

## РОЛЬ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИИ ЦЕЗИЕВОГО ПУЧКА В АТОМНОМ ФОНТАНЕ

Ю.С. Домнин<sup>1</sup>, А.И. Магунов<sup>1,2</sup>, В.Г. Пальчиков<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл., Россия,

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
palchikov@vniiftri.ru

*Проведены расчёты эволюции населённостей подуровней сверхтонкой структуры атома  $^{133}\text{Cs}$  в лазерных полях с учётом резонансных и нерезонансных  $6^2S_{1/2} F_f = 4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 4, 5$  и  $6^2S_{1/2} F_g = 3 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 4$  переходов. Получены аналитические выражения для стационарных населённостей подуровней и характерные времена стабилизации населённостей в зависимости от интенсивности лазерных полей и расстройки оптического резонанса. Показано, что при отстройке резонанса  $F_f \leftrightarrow F_e = 4$  на величину сверхтонкого сдвига относительно  $F_e = 5$  существенная доля атомов переходит на нижний подуровень  $F_g$  при отсутствии накачки на резонансном переходе  $F_g \leftrightarrow F_e = 4$  в условиях функционирования облака холодных атомов и регистрирующей системы цезиевого стандарта частоты.*

*Ключевые слова:* цезиевый стандарт частоты, резонансные лазерные поля, населённости подуровней СТС.

## THE ROLE OF NON-RESONANT LASER TRANSITIONS IN THE FORMATION AND DETECTION OF A CESIUM BEAM IN AN ATOMIC FOUNTAIN

Yu.S. Domnin<sup>1</sup>, A.I. Magunov<sup>1,2</sup>, V.G. Palchikov<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>FGUP "VNIIFTRI", Mendeleevo, Moscow region, Russia,

<sup>2</sup>A.M. Prokhorov Institute of General Physics  
of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,

<sup>3</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia,  
palchikov@vniiftri.ru

*Abstract.* The population evolution of sublevels of the hyperfine structure of the  $^{133}\text{Cs}$  atom in laser fields is calculated taking into account resonant and nonresonant  $6^2S_{1/2} F_f = 4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 4, 5$  and  $6^2S_{1/2} F_g = 3 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 4$  transitions. Analytical expressions are obtained for the stationary populations of sublevels and the characteristic times of population stabilization depending on the intensity of the laser fields and the detuning of the optical resonance. It is shown that when the resonance is detuned  $F_f \leftrightarrow F_e = 4$  by the value of the hyperfine shift relative to  $F_e = 5$ , a significant fraction of atoms goes to the lower  $F_g$  sublevel in the absence of pumping at the  $F_g \leftrightarrow F_e = 4$  resonant transition under the conditions of operation of a cloud of cold atoms and a recording system of a cesium frequency standard.

*Keywords:* cesium frequency standard, resonant laser fields, populations of HFS sublevels.

## Введение

В настоящее время атомные стандарты времени и частоты фонтанного типа, основанные на пучке лазерно-охлаждённых атомов цезия [1–5], имеют наивысшую точность в несколько единиц шестнадцатого знака [3, 4].

Как было отмечено в [6]: «Особенность лазерного охлаждения в области пересечения лазерных пучков заключается в том, что атом в процессе множественных актов поглощения и переизлучения совершает диффузное движение, т.е. он как бы «увязает» в лазерном пучке, который его охлаждает, и в результате время, за которое он может уйти из области пересечения пучков, может значительно превысить время баллистического пролёта через эту область. Две исследовательские группы США (из Bell Labs и NBS) одновременно и независимо друг от друга предложили использовать для обозначения перечисленных специфических свойств холодных атомов термин «molasses»<sup>1</sup> [7, 8]». Здесь и далее по тексту мы будем использовать термин «облако холодных атомов» (ОХА), предполагая, что атом совершает диффузное движение и обладает свойствами, описанными выше.

При формировании пучка охлаждённых атомов из ОХА для реализации двойного пролёта СВЧ-резонатора по схеме Рэмси используется циклический оптический переход между подуровнями сверхтонкой структуры (СТС)  $6^2S_{1/2} F_f = 4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 5$  [15]. Практически установлено, что для поддержания работоспособности ОХА требуется дополнительное воздействие резонансным лазерным излучением на переходе  $6^2S_{1/2} F_g = 3 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 4$  для предотвращения «сваливания» атомов в «тёмное»  $F_g = 3$  состояние. Поскольку циклический переход  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  применяется и в регистрирующей системе стандарта частоты для определения населённостей подуровней часового перехода, желательно оценить степень перезаселения на подуровень  $F_g$  и возможное влияние этого эффекта на результат измерений сдвига частоты при достаточно длительном времени взаимодействия атомов пучка с зондирующим лазерным полем.

В настоящей работе проведён детальный анализ временной эволюции населённостей СТС подуровней атома цезия при воздействии лазерными полями на резонансных переходах линии  $D_2$  ( $6^2S_{1/2} \leftrightarrow 6^2P_{3/2}$ )  $F_g = 3 \leftrightarrow F_e = 4$  и  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  в цезии. Для этих переходов получены аналитические выражения стационарных значений населённостей в зависимости от лазерных

<sup>1</sup> Отметим, что в отечественной литературе отсутствует однозначная трактовка этого слова применительно к описанной выше конкретной физической ситуации. Его буквальный перевод — «меласса», или «чёрная патока» [9]. В [10, 11], например, употреблялись словосочетания типа «оптическая меласса» или просто «оптическая трясина», в [12] — «вязкий конфаймент», а один из авторов этой терминологии Стивен Чу рассматривал новую форму существования охлаждённых атомов как густую, вязкую жидкость, ассоциируемую с холодом: «тянется как патока в январе» [7]. Однако критическая полемика по этому поводу вынудила Стивена Чу изъять выражения «оптическая патока» из названия его Нобелевской лекции по физике за 1997 г., хотя в самом тексте лекции оно широко использовалось [13, 14].

параметров и получены характерные времена выхода населённостей на стационар в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Показано, что в монохроматическом поле за счёт нерезонансного перехода  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 4$  (отстройка частоты  $\Delta\omega \approx E_{F_e=5} - E_{F_e=4}$ ) атомы в ОХА практически полностью перезаселяются в «тёмное» состояние  $F_g = 3$  за время порядка 1 мс при интенсивности  $10 \text{ мВт/см}^2$  в результате спонтанного распада. При характерной интенсивности лазерного поля и времени взаимодействия в регистрирующей системе этот эффект может привести к существенному искажению результатов измерений соотношения населённостей  $F_g = 3$  и  $F_f = 4$  при двухступенчатой схеме.

### Монохроматическая лазерная накачка

На рис. 1а показана схема уровней оптического перехода  $D_2$  линии в атоме  $^{133}\text{Cs}$  с их сверхтонкой структурой.

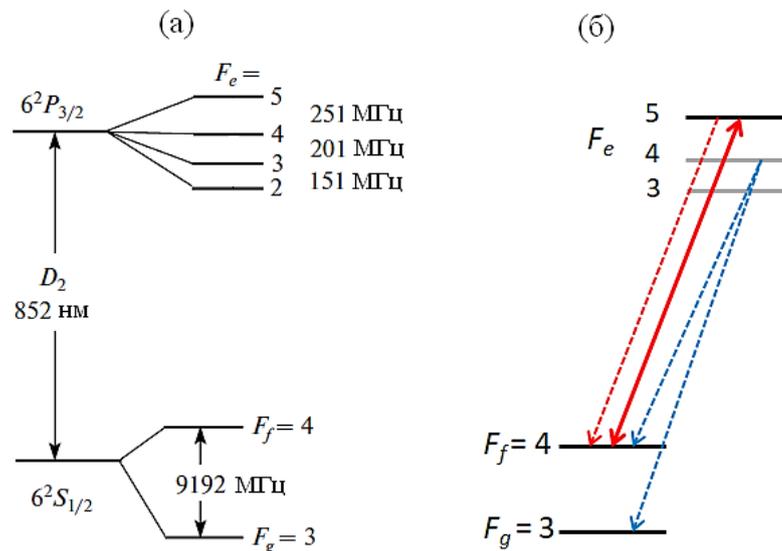


Рис. 1. Сверхтонкая структура уровней оптических переходов  $D_2$  линии в атоме  $^{133}\text{Cs}$  (а), схема лазерно-индуцированных (сплошная линия) и спонтанных (пунктирные линии) переходов в резонансном ( $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$ ) монохроматическом поле (б)

Рассмотрим сначала случай монохроматического поля на резонансном  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  переходе (рис. 1б). При этом отстройка от резонанса на  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 4$  переходе соответствует величине расщепления СТС возбуждённых подуровней цезия 251 МГц.

В общем случае динамика населённостей уровней атома в лазерном поле описывается квантовым уравнением Лиувилля для статистического оператора (матрицы плотности) в электрическом поле лазерного излучения  $\mathbf{F}(t)$ :

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = H\rho - \rho H - i(R\rho + \rho R), \quad (1)$$

где  $H = H_0 - \mathbf{D} \cdot \mathbf{F}(t)$ ,  $H_0$  — гамильтониан свободного атома;  $\mathbf{D}$  — оператор дипольного момента;  $R$  — оператор спонтанной релаксации.

Для многопучкового лазерного поля напряжённость поля:

$$\mathbf{F}(t) = \sum_b F_b \text{Re}[\mathbf{e}_b \exp(-i\omega t - i\phi_b)], \quad (2)$$

где  $F_b$ ,  $\mathbf{e}_b$ ,  $\phi_b$  — амплитуда, единичный вектор поляризации (комплексный при наличии эллиптичности) и абсолютная фаза (включая пространственную) соответственно.

Для схемы на рис. 1б система уравнений матрицы плотности имеют вид:

$$i\dot{\rho}_{ff} = \Omega_{fe}\rho_{ef} - \rho_{fe}\Omega_{ef} + \Omega_{fe'}\rho_{e'f} - \rho_{fe'}\Omega_{e'f} + \frac{i}{\tau_e} \left( \sum_e b_{ef}\rho_{ee} + \sum_{e'} b_{e'f}\rho_{e'e'} \right), \quad (3)$$

$$i\dot{\rho}_{ee} = \Omega_{ef}\rho_{fe} - \rho_{ef}\Omega_{fe} - \frac{ib_{ef}}{\tau_e} \rho_{ee}, \quad (4)$$

$$i\dot{\rho}_{e'e'} = \Omega_{e'f}\rho_{fe'} - \rho_{e'f}\Omega_{fe'} - \frac{i}{\tau_e} \rho_{e'e'}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{gg} = \frac{1}{\tau_e} \sum_{e'} b_{e'g}\rho_{e'e'}, \quad (6)$$

$$i\dot{\rho}_{ef} = \left( \omega_{ef} - \frac{i}{2\tau_e} \right) \rho_{ef} + \Omega_{ef}\rho_{ff} - \rho_{ee}\Omega_{ef} - \rho_{ee'}\Omega_{e'f}\rho_{ef}, \quad (7)$$

$$i\dot{\rho}_{e'f} = \left( \omega_{e'f} - \frac{i}{2\tau_e} \right) \rho_{e'f} + \Omega_{e'f}\rho_{ff} - \rho_{e'e}\Omega_{e'f} - \rho_{e'e}\Omega_{ef}\rho_{e'f}, \quad (8)$$

$$i\dot{\rho}_{ee'} = \left( \omega_{ee'} - \frac{i}{\tau_e} \right) \rho_{ee'} + \Omega_{ef}\rho_{fe'} - \rho_{ef}\Omega_{fe'}\rho_{ee'}, \quad (9)$$

где  $\Omega_{ef} = \langle e | \mathbf{D} \cdot \mathbf{F}(t) | f \rangle$  — частота Раби;  $b_{ef}$  — коэффициент ветвления перехода  $e \rightarrow f$  радиационной вероятности;  $\tau_e = 30,5$  нс — радиационное время жизни возбуждённого состояния;  $\omega_{ef}$  — частота перехода. Суммирования проводятся по проекциям соответствующих моментов.

После замены

$$\rho_{e(e'),f} = \rho'_{e(e'),f} \exp\left(-i\omega_{e(e'),f}t - \frac{t}{2\tau_e}\right), \quad (10)$$

$$\rho_{ee'} = \rho'_{ee'} \exp\left(-i\omega_{ee'}t - \frac{t}{\tau_e}\right) \quad (11)$$

получим

$$i\dot{\rho}'_{ef} = \Omega_{ef} \exp\left(-i\Delta t + \frac{t}{2\tau_e}\right) (\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \Omega_{e'f} \exp\left(-i\Delta' t - \frac{t}{2\tau_e}\right) \rho'_{ee'}, \quad (12)$$

$$i\dot{\rho}'_{e'f} = \Omega_{e'f} \exp\left(-i\Delta' t + \frac{t}{2\tau_e}\right) (\rho_{ff} - \rho_{e'e'}) - \Omega_{ef} \exp\left(-i\Delta t - \frac{t}{2\tau_e}\right) \rho'_{e'e'}, \quad (13)$$

$$i\dot{\rho}'_{ee'} = \Omega_{ef} \exp\left(-i\Delta t + \frac{t}{2\tau_e}\right) \rho'_{f'e'} - \Omega_{f'e'} \exp\left(i\Delta' t + \frac{t}{2\tau_e}\right) \rho'_{ef}, \quad (14)$$

где  $\Delta = \omega - 2\omega_{ef}$ ,  $\Delta' = \omega - \omega_{ef}$  — отстройки частоты лазерного поля на соответствующем переходе.

Электрическое поле в ОХА формируется несколькими лазерными пучками с различными направлениями (векторами поляризации), так что уравнения для матрицы плотности содержат разрешённые переходы для всех магнитных подуровней. Для упрощения задачи можно рассмотреть процесс изотропной накачки. В этом случае населённости магнитных подуровней одинаковы ( $\rho_{am, am} = n_a/g_a$ ), балансовые уравнения для суммарных населённостей подуровней (со статистическим весом  $g_a$ ) имеют вид:

$$\dot{n}_f = -(B_{fe} + B_{f'e'})n_f + (B_{ef} + b_{ef}/\tau_e)n_e + (B_{e'f} + b_{e'f}/\tau_e)n_{e'}, \quad (15)$$

$$\dot{n}_e = B_{fe}n_f - \left(B_{ef} + \frac{b_{ef}}{\tau_e}\right)n_e, \quad (16)$$

$$\dot{n}_{e'} = B_{f'e'}n_f - \left(B_{e'f} + \frac{1}{\tau_e}\right)n_{e'}, \quad (17)$$

$$\dot{n}_g = \frac{b_{e'g}n_{e'}}{\tau_e}, \quad (18)$$

где  $B_{fe} = (g_f)^{-1} \sum_{mm'} B_{fm, em'}$  — скорость лазерно-индуцированного перехода;  $B_{ef} = g_f B_{fe} / g_e$ ;

$$B_{fe} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left(\frac{I}{\hbar\omega}\right) \frac{g_e b_{ef} / g_f}{1 + 4\tau_e^2(\omega - \omega_{ef})^2}, \quad B_{f'e'} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left(\frac{I}{\hbar\omega}\right) \frac{g_e b_{e'f} / g_f}{1 + 4\tau_e^2(\omega - \omega_{e'f})^2}, \quad (19)$$

если спектральная ширина лазерного излучения много меньше ширины возбуждённого состояния ( $\Delta\omega \ll 1/\tau_e$ ).

Поскольку в системе (15)–(18) присутствует «тёмное» состояние (18), со временем вся населённость будет сосредоточена в состоянии  $F_g = 3$ . Этот процесс затягивается малостью скорости нерезонансного возбуждения  $B_{f'e'}$ .

На рис. 2 приведены результаты расчёта населённостей подуровней в цезии по (15)–(19) при интенсивности лазерного излучения  $I = 2, 10$  и  $50$  мВт/см<sup>2</sup> и точном резонансе на  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  переходе (при этом отстройка на переходе  $F_f = 4 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  составляет  $\omega - \omega_{e'f} \approx 50/\tau_e$ ).

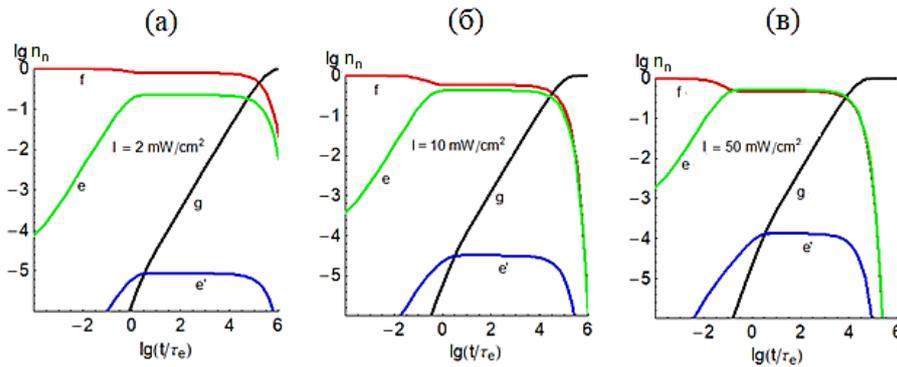


Рис. 2. Эволюция населённостей уровней в атоме цезия при накачке на резонансном  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  переходе при различных значениях интенсивности лазерного поля:  $I = 2$  мВт/см<sup>2</sup> (а),  $I = 10$  мВт/см<sup>2</sup> (б),  $I = 50$  мВт/см<sup>2</sup> (в)

Расчёты показывают, как происходит перезаселение «тёмного» состояния  $F_g = 3$  за счёт радиационного распада слабо возбуждаемого  $F_e = 4$  состояния. С увеличением интенсивности лазерного излучения время перекачивания населённости из состояния  $f$  в  $g$  сокращается примерно с  $10^6 \tau_e$  при  $I = 2$  мВт/см<sup>2</sup> до  $10^{4,8} \tau_e$  при  $I = 50$  мВт/см<sup>2</sup>, т.е. 30 и 1,9 мс соответственно.

### Бихроматическая лазерная накачка

Для предотвращения перекачки населённости в «тёмное» состояние применяется дополнительный резонансный циклический переход  $F_g = 3 \leftrightarrow F_{e'} = 4$ . В уравнениях (17) и (18) добавляются соответствующие скорости индуцированных переходов  $B_{ge'}$  и  $B_{e'g}$ . При такой бихроматической резонансной накачке устанавливается стационарный режим населённостей, определяемых лазерными параметрами (интенсивность, отстройка частоты) в соответствии с (15)–(18) и не зависящих от начальных значений. Из равенства нулю производных получим:

$$n_f(\infty) = \frac{1}{1 + \frac{B_{fe}}{B_{ef} + \tau_e^{-1}} + \frac{B_{fe'}}{B_{e'f} + b_{e'f}/\tau_e} \left(1 + \frac{B_{e'g} + b_{e'g}/\tau_e}{B_{ge'}}\right)}, \quad (20)$$

$$n_g(\infty) = \frac{B_{e'g} + b_{e'g}/\tau_e}{B_{ge'}} \frac{B_{fe'}}{B_{e'f} + b_{e'f}/\tau_e} N_f(\infty), \quad (21)$$

$$n_e(\infty) = \frac{B_{fe}}{B_{ef} + \tau_e^{-1}} N_f(\infty), \quad n_{e'}(\infty) = \frac{B_{ge'}}{B_{e'g} + \frac{b_{e'g}}{\tau_e}} N_g(\infty), \quad (22)$$

что при условиях  $B_{fe'} \ll B_{fe}$ ,  $B_{fe'} \tau_e^{-1} \ll 1$  приводится к более простому виду:

$$n_f(\infty) \approx \frac{B_{ef} + \tau_e^{-1}}{B_{ef} + B_{fe} + \tau_e^{-1}}, \quad n_e(\infty) \approx \frac{B_{fe}}{B_{ef} + B_{fe} + \tau_e^{-1}}, \quad (23)$$

$$n_g(\infty) \approx \frac{B_{fe}'\tau_e}{b_{e'f}} \frac{B_{e'g} + b_{e'g}/\tau_e}{B_{ge}'}, \quad \frac{B_{ef} + \tau_e^{-1}}{B_{ef} + B_{fe} + \tau_e^{-1}}, \quad (24)$$

$$n_{e'}(\infty) \approx \frac{B_{fe}'\tau_e}{b_{e'f}} \frac{B_{ef} + \tau_e^{-1}}{B_{ef} + B_{fe} + \tau_e^{-1}}. \quad (25)$$

Отметим, что заселёнными являются в основном подуровни  $f$  и  $e$ , что соответствует указанным выше условиям. На рис. 3 и 4 показаны результаты расчёта с дополнительным резонансным лазерным переходом  $F_g = 3 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  при указанных интенсивностях  $I_1$  и  $I_2$ .

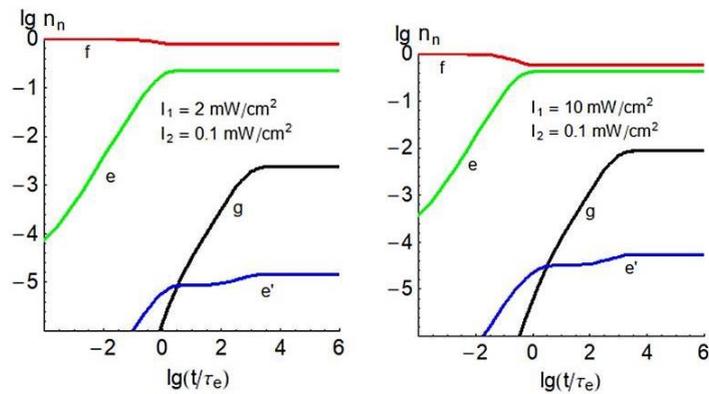


Рис. 3. Эволюция населённости уровней в атоме цезия при одновременной накачке на резонансных  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  и  $F_g = 3 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  переходах при различных значениях интенсивности  $I_1$  и  $I_2 = 0,1$  мВт/см<sup>2</sup>

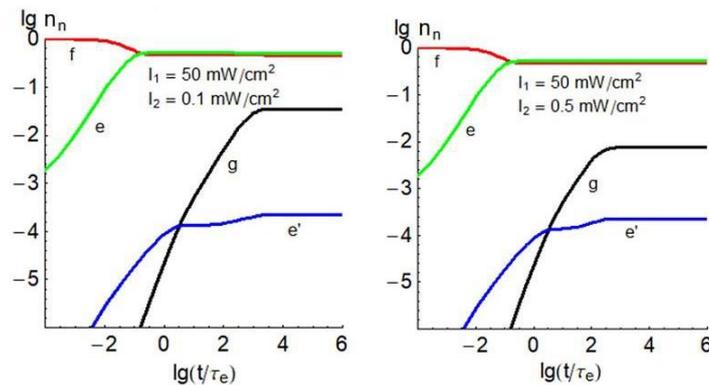


Рис. 4. Эволюция населённости уровней в атоме цезия при одновременной накачке на резонансных  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  и  $F_g = 3 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  переходах при  $I_1 = 50$  мВт/см<sup>2</sup> и различных значениях интенсивности  $I_2$

В таких условиях накачки довольно быстро устанавливается стационарный режим, в котором населённости подуровней  $f$  и  $e$  доминируют. Когда атомы пучка покидают область ОХА, возбуждённое состояние  $F_e = 5$  быстро переходит в  $F_f = 4$  в результате спонтанного распада.

### Эволюция населённостей в регистрирующей системе

Регистрирующая система стандарта частоты основана на двухступенчатом детектировании атомов после двойного пролёта СВЧ-резонатора в состоянии  $F_f = 4$  [6]. На первой ступени регистрируется флюоресценция атомов, индуцируемая при  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  накачке. После чего атомы в этом состоянии удаляются из пучка. Оставшиеся атомы в состоянии  $F_g = 3$  перекачиваются в  $F_f = 4$ , после чего повторяется процедура измерения флюоресценции как на первой ступени. Сравнение результатов измерений позволяет получить относительные населённости атомов в пучке в состояниях  $F_g$  и  $F_f$ . Как уже отмечалось, слабый нерезонансный переход  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 4$  за достаточное время взаимодействия может привести к дополнительному заселению состояния  $F_g = 3$ , что в свою очередь приводит к дисбалансу реального соотношения населённостей атомов в состояниях «часового» перехода, то вносит погрешность в определение сдвига частоты.

На рис. 5 показана эволюция населённостей в системе детектирования атомов, предсказываемая расчётом по (15)–(18) (предполагается, что в начальный момент  $n_f = n_g = 0,5$ ). Интервал времени до 3 мс соответствует пролёту атомов через область лазерного пучка с поперечным размером 1 см со скоростью 330 см/с.

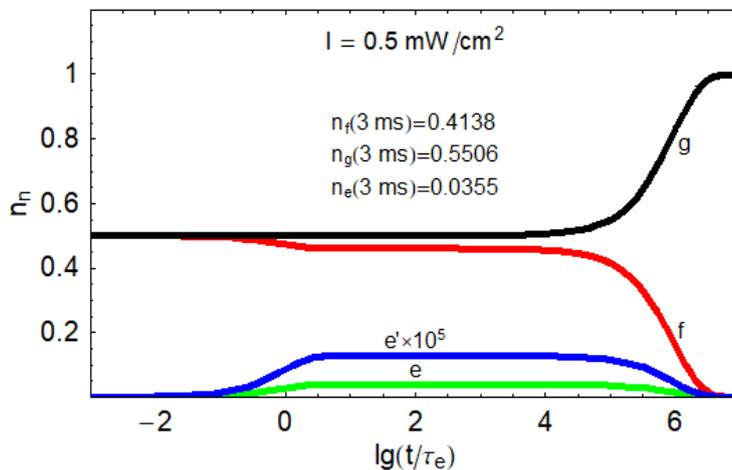


Рис. 5. Эволюция населённостей уровней в атоме цезия при резонансной накачке на  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$  переходе при указанной интенсивности, характерной для системы регистрации в стандарте частоты

Как следует из результатов расчёта, за такое время взаимодействия населённость  $F_g = 3$  увеличивается на 5 %, что завышает реальную населённость при повторном измерении на второй ступени. Очевидно, что при большем поперечном размере лазерного пучка это завышение становится ещё значительнее. Например, за время взаимодействия 6 мс (размер пучка 2 см) населённость уровня  $f$  увеличивается до 0,596.

Таким образом, результаты модельного расчёта подтверждают важность учёта нерезонансного возбуждения на переходе  $F_f = 4 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  при определении сдвига частоты регистрирующей системой стандарта частоты.

### Заключение

В данной работе представлены результаты исследований возможного влияния нерезонансных переходов на функционирование составных частей цезиевого стандарта частоты фонтанного типа, в частности, на формирование пучка атомов в заданном состоянии в ОХА и на перераспределение населённостей «часовых» уровней в регистрирующей системе.

Результаты модельных расчётов позволяют сделать следующие основные выводы.

- Наблюдаемый эффект перезаселения атомов цезия в ОХА, действующее на циклическом резонансном переходе  $6^2S_{1/2} F_f = 4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2} F_e = 5$ , в «тёмное» состояние  $6^2S_{1/2} F_g = 4$  может быть объяснено нерезонансным возбуждением состояния  $6^2P_{3/2} F_{e'} = 4$  с последующим радиационным распадом в  $F_g$  состояние. По полученным оценкам, при достаточной интенсивности лазерного поля (порядка 50 мВт/см<sup>2</sup>) для завершения процесса требуется до 2 мс. При использовании дополнительного резонансного перехода  $F_g = 3 \leftrightarrow F_{e'} = 4$  за меньшее время устанавливаются стационарные значения населённостей, из которых доминируют населённости  $F_f$  и  $F_e$  состояний. Последнее распадается спонтанно в  $F_f$  сразу после покидания атомом ловушки.
- В регистрирующей системе стандарта частоты, основанной на сопоставлении населённостей уровней «часового» перехода после двойного прохождения атомами пучка СВЧ-резонатора при последовательном измерении флюоресценции, индуцируемой возбуждением  $F_f = 4 \leftrightarrow F_e = 5$ , эффект перезаселения  $F_f \rightarrow F_g$  может существенно нарушить начальный баланс населённостей в пользу  $F_g$  при характерных значениях интенсивности лазерного поля и времени взаимодействия, внося погрешность в определение сдвига частоты.

Результаты, представленные в настоящей работе, получены в модельном подходе, основанном на балансовых уравнениях для суммарных по магнитному моменту населённостей. Учёт поляризации лазерных полей достигается использованием в расчёте уравнений для матрицы плотности многоуровневой системы. Этот более громоздкий с вычислительной точки зрения кинетический подход может уточнить некоторые детали полученных результатов, сохраняя их адекватность. Такую проверку планируется провести в последующей работе.

## Список литературы

1. Wynands R., Weyers S. Atomic fountain clocks // *Metrologia*. — 2005. — V. 42. — No. 3. — S64.
2. Домнин Ю.С., Барышев В.Н., Бойко А.И. и др. Цезиевый репер частоты фонтанного типа МЦР-Ф2 // *Измерительная техника*. — 2012. — № 10. — С. 26–30.
3. Guena J. et al. Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. — 2012. — V. 59. — I. 3. — P. 391–409.
4. Levi F., Calosso C., Calonico D. et al. Cryogenic fountain development at NIST and INRIM: preliminary characterization // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. — 2010. — V. 57. — P. 600–605.
5. Li R., Gibble K., and Szymaniec K. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts // *Metrologia*. — 2011. — V. 48. — P. 283.
6. Домнин Ю.С., Ёлкин Г.А., Новоселов А.В. и др. Применение холодных атомов цезия в квантовых стандартах частоты // *Квантовая электроника*. — 2004. — № 12. — 34. — С. 1084–1095.
7. Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J., Cable A., Ashkin A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — V. 55. — 48.
8. Phillips W.D., Prodan J., Metcalf H. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1985. — V. 2. — P. 1751–1767.
9. Апресян Ю.Д. и др. Большой англо-русский словарь: в 2 т. — М.: Русский язык, 1987. — Т. 1.
10. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. — М.: Физматлит, 2000.
11. Одуан К., Гино Б. Измерение времени. Основы GPS. — М.: Техносфера, 2002.
12. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. Механическое действие света на атомы. — М.: Наука, 1991.
13. Чу С. Управление нейтральными частицами // *Успехи физических наук*. — 1999. — Т. 169. — С. 274–291.
14. Chu S. The Nobel Foundation. Nobel Prize in Physics 1997. — The Royal Swedish Academy of Science, 1998.
15. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения: пер. с англ. — М.: Физматлит, 2009. — 512 с.

*Статья поступила в редакцию: 28.04.2022 г.*

*Статья прошла рецензирование: 06.05.2022 г.*

*Статья принята в работу: 13.05.2022 г.*