

ОСОБЕННОСТИ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ И СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

*К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов**

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

Поступила в редакцию 25 марта 2021 г.,
после переработки 24 мая 2021 г.
Принята к публикации 24 мая 2021 г.

Исследовано совместное влияние движения атомов и сверхтонкого расщепления на форму резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в разреженном газе. Показано, что при наличии сверхтонкой структуры возбужденного уровня движение атомов приводит к световому сдвигу КПН-резонанса. Получено аналитическое выражение этого сдвига для отдельных скоростных групп атомов. Обнаружено, что имеет место дополнительный КПН-резонанс, возникающий вследствие взаимодействия с нерезонансным возбужденным сверхтонким уровнем. Рассмотрено влияние величины сверхтонкого расщепления основного и возбужденного состояний, а также температуры на величину сдвига КПН-резонанса.

DOI: 10.31857/S0044451021110018

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди двухфотонных резонансов в газах, которые позволяют избавиться от доплеровского уширения, особое место занимает явление когерентного пленения населенностей (КПН) [1–4]. При взаимодействии бихроматического лазерного поля с трехуровневой (в простейшем случае) квантовой системой возникает такое квантовое суперпозиционное состояние, которое не взаимодействует с излучением. В эксперименте это проявляется как возникновение пика пропускания в спектре поглощения излучения, причем ширина этого пика может быть на несколько порядков уже, чем естественная ширина линии оптического перехода. В случае, когда имеют место данные особенности, говорят о явлении КПН. Возбуждение эффекта КПН подразумевает, чтобы оба оптических поля были сопоставимы по интенсивностям. Однако резонанс КПН может также иметь место, когда одно поле является сильным, а другое пробным. Такой тип возбуждения и воз-

никающее просветление среды принято ассоциировать с эффектом электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [5, 6]. Характерные особенности, присущие эффектам КПН и ЭИП, позволяют их использовать в таких приложениях, как квантовые стандарты частоты [7–10], спектроскопия сверхвысокого разрешения [11, 12], лазеры без инверсии [13–15], квантовые магнитометры [16, 17], устройства записи и обработки квантовой информации [18–21]. Исторически так сложилось, что преобладающая часть работ по исследованию явления КПН была выполнена в ячейках, содержащих активные атомы и буферный газ. В таких ячейках давление паров буферного газа для снижения длины свободного пробега щелочных атомов примерно на шесть (и более) порядков превосходит давление паров щелочного металла. В этом случае негативное влияние стенок существенно снижается, и в эксперименте наблюдается сужение резонанса КПН. С другой стороны, в отсутствие буферного газа атомы щелочного металла могут двигаться практически без столкновений. В этом случае движение атомов приводит к иным эффектам по сравнению со случаем наличия буферного газа.

* E-mail: andrey.litvinov@mail.ru

При формировании КПН-резонанса возникает ряд нетривиальных особенностей. В частности, в разреженном газе движение приводит к сужению двухфотонного резонанса [22]. Авторами работы [22] было теоретически рассмотрено возбуждение Λ -схемы методом спектроскопии пробного поля (интенсивность пробной волны много меньше интенсивности сильного поля) и показано, что при движении атомов КПН-резонанс испытывает существенное сужение по сравнению со случаем неподвижных атомов. В работе [23] продемонстрировано, что при относительно небольшой величине вынуждающего поля ширина линии ЭИП пропорциональна квадратному корню из интенсивности и не зависит от доплеровской ширины. Данный эффект был также рассмотрен для Λ -схемы. Наблюдаемый эффект схож с эффектом лазерно-индуцированного сужения [24]. В работе [25] были экспериментально подтверждены особенности, обнаруженные в работах [22, 23]. Рассмотренные выше особенности линии КПН-резонанса были выполнены в модели Λ -схемы, а в качестве возбуждения использовался метод спектроскопии пробного поля (возбуждался ЭИП-резонанс). В работах [26, 27] обнаружено, что наличие сверхтонкого расщепления возбужденного уровня может приводить к искажению крыльев ЭИП-резонанса. Экспериментальные подтверждения данных особенностей были исследованы в работе [28]. В случае, когда частоты Раби возбуждающих полей примерно равны (имеет место эффект КПН), форма КПН-резонанса также искажается. Кроме того, в ячейках с буферным газом это также приводит к сдвигу КПН-резонанса [29, 30]. Можно ожидать, что в разреженном газе эффект, связанный с совместным влиянием движения атомов и сверхтонкого расщепления возбужденного уровня, должен значительно усилиться.

Настоящая работа посвящена исследованию совместного влияния движения атомов и сверхтонкого расщепления возбужденного состояния на форму резонанса КПН в разреженном газе. Главный результат работы — установление факта появления светового сдвига КПН-резонанса в такой системе. В разд. 2 подробно рассматривается теоретическая модель, выводятся основные уравнения для матрицы плотности в адиабатическом приближении. Получено алгебраическое уравнение, позволяющее найти световой сдвиг КПН-резонанса для конкретной скоростной группы. В разд. 3.1 представлена форма резонанса КПН для каждой скоростной группы атомов. Подробно рассматривается влияние сверхтонкой структуры возбужденного уровня. В разд. 3.2

анализируются суммарный сигнал резонанса КПН (проинтегрированный по скоростям) и зависимость его формы от температуры, величины сверхтонкого расщепления основного и возбужденного состояний. В конце этого раздела приводятся зависимости светового сдвига КПН-резонанса от величины сверхтонкого расщепления для различных частот Раби.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением только D_1 -линии щелочных атомов, поскольку она состоит из двух уровней, что позволяет наиболее ярко и физически прозрачно наблюдать особенности, связанные с совместным влиянием движения атомов и наличия сверхтонкой структуры возбужденного уровня. При этом стоит отметить, что для D_2 -линии картина более сложная ввиду наличия большего количества сверхтонких подуровней, что приводит к ухудшению контраста резонансов КПН, как показано в работах [31, 32]. Полученные результаты, в первую очередь, носят фундаментальный характер и позволяют понять, как формируется сигнал КПН-резонанса каждой скоростной группой атомов при наличии сверхтонкого расщепления возбужденного уровня. Здесь важно отметить, что движение атомов является дополнительной степенью свободы, поэтому приводит к новым физическим явлениям.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим ансамбль щелочных атомов при ненулевой температуре в поле плоской электромагнитной волны с двумя несущими частотами (рис. 1). Волна распространяется вдоль оси z , и вектор ее напряженности может быть записан следующим образом:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_1 E_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] + \mathbf{e}_2 E_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где E_j , \mathbf{e}_j , k_j — в общем случае комплексная амплитуда напряженности электрического поля, единичный вектор вдоль направления поляризации электрического поля и волновое число ($j = 1, 2$).

Разобьем нашу систему на две подсистемы. Одна соответствует атомам, двигающимся вдоль направления распространения электромагнитной волны, а другая — в противоположном. Будем рассматривать модель, в которой атомы имеют четыре энергетических уровня: два основных, $|1\rangle$ и $|2\rangle$, соответствующих сверхтонкому расщеплению s -состояния, и два возбужденных, $|3\rangle$ и $|4\rangle$, соответствующих расщеплению p -состояния (см. рис. 1). Частоты поля ω_1 и ω_2 близки к частотам переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$

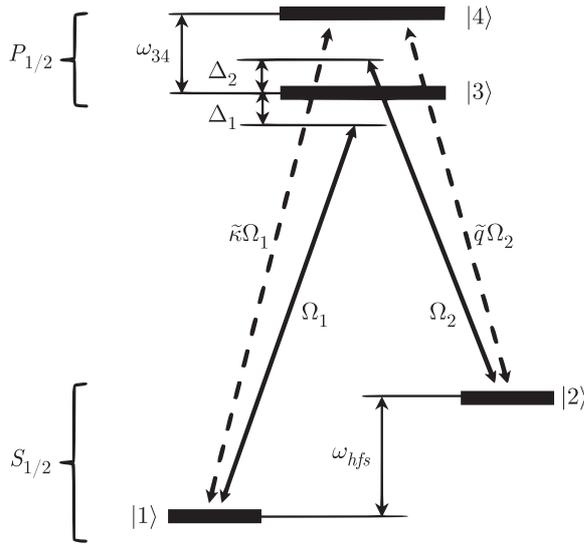


Рис. 1. Схема энергетических уровней активных атомов и возбуждаемые переходы; ω_{hfs} и ω_{34} — частоты сверхтонкого расщепления соответственно основного и возбужденного уровней

с отстройками соответственно Δ_1 и Δ_2 , ω_{34} — частота сверхтонкого перехода между уровнями возбужденного состояния |3> и |4>

Атомный ансамбль считаем разреженным. Коллективными эффектами, обусловленными резонансным диполь-дипольным межатомным взаимодействием, будем пренебрегать [33, 34]. Состояние ансамбля будем описывать с помощью одноатомной матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, которая в представлении Вигнера по поступательным степеням свободы атома удовлетворяет следующему квантовому кинетическому уравнению:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla\right) \hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)] + \hat{R} \{\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ — импульс атома, m — масса атома, \hat{H} — гамильтониан, учитывающий взаимодействие атома с внешним полем, \hat{R} — оператор релаксации.

Гамильтониан представим в виде $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где

$$\hat{H}_0 = \sum \varepsilon_n |n\rangle \langle n|, \quad n = 1, \dots, 4 \quad (3)$$

— гамильтониан системы в отсутствие поля, а \hat{V} — оператор взаимодействия с полем, в дипольном приближении имеющий вид

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} = \hbar\Omega_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] |3\rangle \langle 1| + \hbar\Omega_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] |3\rangle \langle 2| + \hbar\tilde{\kappa}\Omega_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] |4\rangle \langle 1| + \hbar\tilde{q}\Omega_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] |4\rangle \langle 2| + \text{h.c.}, \quad (4)$$

где $\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{e}_d \hat{d}$ — оператор вектора дипольного момента атомов, $\Omega_j = E_j d_{3j} / \hbar$ — частоты Раби падающих полей ($j = 1, 2$). Здесь предположено, что поляризации падающих волн сонаправлены с вектором дипольного момента атомов ($\mathbf{e}_d \cdot \mathbf{e}_{1,2} = 1$), а элементы матрицы дипольного момента $d_{12} = 0$ в силу того, что электродипольный переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ запрещен; $\tilde{\kappa} = d_{41} / d_{31}$, $\tilde{q} = d_{42} / d_{32}$ — отношения матричных элементов дипольного момента.

Будем рассматривать одномерную задачу, в которой мы полагаем, что фронт падающей волны является плоским и бесконечным (см. формулу (1)). Тогда матрица плотности будет зависеть только от проекции скорости атома на направление распространения излучения, т. е. от координаты z : $\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \hat{\rho}(v, z, t)$, где $v = v_z$.

Выполним замену, выделяющую в недиагональных элементах матрицы плотности быстроосциллирующий множитель:

$$\tilde{\rho}_{ge} = \rho_{ge} \exp[-i(\omega_g t - k_g z)], \quad g = 1, 2, \quad e = 3, 4, \quad (5)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2)z], \quad (6)$$

где $\rho_{nm}(v, z) = \langle n | \hat{\rho}(v, z) | n \rangle$, после чего воспользуемся приближением вращающейся волны. Тогда, пренебрегая когерентностями ρ_{34} , получим систему уравнений для одноатомной матрицы плотности [29]:

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{11}}{\partial z} = -i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13} + i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31} - i\tilde{\kappa}\Omega_1 \tilde{\rho}_{14} + i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{41} + \frac{\gamma}{2} (\rho_{33} + \tilde{\kappa}^2 \rho_{44}) + \Gamma_{\parallel} (\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{22}}{\partial z} = -i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23} + i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32} - i\tilde{q}\Omega_2 \tilde{\rho}_{24} + i\tilde{q}^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{42} + \frac{\gamma}{2} (\rho_{33} + \tilde{q}^2 \rho_{44}) + \Gamma_{\parallel} (\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{33}}{\partial z} = i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13} - i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31} + i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23} - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32} - \gamma \rho_{33}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{44}}{\partial z} = i\tilde{\kappa}\Omega_1\tilde{\rho}_{14} - i\tilde{\kappa}^*\Omega_1^*\tilde{\rho}_{41} + i\tilde{q}\Omega_2\tilde{\rho}_{24} - i\tilde{q}^*\Omega_2^*\tilde{\rho}_{42} - \frac{\gamma}{2}(\tilde{\kappa}^2 + \tilde{q}^2)\rho_{44}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{12}}{\partial z} = i\Omega_1^*\tilde{\rho}_{32} - i\Omega_2\tilde{\rho}_{13} + i\tilde{\kappa}^*\Omega_1^*\tilde{\rho}_{42} - i\tilde{q}\Omega_2\tilde{\rho}_{14} + (i[(\Delta_2 - \Delta_1) + (k_1 - k_2)v] - \Gamma_{12})\tilde{\rho}_{12}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{13}}{\partial z} = -i\Omega_1^*\rho_{11} - i\Omega_2^*\tilde{\rho}_{12} + i\Omega_1^*\rho_{33} + [-i(\Delta_1 - k_1v) - \gamma']\tilde{\rho}_{13}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho_{14}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{14}}{\partial z} = -i\tilde{\kappa}^*\Omega_1^*\rho_{11} - i\tilde{q}^*\Omega_2^*\tilde{\rho}_{12} + i\tilde{\kappa}^*\Omega_1^*\rho_{44} + [-i(\Delta_1 - \omega_{34} - k_1v) - \gamma']\tilde{\rho}_{14}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{23}}{\partial z} = -i\Omega_1^*\tilde{\rho}_{21} - i\Omega_2^*\rho_{22} + i\Omega_2^*\rho_{33} + [-i(\Delta_2 - k_2v) - \gamma']\tilde{\rho}_{23}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \rho_{24}}{\partial t} + v \frac{\partial \rho_{24}}{\partial z} = -i\tilde{\kappa}^*\Omega_1^*\tilde{\rho}_{21} - i\tilde{q}^*\Omega_2^*\rho_{22} + i\tilde{q}^*\Omega_2^*\rho_{44} + [-i(\Delta_2 - \omega_{34} - k_2v) - \gamma']\tilde{\rho}_{24}. \quad (15)$$

Здесь γ — скорость спонтанного распада возбужденного состояния, γ' — скорость распада оптических когерентностей, Γ_{\parallel} — продольная скорость релаксации основного состояния, Γ_{12} — поперечная скорость релаксации основного состояния ($\Gamma_{\parallel} \approx \Gamma_{12}/2$). Все эти скорости распада обусловлены взаимодействием атома с вакуумным термостатом.

Система уравнений (7)–(15) может быть решена только численно. Далее мы рассмотрим адиабатическое приближение, в котором будем полагать

$$\Omega_{12} \ll \gamma', \gamma, \quad \rho_{33}, \rho_{44} \ll \rho_{11}, \rho_{22}.$$

Мы также будем пренебрегать многократным рассеянием фотонов в среде [35, 36] и положим, что среда является оптически-тонкой. Кроме того, не будем рассматривать эффекты, связанные с конечной длиной ячейки, т. е. $\partial\rho/\partial z = 0$. Также сделаем следующие допущения:

$$\tilde{\kappa} = \tilde{q} = 1, \quad \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_R, \quad k_1 \approx k_2 = k_s,$$

$$\Delta_1 \approx \Delta_2 = \Delta_L.$$

Обозначим $k_1 - k_2 = \Delta k_s$, $\Delta_1 - \Delta_2 = \delta_R$ — двухфотонная отстройка, $\rho_{12} = R + iJ$. Проведем адиабатическое исключение переменных населенностей

ρ_{33} , ρ_{44} возбужденных состояний и оптических когерентностей ρ_{13} , ρ_{23} , ρ_{14} , ρ_{24} . Используя условие нормировки $\sum \rho_{ii}(v) = 1$, получим систему уравнений для населенностей ρ_{11} , ρ_{22} нижних уровней и когерентности ρ_{12} , которая может быть выражена через вещественную R и мнимую J части:

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\frac{2\Omega_R^2}{\gamma'}(G + G_{34})(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{4\Omega_R^2}{\gamma'}(F + F_{34})J + 2\Gamma_{\parallel}(\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (16)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\frac{2\Omega_R^2}{\gamma'}(G + G_{34})(\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{4\Omega_R^2}{\gamma'}(F + F_{34})J + 2\Gamma_{\parallel}(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (17)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = R\Gamma_{12} + J(\delta_R + \Delta k_s v) - \frac{2\Omega_R^2}{\gamma'}(G + G_{34})R - \frac{\Omega_R^2}{\gamma'}(G + G_{34})(\rho_{11} + \rho_{22}), \quad (18)$$

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -R(\delta_R + \Delta k_s v) - J\Gamma_{12} - \frac{2\Omega_R^2}{\gamma'}(G + G_{34})J + \frac{\Omega_R^2}{\gamma'}(F + F_{34})(\rho_{11} - \rho_{22}). \quad (19)$$

В системе уравнений (16)–(19) введены следующие обозначения:

$$G = \frac{\gamma'^2}{\gamma'^2 + (\Delta_L - k_s v)^2}, \quad (20)$$

$$G_{34} = \frac{\gamma'^2}{\gamma'^2 + (\Delta_L - k_s v - \omega_{34})^2},$$

$$F = \frac{(\Delta_L - k_s v)\gamma'}{\gamma'^2 + (\Delta_L - k_s v)^2}, \quad (21)$$

$$F_{34} = \frac{(\Delta_L - k_s v - \omega_{34})\gamma'}{\gamma'^2 + (\Delta_L - k_s v - \omega_{34})^2}.$$

Уравнения для населенностей ρ_{33} и ρ_{44} возбужденных состояний, а также суммарная населенность ρ_{exc} возбужденного состояния для конкретной скоростной группы могут быть выражены следующим образом:

$$\rho_{33}(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'}G(v)(1 + 2R(v)), \quad (22)$$

$$\rho_{44}(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'}G_{34}(v)(1 + 2R(v)),$$

$$\rho_{exc}(v) = \rho_{33}(v) + \rho_{44}(v). \quad (23)$$

Нетрудно видеть, что система уравнений (16)–(19) переходит при устремлении $\omega_{34} \rightarrow \infty$ в систему уравнений для Λ -схемы [9].

Рассмотрим стационарный режим, т. е. положим $\partial/\partial t = 0$ в системе уравнений (16)–(19). Используя условие нормировки $\rho_{11}(v) + \rho_{22}(v) = 1$ для матри-

цы плотности и исключая одно уравнение, например (17), найдем аналитические выражения для $\rho_{12}(v)$, $R(v)$, $J(v)$:

$$\rho_{12}(v) = -\frac{1}{2} \frac{2\tilde{F}\gamma'(\delta_R + \Delta kv)\Omega_R^2 - \gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 - 4\Omega_R^4(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}, \quad (24)$$

$$R(v) = \frac{2\Omega_R^2(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}, \quad (25)$$

$$J(v) = \frac{\gamma'\Omega_R^2\tilde{G}(\delta_R + \Delta kv)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}, \quad (26)$$

где Δk — однофотонная отстройка. Подставляя эти выражения в (22), (23), найдем суммарную населенность возбужденного уровня:

$$\rho_{exc}(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} \times \times \tilde{G}(v) \left(1 + \frac{4\Omega_R^2(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}^2 + \tilde{G}^2)} \right). \quad (27)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\tilde{G}(v) = G(v) + G_{34}(v), \quad (28)$$

$$\tilde{F}(v) = F(v) + F_{34}(v). \quad (29)$$

Перейдем к рассмотрению атомов, находящихся в двух скоростных группах, $+k_s v$ и $-k_s v$. Это отражает ситуацию, когда имеются две скоростные группы атомов — одни двигаются вдоль направления распространения лазерного излучения, другие — в обратном. Далее будем использовать индексы «+» и «-» в выражениях для $\tilde{G}(v)$, $\tilde{F}(v)$ и $\rho_{exc}(v)$, соответствующие двум скоростным группам, $+k_s v$ и $-k_s v$. Найдем суммарную населенность $\rho_{exc}^s(v)$, соответствующую двум скоростным группам:

$$\rho_{exc}^s(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} (\tilde{G}_+(v) + \tilde{G}_-(v)) + \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} \left(\frac{4\Omega_R^2(\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2)\tilde{G}_+(v)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2)} \right) + \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} \left(\frac{4\Omega_R^2(\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2)\tilde{G}_-(v)}{\gamma'^2(\delta_R - \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2)} \right). \quad (30)$$

Для того чтобы найти сдвиг КПП-резонанса, нам необходимо взять производную от суммарной населенности по двухфотонной отстройке и приравнять ее к нулю ($\partial\rho_{exc}^s(v)/\partial t = 0$). Полагая, что лазерная

отстройка $\Delta_L = 0$, получим алгебраическое уравнение, которое определяет все основные экстремумы. Один из этих экстремумов соответствует световому сдвигу δ_{LS} КПП-резонанса для определенной скоростной группы:

$$\left(\frac{\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2}{\gamma'^2 + (k_s v)^2} + \frac{\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2}{\gamma'^2 + (k_s v + \omega_{34})^2} \right) \times \times \left(\frac{\delta_{LS} + \Delta kv}{\gamma'^2(\delta_{LS} + \Delta kv)^2 + 4\Omega_R^4(\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2)} \right) + \left(\frac{\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2}{\gamma'^2 + (k_s v)^2} + \frac{\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2}{\gamma'^2 + (k_s v - \omega_{34})^2} \right) \times \times \left(\frac{\delta_{LS} - \Delta kv}{\gamma'^2(\delta_{LS} - \Delta kv)^2 + 4\Omega_R^4(\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2)} \right). \quad (31)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальная реализация эффекта КПП в большинстве случаев предполагает, что регистрируемый сигнал сформирован атомами от всех скоростных групп. Такая ситуация наблюдается, когда атомы имеют тепловое распределение. С другой стороны, в эксперименте может быть реализована такая ситуация, когда имеет место селекция по скоростям атомов, которая типична для пучковых стандартов частоты [37]. Один из вариантов такого стандарта частоты может быть реализован на эффекте КПП [38, 39]. Ниже мы исследуем обе ситуации: в разд. 3.1 рассматривается форма резонанса КПП для отдельных скоростных групп атомов; в разд. 3.2 — суммарный вклад от всех скоростных групп атомов в форму резонанса КПП. Отметим, что мы пренебрегаем влиянием стенок и рассматриваем модель так называемой бесконечной среды. Такой подход оправдан и имеет место на практике в случае, когда размеры ячейки значительно (в несколько раз) превосходят длину волны λ микроволнового перехода. Типичные значения $\lambda = 4.4$ см в атомарных парах ^{87}Rb , $\lambda = 3.3$ см в ^{133}Cs . В работе [40] проводились эксперименты, где длина ячейки с метаном составляла 8 м, а в [41] использовалась многопроходная поглощающая ячейка длиной 18 м, причем эффективная длина взаимодействия составила 108 м.

3.1. Форма резонанса КПН для отдельной скоростной группы атомов

Рассмотрим атомы, двигающиеся со скоростями $+v$ и $-v$. В этом случае суммарные населенности $\rho_{exc}^{s,+}(v)$ и $\rho_{exc}^{s,-}(v)$ возбужденного уровня для этих скоростных групп могут быть определены следующими выражениями:

$$\rho_{exc}^{s,+}(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} \times \left[\tilde{G}_+(v) + \frac{4\Omega_R^2(\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2)\tilde{G}_+(v)}{\gamma'^2(\delta_R + \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}_+^2 + \tilde{G}_+^2)} \right], \quad (32)$$

$$\rho_{exc}^{s,-}(v) = \frac{2\Omega_R^2}{\gamma\gamma'} \times \left[\tilde{G}_-(v) + \frac{4\Omega_R^2(\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2)\tilde{G}_-(v)}{\gamma'^2(\delta_R - \Delta kv)^2 + \Omega_R^4(\tilde{F}_-^2 + \tilde{G}_-^2)} \right]. \quad (33)$$

На рис. 2 представлены зависимости $\rho_{exc}^{s,+}(v)$ и $\rho_{exc}^{s,-}(v)$ от двухфотонной отстройки для трех скоростных групп: $v = \pm v_T/100$, $v = \pm v_T/33$, $v = \pm v_T/10$ (v_T — наиболее вероятная скорость). В случае, когда скорость атомов равняется $v = \pm v_T/100$ (рис. 2а), провалы, соответствующие резонансу КПН, расположены достаточно близко. Их сдвиг определяется величиной $\delta_{LS} = \pm \Delta k_s v$. На вставке к рис. 2а можно наблюдать, что КПН-резонанс, соответствующий $\rho_{exc}^s(v) = [\rho_{exc}^{s,+}(v) + \rho_{exc}^{s,-}(v)]/2$, сдвинут в положительную область отстроек. Отличие от нуля светового сдвига связано с достаточно близким ($\omega_{34} = 20\gamma$) расположением уровня 4. Атомы, двигающиеся со скоростями $+v$ и $-v$, по-разному «воспринимают» этот уровень, поскольку расстояния до него равны соответственно $\omega_{34} - \Delta k_s v$ и $\omega_{34} + \Delta k_s v$.

С ростом скорости атомов расщепление между пиками КПН-резонанса, соответствующими $\rho_{exc}^{s,+}(v)$ и $\rho_{exc}^{s,-}(v)$, увеличивается. При скоростях $v = \pm v_T/33$ наблюдается дублет резонанса КПН (рис. 2б). Дальнейшее увеличение скорости приводит к тому, что расщепление между КПН-резонансами растет. При $v = \pm v_T/10$ суммарный сигнал КПН-резонанса представляет собой два отдельных провала (рис. 2в).

Величина сдвига КПН-резонанса, определяемого $\rho_{exc}^s(v)$, задается формулой (31). В случае, когда $\Omega_R \ll \gamma \ll \omega_{34}$, мы можем пренебречь скоростью релаксации низкочастотных когерентностей в вы-

ражении (31). Тогда можно получить следующую оценку для величины сдвига КПН-резонанса:

$$\delta_{LS}(|v|) = \frac{2k_s \Delta k v^2 (\Delta k^2 v^2 (\gamma^2 + k_s^2 v^2) - 4\Omega_R^4)}{(3\Delta k^2 v^2 (\gamma^2 + k_s^2 v^2) - 4\Omega_R^4) \omega_{34}}, \quad (34)$$

откуда видно, что зависимость δ_{LS} от ω_{34} носит гиперболический характер. По мере роста величины ω_{34} вклад от уровня $|4\rangle$ уменьшается. Это связано с тем, что чем больше ω_{34} , тем выше должна быть скорость атомов, которые могли бы взаимодействовать с уровнем $|4\rangle$. Однако доля таких атомов значительно меньше, и это приводит к уменьшению влияния уровня $|4\rangle$.

3.2. Форма резонанса КПН для суммарного вклада от всех скоростных групп

В этом разделе мы проанализируем суммарный сигнал КПН-резонанса от всех скоростных групп. Полагая, что атомы имеют равновесное распределение по скоростям, запишем выражение для суммарного сигнала КПН-резонанса:

$$\rho_{exc} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{exc}^s(v) M(v) dv, \quad (35)$$

$$M(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_T} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right).$$

Контрастом КПН-сигнала будем называть величину

$$C(\delta_R) = 1 - \frac{\rho_{exc}(\delta_R)}{\rho_{exc}^N}, \quad (36)$$

где ρ_{exc}^N — населенность возбужденного состояния в отсутствие двухфотонного резонанса.

На рис. 3 представлен контраст КПН-резонанса в зависимости от двухфотонной отстройки. Проанализируем вначале его зависимость для различных значений ω_{34} (рис. 3а). На этом рисунке можно видеть, что имеет место КПН-резонанс, который центрирован вблизи нулевой двухфотонной отстройки. Этот пик обусловлен уровнем, находящимся в условиях однофотонного резонанса (в нашем случае это уровень $|3\rangle$). Также можно наблюдать, что имеет место второй пик, положение которого зависит от величины ω_{34} , причем чем сильнее расщепление ω_{34} , тем больше величина сдвига этого пика относительно нулевого ($\delta_R = 0$) резонанса. Наличие этого пика обусловлено нерезонансным влиянием уровня $|4\rangle$. Стоит отметить, что при увеличении частоты Раби и при $\omega_{34} < 25\gamma$ для выбранных параметров расчета этот пик начинает сливаться с нулевым резонансом.

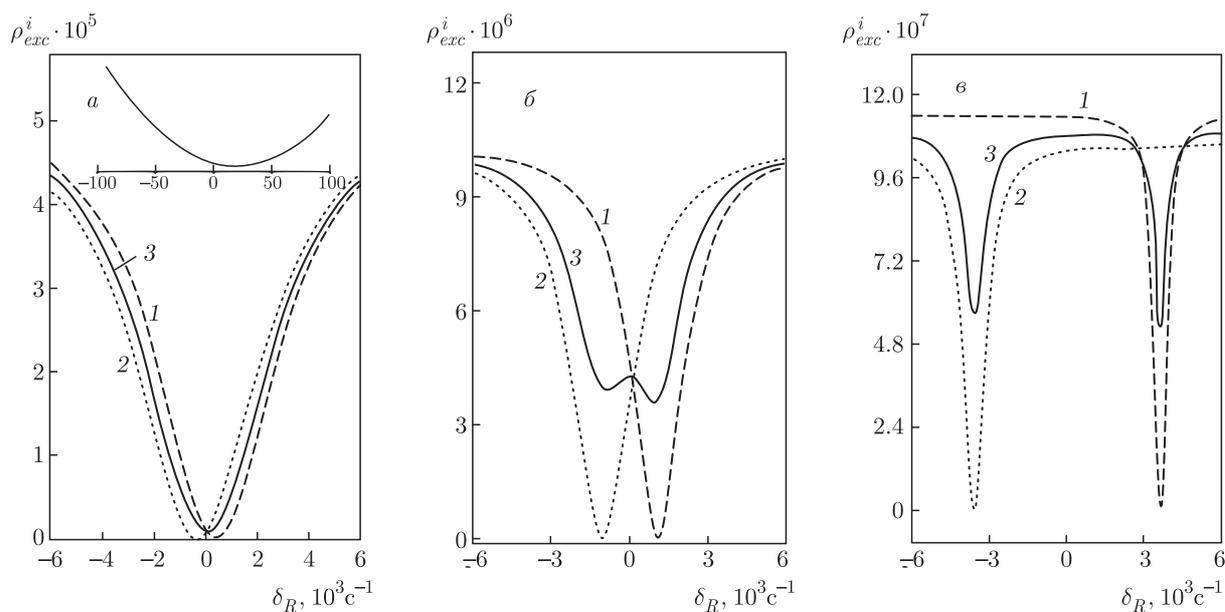


Рис. 2. Населенности ρ_{exc}^i , $i = s, +$ (кривые 1), $i = s, -$ (2), $i = s$ (3) возбужденного состояния в зависимости от двухфотонной отстройки для разных скоростных групп при $v = v_T/100$ (а), $v_T/33$ (б), $v_T/10$ (в). Параметры расчета следующие: $\Omega_R = 2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_L = 0.5\gamma$, $\omega_{34} = 20\gamma$, $T = 55^\circ\text{C}$. На вставке приведена кривая 3 в увеличенном масштабе

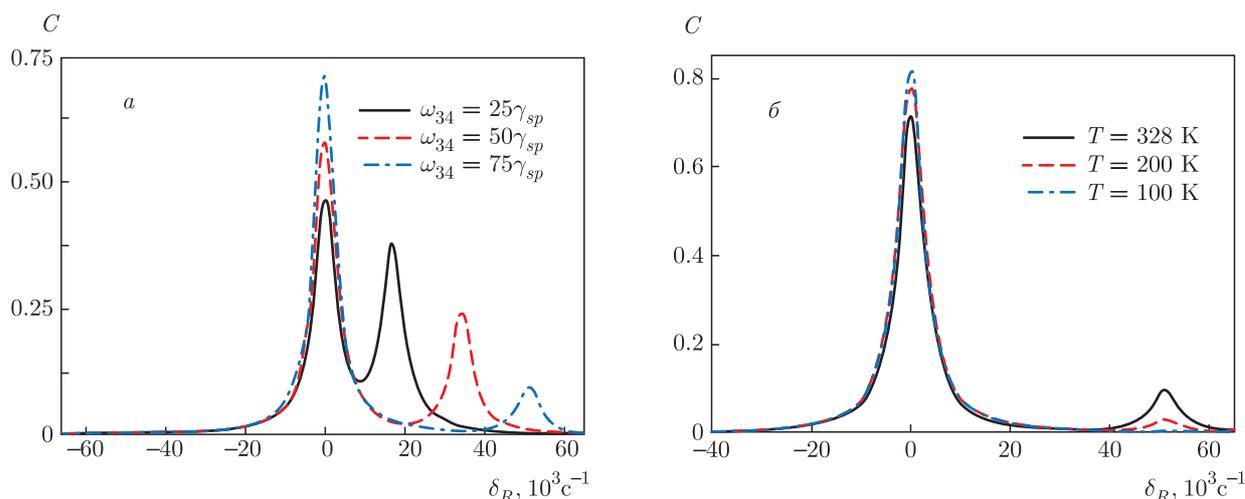


Рис. 3. (В цвете онлайн) Контраст КПН-резонанса в зависимости от двухфотонной отстройки для различных значений величины сверхтонкого расщепления возбужденного уровня при $T = 55^\circ\text{C}$ (а) и различных значений температуры при $\omega_{34} = 75\gamma$ (б). Параметры расчета следующие: $\Omega_R = 2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_L = 0.5\gamma$

Теперь обратимся к зависимости контраста КПН-резонанса для разных температур (рис. 3б). Видно, что амплитуда второго пика существенно зависит от температуры, а именно, при понижении температуры его амплитуда уменьшается. Одновременно с этим происходит увеличение амплитуды основного пика.

Подчеркнем, что ширина второго пика практически такая же, как и основного. Его положение может быть описано оценочной формулой

$$\delta_{p2} = \frac{\delta k}{k} \omega_{34}.$$

Эта формула имеет следующий физический смысл: ω_{34}/k — скорость атомов, доплеровский сдвиг кото-

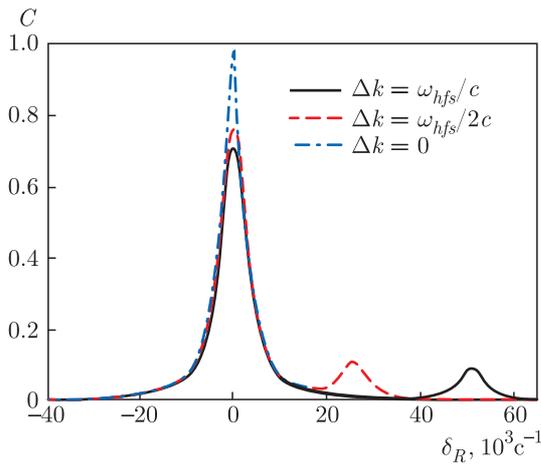


Рис. 4. (В цвете онлайн) Контраст КРН-резонанса в зависимости от двухфотонной отстройки для различных значений Δk . Параметры расчета следующие: $\Omega_R = 2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_L = 0.5\gamma$, $\omega_{34} = 75\gamma$, $T = 55^\circ\text{C}$

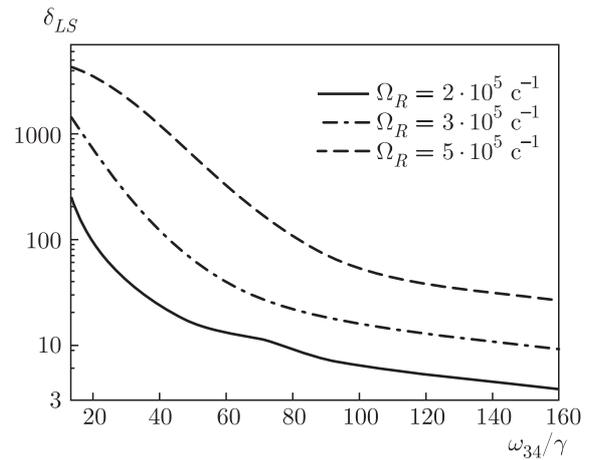


Рис. 5. Зависимости светового сдвига от величины сверхтонкого расщепления возбужденного уровня для различных частот Раби. Параметры расчета следующие: $\Gamma_L = 0.5\gamma$, $T = 55^\circ\text{C}$

рых равен ω_{34} . Для атомов, двигающихся с такой скоростью, внешние поля квазирезонансны переходам $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$. Эти атомы и формируют двухфотонный резонанс, отстроенный на δ_R . В то же время число таких атомов уменьшается с ростом как температуры, так и расщепления ω_{34} (уменьшается число атомов в хвосте максвелловского распределения). Поэтому на рисунках и наблюдается соответствующее уменьшение амплитуды второго пика. Отметим, что если в расчете ограничить диапазон скоростей так, чтобы исключить из него атомы со скоростью ω_{34}/k , то этот вторичный пик исчезнет.

Зависимость положения второго пика от двухфотонной отстройки для разных Δk представлена на рис. 4. Для вырожденного случая ($\Delta k = 0$) второй пик сливается с первым, и мы наблюдаем один нулевой резонанс. При этом амплитуда основного пика возрастает, и он становится более узким. Если состояние не вырождено (это имеет место при возбуждении КРН на сверхтонких переходах щелочных атомов), то контур более широкий. В этом случае можно наблюдать появление второго пика. В то же время наиболее существенное различие проявляется для относительно небольших частот Раби, поскольку в этом случае световое уширение мало и, следовательно, влияние доплеровских эффектов становится значительнее.

Рассмотрим зависимость сдвига δ_{LS} КРН-резонанса от величины сверхтонкого расщепления возбужденного уровня. Эти зависимости представлены на рис. 5 для различных значений частот Раби. В

области $\omega_{34} < 20\gamma$ сдвиг КРН-резонанса значительно увеличивается. Это связано с гиперболической зависимостью сдвига от ω_{34} . В пределе, если мы устремим $\omega_{34} \rightarrow 0$, то сдвиг пропадет. В этом случае отсутствует сверхтонкое расщепление, а уровень $|3\rangle$ будет действовать с удвоенной силой. С другой стороны, по мере роста ω_{34} величина сдвига будет уменьшаться, поскольку как уже было сказано выше, уровень $|4\rangle$ отдаляется и доля атомов, которые могут взаимодействовать с уровнем $|4\rangle$, уменьшается. Это приводит к тому, что сдвиг КРН-резонанса стремится к нулю. Таким образом, имеет место экстремум для данной зависимости, т. е. существует область, где этот сдвиг максимален. Для наших значений частот Раби этот экстремум лежит в диапазоне $3\gamma < \omega_{34} < 15\gamma$. С ростом частоты Раби величина сдвига растет, так как увеличивается скорость оптической накачки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено совместное влияние движения атомов и сверхтонкого расщепления возбужденного состояния на формирование КРН-резонанса в разреженном газе. Получено алгебраическое уравнение, описывающее суммарный сдвиг КРН-резонанса для конкретной скоростной группы. Показано, что наличие сверхтонкого расщепления приводит к световому сдвигу КРН-резонанса как для отдельных скоростных групп, так

и для суммарного сигнала по всем скоростным группам атомов. Установлено, что в определенном диапазоне значений сверхтонкого расщепления возбужденного уровня возникает дополнительный пик, соответствующий КПН-резонансу на втором «нерезонансном» сверхтонком уровне. Проанализированы зависимости амплитуды и положения этого пика от величины сверхтонкого расщепления, температуры и от разности волновых векторов двух оптических переходов.

Благодарности. Авторы признательны И. М. Соколову за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания (базовая часть), проект № FSEG-2020-0024.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Alzetta, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cim. B* **36**, 5 (1976).
2. E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cim.* **17**, 333 (1976).
3. H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).
4. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов и др., *УФН* **163**, 1 (1993).
5. М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *ЖЭТФ* **68**, 728 (1989).
6. E. Arimondo, *Prog. Opt.* **35**, 257 (1996).
7. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
8. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
9. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **40**, 3851 (2007).
10. S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. A* **81**, 013833 (2010).
11. D. Peter, D. Schwindt, S. Knappe et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 6409 (2004).
12. V. V. Yashuk, J. Granwehr, D. F. Kimbal et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 160801 (2004).
13. О. А. Кочаровская, Я. И. Ханин, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 581 (1988).
14. S. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1022 (1989).
15. A. Imamoglu and S. Harris, *Opt. Lett.* **14**, 1344 (1989).
16. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
17. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, *Opt. Comm.* **84**, 139 (1991).
18. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
19. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
20. R. Zhang and X.-B. Wang, *Phys. Rev. A* **94**, 063856 (2016).
21. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
22. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000).
23. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).
24. M. S. Feld and A. Javan, *Phys. Rev. A* **2**, 177 (1969).
25. H. Lee, Yu. Rostovtsev, C. J. Bednar, and A. Javan, *Appl. Phys. B* **76**, 33 (2003).
26. A. S. Sheremet, L. V. Gerasimov, I. M. Sokolov et al., *Phys. Rev. A* **82**, 033838 (2010).
27. K. A. Barantsev, S. V. Bozhokin, A. S. Kuraptsev et al., *JOSA B* **38**, 1613 (2021).
28. M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan et al., *Phys. Lett. A* **383**, 191 (2019).
29. G. V. Voloshin, K. A. Barantsev, and A. N. Litvinov, *Quant. Electr.* **50**, 1023 (2020).
30. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **156**, 5 (2019).
31. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
32. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky et al., *Phys. Rev. A* **73**, 013812 (2006).
33. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).

34. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. B* **98**, 064207 (2018).
35. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Opt. Comm.* **243**, 165 (2004).
36. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. B* **96**, 023830 (2017).
37. Ф. Риле, *Стандарты частоты*, Физматлит, Москва (2009).
38. А. К. Вершовский, В. С. Жолнеров, Ю. В. Рождественский, О. П. Харчев, Патент RU 2490836 С1 от 20.08.2013.
39. И. М. Соколов, *КЭ* **45**, 10 (2015).
40. S. N. Bagayev, V. P. Chebotayev, A. K. Dmitriyev et al., *Appl. Phys. B* **52**, 163 (1991).
41. Ch. Chardonnet, F. Guernet, G. Charton, and Ch. J. Bord, *Appl. Phys. B* **59**, 333 (1994).