

Коллимация пучка атомов тулия с помощью двумерной оптической патоки

Д.Д.Сукачѳв, Е.С.Калганова, А.В.Соколов, А.В.Савченков, Г.А.Вишнякова,
А.В.Акимов, А.А.Головизин, Н.Н.Колачевский, В.Н.Сорокин

Получено трехкратное увеличение количества охлажденных атомов тулия в магнитооптической ловушке при использовании двумерной оптической патоки, коллимирующей пучок атомов перед зеемановским замедлителем. Для экспериментов с ультрахолодным тулием исследованы характеристики лазерного диода, работающего на длине волны 410.6 нм, что потребовало его нагрева с помощью двухступенчатой системы термостабилизации до температуры 70°С. Выходная мощность системы, состоящей из лазерного диода и инжекционного усилителя, составила более 100 мВт при ширине линии 0.6 МГц.

Ключевые слова: тулий, лазерное охлаждение, оптическая патока, лазерные диоды Blu-Ray.

1. Введение

Повышение отношения сигнал/шум при разработке новых оптических реперов частоты является одной из важнейших задач, которая решается путем увеличения числа атомов, участвующих в процессе измерения. Аналогичная задача стоит и при исследовании вырожденных газов [1, 2].

В Лаборатории оптики активных сред ФИАН проводятся исследования перспективного оптического репера частоты на переходе 1.14 мкм в лазерно-охлажденных атомах тулия. Ранее нами было исследовано лазерное охлаждение и захват атомов тулия в магнитооптическую ловушку (МОЛ) [3, 4]. Охлаждение осуществлялось с помощью излучения второй гармоники лазера на титан-сапфире (длина волны 410.6 нм) с предельной выходной мощностью 100 мВт. Увеличение мощности позволяет повысить число захваченных атомов в МОЛ (за счет оптимизации зеемановского замедлителя [5], использова-

ния более широких охлаждающих пучков, оптической патоки [6]). В настоящей работе нами проведено исследование двумерной оптической патоки на длине волны 410.6 нм, служащей для увеличения потока атомов в МОЛ при суммарной мощности 130 мВт.

Для генерации и усиления излучения в нужном интервале длин волн можно использовать полупроводниковые лазеры на ZnSe, SiC и соединениях на основе GaN, которые в зависимости от степени легирования могут излучать в диапазоне 390–530 нм [7–13]. Мы использовали полупроводниковую лазерную систему на GaN, работающую на длине волны 410.6 нм, которая впервые применялась как для лазерного охлаждения атомов тулия, так и для формирования двумерной оптической патоки. Нам было очень важно продемонстрировать возможность замены сложной и дорогой лазерной системы, состоящей из десятиваттного лазера накачки, одночастотного титан-сапфирового лазера и удвоителя частоты, на простую и дешевую систему на основе лазерных диодов. Это имеет значение как для увеличения мощности выходного лазерного пучка, так и для перспективы практического использования тулиевого репера частоты. Ранее были продемонстрированы полупроводниковые лазеры с внешним резонатором, работающие на длинах волн 369 [14], 392 [15] и 420 нм [16]. Также был реализован полупроводниковый усилитель на длине волны 399 нм [17], который успешно использовался для лазерного охлаждения атомов иттербия, а в Иннсбрукском университете функционирует лазерная система на длине волны 401 нм для лазерного охлаждения атомов эрбия [6].

2. Полупроводниковая лазерная система

На сегодняшний день коммерчески доступные лазерные диоды, обладающие требуемыми характеристиками при комнатной температуре, отсутствуют. Нами создана лазерная система, состоящая из задающего лазера и инжекционного усилителя. В качестве последнего использовался лазерный диод SF-BW512P. Задающий лазер состоял из лазерного диода PNR-803T, асферического объектива (ThorLabs C610TME-A) с фокусным расстоянием 4 мм и дифракцион-

Д.Д.Сукачѳв, Е.С.Калганова, А.В.Акимов, Г.А.Вишнякова, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Международный центр квантовых технологий, Россия, Московская обл., 143025 д. Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: sukachev@gmail.com, Kalganova.elena@gmail.com

А.В.Соколов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

А.В.Савченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

А.А.Головизин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: artem.golovizin@gmail.com

В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Международный центр квантовых технологий, Россия, Московская обл., 143025 д. Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: sovnn@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г., после доработки – 5 февраля 2013 г.

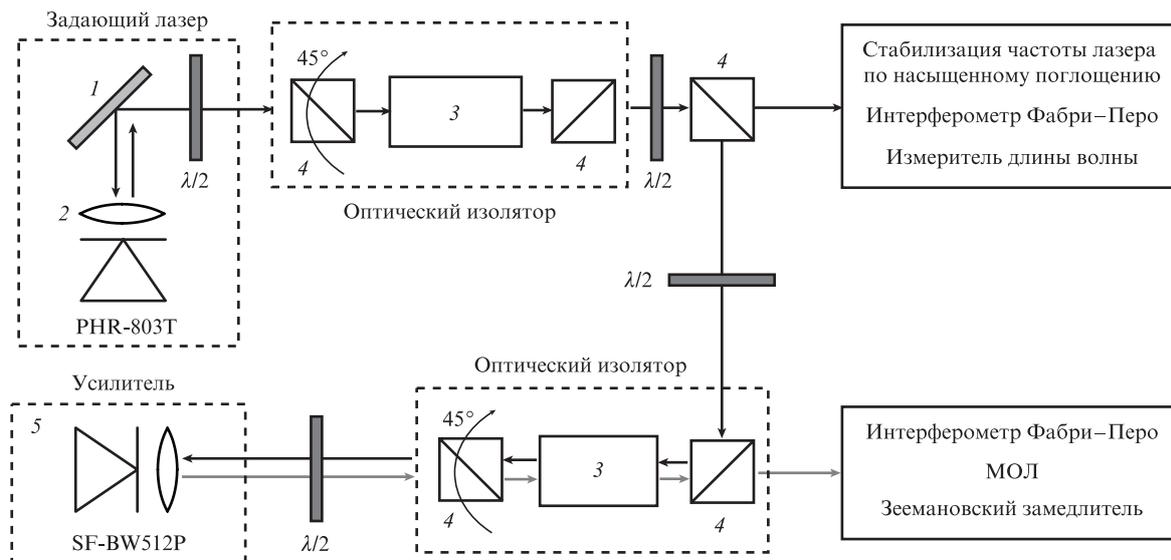


Рис.1. Принципиальная схема лазерной системы:

1 – дифракционная решетка; 2 – лазерный диод PNR-803T с асферическим объективом (задающий лазер); 3 – фарадеевские вращатели; 4 – поляризационные светоделители; 5 – лазерный диод SF-BW512P (усилитель); $\lambda/2$ – полуволновая фазовая пластинка.

ной решетки (ThorLabs GH13-24U), установленной по схеме Литтрова [18] (рис.1). При использовании дифракционной решетки (2400 штрих./мм) в -1 -й порядок дифрагирует примерно 10% мощности излучения, это излучение заводится обратно в лазерный диод. Нулевой порядок дифракции используется для вывода излучения.

К сожалению, центральная длина волны при комнатной температуре мощных и относительно недорогих лазерных диодов, используемых в оптических приводах Blu-Ray, варьируется в диапазоне 405–407 нм. Для смещения центральной длины волны генерации к 410.6 нм необходим значительный нагрев диода – практически до верхней допустимой границы 80 °C (рис.2). Поскольку ширина спектра генерации лазерного диода PNR-803T в режиме свободной генерации (без решеток) составляет несколько нанометров, то нагрева до температуры 60–70 °C оказывается достаточно, чтобы получить генерацию на длине волны 410.6 нм при наличии оптической обратной связи с решеткой. Диоды одной и той же марки обладают несколько различающимися центральными длинами волн. Из имеющихся у нас трех диодов PNR-803T при температуре 70 °C и токе инжекции 100 мА диод 1 имел длину вол-

ны 408.3 нм, диод 2 – 407.9 нм и диод 3 – 409.2 нм. Поэтому был выбран диод 3, обладающий при этих условиях наибольшей длиной волны.

Из-за сильной зависимости длины внешнего резонатора от температуры (соответствующее изменение частоты составляет 30 МГц/мК) использовалась двухступенчатая температурная стабилизация, которая поддерживала температуру с точностью более высокой, чем 1 мК, при изменении температуры в лаборатории на ± 3 °C.

Для лазерного охлаждения атомов тулия требуется точная настройка длины волны излучения на длину волны охлаждающего перехода ($4f^{13}6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}5d_{3/2}6s^2(J = 9/5, F = 5)$). Для стабилизации длины волны задающего лазера относительно охлаждающего перехода применялся метод насыщенного поглощения [19] (схема эксперимента описана в работе [20]).

3. Режим работы задающего лазера

Для определения длины волны излучения задающего лазера (с точностью до 10^{-3} нм) использовался интерференционный измеритель длины волны (Angstrom HighFinesse WM5). Грубая настройка длины волны осуществлялась поворотом дифракционной решетки, более точная настройка – регулировкой тока инжекции и изменением температуры диода. Все это позволило сместить длину волны до 410.6 нм при мощности излучения 20 мВт. Сканирование частоты лазера (в пределах нескольких ГГц) осуществлялось путем изменения длины внешнего резонатора с помощью пьезокерамики.

В зависимости от тока инжекции лазерный диод может работать как в одночастотном, так и в многочастотном режиме. Проверка одночастотности осуществлялась по сканирующему конфокальному интерферометру Фабри–Перо. Для определения спектральной ширины линии излучения лазерного диода использовались сигналы биений с излучением второй гармоники титан-сапфирового лазера, спектральная ширина которого была менее 100 кГц (рис.3).

Наблюдаемая ширина спектра биений соответствовала ширине линии генерации задающего лазера, которая

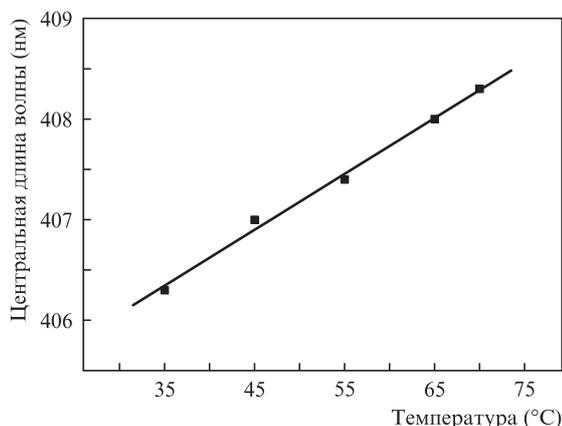


Рис.2. Зависимость центральной длины волны лазерного диода PNR-803T в режиме свободной генерации от температуры (ток инжекции 60 мА). Наклон прямой равен 55×10^{-3} нм/град.

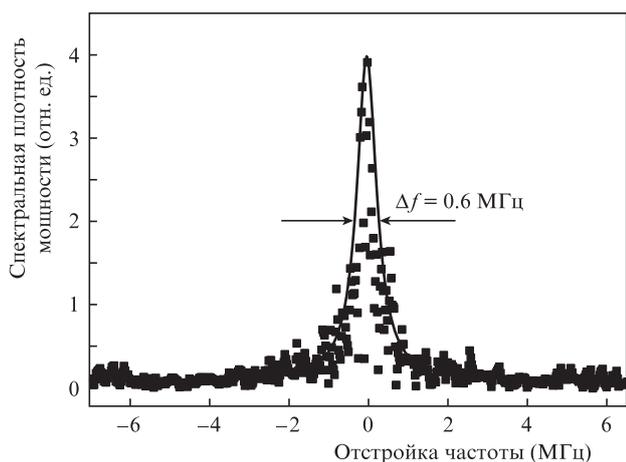


Рис.3. Дискретное фурье-преобразование сигнала биений излучения полупроводникового задающего лазера и удвоенного по частоте излучения титан-сапфирового лазера. Сплошная кривая – аппроксимация лоренцевским контуром. Полная ширина спектра на полувысоте равна 0.6 МГц, время накопления сигнала – 100 мкс.

зависит от времени накопления сигнала. При временах, меньших 100 мкс, полная ширина на полувысоте составляла 0.6 МГц (рис.3). При больших временах наблюдался монотонный дрейф частоты со скоростью 192 кГц/с, который обусловлен плавным дрейфом тока инжекции и температуры диода, а также тепловым расширением внешнего резонатора лазера.

Важным параметром излучения лазера является спектральная чистота его излучения. Для ее определения кювета, содержащая металлический тулий, нагревалась до 750 °С, что обеспечивало оптическую плотность паров тулия на заданной длине волны много больше единицы. При этом пропускание резонансного излучения кюветы находилось на недетектируемом уровне, тогда как излучение других продольных мод лазера, нерезонансное с переходом в атомах, проходило через кювету без поглощения.

Сравнивая пропускание кюветы при включенном лазере, настроенном на резонанс, и при выключенном лазере, можно оценить сверху долю мощности, содержащуюся в других продольных модах. При оптимальной настройке тока инжекции эта доля составила 5%.

4. Инжекционная привязка

Для увеличения мощности лазерного излучения использовался метод инжекционной привязки лазерного диода [21]. Усилителем служил лазерный диод SF-BW512P (центральная длина волны равна 405 нм при комнатной температуре) без внешнего резонатора. Мощность излучения данного диода может достигать 500 мВт при токе 0.5 А. Из трех имеющихся диодов SF-BW512P с центральными длинами волн 409.0, 407.5 и 407.4 нм (температура 70 °С, ток инжекции 150 мА) был выбран первый, обладающий наибольшей длиной волны. Эксперимент показал, что для стабильной работы инжекционной привязки достаточно ограничиться одноступенчатой температурной стабилизацией.

В качестве первичного излучателя использовался или задающий диодный лазер, описанный выше, или вторая гармоника титан-сапфирового лазера (рис.4). В первом случае мощности введенного излучения (2–3 мВт) было достаточно для получения 100 мВт в пучке после усилителя. Дальнейшему увеличению выходной мощности препятствовала обратная оптическая связь, возникающая между задающим лазером и усилителем. При использовании излучения второй гармоники титан-сапфирового лазера выходная мощность усилителя превышала 200 мВт при мощности инжектируемого света 4 мВт. Спектр излучения лазерного усилителя исследовался с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо. Установлено, что при точной настройке спектр излучения содержал монохроматическую компоненту без заметного пьедестала.

Усиленное излучение задающего лазера позволило обеспечить зеемановское замедление и захват атомов тулия (около 3×10^4 атомов; это число ограничено количе-

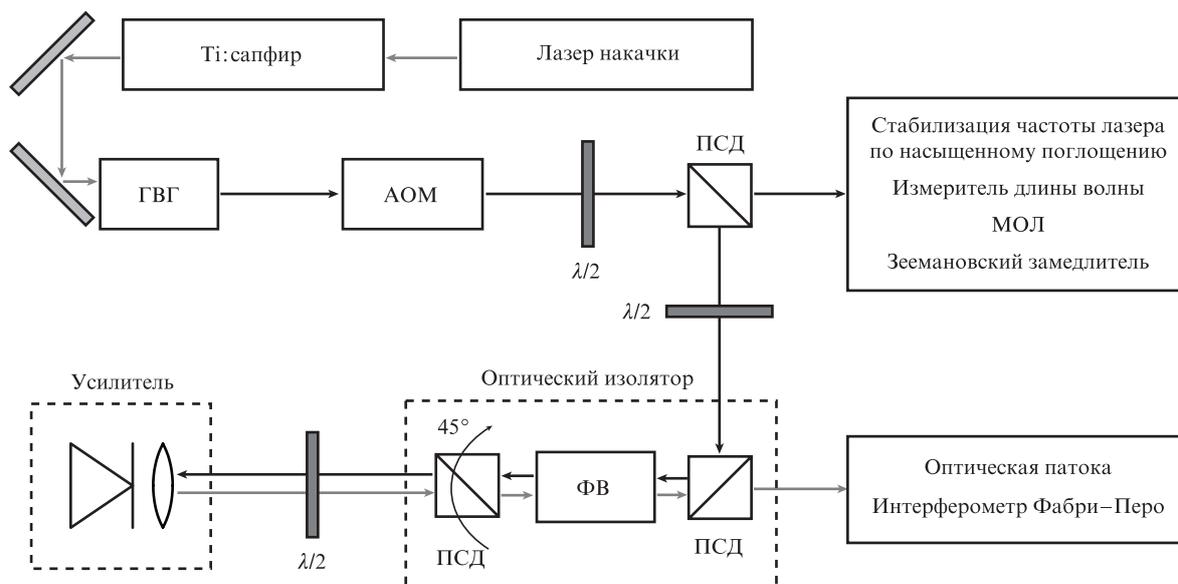


Рис.4. Схема усиления сигнала второй гармоники. Лазер накачки – твердотельный лазер с диодной накачкой, работающий на длине волны 532 нм; Ti:сапфир – перестраиваемый одночастотный лазер на сапфире, активированном ионами титана (длина волны 821.2 нм); ГВГ – внутререзонаторный удвоитель частоты (410.6 нм); АОМ – акустооптический модулятор с центральной частотой 200 МГц, установленный в двухпроходной схеме; усилитель – лазерный диод с асферическим объективом (фокусное расстояние 4 мм); ПСД – поляризационный светоделитель; ФВ – фарадеевский вращатель.

ством атомов в исходном атомном пучке) в магнитооптическую ловушку, работающую на длине волны 410.6 нм. С точки зрения лазерного охлаждения и захвата атомов работа полупроводниковой системы оказалась полностью аналогичной лазерной системе на основе второй гармоники титан-сапфирового лазера. Однако имеющиеся в нашем распоряжении полупроводниковые лазерные диоды демонстрировали переходы между различными пространственными модами, что приводило к флуктуациям мощности и влияло на долговременную стабильность системы. В связи с этим мы были вынуждены временно отказаться от использования задающего лазерного диода и в дальнейших экспериментах с оптической патокой использовать вторую гармонику титан-сапфирового лазера в качестве задающего излучателя. Тем не менее, мы планируем перейти на полностью полупроводниковую лазерную систему, отобрав подходящие лазерные диоды для задающего каскада.

5. Оптическая патока

В установке по лазерному охлаждению атомов тулия [3] загрузка атомов в МОЛ осуществляется из атомного пучка. Поскольку граничная скорость захвата атомов в тулиевую МОЛ составляет 30 м/с, а тепловые скорости в пучке достигают 400 м/с, для торможения атомов встречным лазерным полем использовался зеemanовский замедлитель, детально описанный в работе [5]. Через диафрагму Д1 (рис.5) в замедлитель поступает расходящийся атомный пучок с линейным углом расходимости около 10° . Угловой раcтвор атомного пучка, формируемого замедлителем, составляет менее 1° , поэтому значительная часть атомов из входящего пучка оседает на внутренних стенках замедлителя. Для коллимации входного пучка и увеличения потока атомов, вылетающих из замедлителя, была использована оптическая патока. Для этого непосредственно после входной диафрагмы Д1 формируется световое поле, снижающее радиальную компоненту скорости атомов. Поле образуется двумя антиколлинеарными лазерными пучками (3 на рис.5), направленными по двум взаимно ортогональным и перпендикулярным атомному пучку направлениям. Частота излучения смещена в красную область спектра относительно частоты охлаждающего перехода в атоме тулия. Таким образом, непосредственно перед входом в зеemanовский замедлитель происходит охлаждение атомов в поперечном направлении. Замедляется относительно небольшая часть атомов с небольшой начальной радиальной компонентой скорости, что, тем не менее, приводит к увеличению захваты-

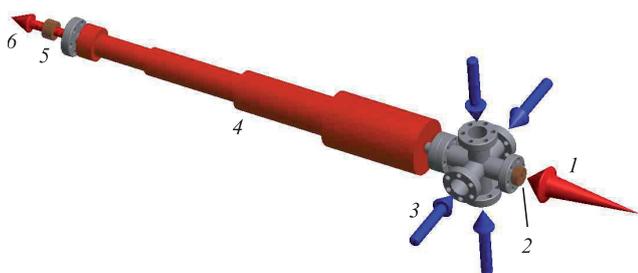


Рис.5. Установка для формирования двумерной оптической патоки: 1 – вылетающий из печи пучок атомов; 2 – входная диафрагма Д1; 3 – четыре пучка, формирующие оптическую патоку; 4 – зеemanовский замедлитель; 5 – выходная диафрагма Д2; 6 – коллимированный пучок замедленных атомов.

ваемых в МОЛ атомов. Так, в экспериментах с атомами Ег число атомов увеличилось почти на порядок [6].

Оптическая патока формировалась излучением полупроводникового усилителя, на вход которого подавалась часть излучения второй гармоники лазера на титан-сапфире. Для настройки частоты излучения усилителя применялся двухпроходный акустооптический модулятор, установленный между задающим лазером и усилителем (рис.4). Такая схема позволяет суммарно использовать до 300 мВт мощности излучения на длине волны 410.6 нм, фактически утраивая мощность лазера на титан-сапфире. В свою очередь, захват атомов в МОЛ и зеemanовское замедление осуществлялись с помощью излучения второй гармоники лазера на титан-сапфире (аналогично работам [3, 4]).

Помимо самой оптической патоки лазерные пучки, создающие ее, могут вызывать также оптическую накачку с подуровня $F = 3$ на $F = 4$ основного состояния [3] и поперечный снос атомов из пучка за счет светового давления.

В экспериментах сравнивалось количество атомов в МОЛ при включенной и выключенной оптической патоке, для чего излучение усилителя блокировалось. Поскольку сигнал люминесценции облака, регистрируемый ФЭУ, пропорционален количеству захваченных атомов, отношение сигналов люминесценции позволяло судить об эффективности работы патоки (рис.6).

Так как в области, где создается оптическая патока, присутствует остаточное продольное магнитное поле от зеemanовского замедлителя, то при отрицательных отстройках частоты на величину больше половины ширины линии ($\gamma/2$) максимальный эффект наблюдался, когда свет был поляризован вдоль оси атомного пучка, т.е. когда он вызывал только π -переходы без зеemanовского сдвига. Согласно доплеровской теории лазерного охлаждения оптическая патока при точном резонансе с охлаждающим переходом не должна снижать среднюю радиальную скорость пучка. Однако в присутствии магнитного поля, расщепляющего магнитные компоненты на расстоянии в несколько ширин γ (для этого достаточно поля в 10 Гс), один из переходов σ^+ или σ^- может обладать «красной» отстройкой от соответствующих зеemanовских компонент. Мы наблюдали увеличение (вплоть до трехкратного) атомов в МОЛ даже при нулевой отстройке, но в этом случае пришлось подбирать оптимальные поляризации пучков. Как и следовало ожидать, при положительной отстройке больше $\gamma/2$ патока делает атомный пучок еще более рас-

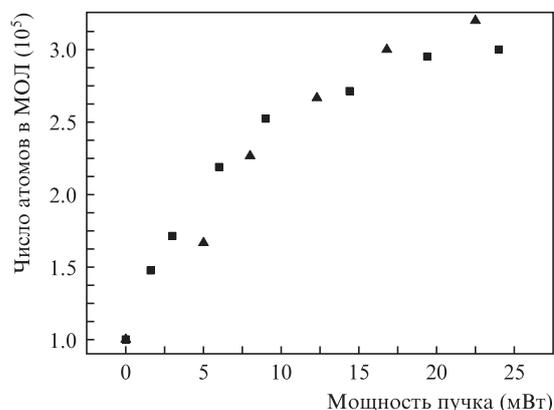


Рис.6. Зависимость числа атомов в МОЛ от мощности одного из пучков, формирующего патоку, при частотной отстройке пучков патоки от частоты охлаждающего перехода -10 МГц (■) и -30 МГц (▲).

ходящимся, что приводит к наблюдавшемуся уменьшению числа атомов в МОЛ.

Поперечный снос атомного пучка может происходить из-за некоррелированности пучков в оптической патоке или из-за их неортогональности атомному пучку. Этот эффект трудно отделить от оптической патоки, так как он тоже может приводить к увеличению числа атомов в МОЛ, если распределение по скоростям вылетевших из печки атомов не осесимметрично относительно оси зеemanовского замедлителя.

Расстояние между подуровнями $F = 3$ и $F = 4$ $\delta f \approx 1500$ МГц, поэтому при температуре $T = 1000$ К больцмановский фактор $\exp(-h\delta f/kT) \approx 1$, что с учетом вырождения по магнитному квантовому числу означает, что на подуровнях $F = 3$ и $F = 4$ находится соответственно 7/16 и 9/16 от полного числа атомов в пучке. Если все атомы будут возбуждены в состояние $F = 4$, то число атомов в МОЛ увеличится не более чем в $16/9 \approx 1.8$ раза, что заметно меньше наблюдаемого в эксперименте трехкратного увеличения. Поэтому оптическая накачка не может полностью объяснить наблюдаемый эффект.

Таким образом, нам удалось реализовать оптическую патоку, приводящую к коллимации атомного пучка и увеличению количества захваченных в МОЛ атомов. Дальнейшее увеличение мощности пучков патоки не дает выигрыша в количестве атомов из-за эффекта насыщения при данной частотной отстройке от резонанса (рис.6). Увеличение отстройки и мощности приводит лишь к незначительному дополнительному увеличению количества атомов в МОЛ.

6. Заключение

Создан лазерный источник для охлаждения атомов тулия, работающий на длине волны 410.6 нм со спектральной шириной 0.6 МГц, на основе полупроводникового лазерного диода и полупроводникового диодного усилителя, связанного методом инжекционной привязки с задающим лазерным диодом. Указанные параметры получены при значительном (до 70 °С) нагреве диодов и использовании двухступенчатой температурной стабилизации. С помощью полупроводниковой лазерной системы продемонстрировано лазерное охлаждение и захват атомов тулия в МОЛ.

Исследована работа двумерной оптической патоки, коллимирующей пучок атомов тулия. При оптимальных

условиях оптическая патока увеличивает количество атомов в МОЛ в три раза.

Полупроводниковую лазерную систему и оптическую патоку планируется использовать в дальнейших экспериментах по исследованию вторичного охлаждения и перегрузке атомов в оптическую дипольную ловушку, для чего требуется максимально возможное количество предварительно охлажденных и захваченных атомов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 12-02-01374а, 11-02-00987а, 12-02-00867а) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

- Mingwu L., Nathaniel Q.B., Seo H.Y., Benjamin L.L. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 190401 (2011).
- Aikawa K., Frisch A., Mark M., Baier S., Rietzler A., Grimm R., Ferlaino F. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 210401 (2012).
- Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., Akimov A., Kanorsky S., Kolachevsky N., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **82**, 011405(R) (2010).
- Сукачев Д.Д., Соколов А.В., Чебаков К.А., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **92** (10), 772 (2010).
- Chebakov K., Sokolov A., Akimov A., Sukachev D., Kanorsky S., Kolachevsky N., Sorokin V. *Opt. Lett.*, **34** (19), 2955 (2009).
- Frisch A., Aikawa K., Mark M., Rietzler A., Schindler J., Zupanic E., Grimm R., Ferlaino F. *Phys. Rev. A*, **85**, 051401(R) (2012).
- Маделунг О. *Физика полупроводниковых соединений элементов и групп* (М.: Мир, 1967, с. 478).
- Лирман Г.В., Жданов Г.С. *ЖЭТФ*, **6**, 1201 (1936).
- Morkoc H., Strite S., Gao G.B., Lin M.E., Sverdlov B., Burns M. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1363 (1994).
- Ponce F.A., Bour D.P. *Nature*, **386**, 351 (1997).
- Haase M.A., Qiu J., DePuydt J.M., Cheng H. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1272 (1991).
- Avramescu A., Lermer T., Müller J. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 071103 (2009).
- Queren D., Avramescu D., Brüderl G., Breidenassel A., Schillgalies M., Lutgen S., Strauss U. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 081119 (2009).
- Kielpinski D., Cetina M., Cox J.A., Kärtner F.X. *Opt. Lett.*, **31**, 757 (2006).
- Conroy R.S., Hewett J.J., Lancaster G.P.T., Sibbett W., Allen J.W., Dholakia K. *Opt. Commun.*, **175**, 185 (2000).
- Hayasaka K. *Opt. Commun.*, **206**, 401 (2002).
- Komori K., Takasu Y., Kumakura M., Takahashi Y., Yabuzaki T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 5059 (2003).
- Ricci L., Weidemüller M., Esslinger T., Hemmerich A., Zimmermann C., Vuletic V., König W., Hänsch W. T. *Opt. Commun.*, **117**, 541 (1995).
- Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
- Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., Chebakov K., Sokolov A., Rodionov P., Kanorsky S., Sorokin V. *Appl. Phys. B*, **89** (4), 589 (2007).
- Kohns P., Suptitz W. *Meas. Sci. Technol.*, **6**, 979 (1995).