

В.А. Герасимов, Л.Н. Старкова

Условия эффективной работы лазеров на парах металлов с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 27.01.2000 г.

Проанализирован механизм создания инверсной заселенности в газоразрядных лазерах на переходах с заселением верхнего лазерного уровня за счет столкновительной передачи возбуждения. Описаны условия эффективной работы лазеров на парах редкоземельных элементов, и дана оценка их энергетических возможностей на примере тулия.

Введение

Одним из способов создания инверсной населенности в газоразрядных лазерах на парах металлов является заселение верхнего лазерного уровня в процессах столкновительной передачи возбуждения.

В этом случае донором является резонансный уровень, хорошо возбуждаемый в разряде электронным ударом из основного состояния атома, а акцептором – близкорасположенный к нему нерезонансный верхний лазерный уровень. В качестве столкновительных партнеров могут использоваться молекулы, атомы благородных газов, а также собственные атомы в основном состоянии. В условиях газового разряда наиболее эффективным являются столкновительные процессы передачи возбуждения с участием одинаковых атомов [1]. Выбор редкоземельных элементов в качестве исследуемых был обусловлен сложностью их атомных спектров, а, следовательно, большим количеством не возбуждаемых прямо уровней вблизи резонансных.

В статье дается оценка условий эффективной работы газоразрядных лазеров на парах редкоземельных элементов на таких переходах, где инверсная заселенность создается вышеуказанным способом.

Схема создания инверсной населенности

В схеме (рис. 1) используются следующие обозначения: A_{ij} – вероятность спонтанного перехода; S_{ij} , S_{ji} – константа скорости девозбуждения и возбуждения при атом-атомных столкновениях; X_{ij} – константа скорости процессов возбуждения при электронном ударе; Y_{ij} – константа скорости процессов девозбуждения при электронном ударе; P – лазерный переход. Так как уровень 1 метастабилен, то вероятностью спонтанного перехода A_{10} можно пренебречь; процессы возбуждения при атом-атомных столкновениях, приводящие к переходам $0 \rightarrow 1$, $0 \rightarrow 2$, $0 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$, не учитываем из-за большой разности энергий между этими уровнями.

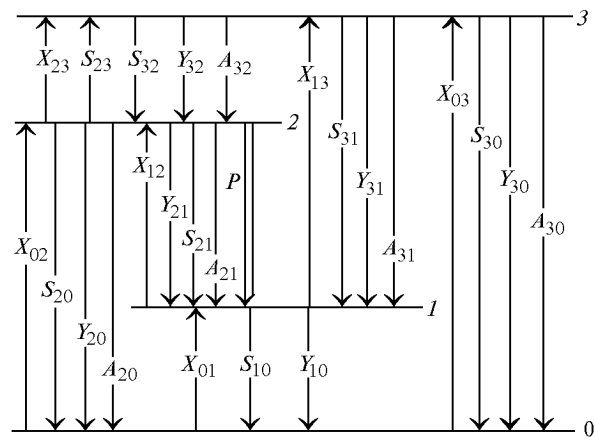


Рис. 1. Схема создания инверсии населенности в лазерах на самоограниченных переходах с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней

Уравнения для населенностей уровней имеют вид:

$$dN_3/dt = -N_3(Y_{32} + Y_{31} + Y_{30} + A_{31} + A_{30} + S_{32}) + N_2(S_{23} + X_{23}) + N_1X_{13} + N_0X_{03}, \quad (1)$$

$$dN_2/dt = N_3(Y_{32} + S_{32} + A_{32}) - N_2(Y_{21} + Y_{20} + S_{21} + S_{20} + S_{23} + A_{21} + A_{20} - X_{23}) + N_1X_{12} + N_0X_{02} - P, \quad (2)$$

$$dN_1/dt = N_3(Y_{31} + A_{31} + S_{31}) + N_2(Y_{21} + A_{21} + S_{21}) - N_1(X_{12} + X_{13} + S_{10} + A_{10} + Y_{10}) + N_0X_{02} + P, \quad (3)$$

$$dN_0/dt = N_3(A_{30} + S_{30} + Y_{30}) + N_2(A_{20} + S_{20} + Y_{20}) + N_1(Y_{10} + S_{10}) - N_1(X_{01} + X_{02} + X_{03}). \quad (4)$$

Учитывая неравнозначность прямых и обратных процессов, а также пленение излучения на резонансных переходах, можно рассмотреть упрощенную схему создания инверсной населенности (рис. 2).

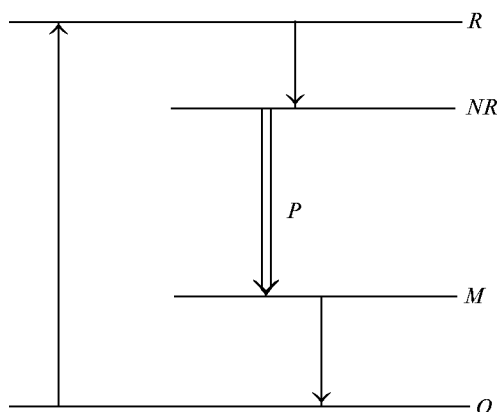


Рис. 2. Обобщенная схема уровней лазера на самоограниченных переходах с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней: R – резонансный уровень; NR – нерезонансный (верхний лазерный) уровень; M – метастабильный (нижний лазерный) уровень; O – основное состояние; P – лазерный переход

В такой схеме основными факторами, определяющими ее эффективность, являются пленение излучения на резонансном переходе, превращающее резонансный уровень в эффективного донора, и дефект энергии между резонансным и верхним лазерными уровнями.

Расчет фактора пленения излучения

Пленение излучения может быть охарактеризовано фактором F , который уменьшает эффективную вероятность спонтанного перехода с резонансного уровня, а значит, увеличивает его время жизни:

$$A_{ij}(\text{с пленением}) = F A_{ij}(\text{без пленения}), \quad (5)$$

где A_{ij} – вероятность спонтанного перехода, а фактор F для цилиндрического объема радиуса R можно найти по формуле

$$F = 1,6 / \{K_{ij} R [\pi \ln(K_{ij} R)]^{1/2}\}, \quad (6)$$

где K_{ij} – коэффициент поглощения лазерного излучения, причем

$$K_{ij} = (1/8\pi)(\ln 2/\pi)^{1/2} (1/\Delta\nu_d) \lambda_{ij}^2 A_{ij} N_j g_i / g_j, \quad (7)$$

где λ_{ij} – длина волны; $\Delta\nu_d$ – доплеровская ширина линии; N_j – концентрация атомов в основном состоянии; g_i , g_j – статистические веса уровней. Вероятность спонтанного перехода A_{ij} и доплеровская ширина линии находятся по формулам:

$$A_{ij} = 0,67 g_j / g_i (1/\lambda_{ij}^2) f_{ij}, \quad (8)$$

$$\Delta\nu_d = 2\nu_0/c (2\ln 2 RT/\mu), \quad (9)$$

где f_{ij} – сила осцилляторов; c – скорость света; μ – молярный вес атома; ν_0 – частота перехода; R – универсальная газовая постоянная; T – температура. Подставляя известные величины, получим

$$\Delta\nu_d = 7,162 \cdot 10^{-7} \nu_0(T/\mu). \quad (10)$$

По данной методике были рассчитаны факторы F для 10 элементов из ряда лантаноидов: тулия, самария, диспрозия, гольмия, эрбия, иттербия, гадолиния, европия, неодима, празеодима. Причем для каждого элемента расчеты проводились для пяти наиболее сильных резонансных линий. Значения сил осцилляторов брались из [2].

С учетом возможностей современной высокотемпературной техники, используемой в лазерах на парах металлов и работающей при T не выше 2000 К, а также высокой реакционной способности редкоземельных элементов в реакциях замещения окислов при высоких температурах, были отобраны элементы, у которых наступает пленение излучения при T меньше 1800 К ($F < 0,01$).

В эксперименте оказалось возможным использовать следующие элементы: иттербий, европий, самарий, тулий, диспрозий, эрбий, гольмий, неодим, причем в первых пяти генерация лазерного излучения была получена ранее [3, 4]. На рис. 3 приведена рассчитанная зависимость фактора F от концентрации атомов тулия для трех переходов.

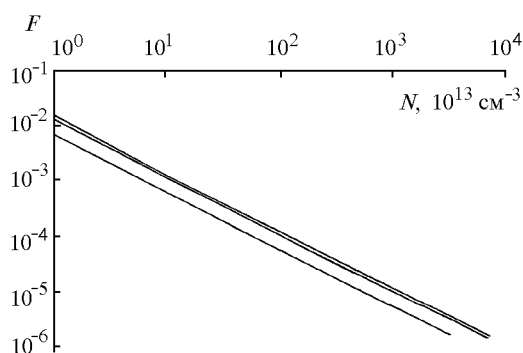


Рис. 3. Зависимость фактора пленения излучения от концентрации атомов тулия для переходов с длинами волн 388,313; 374,407 и 371,792 нм

Процессы столкновительной передачи возбуждения

Процесс столкновительной передачи возбуждения интенсивно изучался в парах щелочных и щелочно-земельных элементов. Исследовалась передача возбуждения при столкновении атомов металлов с инертными газами и с собственными возбужденными атомами. Исследовались и другие элементы, например: цинк, ртуть, кадмий, а также передача возбуждения между разнородными атомами: между магнием и кальцием, магнием и самарием и др. Величины сечений σ таких процессов зависят от рода столкновительных партнеров, дефекта энергии ΔE и могут достигать $10^{-12} - 10^{-13} \text{ см}^2$. Так, например, при столкновениях атомов цезия в возбужденном состоянии с собственными невозбужденными атомами значения σ для передачи возбуждения составляют $2,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ при $\Delta E = 42,94 \text{ см}^{-1}$; $2,7 \cdot 10^{-14}$; $12,6 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ при $\Delta E = 20,97$ и $7,16 \text{ см}^{-1}$ соответственно [1]. В такой же реакции и для Ca и He при $\Delta E = 105,9 \text{ см}^{-1}$ они составляют $3,19 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, а для лития при $\Delta E = 357,7 \text{ см}^{-1}$ соответственно $4,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [1]. Из приведенных выше данных видно, что сечения увеличиваются при уменьшении дефекта энергии. Таким образом, в качестве исследуемых должны быть выбраны элементы с очень разветвленной структурой уровней, а значит, и с небольшими дефектами энергии. Таким требованиям удовлетворяют редкоземельные элементы.

Оценка энергетических характеристик лазеров с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней

Оценка энергетических характеристик вышеуказанных лазеров была проведена для лазерного перехода с $\lambda = 1338$ нм в атоме тулия. Верхний лазерный уровень $E = 22742$ см⁻¹ данного перехода не является резонансным и заселяется в результате столкновительной передачи возбуждения с двух близко расположенных резонансных уровней: $E = 22929$ ($\lambda = 435,993$ нм) и 22791 см⁻¹ ($\lambda = 438,643$ нм). Дефекты энергии при этом составляют соответственно 187 и 49 см⁻¹. Оценка мощности лазерного излучения проводилась по формуле

$$P = V f_{\text{сл.имп}} h N \nu, \quad (11)$$

где V – объем трубки лазера; $f_{\text{сл.имп}}$ – частота следования импульсов; h – постоянная Планка; N – число атомов, участвующих в лазерном переходе; ν – частота лазерного перехода.

Число атомов, участвующих в лазерном переходе:

$$N = (N_1 + N_2)(g_{NR}/g_{NR} + g_M), \quad (12)$$

где N_1, N_2 – число атомов, участвующих в переходах с вышеуказанных резонансных уровней на верхний лазерный за счет столкновительной передачи возбуждения; g_{NR}, g_M – статистические веса нерезонансного верхнего лазерного и метастабильного уровней, при этом полагалось, что в момент начала генерации заселенность метастабильного уровня много меньше верхнего лазерного. Число атомов возбуждения за время импульса генерации N_1 и N_2 определяется из следующих формул:

$$N_1 = N_O V^{Tm} N_{R1} \sigma_{R1 \rightarrow NR}^{Tm, Tm} \tau g_{R1}/g_{NR}, \quad (13)$$

$$N_2 = N_O V^{Tm} N_{R2} \sigma_{R2 \rightarrow NR}^{Tm, Tm} \tau g_{R2}/g_{NR}, \quad (14)$$

где N_O – концентрация атомов в основном состоянии; V^{Tm} – средняя скорость атомов; N_{R1}, N_{R2} – концентрации атомов на резонансных уровнях; $\sigma_{R1 \rightarrow NR}^{Tm, Tm}, \sigma_{R2 \rightarrow NR}^{Tm, Tm}$ – сечения передачи возбуждения с резонансных на верхний лазерный уровень при столкновительной передаче возбуждения; τ – время генерации; g_{R1}, g_{R2} и g_{NR} – статистические веса резонансных и нерезонансного (верхнего лазерного) уровней.

В свою очередь,

$$N_{R1} = N_O V^e n_e \sigma_{O \rightarrow R1}^{Tm, e} \tau, \quad (15)$$

$$N_{R2} = N_O V^e n_e \sigma_{O \rightarrow R2}^{Tm, e} \tau, \quad (16)$$

где (в нашем случае $\tau = 100$ нс) V^e – средняя скорость электронов, определяемая из средней энергии электронов в предположении, что температура электронов составляет 3,5 эВ; $\sigma_{O \rightarrow R1}^{Tm, e}, \sigma_{O \rightarrow R2}^{Tm, e}$ – сечения передачи возбуждения из основного состояния на резонансный уровень при электронном ударе; n_e – концентрация электронов. Сечения передачи возбуждения из основного состояния на резонанс-

ном уровне при электронном ударе составляли соответственно $\sigma_{O \rightarrow R1}^{Tm, e} = 1,64 \cdot 10^{-17}$ см² и $\sigma_{O \rightarrow R2}^{Tm, e} = 3,63 \cdot 10^{-17}$ см² [5].

В связи с отсутствием данных о сечениях передачи возбуждения при атом-атомных столкновениях тулия величины сечений брались для других атомов, но с дефектами энергии, близкими к вышеуказанным: $\sigma_{R1 \rightarrow NR}^{Tm, Tm} = 2,1 \cdot 10^{-14}$ см² [6], $\sigma_{R2 \rightarrow NR}^{Tm, Tm} = 5 \cdot 10^{-15}$ см² [7]. Радиус трубки лазера составлял 1 см, длина трубки – 50 см, импульсы подавались с частотой 10 кГц, длительность импульса генерации составляла 100 нс. При расчетах полагалось, что ионизация атомов тулия составляла 5%. Зависимость рассчитанной мощности лазерного излучения от концентрации атомов в предположении сохранения электронной температуры представлена на рис. 4. Данная зависимость сравнивалась с экспериментальными данными, полученными на аналогичной лазерной трубке. Указанная длина волны выделялась в дисперсионном резонаторе с помощью дифракционной решетки, а контроль мощности осуществлялся калориметрическим измерителем мощности через стеклянную пластину, помещенную в резонатор под углом. При температуре, соответствующей концентрации атомов тулия 10^{15} см⁻³, средняя мощность лазерного излучения составила 220 мВт, что вполне коррелирует с расчетной зависимостью.

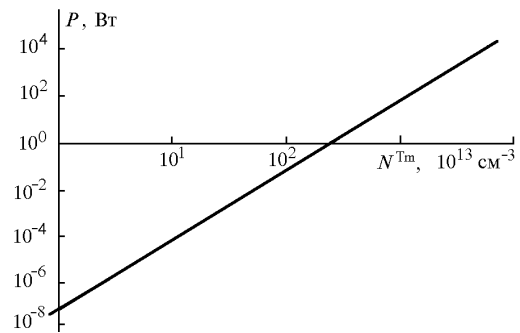


Рис. 4. Зависимость мощности лазерного излучения от концентрации атомов тулия

Заключение

Таким образом, при соблюдении условий пленения излучения на резонансных переходах и при дефекте энергии между резонансным и верхним лазерным уровнями, не превышающем 400 см⁻¹, газоразрядные лазеры с косвенным возбуждением верхнего лазерного уровня могут являться перспективным источником лазерного излучения.

1. Краулия Э.К., Круглевский В.А. // Столкновительные и радиационные процессы с участием возбужденных частиц. Рига: изд-во ЛГУ им. Стучки, 1987. С. 5–21.
2. Комаровский В.А. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 4. С. 559–592.
3. Cahuzas P. // J. Phys. 1971. V. 32. № 7. P. 499–505.
4. Герасимов В.А. // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87. № 1. С. 156–158.
5. Шимон Л.Л., Гарга И.И., Качанов В.Н., Курта И.В. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. N 1. С. 22–29.
6. Tam A.S., Yabuzaki T., Curry S.M., Hou M., Happer W. // Phys. Rev. A. 1978. V. A17. № 6. P. 1862–1868.
7. Rae A.G., Krause L. // Can. J. Phys. 1965. V. 43. № 5. P. 1574–1580.

V.A. Gerasimov, L.N. Starkova. Efficient work conditions of metal vapor laser with indirect excitation of upper laser levels.

Analysis of the mechanism creating population inversion was made for vapor lasers on the transitions with upper level populating due to collisional energy transfer. Efficient work conditions of rare-earth vapor lasers and energy possibilities estimate for thulium are presented. Comparative experiment was made.