

Известия НАН Армении, Физика, т.59, №3, с.293–302 (2024)

УДК 538.9

DOI:10.54503/0002-3035-2024-59.3-293

КОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ НАНИЗШИХ УРОВНЕЙ МЕЛКОЙ ПРИМЕСИ В МОНОСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ С ПОМОЩЬЮ МОДУЛИРОВАННЫХ ПО ФАЗЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. П. ДЖОТЯН¹, Г. П. ДЖОТЯН², А. А. АВЕТИСЯН^{1*}

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Научно-исследовательский центр физики имени Вигнера, Будапешт, Венгрия

*e-mail: artakav@ysu.am

(Поступила в редакцию 11 сентября 2024 г.)

На основе вариационного подхода получены энергии основного $1S$ и первых возбужденных состояний $2P$, $2S$ мелкой донорной примеси в монослое графена с открытой энергетической щелью в перпендикулярном магнитном поле. Показано, что энергии низших состояний и расстояние между ними можно перестраивать в области нескольких десятков мэВ, изменяя значение параметра тонкой структуры и величину магнитного поля. На основе полученных результатов рассчитаны дипольные матричные элементы для оптических переходов $1S-2P^+$ и $2S-2P^+$. Далее рассматривается когерентный перенос населенности между двумя метастабильными состояниями $1S$ и $2S$, создаваемый одним частотно-модулированным (chirпированным) лазерным импульсом. Показано, что такой перенос населенности может осуществляться без значительной заселенности возбужденного состояния, если изначально заселенность рассматриваемой квантовой системы была локализована в одном из метастабильных состояний. Дополнительно исследован случай, когда система изначально находилась в суперпозиции двух метастабильных состояний.

1. Введение

Динамика когерентных колебаний населенностей в атомных и молекулярных системах в последние годы стала предметом обширных теоретических и экспериментальных исследований, что обусловлено широким спектром ее потенциальных применений. Когерентное управление квантовыми состояниями является важной основой для реализации многих приложений в различных областях науки и техники, таких как многофотонная ионизация и генерация высоких гармоник, электромагнитно-индукционная прозрачность, и т.д. Когерентное управление квантовыми состояниями включает когерентный перенос населенности между метастабильными состояниями или создание когерентной суперпозиции этих состояний без возбуждения системы и, таким образом, исключает возможность спонтанного распада возбужденных состояний и некогерентности, вызванной этим распадом [1–6].

В последние годы возрос интерес к изучению аналогичных явлений в

графене. Динамика носителей заряда в Ландау-квантованном графене при импульсном лазерном возбуждении исследовалась в работах [7–10]. Хорошо известно, что графен представляет собой монослой графита, в котором атомы углерода упакованы в гексагональную кристаллическую структуру, образованную двумя эквивалентными подрешетками. Безмассовые носители заряда в графене имеют бесщелевой и линейный дираковский спектр [11]. Из-за нулевой запрещенной зоны монослои графена не может быть использован в двухпозиционных устройствах. Для таких целей необходимо создать запрещенную зону между валентной зоной и зоной проводимости в графене. Один из способов открытия щели — помещение монослоя графена на полярную подложку [12–14].

Представляет интерес изучение когерентных явлений между энергетическими уровнями примесных центров в двумерных графеновых системах, где из-за сильного конфайнмента связанные состояния для электрона возникают даже при слабом значении притягивающего примесного потенциала. Кулоновская задача в графене с открытой энергетической щелью рассматривалась в работах [15, 16]. В приближении сильной связи в [17] изучалась энергия связи экситонов, создаваемых электромагнитным полем в графене с открытой энергетической щелью.

Двухслойный графен является перспективным материалом для нелинейных оптических приложений, и в последнее время интенсивно изучаются его нелинейные свойства [18–21]. В частности, в [21] исследовались экситонные эффекты в нелинейном оптическом отклике в графеноподобныхnanoструктурах. В работе [22] показано, что энергию связи примесного электрона в графене можно контролировать, изменяя величину щели и параметр тонкой структуры системы графен-подложка. Было найдено аналитическое выражение для дипольного матричного элемента перехода электрона из основного в первое возбужденное состояние водородоподобной примеси в графене. Приложение магнитного поля, перпендикулярного слою графена, создает дополнительную возможность управления спектром примеси и снимает вырождение кулоновских уровней.

В данной работе с использованием вариационного подхода, часто используемого многими авторами [23–28], исследованы энергии основного $1S$ и первых возбужденных состояний $2P$, $2S$ мелкой донорной примеси в монослое графена с открытой энергетической щелью в перпендикулярном магнитном поле. При расчетах энергий используется модель «смягченного» кулоновского взаимодействия в графене, предложенная в [22]. Аналогичные модели «смягченного» кулоновского потенциала для исследования межслоевых экситонных состояний в двумерных соединениях дихалькогенидов переходных металлов предложены в работе [23].

После определения параметров низкоэнергетических состояний мелкой примеси в графеновой системе и дипольных матричных элементов для оптических переходов между $1S$ и $2P^+$, а также $2S$ и $2P^+$ состояниями в магнитном поле, перейдем к анализу схемы когерентного переноса населенностей между метастабильными состояниями $1S$ и $2S$ примеси без значительного возбуждения системы с помощью фазомодулированного, частотно- chirпированного (FC) лазерного импульса. Такой вид когерентного управления состояниями важен для приложений

в самых разных областях науки и техники. Ниже мы рассмотрим перенос заселенности между двумя метастабильными состояниями $1S$ и $2S$ мелкой примеси в графеновой системе путем применения одиночного чирпированного лазерного импульса в квазирезонансе с разрешенными переходами примеси. Мы рассмотрим два случая начальных условий: когда примесный электрон локализован в одном из метастабильных состояний и когда система изначально находится в суперпозиции двух метастабильных состояний.

2. Теория и математический формализм

2.1. Определение энергий основного $1S$ и первых двух $2P^+, 2S$ возбужденных состояний мелкой донорной примеси в монослоином графене

При наличии асимметрии между двумя подрешетками, приводящей к появлению щели U , гамильтониан для однослойного графена имеет вид:

$$H_0 = \begin{pmatrix} -U/2 & v_F(p_x - ip_y) \\ v_F(p_x + ip_y) & U/2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где скорость Ферми определяется как $v_F = \sqrt{3}\gamma_0 a_0 / 2\hbar \approx 10^6$ м/сек, а параметр сильной связи $\gamma_0 \approx 3.1$ эВ описывает взаимодействие между атомами A и B в одной плоскости, a_0 – постоянная решетки.

В цилиндрических координатах ρ, ϕ, z с осью OZ по направлению приложенного магнитного поля \mathbf{B} , векторный потенциал \mathbf{A} имеет компоненты $A_\phi = B\rho/2$, $A_z = A_r = 0$, и уравнение для спинорной компоненты ϕ для $1S$ и $2S$ состояний в монослое графена с гамильтонианом (1) в присутствии одновалентного примесного центра в перпендикулярном магнитном поле принимает вид

$$\left[\frac{U^2}{4} + (v_F \hat{p})^2 + v_F^2 \frac{m^2 \omega^2 \rho^2}{4} \right] \phi = \left(E + \frac{Ze^2}{\chi \rho} \right)^2 \phi, \quad (2)$$

где масса электрона $m = U/2v_F^2$ определяется величиной щели U , $\omega = eB/mc$ – циклотронная частота, χ – диэлектрическая проницаемость системы графен–подложка, $\chi = (\chi_1 + \chi_2)/2$, где χ_1 и χ_2 – диэлектрические проницаемости сред, окружающих монослой.

Как и в работе [22], в качестве пробных функций основного и возбужденного состояний примесного электрона выберем решения для двумерного квантового гармонического осциллятора. Для основного состояния примесного электрона вариационная функция имеет вид:

$$\phi_{1S} = N \exp(-\lambda \rho^2), \quad (3)$$

где нормировочная константа равна $N = 1/\sqrt{2\pi A}$, $A = \int_0^\infty e^{-2\lambda \rho^2} \rho d\rho = 1/4\lambda$, а вариационный параметр λ находится процедурой минимизации энергии. Для состояния $2S$ выбираем функцию в виде

$$\phi_{2S} = N(1 - \delta \rho^2) \exp(-\lambda \rho^2), \quad (4)$$

где δ – второй вариационный параметр. Как и в работе [22], учтем конечное внеплоскостное расширение волновой функции и введем параметр «толщины» b (около сотых долей a_B^*) в кулоновский потенциал $V_1(\rho) = -4/\rho$: $V_1(\rho) \rightarrow -4/(\rho + b)$ и заменим $V_2(\rho) = -4/\rho^2$ на эффективный потенциал $V_2(\rho) = -4/(\rho + b)^2$.

Полную энергию для наименее состояний находим после процедуры минимизации энергии для различных значений эффективного параметра тонкой структуры, параметра b и магнитного поля. Мы рассматриваем одновалентные примеси, которые обычно используются в графене.

Уравнение для определения энергии $1S$ и $2S$ состояний водородоподобной примеси в графене в присутствии перпендикулярного магнитного поля, в безразмерных единицах энергии $\tilde{E} = E / R^*$ и величины щели $\tilde{U} = U / R^*$ (в эффективных Ридбергах $R^* = me^4/2\chi^2\hbar^2$) и длины (в эффективных боровских радиусах $a_B^* = \hbar^2\chi / me^2$) можно представить в виде:

$$\left(\tilde{E}^2 + \frac{4\tilde{E}}{(\rho + b)} + \frac{4}{(\rho + b)^2} \right) \phi = \left(\frac{\tilde{U}^2}{4} + \frac{4}{\alpha^2} \hat{\mathbf{p}}^2 + \frac{\gamma^2 \rho^2}{\alpha^2} \right) \phi, \quad (5)$$

где $\alpha = e^2 / \chi \hbar v_F \approx 2.2/\chi$ – параметр тонкой структуры монослоя, зависящий от диэлектрической проницаемости χ системы графен–подложка, $\tilde{U} = 4/\alpha^2$, $\gamma = \hbar\omega / 2R^*$.

Для состояния $2P^+$ выбираем пробную функцию в виде:

$$\phi_{2P^+} = N \exp(-\lambda \rho^2) \rho \exp(i\varphi), \quad (6)$$

с нормировочной константой $N = \sqrt{1/\pi A}$, $A = \int_0^\infty e^{-2\lambda\rho^2} \rho^3 d\rho = 1/8\lambda^2$. Уравнение

для энергии состояния $2P^+$ в магнитном поле имеет вид:

$$\left[\frac{U^2}{4} + (\mathbf{v}_F \hat{\mathbf{p}})^2 + \mathbf{v}_F^2 \frac{m^2 \omega^2 \rho^2}{4} \right] \phi_{2P^+} - i m v_F^2 \hbar \omega \frac{\partial \phi_{2P^+}}{\partial \varphi} = \left(E + \frac{e^2}{\chi(\rho + b)} \right)^2 \phi_{2P^+}. \quad (7)$$

В безразмерных единицах уравнение для энергии состояния $2P^+$ ($m = 1$) принимает вид:

$$\left(\tilde{E}^2 + \frac{4\tilde{E}}{(\rho + b)} + \frac{4}{(\rho + b)^2} \right) \phi_{2P^+} = \left(\frac{\tilde{U}^2}{4} + \frac{4}{\alpha^2} \hat{\mathbf{p}}^2 + \frac{\gamma^2 \rho^2}{\alpha^2} + \frac{4\gamma}{\alpha^2} \right) \phi_{2P^+}. \quad (8)$$

Пусть электромагнитная волна распространяется в направлении, перпендикулярном слою графена, а электрическое поле импульса, с вектором круговой поляризации \mathbf{e} , лежит в плоскости графена. Рассмотрим поглощение циркулярно поляризованного света с двумя возможными круговыми поляризациями. Для двух направлений \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y вектора поляризации имеем:

$$(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) \rho = x \pm iy = \rho e^{\pm i\varphi}. \quad (9)$$

Для дипольного матричного элемента перехода электрона с одного из

метастабильных ($1S$, $2S$) состояний на возбужденное состояние P^+ водородоподобной примеси в графене имеем:

$$(\mathbf{e}\mathbf{p})_{s,p} = \langle \psi_s | \mathbf{e}\mathbf{p} | \psi_p \rangle = f_{s,p}. \quad (10)$$

Используя выражения для волновых функций (3), (4) и (6), уравнения (9) и (10), находим дипольные матричные элементы для переходов $1S - 2P^+$ и $2S - 2P^+$ в перпендикулярном магнитном поле

2.2. Когерентный контроль популяций метастабильных состояний

Ниже мы предполагаем, что приложенный частотно чирпированный (FC) лазерный импульс достаточно короток, чтобы пренебречь всеми релаксационными процессами в системе. Это позволяет работать с уравнением Шредингера для амплитуд используемых состояний системы вместо решения основного уравнения для элементов матрицы плотности. Заметим, что это ограничение на длительность FC лазерного импульса может быть снято для случая, когда примесный электрон вначале находится в одном из метастабильных состояний, учитывая результаты взаимодействия с квантовой системой, демонстрирующие незначительное возбуждение системы в течение перемещения населенности между метастабильными состояниями.

Уравнение Шредингера для столбца атомного вектора – состояния

$$\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)^T = a_1 (1 \ 0 \ 0)^T + a_2 (0 \ 1 \ 0)^T + a_3 (0 \ 0 \ 1)^T, \quad (11)$$

имеет следующую форму:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{a} = i \hat{\mathbf{H}} \mathbf{a} \quad (12)$$

где векторы-столбцы $(1 \ 0 \ 0)^T$, $(0 \ 1 \ 0)^T$, и $(0 \ 0 \ 1)^T$ описывают соответственно (исходные) состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$, and $|3\rangle$ (см. рис.1).

Гамильтониан в приближении вращающейся волны имеет вид

$$\hat{\mathbf{H}} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{21} & \varepsilon_{21} + t \frac{d}{dt} \varepsilon_{21} & \Omega_{23} \\ 0 & \Omega_{32} & \omega_R \end{bmatrix}, \quad (13)$$

где $\Omega_{ij} = \Omega_{ij}^* = (1/2\hbar)d_{ij}A(t)$ ($i, j = 1, 2, 3$) — частота Раби, а d_{ij} — дипольный матричный элемент для лазерно-индукционного перехода из состояния $|j\rangle$ в состояние $|i\rangle$. Заметим, что переход между метастабильными состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$ запрещен, а в дипольном приближении разрешены переходы из состояний

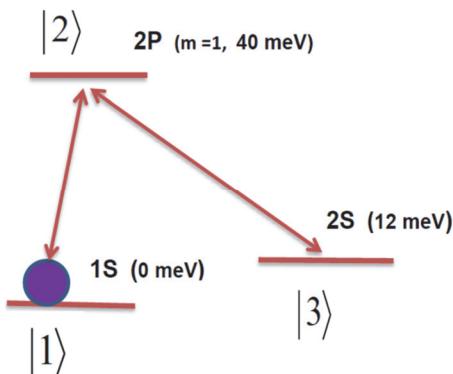


Рис.1. Схема наименее энергетических состояний мелкой примеси в монослое графена в перпендикулярном магнитном поле для $\gamma = 10$ и $\alpha = 0.175$.

$|1\rangle$, $|3\rangle$ в возбужденное состояние $|2\rangle$. Итак, квантовая система на рис.1 имеет Λ -конфигурацию энергетических уровней. $A(t)$ — (реальная) огибающая лазерного импульса $A(t) = A \exp(-t^2 / 2\tau_p^2)$, где τ_p — длительность импульса; $\varepsilon_{21} = \omega_L(t) - \omega_{21}$ и $\varepsilon_{23} = \omega_L(t) - \omega_{23}$ — рассстройки однофотонного резонанса, где $\omega_L(t)$ — зависящая от времени несущая частота лазерного импульса, ω_{21} and ω_{23} — резонансные частоты перехода между соответствующими состояниями. В дальнейшем мы предполагаем линейный по времени чирп несущей частоты лазера: $\omega_L(t) = \omega_{L0} + \beta t$, где ω_{L0} — центральная частота, а β — скорость чирпа. Заметим, что рамановская расстройка $\omega_R = \varepsilon_{21}(t) - \varepsilon_{23}(t) = \omega_{13}$ является здесь не зависящим от времени параметром: $\omega_{13} = (E_1 - E_3) / \hbar$ — интервал угловых частот между двумя основными состояниями атома, с энергиями E_1 и E_3 (см. рис. 1).

3. Результаты и обсуждение

В этом разделе мы представляем результаты по определению и характеристике наименее энергетических состояний мелкой примеси в графене, а также результаты когерентного переноса населения между метастабильными состояниями примеси одиночным чирпированным лазерным импульсом. На рис. 2. показаны зависимости энергий наименее $1S$, $2S$ и $2P^+$ состояний примеси в монослоистом графене в магнитном поле, полученные на основе численных расчетов. Как видно из рис. 2, наименее уровни примесного электрона $1S$, $2S$ и $2P^+$ могут образовывать в магнитном поле схему, аналогичную Λ -атому, исследованному в [4], в которой $1S$ и $2S$ являются двумя метастабильными состояниями.

На рис.3 представлена динамика заселенности уровней примеси под действием одиночного FC лазерного импульса, полученная в результате численного моделирования уравнения Шредингера (12) для случая, когда ширина частотного спектра огибающей лазерного импульса (без чирпа) меньше частотного расстояния между метастабильными состояниями $1S$ и $2S$: $1/\tau_p < \omega_{13}$.

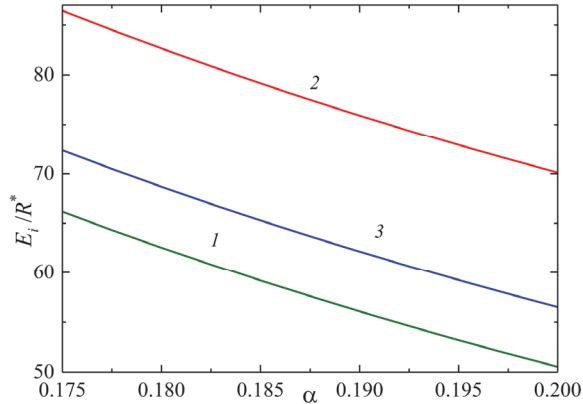


Рис.2. Зависимости энергий $1S$, $2S$ и $2P^+$ состояний в монослоистом графене в зависимости от параметра тонкой структуры в магнитном поле с $\gamma = 2R/\hbar\omega = 10$ ($R^* = 2$ мэВ): кривая 1 – состояние $1S$, кривая 2 – состояние $2P_+$, кривая 3 – состояние $2S$, параметр толщины $b = 0.05$.

Как видно из рис.3, населенность метастабильного состояния $|1\rangle$ переходит в метастабильное состояние $|3\rangle$ без значительного возбуждения системы (незначительное заселение возбужденного состояния $|2\rangle$ показано красным). Важно отметить, что последовательный FC лазерный импульс с противоположным направлением частотного чирпа переводит популяцию из состояния $|3\rangle$ обратно

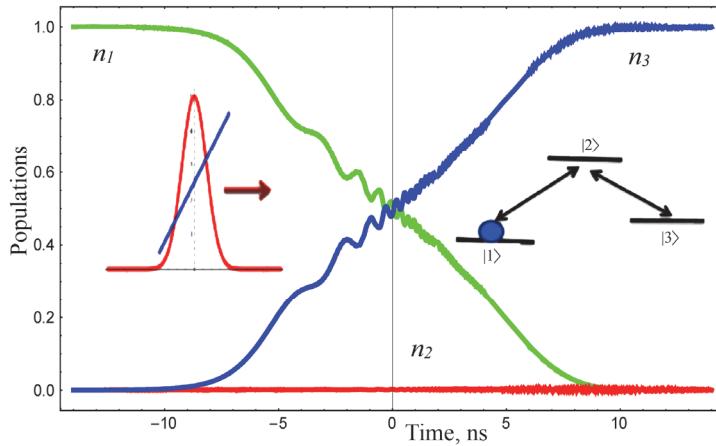


Рис.3. Динамика заселенности квантовых состояний в поле одиночного FC лазерного импульса. Предполагается, что примесный электрон вначале находится в метастабильном состоянии $|1\rangle$, а лазерный импульс чирпируется таким образом, что его частота сглаживается сначала через резонанс с переходом $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, а затем через резонанс с переходом $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Используемые параметры: длительность импульса $\tau_p = 7$ нс, максимальная частота Раби равна 10 ГГц и скорость линейного чирпа β составляет 5 нс/сек. На левой вставке показана схема FC лазерного импульса, на правой- схема квантовой системы.

в состояние $|1\rangle$, см. рис. 4. При рассмотрении выше мы предполагали, что первоначально примесный электрон находился в одном из метастабильных состояний.

На рис. 5 приведены результаты моделирования для случая, когда рассматриваемая квантовая система вначале находилась в состоянии суперпозиции двух метастабильных состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$. Как следует из рис. 5, воздействие на квантовую систему первого FC лазерного импульса приводит к переносу заселенности метастабильного состояния $|1\rangle$ в другое метастабильное состояние $|3\rangle$ и соответствующему переносу населенности метастабильного состояния $|3\rangle$ в возбужденное состояние $|2\rangle$. Последовательный FC лазерный импульс, который должен прийти через период времени, намного меньший, чем времена релаксации системы и иметь направление чирпа, противоположное направлению такового в первом импульсе, выполняет реконструкцию начального распределения населенностей в системе (см. рис. 6).

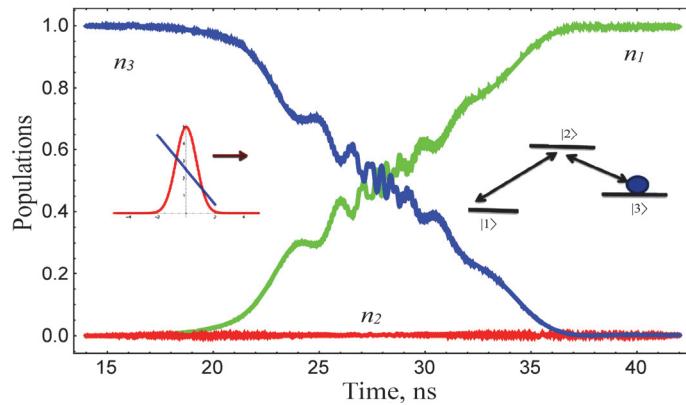


Рис.4. Динамика заселенностей квантовых состояний в поле последовательного FC лазерного импульса. Параметры те же, что на рис. 3, за исключением знака чирпа: $\beta = -5$ нс/сек.

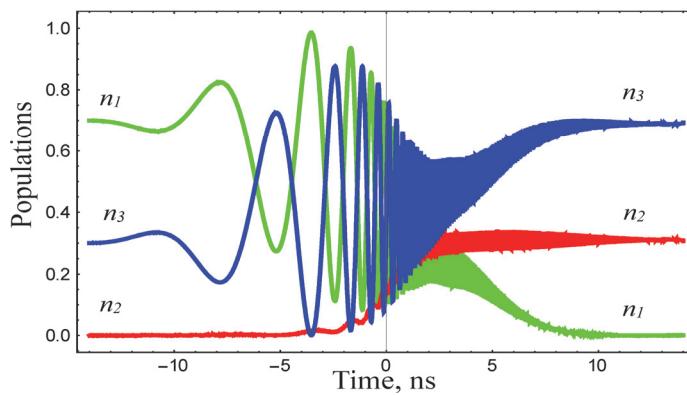


Рис.5. Динамика заселенностей квантовых состояний в поле FC лазерного импульса с начальной суперпозицией метастабильных состояний и с начальными заселенностями $n_1(t \rightarrow -\infty) = 0.7$ и $n_3(t \rightarrow -\infty) = 0.3$. Примененные параметры такие же, как на рис.3.

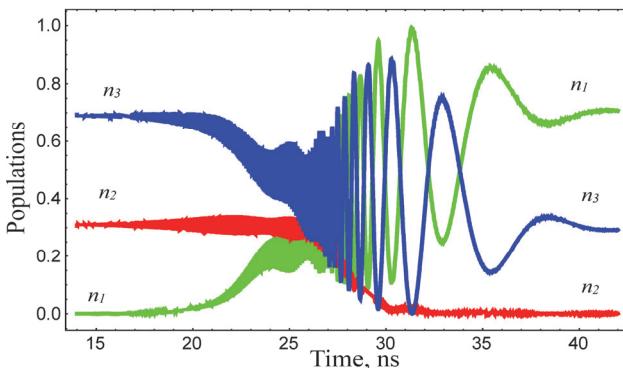


Рис.6. Динамика заселения квантовых состояний в поле последовательного FC лазерного импульса с теми же параметрами, что и на рис. 5, но с противоположным направлением чирпа частоты.

4. Заключение

С использованием вариационного подхода определены энергии основного $1S$ и первых двух возбужденных $2S$ и $2P^+$ состояний мелкой донорной примеси в монослое графена с открытой энергетической щелью в перпендикулярном магнитном поле. Показано, что энергии связи наимизших уровней и расстояние между ними можно регулировать, варьируя ширину щели между валентной зоной и зоной проводимости и параметра тонкой структуры системы графен-подложка. Вырождение между состояниями $2S$ и $2P^+$ было снято приложенным перпендикулярным магнитным полем, что дало возможность получения квантовой системы с Λ -конфигурацией рабочих состояний.

На следующем этапе был рассмотрен когерентный перенос населенности между двумя метастабильными состояниями $1S$ и $2S$ с помощью одиночного чирпированного лазерного импульса без значительной заселенности возбужденного состояния $2P^+$ (в случае первоначального нахождения квантовой системы в одном из метастабильных состояний $1S$). Обратный перенос населенности в исходное состояние осуществляется использованием аналогичного последовательного чирпированного лазерного импульса с противоположным направлением частотного чирпа.

Дополнительно исследован случай, когда система вначале находилась в суперпозиции двух метастабильных состояний, и продемонстрировано восстановление исходного суперпозиционного состояния системы под действием двух последовательных FC лазерных импульсов, имеющих противоположное направление частотного чирпа.

Работа выполнена при поддержке Комитета Науки РА в рамках научно-исследовательского проекта № 21AG-1C048.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore. Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
2. N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, K. Bergmann. Annu. Rev. Phys. Chem. **52**, 763 (2001).
3. T.A. Collins, S.A. Malinovskaya. Opt. Lett. **37**, 2298 (2012).
4. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Z. Sörlei. Phys. Rev. A, **64**, 013408 (2001).

5. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, J. Szigeti. Phys. Rev. A, **70**, 063406 (2004).
6. G.P. Djotyan, J.S. Bakos, G. Demeter, et al., JOSA, **25**, 166, (2008).
7. C. Ding, R. Yu, X. Hao, D. Zhang. Scientific Reports, **8**, 1530 (2018).
8. F. Wendler, E. Malic. Sci. Rep. **5**, 12646 (2015).
9. M. Mittendorff, F. Wendler, E. Malic, A. Knorr, M. Orlita, M. Potemski, C. Berger, W.A. De Heer, H. Schneider, M. Helm, S. Winnerl. Nature Physics, **11**, 75 (2015).
10. F. Wendler, E. Malic. Phys. Rev. B, **93**, 035432 (2016).
11. S.V. Morozov, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Physics-Uspekhi, **51**, 744 (2008).
12. C.R. Dean, A.F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim. Nature Nanotech, **5**, 722 (2010).
13. B. Sachs, T.O. Wehling, M.I. Katsnelson, et al., Phys. Rev. B, **84**, 195414 (2011).
14. 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).
15. T.G. Pedersen, A.-P. Jauho, K. Pedersen. Phys. Rev. B, **79**, 113406 (2009).
16. V.M. Kuleshov, V.D. Mur, N.B. Narozhny, Y.E. Lozovik. JETP Letters, **101**, 264 (2015).
17. A.A. Avetisyan, A.P. Djotyan, K. Moulopoulos. Physics Atomic Nuclei, **80**, 307 (2017).
18. H. Avetissian, G. Mkrtchian, K. Batrakov, S. Maksimenko, A. Hoffmann. Phys. Rev. B, **88**, 165411 (2013).
19. F. Yang, X. Xu, R.-B. Liu. New J. Physics, **16**, 043014 (2014).
20. R. McGouran, M.M. Dignam. Phys. Rev. B, **96**, 045439 (2017).
21. H.K Avetissian, S.S Israelyan, H.H Matevosyan, G.F. Mkrtchian. Phys. Rev. B, **105**, 063504 (2022).
22. А.П. Джотян, А.А. Аветисян. Известия НАН Армении, Физика, **59**, 166, (2024).
23. M.F. Martins Quintela, N.M. Peres. The European Physical Journal B, **93**, 1 (2020).
24. M.A. Semina. Phys. Sol. Stat., **61**, 2218 (2019).
25. J. Planelles. Theor. Chem. Accounts, **136**, 81 (2017).
26. M. Van der Donck, F.M. Peeters. Ph.D. thesis, Universiteit Antwerpen, 2019.
27. T.G. Pedersen. Phys. Rev. B, **94**, 125424 (2016).
28. N. Lundt, E. Cherotchenko, O. Iff, X. Fan, Y. Shen, P. Bigenwald, A.V. Kavokin, S. Höfling, C. Schneider. Appl. Phys. Lett., **112**, 031107 (2018).

COHERENT CONTROL OF LOWEST STATES OF A SHALLOW IMPURITY IN GRAPHENE MONOLAYER BY PHASE MODULATED LASER PULSES

A.P. DJOTYAN, G.P. DJOTYAN, A.A. AVETISYAN

The energies of the ground $1S$ and first excited states $2P$, $2S$ of a shallow donor impurity in graphene monolayer with opened energy gap in a perpendicular magnetic field are obtained using a variational approach. It is shown that the energies of the lowest states and distance between them can be tuned in the region of few ten meV by changing the value of the fine structure parameter and magnitude of the magnetic field. A model of a soft Coulomb interaction is suggested. Based on the results obtained, the dipole matrix elements for optical transitions $1S - 2P^+$ and $2S - 2P^+$ are calculated. In the next step, coherent population transfer between the two metastable states $1S$ and $2S$ produced by a single frequency modulated (chirped) laser pulse is considered. It is demonstrated that such population transfer may be performed without considerable population of the excited state $2P^+$ if initially population of the quantum system under consideration is localized in one of the metastable states. Additionally, the case when the system is in superposition of two metastable states initially is investigated.