Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 10, с. 772 – 776 © 2010 г. 25 ноября

Субдоплеровское охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке

Д. Д. Сукачев[1), *А. В. Соколов, К. А. Чебаков, А. В. Акимов, Н. Н. Колачевский, В. Н. Сорокин*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва, Россия

Московский физико-технический институт, 141704 Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2010 г.

Экспериментально исследован процесс субдоплеровского охлаждения в магнито-оптической ловушке для атомов тулия, работающей на длине волны 410.6 нм. Без применения специального цикла субдоплеровского охлаждения достигнута температура 25(5) мкК при числе атомов $3 \cdot 10^6$, что существенно ниже доплеровского предела для данного перехода (240 мкК). Высокая эффективность субдоплеровского охлаждения обусловливается близкими значениями g-факторов Ланде нижнего, $4f^{13}6s^2$ $(J = 7/2)$, и верхнего, $4f^{12}5d_{3/2}6s^2$ $(J = 9/2)$, уровней, задействованных в процессе лазерного охлаждения.

1. Введение. Глубокое лазерное охлаждение атомов является важным шагом на пути решения ряда фундаментальных и прикладных задач, таких как создание квантовых конденсатов [1], исследование взаимодействий частиц при низких энергиях [2, 3], атомной интерферометрии [4] и создание микроволновых и оптических атомных часов [5, 6]. Для решения ряда перечисленных задач требуется удержание атомов в относительно неглубоких ловушках, создаваемых магнитными [7] или оптическими полями [8, 9]. Характерная глубина таких ловушек зачастую не превышает 1 мК, и для их эффективной загрузки требуются начальные температуры атомов менее 10 мК. Схожие начальные температуры атомов требуются и при использовании в интерферометрах и атомных фонтанах, где необходимо минимизировать радиальный разлет облака в баллистическом полете [10].

При загрузке таких дипольных ловушек находит широкое применение субдоплеровское охлаждение, поскольку обеспечивает максимальную фазовую плотность при минимальной необходимой глубине дипольной ловушки [11]. Однако в большинстве экспериментов используется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, при котором квадрупольное магнитное поле магнито-оптической ловушки (МОЛ) выключается, увеличивается отстройка частоты и снижается интенсивность лазерного излучения.

Ранее нами было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке [12]. Интерес к редкоземельным атомам с незаполненной $4f$ электронной оболочкой обусловлен их магнитными свойствами, а также наличием тонкой структуры уровней основного состояния, между которыми можно возбуждать магнитодипольные переходы оптического диапазона частот (переход 1.14 мкм на рис.1).

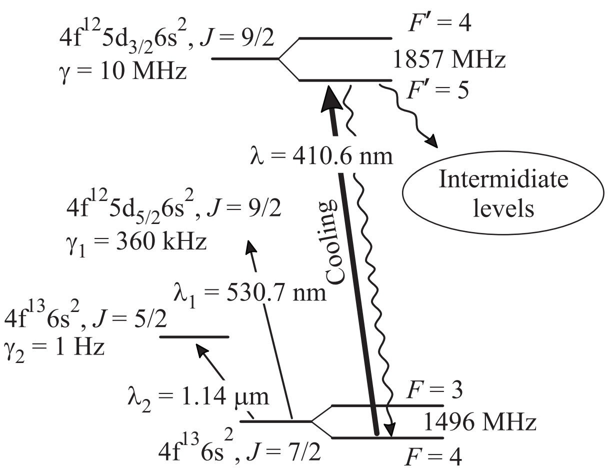

Рис.1. Упрощенная схема уровней Tm. λ, λ_1, λ_2 – длины волн переходов; γ, γ_1, γ_2 – естественные ширины уровней

В данном Письме приведен краткий обзор принципов доплеровского (п. 2) и субдоплеровского охлаждений (п. 3), описано влияние магнитного поля на эффективность субдоплеровского охлаждения (п. 3) и представлены экспериментальные результаты исследования субдоплеровского охлаждения атомов тулия *непосредственно* в МОЛ (п. 4) без использования дополнительного цикла охлаждения.

2. Доплеровское охлаждение. Конечная температура, которая достигается при лазерном охлаждении атомов, определяется балансом скоростей охлаждения и нагрева, возникающего в процессе

1) e-mail: sukachev@gmail.com

поглощения и переизлучения охлаждающего лазерного излучения. Первоначально была разработана так называемая *доплеровская* теория лазерного охлаждения [13], которая рассматривает двухуровневый атом. Когда интенсивность охлаждающего света меньше интенсивности насыщения соответствующего перехода, конечная температура атомов в доплеровской теории зависит следующим образом от частотной расстройки охлаждающего излучения от резонанса $-\delta$:

$$T(\delta) = \frac{h\gamma}{2k_B}\frac{\delta^2+\gamma^2/4}{\gamma\delta}, \tag{1}$$

где γ – естественная ширина линии, на которой происходит охлаждение, а k_B – постоянная Больцмана. Эта температура имеет минимум при $\delta=\gamma/2$, который называется доплеровским пределом:

$$T_D = h\gamma/2k_B. \tag{2}$$

Например, для резонансного перехода в атоме цезия, широко используемого в задачах лазерного охлаждения, доплеровский предел равен 120 мкК. Такие температуры оказываются слишком высокими для решения ряда задач, перечисленных во Введении, поэтому возникает необходимость в использовании других методов понижения температуры, например, *субдоплеровского* охлаждения.

3. Субдоплеровское охлаждение. Первые эксперименты, выполненные с атомами натрия [14], показали, что в оптической патоке достигаются более низкие температуры, чем предсказывает доплеровская теория. Для реальных атомов, обладающих сложной структурой магнитных подуровней основного состояния, оказываются задействованы другие механизмы, приводящие к увеличению скорости охлаждения и, соответственно, снижению температуры [15]. Минимальная температура, достигаемая методами субдоплеровского охлаждения, приближается к *пределу отдачи* $T_{\text{rec}} = h^2/2\lambda^2 mk_B$, который оказывается существенно ниже доплеровского предела (m – масса атома), для цезия он составляет 100 нК.

Развитие методов субдоплеровского охлаждения дало возможность использовать лазерно охлажденные атомы для решения ряда фундаментальных и прикладных задач (см. Введение).

Для процесса субдоплеровского охлаждения на сверхтонких переходах вида $F\to F+1$ (F – полный момент атома) конечная температура имеет вид [16]

$$T \propto I/F\delta. \tag{3}$$

В отличие от температуры в доплеровской теории (1), которая имеет минимум (2) при отстройке $\delta=\gamma/2$, температура в субдоплеровском режиме (3) монотонно уменьшается при увеличении частотной отстройки δ. Поэтому, измерив экспериментально зависимость температуры от отстройки, можно надежно определить, задействованы ли в процессе охлаждения механизмы субдоплеровского охлаждения даже при наличии систематических ошибок, приводящих к заниженным значениям температуры.

Субдоплеровский механизм охлаждения очень чувствителен к магнитному полю [17 – 19]. В отсутствие магнитного поля силы доплеровского и субдоплеровского охлаждения "работают сообща" – они обе обращаются в нуль для атомов с нулевой скоростью. При наличии магнитного поля доплеровская сила равна нулю для атомов, имеющих скорость

$$v_D = -g_e\frac{\mu_B B}{\hbar k}, \tag{4}$$

а субдоплеровская сила равна нулю для атомов со скоростью

$$v_S = -g_g\frac{\mu_B B}{\hbar k}, \tag{5}$$

где g_e, g_g – факторы Ланде верхнего и нижнего охлаждающих уровней, μ_B – магнетон Бора, k – волновое число. При этом важно отметить, что субдоплеровское охлаждение охватывает лишь небольшой диапазон скоростей в районе v_S. Поэтому, если скорости v_D и v_S сильно различаются, то субдоплеровскому охлаждению подвергается только небольшая группа атомов на крыле максвелловского распределения, что практически не влияет на общую температуру атомов. При увеличении магнитного поля разность между скоростями v_D и v_S увеличивается, что приводит к фактическому прекращению субдоплеровского охлаждения уже при магнитных полях порядка 1 Гс [20].

Это явление препятствует достижению субдоплеровских температур непосредственно в магнито-оптической ловушке, так как вследствие конечного размера облака и погрешности юстировки световых пучков облако холодных атомов собирается не в нуле квадрупольного магнитного поля МОЛ, градиент которого обычно составляет 20 Гс/см. Поэтому в большинстве экспериментов используется специальный цикл субдоплеровского охлаждения, при котором квадрупольное магнитное поле МОЛ выключается, увеличивается отстройка частоты и снижается интенсивность лазерного излучения.

При совпадении g-факторов Ланде уровней, задействованных в охлаждении, наблюдается эффективное субдоплеровское охлаждение атомов внутри

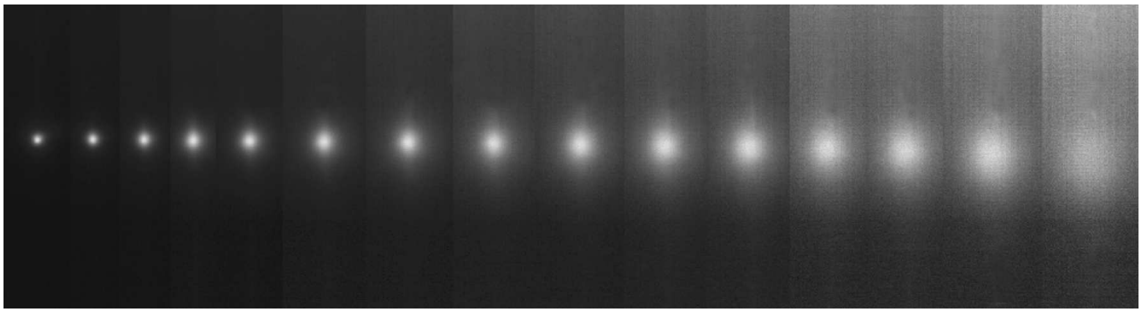

Рис.2. Последовательные фотографии облака после выключения световых и магнитных полей. Фотографии выполнены через интервалы времени $\Delta t = 0$, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 7 и 8 мс после начала разлета

МОЛ [21]. Для используемого нами охлаждающего перехода на длине волны 410.6 нм в атоме тулия относительная разность g-факторов Ланде составляет всего 2%, что обеспечивает эффективное субдоплеровское охлаждение.

Помимо субдоплеровского охлаждения, можно использовать и другие методы снижения температуры облака, например, вторичное доплеровское охлаждение на слабом переходе с меньшей скоростью спонтанного распада [22]. Такой метод позволяет глубоко охлаждать атомы, не имеющие магнитной структуры в основном состоянии (например, ^{20}Mg, ^{40}Ca, ^{88}Sr). При этом, однако, необходимо задействовать дополнительные высокостабильные лазерные источники, настроенные на узкий атомный переход.

4. Эксперимент. В экспериментах использовалась установка, описанная в работе [12]. Атомы тулия захватывались в МОЛ из пучка, предварительно замедленного в зеемановском замедлителе [23]. Для охлаждения и удержания атомов использовалась классическая схема ловушки с тремя ортогональными парами встречных лазерных пучков с σ^- и σ^+ поляризациями. Охлаждение осуществлялось на переходе $4f^{13}6s^2$ $(J = 7/2, F = 4) \to 4f^{12}5d_{3/2}6s^2$ $(J = 9/2, F = 5)$ с длиной волны 410.6 нм, который возбуждался второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном. Частотная отстройка охлаждающего излучения могла варьироваться в диапазоне нескольких γ относительно центра линии, где $\gamma = 10(4)$ МГц – ее естественная ширина. В отличие от [12], вместо ФЭУ для регистрации использовалась CCD-камера, на которую отображалось облако атомов тулия с увеличением 1:1. Ось наблюдения лежала в горизонтальной плоскости под углом 45° к горизонтальным охлаждающим пучкам. Камера синхронизовалась по внешнему триггеру от сигнального микроконтроллера, управляющего циклом охлаждения.

Установка CCD камеры позволила выполнить тщательную юстировку МОЛ, в результате чего было получено облако правильной формы, содержащее $3 \cdot 10^6$ атомов ^{169}Tm. Регистрируемое распределение атомов хорошо описывается симметричным двумерным гауссовым распределением с радиусом $r = 80$ мкм (по уровню $1/e$). Характерная плотность атомов в центре ловушки составляет 10^{12} см$^{-3}$.

Температура облака определялась по разлету атомов после выключения световых и магнитного полей МОЛ. Спустя интервал времени Δt после выключения полей, облако подсвечивалось коротким (200 мкс) пробным лазерным импульсом, настроенным точно на резонанс с охлаждающим переходом. Характерная интенсивность пробного пучка составляла 100 мВт/см^2. Фотографии облака, зарегистрированные через различные интервалы времени после выключения полей, представлены на рис.2.

В предположении максвелловского распределения по скоростям зависимость радиуса облака $r_x(t)$ (по уровню $1/e$) от времени имеет вид

$$r_x(t) = \sqrt{r_x(0)^2 + \frac{2k_BT}{m} \times t^2}, \qquad (6)$$

где T – температура атомов. Измерив зависимость радиуса облака от времени, мы вычисляли температуру по формуле (6). На рис.3 представлена зависимость температуры атомов от частотной отстройки охлаждающих пучков при двух значениях интенсивности.

Температура монотонно убывает с ростом частотной отстройки (рис.3), что свидетельствует о наличии субдоплеровского охлаждения в МОЛ. Наименьшая зарегистрированная температура составила 25(5) мкК.

Зависимость температуры атомов от мощности охлаждающих пучков представлена на рис.4. При малых интенсивностях ловушка становится неустойчивой, что приводит к повышению температуры.

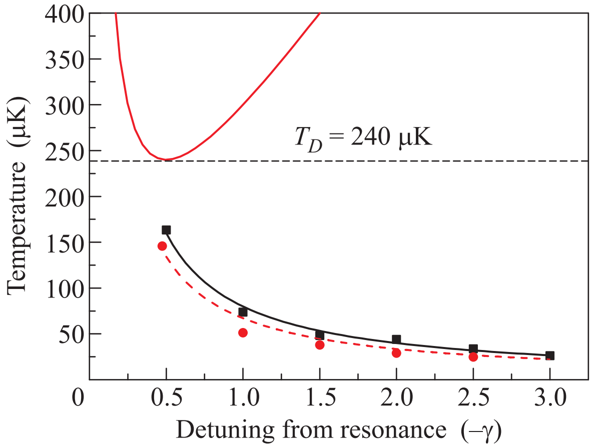

Рис.3. Зависимость температуры атомов от отстройки охлаждающих пучков при двух значениях параметра насыщения $S = I/I_{\text{sat}}$, где $I_{\text{sat}} = 18$ мВт/см^2 – интенсивность насыщения. Квадратики – $S = 2$, кружочки – $S = 0.4$. Штриховые линии соответствуют теоретической модели (3). Сверху изображена температура в доплеровской теории (1)

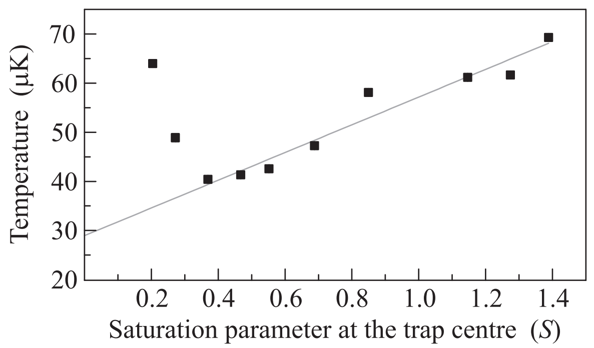

Рис.4. Зависимость температуры атомов от мощности света в ловушке. Частотная отстройка охлаждающего излучения $-\gamma$. Прямая линия – теоретическая модель (3)

При больших мощностях наблюдается линейный рост температуры в соответствии с формулой (3). Линейная экстраполяция (прямая линия на рис.4) приводит к ненулевой температуре при нулевой мощности, что свидетельствует о дополнительном канале нагрева, который может быть связан с неточным совпадением g-факторов Ланде g_e и g_g.

5. Заключение. Таким образом, нами экспериментально исследован процесс лазерного охлаждения в магнито-оптической ловушке атомов тулия. Показано, что благодаря уникальной структуре уровней субдоплеровское охлаждение наблюдается непосредственно в МОЛ без применения дополнительного цикла субдоплеровского охлаждения. Наименьшая температура в МОЛ составила 25(5) мкК при числе атомов $3\cdot10^6$ и радиусе облака 80 мкм, что соответствует фазовой плотности $\rho = 10^{-5}$.

Эти результаты позволяют предположить, что эффективное субдоплеровское охлаждение также будет наблюдаться и на узком переходе $4f^{13}6s^2\ J = 7/2 \to$ $\to 4f^{12}5d_{5/2}6s^2\ J = 9/2$ с длиной волны 530.7 нм (см. рис.1), так как относительная разность g-факторов у него составляет всего 0.8%. Использование этого перехода позволит достичь температур порядка нескольких мкК (доплеровский предел равен 8 мкК) и увеличить время жизни атомов в МОЛ. В существующей МОЛ время жизни составляет примерно 1 с и определяется нежелательным распадом верхнего охлаждающего уровня на соседние уровни противоположной четности [12]. Магнито-оптическая ловушка на длине волны 530.7 нм лишена такого недостатка.

Кроме того, столь низкие температуры позволяют эффективно загрузить атомы в оптическую дипольную ловушку и исследовать в ней взаимодействия атомов при низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых – докторов наук (# МД-3825.22009.2), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-00649a) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Экстремальные световые поля и их приложения”.

1. K. B. Davis et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
2. P. D. Lett, P. S. Jessen, W. D. Phillips et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 2139 (1991).
3. J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
4. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Nature (London) **400**, 849 (1999).
5. A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips, Europhys. Lett. **16**, 165 (1991).
6. C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999).
7. A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
8. T. Weber, J. Herbig, M. Mark et al., Science **299**, 232 (2003).
9. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. **91** 173005 (2003).
10. Ф. Риле, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*, М.: Физматлит, 2009.
11. R. Grimm, M. Weidemuller, and Y. B. Ovchinnikov, Mol. and Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
12. D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov et al., Phys. Rev. A **82**, 011405 (2010).

13. В. С. Летохов, В. Г. Миногин, Б. Д. Павлик, ЖЭТФ **72**, 1328 (1977).
14. P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
15. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudij, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
16. S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, and V. G. Minogin, Phys. Rev. A **64**, 013404 (2001).
17. C. Valentin, M.-C. Gagne, J. Yu, and P. Pillet, EuroPhys. Lett **17**, 133 (1992).
18. S-Q. Shang, B. Sheely, H. Metcalf et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991).
19. M. Walhout, J. Dalibard, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1997 (1992).
20. M. Walhout, U. Sterr, and S. L. Rolston, Phys. Rev. A **54**, 2275 (1996).
21. A. Berglund, S. A. Lee, and J. J. McClelland, Phys. Rev. A **76**, 053418 (2007).
22. H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **82** 1116 (1999).
23. K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov et al., Opt. Lett. **34**, 19 (2009).