

Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 589 – 592

5 декабря 1971 г.

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА И ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛ РУБИДИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов,
Н. А. Чигирь*

Явление оптической накачки (называемое иногда оптической ориентацией) атомов хорошо известно и состоит в общем случае в создании неравновесного распределения атомов по подуровням основного состояния [1 – 3]. Мы сообщаем о попытке наблюдения аналогичного явления в парах двухатомных молекул ¹⁾.

¹⁾ Смотрите по этому поводу также [4, 5]

1. В первом эксперименте наблюдалась кинетика насыщения поглощения излучения рубинового лазера, работающего в пиковом режиме генерации со скважностью около 10 и общей длительностью импульса 700 мксек, насыщенными парами молекулярного рубидия Rb_2 (переходы $^1\Sigma_g - ^1\Pi_u$ и $^1\Sigma_g - ^1\Sigma_u$). На экране осциллографа с памятью С1-29⁹ регистрировался импульс излучения лазера, прошедшего через пары Rb_2 , когда длительность переднего фронта падающего импульса не превышала 20 мксек. При интенсивности падающего лазерного импульса I_0 порядка 10 вт/см^2 и давлении паров Rb_2 около 0,1 мм рт.ст. наблюдалось затягивание переднего фронта огибающей проходящего через пары импульса до 100 – 200 мксек (рис. 1). Затягивание огибающей переднего фронта отсутствовало при меньших $I_0 \ll 10 \text{ вт/см}^2$ и больших $I_0 \gg 10 \text{ вт/см}^2$ интенсивностях.

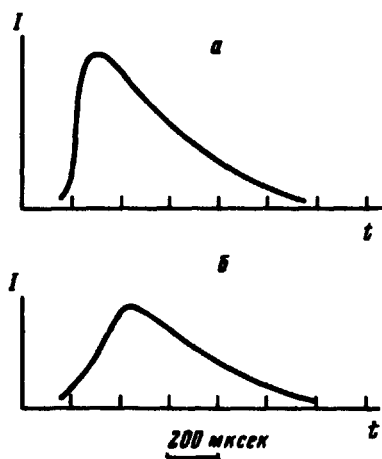


Рис. 1. а – импульс падающего излучения, б – импульс прошедшего через пары Rb_2 излучения

2. Во втором эксперименте фотографировался спектр поглощения Rb_2 как во время действия импульса лазерного излучения (примерно с теми же параметрами), так и после его прекращения. При этом, в качестве пробного источника излучения использовалась лампа ИСК-25 с длительностью импульса 20 мксек. В этом эксперименте оптическая плотность на частоте излучения рубинового лазера составляла ~ 6 . Было установлено, что: а) под действием лазерного излучения происходит равномерное по всей полосе $^1\Sigma_g - ^1\Pi_u$ уменьшение поглощения. Время воздействия лазерного излучения, необходимое для полного просветления паров во всей полосе поглощения, $\sim 100 \text{ мксек}$ и не зависит от интенсивности I_0 , если последняя превосходит определенный уровень (10^3 вт/см^2)²⁾; б) после прекращения лазерного импульса происходит равномерное восстановление поглощения в обеих красных полосах с постоянной времени $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента поглощения Rb_2 от времени после прекращения лазерного импульса, измеренная на длине волны лазерного излучения.

²⁾ Полное просветление паров наблюдалось также и в полосе $^1\Sigma_g - ^1\Sigma_u$.

Мы полагаем, что наиболее вероятный механизм наблюдаемых явлений состоит в диссоциации молекул Rb_2 на атомы Rb под действием лазерного излучения и последующем медленном ($\sim 10^{-2}$ сек) восстановлении молекул Rb_2 . Из анализа спектров поглощения и флуоресценции Rb_2 под действием излучения рубинового лазера следует, что поглощение лазерного излучения вызывает переходы из колебательных уровней $v^* = 5 - 10$ основного $^1\Sigma_g$ состояния в колебательные уровни $v' = 2 - 7$ возбужденного $^9^1\Pi_u$ состояния [6]. Прямые переходы с уровней $v'' = 0 - 4$, отвечающие максимуму полосы поглощения, не происходят, так как частота излучения рубинового лазера меньше частоты $4 - 0$ перехода в полосе $^1\Sigma_g - ^1\Pi_u$. Наблюдаемое в этих условиях затягивание переднего фронта огибающей проходящего через пары импульса свидетельствует об опустошении ряда уровней основного состояния (создание неравновесной заселенности) и последующей релаксации на эти уровни молекул из всех других колебательных состояний. Отмеченное во втором эксперименте равномерное насыщение поглощения в диапазоне $6600 - 7400 \text{ \AA}$ за время $\sim 100 \text{ мксек}$ указывает на то, что термализация распределения заселенностей по вращательно-колебательным подуровням основного состояния происходит в наших условиях за время $\lesssim 100 \text{ мксек}$.

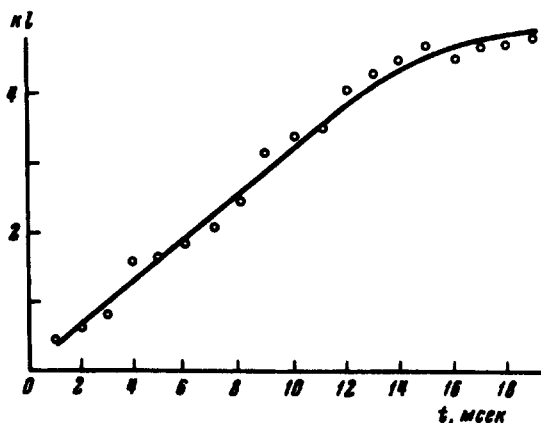


Рис. 2

3. С целью выяснения, чем определяется время полного просветления паров Rb_2 , была предпринята попытка исследовать кинетику насыщения поглощения Rb_2 под действием гигантского импульса излучения рубинового лазера. Для этого кювета с парами рубидия одновременно освещалась излучением гигантского импульса одного лазера и излучением другого рубинового лазера, работающего в режиме пиковой генерации. Интенсивность излучения пикового лазера ослаблялась до уровня, соответствующего его линейному поглощению. Ширина спектра излучения обоих лазеров и рассогласование их частот не превышали $0,03 \text{ см}^{-1}$. Достаточность такой степени совпадения частот обоих лазеров подтверждалась уменьшением поглощения луча пикового лазера во время действия гигантского импульса. В этих условиях не было обнаружено остаточного просветления молекуляр-

ного рубидия для интервалов времени после воздействия гигантского импульса, больших $3 \cdot 10^{-7}$ сек. Отсюда следует, что заселение опустошенного излучением гигантского импульса вращательно-колебательного уровня происходит за время меньше $3 \cdot 10^{-7}$ сек при используемом давлении молекулярного пара (давление атомарного пара в этих условиях составляло ~ 10 мм рт. ст.). Наличие столь быстрой релаксации в основном состоянии наводит на мысль, что время полного просветления паров Rb_2 ($\sim 10^{-4}$ сек) определяется временем диссоциации молекул Rb_2 из возбужденного $^1\Pi_u$ состояния.

Молекулярные пары были использованы нами для одновременной пассивной модуляции добротности и уменьшения нестабильности частоты излучения рубинового и неодимового лазеров до величины меньшей 10^8 Гц [7, 8]. В [8] уже отмечалось, что генерация серии слабых импульсов неодимового лазера связана с наличием остаточного просветления паров Cs_2 .

Мы полагаем, что дальнейшее исследование обнаруженных явлений позволит выяснить механизм и определить константы молекулярной диссоциации и рекомбинации, а также скорости молекулярной релаксации в основном и возбужденном состояниях. Используя методы радиооптической спектроскопии для обнаружения неравновесных распределений молекул по подуровням основных и возбужденных электронных состояний (колебательным, вращательным, зеемановским и штарковским), оптически накаченные молекулярные пары могут быть использованы для измерения частот молекулярных переходов, а также констант зеемановского и штарковского расщеплений.

Авторы выражают глубокую признательность профессору А.М.Бонч-Бруевичу за поддержку и интерес к данной работе.

Государственный
оптический институт
им. С.И.Вавилова

Поступила в редакцию
25 октября 1971 г.

Литература

- [1] A.Kastler. J. de Physique, 11, 255, 1950.
- [2] Г.В.Скороцкий, Т.Ф.Изюмова. УФН, 4, 177, 1961.
- [3] A.Kastler, C.Cohen-Tannoudji. Progr. Opt., 5, 3, 1966.
- [4] R.E.Drullinger, R.N.Zare. J. Chem. Phys., 51, 5531, 1969.
- [5] J.H.Simpson, D.S.Bayley. E.C.Eberlin. Bull. Amer. Phys. Soc., сер 11, 16, №1, 107, 1971
- [6] Н.Н.Костин, М.П.Соколова, В.А.Ходовой, В.В.Хромов. ЖЭТФ, 62, вып. 2, 1972.
- [7] А.М.Бонч-Бруевич, Н.Н.Костин, В.А.Ходовой, В.В.Хромов. Письма в ЖЭТФ, 12, 354, 1970.
- [8] Н.Н.Костин, В.А.Ходовой, Н.А.Чигирь. Оптика и спектроскопия, (в печати).