

ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КВАЗИМОЛЕКУЛЕ Rb₂

*И. М. Соколов**

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Россия*

*Институт аналитического приборостроения Российской академии наук
198095, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 6 марта 2017 г.

На основе последовательного квантового подхода исследовано влияние внутриатомных спин-орбитальных и сверхтонких взаимодействий на характер резонансного диполь-дипольного межатомного взаимодействия и, как следствие, на коллективные эффекты. С этой целью для системы, состоящей из двух атомов рубидия-87, проанализированы особенности коллективного спонтанного распада возбужденных состояний и спектральная зависимость полного сечения рассеяния монохроматической световой волны. Исследованы особенности модификации радиационных свойств и характера взаимодействия атомов с внешним излучением в зависимости от межатомного расстояния. Показано, что наличие сложной структуры подуровней как основного, так и возбужденного состояний существенно модифицирует коллективные эффекты по сравнению со случаем, когда эта структура отсутствует.

DOI: 10.7868/S0044451017100030

1. ВВЕДЕНИЕ

Пристальный интерес к изучению холодных и ультрахолодных атомных ансамблей, имеющий место в настоящее время, обусловлен как целым рядом их уникальных физических свойств, так и широким кругом их возможного практического применения в задачах квантовой метрологии, стандартизации частоты, в квантово-информационных приложениях [1–4]. При этом большинство методов диагностики этих ансамблей, а также и подавляющее большинство предложенных схем использования основаны на их взаимодействии с электромагнитным излучением.

Оптические свойства атомных облаков, охлажденных в специальных ловушках до температур порядка несколько микрокельвинов, имеют целый ряд особенностей. Главная состоит в том, что из-за низкой средней скорости движения атомы характеризуются очень большим сечением резонансного взаимодействия со светом, и уже для сравнительно

разреженных облаков необходимо учитывать коллективные многоатомные эффекты, обусловленные многократным рассеянием света внутри рассматриваемого ансамбля. Коллективные эффекты затрагивают фундаментальные проблемы квантовой электродинамики, такие как изменение скорости спонтанного распада атомов во внешней среде и связанные с этим явления сверх- и субизлучения, кооперативный лэмбовский сдвиг, лазерную генерацию в неупорядоченной среде, слабую и сильную (андерсоновскую) локализацию света.

Роль коллективных эффектов усиливается по мере увеличения концентрации атомов. В последнее время плотные холодные облака, расстояние между атомами которых соизмеримо с длиной световой волны, вызывают особый интерес. Этот интерес обусловлен возможностями получения ансамблей с очень большой оптической толщиной, достигающей величины ста и более, что чрезвычайно важно для повышения эффективности их практического применения. В таких плотных средах коллективные эффекты обусловлены в значительной степени влиянием резонансного межатомного диполь-дипольного взаимодействия. Это взаимодействие вызывает сдвиги линий атомных переходов,

* E-mail: IMS@IS12093.spb.edu

что очень существенно для задач прецизионной спектроскопии и стандартизации частоты [4]. Корреляции при спонтанном распаде взаимодействующих атомов приводят к формированию перепутанных квантовых состояний в атомной подсистеме [5], получение которых является весьма актуальной задачей для решения проблем квантовой информации. Диполь-дипольное взаимодействие влияет на пленение излучения в холодных ансамблях, что накладывает ограничения на предельную температуру охлаждения [6]. Оно играет также ключевую роль в процессе формирования холодных и ультрахолодных молекулярных облаков, в которых молекулы образуются в процессе фотоассоциации при медленных атомных столкновениях (см. [7] и литературу там).

Исследованию коллективных эффектов и выяснению роли диполь-дипольного взаимодействия посвящено большое число как экспериментальных, так и теоретических работ. Большое внимание уделяется изучению коллективного спонтанного распада атомов в холодных облаках и в прозрачных диэлектриках, а также анализу свойств возникающего при этом вторичного излучения [4, 8–19]. Наибольший интерес здесь вызывает возможность наблюдения эффектов сверх- или субизлучения, а также коллективный лэмбовский сдвиг [20–24]. В самое последнее время проведена целая серия прецизионных экспериментов [8–11], в которых эти эффекты наблюдались в необычном режиме, при слабом однофотонном возбуждении, совершенно нетипичном для наблюдения «традиционного» сверхизлучения Дике [25]. Отдельным и важным направлением исследований коллективных эффектов является анализ возможности и поиск условий сильной локализации света, в том числе и в холодных атомных облаках [26–30].

Большинство теоретических подходов, применяемых для описания коллективных эффектов, используют модель двухуровневых квантовых систем и скалярное приближение для поля. Наши расчеты показали [31] (см. также [28] и [29]), что учет зеемановской структуры и поляризационных свойств света уже для простейшего атомного перехода $J = 0 \rightarrow J' = 1$ меняет результаты не только количественно, но и качественно. Такое изменение связано с существенным различием в характере диполь-дипольного взаимодействия в зависимости от структуры атомных уровней. Анализ перехода $J = 0 \rightarrow J' = 1$ позволяет описать эксперименты с атомами второй группы, например, стронция, однако подавляющее число экспериментов с холодными и ультрахолодными плотными ансамблями проводит-

ся с атомами щелочных металлов, имеющими существенно более богатую структуру атомных подуровней.

В связи с этим естественно ожидать, что для таких атомов, обладающих тонкой и сверхтонкой структурой состояний, характер коллективных эффектов является еще более сложным. Действительно, для таких атомов помимо рэлеевских каналов рассеяния света появляются рамановские. Появление таких каналов может изменить характер многократного рассеяния самым существенным образом. Яркий пример этого — эффект когерентного обратного рассеяния или слабая локализация света. В случае рубидия, обладающего сложной сверхтонкой структурой, наблюдаются такие эффекты, как смена конструктивной интерференции на деструктивную при изменении частоты света [32], существенно усиливается роль переходов через нерезонансные сверхтонкие подуровни возбужденных состояний при многократном рассеянии [33, 34]. Наличие сложной структуры уровней и связанное с этим возможное неравномерное заселение различных подуровней дает возможность управления процессами рассеяния, в том числе и с помощью вспомогательных, управляющих полей [35]. При описании этих эффектов учет многоуровневости является принципиальным, и развитые простые подходы здесь неприменимы.

В настоящее время имеется несколько работ, в которых обсуждаются возможные приближенные подходы к описанию влияния сложной структуры уровней на коллективные эффекты. Так, в работах [36, 37] рассмотрен простой переход $J = 1 \rightarrow J' = 0$ и при анализе коллективных эффектов учтено взаимодействие атомов только с небольшим числом ближайших соседей. В работах [38, 39] исследуется случай атомов рубидия с присущей им сложной структурой уровней, но сделаны существенные упрощающие предположения о характере межатомных корреляций. Как показывает детально исследованный случай атомов с переходом $J = 0 \rightarrow J' = 1$, неточное описание межатомных квантовых корреляций может приводить к существенным ошибкам при описании роли диполь-дипольного взаимодействия.

Целью настоящей работы является проведение последовательного квантового микроскопического анализа влияния внутриатомных спин-орбитальных и сверхтонких взаимодействий на характер резонансного диполь-дипольного межатомного взаимодействия и, как следствие, на коллективные эффекты. Мы рассмотрим случай простейшей системы, состоящей из двух атомов. Это позволит нам про-

анализировать основные закономерности, корректно учитывая и сложную структуру уровней, и имеющие место квантовые корреляции состояний обоих атомов. Кроме того, задача о двух атомах представляет и непосредственный практический интерес в связи с упоминавшейся выше проблемой описания процессов фотоассоциации атомов при медленных столкновениях, важной для оптимизации процедуры получения ультрахолодных молекулярных газов. Применяемый нами метод расчета может быть использован для получения детальной информации об адиабатических термах двухатомных кластеров в диапазоне расстояний, при которых энергия межатомного взаимодействия становится соизмеримой со сверхтонким взаимодействием в атомах. В настоящее время эта область межатомных расстояний исследована недостаточно подробно.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ. МЕТОД РАСЧЕТА

Для описания свойств рассматриваемой двухатомной квазимолекулы рубидия-87 и характера ее взаимодействия с электромагнитным излучением воспользуемся методом, развитым в работах Гайтлера и подробно изложенным в монографии [40]. Базовая физическая идея этого метода состоит в том, что в рамках концепции близкодействия резонансное диполь-дипольное взаимодействие является результатом обмена фотонами между атомами. Это позволит в рамках единого подхода рассмотреть взаимодействие атомов с внешним излучением и их взаимодействие между собой, а также спонтанный распад возбужденных состояний, если при описании поля учесть все моды, включая находящиеся в вакуумном состоянии. Подобный подход был успешно апробирован ранее в работах автора при анализе коллективных эффектов в плотных и холодных многоатомных системах [28, 41–45], в том числе и при описании экспериментов с атомными ансамблями, охлажденными в дипольных ловушках, позволяющих достигать высоких концентраций порядка 10^{14} см^{-3} [10, 46, 47], при которых эффекты диполь-дипольного взаимодействия оказываются существенными.

В данной работе атомы будем считать неподвижными, а расстояние между ними соизмеримым или даже несколько меньшим, чем длина волны квазирезонансного излучения. При этом будем пренебрегать эффектами перекрытия электронных оболочек разных атомов и, таким образом, не учитывать

обменные многоэлектронные эффекты, считая межатомные расстояния много большими характерных размеров самих атомов, как это имеет место в атомных ловушках. Взаимодействие атомов с электромагнитным излучением будем описывать в дипольном приближении.

Применение подхода Гайтлера к случаю атомных ансамблей подробно описан в работе [41]. Опуская детали, остановимся на основных положениях используемого метода. Будем рассматривать объединенную систему, состоящую из двух атомов рубидия и поля. Эта система является замкнутой и мы можем описать ее квантовое состояние волновой функцией ψ , удовлетворяющей нестационарному уравнению Шредингера. Решение этого уравнения с заданными начальными условиями ищется в виде разложения $\psi = \sum_l b_l(t)\psi_l$ по набору собственных состояний ψ_l невзаимодействующих атомов и поля.

В данной работе нас будет интересовать случай слабого возбуждения. Помимо этого, мы будем искать все интересующие нас наблюдаемые — сдвиги уровней, времена их жизни, сечения и т. п. — с точностью до второго порядка по постоянной тонкой структуры. Более высокие радиационные поправки вычисляться не будут. В этом случае число состояний ψ_l , учитываемых в расчете, может быть ограничено. В работе [48] показано, что в рассматриваемых приближениях в искомом разложении достаточно учесть лишь состояния не более чем с одним фотоном. В нашем случае это следующие группы состояний:

$$\begin{aligned} |\psi_f\rangle &= |F_1 M_1; F_2 M_2\rangle \otimes |\mathbf{k}\lambda\rangle, \\ E_f &= E_{F_1 M_1} + E_{F_2 M_2} + \hbar\omega_k; \\ |\psi_{e_2}\rangle &= |F_1 M_1; \Phi_2 \mu_2\rangle \otimes |\text{vac}\rangle, \\ E_{e_2} &= E_{F_1 M_1} + E_{\Phi_2 \mu_2}; \\ |\psi_{e_1}\rangle &= |\Phi_1 \mu_1; F_2 M_2\rangle \otimes |\text{vac}\rangle, \\ E_{e_1} &= E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{F_2 M_2}; \\ |\psi_{ee}\rangle &= |\Phi_1 \mu_1; \Phi_2 \mu_2\rangle \otimes |\mathbf{k}\lambda\rangle, \\ E_{ee} &= E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{\Phi_2 \mu_2} + \hbar\omega_k. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k} и λ — волновой вектор и индекс поляризации состояния с одним фотоном в полевой подсистеме. Латинскими индексами F и M в (1) обозначен полный момент атома в основном состоянии и его проекция на выбранную ось квантования, Φ и μ — то же, но для возбужденного состояния. В данной работе учтем, что в интересующем нас диапазоне межатомных расстояний тонкое расщепление в первом возбужденном состоянии рубидия много больше сдвигов уровней, обусловленных диполь-дипольным

взаимодействием (см. ниже). Это позволяет при расчете рассматривать только один из тонких подуровней $P_{1/2}$ или $P_{3/2}$ ($D1$ - или $D2$ -линия). По этой причине мы не указываем величину полного электронного момента J в индексах атомных состояний.

Состояний (1) достаточно для описания взаимодействия однофотонного излучения с квазимолекулой Rb_2 . Если же мы хотим обобщить используемый подход на случай рассеяния слабого когерентного излучения, то, как показано в работе [41], в группу (1) необходимо добавить состояние, в котором оба атома не возбуждены, а фотонов в поле нет. Это связано с тем, что слабое когерентное излучение с хорошей точностью может быть представлено в виде суперпозиции однофотонного и вакуумного состояний. При этом очевидно, что в рамках сделанных приближений амплитуда такого состояния в процессе эволюции системы не изменяется, поскольку переход в это состояние из других учитываемых в расчете невозможен. Невозможен также уход из него ни в одно из состояний (1).

Для амплитуд $b_i(t)$ состояний (1) получаем следующую систему уравнений (подробнее см. [41]):

$$i\hbar \frac{\partial b_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda}}{\partial t} - (E_{F_1 M_1} + E_{F_2 M_2} + \hbar\omega_k) \times b_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} = \sum_{\Phi_2 M_2} V_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda | F_1 M_1 \Phi_2 M_2} b_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2} + \sum_{\Phi_1 \mu_1} V_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda | \Phi_1 \mu_1 F_2 M_2} b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}, \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}}{\partial t} - (E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{F_2 M_2}) b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2} = \sum_{F_1 M_1; \mathbf{k}\lambda} V_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2 | F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} b_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} + \sum_{\Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} V_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2 | \Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} b_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda}, \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{\partial b_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2}}{\partial t} - (E_{F_1 M_1} + E_{\Phi_2 M_2}) b_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2} = \sum_{F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} V_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2 | F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} b_{F_1 M_1 F_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} + \sum_{\Phi_1 \mu_1; \mathbf{k}\lambda} V_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2 | \Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} b_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda}, \quad (4)$$

$$i\hbar \frac{\partial b_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda}}{\partial t} - (E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{\Phi_2 M_2} + \hbar\omega_k) \times b_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda} = \sum_{F_1 M_1} V_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda | F_1 M_1 \Phi_2 M_2} b_{F_1 M_1 \Phi_2 M_2} + \sum_{F_2 M_2} V_{\Phi_1 \mu_1 \Phi_2 M_2; \mathbf{k}\lambda | \Phi_1 \mu_1 F_2 M_2} b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}. \quad (5)$$

Здесь V_{ij} — матричные элементы оператора взаимодействия атомов со светом, а величины E_{FM} и $E_{\Phi\mu}$, как и в (1), обозначают энергию атома в основном и возбужденном состояниях.

Полученная система содержит бесконечное число уравнений в силу бесконечного числа степеней свободы поля. Тем не менее эту систему можно решить, превратив в алгебраическую и исключив амплитуды состояний с одним фотоном. Переход от системы дифференциальных уравнений с начальными условиями к системе алгебраических можно осуществить, выполнив преобразование либо Лапласа, либо Фурье.

В данной работе, как и в [41], мы используем преобразование Фурье. Для этого распространим решение системы (2)–(5) на отрицательную полуось времени, считая, что амплитуды всех состояний при $t < 0$ равны нулю. При этом амплитуды тех состояний, которые по физическим условиям при $t = 0$ отличны от нуля, испытывают при $t = 0$ скачкообразное изменение. Это изменение учтем добавлением в правые части уравнений (2)–(5) неоднородных членов $i\hbar\delta(t)b_i(0)$, где $b_i(0)$ — начальное значение амплитуды состояния i .

Переходя к фурье-представлению, выражая из первого и последнего уравнений системы (2)–(5) амплитуды состояний с одним фотоном и подставляя полученные выражения в оставшиеся уравнения, получим

$$(\hbar\omega - E_{e_2})b_{e_2}(\omega) = i\hbar b_{e_2}(0) + i\hbar \sum_f V_{e_2;f} b_f(0) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \sum_{f, \bar{e}_2} V_{e_2;f} V_{f; \bar{e}_2} b_{\bar{e}_2}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \sum_{ee, \bar{e}_2} V_{e_2;ee} V_{ee; \bar{e}_2} b_{\bar{e}_2}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_{ee}) + \sum_{f, \bar{e}_1} V_{e_2;f} V_{f; \bar{e}_1} b_{\bar{e}_1}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \sum_{ee, \bar{e}_1} V_{e_2;ee} V_{ee; \bar{e}_1} b_{\bar{e}_1}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_{ee}); \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 (\hbar\omega - E_{e_1})b_{e_1}(\omega) &= i\hbar b_{e_1}(0) + \\
 &+ i\hbar \sum_f V_{e_1;f} b_f(0) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \\
 &+ \sum_{f, \tilde{e}_2} V_{e_1;f} V_{f; \tilde{e}_2} b_{\tilde{e}_2}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \\
 &+ \sum_{ee, \tilde{e}_2} V_{e_1;ee} V_{ee; \tilde{e}_2} b_{\tilde{e}_2}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_{ee}) + \\
 &+ \sum_{f, \tilde{e}_1} V_{e_1;f} V_{f; \tilde{e}_1} b_{\tilde{e}_1}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_f) + \\
 &+ \sum_{ee, \tilde{e}_1} V_{e_1;ee} V_{ee; \tilde{e}_1} b_{\tilde{e}_1}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_{ee}). \quad (7)
 \end{aligned}$$

Здесь для краткости введены следующие обозначения $e_1 \equiv \Phi_1\mu_1; F_2M_2$, $e_2 \equiv F_1M_1; \Phi_2\mu_2$.

Заметим, что при исключении состояний с одним фотоном нам необходимо было делить на выражения типа $\hbar\omega - E_f$. Такое деление приводит к неоднозначным результатам. Как показано в [40], для того чтобы получить решение системы типа (2)–(5), удовлетворяющее выбранным начальным условиям, следует деление на $\hbar\omega - E_f$ понимать как умножение на сингулярную функцию $\zeta(x) = \lim_{k \rightarrow \infty} (1 - \exp(ikx))/x$.

Система (6), (7) содержит конечное число уравнений. Это число определяется числом атомных состояний, учитываемых в расчете и равно $2 \sum_F (2F + 1) \sum_{\Phi} (2\Phi + 1)$, где суммирование ведется по всем сверхтонким подуровням основного и возбужденного состояний. Суммирование по f и e в каждом из уравнений этой системы предполагает суммирование по всем соответствующим промежуточным состояниям атомов, а также по всем полевым состояниям $\mathbf{k}\lambda$.

Рассмотрим физический смысл отдельных слагаемых в уравнениях (6) и (7). Начнем с уравнения (6). Первые два слагаемых в правой части описывают либо заданную в начальный момент времени амплитуду состояния $F_1M_1, \Phi_2\mu_2$, либо возбуждение этого состояния из начального основного состояния F_1M_1, F_2M_2 , обусловленного взаимодействием атомов с электромагнитным полем, имевшимся в начальном состоянии объединенной системы.

Третье слагаемое описывает переход системы из начального состояния $F_1M_1, \tilde{\Phi}_2\tilde{\mu}_2$ в конечное $F_1M_1, \Phi_2\mu_2$ через различные возможные промежуточные состояния $F_1M_1F_2M_2; \mathbf{k}\lambda$, в которых оба атома находятся на уровне $5^2S_{1/2}$ и имеется фотон в одной из мод. Заметим, что при этом процессе состояние первого атома не меняется и излученный вторым атомом фотон перепоглощается этим же вторым атомом. Такое перепоглощение виртуаль-

ных фотонов, как известно, обуславливает конечную естественную ширину возбужденных атомных состояний.

Покажем, что рассматриваемый процесс происходит без изменения начального состояния возбужденного атома. Действительно, суммирование по поляризациям виртуального фотона дает множитель $(\delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2)$ (см. [41]), который после усреднения по возможным направлениям волнового вектора этого фотона превращается в $2/3\delta_{\mu\nu}$. Таким образом, рассматриваемое слагаемое пропорционально сумме скалярных произведений $\sum_{FM} \mathbf{d}_{\Phi\mu; FM} \mathbf{d}_{FM; \tilde{\Phi}\tilde{\mu}}$.

Учитывая, что матричный элемент оператора дипольного момента между состояниями сверхтонкой структуры определяется следующим образом (см., например, [49]):

$$\begin{aligned}
 \mathbf{d}_{\Phi\mu; FM} &= (-1)^{\Phi+I+s+J_e+J_g+1} \times \\
 &\times \Pi \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2J_g+1} \sqrt{2\Phi+1} \times \\
 &\times \begin{Bmatrix} s & l_e & J_e \\ 1 & J_g & l_g \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} I & J_e & \Phi \\ 1 & F & J_g \end{Bmatrix} C_{\Phi\mu 1\nu}^{FM} \mathbf{e}_\nu, \quad (8)
 \end{aligned}$$

получим, что рассматриваемое слагаемое содержит сумму $\sum_{\mu\nu} C_{FM 1\nu}^{\Phi\mu} C_{\tilde{\Phi}\tilde{\mu} 1-\nu}^{FM} (-1)^{1+\nu}$, которая пропорциональна произведению символов Кронекера $\delta_{\Phi\tilde{\Phi}} \delta_{\mu\tilde{\mu}}$ (см. [49]) и, следовательно, равна нулю для переходов с изменением начального состояния возбужденного атома.

Интегрирование по частотам виртуального фотона приводит к расходимости вещественной части третьего слагаемого в правой части уравнения (6), что отражает тот факт, что соответствующий сдвиг уровней не может быть аккуратно вычислен в рамках дипольного приближения. В дальнейшем будем считать, что этот и подобные сдвиги, появляющиеся в одноатомных вкладах, учтены перенормировкой частот атомных переходов. При этом мнимая часть оказывается конечной и пропорциональной известному выражению для скорости спонтанного распада возбужденного атома:

$$\sum_{f, \tilde{e}_2} V_{e_2;f} V_{f; \tilde{e}_2} b_{\tilde{e}_2}(\omega) \zeta(\hbar\omega - E_f) = -i \frac{\hbar\gamma}{2} b_{e_2}, \quad (9)$$

где

$$\gamma = \frac{4\omega_a^3 |\langle J || d || S \rangle|^2}{3\hbar c^3 (2J + 1)}.$$

Здесь $\langle J || d || S \rangle$ — приведенный матричный элемент оператора дипольного момента, вычисленный между возбужденным J и основным S состояниями без

учета ядерной подсистемы, ω_a — частота соответствующего перехода.

Четвертое слагаемое в правой части (6), как и третье, описывает одноатомный эффект и обусловлено рождением и поглощением виртуальных фотонов, однако, в отличие от последнего, это рождение обусловлено нерезонансным процессом и происходит из основного состояния одного из атомов. Оно не приводит к реальным переходам в другие состояния.

Последние два слагаемых в правой части (6) представляют для нас наибольший интерес, поскольку именно они описывают межатомные взаимодействия, связанные с обменом фотонами между атомами. Первое из этих слагаемых учитывает переход через резонансное промежуточное состояние, когда вначале первый атом испускает фотон и переходит в основное состояние, а затем второй атом возбуждается. Второе дает вклад нерезонансного процесса, когда вначале второй атом переходит в возбужденное состояние с излучением фотона, а затем первый атом переходит сверху вниз с поглощением. Этот вклад является сильно нерезонансным, и его обычно не учитывают. В настоящей работе нас будут интересовать межатомные расстояния меньше или порядка длины волны квазирезонансного излучения. В этом случае, согласно соотношению неопределенности энергия-время на временах $\tau = r/c$ распространения фотона от атома к атому, могут существовать виртуальные состояния с энергией, отличающейся от начальной на величину порядка $\Delta E \sim \hbar c/r$. Если межатомное расстояние меньше или порядка длины волны $r \lesssim \lambda$, то $\Delta E \gtrsim \hbar \omega_a$. Поэтому мы должны учесть и второй канал обмена энергией. При расчете сдвигов уровней, обусловленных резонансным диполь-дипольным взаимодействием на малых расстояниях, он дает вклад, соизмеримый с вкладом резонансного процесса. При $r \rightarrow 0$ их вклады в сдвиг становятся равными.

Учитывая явное выражение для оператора взаимодействия, для суммы двух последних слагаемых в правой части уравнения (6) получим

$$\sum_{F_2 M_2, \Phi_1 \mu_1} \sum_{\mathbf{k} \lambda; \mu \nu} \mathbf{d}_{F_2 M_2; F_2 M_2}^\mu \mathbf{d}_{F_1 M_1; \Phi_1 \mu_1}^\nu \times \\ \times b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}(\omega) \langle \text{vac} | \mathbf{E}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}_2) | \mathbf{k}, \lambda \rangle \langle \mathbf{k}, \lambda | \mathbf{E}_\nu^{(-)}(\mathbf{r}_2) | \text{vac} \rangle \times \\ \times (\zeta(\hbar\omega - (E_{F_1 M_1} + E_{F_2 M_2} + \hbar\omega_k)) + \\ + \zeta(\hbar\omega - (E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{\Phi_2 \mu_2} + \hbar\omega_k))). \quad (10)$$

Суммы по \mathbf{k} и λ , входящие в это выражение, могут быть вычислены для бесконечно широкополосного

полевого термостата в предположении бесконечного объема квантования.

При проведении соответствующего расчета можно воспользоваться так называемым полюсным приближением. Это приближение, подробно проанализированное в работе [50], основано на слабой зависимости выражений типа (10) от величины ω при ее изменениях вблизи частоты ω_a перехода $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_J$. В полюсном приближении можно пренебречь сверхтонким расщеплением как в основном, так и в возбужденном состоянии и заменить

$$\zeta(\hbar\omega - (E_{F_1 M_1} + E_{F_2 M_2} + E_\omega)) + \\ + \zeta(\hbar\omega - (E_{\Phi_1 \mu_1} + E_{\Phi_2 \mu_2} + E_\omega))$$

на

$$\zeta(\hbar\omega_a - E_\omega) + \zeta(-\hbar\omega_a - E_\omega).$$

При этом выражение (10) может быть записано в следующем виде:

$$\sum_{F_2 M_2, \Phi_1 \mu_1} \sum_{\mu \nu} \mathbf{d}_{F_2 M_2; F_2 M_2}^\mu \mathbf{d}_{F_1 M_1; \Phi_1 \mu_1}^\nu \times \\ \times (F_1(\omega_a) \delta_{\mu \nu} + \frac{\mathbf{r}_\mu \mathbf{r}_\nu}{r^2} F_2(\omega_a)) b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}(\omega) = \\ = \sum_{e_1} \hbar \Sigma^{e_2 e_1} b_{\Phi_1 \mu_1 F_2 M_2}(\omega), \quad (11)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. Функции $F_1(\omega_a)$ и $F_2(\omega_a)$ определены следующими соотношениями:

$$F_1(\omega_a) = \frac{1}{r^3} \left(1 - i \frac{\omega_a r}{c} - \left(\frac{\omega_a r}{c} \right)^2 \right) \exp \left(\frac{\omega_a r}{c} \right), \quad (12)$$

$$F_2(\omega_a) = -\frac{1}{r^3} \left(3 - 3i \frac{\omega_a r}{c} - \left(\frac{\omega_a r}{c} \right)^2 \right) \times \\ \times \exp \left(i \frac{\omega_a r}{c} \right). \quad (13)$$

Слагаемые, входящие в правую часть уравнения (7) могут быть рассчитаны аналогичным образом. В итоге из уравнений (6) и (7) получаем

$$\left(\omega - \frac{E_{e_2}}{\hbar} + \frac{i\gamma}{2} \right) b_{e_2}(\omega) - \sum_{e_1} \Sigma^{e_2 e_1} b_{e_1}(\omega) = \\ = i b_{e_2}(0) + i \sum_f V_{e_2; f} b_f(0) \zeta(\hbar\omega - E_f), \quad (14)$$

$$\left(\omega - \frac{E_{e_1}}{\hbar} + \frac{i\gamma}{2} \right) b_{e_1}(\omega) - \sum_{e_2} \Sigma^{e_1 e_2} b_{e_2}(\omega) = \\ = i b_{e_1}(0) + i \sum_f V_{e_1; f} b_f(0) \zeta(\hbar\omega - E_f). \quad (15)$$

Это система $2 \sum_F (2F + 1) \sum_{\Phi} (2\Phi + 1)$ алгебраических уравнений с известными коэффициентами, и в данной работе мы ее решаем численно. Формально ее решение можно записать следующим образом:

$$b_e = \sum_{e'} R_{ee'} v_{e'}, \quad (16)$$

где $v_{e'}$ — вектор, стоящий в правой части системы (14), (15). $R_{ee'}$ является проекцией резольвенты рассматриваемой системы на состояния с одним возбужденным атомом и вычисляется как матрица, обратная матрице коэффициентов системы (14), (15):

$$R_{ee'} = \left[\left(\omega - \frac{E_e}{\hbar} + \frac{i\gamma}{2} \right) \delta_{ee'} - \Sigma^{ee'}(\omega) \right]^{-1}. \quad (17)$$

Эта матрица определяет основные физические свойства рассматриваемой системы. Действительно, рассчитав в соответствии с (16) амплитуды $b_{e_1}(\omega)$ и $b_{e_2}(\omega)$ и вычисляя из уравнений (2) и (5) амплитуды остальных учитываемых в расчете состояний, мы находим волновую функцию рассматриваемой объединенной системы. Это позволяет рассчитать любые интересующие нас наблюдаемые, описывающие как состояние атомов, так и поля, и проанализировать, как межатомное взаимодействие влияет на эти наблюдаемые.

В следующем разделе при анализе влияния спин-орбитального и сверхтонкого взаимодействий в атомах на коллективные эффекты мы рассмотрим две задачи. Первая — анализ особенностей спонтанного распада взаимодействующих атомов. Вторая задача будет посвящена исследованию спектральной зависимости полного сечения рассеяния света на квази-молекуле Rb_2 и выявлению модификаций этой зависимости, обусловленных межатомным взаимодействием.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Динамика спонтанного распада взаимодействующих атомов

Анализ влияния тонкой и сверхтонкой структуры на резонансное диполь-дипольное взаимодействие между атомами и, как следствие, на коллективные эффекты начнем с рассмотрения особенностей спонтанного распада возбужденного состояния атома рубидия при наличии рядом с ним другого атома, находящегося в основном состоянии. Для этого вычислим матрицу $R_{ee'}$, считая, что только одна из множества амплитуд $b_{e_1}(0)$ и $b_{e_2}(0)$, входящих в правые части системы (14), (15), отлична от нуля.

На основе известного значения матрицы $R_{ee'}$ мы можем найти временную зависимость амплитуды любого возбужденного состояния как обратное фурье-преобразование:

$$b_e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{id\omega}{2\pi} \exp(-i\omega t) R_{eo}(\omega) b_o(0). \quad (18)$$

Здесь индексом « o » обозначено то состояние, которое заселено в момент времени $t = 0$, а $b_o(0)$ — начальное значение амплитуды этого состояния, которое будем считать равным единице.

Интеграл по частотам в (18), определяющий искомую динамику, удобно вычислять, используя теорию вычетов. Для этого необходимо найти собственные векторы и собственные значения матрицы $\left[(E_e/\hbar - i\gamma/2) \delta_{ee'} + \Sigma^{ee'}(\omega) \right]$ и разложить состояние $b_o(0)$ по этим собственным векторам. Интеграл (18) при этом выразится через сумму вычетов в полюсах резольвенты, определяемых найденными собственными значениями.

Используя соотношение (18), мы можем рассчитать временную зависимость заселенности любого зеемановского подуровня того или иного сверхтонкого мультиплета возбужденного состояния каждого из атомов. Если атомы находятся так далеко друг от друга, что их взаимодействием можно пренебречь, то расчет по формуле (18) даст хорошо известные результаты, соответствующие распаду свободного атома [51]. В таком атоме все зеемановские подуровни всех сверхтонких состояний $D1$ -линии распадаются с одинаковой скоростью. Естественная ширина линий равна 5.7500 МГц. Для подуровней $D2$ скорости несколько отличаются, здесь ширина уровней больше, она равна 6.0666 МГц. При этом, если в начальный момент времени был заселен только один зеемановский подуровень возбужденного состояния, то в процессе распада никакие другие возбужденные состояния не заселяются. Последнее свойство непосредственно следует, например, из приведенного выше обсуждения уравнений (6) и (7).

При приближении второго, невозбужденного, атома к возбужденному динамика и характер спонтанного распада последнего изменяется. Физическая причина этого влияния состоит в следующем. Фотон, рожденный в результате спонтанного распада, может быть поглощен соседним атомом. Переизлучение этого второго атома может привести к повторному возбуждению первого. С течением времени этот процесс обмена виртуальными фотонами продолжается, и в его результате могут заселяться те зеемановские подуровни, которые изначально не

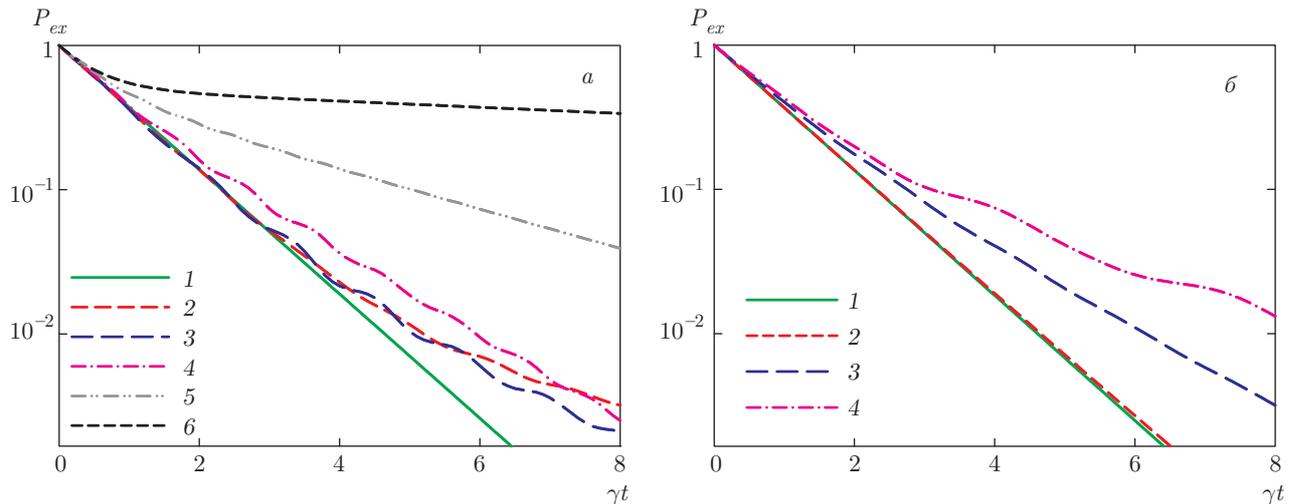


Рис. 1. Временные зависимости суммарной населенности $P_{ex}(t)$ всех возбужденных состояний с $J = 3/2$ двух атомов рубидия-87, один из которых в начальный момент времени находится в возбужденном состоянии Φ , μ , а второй — в основном F , M . *а)* $\Phi = 3$, $\mu = 3$ и разные F , M : 1 — $F_2 = 1$, все значения M_2 ; 2–6 — $F_2 = 2$, $M_2 = -2$ (2), -1 (3), 0 (4), 1 (5), 2 (6). *б)* $F = 2$, $M = 0$ и разные Φ , μ : $\Phi = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), $\mu_1 = 0$. Межатомное расстояние $r = 0.5$

были заняты. При этом в экспериментах по исследованию спонтанного распада, как правило, не удается различить, какой же из атомов в итоге испустил фотон, зарегистрированный фотодетектором. По этой причине главное внимание мы будем уделять расчету суммарной населенности всех возбужденных состояний квазимолекулы:

$$P_{ex}(t) = \sum_e |b_e(t)|^2. \tag{19}$$

Заметим, что модификация спонтанного распада, обусловленная обменом фотонами и, таким образом, связанная с диполь-дипольным взаимодействием, существенным образом зависит от начальных состояний и возбужденного, и невозбужденного атомов. На рис. 1 показаны временные зависимости суммарной населенности всех возбужденных состояний $J = 3/2$ ($D2$ -линия) двух атомов рубидия-87, находящихся на расстоянии $r = 0.5$ друг от друга при разных начальных условиях. Здесь и ниже будем использовать в качестве единицы длины обратное волновое число фотона, резонансного соответствующему переходу, что в рассматриваемом случае $D2$ -линии соответствует приблизительно 124.18 нм (для $D1$ -перехода выбранная единица длины равна 126.52 нм).

На рис. 1*а* приведены графики для одного и того же состояния возбужденного атома $\Phi = 3$, $\mu = 3$ (ось квантования совпадает с межатомной осью) при нескольких различных состояниях невозбуж-

денного атома. На рис. 1*б*, наоборот, основное состояние фиксировано — $F = 2$, $M = 0$, а различаются возбужденные состояния.

Кривые, приведенные на рис. 1, показывают, что разные подуровни одного возбужденного мультиплета распадаются по-разному, причем населенность возбужденного состояния двух атомов в подавляющем большинстве случаев уменьшается не по экспоненциальному закону. Скорость изменения этой населенности сама изменяется со временем. Характер распада данного возбужденного состояния существенно зависит от того, на каком зеемановском подуровне основного состояния находится второй атом. В некоторых случаях (кривые 1 на рис. 1*а,б*) распад происходит так, как для свободного атома. Это связано с тем, что роль диполь-дипольного взаимодействия здесь пренебрежимо мала. Такая ситуация имеет место, если фотон, излученный при спонтанном распаде первого атома, нерезонансен переходу во втором и может быть им перепоглощен только в результате нерезонансных переходов с крайне низкой вероятностью. Это может происходить для так называемых закрытых переходов, для которых в силу правил отбора распад возможен только на один из основных сверхтонких подуровней. В рассматриваемом случае $D2$ -линии переход с $\Phi = 3$ возможен только на $F = 2$, а с $\Phi = 0$ — только на $F = 1$. Это значит, что в первом случае второй атом на уровне $F = 1$ практически не взаимодействует с первым атомом и не влияет на его

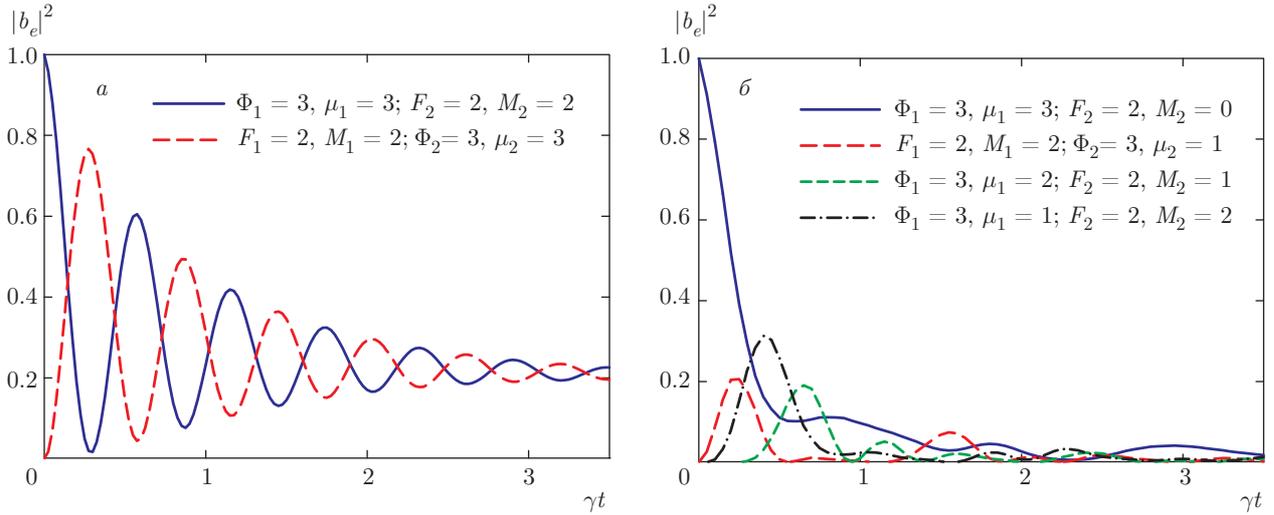


Рис. 2. Временные зависимости населенности отдельных состояний двух атомов рубидия-87. Рисунок *a* описывает динамику в случае начального возбуждения состояния $\Phi_1 = 3, \mu_1 = 3; F_2 = 2, M_2 = 2$, рис. *б* — $\Phi_1 = 3, \mu_1 = 3; F_2 = 2, M_2 = 0$. Межатомное расстояние $r = 0.5$

спонтанный распад, во втором случае то же имеет место для атомов с $F = 2$.

Наоборот, если в случае закрытого перехода второй атом находится на резонансном подуровне, роль диполь-дипольного взаимодействия усиливается, что приводит к изменению времени жизни возбужденных состояний двухатомного кластера (кривые 2–6 на рис. 1*a* и 2–4 на рис. 1*б*). Это изменение, однако, различно в зависимости от величины проекции полного углового момента атома M на ось квантования. Вероятность перепоглощения фотона внутри кластера зависит от его поляризации. Наиболее сильное влияние диполь-дипольного взаимодействия наблюдается, если $\Phi = 3, \mu = 3$ и $F = 2, M = 2$. В этом случае есть только один канал распада и один канал возбуждения.

Если переход не является закрытым, то и в этом случае наличие сверхтонкой структуры частично ослабляет диполь-дипольное взаимодействие по сравнению со случаем вырожденного основного состояния, поскольку имеется вероятность излучить фотон, нерезонансный переходу в соседнем атоме. Однако в силу того, что возможно излучение и резонансного фотона, для открытых переходов скорость распада в среднем несколько меньше, чем для свободного атома.

Еще одной особенностью спонтанного распада взаимодействующих атомов, наблюдаемой на рис. 1, являются биения. На фоне монотонного уменьшения заселенности возбужденных состояний для

некоторых из них имеют место осцилляции. Подобный эффект наблюдался в экспериментах для многоатомных плотных ансамблей [10, 20] и объясняется тем, что межатомное взаимодействие вызывает сдвиги энергетических уровней. Для разных уровней эти сдвиги различны и в процессе эволюции могут происходить переходы между ними.

Возможности заселения возбужденных состояний, вакантных в начальный момент времени, иллюстрируются на рис. 2.

На рис. 2 в качестве примера показаны временные зависимости заселенности $P_i(t) = |b_i(t)|^2$ нескольких состояний для двух разных начальных условий. В случае возбуждения $\Phi = 3, \mu = 3$ и $F = 2, M = 2$ в результате спонтанного распада и последующего поглощения фотона состояния атомов просто меняются местами. Заселенности соответствующих возбужденных состояний двух атомов осциллируют в противофазе. Никакие другие состояния не возбуждаются. Суммарная населенность не осциллирует, ее поведение показано на рис. 1*a*, кривая *б*. При других начальных условиях происходит заселение большого числа состояний, причем эта заселенность проявляет существенную немонотонную зависимость (рис. 2*б*).

Характер спонтанного распада заданного состояния квазимолекулы существенно зависит от расстояния r между атомами. На рис. 3 показано, как меняется динамика распада в зависимости от этого расстояния. Рассмотрен наиболее интересный слу-

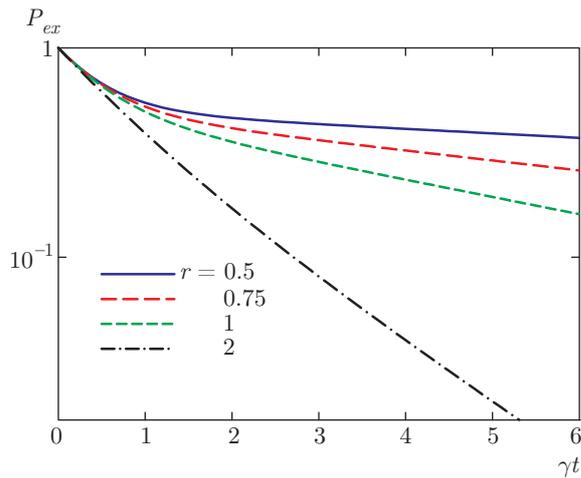


Рис. 3. Динамика суммарной населенности всех возбужденных состояний с $J = 3/2$ двух атомов рубидия-87 для разных межатомных расстояний. Начальное состояние — $\Phi = 3$, $\mu = 3$ и $F = 2$, $M = 2$

чай, когда в начальный момент времени возбуждено состояние $\Phi = 3$, $\mu = 3$ и $F = 2$, $M = 2$, характеризующееся наиболее медленным распадом.

Хорошо видно, что с уменьшением расстояния характер распада изменяется, причем весьма существенно. При больших расстояниях распад близок к одноэкспоненциальному и происходит со скоростью, мало отличающейся от γ . По мере сближения роль диполь-дипольного взаимодействия усиливается и динамика распада становится более сложной. На начальном этапе длительностью порядка γ^{-1} скорость распада близка к γ , а затем начинает заметно уменьшаться. Формально, на этом этапе при $r \rightarrow 0$ скорость распада стремится к нулю.

Рассмотренный выше случай наиболее важен для полностью ориентированного по угловому моменту атомного ансамбля, когда все атомы изначально собираются на уровне $F = 2$, $M = 2$ основного состояния. Тогда возбуждение ансамбля правополяризованным светом, приводящее к заселению только подуровней $\Phi = 3$, $\mu = 3$, будет сопровождаться описанным эффектом существенного подавления распада. В спектре возбуждения будут наблюдаться очень узкие линии (см. ниже). Ширина этих линий может быть в десятки раз меньше, чем в случае разреженного газа.

Расчет, проведенный для других начальных состояний, показал, что при стремлении r к нулю скорости распада за пределами начального «быстрого» этапа стремятся к конечному пределу. Этот предел может отличаться от γ в несколько раз.

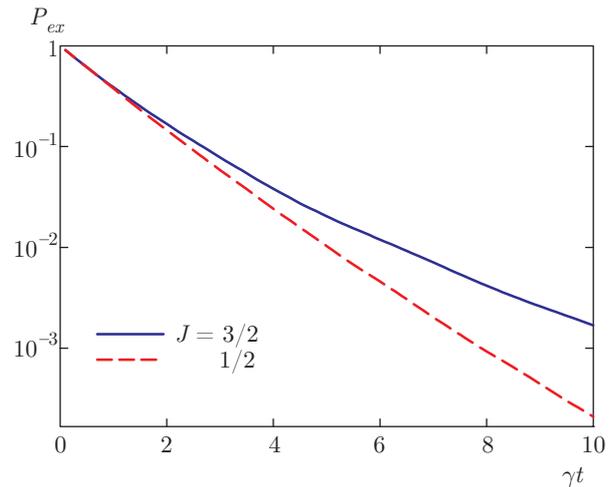


Рис. 4. Сравнение спонтанного распада состояний с $J = 1/2$ и $J = 3/2$. В начальный момент времени в обоих случаях возбужденный атом занимает подуровень $\Phi = 1$, $\mu = 0$. По состояниям второго, невозбужденного атома проведено усреднение

Выше мы рассмотрели влияние диполь-дипольного взаимодействия на спонтанный распад состояний $J = 3/2$. Для другого состояния тонкой структуры $J = 1/2$ это влияние будет несколько иным. Помимо тривиального различия дипольных моментов в $D1$ - и $D2$ -линиях эти состояния различаются величинами сверхтонких расщеплений, которые для $J = 1/2$ существенно больше. Это значит, что взаимное влияние состояний с разными Φ для $J = 1/2$ будет слабее. Кроме того, в $D1$ -линии нет закрытых переходов и нет ни одного квазимолекулярного возбужденного состояния с очень большими временами жизни, соизмеримыми со временем жизни состояния $\Phi = 3$, $\mu = 3$ и $F = 2$, $M = 2$. Таким образом, коллективные эффекты при возбуждении $D1$ -линии проявляются в среднем слабее.

На рис. 4 в качестве примера приведены графики временной зависимости распада состояний $J = 1/2$, $\Phi = 1$, $\mu = 0$ и $J = 3/2$, $\Phi = 1$, $\mu = 0$. Зависимости, показанные на этом рисунке, усреднены по всем возможным основным состояниям второго, невозбужденного атома в квазимолекуле. Для состояний с другим μ , а также для $\Phi = 2$ отличие в случае $D1$ - и $D2$ -переходов будет иным, но общим является то, что для $J = 3/2$ коллективные эффекты проявляются несколько сильнее.

В заключение этого раздела заметим, что мы описывали состояние двухатомной системы, используя базис состояний свободного атома. Это связано с тем, что нас интересовала область сравнительно больших межатомных расстояний. В то же вре-

мя при исследовании коллективных эффектов, обусловленных межатомным взаимодействием, может оказаться полезным перейти в базис молекулярных состояний. Формально это можно сделать, приведя матрицу $\left[(E_e/\hbar - i\gamma/2)\delta_{ee'} + \Sigma^{ee'}(\omega) \right]$ к диагональному виду. В отличие от многоатомной системы, где вещественную и мнимую части этой матрицы не удается диагонализировать одновременно, для двух атомов это возможно.

Подробный анализ этих состояний выходит за рамки данной работы. Отметим лишь, что спектр этих состояний весьма сложный, их энергии могут сильно различаться, различаются и их времена жизни. Среди них есть как суперрадиационные состояния, распадающиеся быстрее, чем состояния изолированных атомов, так и субрадиационные с временами жизни, существенно превышающими γ^{-1} . В следующем разделе мы рассмотрим, как эти особенности, обусловленные межатомным взаимодействием, проявляются в спектрах сечения рассеяния света.

3.2. Спектр сечения рассеяния света

Расчет дифференциального сечения рассеяния света двухатомным кластером может быть выполнен аналогично тому, как это было сделано в работе [41] для многоатомного ансамбля. Опуская вычисления, приведем окончательное выражение для сечения рассеяния фотона из моды \mathbf{k}, \mathbf{u} в произвольную моду \mathbf{k}', \mathbf{u}' , сопровождаемого переходом атомной подсистемы из начального состояния g в конечное g' :

$$\frac{d\sigma_{g'g}}{d\Omega} = \frac{\omega^4}{\hbar^2 c^4} \left| \sum_{e,e'} (\mathbf{u}'^* \mathbf{d}_{g';e}) R_{ee'}(\omega) (\mathbf{u} \mathbf{d}_{e';g}) \times \exp(i(\mathbf{k} \mathbf{r}_{e'} - \mathbf{k}' \mathbf{r}_e)) \right|^2. \quad (20)$$

В настоящей работе при анализе влияния резонансного диполь-дипольного взаимодействия мы будем рассматривать спектральную зависимость полного сечения. Это сечение можно получить, проинтегрировав дифференциальное сечение (20) по всем углам рассеяния вторичного излучения и суммируя по конечным атомным состояниям. Можно также воспользоваться оптической теоремой.

В общем случае рассчитываемое сечение зависит от начального состояния квазимолекулы, ее ориентации в пространстве и расстояния между атомами. В неупорядоченной среде все эти параметры для случайно образовавшейся квазимолекулы являются

случайными, и при проведении оптического детектирования облака мы получим результат, усредненный по этим случайным величинам. При теоретическом анализе можем проанализировать эти зависимости более детально, рассматривая часть из этих параметров фиксированными.

Рассмотрим вначале случай, когда ориентация квазимолекулы и межатомное расстояние фиксированы. По начальному внутреннему состоянию атомов будем проводить усреднение. Учтем, что в процессе охлаждения в ловушках удерживаются атомы, заселяющие только один сверхтонкий подуровень основного состояния. При этом, разумеется, мы будем учитывать возможность неупругих рамановских процессов, когда атом в процессе рассеяния излучения перейдет на другой сверхтонкий подуровень основного состояния. В этом, как и во всех последующих расчетах, излучение будет считаться право циркулярно поляризованным, а распределение атомов по зеемановским подуровням — равномерным.

Начнем со случая, когда атомы располагаются на подуровне $F = 2$. На рис. 5 показаны спектральные зависимости полного сечения рассеяния света квазимолекулой при четырех расстояниях $r = 100$ и $r = 2$, $r = 1$ и $r = 0.5$ и двух ориентациях оси молекулы по отношению к направлению распространения падающей волны — ось молекулы ориентирована либо вдоль, либо поперек направления распространения падающей волны. Сечение на этом, как и на следующих рисунках, приведено в единицах квадрата обратного волнового числа рассеиваемого излучения.

Графики на рис. 5а построены для большого расстояния между атомами, когда межатомным взаимодействием можно пренебречь. Независимо от ориентации межатомной оси, мы видим три хорошо разделенных пика, обусловленных переходами атомов на сверхтонкие подуровни $\Phi = 1$, $\Phi = 2$ и $\Phi = 3$ возбужденного состояния. Каждый из пиков имеет ширину γ , определяемую естественной шириной возбужденных подуровней.

Уменьшение расстояния между атомами приводит к усилению диполь-дипольного взаимодействия и, как следствие, к искажению формы спектра. Уже при $r = 2$, что соответствует примерно 248.36 нм, становится заметна анизотропия системы, приводящая к зависимости полного сечения от ориентации квазимолекулы. Наблюдается также определенное уменьшение величины этого сечения. При $r = 1$ для некоторых переходов начинают проявляться расщепления одиночных линий в дублеты.

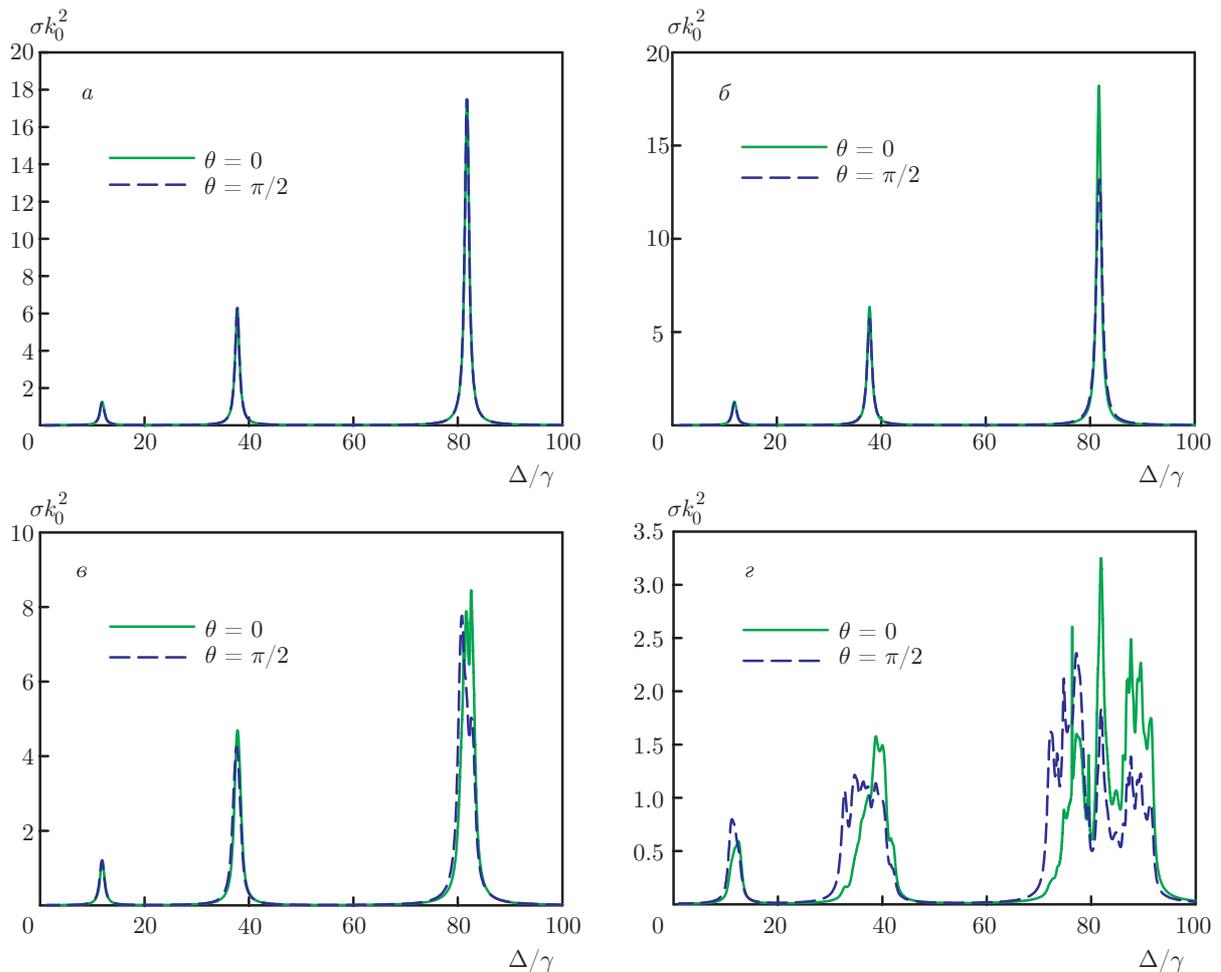


Рис. 5. Спектральные зависимости полного сечения рассеяния света на квазимолекуле, состоящей из двух атомов рубидия-87 при различных расстояниях между атомами $r = 100$ (а), 2 (б), 1 (в), 0.5 (г). Расчеты проведены для двух фиксированных ориентаций межмолекулярной оси по отношению к волновому вектору рассеиваемого света. В начальном состоянии все атомы находятся на уровне $F = 2$, равномерно заселяя его зеемановские подуровни. Отстройка частоты Δ отсчитывается от частоты перехода $F = 2 \leftrightarrow \Phi = 0$

При уменьшении расстояния до $r = 0.5$ форма спектра совершенно искажается, даже отдаленно не напоминая форму спектра изолированных атомов. Это искажение обусловлено сдвигами уровней, вызванными диполь-дипольным взаимодействием. Разные зеемановские подуровни сдвигаются по-разному. Помимо этого, межатомное взаимодействие приводит к изменению времен жизни возбужденных квазимолекулярных состояний. Как отмечалось в предыдущем разделе, среди различных коллективных состояний имеются как субизлучательные, времена жизни которых больше времени жизни состояний свободного атома, так и сверхизлучательные, распадающиеся быстрее, чем в свободном атоме.

Наиболее заметно искажение спектра в области перехода $F = 2 \rightarrow \Phi = 3$. Это закрытый переход, а поскольку изначально оба атома находятся на подуровне $F = 2$, диполь-дипольное взаимодействие проявляется здесь наиболее сильно (см. предыдущий раздел). Здесь мы фактически имеем полосу поглощения, несмотря на то что система состоит всего из двух атомов. Помимо этого при отстройке пробного излучения равной $\Delta = 76.35\gamma$ (для $r = 0.5$) наблюдается очень узкий пик, ширина которого в десятки раз меньше γ . Этот пик связан с существованием аномально долгоживущего квазимолекулярного состояния $\Phi = 3$, $\mu = 3$ и $F = 2$, $M = 2$.

Если оба атома изначально находятся на подуровне $F = 1$, то в спектре $D2$ -перехода по-прежнему

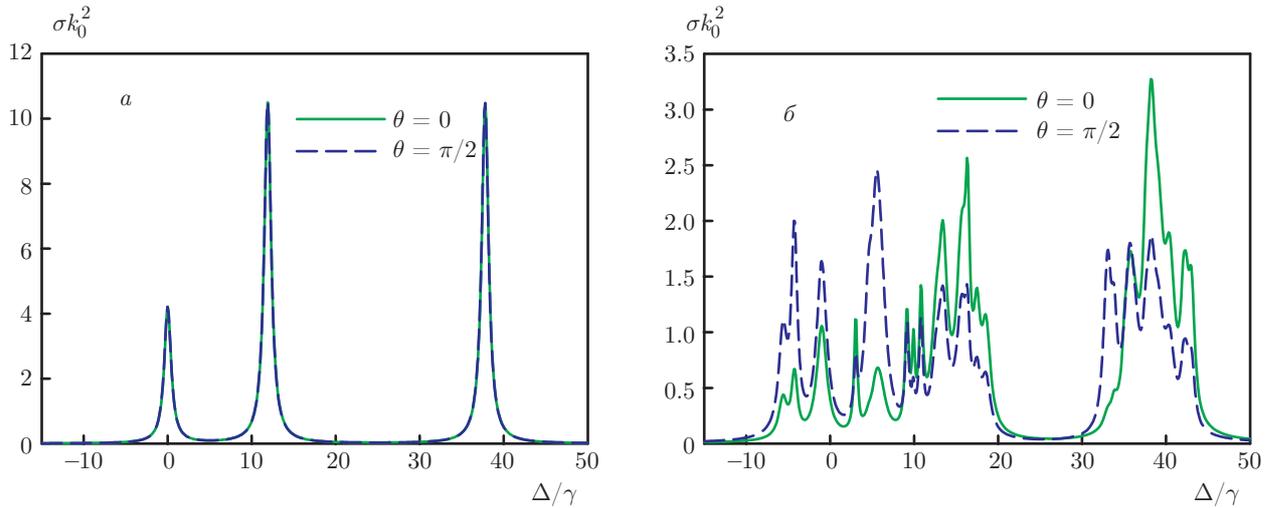


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для начального состояния, при котором все атомы находятся на уровне $F = 1$. $r = 100$ (а), 0.5 (б). Отстройка отсчитывается от частоты перехода $F = 1 \leftrightarrow \Phi = 0$

му имеются три линии, но теперь они соответствуют переходам на подуровни $\Phi = 0$, $\Phi = 1$ и $\Phi = 2$ (см. рис. 6а). Один из них — $F = 1 \rightarrow \Phi = 0$ — является закрытым. При сближении атомов в его окрестности появляются узкие резонансы, ширины которых в несколько раз меньше γ (см. рис. 6б), однако, как отмечалось в предыдущем разделе, эти ширины не стремятся к нулю при $r \rightarrow 0$.

Еще одной особенностью рассматриваемого случая является то, что в силу сравнительно малого расщепления между подуровнями $\Phi = 0$ и $\Phi = 1$ сдвиги уровней, обусловленные межатомным взаимодействием, становятся сравнимыми с этим расщеплением уже при сравнительно больших межатомных расстояниях. Это существенно влияет на характер спектра рассеяния. Образуется широкая приблизительно $35\gamma \approx 200$ МГц при $r = 0.5$ полоса, перекрывающая оба перехода ($F = 1 \rightarrow \Phi = 0$ и $F = 1 \rightarrow \Phi = 1$) свободного атома. Этот эффект целиком обусловлен наличием сверхтонкой структуры и не наблюдается, например, для детально исследованного ранее случая атомов с переходом $J = 0 \rightarrow J = 1$.

Основные качественные закономерности влияния сверхтонкой структуры на спектр полного сечения рассеяния света на $D1$ -переходе совпадают с описанными выше. Имеются некоторые количественные различия. На $D1$ -переходе свободного атома имеются две линии, отстоящие друг от друга более чем на 800 МГц. Амплитуды соответствующих резонансов при переходе с подуровня $F = 1$ основного состояния равны соответственно $2.06k_0^2$ и $10.31k_0^2$.

При переходе с подуровня $F = 2$ амплитуды двух резонансов совпадают и равны $6.185k_0^2$.

Большое сверхтонкое расщепление при $J = 1/2$ и отсутствие закрытых переходов приводит к отсутствию очень узких резонансов при сближении атомов. На рис. 7 в качестве примера приведена форма спектра для различных начальных состояний атомов $F = 1$ (рис. 7а) и $F = 2$ (рис. 7б). Межатомное расстояние $r = 0.5$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено обобщение квантового подхода [41], развитого ранее для описания коллективных многоатомных эффектов при взаимодействии света с плотными ансамблями, на случай атомов, обладающих тонкой и сверхтонкой структурой уровней.

На основе данного подхода рассмотрено влияние внутриатомных спин-орбитальных и сверхтонких взаимодействий на характер межатомного диполь-дипольного взаимодействия и, как следствие, на проявление коллективных эффектов в простейшей системе, состоящей из двух атомов рубидия. В качестве первого примера подобных эффектов исследован коллективный спонтанный распад.

Показано, что и времена жизни возбужденных состояний, и сама динамика спонтанного распада возбужденного состояния многоуровневого атома могут существенно измениться в присутствии рядом другого атома того же сорта, но находящегося в ос-

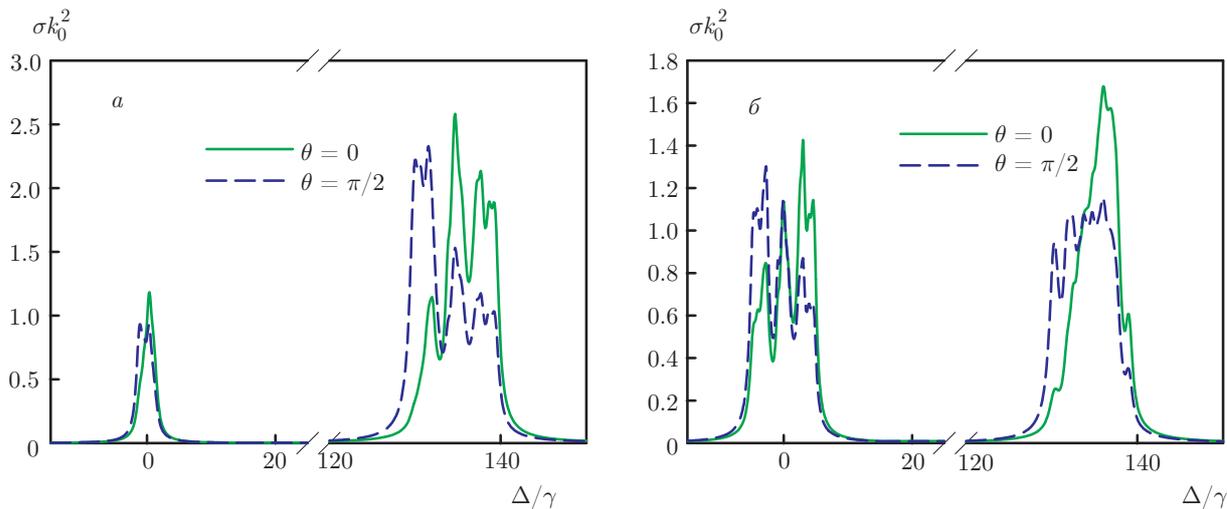


Рис. 7. Спектральные зависимости полного сечения рассеяния света на квазимолекуле, состоящей из двух атомов рубидия-87 вблизи атомного $D1$ -перехода при разных начальных состояниях: a — все атомы изначально находятся на уровне $F = 1$, b — все атомы на $F = 2$. Расстояние между атомами $r = 0.5$. Отстройка на рис. a отсчитывается от частоты перехода $F = 1 \leftrightarrow \Phi = 1$, на рис. b — от частоты $F = 2 \leftrightarrow \Phi = 1$ $D1$ -линии свободного атома

новном состоянии. При этом характер модификации зависит не только от начального состояния возбужденного атома, но и от того, в каком состоянии находится невозбужденный атом. Изменение квантового числа F этого атома может изменить скорость распада в несколько раз. Наиболее сильно коллективные эффекты проявляются в случае распадов на закрытых электронных переходах.

Помимо модификации спонтанного распада мы рассмотрели влияние межатомного резонансного диполь-дипольного взаимодействия атомов с тонкой и сверхтонкой структурами на спектральную зависимость полного сечения рассеяния ими монохроматической световой волны. Показано, что форма спектра испытывает существенные искажения, причем в случае, когда межатомное расстояние меньше или порядка длины волны эта форма даже отдаленно не напоминает форму спектра изолированных атомов. Вместо отдельных узких атомных линий наблюдаются полосы. Особенно сильные искажения имеют место, когда величина межатомного взаимодействия становится соизмерима с интервалами сверхтонкой структуры возбужденного состояния. При этом на фоне полос наблюдаются отдельные узкие линии, обусловленные существованием долгоживущих квазимолекулярных состояний.

Обнаруженные в настоящей работе особенности коллективных эффектов в многоуровневых системах могут существенно повлиять на такие когерентные процессы в плотных и холодных газах,

как электромагнитно-индуцированная прозрачность, замедление и «остановка» света [1, 34, 52], особенно в случае, когда важную роль играет некогерентное рассеяние [53, 54].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-01013).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Hau, *Nature Photon.* **2**, 451 (2008).
2. D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer-Verlag, Berlin (2001).
3. B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye, *Nature* **506**, 71 (2014).
4. S. L. Bromley, B. Zhu, M. Bishof, X. Zhang, T. Bothwell, J. Schachenmayer, T. L. Nicholson, R. Kaiser, S. F. Yelin, M. D. Lukin, A. M. Rey, and J. Ye, *Nature Comm.* **7**, 11039 (2016).
5. А. М. Башаров, *ЖЭТФ* **121**, 1249 (2002).
6. M. Beeler, R. Stites, S. Kim et al., *Phys. Rev. A* **68**, 013411 (2003).
7. A. R. Allouche and M. Aubert-Frecon, *J. Chem. Phys.* **136**, 114302 (2012).

8. A. Goban, C.-L. Hung, J. D. Hood, S.-P. Yu, J. A. Muniz, O. Painter, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 063601 (2015).
9. M. O. Araujo, I. Kresic, R. Kaiser, and W. Guerin, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 073002 (2016).
10. S. J. Roof, K. J. Kemp, M. D. Havey, and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 073003 (2016).
11. W. Guerin, M. O. Araujo, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 083601 (2016).
12. M. O. Scully, E. S. Fry, C. H. R. Ooi et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 010501 (2006).
13. E. Akkermans, A. Gero, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 103602 (2008).
14. R. Friedberg and J. T. Manassah, *Phys. Lett. A* **372**, 2514 (2008).
15. M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 143601 (2009).
16. M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 243602 (2015).
17. J. T. Manassah, *Phys. Rev. A* **85**, 015801 (2012).
18. Д. В. Кузнецов, Вл. К. Рерих, М. Г. Гладуш, *ЖЭТФ* **140**, 742 (2011).
19. А. В. Голованова, М. Ю. Губин, М. Г. Гладуш, А. В. Прохорова, *Известия РАН* **80**, 885 (2016).
20. R. Rohlsberger, K. Schlage, B. Sahoo, S. Couet et al., *Science* **328**, 1248 (2010).
21. S. Okaba, T. Takano, F. Benabid, T. Bradley, L. Vincetti, Z. Maizelis, V. Yampol'skii, F. Nori et al., *Nature Comm.* **5**, 4096 (2014).
22. S. D. Jenkins, J. Ruostekoski, J. Javanainen, R. Bourgain, S. Jennewein, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183601 (2016).
23. S. Balik, A. L. Win, M. D. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **87**, 053817 (2013).
24. J. Pellegrino, R. Bourgain, S. Jennewein, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, S. D. Jenkins, and J. Ruostekoski, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 133602 (2014).
25. R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
26. T. Sperling, L. Schertel, M. Ackermann, G. J. Aubry, C. M. Aegerter, and G. Maret, *New J. Phys.* **18**, 021001 (2016).
27. M. Walschaers, F. Schlawin, Th. Wellens, and A. Buchleitner, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **7**, 223 (2016).
28. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 023905 (2014).
29. L. Bellando, A. Gero, E. Akkermans, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **90**, 063822 (2014).
30. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 053902 (2015).
31. I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, R. G. Olave, and M. D. Havey, *J. Mod. Opt.* **57**, 1833 (2010).
32. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Opt. Comm.* **243**, 165 (2004).
33. G. Labeyrie, D. Delande, C. A. Muller, C. Miniatura, and R. Kaiser, *Opt. Comm.* **243**, 157 (2004).
34. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, N. V. Larionov, P. Kulatunga, C. I. Sukenik, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **69**, 033801 (2004).
35. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
36. A. S. Sheremet, A. D. Manukhova, N. V. Larionov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **86**, 043414 (2012).
37. A. S. Sheremet, D. F. Kornovan, L. V. Gerasimov, B. Gouraud, J. Laurat, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **91**, 053813 (2015).
38. J. Pellegrino, R. Bourgain, S. Jennewein, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, S. D. Jenkins, and J. Ruostekoski, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 133602 (2014).
39. S. D. Jenkins, J. Ruostekoski, J. Javanainen, S. Jennewein, R. Bourgain, J. Pellegrino, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **94**, 023842 (2016).
40. В. Гайтлер, *Квантовая теория излучения*, Изд-во иностр. лит., Москва (1956).
41. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011).
42. I. M. Sokolov, A. S. Kuraptsev, D. V. Kupriyanov, M. D. Havey, and S. Balik, *J. Mod. Opt.* **60**, 50 (2013).
43. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **87**, 063839 (2013).
44. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
45. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **91**, 053822 (2015).
46. S. Balik, A. L. Win, M. D. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **87**, 053817 (2013).

47. S. Roof, K. Kemp, M. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Opt. Lett.* **40**, 1137 (2015).
48. M. J. Stephen, *J. Chem. Phys.* **40**, 669 (1964).
49. Д. М. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
50. P. W. Milonni and P. L. Knight, *Phys. Rev. A* **10**, 1096 (1974).
51. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.5, 13 January 2015).
52. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
53. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **74**, 043812 (2006).
54. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).