A.S.** Massless Dirac fermions in a laser field as a counterpart of graphene superlattices // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – No. 3. – Art. 035428.
- [15] **Kibis O.V., Kyriienko O., Shelykh I.A.** Band gap in graphene induced by vacuum fluctuations // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – No. 19. – Art. 195413.
- [16] **Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.** Квантовая электродинамика. – М.: Физматлит, 2006. – 720 с.
- [17] **Jaynes E.T., Cummings F.W.** Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser // *Proc. IEEE*. – 1963. – Vol. 51. – No. 1. – Pp. 89–109.
- [18] **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Квантовая механика, – М.: Физматлит, 2008. – 800 с.
- [19] **Saito R., Dresselhaus G., and Dresselhaus M.S.** Physical Properties of Carbon Nanotubes, London: Imperial College Press, 1998. – 259 p.

INFLUENCE OF STRONG LASER IRRADIATION ON ELECTRONIC PROPERTIES OF GRAPHENE

Kibis O.V.¹, Avetissian H.K.², Mkrtchian G.F.²

¹*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

²*Yerevan State University, Yerevan, Armenia*

It is known that interaction between a crystal structure and a monochromatic electromagnetic field can open energy gaps within electron energy bands of the crystals (dynamic Stark effect) and, therefore, to modify their electronic characteristics. This effect takes also place in such a novel crystal nanostructure as graphene whose unique physical properties are considered by the scientific community as a basis for novel nanoelectronic devices. However, the photon-induced gap opening in graphene was studied earlier only near the Dirac point of the Brillouin zone where the conduction band and the valence band touch each other. The question of an electron energy spectrum at any point of the Brillouin zone of graphene irradiated by a laser is still open. In order to solve this problem, a theoretical analysis of strong electron-photon interaction in graphene has been made. Analytical expressions describing an energy spectrum of electron-photon states at any point of the graphene Brillouin zone have been derived using the strong coupling model. It is shown that the resonance interaction between the laser radiation and electrons results in a band gap opening within the conduction band and the valence band of graphene. The dependence of the gaps on the amplitude and polarization of the laser-generated electromagnetic field has been revealed. The possibility to modify electronic properties of graphene by laser irradiation forms a physical basis for creating novel optoelectronic devices with tunable parameters.

Keywords: graphene; electron-photon interaction; laser radiation; ac Stark effect.

REFERENCES

- [1] **Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G.** *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Chichester, Wiley, 1998, 656 p.
- [2] **Scully M.O., Zubairy M.S.** *Quantum Optics*. Cambridge, University Press, 2001, 630 p.
- [3] **Autler S.H., Townes C.H.** Stark Effect in Rapidly Varying Fields. *Physical Review*, 1955, no. 2, pp. 703–722.

- [4] Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A., Migus A., Masselink W.T., Morkoc H. «Dressed Excitons» in a Multiple-Quantum-Well Structure: Evidence for an Optical Stark Effect with Femtosecond Response Time. *Physical Review Letters*, 1986, no. 25, pp. 2748–2751.
- [5] Galitskii V.M., Goreslavskii S.P., Elesin V.F. Jelektricheskie i magnitnye svojstva poluprovodnika v pole sil'noj jelektromagnitnoj volny [Electric and magnetic properties of a semiconductor in the field of a strong electromagnetic wave]. *Zhurnal jeksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki*, 1970, no. 1, pp. 117–122.
- [6] Goreslavskii S.P., Elesin V.F. Jelektricheskie svojstva poluprovodnika v pole sil'noj jelektromagnitnoj volny [Electric properties of a semiconductor in the field of a strong electromagnetic wave]. *Pis'ma v zhurnal jeksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki*, 1969, no. 10, pp. 316–318.
- [7] Goreslavskii S.P., Elesin V.F. Rezonansnoe vzaimodeistvie elektromagnitnykh poлей s poluprovodnikami [Resonant interaction of electromagnetic fields with semiconductors]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1986, 192 p.
- [8] Vu Q.T., Haug H., Mcke O.D., Tritschler T., Wegener M., Khitrova G., Gibbs H.M. Light Induced Gaps in Semiconductor Band-to-Band Transitions. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 92, no. 21, art. 217403.
- [9] Kibis O.V. Dissipationless Electron Transport in Photon-Dressed Nanostructures. *Physical Review Letters*, 2011, vol. 107, no. 10, art. 106802.
- [10] Kibis O.V. Persistent current induced by quantum light. *Physical Review B*, 2012, vol. 86, no. 15, art. 155108.
- [11] Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., Novoselov K.S., and Geim A.K. The electronic properties of grapheme. *Review of Modern Physics*, 2009, vol. 81, no. 1, pp. 109–162.
- [12] Syzranov S.V., Fistul M.V., and Efetov K.B. Effect of radiation on transport in grapheme. *Physical Review B*, 2008, vol. 78, no. 4, art. 045407.
- [13] Kibis O.V. Metal-insulator transition in graphene induced by circularly polarized photons. *Physical Review B*, 2010, vol. 81, no. 16, art. 165433.
- [14] Savel'ev S.E., Alexandrov A.S. Massless Dirac fermions in a laser field as a counterpart of graphene superlattices. *Physical Review B*, 2011, vol. 84, no. 3, art. 035428.
- [15] Kibis O.V., Kyriienko O., Shelykh I.A. Band gap in graphene induced by vacuum fluctuations. *Physical Review B*, 2011, vol. 84, no. 19, art. 195413.
- [16] Berestetskii V.B., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Quantum electrodynamics. Oxford, Pergamon, 1982, 720 p.
- [17] Jaynes E.T., Cummings F.W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, 1963, vol. 51, no. 1, pp. 89–109.
- [18] Landau L.D., Lifshitz E.M. Quantum mechanics: Non-relativistic theory. Oxford, Pergamon, 1991, 800 p.
- [19] Saito R., Dresselhaus G., and Dresselhaus M.S. Physical Properties of Carbon Nantubes. London, Imperial College Press, 1998, 259 p.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Кибис Олег Васильевич – родился в 1960 году, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник кафедры прикладной и теоретической физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: физика наноструктур, квантовая оптика. Опубликовано 100 научных работ. (Адрес: 630073, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20. Email: oleg.kibis@nstu.ru)

Kibis Oleg Vasil'evich (b. 1960) – Doctor of science (Phys. & Math.), Professor, Researcher-in-Chief of the Department of Applied and Theoretical Physics of the Novosibirsk State Technical University. His research interests are currently focused on physics of nanostructures, quantum optics. He is author of 100 scientific papers. (Address: 20, Karl Marx Av., Novosibirsk, 630073, Russia. Email: oleg.kibis@nstu.ru)



Аветисян Гамлет Кароевич – родился в 1945 году, д-р физ.-мат. наук, профессор, директор Центра физики сильных полей Ереванского государственного университета. Область научных интересов: релятивистская нелинейная электродинамика, нелинейная электродинамика наноструктур, вакуум в сверхсильных лазерных полях, лазер на свободных электронах. Опубликовано 200 научных работ. (Адрес: 0025, Армения, Ереван, ул. Алека Манукяна, 1. Email: avetissian@ysu.am)

Avetissian Gamlet Karoevich (b. 1945) – Doctor of science (Phys.&Math.), Director of the Centre of Strong -Field Physics in Yerevan State University. His research interests are currently focused on relativistic nonlinear electrodynamics, nonlinear electrodynamics of nanostructures, vacuum in superstrong laser fields, free electron laser. He is author of 200 scientific papers. (Address: 1, Alex Manukian St., Yerevan, 0025, Armenia. Email: avetissian@ysu.am)



Мкртчян Гарник Феликсович – родился в 1972 году, д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией квантовой динамики Центра физики сильных полей Ереванского государственного университета. Область научных интересов: квантовая теория взаимодействия света и вещества, нелинейная электродинамика наноструктур, вакуум в сверхсильных лазерных полях. Опубликовано 100 научных работ. (Адрес: 0025, Армения, Ереван, ул. Алека Манукяна, 1. Email: mkrtchian@ysu.am)

Mkrtchian Garnik Feliksovich (b. 1972) – Doctor of science (Phys.&Math.), Head of the Quantum Dynamics Laboratory of the Centre of Strong-Fields Physics in Yerevan State University. His research interests are currently focused on the quantum theory of light-matter interaction, nonlinear electrodynamics of nanostructures, vacuum in superstrong laser fields. He is author of 100 scientific papers. (Address: 1, Alex Manukian St., Yerevan, 0025, Armenia. Email: mkrtchian@ysu.am)

Статья поступила 16 декабря 2013 г.

Received 16 Dec. 2013

To Reference:

Kibis O.V., Avetissian H.K., Mkrtchian G.F. Vliyanie intensivnogo lazernogo izlucheniya na elektronnye svoystva grafena [Influence of strong laser irradiation on electronic properties of graphene]. *Doklady Akademii Nauk Vysshei Shkoly Rossiiskoi Federatsii [Reports of Russian Higher Education Academy of Sciences]*, 2014, no. 1(22), pp. 16–24. (in Russ.).