

# Исследование процессов релаксации метастабильного состояния $6p^2P_{3/2}^0$ в лазере на самоограниченном переходе таллия

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, В.А.Ким

*Представлены результаты экспериментального исследования парогазовой смеси аргон–таллий, используемой в качестве активной лазерной среды. При оптическом возбуждении состояния  $6d^2D_{3/2}$  таллия получена генерация на длине волны  $\lambda = 1.3$  мкм (переход  $7p^2P_{1/2}^0 - 7s^2S_{1/2}$ ) и на  $\lambda = 535$  нм (переход  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$ ), вызываемая каскадным заселением верхних лазерных уровней за счёт распада состояния  $6d^2D_{3/2}$ . Продемонстрировано, что скорость девозбуждения метастабильного состояния  $6p^2P_{3/2}^0$  электронами не ниже  $1.5 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> и не может препятствовать получению самоограниченной генерации на переходе  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$  при электронно-пучковом возбуждении с частотой вплоть до 100 кГц.*

**Ключевые слова:** таллиевый лазер, оптическая накачка, релаксация метастабильных состояний.

## 1. Введение

Лазер на самоограниченном переходе таллия  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$  [1] может быть перспективным источником когерентного излучения по двум причинам: излучение лазера с  $\lambda = 535$  нм достаточно удобно для различных применений и рабочая температура таллиевого лазера равна  $\sim 800$  °С, что позволяет использовать при его создании недорогие кварцевые трубки. Несмотря на эти очевидные достоинства, исследованию свойств таллиевого лазера посвящено весьма ограниченное число работ [2], а кроме того, отсутствуют статьи, в которых были бы опубликованы данные по его применениям.

По-видимому, одной из причин сложившегося положения являются сложности работы с таким лазером, возникающие, в частности, из-за малого ( $\sim 14$  нс) времени жизни резонансного состояния  $7s^2S_{1/2}$  на рабочем переходе [3]. Данное обстоятельство вынуждает использовать для таллиевого лазера значительно более совершенные источники питания, чем для традиционного медного лазера. Даже в предположении, что энерговыходы для медного и таллиевого лазеров одинаковы, необходимо, чтобы генератор накачки для Тl-лазера имел на порядок более высокую, чем у Cu-лазера, удельную пиковую мощность накачки при длительности возбуждающего импульса не более 10–15 нс. Решение этой проблемы для газоразрядного Тl-лазера, как и для других лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, представляет собой сложную техническую задачу.

Альтернативным решением может стать возбуждение паров таллия электронным пучком (ЭП), генерируемым открытым разрядом. В последнее время созданы лазерные кюветы с металлокерамическими катодами [4],

способные работать при температуре  $\sim 1000$  °С и имеющие длительность тока ЭП  $\sim 15$  нс, что позволяет поставить вопрос о реализации Тl-лазера с электронно-пучковым возбуждением.

Ввиду неизученности паров таллия как активной среды желательно при проектировании лазера иметь их основные исходные параметры. Ключевым вопросом реализации лазера большой мощности является возможность его работы при высоких частотах следования импульсов накачки. Для этого должна осуществляться быстрая релаксация нижнего лазерного уровня – метастабильного состояния. Общим и весьма эффективным процессом девозбуждения нижних рабочих уровней в лазерах на самоограниченных переходах является электронное девозбуждение [5]. Атом таллия имеет ту особенность, что его метастабильное состояние  $6p^2P_{3/2}^0$  является компонентом тонкой структуры основного состояния  $6p^2P^0$ , расположенным достаточно высоко ( $\sim 1$  эВ) относительно другого компонента ( $6p^2P_{1/2}^0$ ). Поскольку эффективность электронного девозбуждения в такой системе ранее не изучалась, целью настоящей работы являлось исследование влияния процессов релаксации метастабильного состояния таллия  $6p^2P_{3/2}^0$  на генерацию в Тl-лазере.

## 2. Методика исследования и экспериментальная установка

Диаграмма рабочих уровней таллия, рассматриваемых при исследовании процессов релаксации, представлена на рис. 1. Излучение импульсно-периодического лазера на  $\lambda = 276.7$  нм возбуждает состояние  $6d^2D_{3/2}$ . В цепочке индуцированных распадов атом таллия переходит в резонансное состояние  $7s^2S_{1/2}$ , с которого осуществляется генерация на метастабильное состояние  $6p^2P_{3/2}^0$  на  $\lambda = 535$  нм. Отличие генерации на переходах  $6d^2D_{3/2} - 7p^2P^0$  и  $7p^2P^0 - 7s^2S_{1/2}$  в ИК области спектра от генерации на переходе  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$  в видимом диапазоне состоит в том, что для первых времена жизни нижних рабочих уровней намного меньше, чем верхних. Для

П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский, В.А.Ким. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13; e-mail: bokhan@isp.nsc.ru, zakrdm@isp.nsc.ru, kim@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 17 января 2008 г., после доработки – 31 марта 2008 г.

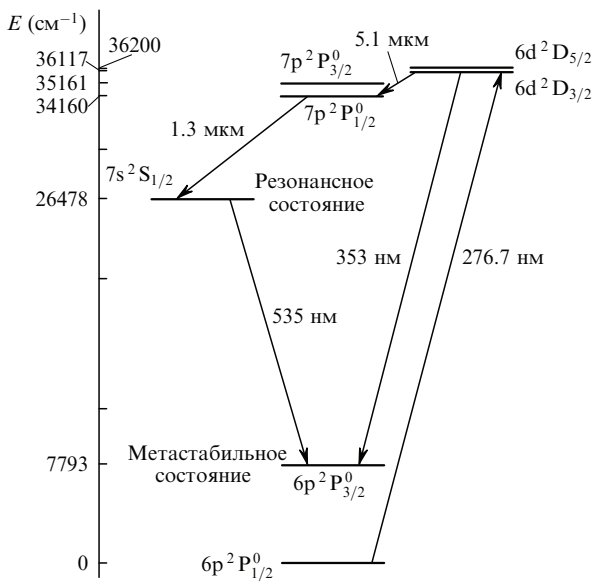


Рис.1. Диаграмма рабочих уровней и переходов атома таллия.

генерации в видимом диапазоне ситуация обратная, поскольку нижний уровень метастабильна и она может осуществляться только в самоограниченном режиме. Изучение параметров генерации в ИК и видимой областях спектра при различных условиях дает информацию о релаксационных процессах, в которые вовлекается атом таллия в метастабильном состоянии.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Излучение медного лазера на  $\lambda = 510.6$  нм с выходной мощностью 40 Вт и частотой следования импульсов  $f = 11$  кГц усиливается и направляется на две поперечно накачиваемые кюветы лазеров на красителе Pigromethene 556. Первая ячейка является задающим генератором (ЗГ), построенным по схеме Хэнша с зеркально-линзовым (примерно 30-кратным) расширением пучка [6]. После расширителя излучение селективируется вакуумированным интерферометром Фабри – Перо с коэффициентом отражения зеркал 97.5 % на  $\lambda = 553$  нм и базой 7.5 мм и возвращается в кювету дифракционной решеткой (угол падения равен  $\sim 85^\circ$ ). В качестве выходного зеркала используется одна грань клиновидной кварцевой пластинки. В данном резонаторе при мощности накачки 15 Вт лазер на красителе имеет выходную мощность 50–100 мВт и ширину линии  $\sim 75$  МГц. Стабильность частоты генерации и её изменение обеспечиваются контролем и изменением давления в интерферометре. При неизмен-

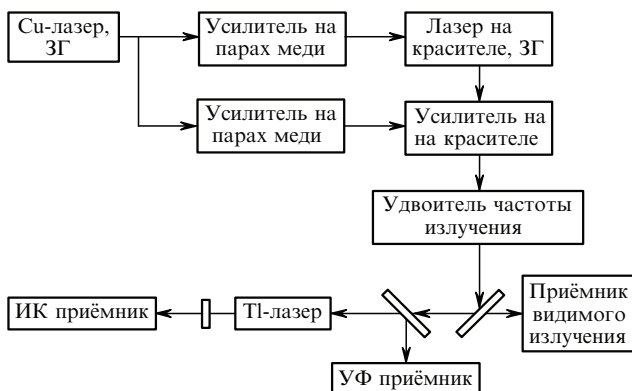


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки.

ном давлении в нём и повторных включениях лазеров накачки и лазеров на красителях длина волны генерации воспроизводится с точностью её измерения измерителем длин волн («Ангстрем», Новосибирск), составляющей  $10^{-7}$ , без изменения параметров настройки задающего генератора на красителе.

Излучение задающего генератора направлялось в усилитель и затем в удвоитель частоты на нелинейном кристалле ВВО. При выходной мощности усилителя на красителе 0.5–1 Вт эффективность преобразования излучения с  $\lambda = 553.4$  нм в излучение с  $\lambda = 276.7$  нм составляла 20 %–25 % при длительности УФ импульса  $\sim 10$  нс. Это излучение формировалось в пучок диаметром 1 мм и направлялось в керамическую (окись бериллия (BeO)) кювету с внешним нагревателем, диаметр внутреннего канала которой  $D$  был равен 1.5 см, а длина нагреваемой части – 40 см. По длине BeO-трубки в четырех местах закладывался металлический таллий (на подложках из тантала). Керамическая трубка помещалась в кварцевый вакуумно-плотный кожух, в котором находились электроды из танталовой фольги, что позволяло зажигать в парогазовой смеси Ag – Tl импульсно-периодический разряд. При электронно-пучковой накачке смеси выбор аргона в качестве буферного газа не принципиален и обусловлен более высокой эффективностью генерации электронного пучка. Источник питания газового разряда был синхронизован с источником питания лазеров накачки, поэтому исследования проводились на одной и той же для оптического и разрядного возбуждения частоте следования импульсов с возможностью изменения задержки между ними во всём межимпульсном интервале.

### 3. Результаты исследования и их обсуждение

При обычной мощности УФ излучения  $P_{UV} \sim 50$  мВт таллиевый лазер работает в режиме сверхизлучения, начиная с давления паров металла  $\sim 10^{-3}$  Тор. Наблюдается генерация на  $\lambda = 1.3$  мкм ( $7p^2P_{1/2}^0 - 7s^2S_{1/2}$ ) и 535 нм ( $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$ ). Отметим, что генерация на  $\lambda = 353$  нм ( $6d^2D_{3/2} - 6p^2P_{3/2}^0$ ) более чем на два порядка слабее, чем в видимом диапазоне. Очевидно, что на переходе  $6d^2D_{3/2} - 7p^2P^0$  сверхизлучение должно развиваться и в области длин волн 5 и 10 мкм. Однако из-за отсутствия приёмника генерация в этой области спектра не регистрировалась. В случае примерно 90 %-ного поглощения энергии УФ импульса накачки эффективность преобразования излучения накачки в энергию генерации составляет 20 %–25 %. Основная часть сверхизлучения (около 90 %) генерируется в направлении распространения излучения накачки. Установка как полностью отражающих на линиях генерации Tl-лазера зеркал, так и плоскопараллельной пластины практически не влияет на полную выходную мощность в оптимальных условиях, однако позволяет перераспределить мощность излучения, выходящего с разных концов лазерной трубки.

На рис.3 показаны зависимости от давления аргона  $p_{Ar}$  относительной выходной мощности Tl-лазера на линии с  $\lambda = 535$  нм ( $P_{GR}$ ) и на  $\lambda = 1.3$  мкм ( $P_{IR}$ ), полученные при концентрации атомов таллия в основном состоянии  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  (давление пара  $\sim 6.5 \times 10^{-3}$  Тор). Хорошо видно различие в поведении этих линий, которое можно объяснить следующим образом. Рост давления буферного газа замедляет диффузию атомов таллия, находящихся в метастабильном состоянии  $6p^2P_{3/2}^0$ , затрудняя тем

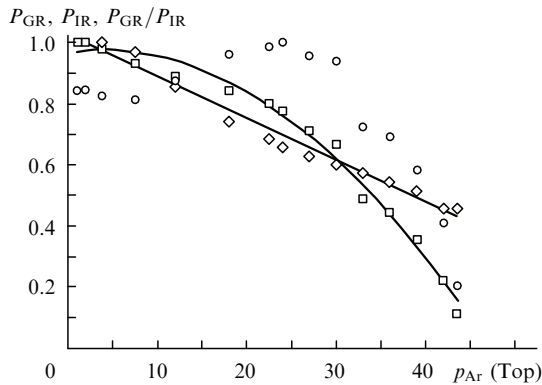


Рис.3. Зависимости относительной выходной мощности лазера  $P_{GR}$  на  $\lambda = 535$  нм ( $\square$ ) и  $P_{IR}$  на  $\lambda = 1.3$  мкм ( $\circ$ ), а также их отношения  $P_{GR}/P_{IR}$  ( $\circ$ ) от давления аргона  $p_{Ar}$  ( $p_{Tl} \sim 6.5 \times 10^{-3}$  Тор).

самым генерацию на  $\lambda = 535$  нм. При  $p_{Ar} \geq 45$  Тор накопление атомов таллия в этом состоянии настолько велико, что генерация не возникает.

Накопление атомов таллия в метастабильном состоянии  $6p^2P_{3/2}^0$  замедляет вследствие реабсорбции распад нижнего (при ИК генерации) уровня  $7s^2S_{1/2}$ , однако генерация не исчезает вплоть до  $p_{Ar} \approx 80$  Тор. При  $P_{UV} \sim 50$  мВт и 50 %-ном использовании мощности накачки концентрация атомов  $N$  в метастабильном состоянии после окончания импульса генерации составляет  $0.5P_{UV}/(fV_1hc/\lambda) \sim 2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  ( $V_1$  – объём области взаимодействия). Это соответствует коэффициенту поглощения (в центре линии с  $\lambda = 535$  нм)  $k_0 = \sigma_0 N \sim 0.8 \times 10^2$  см $^{-1}$  при доплеровском уширении линии ( $\sigma_0$  – сечение поглощения), что согласно [7] увеличивает время жизни уровня  $7s^2S_{1/2}$  за счёт реабсорбции в  $g^{-1}$  раз ( $g = 1.6/\{(k_0 D/2)[\pi \log(k_0 D/2)]^{1/2}\} = 0.29$ , где  $g$  – фактор извлечения), т. е. до  $\sim 48$  нс, что близко к времени жизни состояния  $7p^2P^0$ , равному  $\sim 63$  нс [8]. Всё это хотя и ухудшает условия для ИК генерации, но не подавляет её.

При увеличении диаметра рабочего канала до типичного значения 1 см время диффузии в аргоне атомов таллия в метастабильном состоянии увеличится в 100 раз. Поэтому для сохранения работоспособности лазера  $p_{Ar}$  не должно превышать доли торра, что неблагоприятно скажется на сроке службы лазера из-за быстрого ухода атомов в холодные части трубки. Кроме того, при таком давлении аргона невозможна генерация мощных импульсных электронных пучков, поэтому в трубках с  $d > 1$  см необходимо использовать иной метод релаксации метастабильного состояния, в частности электронное девозбуждение.

Для проверки осуществимости электронного девозбуждения этого состояния таллия были проведены эксперименты по генерации электронов в среде Тl–Аг. С этой целью перед импульсом УФ лазера в трубке возбуждался импульсный разряд длительностью 0.85 мкс и исследовалась зависимость параметров генерации на  $\lambda = 535$  нм от условий возбуждения. На рис.4 для  $p_{Ar} \approx 45$  Тор показана зависимость степени восстановления мощности генерации на переходе с  $\lambda = 535$  нм от сдвига между окончанием импульса газоразрядного возбуждения и моментом оптической накачки. Видно, что через 25 мкс от момента включения разряда генерация на  $\lambda = 535$  нм полностью восстанавливается.

Оценим константу скорости  $k_e$  девозбуждения электронами метастабильного состояния таллия из соотноше-

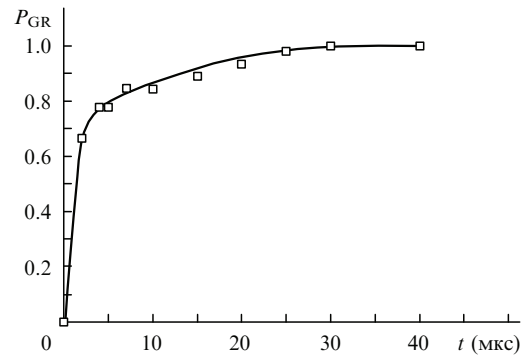


Рис.4. Зависимость степени восстановления относительной выходной мощности лазера  $P_{GR}$  на  $\lambda = 535$  нм от сдвига между импульсами газоразрядной и оптической накачки при  $p_{Ar} \approx 45$  Тор ( $p_{Tl} \sim 6.5 \times 10^{-3}$  Тор).

ния  $k_e n_e = 4.6\tau_r^{-1}$  ( $\tau_r$  – постоянная времени девозбуждения метастабильного состояния), соответствующего восстановлению генерации до уровня 99 % ( $t = 25$  мкс). Концентрацию  $n_e$  оценим из энергии, вложенной в разряд (при условии, что половина её идет на ионизацию):

$$n_e = \frac{0.5 \int UI dt}{E_i V_2} = 1.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

где  $U$  – напряжение;  $I$  – ток разряда;  $E_i$  – потенциал ионизации аргона;  $V_2$  – объём разряда. Тогда  $k_e = 1.5 \times 10^{-8}$  см $^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Если же вычислить  $k_e$  из соотношения  $k_e n_e = \tau_r^{-1} = 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ , где  $\tau_r$  – время задержки, при котором генерация восстанавливается до уровня  $1 - e^{-1} = 0.63$ , то  $k_e \sim 4 \times 10^{-8}$  см $^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Полученные значения  $k_e$  являются типичными для констант скоростей девозбуждения метастабильного состояния в лазерах на самоограниченных переходах [5]. Отсюда следует, что при умеренных уровнях накачки ЭП, соответствующих  $n_e \sim 10^{14}$  см $^3$  [4], скорость девозбуждения метастабильного состояния не будет препятствовать получению генерации вплоть до  $f = 100$  кГц.

#### 4. Заключение

Таким образом, в результате исследования лазерной среды Аг–Тl получена генерация на  $\lambda = 1.3$  мкм (переход  $7p^2P_{1/2}^0 - 7s^2S_{1/2}$ ) и на  $\lambda = 535$  нм (переход  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$ ) в атоме таллия, вызываемая каскадным заселением верхних рабочих уровней за счёт распада состояния  $6d^2D_{3/2}$ . Продemonстрировано, что скорость девозбуждения метастабильного состояния  $6p^2P_{3/2}^0$  не будет препятствовать получению генерации на переходе  $7s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}^0$  при электронно-пучковом возбуждении вплоть до частот 100 кГц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-12037).

- Исаев А.А., Ищенко П.И., Петраш Г.Г. *Письма в ЖЭТФ*, 6, 619 (1967).
- Little C.E. *Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Applications* (Chichester: John Wiley & Sons, 1999).
- Gallagher A., Lurio A. *Phys. Rev.*, **136** (1A), A87 (1964).
- Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. *Квантовая электроника*, **38**, 823 (2008).
- Бохан П.А. *Квантовая электроника*, **13**, 1837 (1986).
- Hansch T.W. *Appl. Opt.*, **11**, 895 (1972).
- Holstein T. *Phys. Rev.*, **83**, 1159 (1951).
- [http://i-portal.nsu.ru/lemma.dll?db=GROTRIAN&int=VIEW&class=CMANVIEW&templ=RU\\_MAIN](http://i-portal.nsu.ru/lemma.dll?db=GROTRIAN&int=VIEW&class=CMANVIEW&templ=RU_MAIN).