

Сжатие света в трехатомной модели Джейнса – Каммингса в идеальном резонаторе

Е.К. Башкиров

Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева
443086, Российская Федерация, г. Самара
Московское шоссе, 34

Исследована динамика резонансной однофотонной трехатомной модели Джейнса – Каммингса для когерентного поля резонатора. Показана возможность сжатия поля резонатора для малых средних чисел фотонов в резонаторе. Установлено, что в случае трехатомной модели для больших интенсивностей резонаторной моды сжатие отсутствует, в отличие от одноатомной модели.

Ключевые слова: естественные и искусственные атомы, трехатомная модель Джейнса – Каммингса, когерентное поле, сжатие второго порядка.

Введение

В последнее время в квантовой оптике особое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному исследованию так называемых сжатых состояний электромагнитного поля. Сжатые состояния привлекают особое внимание не только потому, что они позволяют глубже понять природу электромагнитного поля, но и благодаря их широким возможным применениям для высокоточных оптических измерений, оптической связи и квантовых телекоммуникаций, квантовых вычислений и др. [1]. В настоящее время сжатый свет широко используется в экспериментах по обнаружению гравитационных волн, в частности в интерферометрах LIGO, GEO600 и др. [2–4].

Впервые сжатые состояния были теоретически введены в работах Д. Столера [5] как состояния, обобщенные по отношению к когерентным состояниям. Как и когерентные состояния сжатые состояния минимизируют соотношение неопределенностей, но имеют не совпадающие неопределенности квадратурных компонент. При этом одна из неопределенностей меньше квантового предела, в то время как для другой компоненты неопределенность, естественно, превышает квантовый предел. В работе [5] было также найдено математическое преобразование переводящее вакуумное или когерентное состояние в сжатое. Позднее свойства сжатых состояний с различных точек зрения исследовались многими

авторами, которые использовали для них различные названия: двухфотонные когерентные, новые когерентные, коррелированные когерентные состояния и др. [6]. Термин «сжатые состояния», впервые введенный в работе [7], применяется в настоящее время к широкому классу состояний электромагнитного поля и других бозонных полей, имеющих квантовые флуктуации ниже определенного значения, например, вакуумного.

Экспериментально сжатие света впервые реализовано в 1985 году Р.Е. Слэшером с соавторами [8] в процессе четырехволнового смешения света в оптическом резонаторе. Позднее для генерации сжатых состояний электромагнитного поля использовались различные нелинейные оптические процессы [1]. В настоящее время выполнено более полусотни различных экспериментов по наблюдению сжатых состояний света в различных нелинейных оптических средах, в том числе для систем атомов в резонаторах. В последние десятилетия сжатые состояния света использовались также во многих экспериментах для улучшения чувствительности лазерных интерферометров [4] или измерительных устройств за пределами дробового шума [9; 10]. В настоящее время максимальный уровень сжатия в 10–15 дБ достигнут в экспериментах по параметрическому рассеянию [11; 12].

Были проведены также две группы экспериментов по генерации сжатых состояний света,

испускаемых макроскопическими пучками атомов в резонаторах. В экспериментах Л. Орозко с соавторами [13] исследовалась сжатие излучения атомов Na в резонаторе, а в экспериментах Х. Бэчера с соавторами [14] – атомов Ba. При этом в экспериментах с атомами в резонаторах максимальный уровень сжатия для резонаторного поля составил примерно 1 дБ (или 20 % по сравнению с квантовым пределом). Впоследствии Л. Орозко с соавторами получили сжатые состояния для излучения пучка в несколько десятков атомов Rb в резонаторе [15]. Наконец, в работе [16] впервые удалось наблюдать сжатие излучения одиночных атомов Rb в оптическом резонаторе. Уровень сжатия света в 10 мдБ, полученный в указанном эксперименте, оказался пока достаточно малым по сравнению с уровнем сжатия в 10–15 дБ, достигнутым в экспериментах по параметрическому рассеянию, которые в настоящее время остается наиболее эффективным способом генерации сжатых состояний. Для одиночных ионов в ловушках Пауля также наблюдалась генерация колебательных сжатых состояний [17].

В связи с экспериментальной реализацией сжатого света для одиночных атомов, взаимодействующих с модой моля резонатора, представляется значительный интерес изучение динамики таких систем. Результаты экспериментов по генерации сжатого света атомами в резонаторах не удается интерпретировать в рамках обычной полуклассической модели нелинейной среды, основанной на уравнениях Максвелла – Блоха. Таким образом, для адекватного анализа особенностей атом-полевого взаимодействия необходим полный анализ квантовой динамики атомной и полевой подсистем. Хорошо известно, что простейшей нетривиальной моделью, позволяющей описать квантовые эффекты излучения атома в резонаторе, является модель Джейнса – Каммингса [18]. Исходная модель Джейнса – Каммингса описывает двухуровневый атом, взаимодействующий с выделенной модой квантованного электромагнитного поля в идеальном резонаторе. В рамках этой модели и ее простейших обобщений как, оказалось, могут быть описаны практически все основные квантовые эффекты, возникающие при взаимодействии излучения с веществом, в том числе и сжатие света. В настоящее время интерес к таким моделям перестал быть чисто теоретическим, поскольку реализация одноатомного однофотонного и двухфотонного лазера и ми-

кролазера [19; 20] предоставила возможность непосредственного исследования таких систем и экспериментальной проверки основных положений квантовой электродинамики резонаторов. Модель Джейнса – Каммингса была реализована также на ионах в магнитных ловушках, квантовых точках, примесных спинах в твердых телах, сверхпроводящих кольцах, гибридных системах и оптомеханических системах [21–22].

Теоретически возможность сжатия света для одноатомной однофотонной модели Джейнса – Каммингса было предсказано в работе [23]. Позднее сжатие света исследовалось также в многофотонной, двухатомной моделях Джейнса – Каммингса, модели Джейнса – Каммингса с невырожденными двухфотонными и рамановскими переходами, модели Джейнса – Каммингса с зависящей от интенсивности константой атом-фотонного взаимодействия, моделей Джейнса – Каммингса вне рамок приближения вращающейся волны и с учетом диссипативных процессов и др. (см. ссылки в [24–30]). Представляет интерес исследовать особенности сжатия света в трехатомной однофотонной модели Джейнса – Каммингса, так как особенности динамики такой модели изучены теоретически значительно меньше, чем одно- и двухатомной моделей. При этом основное внимание уделялось изучению перепутывания в таких моделях [31–33]. Такие системы в настоящее время также реализованы экспериментально на атомах и ионах в резонаторах и ловушках и сверхпроводящих джозефсоновских кубитах в микроволновых копланарных резонаторах [34–37]. Таким образом, в настоящей работе мы исследуем особенности генерации сжатых состояний поля в рамках коллективной трехатомной модели Джейнса – Каммингса с однофотонными переходами.

1. Модель и ее точное решение

Рассмотрим систему трех идентичных естественных или искусственных (примесные спины, квантовые точки, сверхпроводящие джозефсоновские кольца и др.) двухуровневых атомов, взаимодействующих резонансно с модой квантового когерентного электромагнитного поля в резонаторе без потерь. Гамильтониан взаимодействия атомов с полем резонатора в дипольном приближении и приближении вращающейся волны можно записать в виде

$$H = \hbar g(\sigma_1^+ a + \sigma_1 a^+ + \sigma_2^+ a + \sigma_2 a^+ + \sigma_3^+ a + \sigma_3 a^+). \quad (1)$$

Здесь $a^+(a)$ – оператор рождения (уничтожения) моды поля резонатора; $\sigma_i^+ = |+\rangle_i \langle -|$ – повышающий и $\sigma_i^- = |-\rangle_i \langle +|$ – понижающий оператор для i -го двухуровневого атома ($i = 1, 2, 3$), где $|-\rangle_i$ – основное и $|+\rangle_i$ – возбужденное состояние i -го двухуровневого атома. Наконец, величина g есть константа взаимодействия атома с резонаторным полем.

Как показали расчеты для одно- и двухатомных моделей Джейнса – Каммингса, максимальная степень перепутывания имеет место для основного состояния атомов [24–30]. Поэтому в настоящей работе выберем в качестве начального состояния для атомной подсистемы состояние вида

$$|\Psi(0)\rangle_A = |-, -, -\rangle,$$

а для поля – когерентное состояние

$$|\Psi(0)\rangle_F = \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle,$$

где

$$F_n = \frac{e^{-r/2} r^{(n/2)}}{\sqrt{n!}}$$

и r – среднее число фотонов в резонаторной моде.

Для выбранного начального состояния временную волновую функцию для системы с гамильтонианом (1) можно представить в виде

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle = & \sum_{n=0}^{\infty} (C_{1n}(t) |+, +, +, n-3\rangle + \\ & + C_{2n}(t) (|+, +, -, n-2\rangle + |+, -, +, n-2\rangle + \\ & + |-, +, +, n-2\rangle) + C_{3n}(t) (|+, -, -, n-1\rangle + \\ & + |-, +, -, n-1\rangle + |-, -, +, n-2\rangle) + \\ & + X_{4n}(t) |-, -, -, n\rangle). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь для $n \geq 3$

$$\begin{aligned} C_{1n}(t) = & - \left[9i\sqrt{-2+n}\sqrt{-1+n}\sqrt{n} \times \right. \\ & \left. \times (\sinh(\Omega_n^- t) / \Omega_n^- - \sinh(\Omega_n^+ t) / \Omega_n^+) / \omega_n \right] F_n, \\ C_{2n}(t) = & \left[3\sqrt{-1+n}\sqrt{n} \times \right. \\ & \left. \times (\cosh(\Omega_n^- t) - \cosh(\Omega_n^+ t)) / \omega_n \right] F_n, \\ C_{3n}(t) = & - \left((3i\sqrt{n} ((7+2n+\omega_n) \sinh(\Omega_n^- t) + \right. \\ & \left. + \Omega_n^- (-7-2n+\omega_n) \sinh(\Omega_n^+ t))) / \right. \\ & \left. / (2\omega_n \Omega_n^- \Omega_n^+) \right) F_n, \end{aligned}$$

$$C_{4n}(t) = 2\omega_n \left(\Omega_n^+ \cosh(\Omega_n^- t) - \Omega_n^- \cosh(\Omega_n^+ t) \right) F_n,$$

где

$$\Omega_n^- = \sqrt{11-11n - \sqrt{121+40(-2+n)n}},$$

$$\Omega_n^+ = \sqrt{11-11n + \sqrt{121+40(-2+n)n}},$$

$$\omega_n = \sqrt{121+40(n-2)n},$$

Для $n = 2$

$$C_{12} = 0,$$

$$C_{22} = (\sqrt{2}/5) (-1 + \cos[\sqrt{10}t]) F_2,$$

$$C_{32} = (-i/\sqrt{5}) \sin[\sqrt{10}t] F_2,$$

$$C_{42} = (1/5) (2 + 3 \cos[\sqrt{10}t]) F_2.$$

Для $n = 1$

$$C_{11} = C_{21} = 0,$$

$$C_{31} = (-i/\sqrt{3}) \sin[\sqrt{3}t] F_1,$$

$$C_{41} = \cos[\sqrt{3}t] F_1.$$

Наконец, для $n = 0$

$$C_{10} = C_{20} = C_{30} = 0, \quad C_{40} = F_0.$$

Точное решение (2) для временной волновой функции может быть использовано для расчета параметров сжатия резонаторных мод.

2. Вычисление параметров сжатия

Для исследования полевого сжатия второго порядка введем стандартным образом медленно меняющиеся квадратурные компоненты для моды поля X_1 и X_2

$$X_1 = (1/2) (e^{i\omega t} a + e^{-i\omega t} a^\dagger),$$

$$X_2 = (1/2i) (e^{i\omega t} a - e^{-i\omega t} a^\dagger),$$

где ω – частота резонаторной моды поля. Квадратурные компоненты определяют значения наблюдаемых поля, например напряженности электрического поля, для моментов времени, различающихся на четверть периода. Поскольку квадратурные компоненты удовлетворяют коммутационному соотношению $[X_1, X_2] = i/2$, соотношение неопределенностей для них принимает вид

$$(\Delta X_1)^2 (\Delta X_2)^2 \geq 1/16,$$

где $(\Delta X_i)^2 = \langle X_i^2 \rangle - \langle X_i \rangle^2$ – дисперсии квадратурных компонент. Как известно, сжатое состояние минимизирует соотношение неопределенностей для квадратурных компонент. При этом для одной из компонент (сжатой) выполняется

соотношение $(\Delta X_i)^2 < 1/4$. Для количественного анализа поведения неопределенностей квадратурных компонент удобно ввести так называемые параметры сжатия второго порядка следующим образом

$$S_i = \frac{(\Delta X_i)^2 - 1/4}{1/4} = 4(\Delta X_i)^2 - 1.$$

При таком определении параметров сжатия они обращаются в ноль для когерентных или вакуумных состояния. Для сжатого состояния параметр сжатия в соответствующей квадратурной компоненте принимает отрицательное значение. Максимальной степени сжатия, т.е. нулевой неопределенности квадратурной компоненты соответствует значение параметра сжатия, равное (-1) . Иногда степень сжатия в той или иной квадратурной компоненте определяют в процента, а именно как $|S_i| \times 100$ %. В это случае нулевой неопределенности квадратурной компоненты соответствует степень сжатия в 100 %.

В терминах фотонных операторов рождения и уничтожения мы можем переписать параметры сжатия квадратурных компонент в виде

$$S_1(t) = 2(\langle n \rangle + \text{Re}(\langle a^2 \rangle) - 2(\text{Re} \langle a \rangle)^2), \quad (3)$$

$$S_2(t) = 2(\langle n \rangle - \text{Re}(\langle a^2 \rangle) - 2(\text{Im} \langle a \rangle)^2), \quad (4)$$

где с использованием явного вида временной функции (2) имеем

$$\begin{aligned} \langle n(t) \rangle = & 3 |X_{32}(t)|^2 + 2 |X_{42}(t)|^2 + |X_{41}(t)|^2 + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} (n-3) |X_{1n}(t)|^2 + \sum_{n=3}^{\infty} (n-2) |X_{2n}(t)|^2 + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} (n-1) |X_{3n}(t)|^2 + \sum_{n=3}^{\infty} n |X_{4n}(t)|^2, \\ \langle a(t) \rangle = & 3X_{32}(t)X_{31}(t)^* + \sqrt{2}X_{42}(t)X_{41}(t)^* + \end{aligned}$$

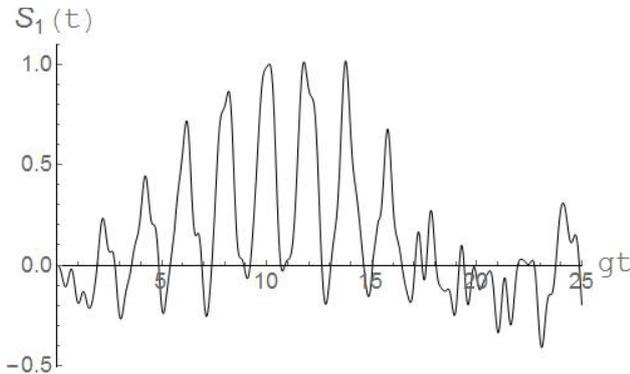


Рис. 1. Длинно временное поведение параметра сжатия S_1 для модели с $\bar{n} = 0,5$

$$\begin{aligned} & + X_{41}(t)F_0 + \sum_{n=3}^{\infty} \sqrt{n-2}X_{1,n+1}(t)X_{1n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} \sqrt{n-1}X_{2,n+1}(t)X_{2n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} \sqrt{n}X_{3,n+1}(t)X_{3n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=2}^{\infty} \sqrt{n+1}X_{4,n+1}(t)X_{4n}(t)^*, \\ \langle a^2(t) \rangle = & \sqrt{2}X_{42}(t)F_0 + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{(n-2)(n-1)}X_{1,n+2}(t)X_{1n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} \sqrt{n(n-1)}X_{2,n+2}(t)X_{2n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=3}^{\infty} \sqrt{n(n+1)}X_{3,n+2}(t)X_{3n}(t)^* + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{(n+2)(n+1)}X_{4,n+2}(t)X_{4n}(t)^*. \end{aligned}$$

Проведем с использованием формул (3) и (4) компьютерное моделирование временной зависимости параметров сжатия для различных значений среднего числа фотонов в когерентной моде резонаторного поля.

3. Обсуждение результатов

Результаты численных расчетов зависимости параметров сжатия S_1 и S_2 двух квадратурных компонент от безразмерного времени gt представлены на рис. 1–4. На рис. 1 и 2 показано длинно временное $gt \gg 2$ поведение параметров сжатия двух квадратурных компонент. Расчеты показывают, что для трехатомной модели Джейнса – Каммингса в отличие от одноатомной модели [27] сжатие поля имеет место только для

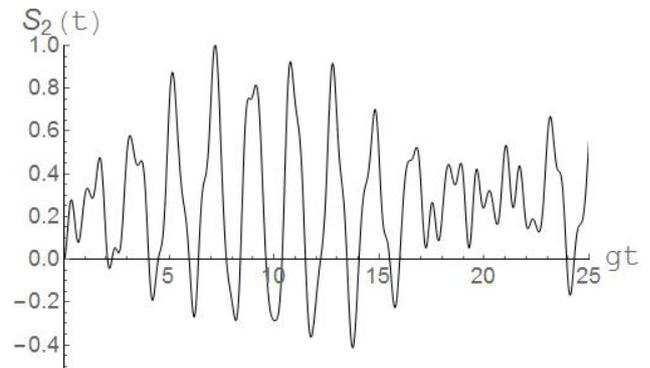


Рис. 2. Длинно временное поведение параметра сжатия S_2 для модели с $\bar{n} = 0,5$

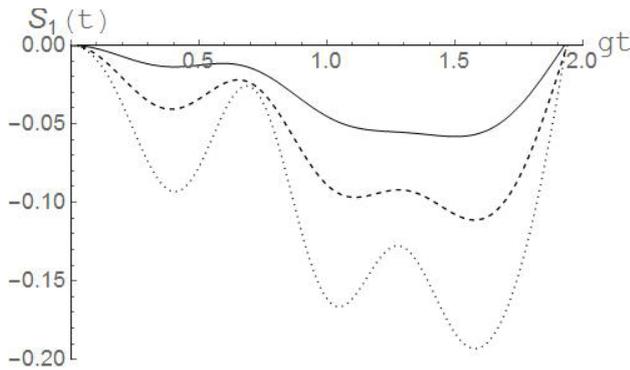


Рис. 3. Коротко временное поведение параметра сжатия S_1 для модели с $\bar{n} = 0,1$ (сплошная линия), $\bar{n} = 0,2$ (пунктирная линия), и $\bar{n} = 0,4$ (точечная линия)

малых значений среднего числа фотонов $\bar{n} < 1$. Заметим, что подобное поведение характерно уже и для двухатомной модели Джейнса – Каммингса [29; 30]. Для малых начальных интенсивностей когерентного поля параметр S_1 принимает отрицательное значение сразу же для времен $t > 0$, что свидетельствует о наличии сжатия для первой из квадратурных компонент в самом начале эволюции системы. На этих же временах второй параметр S_2 принимает положительные значения, что свидетельствует об отсутствии сжатия во второй компоненте. С течением времени оба параметра S_1 и S_2 осциллируют, меняя свои знаки. При этом максимальная степень сжатия в последующие моменты времени может быть больше, нежели степень сжатия в начале эволюции. Такое поведение параметров сжатия аналогично поведению параметров сжатия в случае одно- и двухатомной модели Джейнса – Каммингса [24–26]. На рис. 3 и 4 представлено коротко временное ($gt < 2$) поведение параметра сжатия второго порядка S_1 (в области первого сжатия) для различных начальных интенсивностей когерентного поля (или среднего числа фотонов) \bar{n} . Для достаточно малых начальных интенсивностей когерентного поля ($0 < \bar{n} < 0,8$) степень первого сжатия возрастает с увеличением \bar{n} . При этом максимальная степень сжатия достигается при $\bar{n} = 0,8$ и составляет приблизительно 25 %, что близко к максимальной степени сжатия в случае одно- и двухатомной модели Джейнса – Каммингса в коротко временном интервале. Заметим, что при $\bar{n} > 0,5$ параметр сжатия S_1 для очень малых времен принимает положительное значение (нет сжатия). В этом случае первое сжатие рассматриваемой квадратурной компоненты наблюдается с некоторым запаздыванием. Предсказываемые максималь-

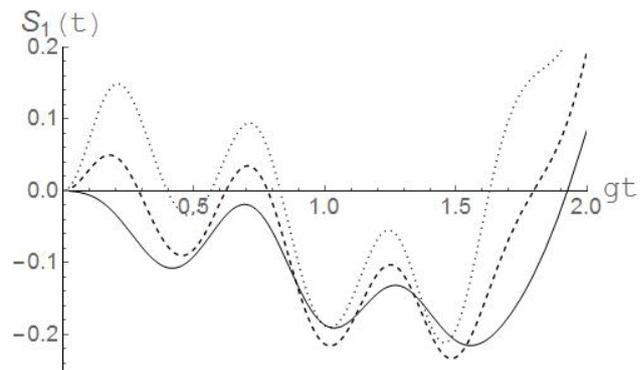


Рис. 4. Коротко временное поведение параметра сжатия S_1 для модели с $\bar{n} = 0,5$ (сплошная линия), $\bar{n} = 0,8$ (пунктирная линия), и $\bar{n} = 1$ (точечная линия)

ные степени полевого сжатия второго порядка качественно согласуются с экспериментальными данными по степени сжатия поля в опытах с пучками Na и Ba в резонаторе, которое достигает 20 % [13; 14].

Заключение

Таким образом, в настоящей работе мы детально исследовали особенности сжатия света в системе трех атомов с однофотонными переходами, взаимодействующих с модой когерентного поля в резонаторе без потерь. Нами найдено точное решение рассматриваемой модели и с его помощью вычислены параметры сжатия квадратурных компонент. Показано, что максимальная степень сжатия для коротко временного интервала составляет около 25 %, что согласуется с результатами экспериментов по сжатию света для макроскопических пучков атомов Na и Ba. Однако в единственном эксперименте по сжатию излучения одиночных атомов Rb в резонаторе получены существенно меньшие степени сжатия резонаторного поля. Такое несоответствие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями для моделей типа Джейнса – Каммингса может быть объяснено существенным влиянием диссипативных процессов на динамику сжатия света в резонаторе. Рассмотрение особенностей сжатия света в более реалистичной трехатомной модели с учетом диссипативных процессов, а также других факторов, влияющих на динамику сжатия резонаторной моды поля, будет являться предметом нашей следующей работы.

Список литературы

1. Bacher H.-A., Ralph T. Guide to experiments in quantum optics. Weinheim: Wiley - VCH, 2004. 420 p.

2. Coherent control of vacuum squeezing in the gravitational-wave detection band / H. Vahlbruch [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97. P. 011101.
3. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light / J. Aasi [et al.] // *Nature Photonics.* 2013. Vol. 7. P. 613–619.
4. Schnabel R. Squeezed states of light and their applications in laser interferometers // *Phys. Repts.* 2017. Vol. 684. P. 1–51.
5. Stoler D. Equivalence classes of minimum-uncertainty packets I, II // *Phys. Rev. D.* 1970. Vol. 1. P. 3217–3219; Vol. 4. P. 1925–1926.
6. Dodonov V.V. 'Nonclassical' states in quantum optics: a 'squeezed' review of the first 75 years // *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.* 2002. Vol. 4. P. R1–R33.
7. Hollenhorst J.H. Quantum limits on resonant-mass gravitational-radiation detectors // *Phys. Rev. D.* 1979. Vol. 19. P. 1669–1679.
8. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity / R.E. Slusher [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 55. P. 2409–2412.
9. Lugiato L.A., Gatti A., Brambilla E. Quantum imaging // *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.* 2002. Vol. 4. P. 176–183.
10. Quantum Laser Pointer / N. Treps [et al.] // *Science.* 2004. Vol. 301. P. 940–943.
11. Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction / H. Vahlbruch [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 033602.
12. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency / H. Vahlbruch [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 117. P. 110801.
13. Squeezed-state generation in optical bistability / L.A. Orozco [et al.] // *J. Opt. Soc. Am.* 1987. Vol. B4. P. 1490–1500.
14. The atom-cavity system as a generator of quadrature squeezed states / D.M. Hope [et al.] // *Appl. Phys.* 1992. Vol. B55. P. 210–215.
15. Quantum state reduction and conditional time evolution of wave-particle correlations in cavity QED / G.T. Foster [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 3149–3152.
16. Observation of squeezed light from one atom excited with two photons / A. Ourjoumtsev [et al.] // *Nature.* 2011. Vol. 474. P. 623–626.
17. Quantum dynamics of single trapped ions / D. Leibfried [et al.] // *Rev. Mod. Phys.* 2003. Vol. 75. P. 281–324.
18. Shore B.W., Knight P.L. On the Jaynes–Cummings model // *J. Mod. Opt.* 1993. Vol. 40. P. 1195–1238.
19. Вальтер Г. Одноатомный мазер и другие эксперименты квантовой электродинамики резонатора // *УФН.* 1996. Т. 166. № 7. С. 777–794.
20. Haroche S., Raimond J.-M. Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons. N.-Y.: Oxford University Press, 2006. 606 p.
21. Buluta I., Ashhab S., Nori F. Neutral and artificial atoms for quantum computation // *Rep. Prog. Phys.* 2011. Vol. 74. P. 104401.
22. Hybrid quantum circuits: superconducting circuits interacting with other quantum systems / Z.-L. Xiang [et al.] // *Rev. Mod. Phys.* 2013. Vol. 85. P. 623–653.
23. Georgescu I.M., Ashhab S., Nori F. Quantum simulation // *Rev. Mod. Phys.* 2014. Vol. 88. P. 153–185.
24. Meystre P., Zubairy M.S. Squeezed states in the Jaynes–Cummings model // *Phys. Lett.* 1982. Vol. A89. P. 390–392.
25. Shumovsky A.S., Fam Le Kien, Aliskenderov E.I. Squeezing in the multiphoton Jaynes–Cummings model // *Phys. Lett.* 1987. Vol. A124. P. 351–354.
26. Fam Le Kien, Kadantseva E.P., Shumovsky A.S. Light squeezing in the two-atom one-mode model with multiphoton transitions // *Physica.* 1988. Vol. C150. P. 445–456.
27. Kuklinski J.R., Madajczyk J.L. Strong sneezing in the Jaynes–Cummings model // *Phys. Rev.* 1988. Vol. 37. P. 3175–3178.
28. Bashkirov E.K. Squeezing and amplitude-squared squeezing in the model of two nonidentical two-level atoms // *Intern. Jour. Modern Phys.* 2007. Vol. 21. P. 145–157.
29. Башкиров Е.К., Русакова М.С. Сжатие и статистика света в диссипативной двухатомной модели Джейнса – Каммингса // *Оптика и спектроскоп.* 2008. Т. 105. № 1. С. 82–88.
30. Башкиров Е.К., Липатова С.П. Сжатие света в двухатомной модели Джейнса – Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами // *Компьютерная оптика.* 2009. Т. 34. С. 344–349.
31. Man Z.-X., Xia Y.-J., An N.B. Entanglement dynamics for a six-qubit model in cavity QED // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2008. Vol. 41. P. 155501.
32. Generation of three-atom W state via nonresonant Jaynes–Cummings model / D.-Y. Zhang [et al.] // *J. At. Mol. Sci.* 2013. Vol. 4. P. 91–94.
33. Faghihi M.J., Tavassoly M.K., Bagheri Harouni M. Tripartite entanglement dynamics and entropic squeezing of a three-level atom interacting with a bimodal cavity field // *Laser Phys.* 2014. Vol. 24. P. 045202.
34. Control and measurement of three-qubit entangled states / C.F. Roos [et al.] // *Science.* 2004. Vol. 304. P. 1478–1480.
35. Preparation and measurement of three-qubit entanglement in a superconducting circuit / L. DiCarlo [et al.] // *Nature.* 2010. Vol. 4. P. 574–578.
36. Generation of three-qubit entangled states using superconducting phase qubits / N. Neeley [et al.] // *Nature.* 2010. Vol. 467. P. 570–573.
37. Demonstrating W-type entanglement of Dicke states in resonant cavity quantum electrodynamics / J.A. Mlynek [et al.] // *Phys. Rev.* 2012. Vol. A86. P. 053838.

Light squeezing for three-atom Jaynes–Cummings model in lossless cavity

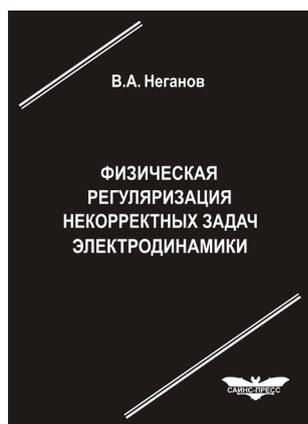
E.K. Bashkirov

The dynamics of resonance one-photon three-atom Jaynes–Cummings model for coherent cavity field has been investigated. The possibility of cavity mode squeezing for small values of mean photon numbers has been established. We have also derived that for three-atom model the squeezing is absent for large cavity intensity in contrast to one-atom case.

Keywords: natural and artificial atoms, three-atom Jaynes–Cummings model, coherent field, second-order squeezing.

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: САЙНС-ПРЕСС, 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряжениями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.