

В.М. Клишкин, В.Г. Сокоиков

Лазерные эффекты при резонансном оптическом возбуждении паров алюминия

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 18.01.2006 г.

При возбуждении паров алюминия УФ-резонансными лазерными полями получены лазерные эффекты на переходах атомов в видимом (в основное состояние) и ближнем ИК-диапазонах.

В настоящее время имеется ряд работ, посвященных интересным спектроскопическим эффектам, сопровождающим распространение резонансного или квазирезонансного лазерного излучения в парах химических элементов. Пары химических элементов создаются, как правило, путем их термического испарения в атмосфере инертных газов.

Если плотность газа много больше плотности паров, уход паров на холодные окна кювет затруднен. В этих условиях имеется возможность создать протяженные кюветы и значительные плотности паров трудно испаряемых элементов. Можно привести несколько примеров интересных оптических эффектов, вызываемых прохождением лазерного излучения через протяженные кюветы с парами. В частности, при оптическом возбуждении одной компоненты резонансного дублета атомов щелочных элементов наблюдалась суперлюминесценция на второй [1–3].

При резонансном оптическом возбуждении атома меди наблюдалась асимметрия процесса — лазерное излучение, резонансное длинноволновой компоненте резонансного дублета, возбуждало оба резонансных уровня, однако при таком же возбуждении коротковолновой компоненты дублета — только один уровень [4].

Не менее интересные явления сопровождают распространение квазирезонансного излучения в парах химических элементов. Квазирезонансы между излучением лазеров и собственными резонансными переходами атомов с расстройкой $0,1–10\text{ см}^{-1}$ встречаются часто. Например, излучение эксимерных лазеров квазирезонансно атомным переходам бария, иттербия, тулия, свинца. Прохождение такого излучения через столб паров названных элементов сопровождается эффективным вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР) [5]. Квазирезонансное лазерное излучение вызывает также суперлюминесценцию на переходах атомов, не связанных очевидными процессами передачи возбуждения от выбранного резонансного состояния [6]. При квазирезонансном двухфотонном процессе возбуждения протяженного столба паров удается наблюдать оптическое возбуждение ионов через смещенный спектр атома [7].

Процесс ионизации столь эффективен и селективен, что приводит к возникновению суперлюминесценции на резонансных линиях и на $r-m$ -переходах в спектре ионов [7].

В настоящей статье сообщается о наблюдении лазерных эффектов в парах алюминия при оптическом возбуждении резонансных состояний атома алюминия.

На рис. 1 представлены структура термов и соответствующий этой структуре спектр атома алюминия. Спектр содержит резонансный дублет, резонансный триплет и дублет в ближнем ИК-диапазоне. Отметим особенности атома алюминия.

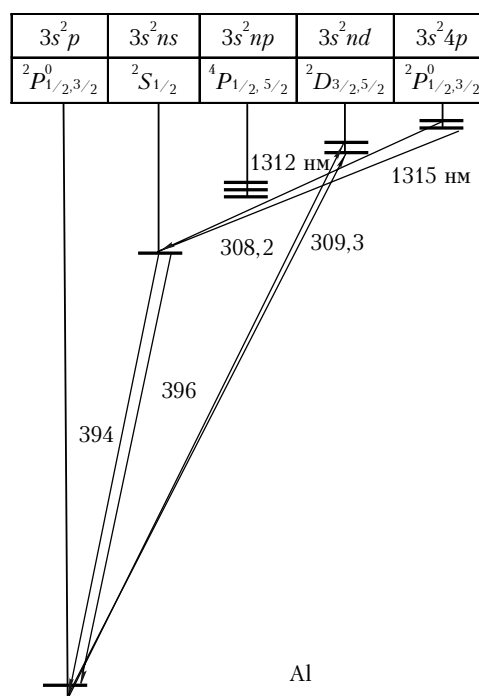


Рис. 1. Структура термов атома алюминия

Одна из особенностей нижних термов атома алюминия связана с тем, что коротковолновая компо-

нента резонансного триплета $\lambda_{Al} = 308,16$ нм квази-резонансна излучению ХеСl-лазера $\lambda_{лаз} = 308,22$ нм (отстройка ~ 6 см $^{-1}$).

Другая особенность заключается в том, что вблизи основного состояния расположено метастабильное состояние $^2P^0_{3/2}$ (дефект энергии относительно основного состояния равен 112 см $^{-1}$). Три уровня 4P в области энергий $30\,000$ см $^{-1}$ также являются метастабильными состояниями — оптические переходы $^4P - ^2S$ запрещены по четности и мультиплетности. Атом Al может рассматриваться в качестве интересной среды *r-m*-лазеров, если найти возможность получать атомы алюминия в одном из подуровней основного состояния. Оптический переход с резонансного состояния $^2D_{3/2}$ на метастабильный $^2P^0_{3/2}$ разрешен, но соотношение статвесов уровней не оптимально [8].

Третья особенность рассматриваемой структуры атома Al состоит в том, что вблизи (в шкале энергий) резонансных состояний $^2P_{1/2,3/2}$ находятся состояния $^2D_{3/2,5/2}$ конфигурации $3s^24p$. Они связаны оптическими переходами с синглетным уровнем $^2S_{1/2}$ (дублет $\lambda = 1312$ и 1315 нм на рис. 1). На подобных ИК-переходах в структуре первых возбужденных состояний атомов, не имеющих очевидных каналов селективного электронного возбуждения верхних рабочих состояний, в газоразрядной плазме наблюдались лазерные эффекты. Впервые этот факт был отмечен при анализе механизмов инверсии в спектре атома Yb [9, 10]. Кроме того, подобные лазерные эффекты наблюдались на ИК-переходах атомов стронция [11] и тулия [10, 12]. Эти наблюдения указывают на существование достаточно общего механизма инвертирования первых возбужденных состояний атомов в импульсных электрических разрядах. В настоящее время высказаны два взгляда на возможный механизм накачки первых возбужденных, но нерезонансных состояний атомов в плазме разряда. В одном из них [13] предполагается фотодиссоциация в разряде молекулярных компонентов рабочей смеси под воздействием собственного резонансного излучения атомов [14], в другом — передача возбуждения от резонансного состояния на соседние в сверхупругих ударах электронов в плазме разряда [14].

Таким образом, проведенный анализ показывает, что спектроскопические исследования лазерного оптического возбуждения резонансных состояний атомов алюминия полезны для понимания явлений в парах металлов, находящихся как в поле резонансного излучения, так и в плазме разряда.

Эксперименты выполнялись на экспериментальной установке, содержащей перестраиваемый лазер, кювету с парами Al и систему регистрации излучения паров (рис. 2).

Для приготовления паров Al использовались два типа кювет. В первом типе кювет кусочки металлического Al помещались в керамическую трубку из чистой окиси алюминия, с внутренним диаметром 1 см и длиной активной части 20 см. В качестве теплоизолятора использовался порошок двуокиси циркония, который засыпался между керамической трубкой

и внешней оболочкой кюветы, изготовленной из кварцевой трубы диаметром $6,2$ см. Нагревание активной области до нужной температуры осуществлялось спиралью из молибденовой проволоки, намотанной на керамическую трубку, через которую пропускался переменный электрический ток. Кювета такой конструкции позволяет нагревать активную область до 1500 °C. Этот тип кювет является традиционным для техники лазеров на парах металлов.

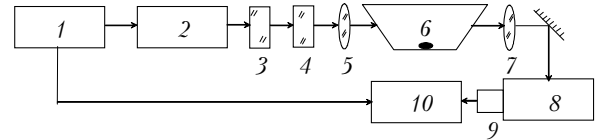


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — эксимерный лазер; 2 — лазер на красителе; 3 — удвоитель частоты; 4 — фильтры; 5, 7 — длиннофокусные линзы; 6 — кювета с парами Al; 8 — монохроматор; 9 — система фотоприемников; 10 — аналоговая система обработки сигналов

Основные недостатки этих кювет обусловлены наличием порошка теплоизолятора, который при высоких температурах химически взаимодействует с молибденовой проволокой нагревателя (температура молибденовой проволоки всегда выше, чем температура внутри керамической трубки), а также требует длительного обезгаживания. Первое обстоятельство ограничивает срок службы кюветы, второе приводит к неконтролируемым изменениям газового состава кюветы. Неконтролируемые изменения газового состава могут вызвать и газообразные продукты химического взаимодействия молибдена с порошком теплоизолятора.

Второй тип кювет, используемый в данной работе, не содержит порошка двуокиси циркония. В качестве теплоизолятора в них применялась система тепловых экранов, представляющая собой три тонкостенных цилиндра, изготовленные из молибденовой фольги и расположенные коаксиально с керамической трубкой и внешней кварцевой оболочкой. Диаметры цилиндров равнялись 24 , 42 и 54 см соответственно. Длина всех трех цилиндров составляла 40 см и была равна длине керамической трубки. Такая конструкция позволяла создать зону равномерного нагрева в центральной части кюветы протяженностью 18 см. К недостаткам данной конструкции можно отнести повышенное энергопотребление, обусловленное большими потерями на излучение.

Методика эксперимента состояла в изучении спектра излучения рассеянного парами алюминия УФ-резонансного и квазирезонансного излучения и его трансформации при вариациях плотностей паров и буферного газа. Наблюдения велись вдоль оси кювет навстречу возбуждающему излучению.

Как правило, в спектре рассеянного излучения фиксировались четыре линии сверхсветимости: две из них — в ближнем ИК-диапазоне на переходах, указанных на рис. 1, и две — в темно-синем диапазоне на переходах в основное состояние атома. На линиях видимого диапазона сверхсветимость определялась визуально по диаграмме направленности

рассеянного излучения. Для ИК-линий наличие режима сверхсветимости устанавливалась по росту интенсивности сигнала при постановке между фильтром 4 и линзой 5 диэлектрического зеркала на область 1,3 мкм.

Исследования распределения интенсивности по спектру рассеянного сигнала выявили связь интенсивности со спектром возбуждающего излучения и плотностью буферного газа. На рис. 3 представлено попарно симметричное поведение интенсивностей видимых и ИК-линий при вариациях плотности буферного газа гелия.

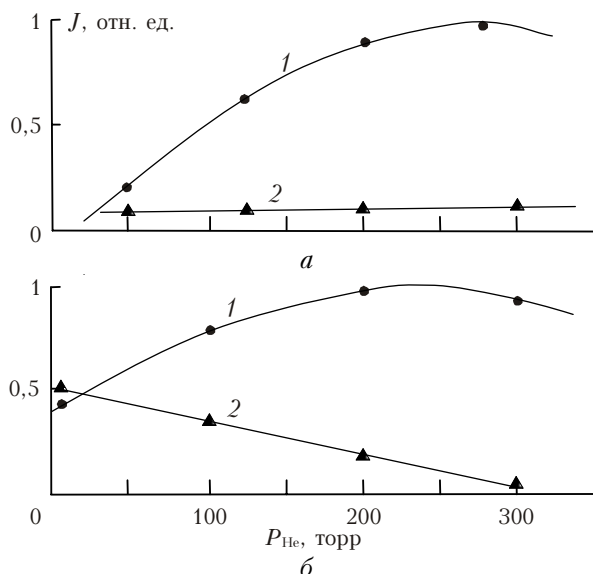


Рис. 3. Зависимости интенсивностей линий сверхсветимости паров алюминия от плотности гелия в кювете

Попарная симметричность заключается в том, что при возбуждении паров излучением $\lambda = 308$ нм зависимость интенсивности $\lambda = 396$ нм от плотности гелия описывается кривой 1, а интенсивность $\lambda = 394$ нм — кривой 2 (рис. 3, а), в то время как при возбуждении паров излучением $\lambda = 309$ нм для рассеянного излучения наблюдается обратное распределение интенсивности, т.е. зависимости меняются местами. Попарная симметричность поведения интенсивностей с ростом плотности гелия свойственна и ИК-линиям сверхсветимости. В частности, возбуждение паров излучением $\lambda = 308$ нм приводит к преимущественному возбуждению сверхсветимости на линии $\lambda = 1312$ нм (рис. 3, б, кривая 1) по отношению к $\lambda = 1315$ нм (рис. 3, б, кривая 2), а при смене длины волны возбуждающего излучения — к преимущественному возбуждению сверхсветимости на линии $\lambda = 1315$ нм, т.е. кривые 1 и 2 меняются местами.

Представленные на рис. 3 зависимости показывают, что буферный газ участвует в процессах формирования сверхсветимости на линиях алюминия. Весьма вероятно, что один из механизмов такого участия связан с передачей энергии от возбуждаемых накачкой состояний $^2P_{1/2,3/2}$ на уровни $^2D_{3/2,5/2}$ (дефект энергии 513 см^{-1}). Следует также учесть, что для всех четырех наблюдаемых линий имеется об-

щий уровень 2S , т.е. имеют место и каскадная накачка, и конкуренция переходов.

Для выявления роли каскадной накачки в возникновении сверхсветимости на резонансных переходах были проведены эксперименты с модуляцией ИК-резонатора для линий $\lambda = 1315$ и 1312 нм. Эти эксперименты показали, что каскадная накачка не является основным процессом возбуждения $\lambda = 394$ и 396 нм. Для сверхсветимости на этих линиях должен быть отдельный процесс накачки. Мы полагаем, что таким процессом может быть диссоциация молекулярной компоненты паров, как показано на рис. 4.

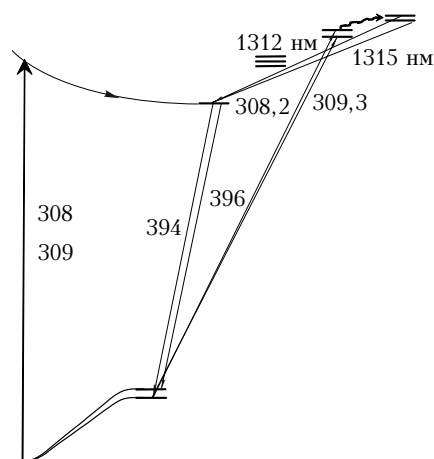


Рис. 4. Схема участия молекулярной и атомной компонент паров алюминия в формировании спектра рассеянного излучения

1. Глушко Б.А., Мовсесян М.Е., Овакимян Т.О. Исследование процессов вынужденного электронного комбинационного рассеяния и вынужденного резонансного излучения в парах калия при наличии буферного газа // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 762.
2. Атутов С.Н., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Сверхпроводимость на резонансном переходе атомов Na при оптическом возбуждении // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. Вып. 4. С. 134.
3. Konefal Z. Observation of collision induced processes in rubidium-ethane vapour // Opt. Commun. 1999. V. 164. P. 95–105.
4. Kim J.J., Sung N. Stimulated emission in optically pumped atomic — copper laser // Opt. Lett. V. 12. N 11. P. 885–887.
5. Клишкин В.М., Верховский В.С., Прокопьев В.Е., Тарасенко В.Ф., Соколов В.Г., Федоров А.И. Исследование ВКР-излучения эксимерных лазеров на электронных переходах атомов металлов // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 11. С. 2151–2156.
6. Klimkin V.M., Prokopiev V.E., Sokolov V.G. New possibilities of producing population inversion resonance atomic and ionic transitions in chemical elements // Techn. digest XI-th All-Union Conf. Coherent and Nonlinear Opt. Pt. I. Erevan, 1982. P. 76–77.
7. Клишкин В.М., Николаев В.Н., Соколов В.Г., Щеглов В.Б. Генерация в основное и метастабильное состояние иона Ва, возбуждаемая излучением Хе—Cl-лазера // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. Вып. 3. С. 111–114.
8. Клишкин В.М. Диагностика импульсных лазеров методами модуляционной лазерной спектроскопии // Теплофиз. высок. температур. 1985. Т. XXIII. № 3. С. 568–571.

9. *Климкин В.М.* Исследование зависимости мощности генерации на ИК-линиях иттербия от частоты следования накачки // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 3. С. 579–584.
10. *Cahuzac Ph.* Emission laser infrarouges dans les vapeurs de thulium et de ytterium // Phys. Lett. 1968. V. 27. N 8. P. 473–474.
11. *Cahuzac Ph.* Raies laser infrarouges dans les vapeurs de terres at d'alcalinea-terreux // J. Phys. (Paris). 1971. V. 32. N 7. P. 499–505.
12. *Герасимов В.А., Юнжаков Б.П.* Исследование лазера на парах тулия // Квант. электрон. 1989. Т. 16. № 12. С. 2386–2393.
13. *Klimkin V.M., Sokovikov V.G.* A new type of gas discharge metal vapor lasers // Abstract VI Int. Conf. Atom. Molec. Palsed Lasers. Pt. I. Erevan, 2003. P. 25.
14. *Горбунова Т.М., Солдатов А.Н., Филонов А.Г.* О механизме формирования инверсии на инфракрасных переходах атома SiI и иона SiII // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 262–265.

V.M. Klimkin, V.G. Sokovikov. **Laser effects at resonance optical excitation of Al vapors.**

Laser effects in atom transitions into the ground state in the visible and near IR ranges are obtained, when Al vapor excitation by UV resonance laser fields.