

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ НА НАСЫЩЕНИЕ И ШИРИНУ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ ТУЛИЯ

И. С. Кожокару^{1,2,3}, Э. Т. Давлетов^{1,2,3}, А. В. Акимов^{1,3}

Представлено численное решение оптических уравнений Блоха для перехода $F_g = 4 \Rightarrow F_e = 5$ с длиной волны 410.6 нм в атоме тулия. Детально рассмотрены эффекты насыщения и сужение спектра поглощения за счет оптической накачки.

Ключевые слова: оптические уравнения Блоха, оптическая накачка, атом тулия, спектроскопия насыщенного поглощения, насыщение.

Неотъемлемой частью современных экспериментов по измерению столкновительных свойств ультрахолодных атомов являются такие методы как оптическая накачка на определенное состояние, оценка количества атомов измерением поглощения и стабилизация частоты методом насыщенного поглощения [1].

Обычно низкие температуры атомов получаются методами лазерного охлаждения. Возможность его использования для тулия была показана в работе [2], для этого был использован переход между уровнями с полным моментом $F_g = 4 \Rightarrow F_e = 5$ с длиной волны 410.6 нм и временем жизни $\tau = 16$ нс [3] (рис. 1). Населённость уровней при взаимодействии с лазерным излучением описывается матрицей плотности, удовлетворяющей расширенным оптическим уравнениям Блоха (ОУБ), которые мы будем описывать в редакции McClelland и Kelley [4].

Рассмотрим эволюцию матрицы плотности ρ для системы с известным невозмущенным спектром частот ω_α :

$$\frac{d\rho_{\alpha\beta}}{dt} = -i\omega_{\alpha\beta}\rho_{\alpha\beta} - \frac{i}{\hbar} \sum_{\gamma} (H'_{\alpha\gamma}\rho_{\gamma\beta} - \rho_{\alpha\gamma}H'_{\gamma\beta}), \quad (1)$$

¹ ФИАН, 199991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kozhokaru.i.s@gmail.com.

² МФТИ, 141701 Россия, Долгопрудный, Институтский пер, д. 9; e-mail: davletov@phystech.edu.

³ Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий РКЦ, 143025 Россия, Москва, деревня Сколково, ул. Новая, д. 100А; e-mail: aa@rqc.ru.

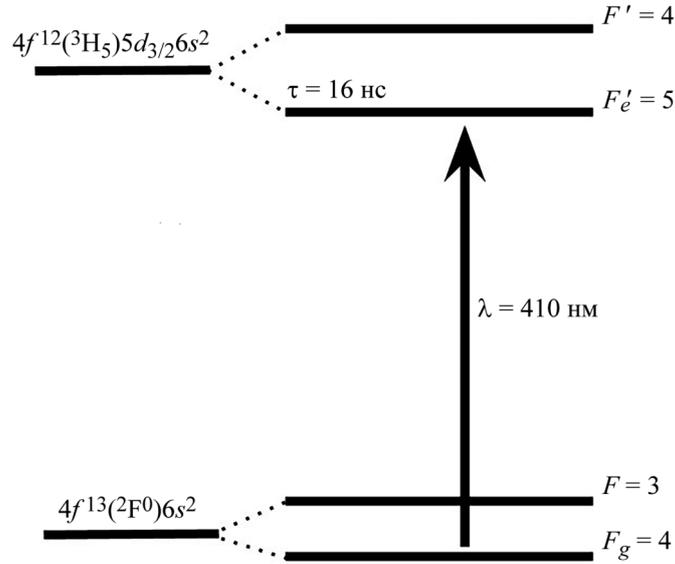


Рис. 1: Сверхтонкое расщепление уровней атома тулия для исследуемого перехода 410.6 нм.

где $\omega_{\alpha\beta} = \omega_{\alpha} - \omega_{\beta}$, а $H'_{\alpha\gamma}$ – матричный элемент взаимодействия атома с полем света, который в дипольном приближении равен:

$$H'_{\alpha\beta} = \sum_{\nu=\pm 1.0} C_{\alpha\beta}^{\nu} \mu E \epsilon_{\nu} \cos(\omega_0 t). \quad (2)$$

Здесь $C_{\alpha\beta}^{\nu}$ – коэффициент Клебша–Гордона, E – амплитуда поля, μ – дипольный момент перехода, а ϵ_{ν} отвечает правой σ_+ , левой σ_- круговым и линейной π поляризациям света ($\nu = \pm 1.0$ соответственно). Затухание вводится феноменологически добавлением члена, пропорционального $\Gamma = 1/\tau$ [5].

Получившиеся уравнения удобно решать в приближении вращающейся волны [6], в котором для недиагональных членов матрицы плотности производится подстановка $\rho_{\alpha\beta} = \hat{\rho}_{\alpha\beta} e^{i\omega_0 t}$. В результате одна часть матричных элементов будет медленно изменяться, в то время как другая часть будет осциллировать на оптической частоте. Пренебрегаем последней, потому что быстро осциллирующие члены не приносят изменения в систему, а соответственно, их в среднем можно считать равными 0.

В итоге без учета вклада других сверхтонких уровней атома тулия, с учетом выше описанного приближения и эрмитовости матрицы плотности $\rho_{\alpha\beta} = \rho_{\beta\alpha}^*$, для перехода $F_g = 4 \Rightarrow F_e = 5$ получается 119 связанных уравнений вместо изначальных 400.

Для основного состояния:

$$\frac{d\rho_{\alpha\alpha}}{dt} = -\frac{\mu E}{\hbar} \sum_{\beta=10}^{20} \epsilon_{\nu} C_{\alpha\beta}^{\nu} \text{Im}[\hat{\rho}_{\alpha\beta}] + \frac{1}{\tau} \sum_{\beta=10}^{20} (C_{\alpha\beta}^{\nu})^2 \rho_{\beta\beta}. \quad (3)$$

Для возбужденного состояния:

$$\frac{d\rho_{\beta\beta}}{dt} = \frac{\mu E}{\hbar} \sum_{\alpha=1}^9 \epsilon_{\nu} C_{\alpha\beta}^{\nu} \text{Im}[\hat{\rho}_{\alpha\beta}] - \frac{1}{\tau} \rho_{\beta\beta}. \quad (4)$$

И для недиагональных членов матрицы плотности:

$$\frac{d\hat{\rho}_{\alpha\beta}}{dt} = i(\omega_{\beta\alpha} - \omega_0)\rho_{\alpha\beta} - i\frac{\mu E}{2\hbar} \sum_{\nu=\pm 1.0} \epsilon_{\nu} C_{\alpha\beta}^{\nu} (\rho_{\beta\beta} - \rho_{\alpha\alpha}) - \frac{1}{2\tau} \hat{\rho}_{\alpha\beta}, \quad (5)$$

тут $\Omega = \frac{\mu E}{\hbar} = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{\text{sat}}}}$ – частота Раби, где I_{sat} – интенсивность насыщения двухуровневой системы, часть возбужденных атомов которой описывается простой формулой:

$$\rho_{ee}(t \rightarrow \infty) = \frac{N_e}{N} = \frac{1}{2} \frac{S}{1 + S + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (6)$$

Здесь, $S = \frac{I}{I_{\text{sat}}}$ – резонансный параметр насыщения, Δ – частотная отстройка. Такое описание удобно для экспериментального подсчета количества атомов в ловушке при фотографировании по флуоресценции и по поглощению.

Полученные уравнения (4)–(6) решались численно неявным методом Рунге–Кутты 9-го порядка, с шагом много меньше характерных времен: $t_{\text{step}} \ll \Gamma^{-1}, \Omega^{-1}, \Delta^{-1}$. Программа написана одним из авторов для произвольного дипольного перехода $F_g \Rightarrow F_e$ [7]. Решение системы было рассмотрено для разных поляризаций и параметров насыщения. Так как для поглощения и флуоресценции имеет значение только спонтанное излучение, рассматривалась сумма населенностей всех проекций возбужденного состояния $Tr[\rho_{\beta\beta}]$, эволюция которой для начального условия $\rho_{11} = 1$ изображена на рис. 2. Здесь видны эффекты оптической накачки с характерным временем выхода на стационарную населенность 250–500 нс для π поляризации (а) и 1–2 мкс для σ_+ поляризации (с). Примечательно, что для суперпозиции σ_+ и σ_- (b), скорость процесса почти не отличается от двухуровневой системы в σ_- поляризации, т.е. суммарная стационарная населенность устанавливается за время жизни τ . В случае равномерного начального распределения по проекциям основного состояния $\rho_{\alpha\alpha} = 1/9$ время выхода на стационарное распределение уменьшается примерно в 3 раза. Очевидно, левая и правая круговые поляризации в данном случае равноправны.

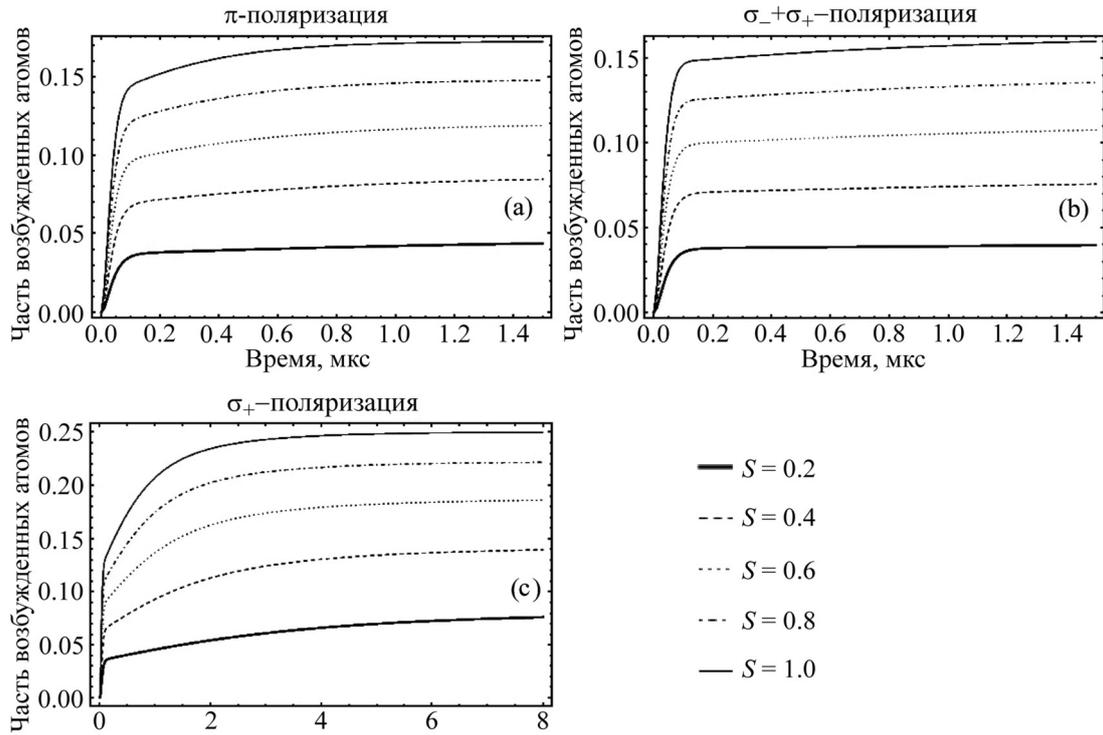


Рис. 2: Численный расчёт в рамках расширенных уравнений Блоха с приближением вращающейся волны эволюции суммы диагональных членов матрицы плотности, соответствующих проекциям полного момента атома тулия на почти нулевое магнитное поле $B \rightarrow 0$ возбуждённого состояния для перехода $F_g = 4 \Rightarrow F_e = 5$. Вычисление проводилось для нулевой отстройки лазерного излучения от резонанса $\Delta = 0$, для начальной заселённости на минимальную проекцию полного момента атома для основного состояния $m_g = -4$ для разных параметров насыщения S и для разных поляризаций, где σ_+ – правая и σ_- – левая круговые и π – линейная поляризации.

Также решение ОУБ показало, что эффекты насыщения зависят от поляризации. Это является важным моментом для правильной оценки поглощения лазерного излучения атомами. В случае возбуждения светом с линейной поляризацией, по аналогии с двухуровневой системой, можно ввести эффективную интенсивность насыщения и пользоваться формулой (7). Для этого достаточно рассмотреть стационарный вид уравнений (4)–(6) в адиабатическом приближении, в котором считаются неизменными диагональные элементы матрицы плотности $\frac{d\hat{\rho}_{\alpha\beta}}{dt} = 0$. Таким образом:

$$\rho_{\beta\beta} = \sum_{\beta'=10}^{20} \sum_{\nu=\pm 1.0} \left(C_{(\beta'-(F_e+F_g+1))\beta'}^\nu \right)^2 \rho_{\beta'\beta'}. \quad (7)$$

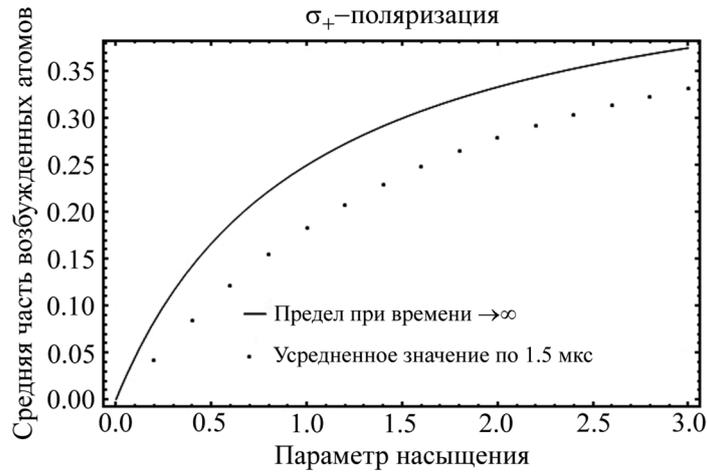


Рис. 3: Сравнение средней части возбужденных атомов при взаимодействии с излучением круговой поляризации, рассчитанной по формуле (7) и вычисленной численно из ОУБ, как среднее за 1.5 мкс, в зависимости от параметра насыщения для начального распределения, равномерного по всем проекциям полного момента основного состояния атома при нулевых отстройках $\Delta = 0$, $V \rightarrow 0$.

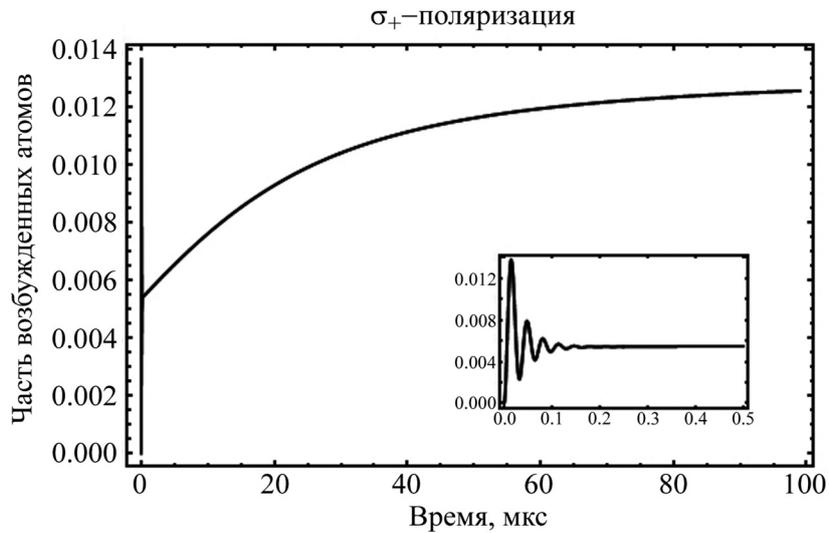


Рис. 4: Эволюция части возбужденных атомов для случая: $\Delta = 6\pi \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $V \rightarrow 0$, $S = 1$.

Отсюда видно, что относительные населенности возбужденных состояний не зависят от интенсивности излучения. Это позволяет выразить $Tr[\rho_{\beta\beta}]$, делая для исследуемого перехода в формуле (7) замену $S \rightarrow S_{\text{ef}} = \frac{48620}{92377}S$ [8].

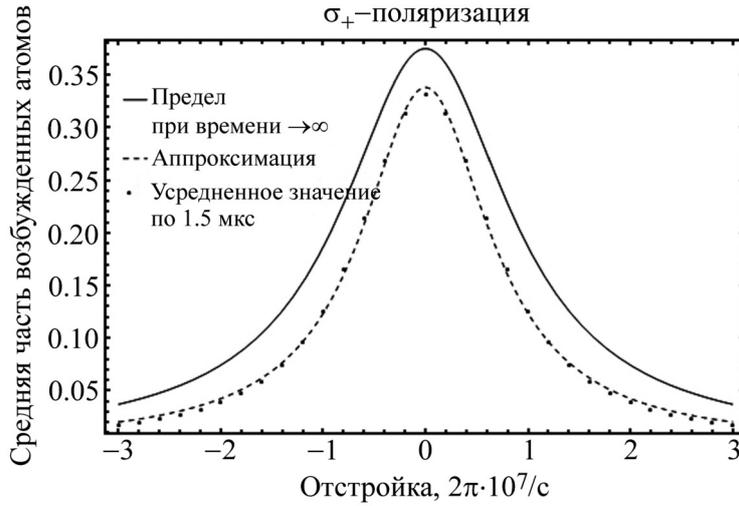


Рис. 5: Сравнение средней части возбужденных атомов, посчитанной по формуле (7) и вычисленной, как среднее за 1.5 мкс, и аппроксимации вычислений формулой (7) в зависимости от отстройки, для $B \rightarrow 0$, $S = 3$, для начального распределения равномерного по всем проекциям полного момента основного состояния атома. Параметры интерполяции: $S_{\text{fit}} = 2.09$, $\Gamma_{\text{fit}} = 0.86\Gamma$.

Для суперпозиции σ_+ и σ_- также можно вести эффективный параметр насыщения S_{ef} в смысле формулы (7), но он будет нелинейно зависеть от интенсивности пучка и при больших интенсивностях ($S \gg 1$) будет становиться отрицательным, так как максимальная часть возбужденных атомов равна $\frac{11}{20}$, а не $1/2$ как для двухуровневой системы. Для расчёта поглощения удобно интерполировать численно получившуюся зависимость эффективного S_{ef} от двухуровневого параметра насыщения полиномом:

$$S_{\text{ef}} = 0.483178S - 0.0009386S^3. \quad (8)$$

Здесь интерполяция проводилась в резонансе при нулевом магнитном поле для промежутка $S \in [0.1, 10]$. Таким образом, уравнение для поглощения излучения атомом $\frac{dI}{dz} = \frac{\sigma_0 n}{1 + S_{\text{ef}}} I$ интегрируется аналитически, где σ_0 – резонансное сечение поглощения фотона.

Оптическая накачка может иметь значение в экспериментах по стабилизации частоты методом насыщенного поглощения [9]. Это связано с тем, что характерное время пролета атома через пучок обычно сопоставимо с временем, необходимым для стабилизации населенностей.

На рис. 3 наблюдается более пологая кривая насыщения для времени пролета 1.5 мкс, чем в стационарном случае, что приведет к уменьшению провала насыщения в доплеровском контуре поглощения. Этот эффект легко объяснить: при увеличении параметра насыщения также растет и скорость оптической накачки, а значит и увеличивается среднее поглощение, что уменьшает провал насыщения.

Как видно из рис. 4 увеличение отстройки приводит к росту времени, необходимого для выхода на стационарную кривую, что уменьшает среднее поглощение. В итоге спектр поглощения сужается, как это показано на рис. 5, в котором усредненная по времени пролета $Tr[\rho_{\beta\beta}]$ аппроксимировалась формулой (7). В результате для параметра насыщения $S = 3$ найденная эффективная ширина уровня уменьшилась на 13%. Стоит отметить, что этот эффект уменьшения ширины пропорционален S .

В итоге, в данной работе были рассмотрены численные решения ОУБ. Найденны функции пересчета параметра насыщения для упрощения расчета поглощения лазерного излучения по аналогии с двухуровневой системой. Также на конкретном примере рассмотрены эффекты уменьшения насыщения и сужения спектра поглощения, связанного с оптической накачкой на маленьком времени взаимодействия атомов с излучением.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Daryl W. Preston, American Journal of Physics **64**(11), 1432 (1996); doi:10.1119/1.18457.
- [2] A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky, V. N. Sorokin, et al., Laser Physics **24**, 129601 (2014).
- [3] A. Kramida and Yu. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (version 5.3), (2015) [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd>
- [4] J. J. McClelland and M. H. Kelley, Phys. Rev. A **31**, 3704 (1985).
- [5] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-level Atoms* (Wiley, New York, 1975).
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1975).
- [7] <https://drive.google.com/folderview?id=0BzX08XRfxGoIbEVpRFpSYmFEMzQ&usp=sharing>
- [8] Daniel A. Steck, *Quantum and Atom Optics* (<http://steck.us/teaching>, 2014).
- [9] T. J. O’Kane, R. E. Scholten, P. M. Farrell, and M. R. Walkiewicz, Phys. Rev. A **59**, 4485 (1999).

Поступила в редакцию 1 июля 2016 г.