

А.М. Бойченко¹, Г.С. Евтушенко^{2,3}, О.В. Жданев^{2,3}, С.И. Яковленко¹

Влияние добавок цезия на генерационные характеристики лазера на парах меди

¹ *Институт общей физики РАН, г. Москва*

² *Томский политехнический университет*

³ *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 8.07.2003 г.

Построена нестационарная кинетическая модель активной среды лазера на парах меди ($\lambda = 510,6; 578,2$ нм) с примесью цезия. Проведен анализ имеющихся экспериментальных и теоретических точек зрения на возможность повышения генерационных характеристик лазера на парах меди путем введения в активную среду добавок цезия. Выявлены причины улучшения этих характеристик, и получены данные по увеличению КПД и мощности генерации при введении оптимальных добавок цезия.

Введение

Предложение об использовании присадки атомов цезия для повышения энергетических характеристик лазера на парах меди было впервые высказано в работе [1]. В то же время остается пока неясным, на самом ли деле добавки цезия приводят к улучшению генерационных характеристик лазера. Так, в работе [2] при введении добавки с плотностью порядка $10^{15}-10^{16}$ см⁻³ наблюдалось уменьшение энергии генерации, в работе же [3] при существенно меньших концентрациях (порядка $10^{13}-10^{14}$ см⁻³) было получено увеличение энергии генерации в 1,3–1,4 раза. Позже исследовалось влияние добавок цезия, но уже не к активной среде лазера на парах чистой меди, а к лазерам на парах хлорида [4, 5], бромида [6] меди и НуВrID-лазера [7]. Но и в данном случае также нельзя пока однозначно ответить на вопрос о влиянии добавок цезия. В экспериментах [4, 6, 7] наблюдалось увеличение лазерной энергии при добавках цезия, а в эксперименте же [5] увеличения не происходило.

Улучшение генерационных характеристик в работе [1] связывалось с участием атомов цезия в де-возбуждении метастабильных уровней атома меди. До сих пор эта точка зрения остается наиболее распространенной [4–7]. Однако в работах [3, 8–10] выдвинут ряд возражений против нее. В [3, 10] выполнены оценки влияния примеси цезия на основе упрощенных кинетических моделей, и выдвигается несколько предположений о влиянии примеси цезия на характеристики лазера на парах меди.

Итак, в результате проведенных исследований к настоящему времени не только не выяснены основные механизмы влияния цезия на работу лазера на парах меди, но и фактически не ясно, в каких именно случаях добавки цезия приводят к улучшению параметров лазера. Целью данной работы яв-

ляются анализ всех существующих точек зрения на упомянутые механизмы на основе расчетов с использованием подробной кинетической модели активной среды Cu–Ne–Cs-лазера и выявление причин повышения мощности генерации при добавлении цезия в активную среду лазера.

1. Описание кинетической модели

С целью исследования влияния примеси цезия на генерационные характеристики лазера на парах меди была разработана подробная нестационарная кинетическая модель активной среды Cu–Ne–Cs, описывающая лазерное излучение на длинах волн $\lambda = 510,6, 578,2$ нм. Модель позволяет проводить анализ изменений значений населенностей уровней атомов меди, неона и цезия, плотности ионов этих элементов, температуры электронов и интенсивности лазерного излучения на двух длинах волн. Детальное описание модели для атома меди и неона приведено в работах [11–14]. Отметим лишь, что, как и в ранее разработанных нами моделях, для меди учитывались следующие состояния: Cu [Cu($4^2S_{1/2}$), Cu($4s^2^2D_{5/2}$), Cu($4s^2^2D_{3/2}$), Cu($4^2P_{3/2}$), Cu($5^2S_{1/2}$)], два уровня Cu*, Cu**, объединяющие соответственно три [Cu(4^1P^0), Cu(4^1D^0), Cu(4^1F^0)] и четыре [Cu($5^2P_{3/2}$), Cu($5^2P_{1/2}$), Cu($4^2D_{5/2}$), Cu($4^2D_{3/2}$)] близко расположенных возбужденных уровня, а также основное состояние иона меди. У неона рассматривались основное и два первых возбужденных состояния атома Ne, Ne* (совокупность 3s-уровней) и Ne** (совокупность 3p-уровней), а также основное состояние Ne⁺ иона неона. Новым по сравнению с перечисленными выше моделями явился учет в активной среде добавки цезия. Учитывались основное (Cs) и четыре возбужденных состояния атома цезия: Cs($6P_{1/2}$), Cs($6P_{3/2}$), уровень, объединяющий два близко расположенных Cs [Cs($6D_{3/2}$),

Cs(6 $D_{5/2}$)] уровня, уровень Cs(7 $S_{1/2}$) и основное состояние иона цезия.

В модели учитывались следующие процессы с участием цезия: упругое охлаждение электронов, неупругие процессы (прямая и ступенчатая ионизация электронным ударом, электронное возбуждение и девозбуждение, атомарное возбуждение и девозбуждение, резонансное тушение метастабильных уровней атома меди, пеннинг-реакции) и радиационные переходы (см. Приложение). Вероятности спонтанных радиационных переходов Cs(6 $P_{1/2}$)–Cs(6 $S_{1/2}$), Cs(6 $P_{3/2}$)–Cs(6 $S_{1/2}$) и Cs(6 D)–Cs(6 $S_{1/2}$) определялись по данным [15]. Для переходов в основное состояние учитывалась реабсорбция излучения путем введения фактора ускользания (см., например, [16]).

Уравнение теплового баланса, использовавшееся для описания температуры электронов, в данной статье имеет по сравнению с [11–14] дополнительное слагаемое Q_{iCs} , учитывающее мощность, затрачиваемую на ионизацию цезия. В плотность мощности, затрачиваемой на охлаждение электронов за счет упругих столкновений с атомами неона и ионами меди, добавлено слагаемое, учитывающее охлаждение электронов за счет упругих столкновений с ионами цезия.

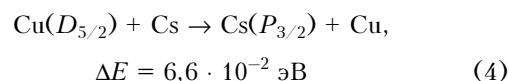
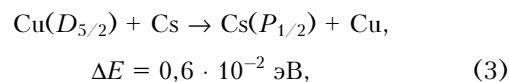
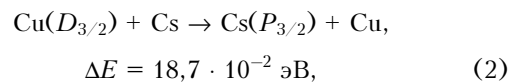
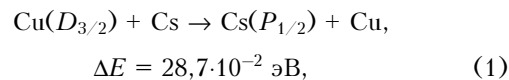
В экспериментальных работах отмечалось, что при введении цезия не происходит существенных изменений тока, протекающего через газоразрядную трубку (ГРТ), поэтому при описании плотности электрического тока использовалась одинаковая для всех концентраций зависимость тока от времени. В расчетах использовалась временная зависимость тока накачки активного элемента Kulon-LT40 [17].

Нестационарные самосогласованные уравнения для концентраций различных реагентов активной среды и уравнения теплового баланса электронов решались с использованием программной среды ПЛАЗЕР [18, 19]. Для решения системы «жестких» дифференциальных уравнений использовался алгоритм Гира. Всего в модели учитывалось около 160 кинетических реакций. Начальная концентрация меди в основном состоянии выбиралась равной $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, начальные значения остальных реагентов рассчитывались в модели с помощью итераций. А именно, задавались начальные концентрации реагентов, после чего рассчитывались их значения к началу следующего импульса. Итерации прекращались, когда отличие начальных и конечных значений составляло менее 1%.

2. Предполагаемые механизмы влияния добавок цезия на характеристики лазера на парах меди и их анализ

В данном разделе последовательно (пп. 1–9) изложены предполагаемые механизмы влияния добавок цезия на генерационные характеристики лазера на парах меди.

1. Авторы последних экспериментальных работ [4, 6, 7] по исследованию примеси цезия на характеристики лазера на парах меди утверждают, что атомы цезия являются акцепторами энергии от атомов меди в метастабильных состояниях в процессах:



и обеспечивают более быстрое тушение метастабильных состояний атома меди в послесвечении. Однако данная точка зрения не является общепринятой. Выполненные в [8–10] оценки показали, что в условиях работы лазера на парах меди данный механизм не может быть использован для объяснения наблюдаемого в [3, 4, 6, 7] улучшения лазерных характеристик, поскольку время релаксации для реакций (1)–(4) при концентрациях цезия, указанных в [3, 4, 6, 7], в несколько раз превышает длительность межимпульсного периода.

Действительно, данное время может быть оценено $\tau = [N_{Cs} \cdot \langle \sigma v \rangle]^{-1}$, где N_{Cs} – концентрация атома цезия; σ – сечение передачи возбуждения при взаимодействии атома цезия и атома меди; v – относительная скорость атома цезия. Для почти резонансных процессов типа (1)–(4) величину сечения можно оценить как $\sigma = 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [16]. При $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, соответствующей оптимальным (с точки зрения максимального энергоусъема) концентрациям атомов цезия, приведенным в работах [4, 6, 7], и $v = 1 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, τ равно 10 мс.

Оптимальные частоты следования импульсов возбуждения составляют примерно 10–20 кГц, что соответствует межимпульсному периоду 0,1 мс, на два порядка меньшему τ . Влияние протекания данных реакций в активной среде иллюстрируется результатами расчетов по описанной выше кинетической схеме (рис. 1). На рис. 1 представлены кривые, как с учетом, так и без учета реакций (1)–(4). Видно, что реакции резонансной передачи возбуждения с метастабильных уровней атомов меди не оказывают значимого влияния на их временную зависимость. В частности, начиная приблизительно с 10 мкс, данные кривые практически совпадают. Параметры ГРТ, значения реагентов плазмы, использованные в расчетах, приведены в таблице.

По-видимому, работа [3] является наиболее подробной на сегодняшний момент работой по экспериментальному и теоретическому исследованию влияния добавки цезия на характеристики лазера на парах меди. В ней высказано несколько причин, по которым введенная примесь цезия может оказы-

вать положительное влияние на генерационные характеристики лазера на парах меди.

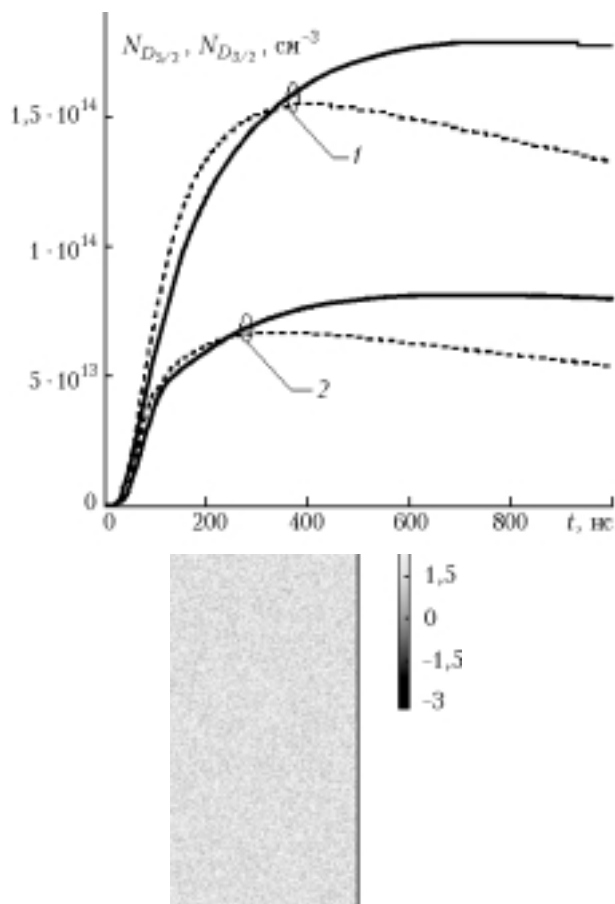


Рис. 1. Временные зависимости населенностей уровней $D_{5/2}$ (1) и $D_{3/2}$ (2) (сплошная кривая — $N_{Cs} = 0\%$; пунктир — $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

В работе [3], однако, использовался ряд упрощающих предположений, и не совсем ясно, как все эти предположения могут отразиться на выводах работы. Кроме того, эти причины интересно проанализировать на более подробной модели. Поэтому в проводимом нами анализе мы также остановимся и на возможных причинах влияния добавок цезия, выдвинутых в этой работе. Рассмотрим их подробнее.

2. Высказывается точка зрения, что в присутствии примеси цезия релаксация температуры электронного газа в межимпульсный период происходит быстрее, чем для активной среды Cu–Ne. Авторы работы [3] связывают это с дополнительным механизмом охлаждения электронов в соударениях с ионами цезия.

Время охлаждения в кулоновских электрон-ионных столкновениях может быть оценено согласно следующим соотношениям (см., например, [10]):

$$\tau_{gas} \cong \left(2v_{ei} \frac{m_e}{M_i} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{3} \pi e^4 N_e \ln \Lambda_k}{9 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \cong 5,076 \cdot 10^{-6} \frac{N_e \ln \Lambda_k}{\sqrt{T_e^3}},$$

где m_e — масса электрона; v_{ei} — частота кулоновских электрон-ионных столкновений; $\ln \Lambda_k$ — кулоновский логарифм (≈ 10). В последней формуле предполагается, что концентрация электронов выражена в см^{-3} , а температура электронов в эВ, при этом частота выражена в с^{-1} . Для стандартных условий возбуждения (мощность генерации порядка нескольких десятков Вт и радиус трубки порядка 1 см) характерные значения концентрации электронов в начале межимпульсного периода (по окончании нескольких микросекунд от начала импульса возбуждения) составляют величину порядка $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов — 0,5 эВ. В условиях работ [4, 6, 7], где оптимальная концентрация добавок цезия составляла 10^{12} см^{-3} , время охлаждения в кулоновских электрон-ионных столкновениях сократится менее чем на 2% даже в предположении, что ионизованы все атомы цезия. В условиях работы лазера [3] оптимальная концентрация цезия составляет несколько единиц от 10^{13} см^{-3} . Подстановка добавочной концентрации электронов, соответствующая данному значению, в (1) приведет к уменьшению времени релаксации на 17,5%. Однако наши расчеты показывают, что концентрация электронов в случае введенной примеси цезия будет только в самом начале послесвечения превышать значение концентрации для случая чистой меди (см. подробнее п. 3). При наличии в активной среде добавок цезия спад концентрации электронов более быстрый и приводит к меньшим предимпульсным концентрациям электронов (что совпадает с выводами [10], см. также п. 3). Таким образом, как показывают расчеты, в действительности время релаксации не уменьшается, а может даже увеличиваться. Другими словами, увеличение концентрации электронов для случая лазера с добавками цезия носит лишь кратковременный характер.

3. В [3] отмечается более быстрое восстановление концентрации атомов меди в основном состоянии перед началом импульса возбуждения при одновременном повышении скорости релаксации заселенности метастабильных состояний. Авторами работы [3] это объясняется более высокой концентрацией электронов в межимпульсный период и более низкой температурой электронов в самом конце послесвечения. Однако авторы работы [3] не приводят конкретных механизмов, посредством которых более высокая концентрация электронов в течение послесвечения и более низкая температура электронов в конце межимпульсного периода могут привести к более высокой скорости восстановления населенности основного состояния атома меди.

Результаты нашего моделирования подтверждают факт меньшей степени истощения основного состояния атома меди в течение импульса возбуждения при наличии добавок цезия. Остановимся на этом более подробно. Во-первых, концентрация электронов в наших расчетах при добавках цезия не превышает в течение всего межимпульсного периода концентрацию электронов без добавок (см. пп. 2.2). Меньшая степень истощения объясняется меньшей вводимой в разряд энергией. После окончания

импульса возбуждения вследствие интенсивной рекомбинации ионов меди наблюдается несколько более интенсивное восстановление концентрации атомов меди в основном состоянии. Однако с начала послесвечения (примерно с 2-й мкс, рис. 2) скорости восстановления практически одинаковы для обоих случаев, так как в активной среде с введен-

ной добавкой цезия температура электронов несколько меньше, но и меньше их концентрация (рис. 3, 4). Проведенный анализ потоков истощения основного состояния атома меди показал, что плазмохимические реакции с участием атомов цезия непосредственно не влияют на заселенность основного состояния.

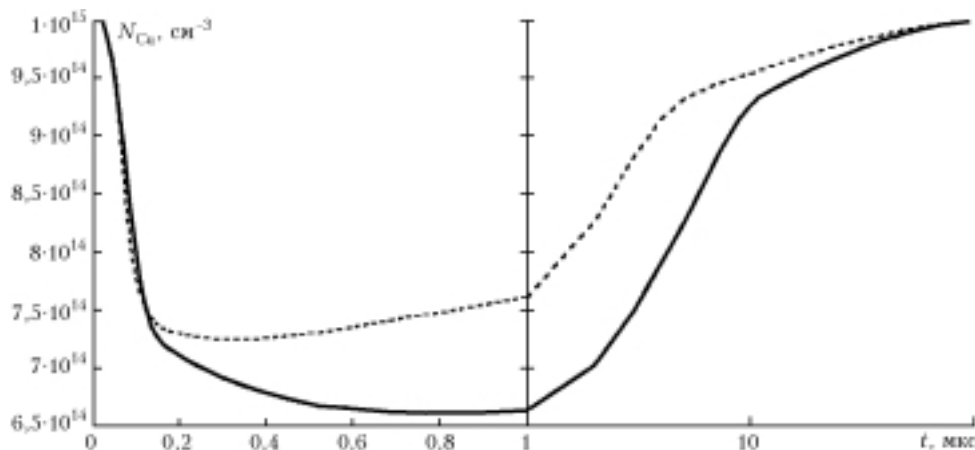


Рис. 2. Временные зависимости концентрации атомов меди в основном состоянии в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала (сплошная кривая – $N_{Cs} = 0\%$; пунктир – $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

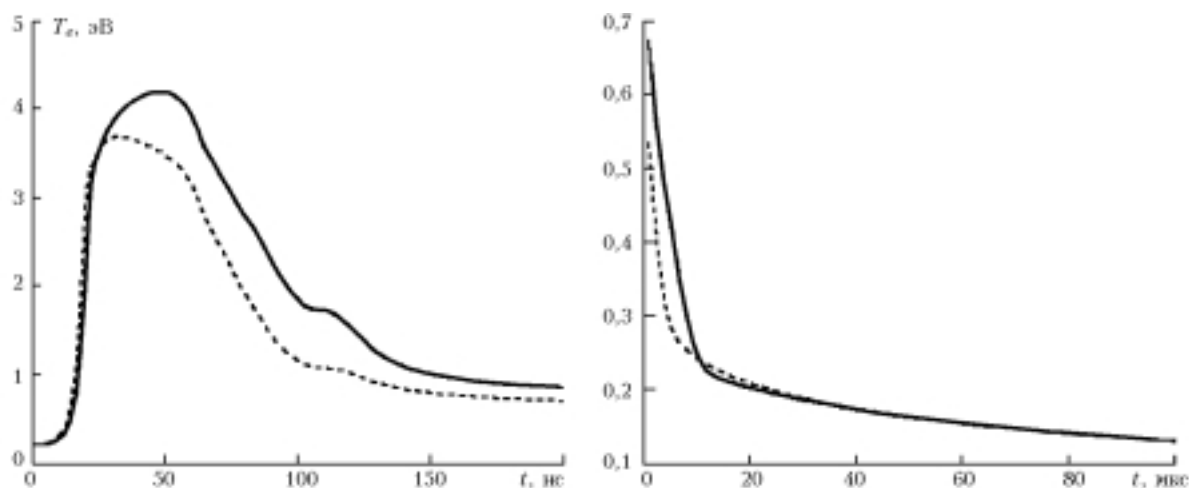


Рис. 3. Временные зависимости температуры электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала (сплошная кривая – $N_{Cs} = 0\%$; пунктир – $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

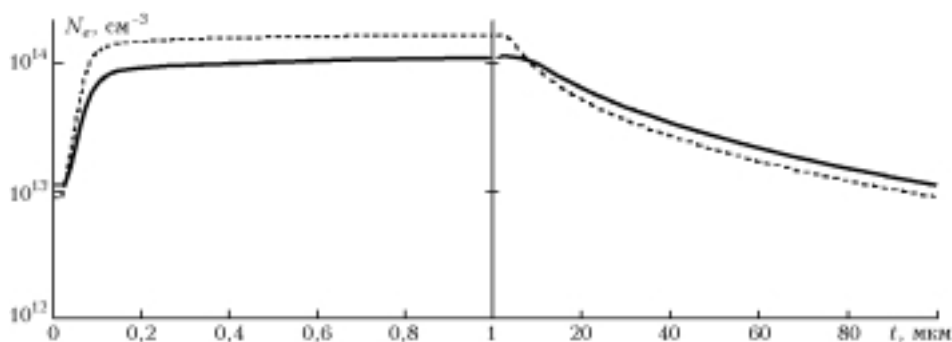


Рис. 4. Временные зависимости концентрации электронов в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала (сплошная кривая – $N_{Cs} = 0\%$; пунктир – $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

4. Результаты моделирования, полученные в [3], показывают, что при превышении оптимальной концентрации примеси цезия происходит увеличение предимпульсной концентрации атомов меди в метастабильном состоянии.

Результаты расчетов, проведенные на основе разработанной нами кинетической модели, противоречат этим выводам. В расчетах увеличения предимпульсной концентрации атомов меди в метастабильных состояниях не происходит ни при каких концентрациях добавок цезия (таблица). Предимпульсные значения заселенностей метастабильных уровней атома меди при введении добавки цезия монотонно уменьшаются: как вследствие меньшего возбуждения в течение импульса накачки (см. рис. 1 и пп. 2.3, 2.7), так и из-за уменьшения предимпульсной температуры электронов. Температура электронов уменьшается вследствие того, что концентрация атомов меди в метастабильных состояниях стремится к равновесному значению. Анализ динамики заселенности метастабильного уровня $D_{5/2}$ свидетельствует о том, что ни в течение импульса накачки, ни в послесвечении заметного влияния примесь цезия на концентрацию атомов меди в метастабильных состояниях не оказывает (см. рис. 1). Заметное уменьшение предимпульсных концентраций атомов меди в метастабильных состояниях происходит при приближении введенной примеси цезия к критическому значению, при котором происходит срыв генерации (см. таблицу).

5. В [3] отмечается, что предимпульсная концентрация электронов не оказывает влияния на

энергосъем лазера, причем данное положение авторами не конкретизируется.

Предимпульсные концентрации реагентов активной среды могут изменяться вследствие недостаточной релаксации этих параметров в межимпульсный период, например при повышении частоты следования импульсов возбуждения или при введении различных активных примесей. В работах [11, 12, 20–24] показано, что предимпульсная концентрация электронов оказывает непосредственное влияние на генерационные характеристики лазера на парах меди. Согласно нашим расчетам и в случае присутствия добавок цезия в активной среде генерационные характеристики также зависят от предимпульсной концентрации электронов.

6. В работе [3] при добавлении цезия экспериментально зафиксировано сокращение времени развития разряда при одновременном увеличении крутизны фронта импульса напряжения и его уменьшении по амплитуде.

В наших расчетах также получен данный эффект. Ускорение развития разряда в плазме лазера при введении примеси цезия объясняется более быстрым нарастанием концентрации электронов (развитием электронной лавины) вследствие меньшего потенциала ионизации атома цезия. Таким образом, при наложении импульса возбуждения ионизация газа в активном элементе начинается в более ранний момент, что и обеспечивает уменьшение фронта импульса возбуждения.

7. В эксперименте [3] получено снижение активного сопротивления плазмы при введении цезия.

Начальные значения реагентов плазмы при частоте следования импульсов возбуждения 10 кГц

Реагент	$N_{Cs} = 0,$ см ⁻³	$N_{Cs} = 1 \cdot 10^{12},$ см ⁻³	$N_{Cs} = 1 \cdot 10^{13},$ см ⁻³	$N_{Cs} = 5 \cdot 10^{13},$ см ⁻³	$N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14},$ см ⁻³	$N_{Cs} = 5 \cdot 10^{14},$ см ⁻³
$Cu^+ + Ne^+$	$1,086 \cdot 10^{13}$	$1,083 \cdot 10^{13}$	$1,057 \cdot 10^{13}$	$9,32 \cdot 10^{12}$	$7,4 \cdot 10^{12}$	$1,29 \cdot 10^{11}$
$Cu_{D_{5/2}}$	$1,19 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{11}$	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,01 \cdot 10^{11}$
$Cu_{D_{3/2}}$	$1,11 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,09 \cdot 10^{10}$	$1,06 \cdot 10^{10}$	$1,06 \cdot 10^{10}$	$9,93 \cdot 10^9$
$Cs_{P_{1/2}}$	—	$2,52 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^8$	$1,28 \cdot 10^9$	$2,87 \cdot 10^9$	$1,84 \cdot 10^{10}$
$Cs_{P_{3/2}}$	—	$3,28 \cdot 10^7$	$3,25 \cdot 10^8$	$1,68 \cdot 10^9$	$3,82 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$
Cs_D	—	$1,63 \cdot 10^6$	$1,65 \cdot 10^7$	$9,28 \cdot 10^7$	$2,26 \cdot 10^8$	$6,26 \cdot 10^8$
$Cs_{7S_{1/2}}$	—	$6,77 \cdot 10^5$	$6,86 \cdot 10^6$	$3,89 \cdot 10^7$	$9,64 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^8$
Cs^+	—	$7,69 \cdot 10^9$	$7,89 \cdot 10^{10}$	$4,79 \cdot 10^{11}$	$1,35 \cdot 10^{12}$	$7,11 \cdot 10^{12}$
Cs	—	$9,93 \cdot 10^{11}$	$9,86 \cdot 10^{12}$	$4,93 \cdot 10^{13}$	$9,87 \cdot 10^{13}$	$4,85 \cdot 10^{14}$
T_e	0,147	0,147	0,146	0,146	0,146	0,15
$E_{510},$ Дж/см ³	$6,36 \cdot 10^{-6}$	$6,34 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$6,1 \cdot 10^{-6}$	$5,62 \cdot 10^{-6}$	$9,34 \cdot 10^{-7}$
$E_{578},$ Дж/см ³	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$2,88 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	0
$E_t,$ Дж/см ³	$9,32 \cdot 10^{-6}$	$9,3 \cdot 10^{-6}$	$9,18 \cdot 10^{-6}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$	$8,02 \cdot 10^{-6}$	$9,34 \cdot 10^{-7}$
$E_{kor},$ Дж/см ³	$9,32 \cdot 10^{-6}$	$9,323 \cdot 10^{-6}$	$9,495 \cdot 10^{-6}$	$10,612 \cdot 10^{-6}$	$11,204 \cdot 10^{-6}$	$3,571 \cdot 10^{-7}$
$P_{kor},$ Вт	35,136	35,147	35,795	40,006	42,238	1,346

Примечание. Начальные значения реагентов плазмы получались в результате самосогласованного расчета (см. описание кинетической модели, разд. 1). E_t — общая удельная энергия генерации; E_{510} — удельная энергия генерации на длине волны 510,6 нм; E_{578} — удельная энергия генерации на длине волны 578,2 нм; P_{kor} — средняя мощность генерации при поддержании кпд на постоянной величине. Газоразрядная трубка имела параметры, приведенные в [17]: длина — 120 см, внутренний радиус — 1 см, концентрация буферного газа неона — $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Наша модель подтверждает такое поведение сопротивления. Оптимальная концентрация добавок цезия согласно работам [3, 4, 6, 7] не превышает нескольких единиц 10^{13} см^{-3} , в условиях наших расчетов она не превышает 10^{14} см^{-3} . При таких концентрациях вклад электрон-атомных столкновений в проводимость плазмы несуществен (сечение рассеяния электрона на атоме цезия в максимуме составляет примерно 600 \AA), поэтому при моделировании лазера на парах меди с введенной примесью цезия мы использовали выражение для удельного сопротивления из работ по моделированию лазера на парах меди [11–14]. Таким образом, примесь цезия оказывает опосредованное влияние на изменение сопротивления плазмы лазера на парах меди через изменение временных зависимостей концентрации и температуры электронов (см. разд. 3). Из-за меньшей предимпульсной концентрации электронов предимпульсное сопротивление плазмы при введенной добавке цезия выше (см. разд. 3), однако быстрое нарастание концентрации электронов обеспечивает более резкий спад сопротивления уже в течение первых десятков наносекунд, что приводит к уменьшению количества вводимой в разряд энергии и, соответственно, повышению КПД.

8. В работах [9, 10] высказывается мнение о том, что при введении цезия в активную среду должна уменьшаться температура электронов вследствие уменьшения затрат энергии на ионизацию и снижения рекомбинационного подогрева на этапе послесвечения.

Действительно, вводимая в разряд энергия при введении примеси цезия значительно сокращается, что обусловлено повышением концентрации электронов в течение импульса возбуждения, и приводит к снижению сопротивления плазмы и, соответственно, вводимой энергии (см. также пп. 2.7). Отдельно отметим, что срыв генерации при наличии цезия в активной среде соответствует большей температуре электронов, чем в его отсутствие. Так, для тока, использовавшегося в нашей модели (см. разд. 3), температура электронов, соответствующая срыву генерации при наличии добавок цезия, составляет $\approx 2,2 \text{ эВ}$. Эта же температура в чистой смеси составляет $1,85 \text{ эВ}$, и близка к значению $1,7 \text{ эВ}$, при котором сравниваются скорости возбуждения резонансных и метастабильных уровней атома меди. Анализ динамики плазмохимических реакций свидетельствует о том, что цезий не оказывает непосредственного влияния на значение температуры электронов в межимпульсный период.

9. В эксперименте [3] наблюдалось, что введение добавки цезия сопровождается снижением напряжения на ГРТ. В то же время в работах [4, 6, 7] приводятся данные о том, что введение примеси цезия не изменяет заметным образом электрические характеристики устройства.

Отметим, что при моделировании предполагалось, что форма импульса тока не меняется при добавлении цезия (см. разд. 1). Изменения проводимости плазмы и временной формы напряжения обсуждаются выше (см. пп. 2.6, 2.7).

3. Анализ влияния цезия на предимпульсные значения и временные характеристики реагентов плазмы

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что при изменении процентного содержания примеси цезия в активной среде лазера предимпульсные значения реагентов и параметров меняются монотонно. При увеличении примеси цезия происходит постепенное снижение предимпульсных концентраций электронов и атомов меди в метастабильных состояниях при одновременном понижении предимпульсной температуры электронов. Одновременно с этим наблюдается рост предимпульсных населенностей всех уровней атома цезия и его ионов. Характерные изменения временных зависимостей различных реагентов плазмы активной среды лазера приведены на рис. 1–6.

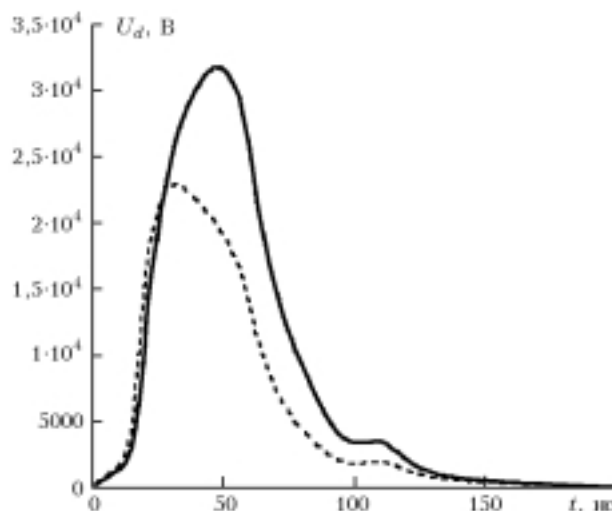


Рис. 5. Зависимость напряжения на ГРТ от времени (сплошная кривая — $N_{Cs} = 0\%$; пунктир — $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

Физические процессы в течение импульса возбуждения и послесвечения различны, поэтому остановимся на рассмотрении этих стадий отдельно.

Импульс возбуждения

При введении примеси цезия в активную среду сокращается фронт импульса напряжения (см. пп. 2.6, рис. 5), а следовательно, и время достижения критической температуры электронов, при которой сравниваются скорости возбуждения резонансных и метастабильных уровней атома меди. Это обеспечивает более благоприятные условия для возбуждения активной среды лазера. Более быстрое повышение температуры электронов в результате сокращения фронта импульса напряжения приводит к увеличению скорости нарастания концентрации электронов. Этому также способствует тот факт, что потенциал ионизации атома цезия ($3,89 \text{ эВ}$) имеет значительно меньшую по сравнению с атомом меди ($7,726 \text{ эВ}$)

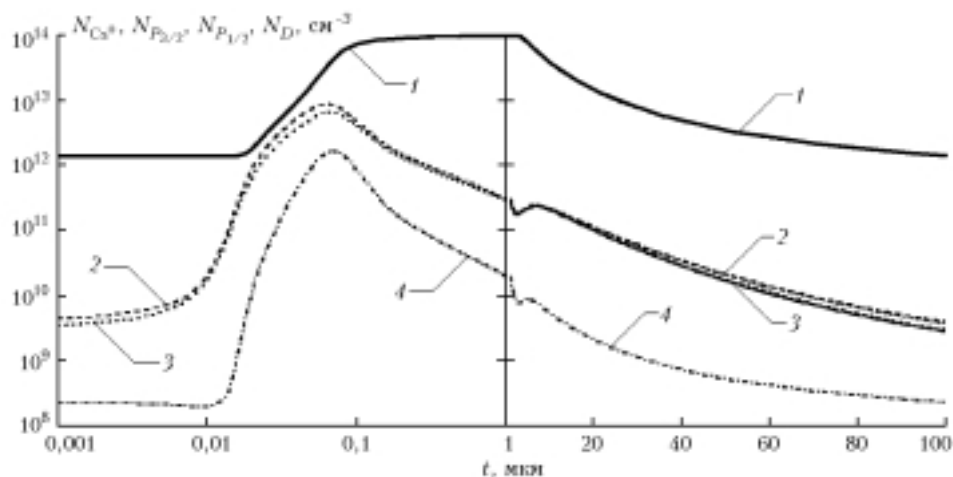


Рис. 6. Временные зависимости концентрации ионов цезия Cs^+ (сплошная кривая 1), заселенностей уровней $Cs(P_{3/2})$ (штриховая кривая 2), $Cs(P_{1/2})$ (пунктирная кривая 3), $Cs(D)$ (штрихпунктирная кривая 4) в течение импульса возбуждения и межимпульсного интервала для $N_{Cs} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

и тем более с атомом неона (21,6 эВ) величину. Вследствие этого при малых концентрациях введенного цезия в начале импульса возбуждения происходит его практически полная ионизация. Быстро ионизируясь, цезий обеспечивает основное поступление электронов в течение первого этапа импульса накачки. На ионизацию и возбуждение атомов цезия уходит часть энергии возбуждения.

Таким образом, в начале импульса возбуждения на заселение метастабильных уровней атомов меди расходуется меньшая энергия, что при оптимальных условиях концентрации цезия также должно способствовать изменению условий возбуждения в более благоприятную для повышения генерационных характеристик сторону. Поскольку при низкой энергии электронов преимущественно происходит возбуждение метастабильных уровней атома меди, то затраты энергии в неупругих процессах с атомами цезия приводят к уменьшению данного процесса (см. также [10]). Однако вследствие значительного увеличения концентрации электронов населенности резонансных и метастабильных уровней атома меди при введенной примеси цезия увеличиваются быстрее, что определяет несколько более ранний момент наступления инверсии населенностей и, соответственно, генерации. Затраты энергии на неупругие процессы с атомами цезия и уменьшение введенной в течение импульса накачки энергии в плазму приводят также к снижению максимального значения температуры электронов и сдвигу максимума в сторону меньших времен (см. рис. 3). Причем это обеспечивает и меньшую степень истощения основного состояния атома меди.

Межимпульсный период

Хотя максимальное значение концентрации электронов для случая введенной примеси цезия имеет более высокое значение, определяемое количеством добавки, предимпульсное значение имеет меньшую величину. Данный факт объясняется более высокой скоростью спада концентрации электронов.

Релаксация концентрации электронов в плазме лазера будет определяться тройной рекомбинацией. В условиях плазмы активной среды с введенной примесью цезия перед этапом послесвечения реализуются условия с более высокой концентрацией и одновременно более низкой температурой электронов. Это определяет высокую скорость рекомбинации электронов в начале послесвечения. В конце периода послесвечения большая скорость рекомбинации обусловлена меньшей температурой электронов. Как уже обсуждалось, процессы резонансной передачи возбуждения от атомов меди в метастабильных состояниях атомам цезия не оказывают существенного влияния на релаксацию населенности метастабильных уровней (см. рис. 1), поэтому предимпульсная концентрация атомов меди в метастабильных состояниях при введении примеси цезия уменьшается незначительно.

Повторное увеличение населенности резонансных и метастабильных уровней атома цезия в раннем послесвечении на временах 2–5 мкс (см. рис. 6) связано с рекомбинацией ионов цезия на высоколежащие уровни атома. Вследствие меньшего истощения населенности основного состояния атома меди она восстанавливает свое предимпульсное значение, при прочих равных условиях, быстрее, что может приводить к улучшению генерационных характеристик при работе с высокой частотой повторения импульсов возбуждения.

Влияние добавки цезия на энергию излучения

В работах [3, 4, 6, 7] приводятся данные об увеличении средней мощности генерации, повышении кпд лазера, а также увеличении оптимальной частоты следования импульсов возбуждения. Причем увеличение генерационных характеристик было получено как в лазере на парах чистой меди [3], так и в лазерах на солях меди и в «гибридных» системах [4, 6, 7]. В наших расчетах введение примеси цезия сопровождалось существенным (более

20%) увеличением кпд генерации при одновременном снижении энергии излучения. При увеличении концентрации цезия с нуля до оптимального значения (см. таблицу) происходило уменьшение вводимой в разряд энергии от 4,3 до 2,66 кВт. Введение добавок цезия выше оптимального значения приводило к резкому снижению мощности генерации вплоть до ее прекращения (см. таблицу). Увеличение амплитуды тока накачки приводит к уменьшению кпд генерации. При добавках цезия, как мы только что отметили, кпд генерации растет. Если при этом увеличить амплитуду тока накачки так, чтобы кпд приняло свое прежнее значение (без добавок цезия), то происходит рост энергии генерации. Для оптимальной концентрации цезия происходит увеличение мощности генерации с 35,17 Вт (что соответствует энергии 9,32 мкДж/см³ в импульсе) до 42,24 Вт (что соответствует энергии 11,2 мкДж/см³ в импульсе) (см. таблицу).

Заклучение

Для выяснения вопроса о влиянии добавок цезия на работу лазера на парах меди составлена подробная кинетическая модель активной среды Cs–Ne–Cs.

Проведен подробный анализ имевшихся на момент начала исследования точек зрения.

Из полученных при моделировании результатов следует, что превалирующая на сегодняшний момент точка зрения об улучшении генерационных характеристик лазера на парах меди с введенной примесью цезия за счет резонансной передачи возбуждения от метастабильных атомов меди к атомам цезия является неверной.

С помощью разработанной кинетической модели показано, что введение цезия в активную среду

лазера приводит к уменьшению предимпульсной концентрации электронов и, соответственно, проводимости плазмы на начальном этапе импульса возбуждения, это обеспечивает лучшее согласование с источником питания. В дальнейшем (на временах нескольких десятков наносекунд) концентрация электронов растет быстрее по сравнению со случаем отсутствия цезия и вследствие этого уменьшается энерговклад в активную среду.

Показано, что введение цезия приводит к увеличению кпд более чем на 20% (для оптимальной концентрации) при незначительном снижении мощности генерации. Данное увеличение происходит вследствие уменьшения энерговклада в активную среду после прекращения импульса генерации. Это приводит к тому, что при увеличении энерговклада (например, за счет увеличения тока, проходящего через ГРТ) таким, что кпд принимает свое прежнее значение, соответствующее отсутствию добавок цезия, средняя мощность генерации повышается более чем на 20%.

Нам представляется, что к таким же изменениям, скорее всего, будет приводить введение произвольной легкоионизируемой примеси.

Введение примеси цезия в активную среду лазера приводит к повышению критической температуры электронов, т.е. температуры, которой соответствует наступление генерации.

Важно отметить, что имеется оптимальное значение концентрации примеси цезия, превышение которого приводит к снижению как энергии генерации, так и кпд. Конкретная величина оптимальной концентрации примеси цезия зависит от параметров ГРТ в конкретном эксперименте, частоты следования импульсов возбуждения, давления буферного газа и др. В частности, для рассмотренных в данной статье экспериментальных условий она составила $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для атома цезия рассматривались следующие состояния: Cs(6S_{1/2}), Cs(6P_{1/2}), Cs(6P_{3/2}), Cs(7S_{1/2}), кроме того, учитывались уровень, объединяющий два близко расположенных возбужденных уровня Cs(6D_{3/2}), Cs(6D_{5/2}), и основное состояние иона цезия. Для расчета скоростей процессов № 31–38 использовалась формула Меве [16], k – константа скорости реакции, σ – сечение реакции, ω – вероятность спонтанного радиационного перехода.

№ процесса	Реакция	Скорость (сечение)
1	Cs(6P _{1/2}) + Cs(6P _{1/2}) → Cs(6D) + Cs(6S _{1/2})	$\sigma \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 1,616 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
2	Cs(6P _{3/2}) + Cs(6P _{1/2}) → Cs(6D) + Cs(6S _{1/2})	$\sigma \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 1,616 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
3	Cs(6P _{3/2}) + Cs(6P _{3/2}) → Cs(6D) + Cs(6S _{1/2})	$\sigma \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 1,616 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
4	Cs(6P _{1/2}) + Cs(6P _{1/2}) → Cs(6S _{1/2}) + Cs(6S _{1/2})	$k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
5	Cs(6P _{3/2}) + Cs(6P _{1/2}) → Cs(6S _{1/2}) + Cs(6S _{1/2})	$k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
6	Cs(6P _{3/2}) + Cs(6P _{3/2}) → Cs(6S _{1/2}) + Cs(6S _{1/2})	$k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
7	Cs(6D) → Cs(6S _{1/2})	$\omega = 1,471 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$
8	Cs(6P _{3/2}) → Cs(6S _{1/2})	$\omega = 3,732 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$
9	Cs(6P _{1/2}) → Cs(6S _{1/2})	$\omega = 3,28 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$
10	Cs(7S _{1/2}) → Cs(6P _{1/2})	$\omega = 5,273 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$
11	Cs(7S _{1/2}) → Cs(6P _{3/2})	$\omega = 1,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
12	Cs(6D) → Cs(6P _{1/2})	$\omega = 1,292 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$
13	Cs(6D) → Cs(6P _{3/2})	$\omega = 4,664 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$

№ процесса	Реакция	Скорость (сечение)
14	$\text{Cs}(6D) + \text{Cs}(6S_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Cs}(6P_{1/2})$	$\sigma \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
15	$\text{Cs}(6D) + \text{Cs}(6S_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cs}(6P_{1/2})$	$\sigma \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
16	$\text{Cs}(6D) + \text{Cs}(6S_{1/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cs}(6P_{3/2})$	$\sigma \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, k = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$
17	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Ne} \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Ne}$	$\sigma \sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, k = 6,295 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
18	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Ne} \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Ne}$	$k = 4,22 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
19	$\text{Cs}(6S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + e$	$k = 5 \cdot 10^{-7} \exp(-1,45/T_e) T_e^{-0,3} \text{ см}^3/\text{с}$
20	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6S_{1/2}) + e$	$k = 5, \cdot 10^{-7} T_e^{-0,3} \cdot 1/2 \text{ см}^3/\text{с}$
21	$\text{Cs}(6S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + e$	$k = 3,55 \cdot 10^{-7} \exp(-1,39/T_e) T_e^{-0,3} \text{ см}^3/\text{с}$
22	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6S_{1/2}) + e$	$k = 3,55 \cdot 10^{-7} T_e^{-0,3} \text{ см}^3/\text{с}$
23	$\text{Cs}(6S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6S_{1/2}) + e$	$k = 1,7 \cdot 10^{-5} \exp(-3,89/T_e) T_e^{-0,8} \text{ см}^3/\text{с}$
24	$\text{Cs}(6S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + 2e$	$k = 1 \cdot 10^{-6} \exp(-3,89/T_e) T_e^{-0,2} \text{ см}^3/\text{с}$
25	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + 2e$	$k = 2 \cdot 10^{-6} \exp(-2,5/T_e) T_e^{-0,5} \text{ см}^3/\text{с}$
26	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + 2e$	$k = 1 \cdot 10^{-6} \exp(-2,44/T_e) T_e^{-0,3} \text{ см}^3/\text{с}$
27	$\text{Cs}(7S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + 2e$	$k = 2 \cdot 10^{-6} \exp(-1,59/T_e) T_e^{-0,2} \text{ см}^3/\text{с}$
28	$\text{Cs}^+ + e \rightarrow \text{Cs}(7S_{1/2}) + 2e$	$k = 5,4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} \text{ см}^3/\text{с}$
29	$\text{Cs}(6D) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + 2e$	$k = 3 \cdot 10^{-6} \exp(-1,11/T_e) \text{ см}^3/\text{с}$
30	$\text{Cs}^+ + e \rightarrow \text{Cs}(6D) + 2e$	$k = 5,4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} \text{ см}^3/\text{с}$
31	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(7S_{1/2}) + e$	$E = 0,845 \text{ эВ}, f = 0,171, A = 0,6, D = 0,28$
32	$\text{Cs}(7S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + e$	$E = 0,845 \text{ эВ}, f = 0,171, A = 0,6, D = 0,28$
33	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(7S_{1/2}) + e$	$E = 0,913 \text{ эВ}, f = 0,208 \cdot 0,5, A = 0,6, D = 0,28$
34	$\text{Cs}(7S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + e$	$E = 0,913 \text{ эВ}, f = 0,208, A = 0,6, D = 0,28$
35	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6D) + e$	$E = 1,353 \text{ эВ}, f = 0,332 \cdot 0,4, A = 0,6, D = 0,28$
36	$\text{Cs}(6D) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + e$	$E = 1,353 \text{ эВ}, f = 0,208, A = 0,6, D = 0,28$
37	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}(6D) + e$	$E = 1,417 \text{ эВ}, f = 0,298 \cdot 0,1, A = 0,6, D = 0,28$
38	$\text{Cs}(6D) + e \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + e$	$E = 1,417 \text{ эВ}, f = 0,298, A = 0,6, D = 0,28$
39	$\text{Cs} + \text{Cu}(D_{5/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cu}$	$\sigma \sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; k \sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
40	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cu} \rightarrow \text{Cs} + \text{Cu}(D_{5/2})$	$k \sim 6,486 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
41	$\text{Cs} + \text{Cu}(D_{5/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Cu}$	$\sigma \sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; k \sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
42	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Cu} \rightarrow \text{Cs} + \text{Cu}(D_{5/2})$	$k \sim 9,833 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
43	$\text{Cs} + \text{Cu}(D_{3/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cu}$	$\sigma \sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; k \sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
44	$\text{Cs}(6P_{3/2}) + \text{Cu} \rightarrow \text{Cs} + \text{Cu}(D_{3/2})$	$k \sim 2,876 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
45	$\text{Cs} + \text{Cu}(D_{3/2}) \rightarrow \text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Cu}$	$\sigma \sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; k \sim 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$
46	$\text{Cs}(6P_{1/2}) + \text{Cu} \rightarrow \text{Cs} + \text{Cu}(D_{3/2})$	$k \sim 1,819 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$
47	Ion mobility Cs^+	$6,52 \times (2,7 \cdot 10^{19}/\text{Ne}) \times (0,026/T_{g0})$

- USA patent № 3831107, Cesium quenched copper laser / T. Karras. Приоритет от 20.08.1974.
- Исаков В.К., Калугин М.М., Павлов С.В. О генерационных характеристиках активных сред на парах меди с добавками цезия: Тезисы докл. // X Сибирское совещание по спектроскопии. Томск, сентябрь, 1981. Томск, 1981. С. 155.
- Белокриницкий Н.С., Воронюк Л.В., Глущенко О.А., Грищенко А.Е., Ежов С.Н., Пинкевич И.П., Опачко И.И., Селищев П.А., Третьяк В.П., Шевера В.С., Шпак М.Т. Исследование кинетики и энергетических параметров CuCs-лазера. Препр. / Ин-т физики АН УССР (Киев). 1988. № 6. 33 с.
- Masumura Yu., Ishikawa T., Saitoh H. Improvement of the lasing performance of the CuCl-He laser by adding Ag atoms as energy donors and Cs atoms as energy acceptors // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 25. P. 3380–3382.
- Marshall G. Kinetically enhanced copper vapor laser: D. Phill. Thesis. Oxford, 2003. 187 p.
- Sakata S., Oohori K., Higuchi M. CuBr-CsBr-Ne laser with high-repetition frequency: relaxation control by energy acceptor // IEEE J. Quant. Electron. 1994. V. 30. № 9. P. 2166–2172.
- Ohzu A., Kato M., Maruyama Y. Influence of Cs and Ag metal vapor on output characteristics of a HyBrID copper vapor laser // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 21. P. 2979–2981.
- Богачева С.П., Воронюк Л.В., Лендьел В.И., Федорченко А.М. Исследование инверсной заселенности в меди на переходах с длиной волны 510,6 и 578,2 нм в рекомбинирующей Cu-Cs-плазме // Теплофиз. высокие температур. 1983. Вып. 1. С. 11–16.
- Petrash G.G. Influence of Cs on CVL operation // Proc. SPIE. 2002. V. 4747. P. 193–197.
- Жданев О.В., Евтушенко Г.С. Численное исследование влияния цезия на характеристики лазера на парах меди // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 3. С. 234–239.
- Бойченко А.М., Яковленко С.И. Критические предимпульсные плотности электронов и метастабилей в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 2. С. 172–178.
- Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. Critical prepulse densities of electrons and metastable states in copper-vapor lasers // Laser Phys. 2002. № 7. P. 1007–1021.
- Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданев О.В., Яковленко С.И. Теоретический анализ механизмов влияния добавок водорода на генерационные характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2003. Т. 33 (в печати).
- Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. Theoretical analysis of mechanism behind the influence of hydrogen admixtures on lasing characteristics of a copper-vapor laser // Laser Phys. 2003. V. 12. (in press).

15. *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
16. *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение понов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
17. *Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Доманов М.С.* Отпаянные промышленные активные элементы лазеров на парах металлов мощностью от 1 до 50 Вт // Изв. вузов. Физ. 1999. № 8. С. 67–73.
18. *Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов* / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Наука, 1989. 142 с.
19. *Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* Exciplex rare-halide lasers // Laser Phys. 2001. № 6. V. 10. P. 1159–1187.
20. *Бохан П.А.* Лазеры на парах металлов со столкновительным девозбуждением нижних рабочих состояний: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1988. 418 с.
21. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 2000. № 6. С. 501–505.
22. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V.* The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper vapor laser // Laser Phys. 2001. V. 11. № 5. P. 580–588.
23. *Carman R.G., Withford M.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* Influence of the pre-pulse plasma electron density on the performance of elemental copper vapor lasers // Optics Commun. 1998, December. V. 157. P. 99–104.
24. *Мальцев А.Н.* Кинетика импульсно-периодической генерации лазера на парах меди. Препр. / Институт оптики атмосферы СО АН СССР (Томск). 1982. № 1. 40 с.

A.M. Boichenko, G.S. Evtushenko, O.V. Zhdaneev, S.I. Yakovlenko. **Effect of caesium additions on performance characteristics of copper vapor laser.**

A nonstationary self-consistent kinetic model of the active medium of a copper vapor laser with caesium additions ($\lambda = 510,6, 578,2$ nm) is constructed. Available experimental and theoretical points of view on the feasibility of improving copper vapor laser performance characteristics through the use of caesium additions in the active medium are analyzed. The causes for this improvement are revealed, and new data on the increase in laser efficiency and output power in the case of optimal caesium additions are obtained.