

Исследование переходов атомов тулия в диапазоне 410 – 420 нм для лазерного охлаждения

А.В.Акимов, К.Ю.Чебаков, И.Ю.Толстихина, А.В.Соколов,
П.Б.Родионов, С.И.Канорский, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Рассмотрена возможность лазерного охлаждения атомов тулия. Методом субдоплеровской лазерной спектроскопии насыщения во встречных пучках исследована сверхтонкая структура двух почти циклических переходов: $4f^{13}6s^2(J_g = 7/2) \leftrightarrow 4f^{12}5d_{3/2}6s^2(J_e = 9/2)$ на длине волны $\lambda = 410.6$ нм и $4f^{13}6s^2(J_g = 7/2) \leftrightarrow 4f^{12}5d_{5/2}6s^2(J_e = 9/2)$ на $\lambda = 420.4$ нм. Измерено сверхтонкое расщепление возбужденных уровней, ответственных за эти переходы, и экспериментально определены естественные ширины линий указанных переходов. Аналогичным методом впервые исследована структура близлежащих уровней $4f^{13}6s6p(J_e = 5/2)$ и $4f^{12}5d_{5/2}6s^2(J_e = 7/2)$. Выполнен расчет вероятности распада уровней с $J_e = 9/2$ по каналам, выводящим атомы из охлаждающего цикла. Сделан вывод о том, что для сильного ($A = 6 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$) перехода на $\lambda = 410.6$ нм вероятность ветвления составляет менее 2×10^{-5} , что делает этот переход наиболее перспективным для реализации лазерного охлаждения. Смоделировано лазерное охлаждение атомов в зеemanовском охладителе на переходе. Обсуждается возможность использования лазерно-охлажденного облака атомов тулия для исследования метрологического перехода на $\lambda = 1.14$ мкм.

Ключевые слова: лазерное охлаждение атомов, спектроскопия насыщенного поглощения, метрологический переход, лантаноиды.

1. Введение

В последние несколько лет существенно усилился интерес к исследованию атомов из группы лантаноидов, охлажденных до низких температур лазерными методами. Холодные редкоземельные атомы могут использоваться как для фундаментальных исследований, например для изучения столкновений при сверхнизких температурах [1], так и в прикладных направлениях для создания и исследования наноструктур [2]. В отличие от атомов, охлажденных продемонстрированным недавно методом охлаждения буферным газом [3], лазерно-охлажденными атомами легко манипулировать с помощью оптических полей. При этом можно детерминированным образом манипулировать не только отдельными атомами, но и одно-, двух- и трехмерными периодически выстроенными ансамблями, например при использовании оптических решеток [4]. Одним из применений источника одиночных атомов является имплантация атомов в наноструктуры, что открывает возможности создания однофотонных источников или наноразмерных датчиков натяжения. Использование редкоземельных атомов является перспективным для таких исследований, поскольку даже при имплантации в кристаллическую решетку в их спектре сохраняются узкие переходы.

В отличие от щелочных и щелочноземельных атомов, наиболее часто используемых в экспериментах по лазерному охлаждению, спектр лантаноидов намного бо-

гаче за счет наличия 4f-оболочки, что затрудняет исследование эволюции населенности при возбуждении лазерным полем. Несмотря на эту сложность, в США и Японии был успешно выполнен ряд экспериментов по лазерному охлаждению атомов эрбия [5] и иттербия [6–9]. Оба этих атома обладают сильными переходами в области 400 нм, что позволяет захватывать в магнитооптическую ловушку (МОЛ) вплоть до 10^6 атомов. Отметим, что применяющиеся для охлаждения переходы не являются замкнутыми, т.е. существует небольшая вероятность того, что верхний возбужденный уровень распадется на другие уровни, не задействованные в цикле лазерного охлаждения. Такие нежелательные переходы могут существенно повлиять на саму возможность лазерного охлаждения атомов. Атом иттербия обладает замкнутой 4f-оболочкой и, следовательно, наиболее простой структурой уровней. Паразитный распад верхнего лазерного уровня $6s6p(^1P_1)$ возможен лишь на два близлежащих уровня, разность энергией которых составляет менее 500 см^{-1} , что позволило авторам работы [7] сделать вывод о том, что ветвление не будет препятствовать лазерному охлаждению. С другой стороны, структура уровней атома эрбия оказывается настолько сложной, что практически невозможно достоверно оценить вероятность таких нежелательных процессов [5]. Однако наблюдаемое в эксперименте эффективное лазерное охлаждение этих атомов даже в отсутствие дополнительных лазеров, осуществляющих перекачку населенности с «темных» подуровней, говорит о том, что указанные выше процессы не оказывают решающего влияния на лазерное охлаждение.

В настоящей работе рассматривается возможность лазерного охлаждения атомарного тулия, который находится как раз между эрбием и иттербием в периодической системе элементов. Интерес к тулию обусловлен рядом причин. Во-первых, в 4f-оболочке атома тулия (основное

А.В.Акимов, К.Ю.Чебаков, И.Ю.Толстихина, А.В.Соколов, П.Б.Родионов, С.И.Канорский, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: alakimov@lebedev.ru

состояние $4f^{13}6s^2$) до заполнения оболочки недостает всего одного электрона, что делает структуру уровней этого атома одной из наиболее простых среди структур прочих лантаноидов. Во-вторых, единственный стабильный изотоп ^{169}Tm обладает ядерным спином $I = 1/2$, что приводит к расщеплению каждого электронного уровня всего на два подуровня сверхтонкой структуры. При этом моноизотопический состав природного тулия позволяет рассчитывать на повышение скорости загрузки МОЛ, а наличие зеемановской структуры основного состояния – на возможность охлаждения ниже доплеровского предела. В-третьих, известно, что у атомов редкоземельных элементов подуровни тонкой структуры основного состояния экранированы замкнутой электронной оболочкой $6s^2$, что более чем на четыре порядка снижает столкновительные сдвиги частоты переходов между этими подуровнями [3, 10]. У тулия существуют два подуровня тонкой структуры основного состояния с полными электронными моментами $J_g = 7/2$ и $J'_g = 5/2$, разность энергий которых соответствует частоте 2.6×10^{14} Гц или длине волны $\lambda = 1.14$ мкм. Поскольку уровни обладают одинаковой четностью, электрический дипольный переход между ними запрещен, и уровень с $J'_g = 5/2$ является метастабильным со временем жизни порядка долей секунды. Такая структура уровней делает атом тулия привлекательным объектом исследования с точки зрения метрологии и разработки новых оптических стандартов частоты, поскольку позволяет увеличивать отношение сигнал/шум при регистрации узких невозмущенных линий в достаточно плотном атомном ансамбле, каким является облако лазерно-охлажденных атомов.

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование переходов атомарного тулия в спектральном диапазоне 410–420 нм, перспективных с точки зрения их использования в схемах лазерного охлаждения.

2. Исследование структуры переходов атомов тулия в диапазоне 410–420 нм

Для успешной работы схемы лазерного охлаждения атомов нужен циклический переход, обладающий большой силой осциллятора и расположенный в спектральной области, доступной для исследований с помощью интенсивных лазерных источников. В случае атома тулия циклические дипольные переходы возможны лишь с подуровня сверхтонкой структуры основного состояния $4f^{13}6s^2$ с $J_g = 7/2$ и полным угловым моментом $F = 4$ на сверхтонкие подуровни возбужденных состояний с $J_e = 9/2$, $F = 5$. При этом электрические дипольные переходы

на другие подуровни тонкой и сверхтонкой структуры основного состояния будут запрещены правилами отбора.

Анализируя возможные переходы на возбужденные четные уровни [11], можно выделить три наиболее перспективных уровня (табл.1): $4f^{12}(^3\text{H}_6)5d_{5/2}6s^2$ (18837 см^{-1}), $4f^{12}(^3\text{F}_4)5d_{5/2}6s^2$ (23782 см^{-1}) и $4f^{12}(^3\text{H}_5)5d_{3/2}6s^2$ (24349 см^{-1}). Наиболее длинноволновый переход на $\lambda = 530.7$ нм можно возбуждать второй гармоникой излучения лазера на кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната, легированного неодимом (GSGG:Nd). Такие лазерные системы компактны, надежны и не требуют дорогостоящих лазеров накачки. Кроме того, переход является полностью циклическим, если не принимать во внимание нерезонансные возмущения и маловероятные столкновительные процессы, приводящие к перевороту спина. Однако относительно низкая вероятность A этого перехода ($2.3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$) затрудняет его использование для эффективной загрузки МОЛ. Другие два перехода лежат в синей области спектра и могут возбуждаться второй гармоникой излучения лазера на сапфире, легированном титаном (Ti:сапфировый лазер), второй гармоникой излучения мощных полупроводниковых лазеров или излучением «синих» полупроводниковых лазеров. Вероятности этих переходов составляют $2.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ (420.4 нм) и $6 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ (410.6 нм), что достаточно для эффективного охлаждения атомов из теплового пучка на расстояниях менее 0.5 м. Однако переходы не являются полностью циклическими и существует вероятность распада верхних уровней на близлежащие нечетные уровни (табл.1).

Нами выполнено исследование сверхтонкой структуры переходов на $\lambda = 420.4$ и 410.6 нм методом спектроскопии насыщенного поглощения во встречных пучках. Данные о сверхтонкой структуре возбужденных уровней в тулии приведены в [12–15]. Настоящее исследование было предпринято для разработки схемы охлаждения и позволило получить достоверную экспериментальную оценку вероятности переходов, что также существенно для анализа процессов лазерного охлаждения [16].

Схема эксперимента приведена на рис.1. В качестве источника излучения используется лазерная система, состоящая из Ti:сапфирового лазера (модель MBR-110 фирмы Coherent) с накачкой второй гармоникой излучения лазера на кристалле $\text{YVO}_3:\text{Nd}$ (модель VERDI-10 фирмы Coherent), частота которого удваивается в кристалле триобата лития (LBO), помещенном во внешний резонатор (модель MBD-200 фирмы Coherent). Система позволяет генерировать непрерывное излучение мощностью ~ 100 мВт в диапазоне $\lambda = 400 - 425$ нм без смены оптических элементов. Она предварительно настраива-

Табл.1. Некоторые уровни атома тулия (без сверхтонкой структуры) и их энергии.

Нечетные уровни	J	Энергия (см^{-1})	Четные уровни	J	Энергия (см^{-1})
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ)6s^2$	7/2	0	$4f^{12}(^3\text{H}_6)5d_{5/2}6s^2(6, 5/2)$	9/2	18837
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ)6s^2$	5/2	8771	$4f^{12}(^3\text{F}_4)5d_{5/2}6s^2(4, 5/2)$	7/2	23782
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ_{7/2})5d6s(^3\text{D})^3[11/2]^\circ$	9/2	22420	$4f^{12}(^3\text{F}_4)5d_{5/2}6s^2$	7/2	23873
$4f^{12}(^3\text{H}_6)6s^26p_{1/2}(6, 1/2)^\circ$	11/2	22468	$4f^{12}(^3\text{H}_5)5d_{3/2}6s^2(5, 3/2)$	9/2	24349
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ_{7/2})5d6s(^3\text{D})^3[11/2]^\circ$	11/2	22560	$4f^{13}(^2\text{F}^\circ_{7/2})6s6p(^1\text{P}^\circ)(7/2, 1)$	5/2	24418
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ_{7/2})5d6s(^3\text{D})^3[5/2]^\circ$	7/2	23335			
$4f^{13}(^2\text{F}^\circ_{7/2})5d6s(^3\text{D})^3[7/2]^\circ$	9/2	23941			

Примечание: J – полный электронный момент.

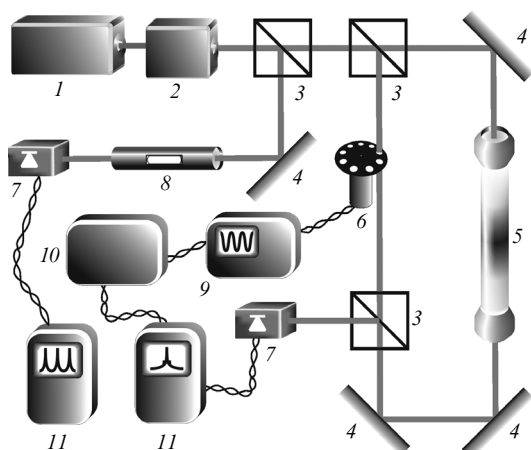


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию сверхтонкой структуры атома тулия:

1 – лазерная система; 2 – удвоитель частоты; 3 – делительные кубики; 4 – зеркала; 5 – кювета (на нее может накладываться однородное продольное магнитное поле); 6 – обтюратор; 7 – фотодиоды; 8 – интерферометр, обеспечивающий расстояние между метками частоты 75 МГц; 9 – задающий генератор; 10 – синхронный детектор; 11 – цифровые осциллографы.

лась на частоту исследуемого перехода с помощью изготовленного в нашей лаборатории измерителя длин волн на основе интерферометра Майкельсона, обеспечивающего погрешность $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-6}$. Это позволяло без труда обнаружить доплеровски-уширенную линию, визуально наблюдая за сигналом люминесценции. Лазерная система обладает широким диапазоном плавной перестройки частоты (до 40 ГГц) при ширине спектральной линии ~ 200 кГц (по спецификации), что достигается за счет стабилизации частоты лазера относительно встроенного интерферометра Фабри–Перо.

После ослабления пучок излучения Ti:сапфирового лазера расщепляется на насыщающий и пробный пучки, которые вводятся в кювету строго навстречу друг другу. Возможная непараллельность и расходимость пучков не превышает 5×10^{-4} рад. Насыщающий пучок модулируется обтюратом, а сигнал в пробном пучке регистрируется синхронным детектором на частоте модуляции. Контроль за отстройкой частоты излучения лазера осуществляется конфокальным интерферометром Фабри–Перо. Калибровка интерферометра проводилась по известной частоте расщепления основного состояния тулия $4f^{13}6s^2 (J_g = 7/2)$, равной 1496.550(1) МГц [12]. Синхронная запись спектров насыщенного поглощения и сигнала пропускания интерферометра обеспечивает стабильные метки частоты на спектрах.

Тулиевая кювета представляет собой трубу из нержавеющей стали диаметром 20 мм и длиной 0.6 м со скошенными окнами из плавленого кварца на торцах, в центр которой помещается несколько крупинок металлического тулия (несколько сотен миллиграмм). Кювета непрерывно откачивается турбомолекулярным насосом производительностью 30 л/с до давления $\sim 10^{-5}$ мбар, измеряемого датчиком ITR90 (фирма Ionivac). На центральную часть трубы намотано около 20 витков коаксиального термокабеля, электрически изолированного от трубы слюдяными пластинами. Кабель питается постоянным током, причем для минимизации магнитных полей ток в термокабеле пропускается последовательно через оболочку и центральную жилу. Вокруг нагревателя

намотано несколько слоев термоизолирующего материала, перемежающихся слоями никелевой фольги. Управление температурой осуществляется с помощью петли обратной связи по сигналу от термопары. В результате обеспечивается стабильность $\sim 1^\circ\text{C}$. Во избежание разогрева всей трубы с обоих концов нагревателя к ней припаяно несколько витков медной трубки, через которую непрерывно протекает вода.

Тулий, как и другие редкоземельные элементы, имеет высокую температуру плавления (1818 К), однако достаточно высокое давление паров достигается при более низких температурах. Так, в нашей кювете люминесценция паров тулия наблюдалась уже при температуре ~ 1000 К, а при температуре 1100 К поглощение в максимуме линии с $\lambda = 410.6$ нм для одного пучка достигало 30%. В таком режиме тулиевая кювета обеспечивала стабильное поглощение в течение 5–6 ч непрерывной работы. В установке также предусмотрена возможность наложения на область паров продольного однородного магнитного поля с помощью катушек гельмгольцевской конфигурации.

На рис. 2 представлены спектры насыщенного поглощения паров тулия для четырех переходов на $\lambda = 409.4$, 410.6, 418.9 и 420.4 нм. Вид спектра слабо зависит от выбора параллельных или ортогональных линейных поляризаций насыщающего и пробного пучков. Спектры линий с $\lambda = 410.6$, 418.9 и 420.4 нм зарегистрированы при линейных перпендикулярных поляризациях насыщающего и пробного пучков, а с $\lambda = 409.4$ нм – при параллельных поляризациях. Остаточное магнитное поле в кювете составляло доли гаусса. Размер астigmaticных гауссовых пучков в центре кюветы по уровню $1/e^2$ составлял 3×6 мм, а мощность варьировалась от 10 мкВт до нескольких милливатт.

Кроме резонансов насыщенного поглощения, формируемых атомами с нулевой проекцией скорости на ось кюветы, в спектре также наблюдались перекрестные резонансы [17], частота которых равна полусумме частот соответствующих резонансов насыщенного поглощения. При этом знак перекрестных резонансов меняется в зависимости от механизма перекачки населенности между подуровнями.

Происхождение знаков резонансов удобно пояснить на примере линии с $\lambda = 409.4$ нм. При условии равенства частот световых полей полусумме частот переходов 1 и 4 (рис. 2) существует группа атомов с такими скоростями, что мощная волна взаимодействует с переходом 1, а пробная – с переходом 4. Мощное лазерное излучение перекачивает населенность с подуровня основного состояния с $F_g = 4$ на подуровень с $F_g = 3$ в процессе оптической накачки. Поглощение слабой волны на переходе 4 при этом возрастает. При той же частоте существует группа атомов с такими скоростями, что мощная волна взаимодействует с переходом 4, а пробная – с переходом 1. Очевидно, что и для этой группы атомов поглощение возрастает. Таким образом, знак перекрестного резонанса 2 должен быть противоположен знаку резонансов насыщенного поглощения. Схожее рассуждение в отношении знака резонанса справедливо и для резонанса 5 между линиями 4 и 6, возникающего при настройке лазера на частоту, соответствующую разности частот «средних линий» верхнего и нижнего уровней. Зная порядок и знаки резонансов, можно полностью идентифицировать спектр. Дополнительная проверка правильности иденти-

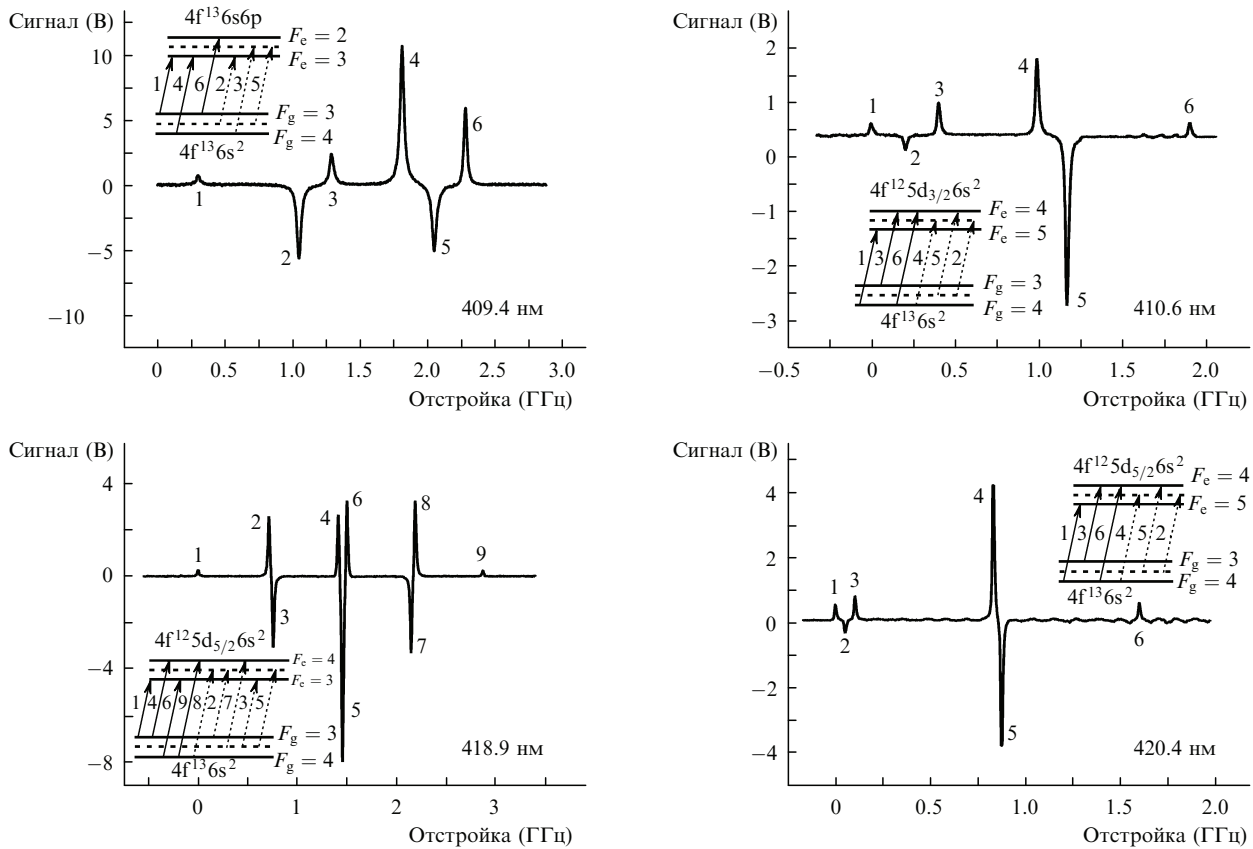


Рис.2. Спектры насыщенного поглощения паров тулия, полученные при регистрации во встречных пучках одинаковой частоты с линейными ортогональными ($\lambda = 409.4$ нм) и параллельными (410.6, 418.9 и 420.4 нм) поляризациями. Каждому из спектров соответствует индивидуальное начало отсчета шкалы частот. На вставках сплошными линиями показаны уровни, сплошными стрелками – переходы между ними, штриховыми линиями – эффективные уровни, энергии которых равны полусуммам энергий соответствующих реальных уровней, пунктирными стрелками – переходы, отвечающие за перекрестные резонансы. Цифры у стрелок и на кривых – номера переходов и резонансов. Резонансам насыщенного поглощения соответствует положительный сигнал, а резонансам оптической накачки – отрицательный ($F_{g,e}$ – полные угловые моменты основного и возбужденного состояний).

фикации осуществлялась по зеемановскому расщеплению резонансов в продольном магнитном поле с индукцией 20 Гс, а также по относительным силам линий переходов. Результат идентификации представлен на вставках к спектрам на рис.2.

Частоты переходов определялись с помощью аппроксимации спектра функцией Лоренца с необходимым числом пиков. Погрешность определения частоты складывается из статистической погрешности (~ 0.5 МГц) и систематической погрешности (~ 0.5 МГц), связанной в основном с асимметрией пиков пропускания конфокального интерферометра. Систематическая погрешность была оценена путем анализа положения перекрестных резонансов. Следует отметить, что систематическая погрешность не зависит от величины сверхтонкого расщепления.

В результате анализа спектров получены данные по сверхтонкому расщеплению четырех возбужденных уровней атома тулия, представленные в табл.2. Три частотных интервала измерены впервые, а расщепление линии с $\lambda = 410.6$ нм находится в полном соответствии с предыдущими измерениями и уточняет их.

Интересно отметить, что для обоих кандидатов на лазерное охлаждение (переходы на $\lambda = 410.6$ и 420.4 нм) сверхтонкое расщепление верхних и нижних уровней практически одинаково, причем расщепление верхних уровней оказывается несколько большим. Поскольку лазерное охлаждение атомов должно происходить на циклическом переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ с небольшой красной отстройкой частоты, то охлаждающее излучение должно также слабо воздействовать на переход $F_g =$

Табл.2. Сверхтонкое расщепление основного и четырех возбужденных четных уровней атома тулия.

Энергия (см ⁻¹)	Длина волны (нм)	Возбужденный уровень	J_e	Расщепление (МГц)	Литература
0	–	$4f^{13}6s^2(^2F^o)$	7/2	-1496.550 ± 0.001	[12]
23781	420.4	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	9/2	-1586.6 ± 0.8	Настоящая работа
23873	418.9	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	7/2	$+1411.0 \pm 0.7$	Настоящая работа
24348	410.6	$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$	9/2	-1856.5 ± 2.5 -1857.5 ± 0.8	[16] Настоящая работа
24418	409.4	$4f^{12}(^2F_{7/2}^o)6s6p(^1P_1^o)$	5/2	-1969.4 ± 1.3	Настоящая работа

Примечание. Знак расщепления соответствует знаку энергии Ферми и положителен в случае, когда энергия растет с увеличением полного углового момента F .

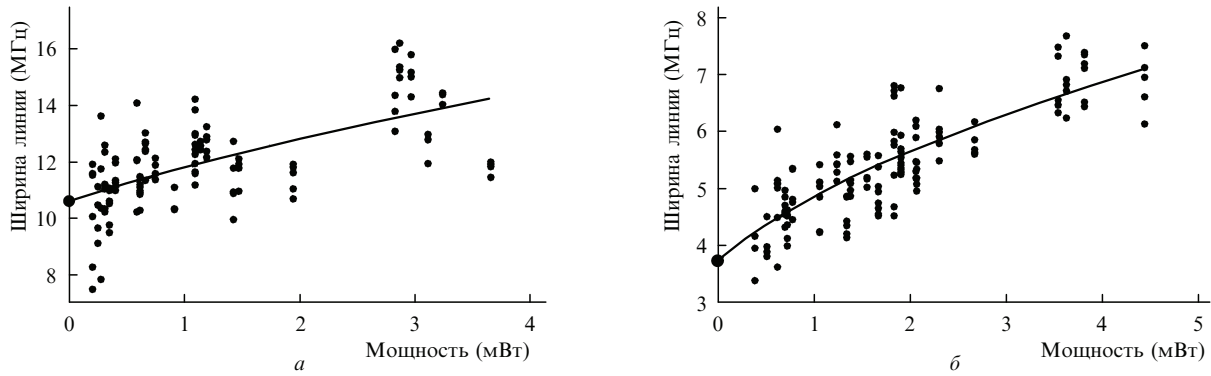


Рис.3. Зависимости ширины спектральной линии на полувысоте γ от мощности излучения для переходов на $\lambda = 410.6$ (а) и 420.4 нм (б). Сплошные кривые – аппроксимация данных теоретической зависимостью вида (1).

$3 \rightarrow F_c = 4$, выполняя функции перекачивающего излучения, присутствие которого необходимо при охлаждении щелочных атомов (например, Rb, Cs). Действительно, перенос населенности на «темный» подуровень с $F_g = 3$ основного состояния происходит главным образом за счет нерезонансного возбуждения перехода $F_g = 4 \rightarrow F_c = 4$. Вероятность такого процесса определяется отношением ширины спектра лазерного излучения к расщеплению верхних подуровней с $F_c = 4$ и 5 . Вероятность же «обратного» процесса оптической накачки с подуровня с $F_g = 3$ на уровень с $F_g = 4$ основного состояния определяется вероятностью нерезонансного поглощения с уровня с $F_g = 3$ на уровень с $F_c = 4$, т. е. расщеплением нижних подуровней. Благодаря специфической структуре уровней атома тулия «обратный» процесс оказывается более вероятным. Этот эффект был продемонстрирован авторами работы [5], которым удалось захватить в ловушку до 10^6 атомов эрбия без использования перекачивающего лазера.

Важным параметром, определяющим эффективность охлаждения и предельно достижимую температуру атомов, является вероятность распада верхнего уровня охлаждающего перехода. В нашем эксперименте этот параметр может быть определен по ширине резонанса, соответствующей нулевой мощности излучения (рис.3). Для определения ширины спектральной линии на полувысоте

γ профили линий аппроксимировались лоренцевскими контурами.

Зависимость ширины спектральной линии γ от интенсивности возбуждающего излучения I для циклических переходов $F_g = 4 \rightarrow F_c = 5$, которые в случае слабого насыщающего пучка [17–19] можно приближенно описать двухуровневой моделью, имеет вид

$$\gamma(I) = \frac{1}{2} \gamma_0 \left[1 + \left(1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где γ_0 – естественная ширина линии; $I_{\text{sat}} = 2\pi h c \gamma_0 / (3\lambda^3)$ – интенсивность насыщения; h – постоянная Планка; c – скорость света.

Аппроксимация зависимостью вида (1) данных, приведенных на рис.3, дает $\gamma_0^{\text{exp}}(410.6 \text{ нм}) = 10.5 \pm 2$ МГц и $\gamma_0^{\text{exp}}(420.4 \text{ нм}) = 3.8 \pm 1$ МГц для переходов $F_g = 4 \leftrightarrow F_c = 5$. Ввиду большой неопределенности величины интенсивности и наличия ее неоднородного распределения в пучке в качестве подгоночных параметров наряду с γ_0 использовалось также I_{sat} .

В табл.3 представлены вероятности распада верхних уровней переходов на $\lambda = 410.6$ и 420.4 нм по различным каналам, полученные на основе описанной выше процедуры. При расчете вероятностей учитывались систематические уширения спектральных линий переходов. Ос-

Табл.3. Вероятности электрических дипольных переходов в атоме тулия с уровней $4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ ($E_c^{\text{NIST}} = 24349 \text{ см}^{-1}$) и $4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$ ($E_c^{\text{NIST}} = 23782 \text{ см}^{-1}$) на различные нечетные уровни.

E_g^{COWAN} (10^3 см^{-1})	E_g^{NIST} (10^3 см^{-1})	J_g	E_c^{COWAN} (10^3 см^{-1})	E_c^{NIST} (10^3 см^{-1})	J_c	A^{COWAN} (с^{-1})	A^{NIST} (с^{-1})	A (с^{-1})
0	0	7/2	24.341	24.349	9/2	2.13×10^8	$6.38(30) \times 10^7$	$6.3(3) \times 10^7$
22.166	22.420	9/2	24.341	24.349	9/2	4.44×10^2		
22.243	22.468	11/2	24.341	24.349	9/2	1.75×10^2		
22.417	22.560	11/2	24.341	24.349	9/2	1.82×10^2		
22.905	23.335	7/2	24.341	24.349	9/2	1.38×10^2		
23.622	23.941	9/2	24.341	24.349	9/2	1.54×10^1		
23.893	23.873	7/2	24.341	24.349	9/2	2.95×10^0		
0	0	7/2	23.797	23.782	9/2	2.27×10^7	$2.43(12) \times 10^7$	$2.1(3) \times 10^7$
22.166	22.420	9/2	23.797	23.782	9/2	1.88×10^1		
22.243	22.468	11/2	23.797	23.782	9/2	1.81×10^2		
22.417	22.560	11/2	23.797	23.782	9/2	8.64×10^2		
22.905	23.335	7/2	23.797	23.782	9/2	1.13×10^0		

Примечания: $E_{g,c}^{\text{COWAN}}$ и A^{COWAN} – энергии уровней и соответствующие вероятности, полученные при использовании программы COWAN [21]; $E_{g,c}^{\text{NIST}}$ и A^{NIST} – экспериментальные значения, взятые из базы данных NIST (Национальный институт стандартов и технологий, США) [11]; A – вероятности переходов, полученные в настоящей работе.

новным систематическим вкладом является ширина лазерной линии, равная 0.2 ± 0.2 МГц согласно спецификации изготовителя (в предположении, что основной источник шума – акустические шумы с большим временем корреляции, мы удвоили спектральную ширину линии для Ti:сапфирового лазера [20]). Заметный вклад (0.1 ± 0.1 МГц) вносит также времяпролетное уширение. Сравнимое уширение возникает из-за присутствия остаточного постоянного магнитного поля в кювете. Из-за почти одинаковых g -факторов верхнего и нижнего уровней расщепление для π -компонент практически отсутствует. Для σ -компонент расщепление (в мегагерцах) $\Delta\nu = 1.5B$, где B – индукция магнитного поля (в гауссах). При $B = 1$ Гс это расщепление мало по сравнению с шириной линии и приводит к ее неоднородному уширению, описываемому выражением $(\gamma_0^2 + \Delta\nu^2)^{1/2}$, что соответствует 0.1 ± 0.2 МГц. Геометрическое уширение, возникающее из-за возможного наличия угла между лазерными пучками, не превышает 10 ± 10 кГц. Также пренебрежимо малым (50 ± 50 кГц) оказывается столкновительный сдвиг. Принимая во внимание все вышеперечисленные поправки, окончательно получаем $\gamma_0^{\text{exp}}(410.6 \text{ нм}) = 10.0 \pm 0.4$ МГц и $\gamma_0^{\text{exp}}(420.4 \text{ нм}) = 3.3 \pm 0.4$ МГц.

3. Анализ возможности охлаждения атома тулия

Была выполнена оценка коэффициента ветвления для распада верхних уровней переходов на $\lambda = 410.6$ и 420.4 нм. Использовалась программа COWAN [21], позволяющая рассчитать уровни энергии для многоэлектронных нейтральных атомов и получить оценку вероятности соответствующих электрических дипольных переходов. В расчетах учитывался тот факт, что электронные конфигурации в атоме тулия не являются чистыми. Расчет, результаты которого представлены в табл.3, выполнен для всех разрешенных электрических дипольных переходов с двух возбужденных четных уровней (24349 и 23782 см^{-1}) на нижележащие нечетные уровни (см. табл.1). Расчет носит оценочный характер, поскольку атом тулия является исключительно сложной квантово-механической системой. Отметим, что при анализе возможности охлаждения атомов эрбия [5] и иттербия [7] оценки коэффициента ветвления не выполнялись.

Из табл.3 видно, что программа позволяет адекватно вычислять энергии термов и получать правдоподобную оценку вероятностей известных переходов. Вероятность перехода на $\lambda = 410.6$ нм оказывается завышена примерно в три раза по сравнению с экспериментальным значением, что можно рассматривать как оценку точности данного расчета. Суммируя вероятности всех нежелательных каналов распада (все каналы, за исключением распада в основное состояние) и нормируя их на полную вероятность распада, получаем следующие оценки коэффициентов ветвления k :

$$k(410.6 \text{ нм}) = 1_{-0.5}^{+1} \times 10^{-5}, \quad (2)$$

$$k(420.4 \text{ нм}) = 5_{-2.5}^{+5} \times 10^{-5}, \quad (3)$$

где доверительный интервал отражает оценочную погрешность вычислений. Необходимо дополнительно учитывать тот факт, что не все атомы, в которых происходит распад на нечетные уровни с энергиями $22000 -$

24000 нм^{-1} , полностью выводятся из охлаждающего цикла. В части этих атомов может происходить распад на нижележащие четные уровни и атомы могут вернуться в основное состояние с $J_g = 7/2$. В данном случае будет справедливо рассуждение, представленное авторами работы [5], где такие каскадные распады представлены в виде некоторого «резервуара» населенности, медленно подпитывающего основное состояние. Численная оценка вероятности таких процессов является громоздкой задачей, поэтому мы будем рассматривать оценки (2), (3) в качестве верхней границы относительной вероятности потерь населенности в процессе охлаждения.

Нами была выполнена оценка вероятности метрологического перехода $J_g = 7/2 \rightarrow J'_g = 5/2$ на $\lambda = 1.14$ мкм. Вероятность магнитодипольного перехода, вычисленная с использованием программы COWAN, составляет 5.9 с^{-1} , а вероятность того же перехода, вычисленная с помощью программы Flexible atomic code [22], – 7.7 с^{-1} . Согласно данным работы [3] сечение неупругого рассеяния, возмущающего населенность тонких подуровней основного состояния, как минимум на четыре порядка меньше сечения упругого рассеяния для переходов между s - и p -оболочками. Следовательно, за время естественного распада лишь несколько атомов из общего числа захваченных в ловушку будут потеряны. Ширина спектральной линии метрологического перехода составляет ~ 1 Гц и соответствует потенциальной добротности 2×10^{14} . Несмотря на то что это значение уступает добротности некоторых метрологических переходов в ионах [23], возможность регистрации сигнала от большого ансамбля атомов обеспечит малое время его накопления [4]. Переход может быть возбужден либо второй гармоникой излучения стабилизированного лазера на кристаллах YAG, легированных ионами Tm, или на кристалле YLF ($\lambda = 2.3$ мкм), либо излучением волоконных лазеров. В свою очередь, методы сужения ширин спектра излучения лазеров до субгерцевых в настоящее время стали стандартной процедурой [24]. Переход также может быть использован в качестве репера для стандарта частоты на основе резонанса когерентного пленения населенности [25], при этом для возбуждения перехода могут использоваться переходы на $\lambda = 418.9$ и 409.4 нм, изученные в настоящей работе.

Из анализа данных табл.3, можно сделать вывод о том, что переход на $\lambda = 410.6$ нм позволяет более эффективно охлаждать атомы, чем переход на $\lambda = 420.4$ нм, поскольку он обладает примерно вдвое более высокой вероятностью и более низким коэффициентом ветвления (ср. отношения (2) и (3)). Ниже рассматривается возможность замедления атомов тулия при использовании резонансного излучения на $\lambda = 410.6$ нм. Как будет видно из этого рассмотрения, второй переход оказывается практически непригодным для охлаждения атомов.

Для эффективной загрузки МОЛ требуется предварительное охлаждение пучка, которое осуществляется с использованием зеemanовского замедлителя (см., напр., [26]). Принцип работы замедлителя заключается в облучении коллимированного пучка атомов резонансным циркулярно поляризованным излучением во встречном направлении, причем сдвиг частоты из-за изменяющегося во времени доплеровского сдвига компенсируется зеemanовским сдвигом уровней (рис.4). Нетрудно определить, что для предварительного охлаждения атомов тулия с начальной скоростью 200 м/с необходимо рассеять

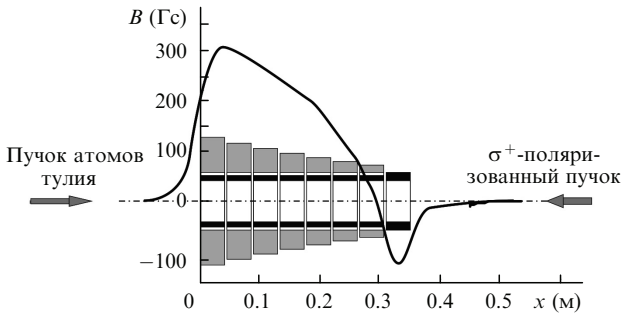


Рис.4. Конструкция секционного зеемановского охладителя и создаваемый им профиль магнитного поля. Внутренний диаметр охладителя равен 2 см. Токи в витках, обозначенных черным и серым цветом, текут в противоположных направлениях.

~35000 фотонов. Для перехода на $\lambda = 420.4$ нм оценка по формуле (3) показывает, что в цикле предварительного охлаждения все атомы практически потеряны, при этом на переходе с $\lambda = 410.6$ нм ожидаемые потери не превышают 35 %.

Нами был выполнен расчет зеемановского замедлителя для атомов тулия на охлаждающем переходе с $\lambda = 410.6$ нм с σ^+ -поляризованным светом [26]. Для расчета охладителя подбиралась осесимметричная конфигурация катушек, осевое распределение магнитного поля которых в наилучшей степени соответствует теоретической кривой, обеспечивающей торможение с максимальным ускорением при заданной интенсивности излучения, близкой к насыщающей.

После расчета поля на оси численно решалось уравнение движения атома с начальной скоростью v_{in} , подлетающего к замедлителю со стороны источника атомов (печи), в результате чего определялась конечная скорость атома v_{fin} при подлете к МОЛ. Расчетная длина секционного охладителя составляет ~35 см.

На рис.5 показано, как зеемановский замедлитель расчетной конструкции преобразует максвелловское распределение по скоростям в коллимированном пучке, покидающем печь при температуре $T = 1100$ К. Предполагалось, что параметр насыщения перехода много больше единицы и вероятность переизлучения близка к $A/2$. Видно, что большинство атомов со скоростями, ниже некоторой скорости (скорости отсечки), переводятся в группу

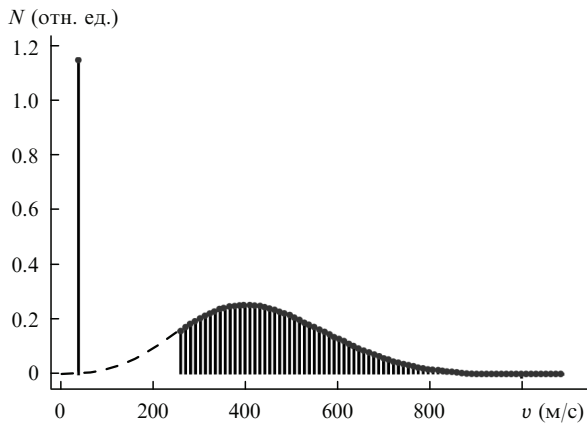


Рис.5. Распределения атомов по скоростям на входе (штриховая кривая) и на выходе (точки) замедлителя. Точки нанесены с шагом 10 м/с. В пике, соответствующем скорости 39 м/с, сконцентрировано ~11 % атомов. Начиная со скорости ~250 м/с, распределения на входе и выходе совпадают.

со скоростью ~40 м/с в области МОЛ. Часть изначально медленных атомов отражается в обратном направлении. Доля атомов в узком пике составляет ~11 %, что позволяет рассчитывать на эффективную загрузку МОЛ. Поскольку для торможения атомов со скоростью $v_{in} = 200$ м/с требуется $\sim 3.5 \times 10^4$ актов переизлучения резонансного света, радиальная скорость (~2 м/с) оказывается незначительной по сравнению с осевой скоростью на выходе охладителя.

Принимая во внимание результат (2), можно сделать вывод о том, что в процессе замедления за счет паразитных каналов распада с верхних уровней доля потерянных атомов может составлять ~35 %. Тем не менее даже при такой консервативной оценке охладитель может обеспечить поток большого числа атомов в область МОЛ (оценки дают значение $10^7 - 10^8$ ат./с, которое существенным образом зависит от геометрии световых полей МОЛ и коллимации атомного пучка). Подобный анализ показывает, что при использовании перехода на $\lambda = 420.4$ нм наличие паразитных каналов приведет к практически полной потере атомов. Общее число атомов, которые удастся захватить в МОЛ, зависит от геометрии ловушки, а также от потерь, вызываемых столкновениями этих атомов с горячими атомами в пучке и атомами фонового газа.

Температура, которую можно достичь в МОЛ, соответствует так называемому доплеровскому пределу $T_D = \hbar A / (2k_B)$, где k_B – постоянная Больцмана. Из табл.4 видно, что скорость, отвечающая этой температуре для перехода на $\lambda = 410.6$ нм оказывается слишком высокой, чтобы проводить измерения метрологического перехода атомов в баллистическом полете. Такой режим осуществляется выключением светового и магнитного полей МОЛ, однако в данном случае облако атомов разлетится в радиальном направлении быстрее, чем на их траекторию начнет оказывать влияние гравитационное поле [27]. Для регистрации спектрально-узкого метрологического перехода желательно обеспечить время взаимодействия атомов с излучением на $\lambda = 1.14$ мкм, равное 0.1 – 1 с. Поскольку основное состояние тулия имеет зеемановскую структуру, для дальнейшего охлаждения можно использовать, например, «сизифов» механизм охлаждения в оптической патоке. При этом температура может быть снижена до предельной температуры $T_{rec} = \hbar^2 / (2m\lambda^2 k_B)$ (где m – масса атома), определяемой эффектами отдачи. Кроме того, можно переключиться на другой полностью замкнутый и более слабый охлаждающий переход на $\lambda = 530.6$ нм (аналогично тому, как сделали в своей работе авторы [7]), что существенно снижает доплеровский предел и среднюю скорость частиц в облаке.

Частицы с такими температурами могут быть загружены в оптическую решетку или захвачены оптическим пинцетом, обычно представляющим собой дипольную ловушку глубиной ~100 мкК, что дает возможность манипулирования атомами тулия.

Табл.4. Температуры, соответствующие доплеровскому пределу охлаждения (T_D) и пределу, определяемому эффектом отдачи (T_{rec}), для двух охлаждающих переходов.

λ (нм)	A (с ⁻¹)	T_D (мкК)	v_D (см/с)	T_{rec} (нК)	v_{rec} (см/с)
410.6	6×10^7	230	15	330	0.6
530.7	2.3×10^6	9	3	200	0.4

Примечание: v_D и v_{rec} – наиболее вероятные скорости для тепловых распределений, соответствующих приведенным температурам.

4. Заключение

Выполнен анализ возможности охлаждения атомов тулия на переходах в диапазоне 410–420 нм. Методом насыщенного поглощения во встречных пучках зарегистрированы спектры четырех сильных переходов. Впервые измерено сверхтонкое расщепление возбужденных уровней с энергиями 23.782, 23.873 и 24.418 см⁻¹, а также уточнено расщепление уровня с энергией 24.349 см⁻¹. Измерена естественная ширина спектральных линий переходов на $\lambda = 410.6$ и 420.4 нм, которые могут использоваться в качестве охлаждающих переходов. Результаты измерений находятся в соответствии с данными, приведенными в [11].

На основе теоретического анализа вероятностей ветвления распада верхних уровней охлаждающих переходов сделан вывод о том, что переход на $\lambda = 410.6$ нм является наиболее перспективным охлаждающим переходом для атома тулия. Показано, что, используя излучение на этой длине волны, можно эффективно уменьшить скорость $\sim 11\%$ атомов тулия в пучке с начальной температурой 110 К до 40 м/с с помощью зеемановского охладителя длиной 35 см.

Предлагается следующая схема охлаждения и регистрации атомов тулия: замедление в зеемановском охладителе с помощью резонансного излучения с $\lambda = 410.6$ нм; захват в МОЛ; выключение МОЛ и доохлаждение атомов в оптической патоке или в МОЛ с помощью лазерного излучения с $\lambda = 530.7$ нм; регистрация перехода $F_g = 4 \rightarrow F_g = 3$ на $\lambda = 1.14$ мкм.

Добротность магнитодипольного перехода с $\lambda = 1.14$ мкм составляет 2×10^{14} , что дает возможность создания точных оптических часов, выигрываясь отличающихся высокой кратковременной стабильностью. В ближайшее время наша группа приступит к исследованию охлаждения атомов тулия в зеемановском замедлителе и сборке МОЛ. Будет рассмотрена также возможность использования захвата атомов в оптическую дипольную ловушку.

Работа поддержана грантами РФФИ № 05-02-16801 и 07-02-00492, Фондом содействия отечественной науке и Фондом Александра фон Гумбольдта.

1. Santos L., Shlyapnikov G.V., Zoller P., Lewenstein M. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1791 (2000).

2. Hill S.B., McClelland J.J. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3128 (2003).
3. Hancox C.I., Doret S.C., Hummon M.T., Luo L., Doyle J.M. *Nature*, **431**, 281 (2004).
4. Katori Hidetoshi, Takamoto Masao, Pal'chikov V.G., Ovsjannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
5. McClelland J.J., Hanssen J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 143005 (2006).
6. Loftus T., Bochinski J.R., Shivitz R., Mossberg T.W. *Phys. Rev. A*, **61**, 051401R (2000).
7. Maruyama R., Wynar R.H., Romalis M.V., Andalkar A., Swallows M.D., Pearson C.E., Fortson E.N. *Phys. Rev. A*, **68**, 011403R (2003).
8. Hoyt C.W., Barber Z.W., Oates C.W., Fortier T.M., Diddams S.A., Hollberg L. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 083003 (2005).
9. Fukuhara Takeshi, Takasu Yosuke, Kumakura Mitsutaka, Takahashi Yoshiro. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 030401 (2007).
10. Александров Е.Б., Котылев В.Н., Кулясов В.Н., Василевский К.П. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 3 (1983).
11. <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
12. Childs W.J., Crosswhite H., Goodman L.S., Pfeufer V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1** (1), 22 (1984).
13. Van Leeuwen K.A.H., Eliel E.R., Hogervorst W. *Phys. Lett. A*, **78**, 54 (1980).
14. Pfeufer V. *Z. Phys. D*, **4**, 351 (1987).
15. Kröger S., Tanriver L., Kronfeldt H.-D., Guthöhrlein G., Behrens H.-O. *Z. Phys. D*, **41**, 181 (1997).
16. McClelland J.J. *Phys. Rev. A*, **73**, 064502 (2006).
17. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975).
18. Pappas P.G., Burns M.M., Hinshelwood D.D., Fels M.S. *Phys. Rev. A*, **21**, 1955 (1980).
19. Ohshima S.I., Nakadan Y., Koga Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 473 (1987).
20. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский М.И. *Введение в статистическую радиофизику* (М.: Наука, 1978, т. 2).
21. Cowan R.D. *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley, CA: California University Press, 1981).
22. Gu Ming Feng. *Proc. 14th APS Topical Conf. on Atomic Processes in Plasmas* (Santa Fe, NM: AIP Conf. Proc., 2004, Vol. 730, pp 127–136).
23. Riehle F. *Frequency Standards. Basics and Applications* (Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2004).
24. Ludlow A.D., Huang X., Notcutt M., Zanon-Willette T., Foreman S.M., Boyd M.M., Blatt S., Ye J. *Opt. Lett.*, **32** (6), 641 (2007).
25. Akimov A.V., Matveev A.N., Sokolov A.V., Tereshenko E.O., Kondratjev D.A., Sorokin V.N., Kanorsky S.I., Kolachevsky N.N. *J. Raman Spectrosc.*, **37** (6), 712 (2006).
26. Barrett T.E., Daport-Schwartz S.W., Ray M.D., Lafyatis G.P. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3483 (1991).
27. Morinaga A., Riehle F., Ishikawa J., Helmcke J. *Appl. Phys. B*, **48**, 165 (1989).