

# Генерация вынужденного ИК излучения в парах цезия при оптической накачке

М.Г.Ситников\*, Н.В.Знаменский\*, Э.А.Манькин\*, Е.А.Петренко\*, Г.Г.Григорян\*\*

*Показано, что оптическая накачка паров Cs импульсным лазером на красителях, перестраиваемым в диапазоне 15390 – 17920 см<sup>-1</sup>, приводит к возникновению мощного вынужденного ИК излучения на целом ряде атомных переходов. Исследованы его пороговые, энергетические и спектральные характеристики, что позволило объяснить механизм его возбуждения.*

**Ключевые слова:** вынужденное излучение, генерация, порог возбуждения, ИК линия.

## Введение

Идея резонансной оптической накачки паров щелочных металлов для получения лазерной генерации впервые была высказана еще в работе [1]. В настоящее время пары этих химических элементов являются эффективными рабочими средами для возбуждения генерации в видимой и ближней ИК областях спектра, а использование электронного ВКР и четырехфотонных параметрических процессов стало эффективным инструментом преобразования видимого лазерного излучения в ИК или УФ диапазон (см., напр., [2–5]).

Обычно генерация в парах щелочных металлов обусловлена поглощением квантов оптической накачки их молекулярной компонентой. В результате молекулы возбуждаются на верхние электронные состояния, что приводит либо непосредственно к возникновению инверсной населенности по отношению к нижерасположенным электронно-колебательным уровням, сопровождающейся генерацией в видимой или ближней ИК области спектра [6–9], либо к развалу возбужденной молекулы на атомы, один из которых также является возбужденным, в результате чего создается инверсная населенность уже между двумя верхними атомными уровнями [10,11].

Наконец, сравнительно недавно был предложен еще один механизм создания инверсной населенности на верхних уровнях атомов щелочных металлов в условиях, когда частота накачки перестраивается в окрестностях изолированного резонанса с переходами между первым возбужденным *P*-состоянием и расположенным выше *S*- или *D*-состоянием [12–14].

В настоящей работе впервые продемонстрирована возможность получения эффективной генерации на переходах  $6^2P_{3/2,1/2} - 5^2D_{5/2,3/2}$  атома Cs, а также на ряде других атомных переходов при перестройке частоты накачки  $\omega_L$  в широкой области спектра (15390 – 17920 см<sup>-1</sup>).

\*Институт сверхпроводимости и физики твердого тела РНЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. И.В.Курчатова, 1

\*\*Институт физических исследований, Армения, 378410 Аштарак-2

Поступила в редакцию 29 октября 1999 г.

## 1. Эксперимент

Источником оптической накачки являлся лазер на красителях с перестраиваемой частотой, возбуждаемый эксимерным XeCl-лазером. Энергия лазера на красителях достигала 3 мДж при длительности импульса 20 нс, спектральная ширина линии генерации составляла  $\sim 1$  см<sup>-1</sup>. Лазерное излучение с помощью длиннофокусной линзы ( $f = 50$  см), сужавшей размеры светового пучка до  $0.5 \times 0.5$  мм, фокусировалось в кювету длиной  $l \sim 20$  см, изготовленную целиком из лейкосапфира и содержащую около 10 г цезия. Кювета помещалась в специальную

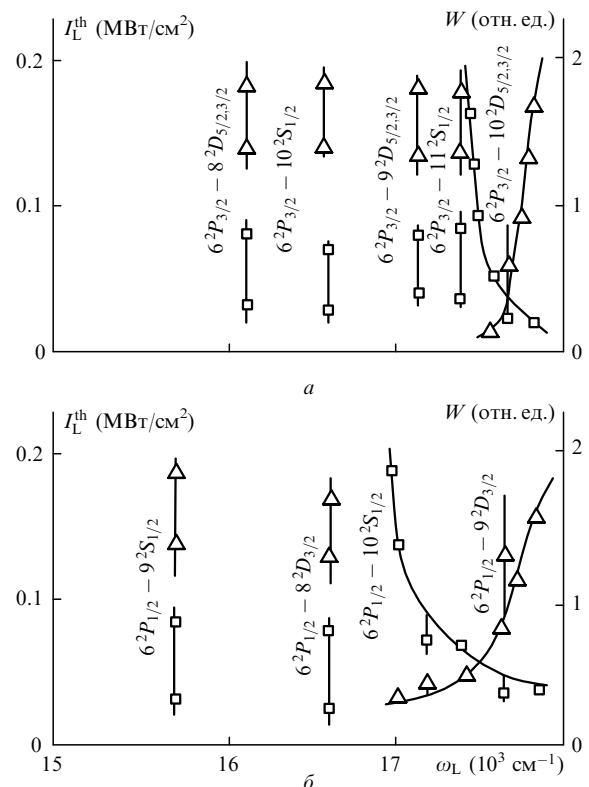


Рис.1. Зависимости пороговой интенсивности возбуждения  $I_L^{\text{th}}$  ( $\Delta$ ) и энергии  $W$  ( $\square$ ) ИК линии с  $\lambda = 3.49$ (а) и 3.01 мкм (б) от  $\omega_L$ .

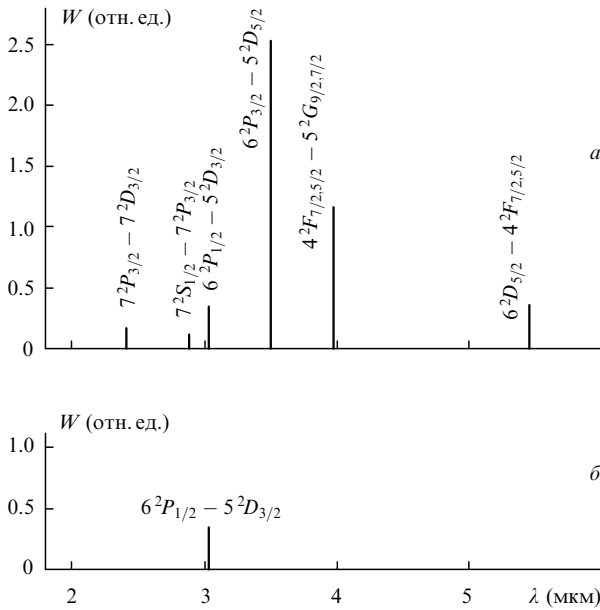


Рис.2. Спектры генерации паров цезия при частоте накачки  $\omega_L/2\pi c = 17108 \text{ см}^{-1}$ , совпадающей с частотой перехода  $6^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2}$  (а), и при  $\omega_L/2\pi c \sim 17090 \text{ см}^{-1}$  (б).

печь и могла нагреваться до температуры  $\sim 500^\circ\text{C}$ . Регистрирующая аппаратура, состоящая из монохроматора, фотоприемника и осциллографа, имела спектральное разрешение  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$  и позволяла фиксировать ИК сигналы с энергией до 1 мкДж.

При возбуждении паров Cs излучением лазера на красителях, частота которого  $\omega_L$  перестраивалась в диапазоне  $15390 - 17920 \text{ см}^{-1}$ , на выходе из кюветы наблюдалось (как в прямом, так и в обратном направлении) вынужденное ИК излучение с расходимостью, близкой к расходимости излучения возбуждающего лазера. ИК сигнал возникал при температуре  $T \sim 150^\circ\text{C}$  (плотность атомов  $N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), далее с ростом  $T$  его интенсивность росла по закону, близкому к экспоненциальному, достигая максимума при  $T \sim 260^\circ\text{C}$  ( $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), а затем начинала уменьшаться, так что при  $T \sim 350^\circ\text{C}$  ( $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) он полностью исчезал.

Анализ спектра ИК излучения показал, что в широкой области перестройки частоты  $\omega_L$  он состоял из двух компонент с длинами волн 3.01 и 3.49 мкм, соответствующими длинам волн атомных переходов  $6^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$  и  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$ . Спектральная ширина компонент не превышала ширины аппаратной функции монохроматора и составляла не более  $1 \text{ см}^{-1}$ .

На рис.1 приведены частотные зависимости пороговой интенсивности возбуждения  $I_L^{\text{th}}$  и энергии  $W$  ИК линий с  $\lambda = 3.49$  и  $3.01$  мкм. Обращает на себя внимание резкое уменьшение  $I_L^{\text{th}}$  и возрастание  $W$  при перестройке  $\omega_L$  вблизи резонансов с частотами атомных переходов с первого возбужденного уровня  $6P$  на расположенный выше уровень  $S$  или  $D$ . При этом резкое увеличение эффективности возбуждения вынужденного ИК излучения на переходе  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$  ( $3.49 \text{ мкм}$ ) достигалось в условиях резонансов  $\omega_L$  с переходами  $6^2P_{3/2} - n^2S_{1/2}$  ( $n = 9, 10, 11$ ) и  $6^2P_{3/2} - i^2D_{5/2}$  ( $i = 9, 10, 11$ ), в то время как аналогичный эффект для ИК линии с  $\lambda = 3.01 \text{ мкм}$  ( $6^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$ ) имел место при совпадении  $\omega_L$  с частотами атомных переходов  $6^2P_{1/2} - n^2S_{1/2}$  ( $n = 9, 10, 11$ ) и  $6^2P_{1/2} - j^2D_{3/2}$  ( $j = 8, 9$ ).

В этих же условиях существенно менялся и спектр ИК генерации: в нем наряду с ИК линиями на  $\lambda = 3.49$  и  $3.01 \text{ мкм}$  наблюдалось вынужденное ИК излучение на других длинах волн, соответствующих целому ряду переходов между верхними атомными уровнями Cs. При этом их число зависело от того, в резонанс с каким переходом настроена частота  $\omega_L$ . В качестве примера на рис.2 приведены спектры генерации паров Cs для случаев, когда частота накачки  $\omega_L/2\pi c = 17108 \text{ см}^{-1}$  совпадает с частотой перехода  $6^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2}$  и когда они различны ( $\omega_L/2\pi c = 17090 \text{ см}^{-1}$ ). Аналогичные результаты имели место и при настройке  $\omega_L$  в резонанс с другими переходами между первым возбужденным  $P$ -уровнем и расположенным выше  $S$ - или  $D$ -уровнем; менялось лишь число наблюдаемых ИК линий и их относительная интенсивность.

## 2. Обсуждение результатов

Рассмотрим сначала механизм возникновения генерации на переходах  $6^2P_{3/2,1/2} - 5^2D_{5/2,3/2}$ . Возможность ее наблюдения в широкой области перестройки частоты  $\omega_L$  свидетельствует о молекулярном механизме заселения уровней  $5^2D_{5/2,3/2}$  и создания на них инверсной населенности. Можно предположить, что в результате однофотонного поглощения происходит переход молекул  $\text{Cs}_2$  из основного молекулярного состояния  $X^1\Sigma_g^+$  в вышележащие электронные состояния  $C^1\Pi_u$ ,  $1^1\Sigma_u^+$ ,  $B^1\Pi_u$  (рис.3). Их последующая фото- или преддиссоциация приводит к образованию атомов в состояниях  $5^2D_{5/2,3/2}$ . При

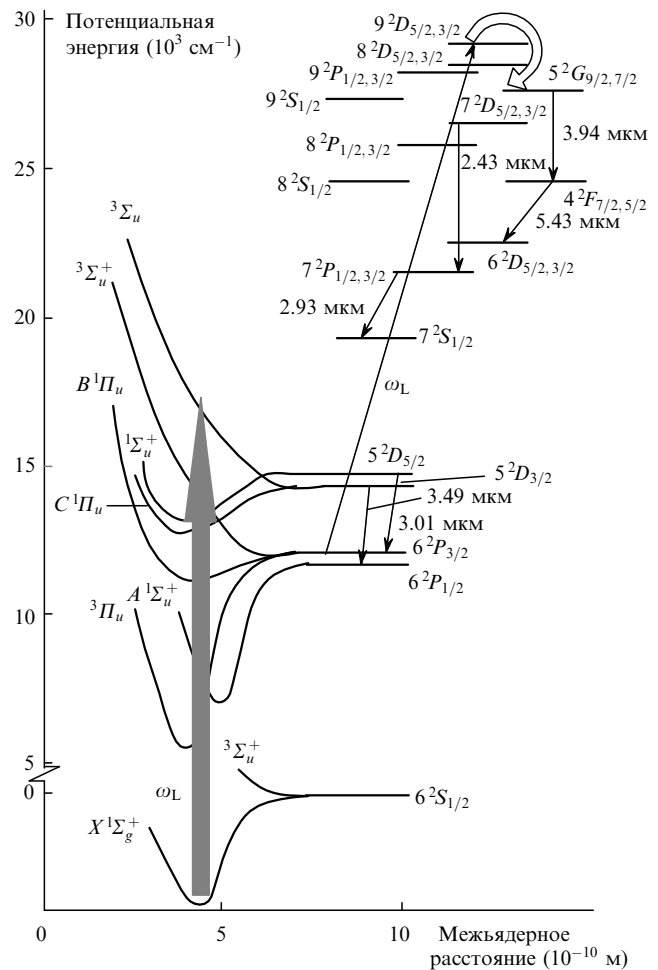


Рис.3. Молекулярные и атомные термы цезия.

этом, как показано в работе [15], эффективное сечение фотодиссоциации молекул  $\text{Cs}_2$  на атомы, находящиеся на этих уровнях, достигает максимума при частоте накачки  $\omega_L/2\pi c \approx 18000 \text{ см}^{-1}$ . Этим и объясняется наблюдаемое плавное уменьшение порога возбуждения и возрастание энергии ИК линий с  $\lambda = 3.49 \text{ мкм}$  (рис.1,а) и  $3.01 \text{ мкм}$  (рис.1,б) при приближении  $\omega_L$  к этому значению.

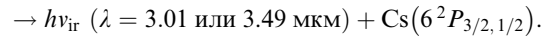
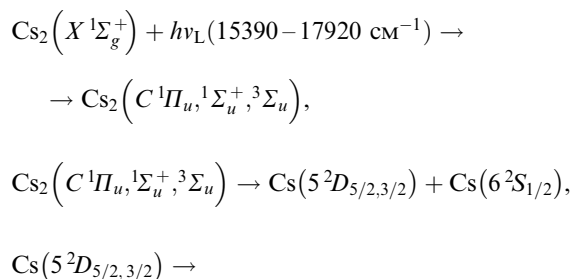
С уменьшением частоты  $\omega_L$  имеет место падение эффективности возбуждения вынужденного ИК излучения на переходах  $6^2P_{3/2,1/2} - 5^2D_{5/2,3/2}$ , обусловленное не только уменьшением эффективного сечения фотодиссоциации молекул на атомы в состояниях  $5^2D_{5/2,3/2}$ , но и возрастанием сечения фотодиссоциации молекул на атомы в состояниях  $6^2P_{3/2,1/2}$ . Последнее достигает максимума при  $\omega_L/2\pi c \approx 17000 \text{ см}^{-1}$  [16]. В результате существенно уменьшается инверсная населенность между уровнями перехода, на котором развивается генерация. Наблюдаемое при этом резкое уменьшение порога возбуждения и возрастание энергии ИК линий с  $\lambda = 3.01$  и  $3.49 \text{ мкм}$  при перестройке  $\omega_L$  вблизи изолированных резонансов с переходами  $6^2P_{3/2,1/2} - 8^2D_{5/2,3/2}$ ,  $9^2D_{5/2,3/2}$ ,  $10^2D_{5/2,3/2}$ ,  $9^2S_{1/2}$ ,  $10^2S_{1/2}$  связано с эффективным опустошением конечных для генерации уровней  $6^2P_{3/2,1/2}$  в результате прямого одnofотонного поглощения в еще более высокие состояния атомов.

При этом, как и в работе [14], должна развиваться каскадная генерация, начинающаяся с уровня, на который настроена частота  $\omega_L$  возбуждающего лазера, что и имело место в условиях наших экспериментов. Например, как уже отмечалось выше (см. рис.2,а), при настройке частоты  $\omega_L$  в резонанс с переходом  $6^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2}$  наблюдались ИК линии, соответствующие переходам  $7^2P_{3/2} - 7^2D_{5/2}$ ,  $7^2S_{1/2} - 7^2P_{3/2}$ , которые являются частью цепи каскадных переходов, начинающихся с уровня  $9^2D_{5/2}$ . Отсутствие других ИК линий этой цепи обусловлено их поглощением сапфировыми окнами кюветы с парами Cs.

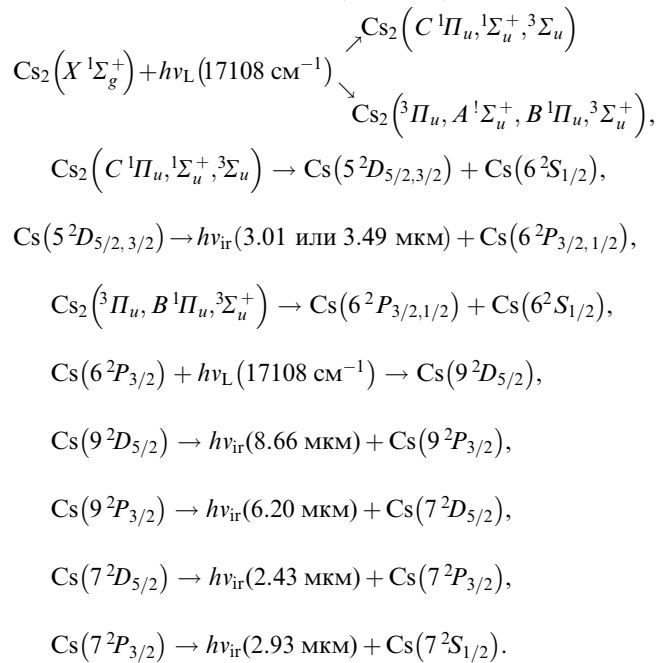
В этих же условиях возбуждался еще каскад ИК линий, соответствующих переходам  $4^2F_{7/2,5/2} - 5^2G_{9/2,7/2}$  ( $3.94 \text{ мкм}$ ) и  $6^2D_{5/2,3/2} - 4^2F_{7/2,5/2}$  ( $5.43 \text{ мкм}$ ). Его появление, по-видимому, обусловлено столкновительным заселением уровня  $5^2G_{9/2,7/2}$ . Это предположение подтверждается тем, что ИК линии с  $\lambda = 3.94$  и  $5.43 \text{ мкм}$  наблюдались при перестройке  $\omega_L$  вблизи резонансов с переходами, энергии верхних уровней которых были близки к энергии уровня  $5^2G_{9/2,7/2}$ .

## Выводы

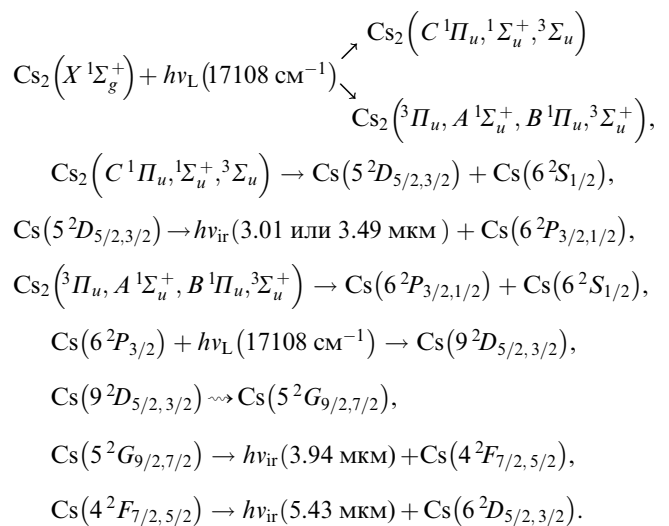
Таким образом, можно выделить три механизма возникновения ИК генерации в парах Cs при их оптической накачке. Первый из них обусловлен только поглощением излучения молекулами  $\text{Cs}_2$  и развивается по следующей схеме:



Второй механизм реализуется, когда лазерное излучение находится в резонансе с переходами между первым  $P$ -уровнем и каким-либо вышележащим  $S$ - или  $D$ -уровнем. Например, для перехода  $6^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2}$  можно записать:



Третий механизм включает в себя столкновительное заселение состояния  $5^2G_{7/2,9/2}$  и развивается по следующей схеме:



Как следует из приведенных результатов, возбуждение паров цезия излучением лазера на красителях, пере-страиваемым в диапазоне  $15390 - 17920 \text{ см}^{-1}$ , приводит к заселению верхних атомных уровней и, как следствие, к созданию инверсной населенности по отношению к нижерасположенным энергетическим состояниям. В результате на ряде переходов атомов Cs возникает ИК генерация, эффективность возбуждения которой зависит от конкретных условий эксперимента: концентрации атомов и молекул Cs, интенсивности лазерной накачки и ее длины волны.

Можно ожидать, что аналогичные процессы будут наблюдаться в парах других щелочных металлов. Полу-

ченные результаты могут найти применение при разработке компактных и высокоэффективных преобразователей видимого лазерного излучения в ИК диапазон.

1. Shawlow A.L., Townes C.N. *Phys.Rev.*, **112**, 1940 (1958).
2. Hanna D.C., Yuratich M.A., Cotter D. *Nonlinear optics of free atoms and molecules* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., 1979, p. 357).
3. Harris A.L., Lavinis N.S. *Appl.Optics*, **26**, 3996 (1987).
4. Архипкин В.Г., Попов А.К. *УФН*, **153**, 423 (1988).
5. Саркисян Д.Г. *Квантовая электроника*, **15**, 2358 (1980).
6. Henesian M.A., Herbst R.L., Byer R.L. *J.Appl.Phys.*, **47**, 1515 (1976).
7. Dinev S.G., Korinkov I.G., Stefanov I.L. *Optics Comms*, **52**, 199 (1984).
8. Wang Z.G., Xia H.R., Ma L.S. et al. *Appl.Phys.B*, **37**, 233 (1985).
9. Dinev S.G., Korinkov I.G., Stefanov I.L. *J.Phys.B*, **19**, 2735 (1986).
10. Wang Z.G., Xia H.R., Ma L.S. et al. *Optics Comms*, **51**, 155 (1984).
11. Diemer U., Demtroder W. *Chem.Phys.Letts*, **176**, 135 (1991).
12. Знаменский Н.В., Луценко А.П., Пискарёв М.Г. *Оптика и спектроскопия*, **59**, 904 (1985).
13. Знаменский Н.В., Корниенко Л.С., Мнускин В.Е. и др. *Вестник Моск.ун-та.Сер.III*, **27**, № 2, 54 (1984).
14. Знаменский Н.В., Манькин Э.А., Марченко Д.В. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 893 (1997).
15. Collins C.B., Anderson S.A., Popescu D., Popescu I. *J.Chem.Phys.*, **74**, 1053 (1981).
16. Collins C.B., Anderson S.A., Vicharely P.A. *J.Chem.Phys.*, **74**, 1067 (1981).

**M.G.Sitnikov, N.V.Znamenskii, E.A.Manykin, E.A.Petrenko, G.G.Grigoryan. Stimulated IR emission in an optically pumped cesium vapour.**

It is demonstrated that the optical pumping of a Cs vapour with light pulses of a dye laser tunable within the range of 15390–17920 cm<sup>-1</sup> gives rise to a high-power stimulated IR emission through several atomic transitions. Analysis of threshold, energy, and spectral characteristics of this emission allowed the mechanism behind this effect to be explained.