

Т.М. Горбунова¹, А.Н. Солдатов^{1,3}, А.Г. Филонов²

О механизме формирования инверсии на инфракрасных переходах атома SrI и иона SrII

¹ Томский государственный университет,² Сибирский физико-технический институт им. академика В.Д. Кузнецова при ТГУ,³ Российский государственный университет инновационных технологий и предпринимательства, г. Томск

Поступила в редакцию 21.01.2004 г.

Генерация на $r-m$ -переходе атома стронция при $\lambda = 6,45$ мкм очень перспективна для применения в медицине. Известно, что она всегда сопровождается генерацией на $r-m$ -переходах SrII ($\lambda = 1,03$ и $1,09$ мкм) и, при определенных условиях, генерацией на переходах SrI с уровней $4d^3D_{3,2,1}$ на уровни $5p^3P_{2,1,0}^0$ (соответственно $\lambda = 3,01; 2,92; 2,69; 2,60$ мкм). С учетом особенностей структуры атома стронция и функций возбуждения синглетных и триплетных состояний SrI обсуждены возможные механизмы формирования инверсной заселенности на переходах атома SrI и иона SrII.

Введение

В работе [1] представлены результаты исследования лазера на парах стронция, генерирующего на нескольких переходах SrI и SrII. Лазер продольного типа работает с большой частотой повторения импульсов, обеспечивая режим эффективной генерации на переходе SrI с резонансного уровня на метастабильный — $\lambda = 6,45$ мкм ($5s5p^1P_{1-5s4d^1D_2}$). В течение импульса тока, наряду с генерацией на $\lambda = 6,45$ мкм, наблюдается лазерное излучение на переходах SrI с уровней $4d^3D_{3,2,1}$ на уровни $5p^3P_{2,1,0}^0$ ($\lambda = 2,69; 2,92; 3,01$ мкм), а также на переходах иона SrII на $\lambda = 1,09$ ($5p^2P_{1/2}^0 - 4d^2D_{3/2}$) и $1,03$ мкм ($5p^2P_{3/2}^0 - 4d^2D_{5/2}$) с резонансных уровней на метастабильные.

О генерации на переходах SrII $\lambda = 1,03$ и $1,09$ мкм, SrI $\lambda = 6,45$ мкм, а также на переходах $\lambda = 3,01$ и $3,06$ мкм ранее сообщалось в [2, 3], а на переходах с триплетного 4^3D уровня на триплетный уровень 5^3P^0 ($\lambda = 2,60; 2,69; 2,92$ мкм) — в [4]. В данной статье обсуждаются возможные механизмы создания инверсной населенности на этих переходах и их взаимосвязь с генерацией на линии $\lambda = 6,45$ мкм.

Условия эксперимента и результаты

Отпаянный активный элемент лазера на парах стронция имел $\varnothing = 15$ мм, межэлектродное расстояние 500 мм и следующие параметры разряда:

Напряжение на выпрямителе — 7,4 кВ;
Среднее значение тока — 180 мА;
Суммарная средняя мощность генерации — 1,5 Вт;
Частота следования импульсов — 18 кГц;
Буферный газ — гелий;
Давление He — 100 торр;
Рабочая температура испарителя — 700 °С;
Резонатор — неустойчивый, телескопического типа.

На рис. 1 представлены формы импульсов тока и напряжения. Амплитуда напряжения на трубке составляла 12 кВ. Указанные условия являются оптимальными для данного лазера на парах стронция.

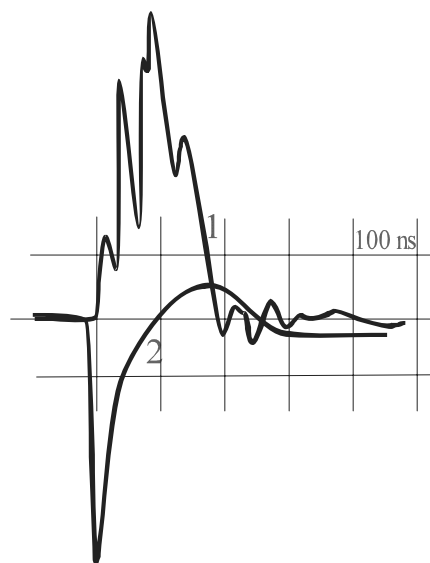


Рис. 1. Формы импульсов тока (1), напряжения (2)

Временное распределение импульсов генерации представлено на рис. 2. Если генерация на линиях $r-m$ -переходов в SrI и SrII начинается практически одновременно, то генерация на триплетных переходах запаздывает по отношению к ним приблизительно на 40 нс. Для спектрального разрешения лазерных переходов с триплетных уровней $^3D_{3,2,1}$ на триплетные уровни $^3P_{2,1,0}^0$ использованы дифракционный спектрометр Мак-Персона с решеткой 150 мм^{-1} , а также прерыватель излучения, пропускающий свет в течение 40 мкс при частоте повторения 5 Гц [1].

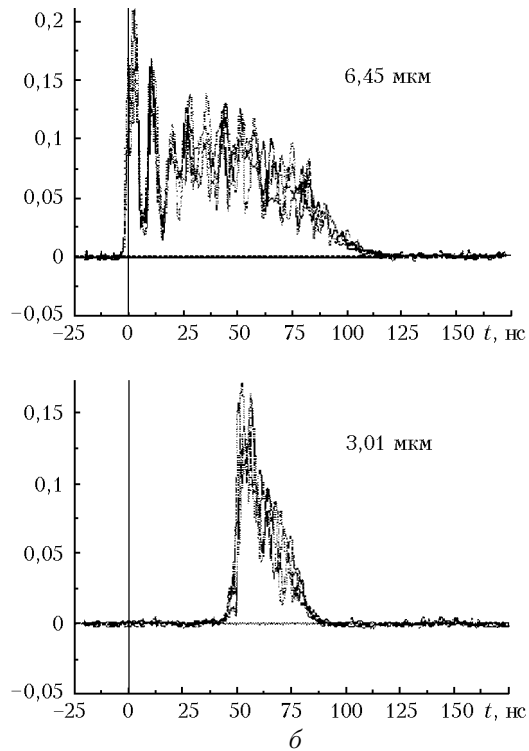
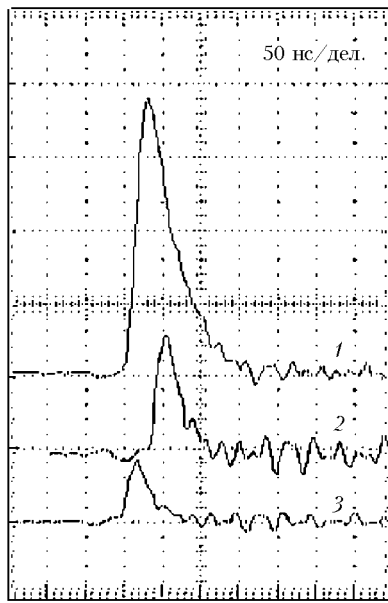


Рис. 2. Временные зависимости генерации (в отн. ед.): *a* — суммарный импульс: $\lambda \sim 1$; 3, 6,45 (1); 3 (2); 1 мкм (3); *б* — импульсы генерации на линиях $\lambda = 6,45$ и 3,01 мкм

На рис. 2,б представлены временные зависимости интенсивности лазерных линий 6,45 и 3,01 мкм в произвольных единицах. Измеритель мощности зафиксировал на выходе монохроматора следующие средние значения мощности:

2,69 мкм — 12 мВт; 3,01 мкм — 31 мВт;
2,92 мкм — 28 мВт; 6,45 мкм — 170 мВт.

Обсуждение результатов

Исходя из схемы уровней SrI (рис. 3), видим, что уровни ${}^3D_{3,2,1}$ являются метастабильными (оптически не связанными с основным состоянием SrI — $5s^1S_0$).

Уровни ${}^3P_{2,0}^0$ являются также метастабильными. Уровень ${}^3P_1^0$ связан с основным состоянием стронция очень слабым оптическим переходом (запрещенным по правилам отбора). Однако, как показывают эксперименты, эффективное сечение возбуждения уровня ${}^3P_1^0$ с основного состояния велико ($Q \sim 7,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при $E_{\text{макс}} \sim 4,6 \text{ эВ}$) [5]. Для сравнения заметим, что эффективное сечение возбуждения резонансного уровня ${}^1P_1^0$ достигает при той же энергии примерно $20 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [6]. Согласно [5] триплетные состояния хорошо заселяются электронным ударом. Если предположить, что в условиях нашего эксперимента максимальное значение T_e составляет примерно 4–5 эВ, то в этот момент ожидаемое значение заселенности уровня ${}^3P_1^0$ достигает $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рис. 4, возникновение инверсной населенности на переходах 3,01 и 3,06 мкм можно ожидать даже при равенстве заселенностей триплетов в целом, если предполо-

жить эффективное перемешивание заселенностей подуровней в триплетях за счет атом-атомных столкновений [3].

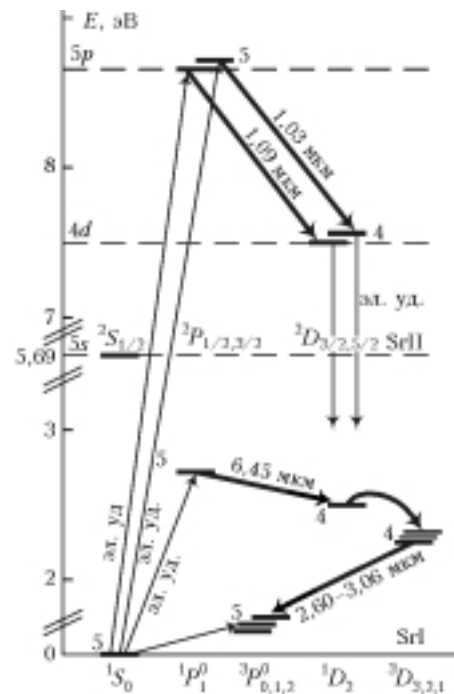
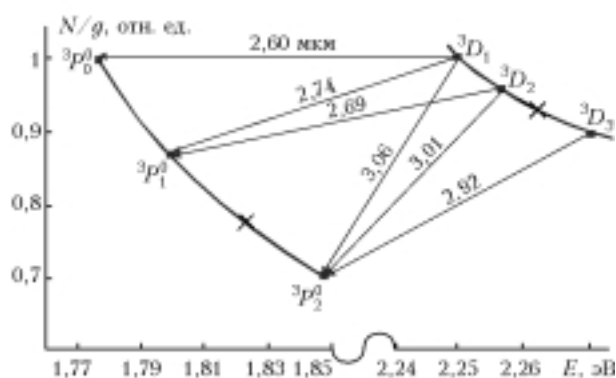


Рис. 3. Частичная схема уровней атома SrI и иона SrII: пунктирными линиями обозначены пределы сходимости серий одноэлектронного и двухэлектронного возбуждения атома стронция

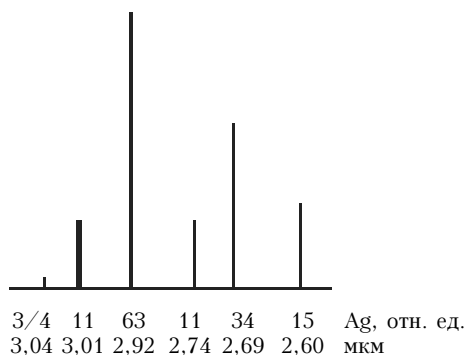
Если расстояние между ближайшими подуровнями $\Delta E \leq 0,1 k T_{\text{газ}}$, то уровни в мультиплетях

перезаселяются по больцмановскому закону с температурой газа. Эффективное сечение такого процесса велико ($Q \cong (3 + 5) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$) [7]. При средних давлениях (60–100 торр) наблюдается перемешивание заселенностей близких уровней даже при менее жестком условии $\Delta E \leq kT_{\text{газ}}$ и не обязательно уровней мультиплетов [8]. В условиях нашего эксперимента характерное время спин-орбитального перемешивания уровней в триплетах составляет 1 нс.

Из рис. 4 также видно, что для получения инверсной заселенности на остальных переходах необходимо, чтобы «центр тяжести» триплета ${}^3D_{3,2,1}$ лежал выше такового для ${}^3P_{2,1,0}^0$, т.е. должна существовать инверсная населенность верхнего триплета в целом по отношению к нижнему.



а



б

Рис. 4. Качественная картина: а – инверсной заселенности; б – относительных вероятностей переходов в линиях триплета ${}^3D_{3,2,1} - {}^3P_{2,1,0}^0$; «центры тяжести» верхних и нижних триплетов обозначены крестиками; $T_{\text{газ}} \sim 0,2 \text{ эВ}$

Далее обсудим возможность селективной заселенности триплета ${}^4D_{3,2,1}$ и резонансных уровней SrII.

1. Разрушение синглетного метастабильного состояния $4d^1D_2$ наиболее вероятно при сверхупругом столкновении со свободным электроном, при котором происходит обмен спином атомного электрона со свободным, переводящий атом в состояние 3D (на рис. 3 этот процесс обозначен стрелкой в виде дуги). По аналогии с состояниями He 2^1S и 2^3S [9] эффективное сечение такого процесса велико и составляет $\sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. В предположении, что

такой процесс может наступить при достаточно высокой заселенности $4d^1D_2$ -уровня за счет генерации на $\lambda = 6,45 \text{ мкм}$, т.е. через $\sim 20 \text{ нс}$ после ее начала, легко оценить характерное время сверхупругого столкновения и сравнить его с экспериментальным значением ($\sim 20 \text{ нс}$). Предполагая $T_e \sim 3 \text{ эВ}$, $N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, действительно получаем $\Delta t_{\text{cy}} \sim 20 \text{ нс}$.

Рис. 4,а объясняет появление генерации на переходах между уровнями ${}^3D_{3,2,1}$ и ${}^3P_{2,1,0}^0$ при селективном заселении верхнего триплета. То, что линия с $\lambda = 2,92 \text{ мкм}$ может иметь большее усиление при меньшей разности ($N_v/g_v - N_n/g_n$, где N_v, g_v, N_n и g_n – заселенности и статистические веса верхних и нижних уровней соответственно) [4], объясняется тем, что она имеет большую вероятность перехода. Соотношение вероятностей перехода в линиях мультиплетов показано на рис. 4,б и подсчитывается по «правилу сумм» [10].

2. Результаты работы подтверждают факт высокой эффективности накачки резонансных уровней SrII в процессе их прямого возбуждения из основного состояния атома стронция [2, 6, 11, 12]. Этот процесс происходит в однократном акте соударения электрона с атомом как ионизация с одновременным возбуждением. Для стронция этот процесс теоретически не изучен, хотя в [11] предполагается, что волновая функция основного состояния атома SrI – $5s^2 ({}^1S_0)$ существенно перемешивается с конфигурацией $5p^2$, из которой возбуждение уровней иона SrII – $5p ({}^2P^0)$ достигается прямым электронным ударом.

Заселение нижних (метастабильных) состояний переходов SrII ($\lambda = 1,03$ и $1,09 \text{ мкм}$) прямым электронным ударом из основного состояния атома маловероятно, что и обеспечивает инверсию на этих переходах в течение $\sim 70 \text{ нс}$.

Надо заметить, что для возбуждения атома SrI и иона SrII электронным ударом велика роль конфигураций атома SrI, соответствующих двухэлектронному возбуждению s^2 -электронов. Первые электронные состояния этих конфигураций – $4d5p, 5p^2, 4d^2$. Как показано в [6], сечения возбуждения уровней электронным ударом, в результате которого одновременно меняется состояние двух электронов, велики и сравнимы (для одних и тех же $n_{\text{эф}}$) с одноэлектронными. Кроме того, они сильно взаимодействуют с близлежащими уровнями одноэлектронного возбуждения, и, как уже было сказано выше, с них возможно заселение уровней иона SrII $5p ({}^2P^2)$ и $4d ({}^2D)$ прямым электронным ударом (см. рис. 3).

В свою очередь, к концу импульса тока (ориентировочно $N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 1-1,5 \text{ эВ}$), по окончании генерации на $\lambda = 1,03$ и $1,09 \text{ мкм}$, возможны эффективное девозбуждение метастабильных состояний SrII $4d ({}^2D)$ при столкновении с электронами и подзаселение всех генерационных уровней атома SrI «сверху» через состояния двухэлектронного возбуждения. Поскольку механизм селективного разрушения уровня SrI 1D_2 продолжает действовать, генерация на $\lambda = 6,45 \text{ мкм}$ длится фактически до конца импульса тока.

Заключение

В смеси буферного газа гелия и паров стронция в продольном импульсно-периодическом разряде наблюдается генерация на нескольких переходах SrI и SrII в каждом импульсе тока. Наряду с генерацией на $r-m$ -переходах SrI ($\lambda = 6,45$ мкм) и SrII ($\lambda = 1,03$ и $1,09$ мкм) с задержкой во времени порядка 40 нс появляется генерация на переходах между уровнями в триплетях ($4^3D_{3,2,1} - 5^3P_{2,1,0}^0$), $\lambda = 3,01; 2,92; 2,69$ мкм. Показана большая роль столкновительного перемешивания уровней с температурой газа. Предложен механизм селективного заселения 3D -триплетя после окончания самоограниченной генерации на $\lambda = 6,45$ мкм, а также расселения метастабильных уровней иона SrII $4d(^2D)$, продлевающих генерацию на $\lambda = 6,45$ мкм до конца импульса тока.

1. Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Gabella B., and Kostadinov I. A Sealed-off Strontium-Vapor Laser // Proc. VI Int. Conf. «Atomic and molecular pulsed lasers». Tomsk, 15–19 September, 2003. P. 63.
2. Платонов А.В., Солдатов А.Н., Филонов А.Г. Импульсный лазер на парах стронция // Квант. электрон. 1978. Т. 5. № 1. С. 198–201.
3. Бохан П.А., Бурлаков В.Д. О механизме генерации на переходах $4d^3D_{1,2} - 5p^3P_{2,1,0}^0$ атома стронция // Квант. электрон. 1979. Т. 6. № 6. С. 623–625.

4. Pan B.-I., Chen G., Zhong J.-W., Yao Z.-X. Emission of laser pulses due to transitions from metastable to metastable levels in strontium vapor // Appl. Phys. B. 2003. V. 76. P. 371–374.
5. Смирнов Ю.М. Возбуждение 3S -, 3P - и $^3P^0$ -уровней атома стронция медленными электронами // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90. № 3. С. 387–393.
6. Стародуб В.П., Алексахин И.С., Гарга И.И., Занесочный И.П. Возбуждение щелочно-земельных атомов электронным ударом [II. Стронций (синглеты)], [III. Стронций (триплеты)] // Оптика и спектроскопия. 1973. Т. 35. Вып. 6. С. 1037–1044; 1974. Т. 37. Вып. 1. С. 20–25.
7. Павловская Е.Н., Подмошенский И.В. О закономерности заселения близких уровней атомов в газовом разряде // Оптика и спектроскопия. 1967. Т. 23. Вып. 5. С. 873–877.
8. Горбунова Т.М., Держиев В.И., Михайличенко Ю.П., Черникова Е.В., Яковленко С.И., Янчарина А.М. Инверсная населенность на новых переходах атома неона в видимой области спектра // Квант. электрон. 1990. Т. 17. № 10. С. 1283–1284.
9. Phelps A.V. Absorption Studies of Helium Metastable Atoms and Molecules // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 4. P. 1307–1313.
10. Фруш С.Э. Спектры атомов и молекул. М.; Л.: Изд-во ФМЛ, 1963. 640 с.
11. Chen S.T., Leep D., and Gallagher A. Excitation of the Sr and Sr⁺ resonance line by electron impact on Sr atoms // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. № 3. P. 947–954.
12. Смирнов Ю.М. Возбуждение однозарядного иона стронция при столкновениях $e - Sr$ // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 3. С. 366–370.

T.M.Gorbunova, A.N.Soldatov, A.G.Filonov. Mechanism of formation of population inversion at infra-red transitions of SrI atom and SrII ion.

Lasing at the $r-m$ transitions in atomic strontium at $\lambda = 6.45$ μm holds very good promise for medical applications. The lasing is known to occur with that at the $r-m$ transitions in ionic strontium at $\lambda = 1.03$ and 1.09 μm and, under certain conditions, with laser oscillation at the transitions from the $4d^3D_{3,2,1}$ levels to the $5p^3P_{2,1,0}^0$ levels in atomic strontium at $\lambda = 3.01, 2.92, 2.69$, and 2.60 μm . Possible mechanisms of formation of the population inversion for the transitions in atomic and ionic strontium are discussed with allowance made for the special features of the atomic strontium structure and excitation functions of the singlet and triplet SrI states.