

Оптическая каскадная накачка уровня $7P_{3/2}$ в атомах цезия

С.В.Каргапольцев, В.Л.Величанский, А.В.Яровицкий, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин

Исследованы внутридоплеровские спектры поглощения резонансных лазерных полей при каскадном возбуждении атомов цезия по двум схемам: $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ и $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$. Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретическими. При небольшой степени насыщения поглощения ширина резонансов определяется в основном двухфотонными переходами. Сравняются эффективности каскадного возбуждения уровня $7P_{3/2}$ в двух схемах накачки. Обсуждается возможность создания газового лазера, работающего на переходе $7P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ ($\lambda = 455$ нм) с оптическим опустошением нижнего рабочего уровня дополнительным лазером.

Ключевые слова: внутридоплеровская спектроскопия, двухфотонные переходы, каскадная накачка, газовый лазер.

1. Введение

К настоящему времени создано множество типов лазеров, работающих в различных областях спектра. Однако число простых лазеров, генерирующих в коротковолновой области оптического диапазона в непрерывном режиме, до сих пор невелико. В последнее время появились диодные лазеры, излучающие в синей области спектра, но технологический процесс их изготовления сложен и их излучение перекрывает лишь часть синей области. В связи с этим наиболее распространенным способом генерации коротковолнового излучения оптического диапазона до сих пор остается нелинейное преобразование частоты в кристаллах, в частности генерация второй гармоники. Особенно привлекательно преобразование частоты вверх именно для полупроводниковых лазеров, обладающих высоким КПД. Однако достижимые мощности непрерывных одночастотных диодных лазеров, как правило, недостаточны для высокой эффективности преобразования во вторую гармонику, поэтому требуются накопительные интерферометры [1]. Такого рода системы также не отличаются простотой. В настоящей работе рассмотрен альтернативный способ преобразования частоты вверх в газовой среде.

В большинстве эффективных способов формирования инверсии используется четырехуровневая схема, в которой верхний рабочий уровень имеет относительно большое время жизни, а нижний быстро распадается. Возможен и другой подход: использование в качестве нижнего рабочего уровня одного из подуровней основного состояния системы, если она обладает сверхтонкой структурой (рис. 1, а). Здесь опустошение нижнего уровня

может осуществляться оптической перекачкой атомов с одного подуровня основного состояния на другой. Время релаксации населенности на этих подуровнях очень велико. Кроме опустошения нижнего уровня необходимо обеспечить и накачку верхнего рабочего уровня. Принципиальная возможность реализации такой схемы для импульсного режима была продемонстрирована в [2] для D_2 -линии натрия (опустошение осуществлялось на D_1 -линии). Однако в этом случае длина волны полученного излучения короче длины волны исходного менее чем на 1%. Применение данного подхода целесообразно для создания инверсии и усиления на коротковолновом рабочем переходе, когда для каскадной накачки атомов на верхний рабочий уровень используются два или более длинноволновых лазера.

Подходящими для описанной выше задачи являются атомы щелочных металлов, в которых сверхтонкое расщепление основного состояния много больше доплеровской ширины. К наиболее приемлемым относятся атомы Rb и Cs. Они хорошо изучены, требуемые оптические плотности паров этих металлов достигаются при достаточно низких температурах, а длины волн их резонансных переходов соответствуют рабочему диапазону длин волн доступных полупроводниковых лазеров.

В настоящей работе основное внимание уделено исследованию возбуждения уровня $7P_{3/2}$ цезия (рис. 1, б), который может служить верхним рабочим уровнем лазерного перехода $7P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$. Рассматриваются два способа возбуждения. Первый (SPS) – каскадное возбуждение уровня $8S_{1/2}$ по схеме $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ (852.1 нм), $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ (794.7 нм) с последующим спонтанным переходом на уровень $7P_{3/2}$, второй (SPD) – каскадное возбуждение с уровня $6S_{1/2}$ на уровень $6P_{3/2}$, а затем на уровень $6D_{5/2}$ (917 нм) с распадом уровня $6D_{5/2}$ в нижележащие состояния, в том числе и на уровень $7P_{3/2}$ (табл. 1).

Перечислим преимущества SPD-схемы: 1) сила осциллятора для второй ступени каскада $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ в 4.5 раза больше силы осциллятора перехода $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ для SPS-схемы; 2) распад с уровня $6D_{5/2}$ происходит только на уровень $7P_{3/2}$, тогда как уровень $8S_{1/2}$ может распасться как на $7P_{3/2}$, так и на $7P_{1/2}$ -уровни; 3) воз-

С.В.Каргапольцев, В.Л.Величанский, А.В.Яровицкий. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: sergka@fsl1.lpi.troitsk.ru, vlvlab@okb.lpi.troitsk.ru, ayarovit@mail.ru

А.В.Тайченачев, В.И.Юдин. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13; e-mail: llf@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 31 января 2005 г., после доработки – 13 мая 2005 г.

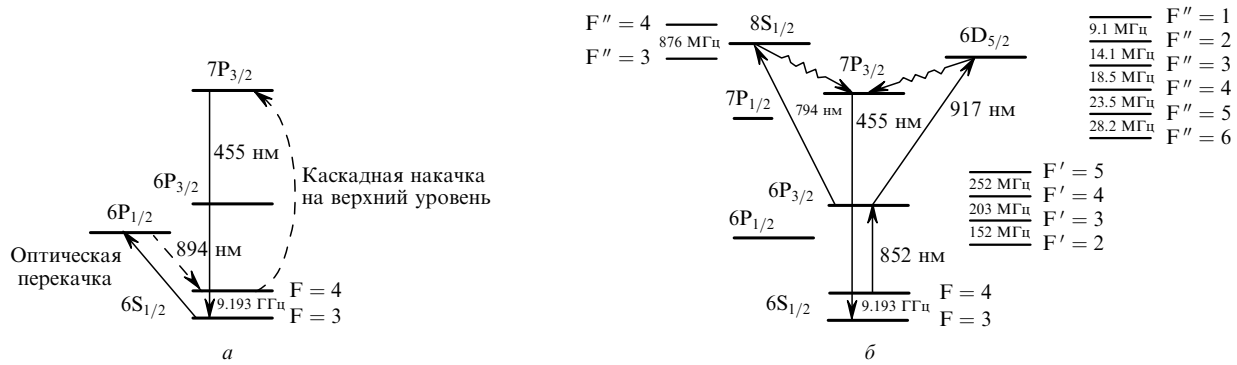


Рис.1. Возможная схема лазера с $\lambda = 455$ нм при оптической откачке атомов с нижнего рабочего уровня $6S_{1/2}$ ($F = 3$) на другой подуровень $6S_{1/2}$ ($F = 4$) (а) и две возможные схемы каскадной накачки атомов на верхний уровень: $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ (SPD-схема) и $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ (SPS-схема) (б).

Табл.1. Характеристики переходов [5].

Схема каскадной накачки	Число каналов распада с верхнего уровня	Переход	Вероятность перехода (10^6 c^{-1})	Коэффициент ветвления
SPD	2	$6D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2}$	15.2	0.996
		$6D_{5/2} \rightarrow 7P_{3/2}$	0.063	0.004
SPS	4	$8S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$	2.04	0.21
		$8S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$	3.60	0.37
		$8S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$	1.38	0.14
		$8S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$	2.62	0.27

можно использование циклических переходов на каждой из двух ступеней каскадного возбуждения. Чтобы избежать утечки атомов в долгоживущее состояние $F = 3$, целесообразно использовать только циклические переходы $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F' = 5 \rightarrow F'' = 6$, что возможно при циркулярной поляризации излучения обоих лазеров накачки. Тогда для магнитного квантового числа справедливо правило отбора $\Delta m = 1$ для правой циркулярной поляризации. В этом случае атомы преимущественно будут участвовать в переходе $F = 4$ ($m_F = 4$) $\rightarrow F' = 5$ ($m_{F'} = 5$), а на втором этапе с подуровня $F' = 5$ ($m_{F'} = 5$) возможны только переходы на подуровень $F'' = 6$ ($m_{F''} = 6$). Цепочка переходов $F = 4 \rightarrow F' = 5 \rightarrow F'' = 6$ позволяет избежать утечки атомов на уровень $F = 3$ при каскадной накачке и одновременно представляет собой наиболее выгодную схему заселения верхнего состояния $6D_{5/2}$. Однако в этом случае распад состояния $6D_{5/2}$ ($F'' = 6$) через уровень $7P_{3/2}$ возможен только по следующей схеме: $6D_{5/2}$ ($F'' = 6$) $\rightarrow 7P_{3/2}$ ($F'' = 5$) $\rightarrow 6S_{1/2}$ ($F = 4$). Это исключает возможность использования другого сверхтонкого подуровня основного состояния для усиления.

Представляет интерес применение буферного газа. Действительно, перемешивание в возбужденном состоянии $7P_{3/2}$ делает возможным переход из состояния $7P_{3/2}$ на другой сверхтонкий подуровень ($F = 3$) состояния $6S_{1/2}$. С другой стороны, перемешивание в мультиплетах $6P_{3/2}$ и $6D_{5/2}$ нарушает цикличность на каждой ступени каскада, в частности делает возможной утечку атомов в состояние $6P_{3/2}$ и перекачку их в состояние $6S_{1/2}$ ($F = 3$), что требует увеличения мощности лазера, опустошающего уровень $F = 3$.

Преимуществами SPS-схемы являются: 1) большой коэффициент ветвления на уровень $7P_{3/2}$ (относительная

вероятность перехода с уровня $8S_{1/2}$ на $7P_{3/2}$ составляет 27 %, в то время как для перехода с уровня $6D_{5/2}$ на $7P_{3/2}$ она равна 0.4 %; остальные атомы возвращаются назад в состояние $6P_{3/2}$; 2) более простая сверхтонкая структура верхнего уровня – всего два сверхтонких подуровня ($F'' = 3, 4$), разнесенные по частоте на 876 МГц, что облегчает селективное возбуждение нужного состояния (в случае SPD-схемы уровень $6D_{5/2}$ имеет шесть близкорасположенных сверхтонких подуровней (рис.1,б)).

В настоящей работе исследовались внутридоплеровские спектры, проявляющиеся при каскадном возбуждении и сравнительно малых интенсивностях, и сопоставлялись эффективности возбуждения уровня $7P_{3/2}$ по SPS- и SPD-схемам при больших интенсивностях.

2. Теория. Внутридоплеровские спектры при каскадном SPD-возбуждении и оценка ширины резонансов

Здесь и далее лазером 1 будем называть лазер, возбуждающий нижнюю ступень каскада $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, а лазером 2 – лазер, возбуждающий верхнюю ступень каскада $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ или $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$. Определим скоростные группы атомов, которые участвуют в каскадном возбуждении по схеме $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ (рис.1,б), когда возбуждение происходит в перекрывающихся встречных пучках обоих лазеров в парах атомов Cs. Пусть частота лазера 2 (ω_2) меняется вблизи перехода $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$, а частота лазера 1 (ω_1) фиксирована в окрестности частот переходов $6S_{1/2}$ ($F = 4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 3, 4, 5$). Тогда в пространстве проекций скоростей атомов на направление распространения лазерных пучков имеются три группы атомов, взаимодействующих с лазером 1 на переходах $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$. Скорость возбуждения в этих группах зависит от отстройки частоты лазера 1 от частот атомных переходов $\omega_{4 \rightarrow F'}$ и их вероятности, а соответствующие проекции скорости $V_{F'}$ атомов определяются доплеровским смещением:

$$V_{F'} = \frac{\omega_1 - \omega_{4 \rightarrow F'}}{k_1} \quad (F' = 3, 4, 5), \quad (1)$$

где k_1 – волновое число излучения лазера 1.

При перестройке частоты встречной волны лазера 2 в каждой из трех групп атомов, где подуровни $F' = 3, 4, 5$ состояния $6P_{3/2}$ заселены с помощью лазера 1, происходит поглощение на трех переходах $F' \rightarrow F''$ ($F'' = F'$,

$F' \pm 1$). С учетом (1) частоты лазера 2, на которых происходят эти переходы, определяются соотношением

$$\begin{aligned} \omega_2^{F' \rightarrow F''} &= \omega_{F' \rightarrow F''} - k_2 V_{F'} \\ &= \omega_{F' \rightarrow F''} - \frac{k_2}{k_1} (\omega_1 - \omega_{4 \rightarrow F'}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_{F' \rightarrow F''}$ – частоты атомных переходов с подуровней F' состояния $6P_{3/2}$ на сверхтонкие подуровни состояния $6D_{5/2}$; k_2 – волновое число излучения лазера 2. Из (2) легко получить интервалы между внутридоплеровскими резонансами поглощения лазера 2, отсчитываемые относительно резонанса на переходе $F' = 5 \rightarrow F'' = 6$:

$$\begin{aligned} \omega_2^{F' \rightarrow F''} - \omega_2^{5 \rightarrow 6} &= \delta_{F' \rightarrow 6} + \Delta_{F' \rightarrow 5} \left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) \\ &= \delta_{F' \rightarrow 6} + \Delta_{F' \rightarrow 5} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\delta_{F' \rightarrow 6}$ – интервалы сверхтонкого расщепления состояния $6D_{5/2}$, отсчитываемые от подуровня $F'' = 6$; $\Delta_{F' \rightarrow 5}$ – интервалы сверхтонкого расщепления в состоянии $6P_{3/2}$ с отсчетом от подуровня $F' = 5$ ($\Delta_{5 \rightarrow 5} = 0$, $\Delta_{4 \rightarrow 5} = 252$ МГц, $\Delta_{3 \rightarrow 5} = 455$ МГц). Как следует из (3), интервалы расщепления, или «спектр» поглощения лазера 2, не зависят от частоты лазера 1. Таким образом, в максвелловском распределении существует девять скоростных групп, с которыми одновременно взаимодействуют оба лазерных поля. При возрастании отстройки частоты лазера 2 от частоты перехода $F' = 5 \rightarrow F'' = 6$ и фиксированной частоте лазера 1 резонансы возникают последовательно на частотах, рассчитанных по формуле (3) (табл.2). Полученные интервалы соответствуют наблюдавшимся в эксперименте, что позволяет однозначно интерпретировать резонансы. Из-за того что поля двух лазеров распространяются навстречу друг другу, в (3) входят интервалы сверхтонкого расщепления уровня $6P_{3/2}$, умноженные на $1 - \lambda_1/\lambda_2 \approx 0.071$, так что весь спектр находится в интервале шириной ~ 120 МГц. Это сказывается и на порядке следования резонансов.

Для рассматриваемой трехуровневой системы были рассчитаны спектры поглощения лазера 2. Система описывается уравнением матрицы плотности с учетом сверхтонкой и зеемановской структур энергетических уровней. Релаксация возбужденных уровней полагалась чисто ра-

Табл.2. Каскадное возбуждение сверхтонких уровней при рассчитанной по формуле (3) отстройке частоты лазера 2 относительно частоты перехода $F' = 5 \rightarrow F'' = 6$ для девяти внутридоплеровских резонансов.

F	F'	F''	Отстройка частоты лазера 2 относительно частоты перехода $F' = 5 \rightarrow F'' = 6$ (МГц)
4	5	6	0
4	5	5	28.2
4	4	5	46.1
4	5	4	51.6
4	4	4	69.5
4	3	4	83.9
4	4	3	88.5
4	3	3	102.9
4	3	2	117.3

диационной без учета столкновительных эффектов, а релаксация основного состояния определялась временем пролета атомов через лазерные пучки. Использовалась теория возмущений в пределах малых параметров насыщения по полям лазеров 1 и 2 соответственно:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{\Omega_{PS}^2}{\gamma_P^2} \ll 1, \\ S_2 &= \frac{\Omega_{DP}^2}{(\gamma_P + \gamma_D)^2} \ll 1. \end{aligned}$$

Здесь Ω_{PS} – частота Раби для нижнего перехода; Ω_{PD} – частота Раби для верхнего перехода; $\gamma_P = 5.3$ МГц и $\gamma_D = 2.4$ МГц – радиационные ширины уровней P и D соответственно. При вычислении внутридоплеровского сигнала пропускания (по интенсивности) для поля лазера 2 учитывался только первый нелинейный член, пропорциональный $S_1 S_2$. Он, в свою очередь, состоит из двух слагаемых, первое из которых (однофотонный вклад) обусловлено селективным по скорости заселением P-состояния за счет поля лазера 1 и его спектр имеет ширину [3]

$$\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gamma_{SP} + \gamma_{PD} = 12.6 \text{ МГц}, \quad (4)$$

где $\gamma_{SP} = \gamma_S + \gamma_P = 5.3$ МГц и $\gamma_{PD} = \gamma_P + \gamma_D = 7.7$ МГц. Второе слагаемое (двухфотонный вклад) обусловлено S–P-когерентностью и его спектр имеет ширину

$$\left| \frac{k_2}{k_1} \right| \gamma_{SD} + \left(1 - \left| \frac{k_2}{k_1} \right| \right) \gamma_{PD} \approx 2.8 \text{ МГц}. \quad (5)$$

В данном порядке теории возмущений не учитывается перераспределение атомов по зеемановским подуровням в основном состоянии (оптическая накачка). Оно описывается более высокими нелинейностями, начиная с члена $\sim S_1^2 S_2$. Расчеты показывают, что вклад двухфотонных переходов доминирует и определяет амплитуды и ширины резонансов. На рис.2 приведены теоретические спектры для однофотонного вклада, двухфотонного вклада и их суммы в поглощение излучения лазера 2 на переходе $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$.

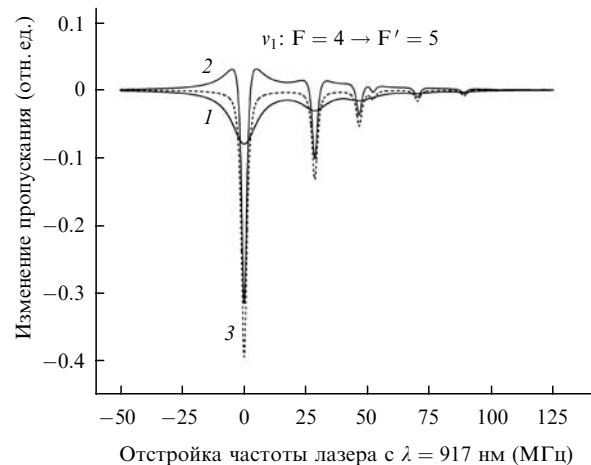


Рис.2. Теоретические спектры однофотонного (1) и двухфотонного (2) поглощения излучения лазера 2 на переходе $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$. Кривая 3 – сумма кривых 1 и 2.

3. Эксперимент

Установка. В эксперименте использовались перестраиваемые полупроводниковые лазеры с внешним резонатором, работающие в одночастотном режиме. Для первой ступени каскада применялся лазер с $\lambda = 852$ нм для обеих схем возбуждения. Для возбуждения второй ступени каскада по SPD-схеме частота лазера 2 настраивалась на частоту перехода $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ (917 нм), а для SPS-схемы – на частоту перехода $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ (794 нм). Для SPS- и SPD-схем использовались разные диодные лазеры. Пучки излучения лазеров направлялись в кювету длиной 5.5 см с парами ^{133}Cs навстречу друг другу (рис.3). При этом с обоими накачивающими полями взаимодействует большее число атомов, чем в случае волн, движущихся в одном направлении [4]. Лазерные пучки перекрывались в области диаметром 3 мм. Фотодетекторы ФД1 и ФД2 регистрировали поглощение лазерных пучков, прошедших через ячейку. Сигнал флуоресценции на $\lambda = 455$ нм измерялся с помощью ФЭУ-100.

Для опустошения сверхтонкого подуровня основного состояния в ячейку вводилось излучение третьего лазера (на схеме не показан), настроенного на переход $6S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 6P_{3/2} (F = 4)$. С целью увеличения концентрации атомов ячейка помещалась в нагреватель. Для компенсации лабораторного магнитного поля применялись кольца Гельмгольца. Контроль частоты перестраиваемого лазера 1 осуществлялся с помощью схемы наблюдения внутридоплеровских резонансов насыщенного поглощения Cs в дополнительной ячейке.

Спектры пропускания, наблюдаемые в SPD-каскаде. На рис.4 приведены зависимости поглощения лазеров 1 и 2 при сканировании частоты лазера 2 около частоты перехода $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$. При этом лазер 1 был настроен на переход $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ и его частота не менялась. Поляризации лазерных пучков были линейны и перпендикулярны друг другу. Наблюдаемые резонансы поглощения лазерного излучения соответствуют переходам между подуровнями сверхтонкой структуры уровней $6P_{3/2}$ и $6D_{5/2}$.

При настройке лазера 1 на переход $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (рис.5) спектр пропускания имеет более богатую структуру. При этом резонансы, соответствующие циклическим переходам, ослабевают, но появляются резонансы, связанные с более низкими подуровнями F' и F'' .

Экспериментально все девять резонансов (табл.2) наблюдались не всегда. Так, при настройке лазера 1 на переход $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ видны не девять ре-

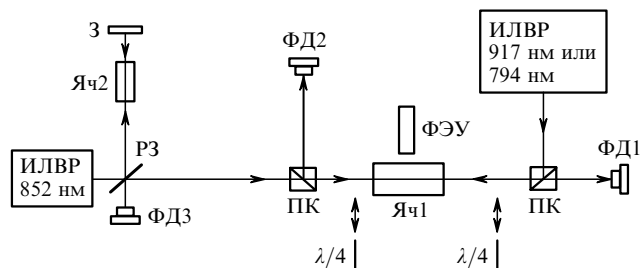


Рис.3. Схема установки:
ИЛВР – инжекционный лазер с внешним резонатором; ПК – поляризационный кубик; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; Яч1, Яч2 – ячейки с парами цезия; З – глухое зеркало; РЗ – разделительное зеркало; ФД1 – ФД3 – фотодетекторы.

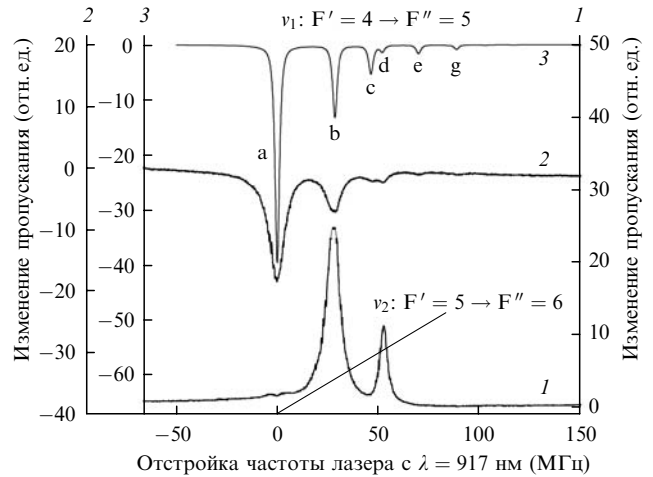


Рис.4. Изменение пропускания излучения лазеров 1 (1) и 2 (2) в зависимости от отстройки частоты лазера 2 от частоты перехода $6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 6D_{5/2} (F'' = 6)$ для интенсивностей $I_{917 \text{ нм}} = 35$ мВт·см⁻² и $I_{852 \text{ нм}} = 2$ мВт·см⁻². Частота лазера 1 равна частоте перехода $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$. Кривая 3 – теоретическая зависимость для лазера 2, рассчитанная по теории возмущений в пределах малых параметров насыщения. Резонансы a, b, c, d, e, g отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 5' \rightarrow 6''$, $4 \rightarrow 5' \rightarrow 5''$, $4 \rightarrow 4 \rightarrow 5''$, $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$.

зонансов, а только пять (рис.4). Остальные пики на рис.4 не наблюдаются из-за меньшего поглощения на переходах $F = 4 \rightarrow F' = 4$ ($4 \rightarrow 4'$) и $F = 4 \rightarrow F' = 3$ ($4 \rightarrow 3'$), что обусловлено и значительной отстройкой и меньшими силами осцилляторов этих переходов по сравнению с силой осциллятора циклического перехода $4 \rightarrow 5'$. При настройке лазера 1 на переход $4 \rightarrow 4'$ видны уже все девять пиков (рис.5), поскольку больше атомов попадает на уровень $F' = 4$, 3 и, следовательно, поглощение на переходах $4' \rightarrow 3''$, $4''$, $5''$ и $3' \rightarrow 2''$, $3''$, $4''$ возрастает. При этом поглощение на переходах $5' \rightarrow 6''$, $5''$, $4''$ уменьшается из-за возникшей отстройки.

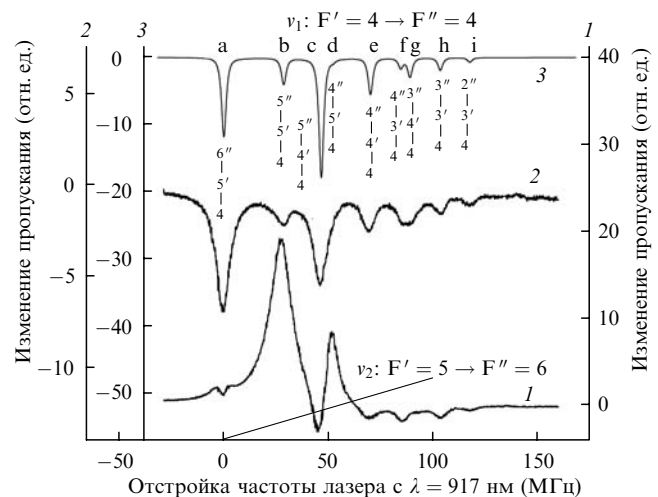


Рис.5. Изменение пропускания излучения лазеров 1 (1) и 2 (2) в зависимости от отстройки частоты лазера 2 от частоты перехода $6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 6D_{5/2} (F'' = 6)$ для интенсивностей $I_{917 \text{ нм}} = 35$ мВт·см⁻² и $I_{852 \text{ нм}} = 2$ мВт·см⁻². Частота лазера 1 равна частоте перехода $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 4)$. Кривая 3 – теоретическая зависимость для лазера 2, рассчитанная по теории возмущений в пределах малых параметров насыщения. Резонансы f, g, h, i отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 3' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 2''$.

По абсолютным значениям интервалов между пиками и по их отношениям можно идентифицировать резонансы на рис.4 и 5. Расстояния между резонансами в пределах погрешности измерений совпадают с данными, приведенными в табл.2. Самый низкочастотный пик а возникает, когда в группе атомов, резонансно взаимодействующих с излучением лазера 1 на переходе $4 \rightarrow 5'$, начинается поглощение на переходе $5' \rightarrow 6''$ второй ступени каскада. Это самая сильная компонента поглощения для перехода $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$, поэтому поглощение излучения лазера 2 максимально. Резонансы b, c и d связаны с переходами $4 \rightarrow 5' \rightarrow 5''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 5''$ и $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$ соответственно. Резонансы c и d расположены близко друг к другу и почти неразрешимы в спектре поглощения лазера 2 (кривая 2 на рис.5). Однако в спектре поглощения лазера 1 они различимы, поскольку имеют разные знаки (кривая 1 на рис.5). Резонанс e соответствует переходу $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$. Резонансы f и g сливаются в один и отвечают переходам $4 \rightarrow 3' \rightarrow 4''$ и $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$. Оставшиеся два резонанса (h и i) появляются при возбуждении по схемам $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$ и $4 \rightarrow 3' \rightarrow 2''$ соответственно.

Экспериментальные ширины резонансов составляли 5 ± 0.5 МГц, что меньше ширины, определяемой однофотонным процессом (4), но несколько больше ширины, обусловленной двухфотонным процессом (5). Некоторое добавочное уширение может появляться из-за остаточного угла между лазерными пучками и их расходимости. Наличие лазерного поля также приводит к уширению наблюдаемых резонансов. В любом случае экспериментальные ширины резонансов в спектре поглощения лазера 2 указывают на доминирование двухфотонных переходов над однофотонными в соответствии с теорией.

Спектры, полученные при большой отстройке, дают меньшие амплитуды для резонансов $4' \rightarrow 5''$, $4''$, $3''$ по сравнению с теорией. Это объясняется тем, что теория не учитывает перераспределение атомов по зеемановским подуровням в основном состоянии.

Поляризационная зависимость эффективности заселения уровня $7P_{3/2}$. Далее рассматривается эффективность заселения состояния $7P_{3/2}$ в зависимости от поляризации лазерного излучения. Регистрировалась зависимость флуоресценции на переходе $7P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ (455 нм) от частоты циркулярно поляризованного излучения лазера 2 при разных поляризациях излучения лазера 1. Частота лазера 1 была при этом фиксирована в окрестности частоты перехода $4 \rightarrow 5'$. Поскольку частота лазера 2 сканируется, в спектре флуоресценции проявляется часть структуры уровня $6D_{5/2}$. Эффективность заселения максимальна, когда излучение лазеров 1 и 2 имеет одинаковую циркулярную поляризацию (рис.6, кривая 1). На рис.6 из всей структуры спектра виден только пик а, амплитуды остальных компонент малы. Это объясняется возбуждением только двух циклических переходов: $4 \rightarrow 5'$ и $5 \rightarrow 6''$. С помощью излучения лазера 1, имеющего поляризацию σ^+ , заселяется только подуровень $F' = 5$ ($m_{F'} = 5$) сверхтонкой структуры. Поэтому, если и излучение лазера 2 имеет поляризацию σ^+ , с этого подуровня возможны переходы только на подуровень $F'' = 6$ ($m_{F''} = 6$), что объясняет отсутствие других пиков на рис.6 (кривая 1). В данном случае невозможна оптическая накачка на уровень $F = 3$, поэтому сигнал флуоресценции максимален. Расщепление пика а обусловлено, по всей вероятности, динамическим штарк-эффектом.

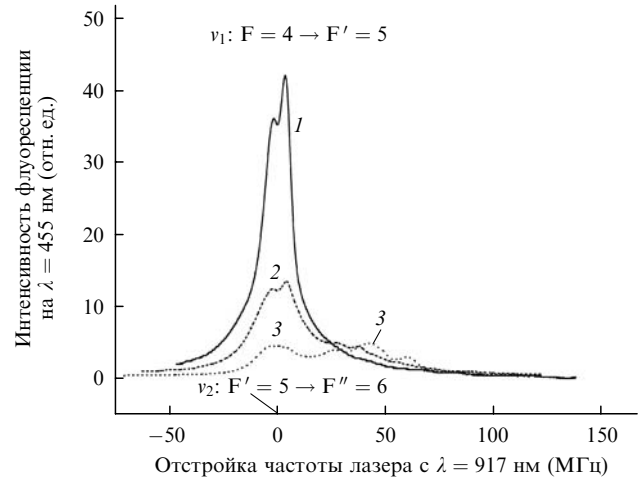


Рис.6. Зависимости интенсивности флуоресценции на переходе $7P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$ от частоты лазера 2 при поляризации излучения лазера 2 всегда σ^+ , лазера 1 — σ^+ (1), π (2) и σ^- (3) в каскадной схеме возбуждения $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$. Интенсивности $I_{917 \text{ нм}} = 30 \text{ мВт} \times \text{см}^{-2}$, $I_{852 \text{ нм}} = 120 \text{ мВт} \times \text{см}^{-2}$.

При линейной поляризации излучения лазера 1 возможно заселение и других магнитных подуровней, что приводит к появлению новых спектральных компонент (рис.6, кривая 2). Когда излучение лазера 1 имеет циркулярную поляризацию, ортогональную циркулярной поляризации излучения лазера 2, заселение подуровня $F'' = 6$ и интенсивность синей флуоресценции минимальны (рис.6, кривая 3), а утечка атомов на уровень $F = 3$ максимальна.

Устранение оптической накачки из основного состояния. Добавление третьего лазера, настроенного на переход $6S_{1/2}$ ($F = 3$) \rightarrow $6P_{3/2}$ ($F = 3$) ведет к устранению оптической накачки с подуровня $F = 3$ и увеличению интенсивности флуоресценции. Однако это не сильно заметно при одинаковых циркулярных поляризациях излучения лазеров в SPD-схеме, т. к. цикличность переходов не допускает утечки атомов на подуровень $F = 3$. Роль третьего лазера значительно возрастает в SPS-схеме, где только лазер 1 может быть настроен на циклический переход.

Спектры пропускания, наблюдаемые в SPS-каскаде. Аналогично предыдущему случаю при той же геометрии и взаимноортогональных линейных поляризациях лазерных пучков регистрировались внутридоплеровские зависимости поглощения излучения лазеров с $\lambda = 794$ и 852 нм от частоты лазера с $\lambda = 794$ нм. На рис.7–10 приведены спектры пропускания излучения лазеров 1 и 2 от частоты третьего лазера. По-прежнему в случае встречных пучков для определения частоты резонансов поглощения излучения лазера 2 справедливы рассуждения, приведенные для SPD-схемы, и соотношения (1)–(3). В этой схеме состояние $8S_{1/2}$ имеет два сверхтонких подуровня, которые разнесены на 876 МГц. Поэтому структура спектров поглощения проще, чем в случае SPD-схемы.

С подуровня $6P_{3/2}$ ($F' = 5$) разрешен только один переход — на уровень $8S_{1/2}$ ($F'' = 4$), и в спектре поглощения лазеров виден только один резонанс а для группы атомов, возбужденных на подуровень $F' = 5$ (рис.7), отвечающий переходу $5' \rightarrow 4''$. При настройке лазера на переход $4 \rightarrow 5'$ число атомов, возбуждаемых на подуровни $4'$ и $3'$, мало из-за отстройки частоты и меньшей интенсивности переходов $4 \rightarrow 3'$, $4'$. Это приводит к тому, что поглощение на переходе $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ с подуровней

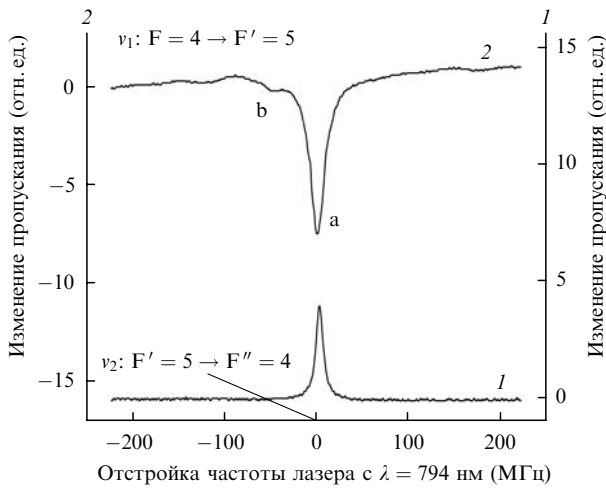


Рис.7. Изменение пропускания излучения лазеров 1 (1) и 2 (2) в зависимости от отстройки частоты лазера 2 от частоты перехода $6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 8S_{1/2} (F'' = 4)$ для интенсивностей $I_{794 \text{ нм}} = 40 \text{ мВт} \times \text{см}^{-2}$ и $I_{852 \text{ нм}} = 40 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Частота лазера 1 равна частоте перехода $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$. Резонансы a, b отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$.

$4'$ и $3'$ почти отсутствует на фоне поглощения с подуровня $5'$ (рис.7). Как и в случае SPD-схемы, оно возрастает при отстройке частоты лазера 1 в красную сторону. При настройке лазера 1 на переход $4 \rightarrow 4'$ в спектре поглощения лазеров становятся заметными переходы $4 \rightarrow 3'$, $4' \rightarrow 3''$, $4''$, которые при настройке на переход $4 \rightarrow 3'$ становятся еще более выраженными, но при этом переход $4 \rightarrow 4' \rightarrow 5''$ существенно ослабевает.

Остановимся подробнее на случае, когда частота излучения лазера 1 отстроена на 450 МГц в красную сторону от частоты перехода $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ (рис.8). В этой ситуации наблюдаются все возможные переходы, т.к. все подуровни состояния $6P_{3/2}$ относительно равномерно заселены благодаря тому, что лазер 1 настроен на переход $4 \rightarrow 3'$, а линии перехода $4 \rightarrow 4'$ и $4 \rightarrow 5'$ более интенсивны, чем линия $4 \rightarrow 3'$. На рис.9 показан увеличенный фрагмент левой части рис.8, отно-

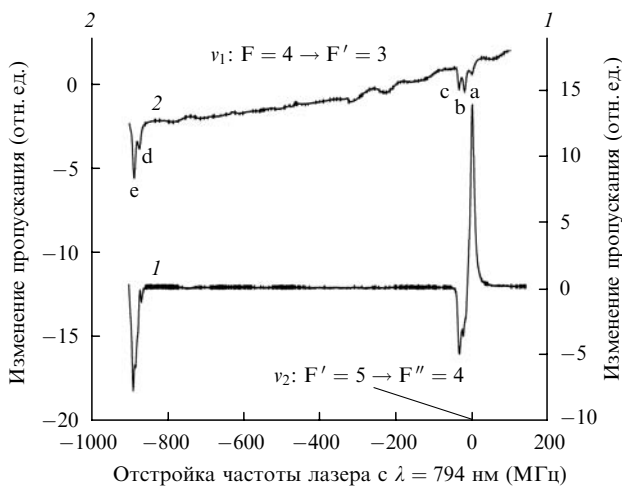


Рис.8. Изменение пропускания излучения лазеров 1 (1) и 2 (2) в зависимости от отстройки частоты лазера 2 от частоты перехода $6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 8S_{1/2} (F'' = 4)$ для интенсивностей $I_{794 \text{ нм}} = 55 \text{ мВт} \times \text{см}^{-2}$ и $I_{852 \text{ нм}} = 10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Частота лазера 1 равна частоте перехода $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 3)$. Резонансы a, b, c, d, e отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$.

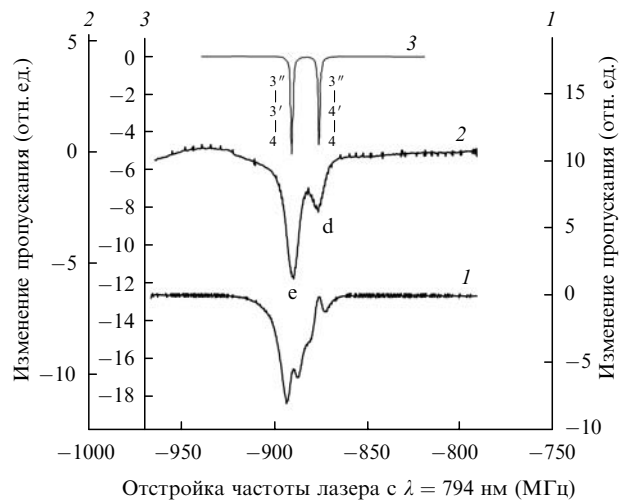


Рис.9. Фрагмент левой части рис.8. Кривая 3 – теоретическая зависимость для лазера 2, рассчитанная по теории возмущений в пределах малых параметров насыщения. Резонансы d, e отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$. Интенсивности $I_{794 \text{ нм}} = 55 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, $I_{852 \text{ нм}} = 10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

сящейся к переходам $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$ и $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$ (пики d и e соответственно), а на рис.10 – растянутая правая часть рис.8, отображающая высокочастотную группу резонансов, соответствующих переходам $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 4''$ (пики a, b, c). Для лазера 2 (рис.9 и 10), как и в случае SPD-схемы, все резонансы – это пики поглощения. В спектре пропускания излучения лазера 1 возможны резонансы пропускания, связанные с переходами $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$ и $4 \rightarrow 4' \rightarrow 3''$, и резонансы поглощения, связанные с переходами $4 \rightarrow 3'$, $4' \rightarrow 4''$ и $4 \rightarrow 3' \rightarrow 3''$. Сравнивая этот результат с результатом для SPD-схемы, можно заметить, что при линейных поляризациях лазерных полей в спектре поглощения лазера 1 все циклические переходы являются резонансами пропускания, а нециклические – резонансами поглощения.

Сравнение эффективностей SPD- и SPS-каскадов. При более высокой концентрации насыщенных паров

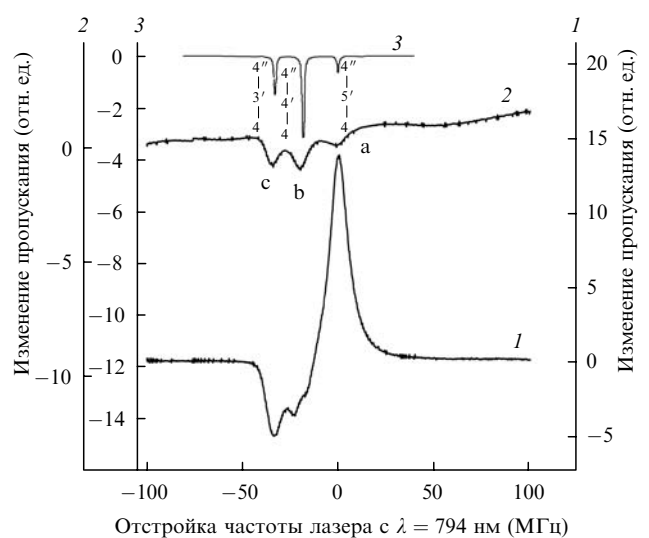


Рис.10. Фрагмент правой части рис.8. Кривая 3 – теоретическая зависимость для лазера 2, рассчитанная по теории возмущений в пределах малых параметров насыщения. Резонансы a, b, c отвечают каскадным переходам $4 \rightarrow 5' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 4' \rightarrow 4''$, $4 \rightarrow 3' \rightarrow 4''$. Интенсивности $I_{794 \text{ нм}} = 55 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$, $I_{852 \text{ нм}} = 10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

атомов Cs (порядка $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$) проводилась регистрация мощности флуоресценции на $\lambda = 455 \text{ нм}$. Для этого использовалась ячейка длиной 3.5 см, в которой область флуоресценции более локализована, что повышает геометрический фактор сбора излучения. Ячейка разогревалась до 60°C . Для SPS-схемы поглощение на переходе $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ составляло 45 %. Оценки, сделанные исходя из вероятностей переходов [5], показывают, что только 14 % поглощенных на данном переходе фотонов вносят вклад в регистрируемую флуоресценцию. В случае падающего на ячейку лазерного излучения мощностью 3.6 мВт, осуществляющего верхний каскадный переход $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$, мощность синей флуоресценции составляет $k \times 0.45 \times 0.14 \times 3.6 \text{ мВт} \approx 400 \text{ мкВт}$, где $k = 794 \text{ нм}/455 \text{ нм}$ – коэффициент, обусловленный различием энергий фотонов. Мощность флуоресценции на $\lambda = 455 \text{ нм}$ в эксперименте была равна 300 мкВт, что с учетом погрешностей при расчетах геометрического фактора сбора флуоресценции согласуется с теоретической оценкой 400 мкВт. При схожих условиях в SPD-схеме поглощение излучения в верхней части каскадного перехода $6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ составило 70 %. Только 0.15 % этих поглощенных фотонов дадут вклад во флуоресценцию. При падающей мощности 0.6 мВт мощность флуоресценции на $\lambda = 455 \text{ нм}$ составит 1.2 мкВт. Экспериментально регистрировалась мощность 1.1 мкВт.

4. Заключение

Исследованы внутридоплеровские спектры пропускания излучения лазеров в каскадных схемах переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ и $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ (зависимости пропускания излучения лазеров от частоты лазера второй ступени каскада при фиксированной частоте лазера нижней ступени). Получены соотношения частотных интервалов между внутридоплеровскими резонансами и на их основе проведена идентификация резонансов. Структура спектров на качественном уровне совпа-

дает со структурой спектров, полученной из теоретических расчетов для слабых полей с интенсивностью, меньшей интенсивности насыщения перехода. Экспериментально полученные ширины резонансов позволяют утверждать, что в каскадном процессе двухфотонные переходы преобладают над однофотонными.

Сопоставлены две схемы накачки уровня $7P_{3/2}$: 1) $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ с распадом уровня $6D_{5/2}$ на уровень $7P_{3/2}$ (SPD-схема); 2) $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ с последующим спонтанным переходом на уровень $7P_{3/2}$ (SPS-схема). Для эффективного заселения $7P_{3/2}$ -уровня SPS-схема предпочтительнее, поскольку меньшее поглощение излучения на переходе $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ и большее число каналов распада в ней с избытком компенсируются большим коэффициентом ветвления на верхний рабочий уровень $7P_{3/2}$. Применение оптической накачки дополнительным лазером может предотвратить утечку атомов на уровень $F = 3$ и увеличить эффективность возбуждения уровня $7P_{3/2}$. Заметим, что наличие дополнительного (опустошающего) излучения (рис. 1,а) при определенных условиях может привести к включению безынверсионного механизма усиления, появляющегося в V-схеме при деструктивной для поглощения интерференции амплитуд вероятностей возбуждения атомов [6, 7]. Этот вклад будет чувствителен к ширине линии опустошающего излучения.

Работа была поддержана грантами МНТЦ (№ 2651р) и РФФИ (№ 05-02-17086 и 04-02-16488).

1. Goldberg L., Chun M.K. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 218 (1989).
2. Apolonsky A.A., Babin S.A., et al. *Phys. Rev. A*, **61**, 033408 (2000).
3. Фриш С.Э. *Оптические спектры атомов* (М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1963).
4. Каньяк Б. *Квантовая электроника*, **5**, 1651 (1978).
5. Heavens O.S. *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 1058 (1961).
6. Mandel P. *Contemporary Phys.*, **14**, 235 (1993).
7. Scully M.O., Zubairy M.S. *Quantum Optics* (Cambridge: University Press, 1998).