

Оптимизированная алмазная фотонная молекула для квантовых сетейМ.С. Рогачев^{1,2}, И.Ю. Катеев¹, А.В. Цуканов¹¹Физико-технологический институт РАН²Московский физико-технический институт (государственный университет)

В последние годы элементарные квантовые оптические структуры, называемые фотонными молекулами (ФМ), привлекают повышенное внимание [1, 2]. Эти структуры формируются из высокодобротных твердотельных микрорезонаторов (МР). Независимо от типа резонаторов, свойства ФМ описываются в рамках единого формализма, который аналогичен модели сильной связи в теории кристаллических решёток. Спектр и распределение поля мод в ФМ зависят как от параметров МР (частот собственных мод и скорости диссипации), так и от взаимодействия между ними, которое определяется матричным элементом туннелирования (или перескока) фотонов между соседними резонаторами. Эти устройства могут быть интегрированы в единую квантовую оптическую сеть с однофотонными источниками, которые генерируют и управляют потоком фотонов в системе, и высокочувствительными детекторами, фиксирующими приход фотона и, предпочтительно, его поляризацию [3]. Что касается элементной базы для квантовых вычислений, то основные усилия исследователей в настоящее время сосредоточены на поиске оптимальной геометрии твердотельного фотонного кристалла [4]. Кроме того, ФМ могут быть использованы для высокочувствительных детекторов положения (например, гироскопов [5]). В данной работе мы предлагаем ФМ из трёх МР, дизайн которой оптимизирован для получения хороших транспортных и диссипационных свойств.

Для ФМ, частоты которой находятся в оптическом диапазоне, используются МР микронного размера. МР, поддерживающие моды шепчущей галереи, например, микрокольца, могут формировать квазиодномерные оптические структуры (рис. 1). Настройка спектра обычно производится путем осаждения на поверхность кольца дополнительного слоя из материала с другим показателем преломления. Собственные частоты и распределение электрического поля (рис. 2) для ТМ-мод одного микрокольца рассчитывается путем сведения трёхмерных уравнений Максвелла к следующей системе:

$$\begin{aligned} & [\tilde{n}J_{m+1}(k\tilde{n}R_1)J_m(kR_1) - J_{m+1}(kR_1)J_m(k\tilde{n}R_1)][\tilde{n}N_{m+1}(k\tilde{n}R_2)H_m(kR_2) - H_{m+1}(kR_2)N_m(k\tilde{n}R_2)] = \\ & = [\tilde{n}J_{m+1}(k\tilde{n}R_2)H_m(kR_2) - H_{m+1}(kR_2)J_m(k\tilde{n}R_2)][\tilde{n}N_{m+1}(k\tilde{n}R_1)J_m(kR_1) - J_{m+1}(kR_1)N_m(k\tilde{n}R_1)] \\ & \frac{\sqrt{n_1^2 - \tilde{n}^2}}{\sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}} \frac{n_0^2}{n_1^2} \operatorname{tg}\left(\frac{kh_1}{2} \sqrt{n_1^2 - \tilde{n}^2}\right) = \frac{\left(n_0^2 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1} \operatorname{Cos}\left(\frac{k(h_0 - h_1)}{2} \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}\right) - \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2} \operatorname{Sin}\left(\frac{k(h_0 - h_1)}{2} \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}\right)\right)}{\left(n_0^2 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1} \operatorname{Sin}\left(\frac{k(h_0 - h_1)}{2} \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}\right) + \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2} \operatorname{Cos}\left(\frac{k(h_0 - h_1)}{2} \sqrt{n_0^2 - \tilde{n}^2}\right)\right)} \end{aligned}$$

Здесь k - собственный вектор, \tilde{n} - эффективный показатель преломления, n_0 - показатель преломления дополнительного слоя толщиной h_0 , $n_1 = 2,4$ - показатель преломления алмазного слоя (резонатора) толщиной h_1 , $R_{1(2)}$ - внутренний (внешний) радиус кольца, J_m - функция Бесселя первого рода, N_m - функция Неймана, H_m - функция Ганкеля первого рода, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, k - азимутальное число. Мы оптимизировали параметры алмазных микроколец, вычисляя собственные частоты и распределение электрического поля одного двухслойного микрокольца в широком диапазоне высоты слоев h_0 и h_1 , а также при различных показателях преломления дополнительного слоя n_0 (см. рис. 3).

Аналитическое описание ФМ, состоящей из трех МР, даётся в рамках формализма феноменологического гамильтониана в приближении сильной связи:

$$H = \sum_{l=1}^3 (\omega_l - i\kappa_l) a_l^+ a_l - \sum_{l=1}^2 J_{l,l+1} (a_l^+ a_{l+1} + a_{l+1}^+ a_l),$$

где ω_l - частота моды l -го МР ($l = 1 - 3$), a_l^+ и a_l - операторы рождения и уничтожения фотонов, соответственно, $J_{l,l+1}$ коэффициент перескока фотонов между резонаторами, κ_l - скорость диссипации энергии в моде резонатора. При условии, что $\omega_l = \omega$ каждая мода одного МР в ФМ распадается на три с частотами $\Omega_{1,3} = \omega \pm \sqrt{2J}$, $\Omega_2 = \omega$.

Профиль электрического поля ФМ, образованной тремя кольцами, для собственных частот $\Omega_{1,3}$ имеет пучности, расположенные вдоль края каждого кольца (рис. 1). Мода с частотой Ω_2 является «тёмной» для центрального кольца, так как в нём электрическое поле равно нулю.

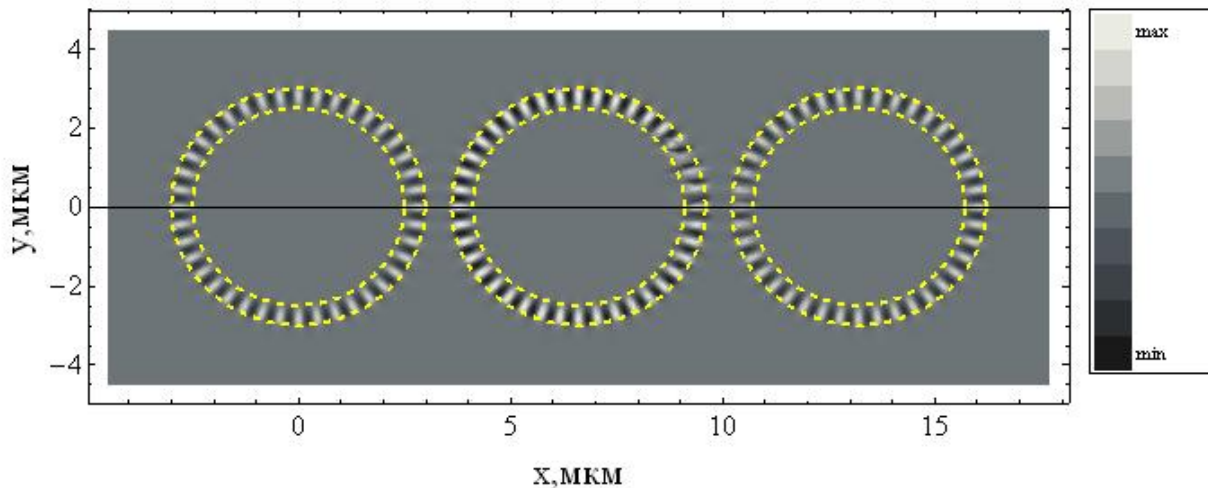


Рис. 1. Профиль электрического поля для $TM_{40,1}$ -моды шепчущей галереи в ФМ, состоящей из трёх микроколец с $R_1 = 2.5$ мкм, $R_2 = 3$ мкм для собственной частоты Ω_1 . Расстояние между центрами колец $2.2 R_2$.

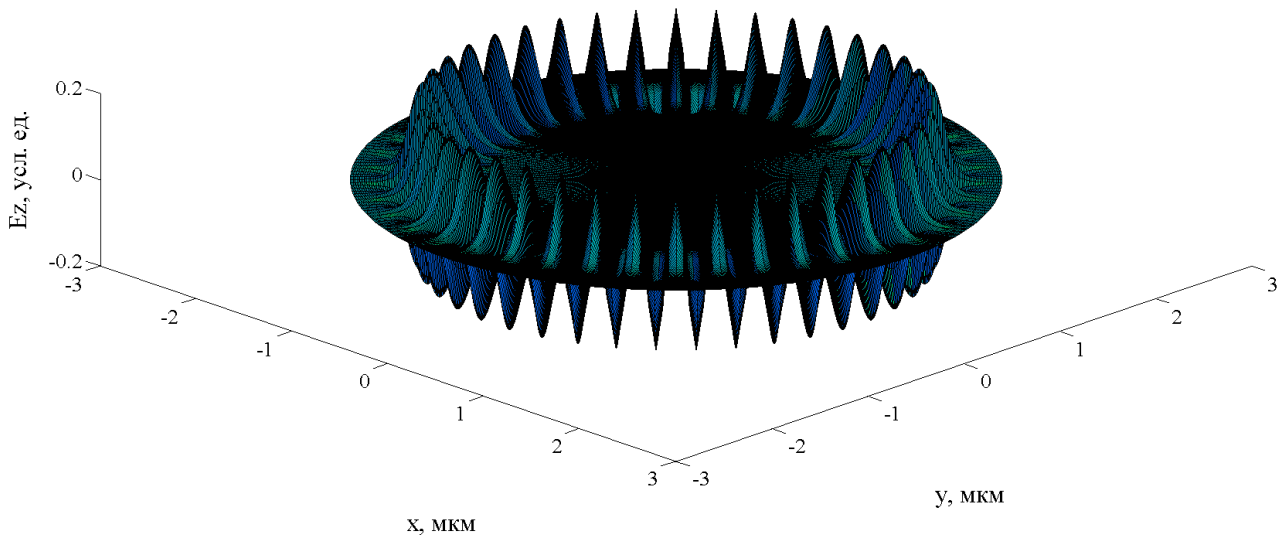


Рис. 2. Распределение электрического поля для $TM_{40,1}$ -моды.

Наиболее распространённым средством для контроля динамики фотонов в ФМ является лазер с гамильтонианом $H_L = \Omega_L (a_1^+ e^{-i\omega_L t} + a_1 e^{i\omega_L t})$, где ω_L - частота лазера и Ω_L - скорость накачки фотонов в резонатор. Мы использовали слабый лазер для исследования спектра ФМ. Вероятность однофотонного возбуждения ФМ рассчитывалась нами в стационарном режиме. На спектре прохождения видно небольшое число чётко различимых пиков (рис. 4). При приближении резонаторов друг к другу расстояние между пиками возрастает. Очень важно, чтобы для некоторой собственной моды ФМ амплитуды фотонного поля в каждом резонаторе были *равны*. Одно из возможных решений состоит в следующем выборе параметров гамильтониана: $J_{l,l+1} \equiv J$, $\omega_1 = \omega_3 = \omega$, $\omega_2 = \omega + J$. В этом случае мода с частотой $\Omega_{opt} = \omega - J$ оказывается равновзвешенной: $|\Psi_{opt}\rangle = (|1\rangle + |2\rangle + |3\rangle) / 3$.

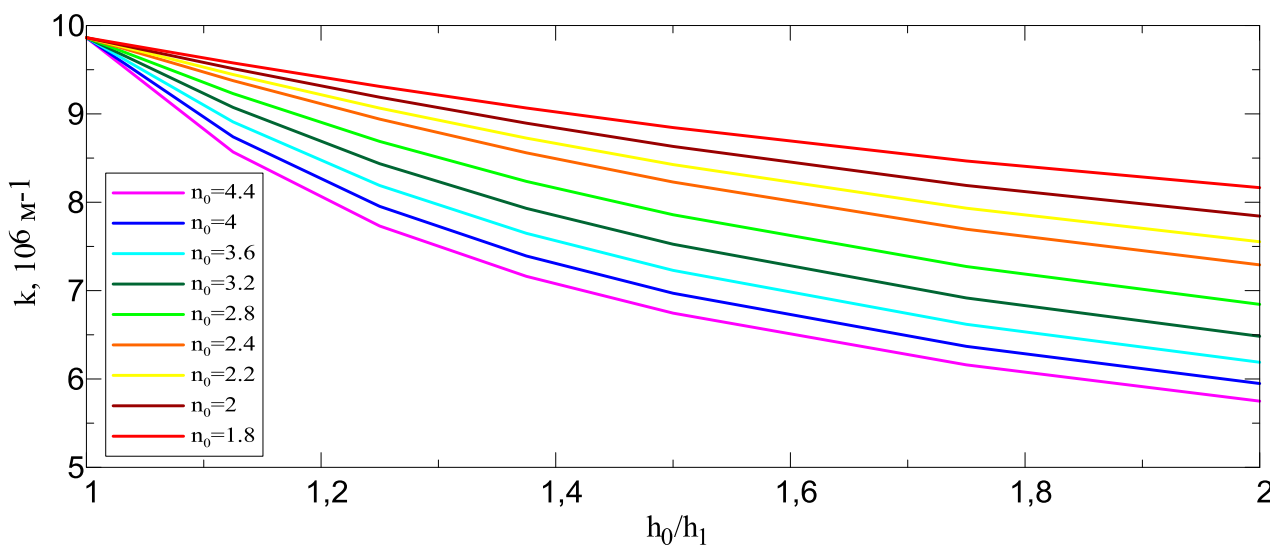


Рис. 3. Зависимость волнового вектора k от толщины h_0 дополнительного слоя для его различных показателей преломления n_0 .

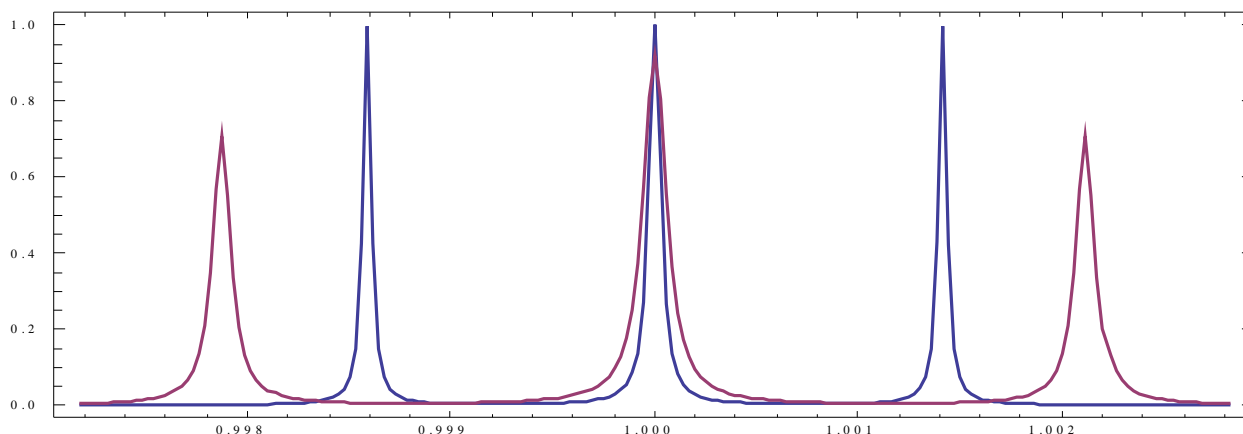


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения фотонов от частоты лазера ω_L . $J = 10^{-3} \omega$, $\kappa = 10^{-5} \omega$ – синяя линия, $J = 1.5 \cdot 10^{-3} \omega$, $\kappa = 3 \cdot 10^{-5} \omega$ – фиолетовая линия. $\Omega_L = 10^{-5} \omega$, $t = 10^6 \omega$.

Мы разработали численный метод расчёта параметров МР и ФМ, а также электромагнитных полей их собственных мод. Спектр ФМ из трёх МР получен с помощью численного интегрирования уравнения Шредингера с диссипацией для двух различных типов параметров. С помощью оптимизации найдена равновзвешенная мода ФМ. Заметим, что, независимо от типа резонатора, какое-либо нарушение (например, внедрение центра цветовой окраски), созданное в материале резонатора, искажает распространение световых лучей внутри системы и ухудшает оптические свойства. Рассчитанные параметры резонаторов находятся в хорошем согласии с параметрами устройств, созданных ведущими научными мировыми группами.

Литература

1. *Цуканов А.А.* Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть I. // Микроэлектроника. – 2013. –Т. 42. –С. 403–426.
2. *Цуканов А.А.* Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть II. // Микроэлектроника. –2014. –Т. 43.–С. 163–179.
3. *Yariv A., Xu Y., Lee R. K. and Scherer A.* Coupled resonator optical waveguide: a proposal and analysis // Opt. Lett.–1999. –V. 24.– P. 711.
4. *Tsukanov A., Kateev I., Orlikovsky A.* Quantum register based on structured diamond waveguide with NV centers // Proc. SPIE. –2012. –V. 8700. –P. 87001F.
5. *Kalantarov D. and Christopher P.* Effect of resonator losses on the sensitivity of coupled resonator optical waveguide gyroscopes // Opt. Lett. –2014. –V. 39. –P. 985.