

Использование модели связанных классических осцилляторов для описания резонанса Фано в плазмонной наносистеме

П.А. Головинский^{1,2}, А.В. Яковец¹, Е.С. Храмов¹

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),
141700, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9;

²Воронежский государственный университет,
394018, Россия, г. Воронеж, Университетская площадь, 1

Аннотация

Мы исследуем динамику возбуждения резонанса Фано в рамках классической модели двух линейных связанных осцилляторов. Получено точное решение для модели при затухающем гармоническом воздействии. Показана динамика роста профиля Фано под действием гармонического возбуждения. При воздействии сверхширокополосного импульса отклик системы становится универсальным и совпадает с функцией отклика. Результаты показывают, что полную характеристику системы можно получить двумя альтернативными способами: прямо измеряя отклик системы на монохроматическое поле при сканировании частоты либо регистрируя отклик на действие δ -импульса. В качестве конкретного примера рассчитано зависящее от времени возбуждение резонанса в системе, состоящей из квантовой точки и металлической наночастицы. Затем показано применение расширенной модели затухающих осцилляторов с радиационной поправкой, описывающей формирование резонанса Фано в расщеплении фемтосекундного лазерного импульса на наноантенне.

Ключевые слова: резонанс Фано, модель связанных осцилляторов, фемтосекундный лазерный импульс, наноантенна.

Цитирование: Головинский, П.А. Использование модели связанных классических осцилляторов для описания резонанса Фано в плазмонной наносистеме / П.А. Головинский, А.В. Яковец, Е.С. Храмов // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 747-755. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-747-755.

Введение

Возбуждение энергетического уровня лазерным импульсом является хорошо известной задачей квантовой электроники, и её решение для длинных импульсов с большим числом осцилляций детально описано [1, 2]. При использовании малоцикловых импульсов возникают специфические изменения двухуровневой системы, выражающиеся в нарушении монотонности зависимости вероятности перехода от времени в слабых полях и возможности управления заселением уровней с помощью chirпированных импульсов [3–5]. В целом ряде реальных физических систем возбуждённый уровень не является изолированным, и взаимодействие дискретного состояния с другими степенями свободы может быть описано в форме взаимодействия с зоной уровней. Так выглядят автоионизационные состояния [6, 7], возбуждённые состояния атомного ядра на фоне непрерывного спектра [8, 9], молекулярные электронные возбуждения на фоне колебательного спектра [10–12] или состояния примеси твёрдого тела, взаимодействующие со спектром матрицы [13]. Соответствующие резонансы, возникающие при возбуждении таких состояний, имеют характерную асимметричную форму, вызванную интерференцией состояний уровня и зоны. Теория резонансов дискретного состояния на фоне континуума была разработана независимо Фано и Фешбахом, а сами резонансы, проявляющиеся в самых разных физических системах, в общем случае называются резонансами Фано–Фешбаха [14].

Развитие физики и технологии изготовления наноразмерных структур выявило наличие в них новых

разнообразных резонансов Фано–Фешбаха [15], которые мы далее согласно принятой практике будем называть просто резонансами Фано. С точки зрения перспективы создания нанооптических и наноэлектронных приборов особый интерес представляют резонансы, обусловленные взаимодействием состояний в квантовых точках с акустическими [16] и оптическими фононами [17–19], а также плазмонами в металлических наночастицах и нанопроводниках [20–29].

Воздействие резонансного лазерного поля существенно влияет на структуру резонансов Фано–Фешбаха [30–33], изменяя как параметры, так и саму форму зависимостей. Если внешнее воздействие достаточно мало, то отклик системы становится линейным по полю так, что изменение средних значений операторов координат описывается классическими уравнениями движения связанных осцилляторов [34]. В работе [35] показано, что модель связанных осцилляторов подходит для описания различных резонансных явлений в фотонных системах: резонанс Фано, электромагнитно-индуцированная прозрачность, эффекты Керкера и Бормана.

Мы рассматриваем возбуждение двух связанных осцилляторов под действием переменной силы для демонстрации динамического формирования профиля Фано.

1. Классическая модель

Интерференция Фано – универсальное явление, поскольку проявление деструктивной интерференции мод не зависит от характера среды. Важность резонансов Фано для физики наноструктур заключается в той информации, которую они содержат о конфигу-

рации взаимодействующих мод и внутренних потенциальных полях в низкоразмерных структурах. Она может быть извлечена из картины интерференции волн в разных каналах. Классическая модель резонансов Фано состоит из слабо связанных между собой осцилляторов, возбуждаемых внешней силой [36, 37]. Резонанс Фано можно довольно просто моделировать, используя эквивалентные электрические колебательные системы [38].

Следуя [36], рассмотрим классические уравнения движения двух связанных осцилляторов

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + \nu x_2 &= f(t), \\ \ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 + \nu x_1 &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где ν описывает упругую связь осцилляторов. Отклик системы с нулевыми начальными условиями на произвольное воздействие будем искать с помощью преобразования Лапласа. В области изображений система уравнений (1) запишется как

$$\begin{aligned} s^2 X_1 + \gamma_1 s X_1 + \omega_1^2 X_1 + \nu X_2 &= F(s), \\ s^2 X_2 + \gamma_2 s X_2 + \omega_2^2 X_2 + \nu X_1 &= 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Тогда решения для трансформант имеют вид

$$\begin{aligned} X_1(s) &= \frac{(s^2 + \omega_2^2 + \gamma_2 s) F(s)}{(s^2 + \omega_1^2 + \gamma_1 s)(s^2 + \omega_2^2 + \gamma_2 s) - \nu^2}, \\ X_2(s) &= -\frac{\nu F(s)}{(s^2 + \omega_1^2 + \gamma_1 s)(s^2 + \omega_2^2 + \gamma_2 s) - \nu^2}. \end{aligned} \tag{3}$$

Отклик на гармоническое воздействие получается из (2) при подстановке $s = i\omega$, $F(s) = 1$. Отклик на произвольный импульс может быть найден обратным преобразованием Лапласа, в котором вклад отдельных осциллирующих компонент определяется вычетами в полюсах. Окончательные решения во временной области имеют вид

$$x_j(t) = \sum_n \frac{P_j(s_n)}{Q'(s_n)} e^{s_n t}. \tag{4}$$

Здесь s_n – значения корней полинома $Q(s)$ в знаменателях уравнений (3), $Q'(s)$ – производная $Q(s)$, $P_j(s)$ – функции в числителях уравнений (3). На больших временах колебания затухают для любого импульсного воздействия конечной длительности. Если на больших временах сохраняется гармоническая составляющая внешней силы, то устанавливаются стационарные колебания постоянной амплитуды. Рассмотрим отклик системы на внешнее воздействие в виде затухающего колебания

$$f(t) = f_0 e^{-\lambda t} \sin(\omega_0 t), \quad t > 0, \tag{5}$$

имеющее преобразование Лапласа

$$F(s) = \frac{\omega_0}{(s + \lambda)^2 + \omega_0^2}. \tag{6}$$

Для нахождения обратного преобразования Лапласа определим полюсы в уравнении (3) с учётом выбранной формы импульса. Полюсы $F(s)$: $s_{1,2} = -\lambda \pm i\omega_0$, а полюсы

$$Q(s) = (s^2 + \omega_1^2 + \gamma_1 s)(s^2 + \omega_2^2 + \gamma_2 s) - \nu^2$$

найдем при условии малости параметра связи осцилляторов: $\omega_2^2 - \omega_1^2 \gg \nu$. Невозмущённые корни при ($\nu = 0$)

$$s_n = -\frac{\gamma_j}{2} \pm i\sqrt{\omega_j^2 - \frac{\gamma_j^2}{4}}, \quad n = 3, 4, 5, 6.$$

Поправки за счёт взаимодействия осцилляторов $\delta s_{3,4}$ находятся из уравнений

$$\begin{aligned} \delta s_{3,4} &= \frac{\nu^2}{(2s_{3,4} + \gamma_1)(s_{3,4}^2 + \omega_2^2 + \gamma_2 s_{3,4})}, \\ \delta s_{5,6} &= \frac{\nu^2}{(2s_{5,6} + \gamma_2)(s_{5,6}^2 + \omega_1^2 + \gamma_1 s_{5,6})}. \end{aligned} \tag{7}$$

Для проведения конкретных расчётов мы взяли параметры [36] модельной системы: $\omega_1 = 1$ эВ, $\omega_2 = 1,2$ эВ, $\gamma_1 = 0,0025$ эВ, $\gamma_2 = 0,005$ эВ, $\nu = 0,1$ эВ². Если для установившегося колебания под действием гармонической силы уровень возбуждения можно отслеживать по амплитуде колебаний, то для нестационарных режимов удобнее контролировать усредненный по осцилляциям квадрат амплитуды $\langle x_j^2(t) \rangle$. На рис. 1 представлены результаты расчёта динамики возбуждения первого осциллятора модельной системы под действием монохроматического поля в области резонанса Фано. На врезке рис. 1 показаны частотные зависимости откликов модельной системы на монохроматическое поле единичной амплитуды с двумя характерными резонансными максимумами. Провал, характерный для резонанса Фано, вблизи второго максимума частоты означает, что отклик системы равен нулю.

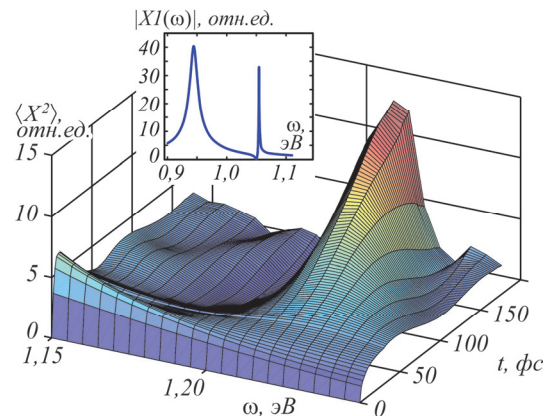


Рис. 1. Дисперсионно-временная зависимость резонанса Фано для системы двух связанных осцилляторов модельной системы при возбуждении гармонической силой $f(t) = f_0 \sin(\omega t)$. На врезке показана дисперсионная зависимость возбуждения первого осциллятора модельной системы

Для спектрально узких резонансов и широкополосного импульса детали строения импульса становятся несущественными, и удобной формой представления силы становится постоянный по величине спектр, эквивалентный действию δ -импульса. На рис. 2 представлены результаты расчёта динамики возбуждения системы

широкополосным импульсом. Наглядно видно отсутствие зависимости динамики возбуждения от несущей частоты, означающее универсальность линейного отклика системы на предельно короткий импульс.

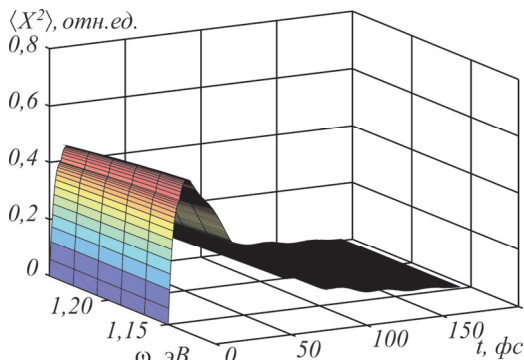


Рис. 2. Дисперсионно-временная зависимость резонанса Фано для системы двух связанных осцилляторов модельной системы при возбуждении импульсной силой вида $f(t) = f_0 e^{-t/\tau} \sin(\omega t)$, $\tau = 2,2$ фс

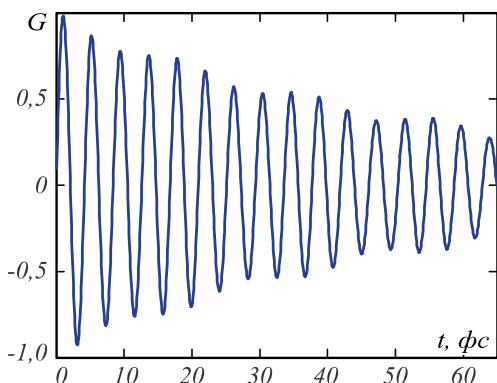


Рис. 3. Функция Грина G модельной системы. Расчёт на основе преобразования Лапласа

Фактически динамика системы при импульсном воздействии описывается... решением системы уравнений (1) при $f(t) = \delta(t)$, т.е. соответствующей функцией Грина G . В области изображений преобразования Лапласа такой импульс имеет вид $F(s) = 1$, а искомая функция Грина во временной области представляет собой сумму затухающих колебаний, удовлетворяющих начальным условиям $x_1(0) = 0, \dot{x}_1(0) = 1, x_2(0) = 0, \dot{x}_2(0) = 0$.

Эти условия обусловлены тем, что действие δ -силы на первый осциллятор изменяет его импульс на единичную величину, не меняя остальных начальных условий системы. Вычисленная функция отклика показана на рис. 3 и представляет собой сумму двух затухающих колебаний с периодом биепия 82,6 фс.

Модель связанных классических осцилляторов позволяет описать плазмонные резонансы в наноструктурах [39–41]. Для системы, состоящей из оптически связанной квантовой точки (КТ) (нанокристалла) и металлической наночастицы, параметры плазмонного резонанса $\omega_1 = 2,118$ эВ, $\gamma_1 = 55,7$ мэВ. Параметры КТ $\omega_2 = 2,11$ эВ, $\gamma_2 = 2$ мэВ. Константа связи $\nu = 60$ мэВ². Поскольку модель линейная, величина возбуждения влияет только на амплитуду отклика и не сказывается на его частотной или временной зави-

симости, поэтому амплитуда возбуждения выбрана произвольно. На рис. 4 показана временная зависимость возбуждения системы, которая стремится к экспериментальным результатам [42] для больших времен.

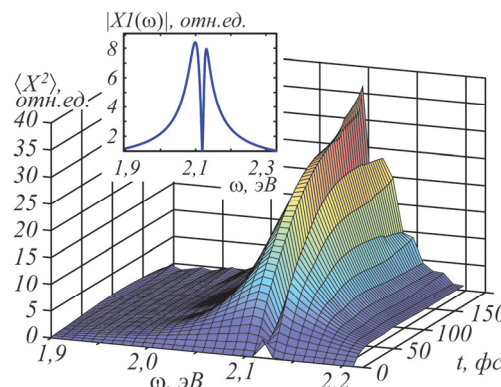


Рис. 4. Частотно-временная зависимость резонанса Фано для оптически связанной КТ (нанокристалла) и металлической наночастицы, возбуждаемой полем $f(t) = f_0 \sin(\omega t)$. Дисперсионная зависимость системы представлена в виде врезки

Рис. 4 демонстрирует нарастание резонанса Фано под действием монохроматического поля. После определённого переходного процесса устанавливается стационарный рисунок с характерным узким провалом в спектральном центре.

2. Асимметричные резонансы в связанных плазмонных системах

Интересный пример даёт нам настраиваемая резонансная наноструктура Фано, состоящая из четырёх взаимодействующих наностержней [43]. Резонанс Фано в этой структуре обусловлен интерференцией дипольных мод. Эта система может быть описана расширенной моделью связанных осцилляторов. В такой модели система двух осцилляторов характеризуется резонансными частотами ω_1, ω_2 и затуханием γ_1, γ_2 в соответствии с безызлучательными потерями. Радиационное затухание двух дипольных осцилляторов выражается через полный дипольный момент системы $P_{tot} = P_1 + P_2 = \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2$, где P_1, P_2 – дипольные моменты первого и второго осциллятора, x_1, x_2 – их амплитуды и α_1, α_2 – поляризуемости. Предполагается, что пространственная протяжённость системы меньше четверти длины волны падающего света, а силы, приложенные к обоим осцилляторам, находятся в фазе. Чистая сила пропорциональна их поляризуемости $f_{1,2} = \alpha_{1,2} E_{ext}$.

Уравнение движения можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + \nu x_2 &= (1/2) \ddot{P}_{tot} + \alpha_1 E_{ext}(t), \\ \ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 + \nu x_1 &= (1/2) \ddot{P}_{tot} + \alpha_2 E_{ext}(t), \end{aligned} \tag{8}$$

где $(1/2) \ddot{P}_{tot}$ – излучательная связь осцилляторов. Для падающего гармонического поля $E_{ext}(t) = E_0 e^{i\omega t}$ колебания x_1, x_2 гармоничны, так что $x_{1,2} = X_{1,2} e^{i\omega t}$, где амплитуды колебаний:

$$\begin{aligned} X_1(\omega) &= \frac{\alpha_1 a_{22} - \alpha_2 a_{12}}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}} E_0, \\ X_2(\omega) &= \frac{\alpha_2 a_{11} - \alpha_1 a_{21}}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}} E_0. \end{aligned} \tag{9}$$

В рассматриваемой системе коэффициенты определяются как

$$\alpha_{kk} = \omega_k^2 - \omega^2 + i\gamma_k \omega + (i/2)\alpha_k \omega^3, \quad \alpha_{12} = \nu + (i/2)\alpha_1 \omega^3, \quad \alpha_{21} = \nu + (i/2)\alpha_2 \omega^3.$$

Значение коэффициентов $\omega_1 = 1,55$ эВ, $\omega_2 = 1,78$ эВ, $\gamma_1 = 0,083$ эВ, $\gamma_2 = 0,051$ эВ, $\nu = 0,084$ эВ², $\alpha_1 = 0,128$ эВ⁻¹, $\alpha_2 = 0,131$ эВ⁻¹ взяты из [43]. Для произвольной временной зависимости эффективность рассеяния света системы представлена квадратом модуля электрического дальнего поля, усреднённого по колебаниям $|E_{sc}| \propto |\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2|$. Для падающего гармонического поля он пропорционален квадрату модуля амплитуд $\omega^4 |X_1 + X_2|^2$ и может быть использован для моделирования спектра рассеяния [44]. Для близких резонансных частот можно принять, что они имеют среднее значение внутри частотного интервала. Следовательно, для ранее рассматриваемой системы, состоящей из КТ и металлической наночастицы $(\omega_2/\omega_1)^4 = 1,015$, можно положить это значение постоянным. Однако для данного случая плазмонной наноантенны это неверно, поскольку резонансы имеют разные частоты. Этот вывод подтверждается рис. 5, где разница между амплитудным откликом и рассеянием поля очевидна. Тем самым параметризация, представленная в [43], нуждается в уточнении.

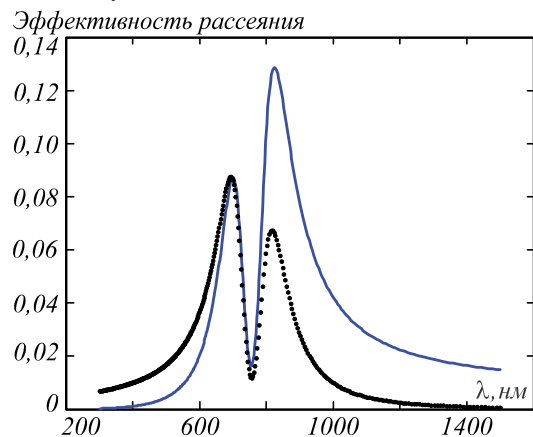


Рис. 5. Дипольная частотная характеристика системы $|X_1 + X_2|^2$ (сплошная линия) и зависимость эффективности рассеяния от частоты (пунктирная линия)

Параметризация системы, представленная в [43], после более точной спецификации определяется как $\omega_1 = 1,146$ эВ, $\omega_2 = 1,64$ эВ, $\gamma_1 = 0,01$ эВ, $\gamma_2 = 0,195$ эВ, $\nu = 0,14$ эВ², $\alpha_1 = 0,195$ эВ⁻¹, $\alpha_2 = 0,045$ эВ⁻¹. Дальнейшие расчеты будут проводиться с уточненными параметрами системы, а также с учетом отклика $\propto \omega^4 |X_1 + X_2|^2$. Как показано на рис. 6, экспериментальная и модельная зависимости частоты довольно близки вблизи максимумов и минимумов.

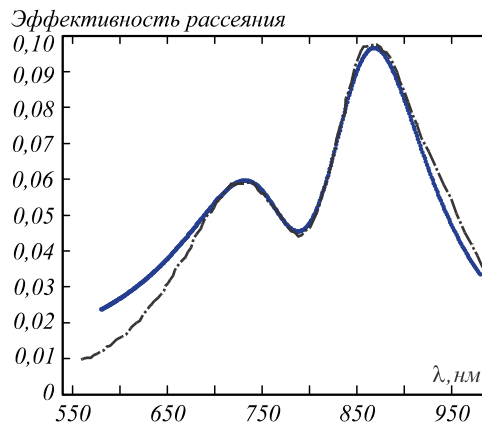


Рис. 6. Дипольная частотная характеристика системы $\omega^4 |X_1 + X_2|^2$ (сплошная линия) и экспериментальная зависимость эффективности рассеяния от частоты [43] (штрих-пунктирная линия)

На рис. 7 показана временная функция отклика системы как решение $G(t) = x_1(t) + x_2(t)$ после завершения действия ультракороткого импульса, имеющего δ -форму импульса и отклик в виде функций $G(t)$ и $a(t)$ ускорения $a(t) = \ddot{G}(t)$. Коэффициент корреляции $R = \text{Corr}(G, a) = -0,937$ указывает на некоторое отклонение от идентичности функций (исключая знак минус), что было бы справедливо для отклика системы на гармонический сигнал.

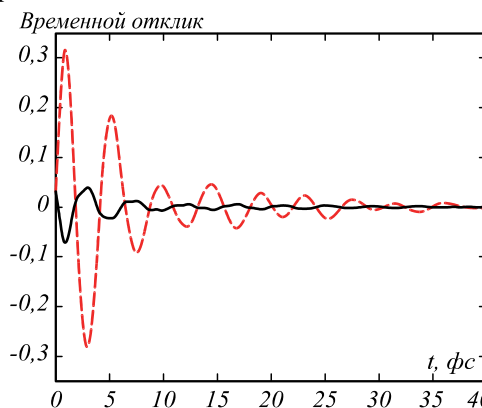


Рис. 7. Дипольный отклик $G(t)$ (пунктирная линия) и ускорение $a(t)$ (сплошная линия), пропорциональные рассеянному световому полю

Рассеянное поле $E_{sc}(t)$ для падающего света с произвольной временной зависимостью $E_{ext}(t)$ определяется свёрткой:

$$E_{sc}(t) = \int_{-\infty}^t a(t - t_1) E_{ext}(t_1) dt_1. \tag{10}$$

Принимая во внимание выявленные характерные ультракоротких импульсов (УКИ) в оптическом диапазоне, удобной формой их представления являются сигналы Габора с Гауссовой огибающей $E_{ext}(t) = e^{-(t/\tau)^2} \sin(\omega t)$. На рис. 8 показана усредненная по осцилляциям интенсивность рассеяния, как функция от времени и несущей частоты падающего импульса с длительностью $\tau = 10$ фс. Чётко проявляется двухгорбая структура рассеяния света в динамиче-

ском процессе рассеяния импульсов, представленная в спектральном распределении.

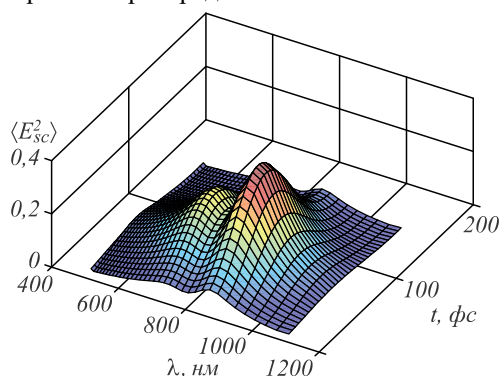


Рис. 8. Интенсивность рассеяния как функция времени и длины волны падающего импульса

Если измерять полный спектр рассеянного света, его можно вычислить как произведение эффективности рассеяния в частотной области на интенсивность спектра падающего импульса. Полученные спектры представлены на рис. 9. Сплошная линия для относительно длинного импульса с длительностью 10 фс воспроизводит спектр падающего света с амплитудой, соответствующей функции рассеяния. Более короткий импульс с длительностью около 2,2 фс демонстрирует двугорбые внутренние структуры, связанные с двухчастотным резонансным откликом наноструктуры.

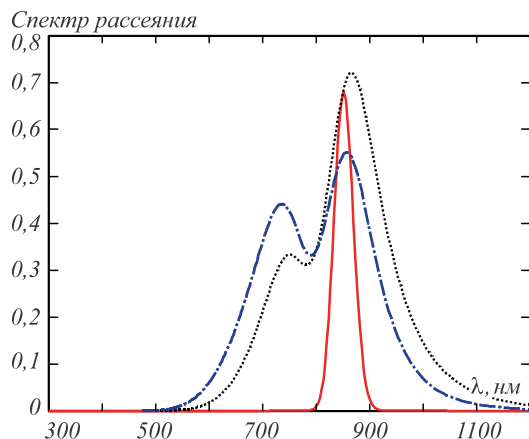


Рис. 9. Спектр рассеянных импульсов Габора: длительность импульса 10 фс и несущая частота импульса $\omega = 1,55$ эВ (сплошная линия); для импульса длительностью 2,2 фс (пунктирная линия) показан результат для $\omega = 1,55$ эВ, а штриховая пунктирная линия соответствует несущей частоте 1,78 эВ

Заключение

Насколько известно, до сих пор не было получено точного решения для описания динамики возбуждения резонанса Фано в рамках классической модели двух линейных связанных осцилляторов при затухающем гармоническом воздействии. Проведено уточнение уравнений рассеяния в случае большой ширины резонанса, когда для корректного описания отклика необходимо учитывать не только существенное изменение амплитуды вынужденных колебаний си-

стемы, но и самой частоты рассеяния в области резонанса. Впервые приведены результаты расчёта динамики формирования профиля резонанса Фано под действием импульса Габора в зависимости от несущей частоты.

Полученные нами результаты по временной зависимости формирования профиля Фано в действительности имеют более широкую область применимости, поскольку линейный отклик системы полностью описывается её дисперсионными свойствами. Такой вывод следует из возможности представления линейного отклика на импульс произвольной формы в виде интеграла Фурье с подходящей частотной зависимостью передаточной функции. Поэтому конкретная реализация линейного оператора, обладающего необходимым спектром, не сказывается на описываемых свойствах. Это позволяет использовать модель классических связанных осцилляторов для описания динамики самых различных линейных систем с резонансными характеристиками. Временной отклик системы может сильно варьироваться в зависимости от формы действующего импульса.

Частотные характеристики функции отклика могут быть измерены как путём частотного сканирования спектрально узким, перестраиваемым по частоте лазерным излучением, так и с использованием техники восстановления отклика по измерению корреляционной функции для УКИ [45]. Альтернативным способом получения полной характеристики линейной системы является измерение отклика на действие δ -импульса, позволяющее получить её функцию Грина. Близкие характеристики отклика дают УКИ со спектральной шириной, существенно превосходящей ширину резонансов системы. Для разных типов атомных, молекулярных и наносистем в качестве таких зондирующих импульсов могут использоваться фемто- и аттосекундные лазерные импульсы. Отметим, что экспериментальную проверку полученных результатов можно произвести, в частности, на классических механических колебательных системах, в RLC-цепях, а также измеряя рассеяние световых импульсов на металлических наночастицах различной формы [46].

Благодарности

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и образования РФ (задание № 3.9890.2017/8.9).

Литература

1. Allen, L. Optical resonance and two-level atoms / L. Allen, J. Eberly. – Courier Corporation, 1975. – 233 p.
2. Akulin, V.M. Intensive resonant interactions in quantum electronics / V.M. Akulin, N.V. Karlov. – Springer, 1991. – 314 p.
3. Astapenko, V. Interaction of ultrashort electromagnetic pulses with matter / V. Astapenko. – New York: Springer, 2013. – 94 p.
4. Arustamyan, M.G. Phase control of two-level system excitation by short laser pulses / M.G. Arustamyan, V.A. Astapenko // Laser Physics. – 2008. – Vol. 18. – P. 768-773.

5. **Astapenko, V.A.** Excitation of two-level system by chirped laser pulse / V.A. Astapenko, M.S. Romadanovskii // *Laser Physics*. – 2009. – Vol. 19. – P. 969-973.
6. **Fano, U.** Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts / U. Fano // *Physical Review*. – 1961. – Vol. 13. – P. 1866.
7. **Lisitsa, V.S.** Resonance of discrete states against the background of a continuous spectrum / V.S. Lisitsa, S.I. Yakovlenko // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1974. – Vol. 39. – P. 975-980.
8. **Feshbach, H.** Unified theory of nuclear reactions / H. Feshbach // *Annals of Physics*. – 1958. – Vol. 5. – P. 357-390.
9. **Rosmej, F.B.** Effect of ultrashort laser-pulse duration on Fano resonances in atomic spectra / F.B. Rosmej, V.A. Astapenko, V.S. Lisitsa // *Physical Review A*. – 2014. – Vol. 90. – P. 043421.
10. **Bixon, M.** Intramolecular radiation transitions / M. Bixon, J. Jortner // *The Journal of Chemical Physics*. – 1968. – Vol. 48. – P. 715-726.
11. **Uzer, T.** Theories of intermolecular vibrational energy transfer / T. Uzer, W.H. Miller // *Physics Reports*. – 1991. – Vol. 199. – P. 73-146.
12. **Osherov, V.I.** Theory of nonradiative transitions in polyatomic molecules [In Russian] / V.I. Osherov, E.S. Medvedev. – Moscow: Nauka, 1983. – 280 p.
13. **Agranovich, V.M.** Electron-excitation energy transfer in condensed media / V.M. Agranovich, M.D. Galanin. – Moscow: Nauka, 1978. – 384 p.
14. **Chin, C.** Feshbach resonances in ultracold gases / C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – Vol. 82. – P. 1225-1286.
15. **Miroshnichenko, A.E.** Fano resonances in nanoscale structures / A.E. Miroshnichenko // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – Vol. 82. – P. 2257-2298.
16. **Förstner, J.** Phonon-assisted damping of Rabi oscillations in semiconductor quantum dots / J. Förstner, C. Weber, J. Danckwerts, A. Knorr // *Physical Review Letters*. – 2003. – Vol. 91. – P. 127401.
17. **Verzelen, O.** Excitonic polarons in semiconductor quantum dots / O. Verzelen, R. Ferreira, G. Bastard // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88. – P. 146803.
18. **Xu, S.J.** Resonant coupling of bound excitons with LO phonons in ZnO: Excitonic polaron states and Fano resonance / S.J. Xu // *The Journal of Chemical Physics*. – 2005. – Vol. 123. – P. 221105.
19. **Kerfoot, M.L.** Optophononics with coupled quantum dots / M.L. Kerfoot, A.O. Govorov, C. Czarnecki, D. Lu, Y.N. Gad, A.S. Bracker, D. Gammon, M. Scheiber // *Nature Communications*. – 2014. – Vol. 5. – P. 3299.
20. **Hetz, R.** Enhanced polar exciton-LO-phonon interaction in quantum dots / R. Hetz, I. Mukhametzhanov, O. Stier, A. Madhukar, D. Bimberg // *Physical Review Letters*. – 1999. – Vol. 83. – P. 4654.
21. **Cheng, M.-T.** Fano resonance analysis in a pair of semiconductor quantum dots coupling to a metal nanowire / M.-T. Cheng, Y.-Y. Song // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37. – P. 978-980.
22. **Shoh, R.A.** Ultrafast reversal of Fano resonance in plasmon-exciton system / R.A. Shoh, N.F. Scherer, M. Pelton, S.K. Gray // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 88. – P. 075411.
23. **Marinica, D.C.** Plexciton quenching by resonant electron transfer from quantum emitter to metallic nanoantenna / D.C. Marinica, H. Lourenço-Martins, J. Aizpurua, A.G. Borisov // *Nano Letters*. – 2013. – Vol. 13. – P. 5972-5978.
24. **Zhang, W.** Semiconductor-metal nanoparticle molecules: Hybrid excitons and the nonlinear effect / W. Zhang, A.O. Govorov, G.W. Bryant // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97. – P. 146804.
25. **Manjavacas, A.** Quantum plexcitons: Strongly interacting plasmons and excitons / A. Manjavacas, F.J. García Abajo, P. Nordlander // *Nano Letters*. – 2011. – Vol. 11. – P. 2118-2323.
26. **Artuso, R.D.** Hybrid quantum dot-metal nanoparticle systems: connecting the dots / R.D. Artuso, G.W. Bryant // *Acta Physica Polonica A*. – 2012. – Vol. 122. – P. 289-293.
27. **Andrianov, E.S.** Modification of the resonance fluorescence spectrum of a two-level atom in the near field of a plasmonic nanoparticle / E.S. Andrianov, A.A. Pukhov, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, A.A. Lisyansky // *JETP Letters*. – 2013. – Vol. 97, Issue 8. – P. 452-458.
28. **Yang, J.** Analytical Formalism for the interaction of two-level quantum systems with metal nanoresonators / J. Yang, M. Perrin, P. Lalanne // *Physical Review X*. – 2015. – Vol. 5. – P. 021008.
29. **Hartsfield, T.** Single quantum dot controls a plasmonic cavity's scattering and anisotropy / T. Hartsfield, W.-S. Chang, S.-C. Yang, T. Ma, J. Shi, L. Sun, G. Shvets, S. Link, X. Li // *PNAS*. – 2015. – Vol. 112. – P. 12288-12292.
30. **Andryushin, A.I.** Effect of resonant electromagnetic field on the autoionizing states of atoms / A.I. Andryushin, A.E. Kazakov, M.V. Fedorov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1982. – Vol. 55. – P. 53-58.
31. **Kiröla, E.** Quasicontinuum effects in molecular excitation / E. Kiröla, J.H. Eberly // *The Journal of Chemical Physics*. – 1985. – Vol. 82. – P. 1841-1854.
32. **Knight, P.L.** Laser-induced continuum structure / P.L. Knight, M.A. Lauder, B.J. Dalton // *Physics Reports*. – 1990. – Vol. 190. – P. 1-61.
33. **Zhang, S.B.** Photoemission spectroscopy with high-intensity short-wavelength lasers / S.B. Zhang, N. Rohringer // *Physical Review A*. – 2014. – Vol. 89. – P. 013407.
34. **Riffe, D.M.** Classical Fano oscillator / D.M. Riffe // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – P. 064308.
35. **Limonov, M.F.** Fano resonances in photonics / M.F. Limonov [et al.] // *Nature Photonics*. – 2017. – Vol. 11. – P. 543-554.
36. **Joe, Y.S.** Classical analogy of Fano resonances / Y.S. Joe, A.M. Satanin, C.S. Kim // *Physica Scripta*. – 2006. – Vol. 74. – P. 259-266.
37. **Misochko, O.V.** Fano interference at the excitation of coherent phonons: Relation between the asymmetry parameter and the initial phase of coherent oscillations / O.V. Misochko, M.V. Lebedev // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2015. – Vol. 120. – P. 651-663.
38. **Li, R.** Analysis and modeling of Fano resonances using equivalent circuit elements / R. Li, J. Fu, Q. Wu, K. Zhang, W. Chen, Z. Wang, R. Ma // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – P. 31884.
39. **Mirin, N.A.** Fano resonances in plasmonic nanoparticle aggregates / N.A. Mirin, K. Bao, P. Nordlander // *The Journal of Physical Chemistry A*. – 2009. – Vol. 113. – P. 4028-4034.
40. **Kui, B.** Plasmon hybridization for real metals / B. Kui, S. Heidar, N. Peter // *Chinese Science Bulletin*. – 2010. – Vol. 55. – P. 2629-2634.
41. **Mukherjee, S.** Fanoshells: Nanoparticles with built-in Fano resonances / S. Mukherjee, H. Sobhani, J.B. Lassiter, R. Bardhan, P. Nordlander, N.J. Halas // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10. – P. 2694-2701.

42. **Wu, X.** Quantum-dot transparency in a nanoscale plasmonic resonator / X. Wu, S.K. Gray, M. Pelton // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – P. 23633-23645.
43. **Lovera, A.** Mechanisms of Fano resonances in coupled plasmonic systems / A. Lovera, B. Gallinet, P. Nordlander, J.F. Martin // *ACS Nano*. – 2013. – Vol. 7. – P. 4527-4536.
44. **Kats, M.A.** Effect of radiation damping on the spectral response of plasmonic components / M.A. Kats, N. Yu, P. Genevet, Z. Gaburro, F. Capasso // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19. – P. 21749-21753.
45. **Anderson, A.** Few-femtosecond plasmon dephasing of a single metallic nanostructure from optical response function reconstruction by interferometric frequency resolved optical gating / A. Anderson, K.S. Deryckx, G.X. Xu, G. Steinmeyer, M.B. Raschke // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10. – P. 2519-2524.
46. **Ruan, Z.** Temporal coupled-mode theory for light scattering by an arbitrarily shaped object supporting a single resonance / Z. Ruan, S. Fan // *Physics Review A*. – 2012. – Vol. 85. – 043828.

Сведения об авторах

Головинский Павел Абрамович, 1955 года рождения, в 1977 году окончил физический факультет Воронежского государственного университета, работает профессором кафедры физики в ВГТУ, доктор физико-математических наук. Область научных интересов: теоретическая физика, материаловедение, теория сложных систем и нейронные сети. E-mail: golovinski@bk.ru.

Яковец Андрей Васильевич, 1991 года рождения, в 2018 году окончил аспирантуру Московского физико-технического института по направлению подготовки 03.06.01 «Физика и астрономия», работает научным сотрудником в МФТИ на кафедре радиоэлектроники и прикладной информатики, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов: лазерная физика, ультракороткие импульсы, радиофизика, спутниковая связь. E-mail: andrey.yakovets@gmail.com.

Храмов Егор Сергеевич, 1994 года рождения, в 2018 году окончил магистратуру Московского физико-технического института по направлению подготовки 03.06.01 «Физика и астрономия», работает научным сотрудником в МФТИ на кафедре радиоэлектроники и прикладной информатики, аспирант. Область научных интересов: лазерная физика, ультракороткие импульсы. E-mail: egor.khramov@phystech.edu.

ГРПТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 13 марта 2019 г. Окончательный вариант – 10 июня 2019 г.

Application of the coupled classical oscillators model to the Fano resonance build-up in a plasmonic nanosystem

P.A. Golovinski^{1,2}, A.V. Yakovets¹, E.S. Khramov¹

¹ Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia;

² Voronezh State Technical University,
20 let Oktyabrya st., 84, Voronezh, 394006, Russia

Abstract

We study the excitation dynamics of Fano resonance within the classical model framework of two linear coupled oscillators. An exact solution for the model with a damped harmonic force is obtained. Details of the growth of a Fano profile under the harmonic excitation are shown. For an incident ultra-wideband pulse, the reaction of the system becomes universal and coincides with the time-dependent response function. The results of numerical calculations clarify two alternative ways for the experimental measurement of complete characteristics of the system: via direct observation of the system response to a monochromatic force by frequency scanning or recording the time-dependent response to a δ -pulse. As a specific example, the time-dependent excitation in a system consisting of a quantum dot and a metal nanoparticle is calculated. Then, we show the use of an extended model of damped oscillators with radiative correction to describe the plasmon Fano resonance build-up when a femtosecond laser pulse is scattered by a nanoantenna.

Keywords: Fano resonance, model of coupled oscillators, ultrashort laser pulse, nanoantenna.

Citation: Golovinski PA, Yakovets AV, Khramov ES. Application of the coupled classical oscillators model to the Fano resonance build-up in a plasmonic nanosystem. *Computer Optics* 2019; 43(5): 747-755. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-747-755.

Acknowledgements: This work was supported by the State Contract of the RF Ministry of Education and Science (assignment No. 3.9890.2017/8.9).

References

- [1] Allen L, Eberly J. Optical resonance and two-level atoms. Courier Corporation; 1975.
- [2] Akulin VM, Karlov NV. Intensive resonant interactions in quantum electronics. Springer; 1991.
- [3] Astapenko V. Interaction of ultrashort electromagnetic pulses with matter. New York: Springer; 2013.
- [4] Arustamyan MG, Astapenko VA. Phase control of two-level system excitation by short laser pulses. *Laser Phys* 2008; 18: 768-773.
- [5] Astapenko VA, Romadanovskii MS. Excitation of two-level system by chirped laser pulse. *Laser Phys* 2009; 19: 969-973.
- [6] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys Rev* 1961; 13: 1866.
- [7] Lisitsa VS, Yakovlenko SI. Resonance of discrete states against the background of a continuous spectrum. *JETP* 1974; 39: 975-980.
- [8] Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions. *Ann Phys* 1958; 5: 357-390.
- [9] Rosmej FB, Astapenko VA, Lisitsa VS. Effect of ultrashort laser-pulse duration on Fano resonances in atomic spectra. *Phys Rev A* 2014; 90: 043421.
- [10] Bixon M, Jortner J. Intramolecular radiation transitions. *J Chem Phys* 1968; 48: 715-726.
- [11] Uzer T, Miller WH. Theories of intermolecular vibrational energy transfer. *Phys Rep* 1991; 199: 73-146.
- [12] Osherov VI, Medvedev ES. Theory of nonradiative transitions in polyatomic molecules [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1983.
- [13] Agranovich VM, Galanin MD. Electron-excitation energy transfer in condensed media. Moscow: "Nauka" Publisher; 1978.
- [14] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E. Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev Mod Phys* 2010; 82: 1225-1286.
- [15] Miroshnichenko AE. Fano resonances in nanoscale structures. *Rev Mod Phys* 2010; 82: 2257-2298.
- [16] Förstner J, Weber C, Danckwerts J, Knorr A. Phonon-assisted damping of Rabi oscillations in semiconductor quantum dots. *Phys Rev Lett* 2003; 91: 127401.
- [17] Verzelen O, Ferreira R, Bastard G. Excitonic polarons in semiconductor quantum dots. *Phys Rev Lett* 2002; 88: 146803.
- [18] Xu SJ. Resonant coupling of bound excitons with LO phonons in ZnO: Excitonic polaron states and Fano resonance. *J Chem Phys* 2005; 123: 221105.
- [19] Kerfoot ML, Govorov AO, Czarncki C, Lu D, Gad YN, Bracker AS, Gammon D, Scheiber M. Optophononics with coupled quantum dots. *Nat Commun* 2014; 5: 3299.
- [20] Hetz R, Mukhametzhanov I, Stier O, Madhukar A, Bimberg D. Enhanced polar exciton-LO-phonon interaction in quantum dots. *Phys Rev Lett* 1999; 83: 4654.
- [21] Cheng M-T, Song Y-Y. Fano resonance analysis in a pair of semiconductor quantum dots coupling to a metal nanowire. *Opt Lett* 2012; 37: 978-980.
- [22] Shoh RA, Scherer NF, Pelton M, Gray SK. Ultrafast reversal of Fano resonance in plasmon-exciton system. *Phys Rev B* 2013; 88: 075411.
- [23] Marinica DC, Lourenço-Martins H, Aizpurua J, Borisov AG. Plexciton quenching by resonant electron transfer from quantum emitter to metallic nanoantenna. *Nano Lett* 2013; 13: 5972-5978.
- [24] Zhang W, Govorov AO, Bryant GW. Semiconductor-metal nanoparticle molecules: Hybrid excitons and the nonlinear effect. *Phys Rev Lett* 2006; 97: 146804.
- [25] Manjavacas A, Garcide Abajo FJ, Nordlander P. Quantum plexcitons: Strongly interacting plasmons and excitons. *Nano Lett* 2011; 11: 2118-2323.
- [26] Artuso RD, Bryant GW. Hybrid quantum dot-metal nanoparticle systems: connecting the dots. *Acta Phys Pol A* 2012; 122: 289-293.
- [27] Andrianov ES, Pukhov AA, Vinogradov AP, Dorofeenko AV, Lisyansky AA. Modification of the resonance fluorescence spectrum of a two-level atom in the near field of a plasmonic nanoparticle. *JETP Lett* 2013; 97(8): 452-458.
- [28] Yang J, Perrin M, Lalanne P. Analytical Formalism for the interaction of two-level quantum systems with metal nanoresonators. *Phys Rev X* 2015; 5: 021008.
- [29] Hartsfield T, Chang W-S, Yang S-C, Ma T, Shi J, Sun L, Shvets G, Link S, Li X. Single quantum dot controls a plasmonic cavity's scattering and anisotropy. *PNAS* 2015; 112: 12288-12292.
- [30] Andryushin AI, Kazakov AE, Fedorov MV. Effect of resonant electromagnetic field on the autoionizing states of atoms. *JETP* 1982; 55: 53-58.
- [31] Kiröla E, Eberly JH. Quasicontinuum effects in molecular excitation. *J Chem Phys* 1985; 82: 1841-1854.
- [32] Knight PL, Lauder MA, Dalton BJ. Laser-induced continuum structure. *Phys Rep* 1990; 190: 1-61.
- [33] Zhang SB, Rohringer N. Photoemission spectroscopy with high-intensity short-wavelength lasers. *Phys Rev A* 2014; 89: 013407.
- [34] Riffe DM. Classical Fano oscillator. *Phys Rev B* 2011; 84: 064308.
- [35] Limonov MF, et al. Fano resonances in photonics. *Nat Photon* 2017; 11: 543-554.
- [36] Joe YS, Satanin AM, Kim CS. Classical analogy of Fano resonances. *Phys Scr* 2006; 74: 259-266.
- [37] Misochoiko OV, Lebedev MV. Fano interference at the excitation of coherent phonons: Relation between the asymmetry parameter and the initial phase of coherent oscillations. *JETP* 2015; 120: 651-663.
- [38] Li R, Fu J, Wu Q, Zhang K, Chen W, Wang Z, Ma R. Analysis and modeling of Fano resonances using equivalent circuit elements. *Sci Rep* 2016; 6: 31884.
- [39] Mirin NA, Bao K, Nordlander P. Fano resonances in plasmonic nanoparticle aggregates. *J Phys Chem A* 2009; 113: 4028-4034.
- [40] Kui B, Heidar S, Peter N. Plasmon hybridization for real metals. *Chin Sc Bull* 2010; 55: 2629-2634.
- [41] Mukherjee S, Sobhani H, Lassiter JB, Bardhan R, Nordlander P, Halas NJ. Fano resonances: Nanoparticles with built-in Fano resonances. *Nano Lett* 2010; 10: 2694-2701.
- [42] Wu X, Gray SK, Pelton M. Quantum-dot transparency in a nanoscale plasmonic resonator. *Opt Express* 2010; 18: 23633-23645.
- [43] Lovera A, Gallinet B, Nordlander P, Martin JF. Mechanisms of Fano resonances in coupled plasmonic systems. *ACS Nano* 2013; 7: 4527-4536.
- [44] Kats MA, Yu N, Genevet P, Gaburro Z, Capasso F. Effect of radiation damping on the spectral response of plasmonic components. *Opt Express* 2011; 19: 21749-21753.
- [45] Anderson A, Deryckx KS, Xu GX, Steinmeyer G, Raschke MB. Few-femtosecond plasmon dephasing of a single metallic nanostructure from optical response function reconstruction by interferometric frequency resolved optical gating. *Nano Lett* 2010; 10: 2519-2524.
- [46] Ruan Z, Fan S. Temporal coupled-mode theory for light scattering by an arbitrarily shaped object supporting a single resonance. *Phys Rev A* 2012; 85: 043828.

Author's information

Pavel Abramovich Golovinski (b. 1955) graduated from Voronezh State University in 1977, Physics faculty. Currently he works as the professor at the Physics department of Voronezh State Technical University. Research interests are theoretical physics, materials science, the theory of complex systems and neural networks. E-mail: golovinski@bk.ru.

Andrey Vasil'evich Yakovets (b. 1991) graduated from Moscow Institute of Physics and Technology (State University) in 2018 (short – MIPT), Phystech School of Radio Engineering and Computer Technology. He works as the Researcher at the MIPT on Radio Electronics and Applied Informatics department, candidate of Physical and Mathematical sciences. His research interests are currently focused laser physics, ultrashort pulses, radiophysics, satellite communications. E-mail: andrey.yakovets@gmail.com.

Egor Sergeevich Khramov (b. 1994) graduated from Moscow Institute of Physics and Technology (State University) in 2018 (short – MIPT), Phystech School of Radio Engineering and Computer Technology. He works as the Researcher at the MIPT on Radio Electronics and Applied Informatics department, postgraduate student. His research interests are currently focused laser physics, ultrashort pulses. E-mail: egor.khramov@phystech.edu.

Received March 13, 2019. The final version – June 10, 2019.
