Взаимообратимое плазмонное переключение в графеновом нанорезонаторе, нагруженном оболочечной квантовой точкой

М.Ю.Губин, А.В.Шестериков, А.В.Прохоров, В.С.Волков

Рассмотрена модель полностью плазмонного переключателя на основе графенового волновода, интегрированного с нагруженным квантовой точкой штыревым нанорезонатором. С использованием численного моделирования полного поля показано, что последовательные включения/выключения управляющей поверхностной плазмон-поляритонной волны на входе волновода приводят к изменению фазы сигнальной плазмон-поляритонной волны в нанорезонаторе на π. Это вызывает двусторонние переключения режима работы устройства – от почти полной блокировки до устойчивого пропускания сигнальной плазмон-поляритонной волны через волновод. Данный эффект реализуется при скоростях ~0.5 ТГц для электромагнитных волн ИК диапазона, локализованных в устройстве с размером области переключения 40×20 нм.

Ключевые слова: *графеновый волновод, нанорезонатор, квантовая точка, полностью плазмонное переключение.*

1. Введение

Достижения современных графеновых технологий [1–3] и квантовой наноплазмоники [4, 5] позволяют надеяться на практическое воплощение принципиально новых устройств обработки информации на базе транзисторов, функционирующих на терагерцевых частотах и имеющих размер в несколько нанометров. Такие устройства могут быть основаны на усовершенствованных методах управления поверхностными плазмон-поляритонами (ППП) [6–8] в двумерных средах и гибридных системах с высокоподвижными электронами и сверхбыстрыми нелинейностями [9–12]. Для их производства могут использоваться графеновые материалы, нагруженные полупроводниковыми наноструктурами, в том числе полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) [13, 14]. Наиболее простыми являются системы, в которых КТ находятся на таком удалении от двумерного материала, при котором структура электронных уровней системы не подвержена гибридизации.

Эффективное взаимодействие КТ и поверхностной волны (КТ–ППП-взаимодействие) в данных системах достигается при выполнении условия сильной связи [15, 16]. Это означает, что константа КТ–ППП- связи превышает характерные время рассеяния электронов в графене [17] и время изменения скорости спонтанной релаксации в системе [16, 17], в результате чего появляется возможность эффективно управлять амплитудно-фазовыми характеристиками ППП путем изменения поляризации КТ. Вместе с тем, даже при выполнении условия сильной связи и достижении «узких» резонансов для ППП [18], открытым остается вопрос об обратимости и влиянии эффекта памяти (rewritable memory effect) на функциональность подобных устройств [19].

В настоящей работе представлены результаты исследования взаимодействия полупроводниковой оболочечной КТ и ППП-мод, локализованных на поверхности двухслойного графена. Определены два устойчивых состояния поляризации КТ при ее взаимодействии с двумя ППП (сигнал/накачка) при использовании лестничной схемы межуровневых переходов в КТ, которая помещена в графеновый штыревой нанорезонатор. Показано, что включение (выключение) ППП накачки приводит к изменению населенностей уровней, а также нелинейных поляризаций КТ и, как следствие, к возможности управления нелинейным фазовым набегом для сигнального ППП. В частности, при изменении фазы сигнального ППП на π, индуцированном ППП накачки, возможна реализация взаимообратимых переходов от конструктивной интерференции в штыревом нанорезонаторе к деструктивной. Характерная частота таких переключений составляет ~0.5 ТГц для нанорезонатора размером 40×20 нм. Обсуждаемые эффекты могут быть использованы для реализации сверхбыстрых плазмонных транзисторов и при проектировании сенсоров и датчиков с «мгновенным» откликом на их основе.

2. Математическая модель распространения ППП через графеновый волновод, интегрированный со штыревым нанорезонатором

Рассмотрим модель графенового волновода и связанного с ним штыревого нанорезонатора, содержащего оболочечную КТ (рис.1). В отсутствие резонатора постоянная распространения β для локализованных на двух графеновых листах ППП подчиняется дисперсионному уравнению [3]

М.Ю.Губин, А.В.Шестериков, А.В.Прохоров. Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г.Столетовых, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: av_pr_vl_33@mail.ru
В.С.Волков. Центр фотоники и двумерных материалов Московского физико-технического института, Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 27 мая 2020 г.

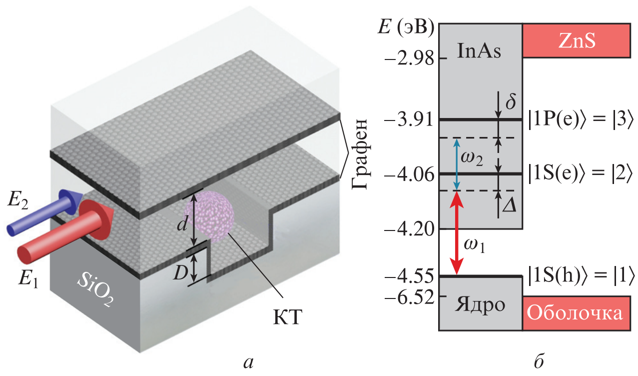

Рис.1. Модель штыревого нанорезонатора на основе двух структурированных графеновых листов и оболочечной КТ, помещенных в диэлектрик (*а*), и схема взаимодействия лестничного типа ППП и оболочечной InAs/ZnS-КТ с радиусом a_{QD} = 9.9 нм; рабочие энергетические уровни в КТ расположены в валентной зоне ($E_{|1\rangle}$ = −4.55 эВ) и в зоне проводимости ($E_{|2\rangle}$ = −4.063 эВ и $E_{|3\rangle}$ = −3.908 эВ) (*б*). Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

$$-k_{\rm h}[\pm\exp(-k_{\rm h}d) - 1] = 2{\rm i}k_0 c\varepsilon_{\rm d}\varepsilon_0/\sigma_{\rm g}, \qquad (1)$$

где $k_{\rm h} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2}$; c – скорость света; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; ε_0 – диэлектрическая постоянная; $\varepsilon_{\rm d}$ – диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика между листами графена с расстоянием d между ними. Общая проводимость графена $\sigma_{\rm g} = \sigma_{\rm inter} + \sigma_{\rm intra}$ задается формулой Кубо и состоит из внутризонной проводимости

$$\sigma_{\rm intra} = {\rm i}\frac{8\sigma_0 kT/h}{\omega + {\rm i}/\tau}\Big\{\frac{\mu_{\rm c}}{kT} + 2\ln\Big[\exp\Big(-\frac{\mu_{\rm c}}{kT}\Big) + 1\Big]\Big\}$$

и межзонной проводимости

$$\sigma_{\rm inter} = {\rm i}\frac{\sigma_0}{\pi}\ln\Big[\frac{2|\mu_{\rm c}| - (\omega + {\rm i}/\tau)\hbar}{2|\mu_{\rm c}| + (\omega + {\rm i}/\tau)\hbar}\Big],$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; $\mu_{\rm c}$ – химический потенциал; $1/\tau$ – скорость рассеяния; $\sigma_0 = \pi e^2/(2h)$; e – заряд электрона.

Для моделирования работы устройства мы выбираем эффективную толщину графена $\Delta_{\rm g}$ = 2 нм (что соответствует шагу дискретизации в методе конечных разностей во временной области (FDTD) [20] и существенно отличается от истинной толщины графенового листа, равной ~0.33 нм); другие параметры таковы: $\mu_{\rm c}$ = 0.6 эВ, τ = 0.9 пс, $\varepsilon_{\rm d}$ = 2.022, длина волны сигнального поля λ_2 = 8.04 мкм, длина волны накачки λ_1 = 2.56 мкм. При выбранных параметрах внутризонная проводимость превышает межзонную для поля накачки и доминирует над ней для сигнального поля (рис.2). Вместе с тем для учета вклада межзонной проводимости при проведении основанного на методе FDTD моделирования требуется ее аппроксимация формулой Паде:

$$\bar{\sigma}_{\rm inter} = \frac{a_0 + a_1({\rm i}\omega) + a_2({\rm i}\omega)^2}{1 + b_1({\rm i}\omega) + b_2({\rm i}\omega)^2}, \qquad (2)$$

коэффициенты в которой определяются путем подгонки через реперные частоты $\omega_{\rm p1}, \omega_{\rm p2}$ и $\omega_{\rm p3}$ [21]. В результате такой аппроксимации вблизи λ_2 были получены коэффициенты $a_0 = 2.346\times10^{-8}$, $a_1 = -2.112\times10^{-20}$, $a_2 = 9.589\times10^{-39}$, $b_1 = -6.745\times10^{-19}$, $b_2 = 1.007\times10^{-31}$ по трем реперным длинам волн – $\lambda_{\rm p1}$ = 7.2 мкм, $\lambda_{\rm p2}$ = 8.2 мкм и $\lambda_{\rm p3}$ = 9.2 мкм (рис.2,*а*).

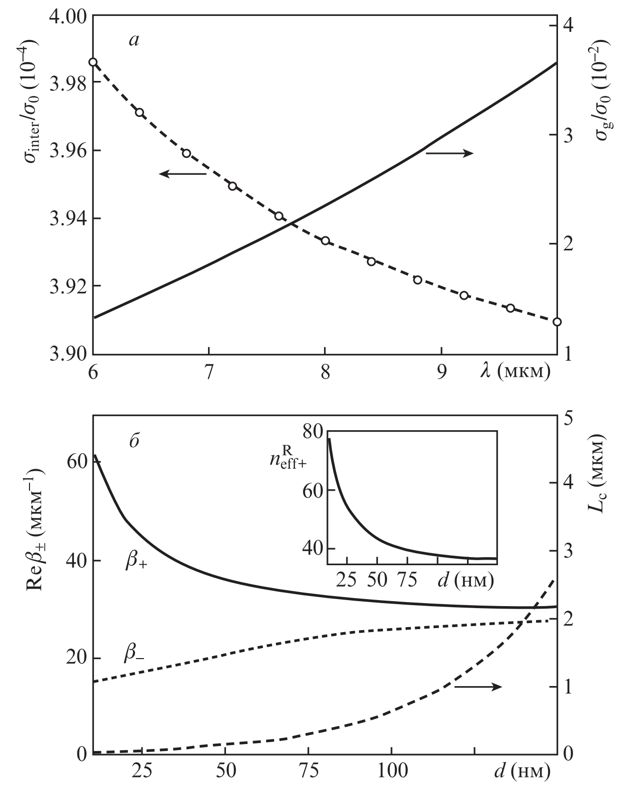

Рис.2. Частотные зависимости общей ($\sigma_{\rm g}$) и межзонной ($\sigma_{\rm inter}$) проводимостей с нанесенными на них результатами аппроксимации формулой Паде (кружки) (*а*), а также зависимости постоянных распространения $\beta_\pm$ и длины взаимодействия $L_{\rm c} = 2\pi/(2\sqrt{2}\,|\beta_- - \beta_+|)$ для сигнального ППП от расстояния между листами графена d (*б*). На вставке – зависимость эффективного показателя преломления от расстояния d.

Для оценки типа связи ППП с двухслойным графеном используется параметр

$$\xi = {\rm Re}\Big(\frac{\sigma_{\rm g}}{{\rm i}c\varepsilon_0\varepsilon_{\rm d}k_0}\Big).$$

Случай $d > \xi$ соответствует слабой связи ППП с графеном, при которой дисперсионные кривые для двухслойного графена имеют гиперболическую форму и практически совпадают с дисперсионными кривыми для однослойного графена. Напротив, случай $d < \xi$ отвечает сильной ППП–графен-связи, для которой дисперсионные кривые существенно отличаются от своих аналогов для монослоя графена [22]. Чтобы обеспечить сильную связь ППП с графеном для сигнального поля с λ_2, выберем d = 20 нм и с учетом того, что для используемого графена ξ = 71 нм, получим очень хорошую локализацию плазмон-поляритонной моды на характерной длине волны $\lambda_{\rm SPP+}$ = 135.5 нм. Отметим, что уравнение (1) имеет два решения, β_+ и β_- (рис.2,*б*), соответствующие симметричной и антисимметричной модам [22], но мы будем рассматривать исключительно β_+, поскольку в данном случае электромагнитное поле очень хорошо локализуется в зазоре между графеновыми листами. Это потребуется в дальнейшем для обеспечения сильной связи, но уже между ППП и КТ, помещенной в зазор между листами. Тогда, определив

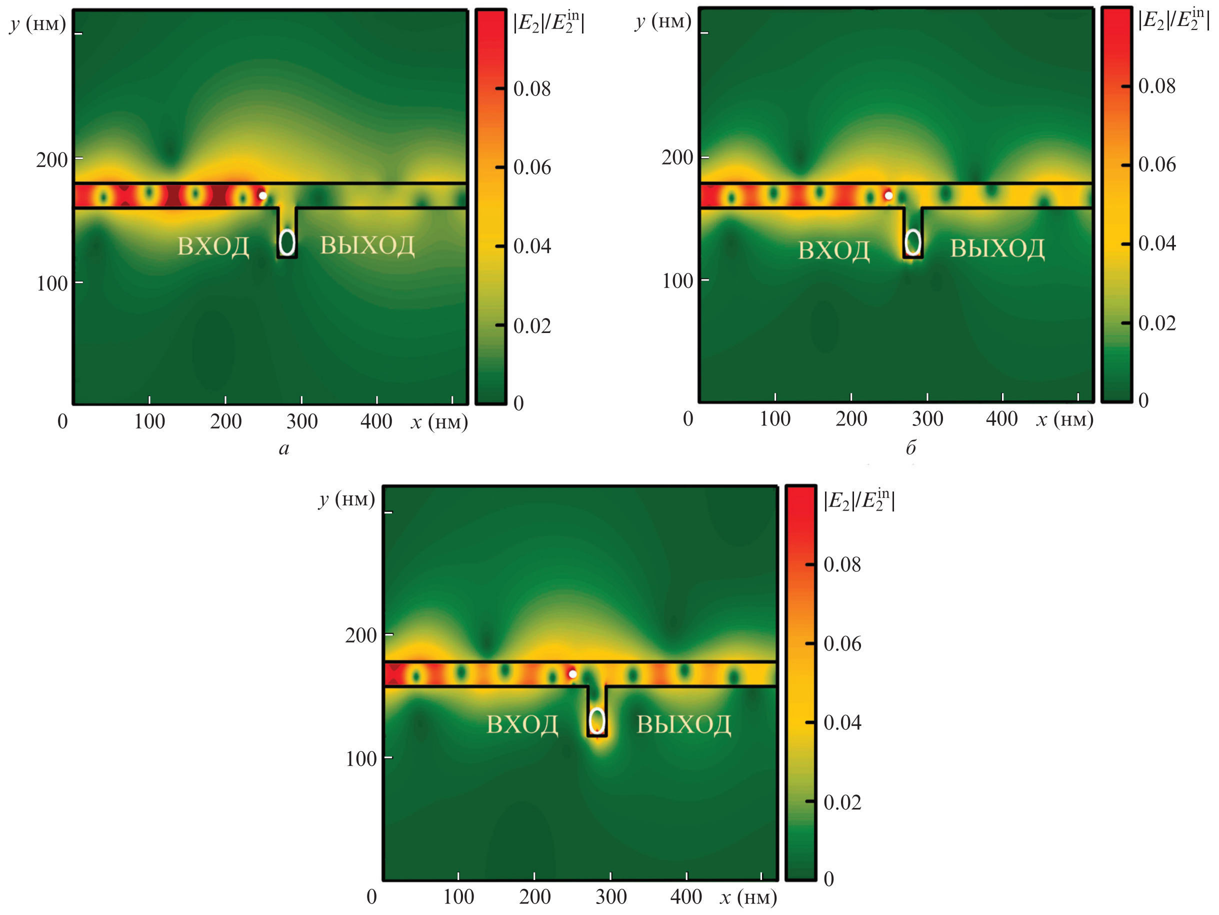

Рис.3. Контурные пространственные зависимости распределения результирующей электрической компоненты поля $(E_{2x}^2 + E_{2y}^2)^{1/2}$ для сигнального ППП в моменты времени $t = 5$ пс (при включенной накачке) (*а*), 12 пс (в момент изменения режима пропускания) (*б*) и 15 пс (при выключенной накачке) (*в*). Белая точка между листами графена – место расположения источника поля (магнитный диполь), белый кружок внутри резонатора – место расположения КТ. Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

эффективный показатель преломления графенового волновода в виде $n_{\mathrm{eff}\pm} = n^{\mathrm{R}}_{\mathrm{eff}\pm} + \mathrm{i}n^{\mathrm{I}}_{\mathrm{eff}\pm} = \beta_\pm/k_0$, можно оценить для ППП как длину волны $\lambda_{\mathrm{SPP}+} = 2\pi/\mathrm{Re}\beta_+$, так и ее характерную длину распространения $\bar{L}_{\mathrm{SPP}+} = \lambda_0/(4\pi\,\mathrm{Im}\,n_{\mathrm{eff}+})$ по состоящему из двух параллельных листов графена волноводу. В частности, параметр $\bar{L}_{\mathrm{SPP}+}$ составит 3.7 мкм для сигнального ППП.

Рассматриваемые далее штыревые резонаторы обычно используются для фильтрации электромагнитного сигнала на фиксированных длинах волн [23]. В настоящей работе предлагается внедрить в такой резонатор активный центр (КТ или квантовую яму, молекулу красителя и другие хромофоры), с помощью которого можно эффективно управлять величиной фазового сдвига сигнального поля, взаимодействующего с данным центром. Достичь этого можно изменением поляризаций соответствующих межуровневых переходов центра при воздействии на него дополнительного поля накачки, что может быть описано с использованием формализма матрицы плотности и на основе анализа устойчивости нелинейных систем [24].

Для начала мы выберем длину выступа D штыревого резонатора таким образом, чтобы сигнальное поле было настроено на максимум интерференции и не задерживалось резонатором. Это возможно, если «плазмонный» путь сигнального ППП в резонаторе $\Delta S = (2D + d)n^{\mathrm{R}}_{\mathrm{eff}+}$ будет равен целому числу длин волн, т.е. $l\lambda_0$, где $l = 0, 1, 2, \ldots$. Тогда, выбрав $l = 1$, мы получим $D = 40$ нм (ширина резонатора составляет 24 нм), и сигнальное поле будет беспрепятственно распространяться через область волновода, содержащего нанорезонатор (рис.3,*в*).

3. Взаимообратимые переключения коэффициента пропускания сигнальной ППП-моды через графеновый волновод, интегрированный с нагруженным КТ нанорезонатором

Мы полагаем, что в нанорезонаторе, нагруженном оболочечной InAs/ZnS-КТ, реализуется С-схема плазмон-экситонного взаимодействия лестничного типа с двумя ППП-модами (см. рис.1,*б*). Управляющее поле накачки E_1 (определяемое совокупностью компонент, т.е. $E_1^2 = E_{1x}^2 + E_{1y}^2$) настроено на межзонный переход 1S(h) → 1S(e), а сигнальное поле E_2 – на внутризонный переход 1S(e) → 1P(e). Резонансные частоты соответствующих переходов могут быть получены в виде (см. рис.1)

$$\omega_{12} = \frac{eE_{\mathrm{g}}}{\hbar} + \frac{2\hbar k_{1;0}}{D_{\mathrm{QD}}^2}\left(\frac{1}{m_{\mathrm{e}}} + \frac{1}{m_{\mathrm{h}}}\right), \tag{3а}$$

$$\omega_{23} = \frac{2\hbar}{D_{\mathrm{QD}}^2 m_{\mathrm{e}}}(k_{1;1}^2 + k_{1;0}^2), \tag{3б}$$

где $E_g = 0.35$ эВ – ширина запрещенной зоны; $m_e = 0.026m_0$ и $m_h = 0.41m_0$ – эффективные массы электрона и дырки в InAs соответственно; m_0 – масса свободного электрона; $k_{1;1} = 4.439$ и $k_{1;0} = \pi$ – корни функции Бесселя. Согласно выражению (3б), для реализации резонансных взаимодействий с сигнальной ППП-модой на длине волны $\lambda_2 = 8.04$ мкм радиус КТ $a_{QD} = D_{QD}/2$ должен составить 9.9 нм. Тогда длина волны накачки $\lambda_1 = 2.56$ мкм будет точно настроена на межзонный резонанс в соответствии с выражением (3а) и условием $\omega_{12} = \omega_1$.

Проведенное численное моделирование демонстрирует быстрое затухание ППП накачки в условиях слабой связи ($\xi = 6$ нм) для электромагнитного поля на длине волны λ_1 в графеновом волноводе. Однако даже в этом случае интенсивность ППП накачки оказывается достаточной для создания индуцированной поляризации на переходе 1S(h) → 1S(e) в КТ.

Дипольный момент внутризонного перехода в КТ приближенно можно оценить как $\mu_{32} = 0.433ea_{QD}\Lambda$, где $\Lambda = 3\varepsilon_{ZnS}/(2\varepsilon_{ZnS} + \varepsilon_{InAs})$, $\varepsilon_{InAs} = 12.3$ – диэлектрическая проницаемость сердцевины КТ, $\varepsilon_{ZnS} = 8.3$ – диэлектрическая проницаемость оболочки. В то же время дипольный момент межзонного перехода может быть найден из выражения

$$\mu_{21}^2 = \frac{e^2}{6m_0\omega_1^2}\left(\frac{m_0}{m_e} - 1\right)\frac{E_g e(E_g + \Delta_s)}{E_g + 2\Delta_s/3},$$

где $\Delta_s = 0.43$ эВ – энергия спин-орбитального расщепления для InAs. Расчетные значения параметров для рассматриваемой InAs/ZnS-КТ таковы: $\mu_{32} = 5.9\times10^{-28}$ Кл·м и $\mu_{21} = 14.9\times10^{-29}$ Кл·м.

В отсутствие поля E_1 уровень 1S(e) не заполнен, поэтому стационарными решениями для матричных элементов переходов в КТ являются их нулевые значения, т.е. $\bar{\rho}_{21} = \bar{\rho}_{32} = 0$. В такой ситуации сигнальное поле свободно распространяется через область, содержащую нанорезонатор (рис.3,*в*). Мгновенное включение поля E_1 приводит к росту осциллирующей поляризации на переходе 1S(e) → 1P(e). В процессе последующей эволюции система стабилизируется при новых стационарных решениях для поляризации (см. Приложение):

$$\bar{\rho}_{32} = -\frac{\mathrm{i}\Omega_2\left(\Omega_1^2 n_{21} + D_1 D_2 n_{32} + \Omega_2^2 n_{32}\right)}{\Omega_1^2 D_1 + D_1 D_2 \Gamma_{32} + \Omega_2^2 \Gamma_{32}},$$
$$\bar{\rho}_{21} = -\frac{\mathrm{i}\Omega_1\left(\Omega_1^2 n_{21} + \Omega_2^2 n_{32} + D_2 n_{21} \Gamma_{32}\right)}{\Omega_1^2 D_1 + D_1 D_2 \Gamma_{32} + \Omega_2^2 \Gamma_{32}}, \qquad (4)$$

где $\Omega_1 = g_1 B$ и $\Omega_2 = g_2 a$ – частоты Раби ППП накачки и сигнальной ППП-моды; B и a – амплитуды соответствующих ППП; $D_1 = \mathrm{i}\Delta + \gamma_{21}$; $D_2 = \mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}$; $\Gamma_{32} = \mathrm{i}(\delta - \Delta) + \gamma_{21} + \gamma_{32} + \gamma_{31}$; $\bar{n}_{21} = \bar{\rho}_{22} - \bar{\rho}_{11}$; $\bar{n}_{32} = \bar{\rho}_{33} - \bar{\rho}_{22}$; $\bar{\rho}_{11}$, $\bar{\rho}_{22}$ и $\bar{\rho}_{33}$ – стационарные решения для населенностей уровней. Следует отметить, что при субволновом расстоянии между КТ и графеном релаксационные параметры существенно изменяются [16, 25–27]. Величину этого изменения можно определить либо точно для упрощенного случая, когда хромофор находится вблизи плоского проводящего слоя [26], либо в рамках приближенного расчета локальной плотности оптических/плазмонных состояний (local density of optical states, LDOS [28]) на основе имеющегося распределения поля в нанорезонаторе. Здесь мы использовали первый подход и получили оценку релаксационных параметров: $\gamma_{32(31)} = 1.43\times10^{12}$ с$^{-1}$ и $\gamma_{21} = 5\times10^{11}$ с$^{-1}$ [18]. На самом деле задача точного расчета скорости спонтанной релаксации неточечного излучателя в резонаторе сложной формы представляет собой фундаментальную задачу, требует уточнения и имеет нетривиальные решения даже для простых геометрий [27].

Для изучения динамики связанной системы ППП–КТ мы применяем комбинированный подход [29] на основе численного решения системы дифференциальных уравнений для матрицы плотности (П2) и численного моделирования электромагнитного поля методом FDTD [20]. В рамках такого подхода мы полагаем, что параметр плазмон-экситонной связи

$$g_{1(2)}(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\frac{\omega_{1(2)}}{\hbar\varepsilon_0 V_{\mathrm{eff}\,1(2)}}}\,\varkappa_{1(2)}(\boldsymbol{r})\mu_{21(32)},$$

где коэффициент $\varkappa_{1(2)}(\boldsymbol{r}) = E_{1(2)}(\boldsymbol{r})/E_{1(2)}^{\max}$ задает распределение поля в точке нахождения КТ с координатой $\boldsymbol{r}$, а $V_{\mathrm{eff}\,1(2)} = \lambda^3_{\mathrm{SPP+}\,1(2)}$ соответствует эффективному объему моды. Определяя значения данных параметров непосредственно из результатов моделирования поля в резонаторе, получаем $g_1 = 6.575\times10^{11}$ с$^{-1}$ и $g_2 = 1.472\times10^{12}$ с$^{-1}$.

Принцип переключения (рис.3) основан на управлении фазовым сдвигом сигнальной ППП-моды в резонаторе путем управления значениями поляризаций (4) с помощью поля накачки. Такой фазовый набег может быть рассчитан по формуле $\Delta\phi = (2\pi/\lambda_2)\, n^{\mathrm{R}}_{\mathrm{QD}} D_{\mathrm{QD}}$, где эффективный показатель преломления КТ имеет вид $n_{QD} \approx \chi_{QD}/2$ и выражен через ее восприимчивость $\chi_{QD} = [N\mu_{32}/(\varepsilon_0 E_2)] \times\bar{\rho}_{32}$ (N – концентрация носителей заряда). Отсюда диэлектрическая проницаемость КТ, наведенная внешним полем, может быть представлена как $\varepsilon_{QD} = 1 + \chi_{QD}$. Для случая $a = 1$ и $B = 10$ получим, что требуемый для перехода от конструктивной интерференции к деструктивной фазовый сдвиг $\Delta\phi = \pi$ можно реализовать при частотных отстройках $\Delta_m = -6.156\times10^{12}$ с$^{-1}$ и $\delta_m = 1.697\times10^{13}$ с$^{-1}$ (при этом $\mathrm{Re}\bar{\rho}_{32} = 0.0318$, $\mathrm{Im}\bar{\rho}_{32} = 0.0065$).

Для тестирования работы устройства мы используем стробирование нанорезонатора полем накачки на частоте $2\pi/\tau_d$ при включенном сигнальном поле. Амплитуда поля накачки при этом меняется скачком от нуля до $E_1^{\max}$ и обратно в моменты времени $t = m\tau_d$ ($\tau_d = 10$ пс, $m = 0, 1, \ldots$), приводя к осцилляциям диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{\mathrm{R}}_{\mathrm{QD}}$ квантовой точки (рис.4,*б*).

Численное моделирование электромагнитного поля осуществлялось с учетом изменяющегося вслед за поляризациями фазового набега для сигнальной ППП-моды в резонаторе. В качестве численного критерия прохождения сигнального ППП через волновод был выбран коэффициент пропускания, определяемый как отношение интегральных интенсивностей поля E_2 с различных сторон от нанорезонатора, т.е. $K_{tr} = (S_{tr}/S_{total})\times100\%$, где S_{total} – интегральная интенсивность поля внутри волновода, включая полость резонатора, а S_{tr} – интегральная интенсивность поля справа от середины резонатора, но в пределах волновода. Так, при $E_1 = 0$ коффициент пропускания K_{tr} составляет 33.3%, уменьшаясь до 7.6% при $E_1 = E_1^{\max}$ (рис.4). Важной особенностью представленной схемы является достижение «узких» плазмонных резонансов в штыревом нанорезонаторе, обеспечивающих высокий коэффициент пропускания сигнального поля при выключенном поле накачки. Включение поля накачки приводит

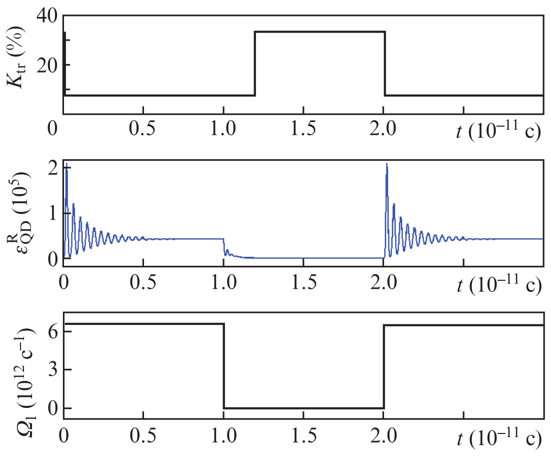

Рис.4. Временные зависимости коэффициента пропускания K_{tr} сигнального поля через графеновый волновод, интегрированный со штыревым резонатором (*а*), диэлектрической проницаемости КТ (*б*) и частоты Раби Ω_1 (*в*).

к продолжительным осцилляциям диэлектрической проницаемости КТ. Вместе с тем коэффициент пропускания снижается до минимального значения почти «мгновенно», что связано с нарушением условий резонанса даже при малых изменениях ε_{QD}^{R} (рис.4). Обратный переход системы при выключении поля накачки осуществляется за время $\tau_{sw} = 2$ пс, обеспечивающее скорость переключения 0.5 ТГц.

4. Возможности технической реализации полностью плазмонных переключателей с КТ

Вопросы проектирования и производства полностью плазмонных переключателей требуют отдельного рассмотрения. Создание подобных устройств возможно с учетом уже имеющихся современных технологий, но при использовании комбинации сразу нескольких различных экспериментальных методик. В частности, основой для производства устройств могут служить диэлектрические подложки, изготовленные из кварцевого стекла SiO_2 или оксида алюминия Al_2O_3, на поверхности которых выгравированы углубления нужного размера и формы [30]. Осаждение слоя графена на поверхность такого структурированного диэлектрика может быть реализовано с помощью плазмохимического осаждения (plasma-enhanced chemical vapor deposition, PECVD [31]). В этом случае осаждение графена происходит при соединении двух прекурсоров, в качестве которых используются водород и метан при давлении 10 мТор и температуре 500–900 °C. Однако вопрос стабильности толщины слоя графена при покрытии им таких объемных элементов, как штыревой нанорезонатор, требует экспериментального изучения, аналогичного выполненному в [32] для диэлектрических полосок. Вопросы модификации графена [33], в том числе производство допированного графена с измененными химическим потенциалом и скоростью рассеяния электронов, также представляют собой отдельную задачу.

Следующий этап связан с загрузкой КТ в нанорезонатор, что может быть выполнено путем применения техники микро- и наноманипулирования с использованием иглы атомно-силового микроскопа [34]. Упрощенная технология заключается в нанесении слоя КТ на поверхность графена при их последующем механическом удалении с поверхности таким образом, чтобы оставить в нанорезонаторе осевшие единичные КТ.

Покрытие слоя графена диэлектриком является наиболее сложным этапом, поскольку требует применения низкотемпературных методов для сохранения целостности графенового слоя. В частности, с помощью техники атомно-слоевого осаждения (atomic layer deposition, ALD [35]) с такими прекурсорами, как $AlCl_3$ и H_2O, осаждение Al_2O_3 может осуществляться при температуре 200–400 °C. Использование триметиламина и воды позволяет снизить температуру осаждения графена до 125 °C [36] и до 100 °C [37]. Следует отметить, что качество адгезии материалов существенно зависит от состояния поверхности графена с учетом его изначально гидрофобной природы. Для решения данной проблемы применяют методы функционализации поверхности графена, в частности нанесение тонкого, толщиной 1–2 нм, слоя Al на поверхность графена [38], который полностью окисляется при атомно-слоевом осаждении. Это определяет качественную границу графен–диэлектрик без ухудшения подвижности электронов в графене. Последующие этапы – нанесение второго слоя графена для создания структуры волновода и его заращивание диэлектриком – требуют поочередного использования методов PECVD и ALD. В отсутствие доступа к ALD технологическая цепочка может быть перестроена на применение метода электронно-лучевого испарения для осаждения диэлектрика на графен [39]. Однако его использование требует жестко заданной геометрии расположения источника и образца (образец находится вверху камеры), которая может быть неприемлема для рассматриваемого устройства нанорезонатор + КТ.

Остановимся на деталях создания и применения эффективного ближнеполевого источника ППП для исследуемой системы. В экспериментальных условиях имеющиеся источники ближнего поля представлены, в основном, устройствами ближнеполевой микроскопии (ближнеполевой сканирующий микроскоп, БСМ), оснащенными зондами различной конфигурации. Обычно это заостренное окончание оптического волновода, имеющее различные геометрию, размеры и топологию. Самый простой случай – округлое окончание, в котором в зависимости от радиуса его кривизны могут возбуждаться различные конфигурационные резонансы, отвечающие разным моментам электромагнитного поля [40]. В соответствии с этим различают дипольные источники (электрические и магнитные [41]), квадрупольные и др. Однако, даже при использовании игл БСМ на основе высокорефрактивных материалов [42], их размер остается несоизмеримым с характерным масштабом (40×20 нм) плазмонного переключателя (см. рис.1,*а*).

Частичным выходом из ситуации могут служить полностью диэлектрические наноантенны [43], а также гибридные наноструктуры, в том числе квантовые нанопровода и нанопроволоки [44], позволяющие осуществить захват и преобразование энергии электромагнитного поля на наномасштабе. Такие системы применяются для создания нанолазеров [45], но могут быть использованы также в качестве источников ближнего поля с заданными классическими [46] и квантовыми [47, 48] характеристиками и интегрированы в плазмонные схемы (см. рис.1,*а*).

Еще одним важным вопросом является проблема локализации распространяющихся по поверхности графена ППП в узкой области вдоль оси z. Такая задача может быть решена чисто технически при использовании микро- и наноструктурированных подложек на основе сочетания слоев Si и SiO_2. На тех участках, где требуется локализовать ППП, подложкой для графена служит Si с тонким буферным слоем SiO_2, а на оставшихся – монолитный SiO_2. Таким образом, Si и слой графена над ним выступают в роли протяженного конденсатора, при подаче напряжения на который химический потенциал графена уменьшается по сравнению с таковым для областей над монолитным SiO_2 [49–51]. В итоге возникает волноводный эффект: ППП локализуются и распространяются исключительно вдоль областей графена, находящихся над Si, что можно использовать для создания сложных межузловых соединений в системе [30] и шины данных для плазмонных схем.

5. Заключение

В настоящкй работе предложена модель и обсуждаются вопросы создания полностью плазмонного взаимообратимого переключателя на базе графенового штыревого резонатора, нагруженного оболочечной КТ. Следует отметить, что сравнительно небольшие длины распространения ППП в графеновых системах по сравнению с таковыми в структурах металл–диэлектрик–полупроводник [52] существенно ограничивают масштабирование подобных устройств до полноценных интегральных схем [53]. Вместе с тем представленная модель может иметь принципиальное значение для разработки как отдельных высокоскоростных переключателей, так и сверхбыстрых сенсоров на их основе. В последнем случае плазмонный переключатель может применяться для быстрого запуска некоторого рабочего алгоритма в электронной части схемы при подаче оптического сигнала на один из ее входов. Кроме того, успехи на пути к достижению высокотемпературной проводимости графена [54, 55] дают надежду на решение вопроса быстрого затухания ППП в графене. При этом дополнительные технические трудности заключаются в сохранении сверхпроводимости при контакте двумерного материала с подложкой [56]. Решение таких вопросов требует использования новой парадигмы при создании функциональных оптических и оптоэлектронных устройств на базе двумерных материалов с уникальными физическими характеристиками [57–59].

Авторы благодарны А.Б.Евлюхину за полезные обсуждения работы. А.В.Шестериков выражает благодарность фонду содействия инновациям за финансовую поддержку по договору 14287ГУ/2019 (программа УМНИК).

Приложение. Математическая модель лестничной схемы ППП–КТ-взаимодействия

Гамильтониан ППП–КТ-взаимодействия может быть представлен в виде

$$H = H_0 + H_v, \tag{П1а}$$

где

$$H_0 = \hbar[\omega_{12}|2\rangle\langle 2| + (\omega_{12}+\omega_{23})|3\rangle\langle 3|] \tag{П1б}$$

– невозмущенный гамильтониан;

$$H_v = -\hbar(\Omega_1|2\rangle\langle 1| + \Omega_1^*|1\rangle\langle 2| + \Omega_2|3\rangle\langle 2| + \Omega_2^*|2\rangle\langle 3|) \tag{П1в}$$

– гамильтониан взаимодействия между полупроводниковой КТ и двумя ППП-модами в соответствии с лестничной схемой взаимодействий (см. рис.1,*б*); $|1\rangle \equiv |1S(h)\rangle$ – основной энергетический уровень дырки в валентной зоне; $|2\rangle \equiv |1S(e)\rangle$ и $|3\rangle \equiv |1P(e)\rangle$ – электронные уровни в зоне проводимости; Ω_1 и Ω_2 – частоты Раби ППП накачки и сигнальной ППП-моды; ω_{12} и ω_{23} – частоты меж- и внутризонных переходов соответственно.

Эволюция представленной системы описывается с помощью уравнения Лиувилля:

$$\frac{\partial\tilde\rho}{\partial t} = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[H,\tilde\rho] - \hat\Gamma, \tag{П2а}$$

где

$$\tilde\rho = \tilde\rho_{11}|1\rangle\langle 1| + \tilde\rho_{22}|2\rangle\langle 2| + \tilde\rho_{33}|3\rangle\langle 3| + \tilde\rho_{12}|1\rangle\langle 2| + \tilde\rho_{21}|2\rangle\langle 1|$$
$$+\tilde\rho_{23}|2\rangle\langle 3| + \tilde\rho_{32}|3\rangle\langle 2| + \tilde\rho_{13}|1\rangle\langle 3| + \tilde\rho_{31}|3\rangle\langle 1| \tag{П2б}$$

– матрица плотности уровней в КТ;

$$\hat\Gamma = \gamma_{21}(|2\rangle\langle 2|\tilde\rho - 2|1\rangle\langle 2|\tilde\rho\,|2\rangle\langle 1| + \tilde\rho\,|2\rangle\langle 2|)$$
$$+\gamma_{32}(|3\rangle\langle 3|\tilde\rho - 2|2\rangle\langle 3|\tilde\rho\,|3\rangle\langle 2| + \tilde\rho\,|3\rangle\langle 3|)$$
$$+\gamma_{31}(|3\rangle\langle 3|\tilde\rho - 2|1\rangle\langle 3|\tilde\rho\,|3\rangle\langle 1| + \tilde\rho\,|3\rangle\langle 3|) \tag{П2в}$$

– супероператор Линдблада, описывающий процесс спонтанной релаксации в системе; γ_{ij} – скорости спонтанной релаксации соответствующих переходов; $i, j = 1, 2, 3$ и $i \neq j$.

Используя выражения (П1) и (П2), получаем следующую систему уравнений для элементов матрицы плотности:

$$\begin{aligned}
\dot{\tilde\rho}_{11} &= \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{21} - \mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{12} + 2\gamma_{21}\tilde\rho_{22} + 2\gamma_{31}\tilde\rho_{33},\\
\dot{\tilde\rho}_{22} &= \mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{12} - \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{21} + \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{32} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{23}\\
&\quad - 2\gamma_{21}\tilde\rho_{22} + 2\gamma_{32}\tilde\rho_{33},\\
\dot{\tilde\rho}_{33} &= \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{23} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{32} - 2\gamma_{32}\tilde\rho_{33} - 2\gamma_{31}\tilde\rho_{33},\\
\dot{\tilde\rho}_{12} &= \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{22} + \mathrm{i}\omega_{12}\tilde\rho_{12} - \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{11} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{13} - \gamma_{21}\tilde\rho_{12},\\
\dot{\tilde\rho}_{21} &= -\mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{22} - \mathrm{i}\omega_{12}\tilde\rho_{21} + \mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{11} + \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{31} - \gamma_{21}\tilde\rho_{21},\\
\dot{\tilde\rho}_{13} &= \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{23} + \mathrm{i}(\omega_{12}+\omega_{23})\tilde\rho_{13} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{12} - \gamma_{31}\tilde\rho_{13} - \gamma_{32}\tilde\rho_{13},\\
\dot{\tilde\rho}_{31} &= -\mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{32} - \mathrm{i}(\omega_{12}+\omega_{23})\tilde\rho_{31} + \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{21} - \gamma_{31}\tilde\rho_{31} - \gamma_{32}\tilde\rho_{31},\\
\dot{\tilde\rho}_{23} &= \mathrm{i}\omega_{23}\tilde\rho_{23} + \mathrm{i}\tilde\Omega_1\tilde\rho_{13} + \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{33} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2^*\tilde\rho_{22}\\
&\quad - \tilde\rho_{23}(\gamma_{21}+\gamma_{32}+\gamma_{31}),\\
\dot{\tilde\rho}_{32} &= -\mathrm{i}\omega_{23}\tilde\rho_{32} - \mathrm{i}\tilde\Omega_1^*\tilde\rho_{31} - \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{33} + \mathrm{i}\tilde\Omega_2\tilde\rho_{22}\\
&\quad - \tilde\rho_{32}(\gamma_{21}+\gamma_{32}+\gamma_{31}).
\end{aligned} \tag{П3}$$

Далее мы применяем приближение медленно меняющихся амплитуд для перехода к новым переменным

$$\tilde\rho_{12} = \rho_{12}\exp(\mathrm{i}\omega_1 t),\ \ \tilde\rho_{23} = \rho_{23}\exp(\mathrm{i}\omega_2 t),$$
$$\tilde\rho_{13} = \rho_{13}\exp[\mathrm{i}(\omega_1+\omega_2)t],\ \tilde\rho_{11} \equiv \rho_{11},\ \tilde\rho_{22} \equiv \rho_{22},\ \ \tilde\rho_{33} \equiv \rho_{33},$$

$$\tilde{\Omega}_1 = \Omega_1 \exp(\mathrm{i}\omega_1 t), \quad \tilde{\Omega}_2 = \Omega_2 \exp(\mathrm{i}\omega_2 t),$$

где $\omega_{1(2)}$ – частоты ППП накачки (сигнальной ППП-моды).

Тогда система уравнений (П3) преобразуется к новому виду:

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{21} - \mathrm{i}\Omega_1\rho_{12} + 2\gamma_{21}\rho_{22} + 2\gamma_{31}\rho_{33},\\
\dot{\rho}_{22} &= \mathrm{i}\Omega_1\rho_{12} - \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{21} + \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{32} - \mathrm{i}\Omega_2\rho_{23}\\
&\quad - 2\gamma_{21}\rho_{22} + 2\gamma_{32}\rho_{33},\\
\dot{\rho}_{33} &= \mathrm{i}\Omega_2\rho_{23} - \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{32} - 2\gamma_{32}\rho_{33} - 2\gamma_{31}\rho_{33},\\
\dot{\rho}_{12} &= \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{22} + \mathrm{i}\Delta\rho_{12} - \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{11} - \mathrm{i}\Omega_2\rho_{13} - \gamma_{21}\rho_{12},\\
\dot{\rho}_{21} &= -\mathrm{i}\Omega_1\rho_{22} - \mathrm{i}\Delta\rho_{21} + \mathrm{i}\Omega_1\rho_{11} + \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{31} - \gamma_{21}\rho_{21}, \qquad (\text{П4})\\
\dot{\rho}_{13} &= \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{23} + \mathrm{i}\delta\rho_{13} - \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{12} - \gamma_{31}\rho_{13} - \gamma_{32}\rho_{13},\\
\dot{\rho}_{31} &= -\mathrm{i}\Omega_1\rho_{32} - \mathrm{i}\delta\rho_{31} + \mathrm{i}\Omega_2\rho_{21} - \gamma_{31}\rho_{31} - \gamma_{32}\rho_{31},\\
\dot{\rho}_{23} &= \mathrm{i}(\delta - \Delta)\rho_{23} + \mathrm{i}\Omega_1\rho_{13} + \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{33} - \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{22}\\
&\quad - \rho_{23}(\gamma_{21} + \gamma_{32} + \gamma_{31}),\\
\dot{\rho}_{32} &= -\mathrm{i}(\delta - \Delta)\rho_{32} - \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{31} - \mathrm{i}\Omega_2\rho_{33} + \mathrm{i}\Omega_2\rho_{22}\\
&\quad - \rho_{32}(\gamma_{21} + \gamma_{32} + \gamma_{31}),
\end{aligned}$$

где $\Delta = \omega_{12} - \omega_1$; $\delta = \omega_{12} + \omega_{23} - \omega_1 - \omega_2$. Вводя новые переменные $n_{21} = \rho_{22} - \rho_{11}$ и $n_{32} = \rho_{33} - \rho_{22}$, можно представить систему (П4) в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\dot{n}_{21} &= 2\mathrm{i}\Omega_1\rho_{12} - 2\mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{21} + \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{32} - \mathrm{i}\Omega_2\rho_{23}\\
&\quad - 4\gamma_{21}\rho_{22} + 2(\gamma_{32} - \gamma_{31})\rho_{33}, \qquad (\text{П5а})\\
\dot{n}_{32} &= 2\mathrm{i}\Omega_2\rho_{23} - 2\mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{32} - \mathrm{i}\Omega_1\rho_{12} + \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{21}\\
&\quad - 4\gamma_{32}\rho_{33} - 2\gamma_{31}\rho_{33} + 2\gamma_{21}\rho_{22}, \qquad (\text{П5б})\\
\dot{\rho}_{21} &= -\mathrm{i}\Omega_1 n_{21} - \mathrm{i}\Delta\rho_{21} + \mathrm{i}\Omega_2^*\rho_{31} - \gamma_{21}\rho_{21}, \qquad (\text{П5в})\\
\dot{\rho}_{32} &= -\mathrm{i}\Omega_2 n_{32} - \mathrm{i}(\delta - \Delta)\rho_{32} - \mathrm{i}\Omega_1^*\rho_{31}\\
&\quad - (\gamma_{21} + \gamma_{32} + \gamma_{31})\rho_{32}, \qquad (\text{П5г})\\
\dot{\rho}_{31} &= -\mathrm{i}\Omega_1\rho_{32} - \mathrm{i}\delta\rho_{31} + \mathrm{i}\Omega_2\rho_{21} - (\gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{31}. \qquad (\text{П5д})
\end{aligned}$$

Рассматривая стационарный режим ППП–КТ-взаимодействия (т.е. при $\dot{n}_{21} = \dot{n}_{32} = \dot{\rho}_{21} = \dot{\rho}_{31} = \dot{\rho}_{32} = 0$), находим ρ_{31} из уравнения (П5д) в виде

$$\bar{\rho}_{31} = \frac{\mathrm{i}\Omega_2\bar{\rho}_{21} - \mathrm{i}\Omega_1\bar{\rho}_{32}}{\mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}}, \qquad (\text{П6})$$

где $\bar{\rho}_{21}$, $\bar{\rho}_{32}$ и $\bar{\rho}_{31}$ – стационарные значения поляризаций соответствующих переходов. Подставив $\bar{\rho}_{31}$ в (П5в) и (П5г), получим выражения

$$\begin{aligned}
0 &= -\mathrm{i}\Omega_1 n_{21} - \rho_{21}\left(\mathrm{i}\Delta + \gamma_{21} + \frac{|\Omega_2|^2}{\mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}}\right) +\\
&\quad + \frac{\Omega_1\Omega_2^*\rho_{32}}{\mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}},\\
0 &= -\mathrm{i}\Omega_2 n_{32} + \frac{\Omega_1^*\Omega_2\rho_{21}}{\mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}}\\
&\quad - \rho_{32}\left[\gamma_{21} + \gamma_{32} + \gamma_{31} + \mathrm{i}(\delta - \Delta) + \frac{|\Omega_1|^2}{\mathrm{i}\delta + \gamma_{31} + \gamma_{32}}\right].
\end{aligned} \qquad (\text{П7})$$

Решая систему (П7), определяем стационарные значения $\bar{\rho}_{21}$ и $\bar{\rho}_{32}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\bar{\rho}_{21} &= -\frac{\mathrm{i}\Omega_1(|\Omega_1|^2\bar{n}_{21} + |\Omega_2|^2\bar{n}_{32} + D_2\bar{n}_{21}\Gamma_{32})}{|\Omega_1|^2 D_1 + D_1 D_2\Gamma_{32} + |\Omega_2|^2\Gamma_{32}},\\
\bar{\rho}_{32} &= -\frac{\mathrm{i}\Omega_2(|\Omega_1|^2\bar{n}_{21} + D_1 D_2\bar{n}_{32} + |\Omega_2|^2\bar{n}_{32})}{|\Omega_1|^2 D_1 + D_1 D_2\Gamma_{32} + |\Omega_2|^2\Gamma_{32}}.
\end{aligned} \qquad (\text{П8})$$

Подставив (П8) в систему (П4), можно найти стационарные решения для населенностей уровней:

$$\begin{aligned}
\bar{\rho}_{11} &= 1 - \bar{\rho}_{22} - \bar{\rho}_{33},\\
\bar{\rho}_{22} &= \frac{|\Omega_1|^2}{A}\{|\Omega_2|^4\Gamma_1\gamma_{32} + |\Omega_2|^2\{\delta^2[\Gamma_2^2 + (\Gamma_2 + \Gamma_3)\gamma_{21}]\\
&\quad - 2\delta\Delta\Gamma_2\gamma_{32} + \Gamma_2(\Gamma_1^2\Gamma_2 + \Delta^2\gamma_{32} + \Gamma_1\gamma_{21}\gamma_{32})\\
&\quad + (\Gamma_1\Gamma_2 + \gamma_{21}\gamma_{32})|\Omega_1|^2\} + B\}, \qquad (\text{П9})\\
\bar{\rho}_{33} &= \frac{|\Omega_2|^2|\Omega_1|^2}{A}\{|\Omega_2|^2\Gamma_1^2 + [(\delta - \Delta)^2 + \Gamma_1^2]\Gamma_2\gamma_{21}\\
&\quad + \Gamma_1\gamma_{21}|\Omega_1|^2\},
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
A &= |\Omega_2|^6\Gamma_1\Gamma_3 + B(\Delta^2 + \gamma_{21}^2 + 2|\Omega_1|^2)\\
&\quad + |\Omega_2|^4\{[\delta^2 + \Delta^2 + \Gamma_1(\Gamma_1 + 2\Gamma_3)]\Gamma_2\gamma_{21}\\
&\quad - 2\delta\Delta(\Gamma_1\Gamma_3 + \Gamma_2\gamma_{21}) + [\gamma_{21}^2 + (\Gamma_1 + \Gamma_2)(\Gamma_1 - \gamma_{31})]|\Omega_1|^2\}\\
&\quad + |\Omega_2|^2\{\delta^2[(2\Gamma_2^2 + \Gamma_1\Gamma_3)\gamma_{21}^2 + \Delta^2(\Gamma_1\Gamma_3 + 4\Gamma_2\gamma_{21})\\
&\quad + 2(\Gamma_1^2 + \gamma_{21}\gamma_{31})|\Omega_1|^2] + 2\delta\Delta\Gamma_2[-\gamma_{21}(\delta^2 + \Delta^2 + \Gamma_1^2\\
&\quad + 2\Gamma_2\gamma_{21}) + (\gamma_{31} - \gamma_{32})|\Omega_1|^2] + \Delta^2\Gamma_2(\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3 + 2\Gamma_2\gamma_{21}^2\\
&\quad + \gamma_{32}|\Omega_1|^2) + (\Gamma_1\Gamma_2 + |\Omega_1|^2)[\Gamma_2(2\Gamma_1 + \Gamma_3)\gamma_{21}^2\\
&\quad + (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + 2\gamma_{21}\gamma_{32})|\Omega_1|^2]\};\\
B &= \Gamma_2\gamma_{21}\{[(\delta - \Delta)^2 + \Gamma_1^2](\delta^2 + \Gamma_2^2)\\
&\quad + 2[\delta(\Delta - \delta) + \Gamma_1\Gamma_2]|\Omega_1|^2 + |\Omega_1|^4\};\\
\Gamma_1 &= \gamma_{21} + \gamma_{31} + \gamma_{32};\ \ \Gamma_2 = \gamma_{31} + \gamma_{32};\ \ \Gamma_3 = \gamma_{21} + \gamma_{31}.
\end{aligned}$$

Таким образом, выражения (П8) и (П9) позволяют осуществить настройку необходимого режима взаимодействия КТ и сигнальной ППП путем управления параметрами данного взаимодействия через интенсивность ППП накачки.

1. Freitag M., Chizhova L.A., Nemes-Incze P., Woods C.R., Gorbachev R.V., Cao Y., Geim A.K., Novoselov K.S., Burgdörfer J., Libisch F., Morgenstern M. *Nano Lett*., **16** (9), 5798 (2016).
2. Tamagnone M., Slipchenko T.M., Moldovan C., Liu P.Q., Centeno A., Hasani H., Zurutuza A., Ionescu A.M., Martin-Moreno L., Faist J., Mosig J.R., Kuzmenko A.B., Poumirol J.-M. *Phys. Rev. B*, **97** (24), 241410(R) (2018).
3. Liang X., Giacometti V., Ismach A., Harteneck B.D., Olynick D.L., Cabrini S. *Appl. Phys. Lett*., **96** (1), 013109 (2010).
4. Bozhevolnyi S.I., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. *Quantum Plasmonics* (Cham: Springer International Publishing, 2017).
5. Radko I.P., Volkov V.S., Beermann J., Evlyukhin A.B., Søndergaard T., Boltasseva A., Bozhevolnyi S.I. *Laser Photon. Rev*., **3** (6), 575 (2009).
6. Пшеничнюк И.А., Кособолов С.С., Маймистов А.И., Драчев В.П. *Квантовая электроника*, **48** (12), 1153 (2018) [*Quantum Electron*., **48** (12), 1153 (2018)].
7. Pshenichnyuk I.A., Nazarikov G.I., Kosolobov S.S., Maimistov A.I., Drachev V.P. *Phys. Rev. B*, **100** (19), 195434 (2019).
8. Dzedolik I.V., Skachkov S. *J. Opt. Soc. Am. A*, **36** (5), 775 (2019).
9. Stebunov Y.V., Arsenin A.V., Volkov V.S., in *Chemically Derived Graphene: Functionalization, Properties and Applications* (Cambridge: The Royal Society of Chemistry Publishing, 2018, Ch. 12).
10. Jiang Y., Lin X., Low T., Zhang B., Chen H. *Laser Photon. Rev*., **12**, 1800049 (2018).
11. Motlagh S., Apalkov V., Stockman M.I. arXiv: 1812.08812v1 (2018).
12. Nesterov M.L., Bravo-Abad J., Nikitin A.Y., Garcia-Vidal F.J., Martin-Moreno L. *Laser Photon. Rev*., **7** (2), 1 (2012)
13. Kim B.-S., Neo D.C.J., Hou B., Park J., Cho Y., Zhang N., Hong J., Pak S., Lee S., Sohn J., Assender H.E., Watt A.A.R., Cha S., Kim J. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8** (22), 13902 (2016).
14. Zhang Y., Cao M., Song X., Che Y., Ding X., Zhang G., Yao J., Dai H., Wang J. *J. Phys. Chem. C*, **119** (37), 21739 (2015).
15. Cui G., Raymer M.G. *Phys. Rev. A*, **73** (5), 053807 (2006).
16. Koppens F.H.L., Chang D.E., García de Abajo F.J. *Nano Lett*., **11** (8), 3370 (2011).
17. Fedorov A.V., Baranov A.V., Rukhlenko I.D., Perova T.S., Berwick K. *Phys. Rev. B*, **76** (4), 045332 (2007).
18. Gubin M.Yu., Leksin A.Yu., Shesterikov A.V., Volkov V.S., Prokhorov A.V. *Appl. Surf. Sci*., **506**, 144814 (2019).
19. Chen W.-C. *Electrical Memory Materials and Devices* (Cambridge: The Royal Society of Chemistry Publishing, 2016).
20. Sullivan D.M. *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method* (New York: Wiley – IEEE Press, 2000).
21. Mock A. *Opt. Mater. Express*, **2**, 771 (2012).
22. Aliofkhazraei M., Ali N., Milne W.I., Ozkan C.S., Mitura S., Gervaso J.L. *Graphene Science Handbook. Electrical and Optical Properties* (Boca Raton: CRC Press, 2016).
23. Lin X.S., Huang X.G. *Opt. Lett*., **33** (23), 2874 (2008).
24. Ryzhov I.V., Malikov R.F., Malyshev A.V., Malyshev V.A. *Phys. Rev. A*, **100** (3), 033820 (2019).
25. Larkin I.A., Stockman M.I., Achermann M., Klimov V.I. *Phys. Rev. B*, **69** (12), 121403(R) (2004).
26. Novotny L., Hecht B. *Principles of Nano-Optics* (New York: Cambridge University Press, 2006).
27. Губин М.Ю., Гладуш М.Г., Прохоров А.В. *Оптика и спектроскопия*, **126** (1), 78 (2019) [*Opt. Spectrosc*., **126** (1), 83 (2019)].
28. De Wilde Y., Formanek F., Carminati R., Gralak B., Lemoine P.-A., Joulain K., Mulet J.-P., Chen Y., Greffet J.-J. *Nature*, **444**, 740 (2006).
29. Gubin M.Yu., Leksin A.Yu., Shesterikov A.V., Prokhorov A.V., Volkov V.S. *Nanomaterials*, **10**, 122 (2020).
30. Vakil A., Engheta N. *Science*, **332** (6035), 1291 (2011).
31. Kim Y.S., Joo K., Jerng S.-K., Lee J.H., Yoon E., Chun S.-H. *Nanoscale*, **6** (17), 10100 (2014).
32. Grigorenko A., Polini M., Novoselov K. *Nat. Photon*., **6**, 749 (2012).
33. Пивоваров П.А., Фролов В.Д., Заведеев Е.В., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **47** (11), 1017 (2017) [*Quantum Electron*., **47** (11), 1017 (2017)].
34. Ratchford D., Shafiei F., Kim S., Gray S.K., Li X. *Nano Lett*., **11** (3), 1049 (2011).
35. Alles H., Aarik J., Kozlova J., Niilisk A., Rammula R., Sammelselg V., in *Graphene – Synthesis, Characterization, Properties and Applications* (Rijeka: InTech, 2011, Ch. 7).
36. Jeon J.H., Jerng S.-K., Akbar K., Chun S.-H. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8** (43), 29637 (2016).
37. Nayfeh O.M., Marr T., Dubey M. *IEEE Electron. Device Lett*., **32** (4), 473 (2011).
38. Kim S., Nah J., Jo I., Shahrjerdi D., Colombo L., Yao Z., Tutuc E., Banerjee S.K. *Appl. Phys. Lett*., **94**, 062107 (2009).
39. Hwang H.J., Cheng L., Lucero A.T., Lee B.H., Kim J. *Proc. 11th Int. Conf. IEEE NMDC* (Toulouse, France, 2016).
40. Evlyukhin A.B., Reinhardt C., Evlyukhin E., Chichkov B.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30** (10), 2589 (2013).
41. Le Feber B., Rotenberg N., Kuipers L. *Nat. Commun*., **6**, 6695 (2014).
42. Terekhov P.D., Baryshnikova K.V., Shalin A.S., Karabchevsky A., Evlyukhin A.B. *Opt. Lett*., **42** (4), 835 (2017).
43. Sinev I.S., Komissarenko F.E., Mukhin I.S., Petrov M.I., Iorsh I.V., Belov P.A., Samusev A.K. *Nanosystems: Phys., Chem., Mathem*., **9** (5), 609 (2018).
44. Ho J., Tatebayashi J., Sergent S., Fong C.F., Iwamoto S., Arakawa Y. *ACS Photonics*, **2** (1), 165 (2014).
45. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A.M., Bakker R., Shalaev V.M., Narimanov E.E., Stout S., Herz E., Suteewong T., Wiesner U. *Nature*, **460** (7259), 1110 (2009).
46. Линьков П., Самохвалов П., Вохминцев К., Звайгзне М., Кривенков В.А., Набиев И. *Письма в ЖЭТФ*, **109** (2), 108 (2019) [*JETP Lett*., **109** (2), 112 (2019)].
47. Gubin M.Yu., Shesterikov A.V., Karpov S.N., Prokhorov A.V. *Phys. Rev. B*, **97** (8), 085431 (2018).
48. Шестериков А.В., Губин М.Ю., Карпов С.Н., Прохоров А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **107** (7), 459 (2018) [*JETP Lett*., **107** (7), 435 (2018)].
49. Jian-Rong H., Jiu-Sheng L., Guo-Hua Q. *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, **37** (7), 668 (2016).
50. Bahadori-Haghighi S., Ghayour R., Sheikhi M.H. *Plasmonics*, **14** (2), 447 (2018).
51. Jin Q., Li X., Chen J., Gao S. *Sci. Rep*., **7** (1), 12290 (2017).
52. Fedyanin D.Y., Yakubovsky D.I., Kirtaev R.V., Volkov V.S. *Nano Lett*., **16** (1), 362 (2015).
53. Ni G.X., McLeod A.S., Sun Z., Wang L., Xiong L., Post K.W., Sunku S.S., Jiang B.-Y., Hone J., Dean C.R., Fogler M.M., Basov D.N. *Nature*, **557** (7706), 530 (2018).
54. Zhou J., Sun Q., Wang Q., Jena P. *Phys. Rev. B*, **92** (6), 064505 (2015).
55. Ichinokura S., Sugawara K., Takayama A., Takahashi T., Hasegawa S. *ACS Nano*, **10** (2), 2761 (2016).
56. Kong X.-T., Bai B., Dai Q. *Opt. Lett*., **40** (1), 1 (2015).
57. Britnell L., Ribeiro R.M., Eckmann A., Jalil R., Belle B.D., Mishchenko A., Kim Y.-J., Gorbachev R.V., Georgiou T., Morozov S.V., Grigorenko A.N., Geim A.K., Casiraghi C., Castro Neto A.H., Novoselov K.S. *Science*, **340** (6138), 1311 (2013).
58. Palacios-Berraquero C., Barbone M., Kara D.M., Chen X., Goykhman I., Yoon D., Ott A.K., Beitner J., Watanabe K., Taniguchi T., Ferrari A.C., Atature M. *Nat. Commun*., **7**, 12978 (2016).
59. Yakubovsky D.I., Stebunov Y.V., Kirtaev R.V., Ermolaev G.A., Mironov M.S., Novikov S.M., Arsenin A.V., Volkov V.S. *Adv. Mater. Interfaces*, **6**, 1900196 (2019).