

Кинетика активной среды рекомбинационного He – Sr⁺-лазера.

1. Пространственно-временные характеристики

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, О.О.Пруцаков, А.А.Фесенко

С помощью разработанной самосогласованной математической модели рекомбинационного He – Sr⁺-лазера исследован процесс установления импульсно-периодического режима в активной среде, проведен анализ пространственно-временных характеристик в установившемся режиме при различных условиях возбуждения, а также изучены процесс контракции импульсно-периодического разряда в гелии и принципиально важный для лазеров на парах металлов процесс расконтрагирования разряда при добавлении паров стронция. Показано, что численное моделирование может служить удобным инструментом исследования кинетики активной среды He – Sr⁺-лазера, а также позволяет прогнозировать оптимальные условия возбуждения и рассчитывать предельные характеристики генерации.

Ключевые слова: рекомбинационный He – Sr⁺-лазер, импульсно-периодический режим, пространственно-временные характеристики, математическое моделирование.

1. Введение

He – Sr⁺-лазер относится к классу ионных рекомбинационных лазеров на парах металлов [1 – 4]. Область длин волн генерации (линии 430.5 и 416.2 нм иона Sr II) и высокая мощность (до нескольких ватт) делают его привлекательным для практических приложений.

Активная среда этого лазера представляет собой смесь паров стронция и гелия. Необходимая плотность паров достигается подогревом активной области, который обычно осуществляется в режиме саморазогрева. Активная среда возбуждается короткими импульсами тока (~0.1 мкс), в течение которых происходит почти полная двукратная ионизация стронция. После окончания импульса тока плазма рекомбинирует. Накачка верхнего лазерного уровня 6S_{1/2} (рис.1) осуществляется при ударно-радиационной рекомбинации Sr⁺⁺ + 2e → Sr⁺ + e в раннем послесвечении, инверсия же достигается в результате эффективной очистки нижних лазерных уровней 5P_{1/2}, 5P_{3/2} за счет их девозбуждения электронами в метастабильные состояния 4D_{3/2}, 4D_{5/2} и в основное состояние 5S_{1/2} иона стронция.

Рекомбинационная накачка верхнего и столкновительная очистка нижних лазерных уровней максимально эффективны при быстром и глубоком охлаждении электронного газа в раннем послесвечении, что достигается в результате упругих соударений электронов с легкими атомами и ионами гелия. Поэтому увеличение давления гелия способствует росту энергии генерации на линиях 430.5 нм (6S_{1/2} → 5P_{3/2}) и 416.2 нм (6S_{1/2} → 5P_{1/2}).

В ионном спектре стронция наблюдается генерация и на ИК линиях: на 1123, 1087, 870 и 851 нм – в рекомбина-

ционном режиме накачки при невысоких давлениях гелия (3 – 7 Тор) и на 1032.7, 1091.4 нм – в самоограниченном режиме на переднем фронте импульса тока. Кроме того, в смеси стронция с криптоном возможна также генерация на переходах 6P_{1/2,3/2} → 6S_{1/2} (1245, 1201 нм), обусловленная накачкой за счет перезарядки ионов криптона на атомах стронция (рис.1).

Моделирование активных сред лазеров на переходах Sr II ранее осуществлялось в [5 – 13]. В работах [5, 9 – 12] численно исследовалась кинетика активных сред высокого давления с накачкой жестким ионизатором. Активные среды с газоразрядным возбуждением моделирова-

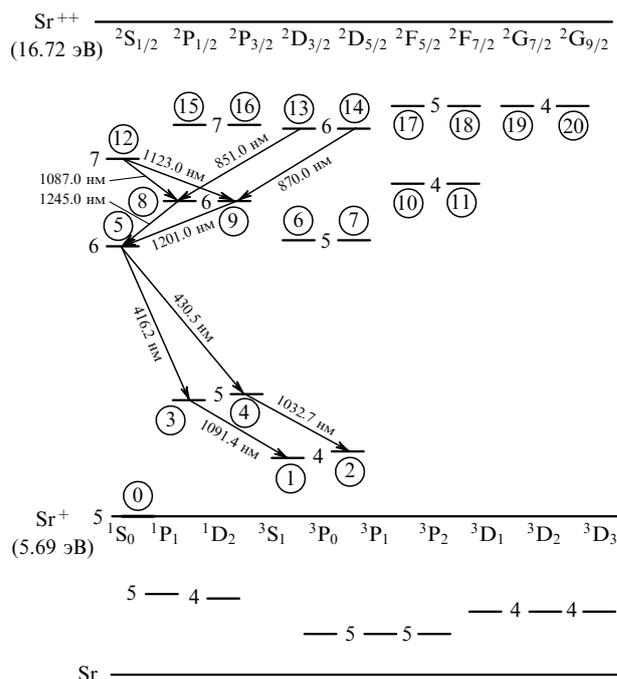


Рис.1. Схема энергетических уровней иона стронция; стрелками обозначены переходы, на которых наблюдается лазерная генерация, в кружках указана нумерация уровней Sr⁺, используемая в модели.

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш, О.О.Пруцаков, А.А.Фесенко. Южный федеральный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5; e-mail: latush@phys.rsu.ru

Поступила в редакцию 1 июля 2007 г., после доработки – 20 января 2008 г.

лись в работах [6–8, 13]. Упрощенная модель [6] качественно верно отражала картину процессов в активной среде. В более детальной модели [7, 8] наряду с временными рассчитывались и пространственные характеристики. В [13] описана созданная нами модель He–Sr⁺-лазера, позволяющая рассчитывать его временные и энергетические характеристики, а также осуществлять численную многопараметрическую оптимизацию. В настоящей работе нами на базе [13] разработана самосогласованная математическая модель, позволяющая рассчитывать пространственно-временную эволюцию параметров плазмы и характеристик генерации в импульсно-периодическом режиме. Целью работы является расчет и анализ пространственно-временных характеристик активной среды He–Sr⁺-лазера. Численное моделирование позволит прогнозировать оптимальные условия возбуждения активных элементов He–Sr⁺-лазера различной геометрии, а также детально анализировать физические механизмы, ограничивающие рост энергетических характеристик, и рассчитывать достижимые параметры генерации.

2. Математическая модель

Модель He–Sr⁺-лазера включает в себя описание электрической цепи накачки (схема Блюмляйна или схема с полным разрядом накопительной емкости через тиратрон), плазмы импульсно-периодического разряда и лазерного излучения.

Так же как и в [13], в данной модели содержатся кинетические уравнения для концентраций долгоживущих компонентов плазмы: атомов стронция N_{Sr} , метастабильных атомов стронция $N_{Sr_m^*}$, однократных и двукратных ионов стронция N_{Sr^+} , $N_{Sr^{2+}}$, атомов гелия N_{He} , метастабильных атомов гелия $N_{He^*(2^1S)}$, $N_{He^*(2^3S)}$, ионов гелия N_{He^+} , метастабильных димеров гелия $N_{He_2^*}$, молекулярных ионов гелия $N_{He_2^+}$ и комплексных ионов $N_{HeSr^{++}}$. Учитываются следующие плазмохимические процессы: упругие и неупругие электрон-атомные и электрон-ионные столкновения, соударения метастабильных атомов гелия с ионизацией, перезарядка атомарных и молекулярных ионов гелия на атомах стронция с образованием двукратных ионов стронция, пеннинговская ионизация атомов стронция метастабильными гелия, тройная рекомбинация ионов, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов, конверсия атомарных ионов в молекулярные, ступенчатый пеннинг-процесс и ступенчатая перезарядка, а также диффузия заряженных и метастабильных частиц. Плазма полагается квазинейтральной, поэтому концентрация электронов N_e находится суммированием концентраций всех заряженных частиц.

При расчете поуровневой кинетики иона стронция учитываются 20 возбужденных уровней, показанных на рис.1. Уравнения баланса населенностей уровней Sr II при этом имеют следующий вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=0, j \neq i}^{20} (A_{j,i} + F_{j,i} + G_{j,i})N_j - \sum_{k=0, k \neq i}^{20} (A_{i,k} + F_{i,k} + G_{i,k})N_i - \sum_{i=1}^{20} K_{Sr_i^{++}} N_{Sr_i^{++}} N_e + \delta_i + W_{pi}; \quad i = 1, \dots, 20, \quad (1)$$

где $A_{i,k}$ – вероятности оптических переходов (на резонансных переходах Sr II учитывается пленение излучения);

$F_{i,k} = \langle \sigma_{i,k} v_e \rangle N_e$ – вероятности электронного возбуждения или девозбуждения; $G_{i,k} = K_{i,k} N_{He}$ – вероятности атомного возбуждения или девозбуждения; $K_{Sr_i^{++}}$ – константы скорости ионизации возбужденных состояний; δ_i – слагаемые, учитывающие эффект насыщения на лазерных переходах; W_{pi} – парциальные скорости накачки уровней.

Количественные данные по скоростям вышеперечисленных процессов приведены в [13]. Основное отличие настоящей модели от модели [13] состоит в том, что в кинетических уравнениях для долгоживущих компонентов плазмы диффузионные члены вида $6D/R^2$, где D – коэффициент диффузии и R – радиус лазерной трубки, были заменены на дивергенции плотностей диффузионных потоков в радиальном направлении. В уравнения для электронной и газовой температур также введены дивергенции плотностей электронного и газового тепловых потоков, обусловленные электронной и газовой теплопроводностями. В результате данная модель позволяет рассчитывать пространственно-временные характеристики активной среды.

Уравнение для температуры электронов T_e имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N_e T_e \right) = \frac{E^2 \sigma}{e} - \frac{3}{2} N_e (T_e - T_g) \times \sum_{A=He, He^+, He_2^+, Sr^+, Sr^{2+}} \frac{2m_e}{M_A} v_{eA} + \sum_{i=1}^{42} \Delta \varepsilon_i W_i - \nabla \left(\frac{3}{2} T_e \Gamma_e \right) - \nabla \Gamma_{eth}. \quad (2)$$

Здесь Γ_e и Γ_{eth} – плотности диффузионного потока электронов и электронного теплового потока в радиальном направлении соответственно. В (2) первый член учитывает Джоулев нагрев электронного газа электрическим полем E (σ – проводимость плазмы), второй – охлаждение электронов за счет упругих столкновений с тяжелыми частицами с частотой v_{eA} , третий – выделение энергии в электронный газ или ее поглощение в плазмохимических процессах ($\Delta \varepsilon_i$ – дефект энергии, W_i – скорости процессов), четвертый – диффузионное охлаждение электронного газа, пятый – охлаждение за счет электронной теплопроводности.

Уравнение для температуры газа T_g имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N T_g \right) = \frac{3}{2} N_e (T_e - T_g) \times \sum_{A=He, He^+, He_2^+, Sr^+, Sr^{2+}} \frac{2m_e}{M_A} v_{eA} - \nabla \Gamma_{th}. \quad (3)$$

Здесь Γ_{th} – плотность теплового потока, обусловленного теплопроводностью газа, в радиальном направлении; N – сумма концентраций всех тяжелых частиц. В (3) первый член учитывает нагрев газа вследствие упругих столкновений с электронами, второй – его охлаждение за счет теплопроводности.

Для ионов плотность диффузионных потоков

$$\Gamma_i = N_i \mu_i E_r - \frac{D_i}{T_g} \nabla (N_i T_g), \quad (4)$$

где μ_i – подвижность i -го ионного компонента, связанная с коэффициентом диффузии D_i соотношением Эйнштейна: $\mu_i = D_i/T_g$.

Плотность диффузионного потока электронов

$$\Gamma_e = N_e \mu_e E_r - \frac{D_e}{T_e} \nabla(N_e T_e), \quad (5)$$

где $\mu_e = e/(m_e v_{\text{tot}})$ – подвижность электронов; E_r – напряженность радиального электрического поля, которая может быть найдена из условия равенства диффузионного потока электронов суммарному диффузионному потоку ионов; v_{tot} – суммарная частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами.

Для нейтральных частиц плотности диффузионных потоков

$$\Gamma_j = -\frac{D_j}{T_g} \nabla(N_j T_g), \quad (6)$$

где D_j – коэффициент диффузии j -го нейтрального компонента.

Плотность потока тепла, переносимого электронным газом за счет электронной теплопроводности,

$$\Gamma_{\text{eth}} = -\lambda_{\text{eth}} \nabla T_e, \quad (7)$$

где

$$\lambda_{\text{eth}} = 3.2 N_e T_e \frac{e}{m_e v_{\text{tot}}} \quad (8)$$

– коэффициент электронной теплопроводности [14].

Плотность потока тепла, переносимого буферным газом за счет его теплопроводности,

$$\Gamma_{\text{th}} = -\lambda_{\text{th}} \nabla T_g, \quad (9)$$

где

$$\lambda_{\text{th}} = A T_g^B \quad (10)$$

– коэффициент теплопроводности буферного газа; для гелия $A = 1.55 \times 10^{21} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-0.787}$; $B = 0.787$ [15].

Условие цилиндрической симметрии требует, чтобы производные по радиальной координате r для всех параметров плазмы на оси трубки были равны нулю:

$$\frac{\partial N_i}{\partial r} = \frac{\partial T_g}{\partial r} = \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = 0, \quad (11)$$

где i – любой компонент плазмы.

Граничные условия на стенках трубки при $r = R$ имеют следующий вид:

$$N_i^* = N_i^{+*} = 0, \quad N_{\text{Sr}} = N_{\text{Sr},w}, \quad (12)$$

$$N_{\text{He}} = N_{\text{He},w}, \quad T_e = T_g = T_w,$$

где $N_{\text{Sr},w}$ и $N_{\text{He},w}$ – пристеночные концентрации атомов стронция и гелия; T_w – температура стенки.

Коэффициент усиления в центре лазерной линии вычисляется по формуле [16]

$$\alpha_0 = \frac{A_{u,1}}{8\pi} \lambda^2 \left(N_u - \frac{g_u}{g_1} N_1 \right) g(v_0), \quad (13)$$

где $A_{u,1}$ и λ – вероятность и длина волны лазерного перехода; N_1 и N_u – населенности нижнего и верхнего рабочих уровней; g_1 и g_u – статистические веса этих уровней. Форм-фактор $g(v_0)$ в центре линии с фойгтовским контуром аппроксимируется функцией следующего вида [17]:

$$g(v_0) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta v_G [\sqrt{\pi} a/2 + (1 + \pi a^2/4)^{1/2}]} \times \frac{1}{1 + 0.1667 a^{0.845} \exp(-1.167 a)}. \quad (14)$$

Здесь $a = \sqrt{\ln 2} \Delta v_L / \Delta v_G$; Δv_L – ширина лоренцевского контура, обусловленного ударным и штарковским уширением; Δv_G – ширина гауссова контура, обусловленного эффектом Доплера.

Для расчета интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля в общую систему уравнений добавляются следующие уравнения [18]:

$$\frac{dI_{c(416.2)}}{dt} = c I_{c(416.2)} \left(\alpha_{0(416.2)} \frac{l_a}{l_c} - \eta_1 - \eta_2 \right) + \frac{1}{16} \frac{c^2 h}{\lambda_{5,3}} A_{5,3} N_{\text{Sr}^{++}} \frac{d^2}{l_a^2}, \quad (15)$$

$$\frac{dI_{c(430.5)}}{dt} = c I_{c(430.5)} \left(\alpha_{0(430.5)} \frac{l_a}{l_c} - \eta_1 - \eta_2 \right) + \frac{1}{16} \frac{c^2 h}{\lambda_{5,4}} A_{5,4} N_{\text{Sr}^{++}} \frac{d^2}{l_a^2}, \quad (16)$$

где $\alpha_{0(416.2)}$ и $\alpha_{0(430.5)}$, $I_{c(416.2)}$ и $I_{c(430.5)}$ – коэффициенты усиления и интенсивности внутрирезонаторного лазерного поля на линиях 416.2 и 430.5 нм иона Sr II соответственно; $\eta_1 = (2l_c)^{-1} \ln(R_1 R_2)^{-1}$ и η_2 – коэффициенты полезных и вредных потерь в резонаторе соответственно; l_c и l_a – длины резонатора и активной среды; d – диаметр разрядной трубки; $N_{\text{Sr}^{++}}$ – населенность верхнего лазерного уровня; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора. Последний член в уравнениях (15) и (16) описывает спонтанную затравку для лазерного излучения.

Для расчета интенсивностей спонтанного излучения ионных линий стронция с учетом эффектов усиления (или самопоглощения) использовалось выражение [19, 20]

$$I_{\text{ASE}} = \frac{1}{4\pi} N_u A_{u,1} h \nu l_a S'(\alpha_0 l_a), \quad (17)$$

где

$$S'(\alpha_0 l_a) = \frac{1}{\pi \alpha_0 l_a} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\exp\left(\alpha_0 l_a \frac{1}{\omega^2 + 1}\right) - 1 \right] d\omega \quad (18)$$

– функция Ладенбурга–Рейхе [19] (при $\alpha_0 > 0$ будет учитываться усиление, а при $\alpha_0 < 0$ – самопоглощение);

$$\omega = \frac{2(v - v_0)}{\Delta v_L}. \quad (19)$$

Здесь для упрощения расчетов мы ограничились учетом лоренцевского контура линий Sr II, дающего при условиях генерации He–Sr⁺-лазера преобладающий вклад в итоговый фойгтовский контур.

Интенсивность выходного лазерного излучения I рассчитывается через интенсивность внутрирезонаторного лазерного поля I_c и коэффициент полезных потерь η_1 [18]:

$$I = \eta_1 I_c l_c. \quad (20)$$

Импульсную мощность генерации P можно найти, проинтегрировав (20) по сечению лазерной трубки:

$$P = 2\pi \int_0^R I(r)r dr. \quad (21)$$

Энергия импульса генерации \mathcal{E} находится путем интегрирования мощности генерации по времени:

$$\mathcal{E} = \int_0^\infty P dt. \quad (22)$$

Средняя мощность генерации в импульсно-периодическом режиме рассчитывается исходя из энергии импульса генерации \mathcal{E} и частоты следования импульсов f :

$$P_{av} = \mathcal{E}f. \quad (23)$$

Исходными данными при расчетах являются: длина активной среды l_a и внутренний диаметр d лазерной трубки, длина резонатора l_c , коэффициенты отражения зеркал R_1 и R_2 , температура внутренней стенки трубки T_w , начальное однородное по радиусу давление буферного газа гелия p_{He}^0 , пристеночная концентрация атомов стронция $N_{Sr,w}$, а также параметры разрядной цепи.

В саморазогревном режиме концентрация $N_{Sr,w}$ рассчитывается исходя из значения T_w по формуле, аппроксимирующей справочные данные по давлениям насыщенных паров стронция [21]:

$$N_{Sr,w} = 6.247 \times 10^{12} \frac{10^{(10.53 - 0.7239/T_w)}}{T_w}, \quad (24)$$

где T_w задается в электронвольтах.

Начальные распределения концентраций атомов стронция N_{Sr}^0 и гелия N_{He}^0 полагаются однородными по радиусу трубки:

$$N_{Sr}^0 = N_{Sr,w}, \quad (25)$$

$$N_{He}^0 = 8.324 \times 10^{14} \frac{p_{He}^0}{T_w}. \quad (26)$$

Уравнение (26) – это уравнение состояния для гелия, в котором p_{He}^0 задается в торах, а T_w – в электронвольтах. Начальная газовая температура также полагается однородной по радиусу и равной T_w . Для начальных концентраций остальных частиц затравочные значения задаются малыми.

При моделировании начальные условия уточняются после расчета первого цикла возбуждения-релаксации плазмы. Новый набор начальных условий используется при расчете последующего цикла возбуждения-релаксации и т. д. Расчеты повторяются до тех пор, пока не будет достигнута воспроизводимость параметров плазмы от импульса к импульсу не хуже $\sim 1\%$, что соответствует установившемуся режиму.

3. Пространственно-временные характеристики

Рассмотрим процесс установления импульсно-периодического режима He–Sr⁺-лазера с использованием результатов моделирования, проведенного для условий работы [22].

На рис.2,а,б приведены пиковый ток i_{peak} и пиковая интенсивность генерации I_{peak} в послесвечении на линии 430.5 нм иона Sr II для первых 60 импульсов. Видно, что в течение первого импульса ток сравнительно невелик (~ 250 А) вследствие большого сопротивления активной среды перед первым импульсом. Далее от импульса к

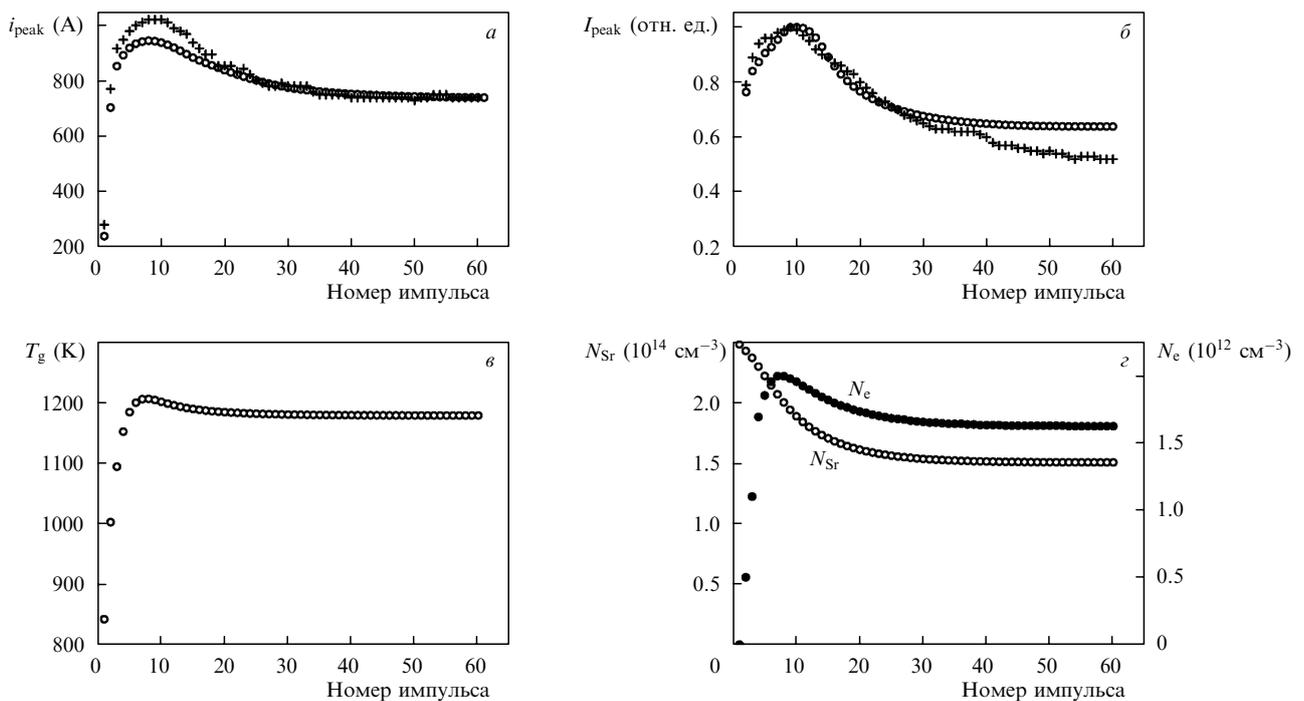


Рис.2. Рассчитанные для первых 60 импульсов (кружки) и экспериментально полученные [22] (крестики) пиковый ток (а) и пиковая интенсивность генерации на линии 430.5 нм иона Sr II (б), а также рассчитанные температура газа (в) и предимпульсные концентрации атомов стронция и электронов (г) на оси трубки ($l_a = 40$ см, $d = 2.5$ см, $p_{He}^0 = 200$ Тор, $N_{Sr}^0 = 2.5 \times 10^{14}$ см⁻³, $f = 1.16$ кГц).

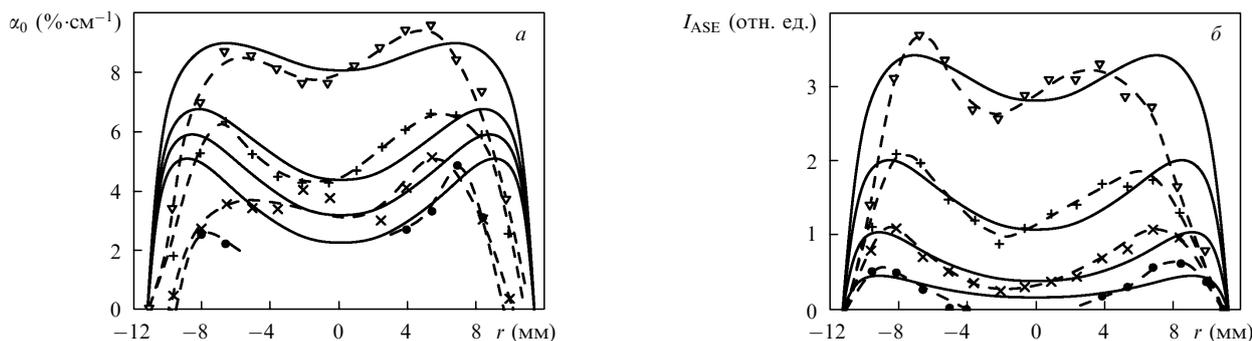


Рис.3. Рассчитанные (сплошные кривые) и измеренные в [22] (штриховые кривые) радиальные профили ненасыщенного коэффициента усиления (а) и интенсивности усиленного спонтанного излучения на линии 430.5 нм иона Sr II (б) в различные моменты времени относительно окончания импульса тока (50 (▽), 100 (+), 200 (×) и 300 нс (●)) ($l_a = 40$ см, $d = 2.5$ см, $p_{\text{He}}^0 = 200$ Тор, $N_{\text{Sr}}^0 = 2.5 \times 10^{14}$ см⁻³, $f = 0.7$ кГц).

импульсу предимпульсная концентрация электронов увеличивается (рис.2,з), проводимость плазмы растет и пиковый ток возрастает в несколько раз (рис.2,а). При этом растет скорость накачки и, следовательно, пиковая интенсивность генерации (рис.2,б). Из-за накопления тепла растет температура газа на оси трубки (рис.2,в), что приводит к снижению предимпульсной концентрации атомов стронция N_{Sr} (рис.2,з), обусловленному термодиффузией и радиальным катафорезом паров металла. Так происходит примерно до 10-го импульса.

Уменьшение предимпульсной концентрации N_{Sr} на оси обуславливает снижение концентрации двукратных ионов стронция, образуемых при ионизации во время импульса тока, что приводит к снижению скорости рекомбинационной накачки и падению интенсивности генерации после примерно 10-го импульса (рис.2,б), а также к снижению концентраций ионов Sr⁺ и Sr⁺⁺ в послесвечении. Соответственно снижается предимпульсная концентрация N_e (рис.2,з), определяемая в основном однократными ионами стронция с меньшей по сравнению с двукратными ионами скоростью рекомбинации. Кроме того, уменьшается пиковый ток (рис.2,а), т.к. снижается проводимость плазмы в приосевых частях активной среды, которая в значительной степени определяется концентрацией атомов стронция и снижается с ее падением. Это обусловлено тем, что в первую очередь ионизируются атомы и однократные ионы стронция, поскольку первый (5.69 эВ) и второй (11.03 эВ) потенциалы ионизации стронция значительно меньше первого потенциала ионизации гелия (24.59 эВ). Происходящее после примерно 10-го импульса незначительное снижение температуры газа на оси (рис.2,в) обусловлено трансформацией радиального профиля тепловыделения. Как следует из рис.2, установившийся импульсно-периодический режим формируется за 40–50 импульсов.

На рис.3 представлены рассчитанные и измеренные в [22] в различные моменты времени радиальные профили ненасыщенного коэффициента усиления α_0 и интенсивности усиленного спонтанного излучения I_{ASE} для линии 430.5 нм иона Sr II в установившемся режиме. Минимум усиления и интенсивности на оси связан с тем, что концентрация $N_{\text{Sr}^{++}}$ и, следовательно, скорость рекомбинационной накачки имеют минимум на оси из-за снижения на ней предимпульсной концентрации N_{Sr} (рис.2,з).

Проанализируем пространственно-временные зависимости параметров плазмы и характеристик генерации He–Sr⁺-лазера в установившемся импульсно-периодическом режиме в условиях работ [23, 24].

На рис.4 показаны рассчитанные и полученные экспериментально [23] импульсы тока и усиленного спонтанного излучения на линии 430.5 нм. Рассчитанные предимпульсные радиальные распределения концентраций атомов и ионов стронция показаны на рис.5,а, атомов гелия, температуры газа и электронов – на рис.5,б. На рис.5,а приведены также экспериментальные предимпульсные радиальные профили концентраций N_{Sr} и $N_{\text{Sr}^{++}}$.

На рис.5,в,г,д показана эволюция во времени и в пространстве концентраций атомов стронция, ионов стронция и двукратных ионов стронция соответственно. Видно, что во время импульса возбуждения атомы стронция ионизируются и почти полностью переходят в двукратные ионы, лишь вблизи стенок имеется значительное количество однократных ионов. В послесвечении же двукратные ионы достаточно быстро рекомбинируют в однократные, причем в центре этот процесс протекает более интенсивно, чем на периферии, т.к. в центре концентрация электронов максимальна (рис.5,е).

На рис.5,ж представлена пространственно-временная зависимость ненасыщенного коэффициента усиления, а на рис.5,з – интенсивности лазерной генерации на линии 430.5 нм. Видно, что в данных условиях инверсия и интенсивность генерации максимальны в центре, но по мере рекомбинации ионов Sr⁺⁺ генерация ослабевает на оси и «уходит» на периферию (рис.5,ж), где двукратных ионов металла еще относительно много (рис.5,д).

На рис.6, 7 приведены результаты расчетов для условий работы [24]. На рис.6 показаны рассчитанные и экс-

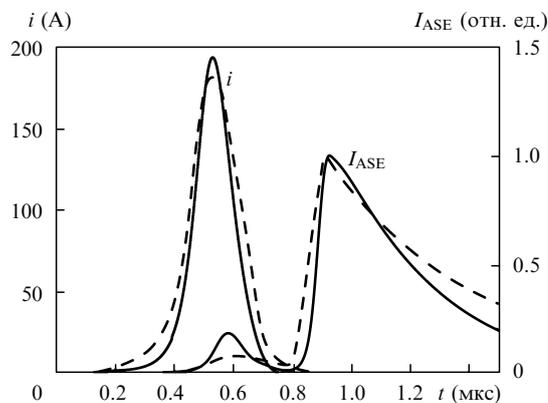


Рис.4. Рассчитанные (сплошные кривые) и измеренные в [23] (штриховые кривые) импульсы тока разряда и усиленного спонтанного излучения на линии 430.5 нм иона Sr II ($l_a = 66$ см, $d = 1.27$ см, $p_{\text{He}}^0 = 112.5$ Тор, $N_{\text{Sr}}^0 = 2.75 \times 10^{14}$ см⁻³, $f = 3.77$ кГц).

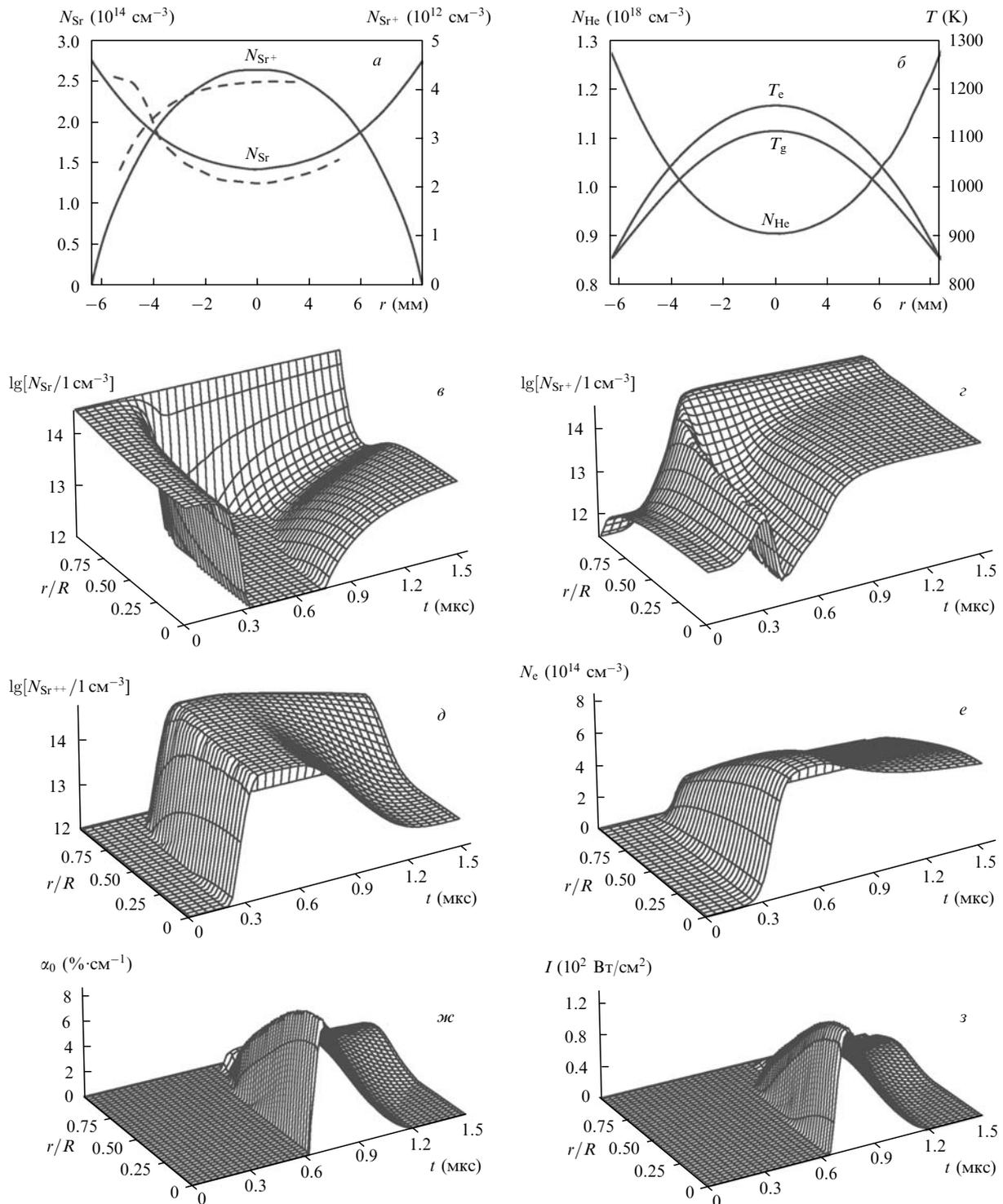


Рис.5. Рассчитанные предимпульсные радиальные профили концентраций атомов и ионов стронция (а), атомов гелия, температуры газа и электронов (б), пространственно-временные зависимости концентраций атомов стронция (в), однократных ионов стронция (д), двукратных ионов стронция (е) и электронов (е), а также ненасыщенного коэффициента усиления (ж) и интенсивности генерации на линии 430.5 нм иона Sr II (з); штриховые кривые – эксперимент [23] ($l_a = 66$ см, $d = 1.27$ см, $p_{\text{He}}^0 = 112.5$ Тор, $N_{\text{Sr}}^0 = 2.75 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, $f = 3.77$ кГц).

периментально полученные импульсы тока и генерации на линии 430.5 нм. Небольшой временной сдвиг между экспериментальным и рассчитанным импульсами обусловлен задержкой «включения» рекомбинационной накачки из-за нагрева электронного газа, что вызвано ступенькой на заднем фронте полученного в эксперименте импульса тока, наличие которой связано с недостаточным согласованием разрядной трубки с электрической схемой накачки. Этот временной сдвиг был учтен на

рис.7,а,б, где представлены радиальные профили концентрации электронов в различные моменты времени относительно максимума тока и профиль электронной температуры в послесвечении в момент максимума генерации.

Пространственно-временные зависимости электронной и газовой температур, концентрации атомов, однократных и двукратных ионов стронция, а также интенсивности генерации на линии 430.5 нм приведены на рис.7,в–з. Видно, что в установившемся режиме газовая

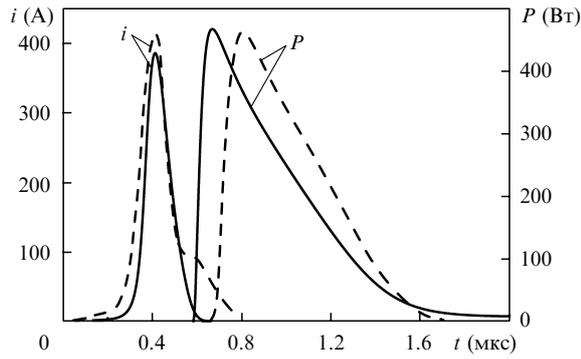


Рис.6. Рассчитанные (сплошные кривые) и измеренные в [24] (штриховые кривые) импульсы тока разряда и генерации на линии 430.5 нм иона Sr II ($l_a = 70$ см, $d = 1.55$ см, $p_{\text{He}}^0 = 250$ Тор, $N_{\text{Sr}}^0 = 4.2 \times 10^{14}$ см⁻³, $f = 6$ кГц).

температура за время импульса возбуждения изменяется незначительно (рис.7,з). Она неоднородна по радиусу, что приводит наряду с радиальным катафорезом к неоднородному предимпульсному радиальному распределению атомов металла с провалом на оси (рис.7,д). Радиальный профиль концентрации $N_{\text{Sr}^{++}}$ (рис.7,ж) в конце импульса возбуждения практически повторяет (за исключением тонких пристеночных областей) предимпульсный профиль концентрации атомов стронция (рис.7,д), испытывающих в импульсе возбуждения практически полную двукратную ионизацию. Провал в распределении $N_{\text{Sr}^{++}}$ на оси приводит к минимуму интенсивности генерации на оси трубки (рис.7,з). Радиальный профиль интенсивности генерации с небольшим провалом на оси является типичным для He–Sr⁺-лазера, работающего при достаточно больших давлениях гелия [22, 25].

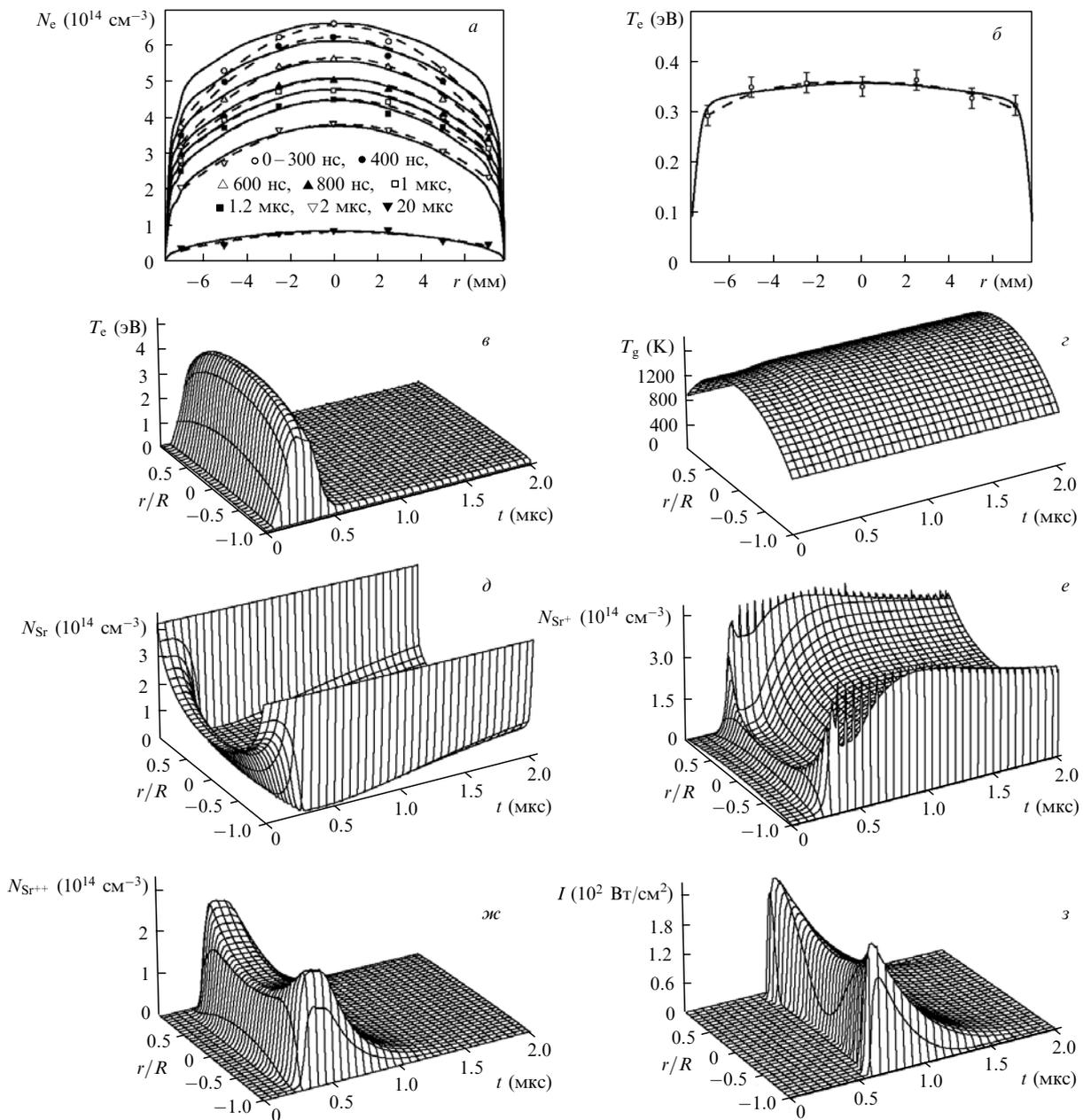


Рис.7. Рассчитанные радиальные профили концентрации электронов в различные моменты времени относительно максимума тока (а) и температуры электронов в момент максимума генерации (б), а также пространственно-временные зависимости температуры электронов (в), температуры газа (г), концентраций атомов (д), однократных (е) и двукратных (ж) ионов стронция и интенсивности генерации на линии 430.5 нм иона Sr II (з); штриховые кривые – эксперимент [24] ($l_a = 70$ см, $d = 1.55$ см, $p_{\text{He}}^0 = 250$ Тор, $N_{\text{Sr}}^0 = 4.2 \times 10^{14}$ см⁻³, $f = 6$ кГц).

В процессе выхода на стационарный тепловой режим в He–Sr⁺-лазере наблюдается интересный с физической и важный с практической точки зрения эффект расконтрагирования импульсно-периодического разряда: в «холодной» лазерной трубке без паров стронция разряд в гелии контрагирован и горит в виде тонкого шнура; при нагреве трубки и поступлении в разряд паров стронция происходит расконтрагирование разряда – он заполняет все сечение трубки, при этом плазма становится практически однородной, что обуславливает высокие энергетические характеристики лазерной генерации [25–30]. Проведем анализ процессов контракции и расконтрагирования импульсно-периодического разряда.

На рис.8 показаны радиальные распределения параметров плазмы, рассчитанные для различных импульсов возбуждения (условия работы [24]). В качестве начальных условий для первого импульса были взяты затравочные однородные распределения всех параметров плазмы. До 60-го импульса моделировался разряд в чистом гелии, после – в смеси гелий–стронций.

Видно, что примерно через 40 импульсов происходит сжатие разряда (контракция) в гелии. Это число импульсов соответствует времени выхода на установившийся режим (~6 мс). Из рис.8,д следует, что вначале, когда газ только начинает нагреваться (рис.8,в), концентрация гелия не успевает сразу же откликнуться на изменение температуры, поскольку для этого ей нужно время $\tau_{\text{diff}} = R^2 \times (6D_{\text{He}})^{-1} \approx 4$ мс. В результате растет давление гелия (рис.8,е), т. к. $p_{\text{He}} \propto N_{\text{He}} T_{\text{g}}$. Время установления температуры газа определяется величиной $\tau_{\text{th}} = R^2/6\chi \approx 2$ мс, где χ – коэффициент температуропроводности гелия. Поскольку T_{g} и N_{He} связаны друг с другом, время выхода на установившийся режим будет примерно равно сумме времен $\tau_{\text{diff}} + \tau_{\text{th}} \approx 6$ мс. В установившемся режиме давление гелия постоянно по радиусу (рис.8,е), а предимпульсный радиальный профиль концентрации N_{He} (рис.8,д) оказывается «обратным» профилю T_{g} (рис.8,в).

Падение концентрации гелия на оси из-за нагрева газа приводит к росту T_{e} на оси (рис.8,б), т. к. $T_{\text{e}} \propto E/N_{\text{He}}$, где E – напряженность поля. Из-за высоких потенциалов

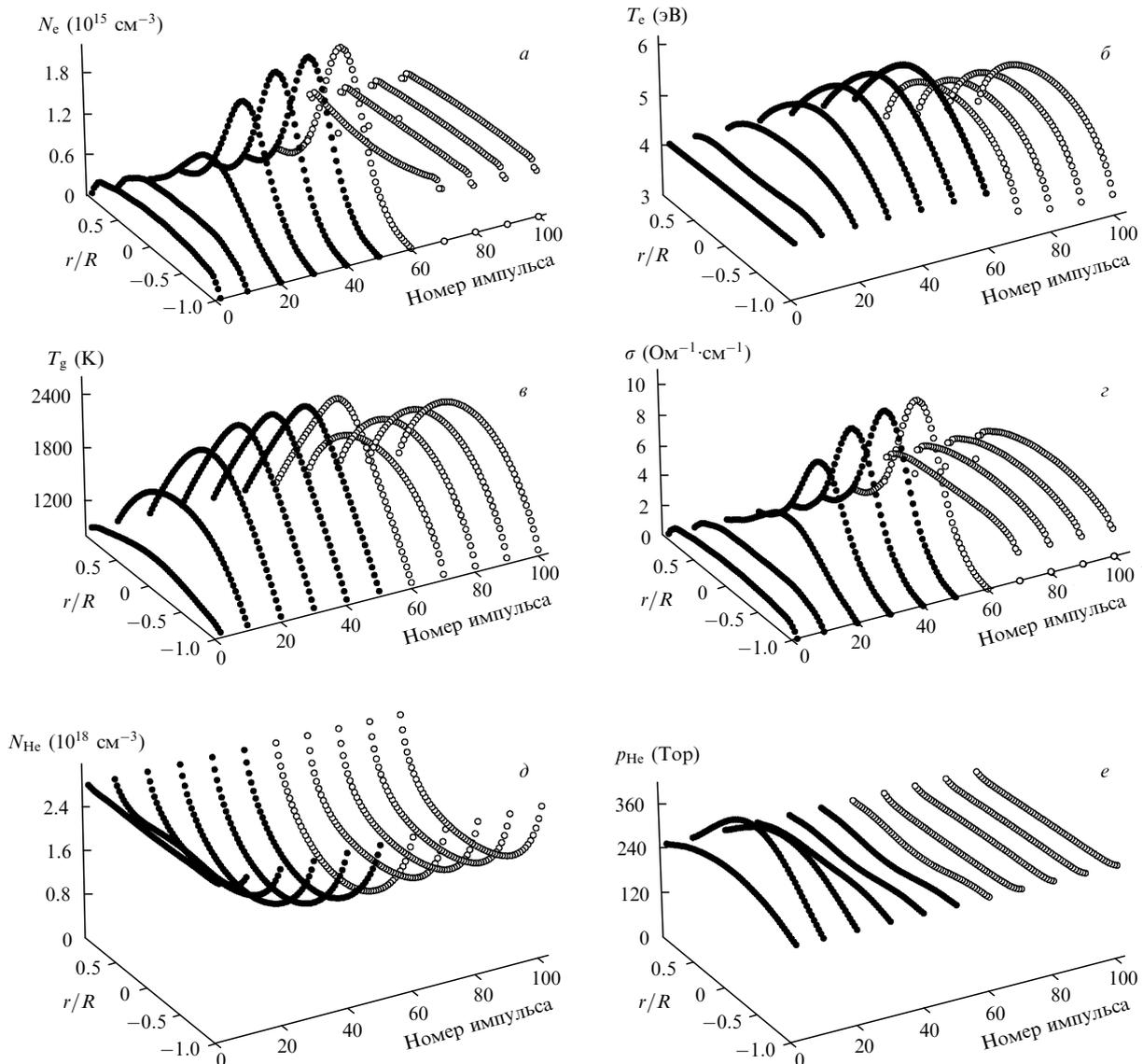


Рис.8. Рассчитанные для различных импульсов возбуждения радиальные профили концентрации электронов (а), температуры электронов (б), температуры газа (в), проводимости плазмы (г), а также предимпульсные радиальные профили концентрации гелия (д) и давления гелия (е). До 60-го импульса моделировался разряд в чистом гелии, после – в смеси гелий–стронций (при $N_{\text{Sr}}^0 = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) ($l_a = 70 \text{ см}$, $d = 1.55 \text{ см}$, $p_{\text{He}}^0 = 190 \text{ Тор}$, $f = 6 \text{ кГц}$).

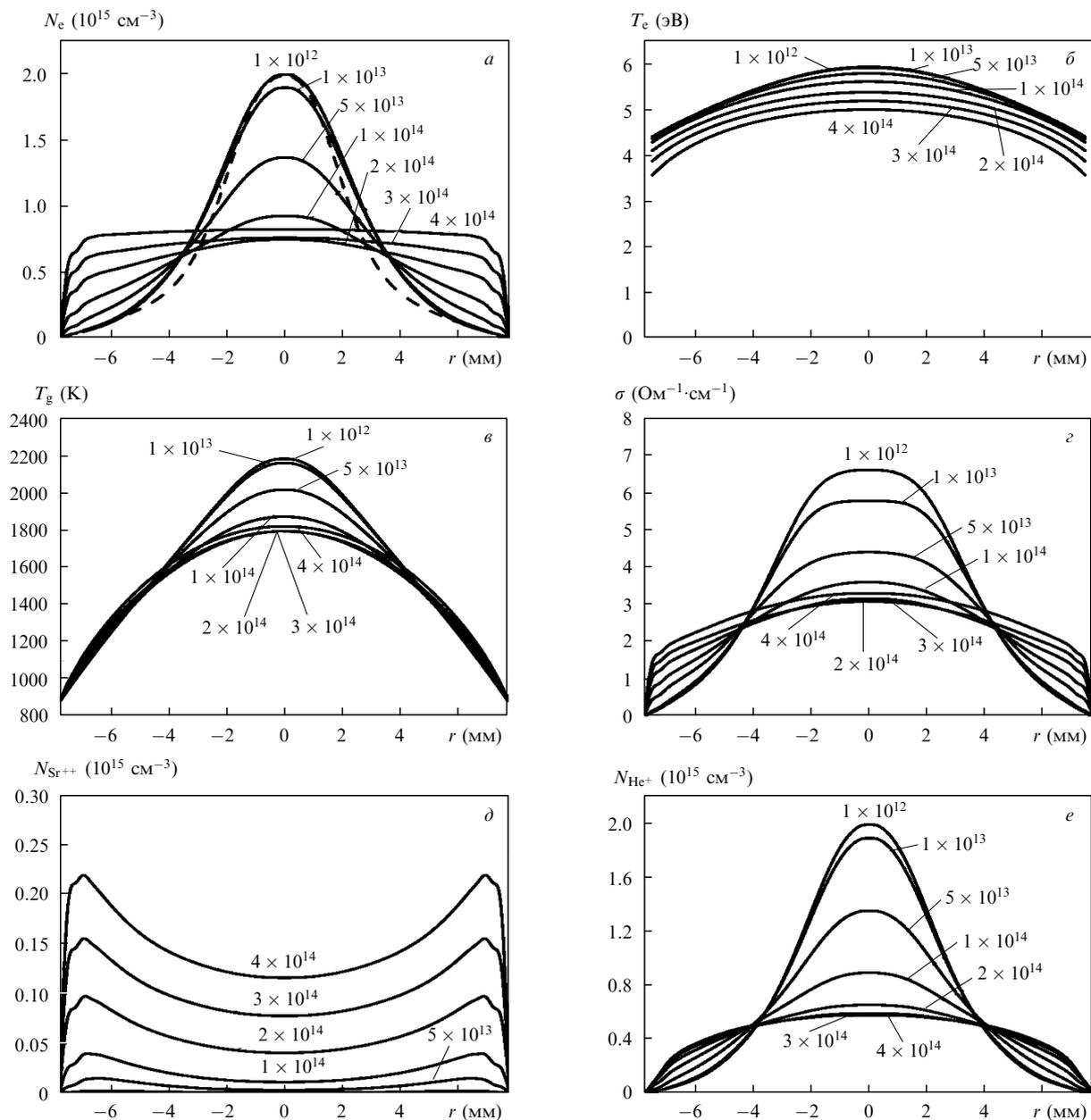


Рис.9. Рассчитанные радиальные профили концентрации электронов (а), температуры электронов (б) и газа (в), проводимости плазмы (г), концентрации двукратных ионов стронция (д) и ионов гелия (е); рядом с кривыми указаны значения N_{Sr}^0 , штриховая кривая – эксперимент [24] в чистом гелии ($l_a = 70$ см, $d = 1.55$ см, $p_{\text{He}}^0 = 190$ Тор, $f = 6$ кГц).

возбуждения и ионизации гелия скорость его ионизации очень чувствительна к перепаду T_e вдоль радиуса трубки и оказывается максимальной на оси. В результате на оси резко возрастают концентрация N_e (рис.8,а) и проводимость плазмы σ (рис.8,з), т. е. происходит сжатие разряда.

Как видно из рис.8, энергии одного импульса возбуждения недостаточно для существенного нагрева газа, поэтому в одиночном импульсе разряд не испытывает заметного сжатия. Однако в импульсно-периодическом режиме, если $1/f \ll \tau_{\text{diff}} + \tau_{\text{th}}$, тепло от импульса к импульсу накапливается, пока радиальное распределение T_g не выйдет на стационарный режим с выраженным максимумом на оси (рис.8,в). Формирующаяся в последовательности импульсов тепловая неоднородность плазмы приводит в итоге к сжатию разряда (рис. 8,а,з).

При моделировании ввод атомов стронция в плазму осуществлялся на 60-м импульсе. Из рис.8 видно, что

процесс расконтрагирования идет довольно быстро – к 70-му импульсу разряд уже полностью расконтрагирован, и при этом происходит снижение на оси газовой и электронной температуры, концентрации электронов, проводимости плазмы. Радиальные распределения N_e и σ становятся практически плоскими.

Процесс расконтрагирования разряда также хорошо иллюстрирует рис.9, где представлены рассчитанные при различных добавках стронция установившиеся радиальные распределения параметров плазмы в конце импульса тока, когда концентрация N_e максимальна. На рис.9,а приведен также экспериментально полученный радиальный профиль концентрации N_e в чистом гелии [24]. Видно, что влияние добавки стронция существенно сказывается при $N_{\text{Sr}}^0 \geq 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. При $N_{\text{Sr}}^0 = 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ плазма становится уже практически однородной (рис.9,а,з).

Проведенный нами анализ (см. также [30]) показал, что расконтрагирование разряда при поступлении в него атомов стронция в первую очередь обусловлено их низким потенциалом ионизации. При этом имеет место почти полная двукратная ионизация стронция практически по всему сечению разряда (рис.9,д), что приводит к росту N_e и проводимости плазмы в пристеночных областях (рис.9,а,е), а следовательно, к росту тепловыделения у стенок и к соответствующему в условиях постоянства вкладываемой в разряд энергии снижению тепловыделения на оси. Происходящее таким образом сглаживание радиального профиля тепловыделения вызывает, в свою очередь, существенное снижение газовой температуры в осевой части разряда и некоторое ее повышение у стенок (рис.9,в). Эти изменения профиля газовой температуры, а также рост потерь энергии электронного газа на ионизацию стронция приводят к некоторому снижению уровня электронной температуры и к уменьшению ее перепада вдоль радиуса трубки (рис.9,б). В результате вследствие резкой зависимости скорости ионизации гелия от T_e происходит пространственная стабилизация процесса ионизации буферного газа (рис.9,е), ионы которого вносят существенный вклад в результирующий радиальный профиль концентрации N_e наряду с однократными и двукратными ионами металла. В итоге с ростом N_{Sr}^0 происходит выравнивание N_e и σ по радиусу трубки (рис.9,а,е).

Явление расконтрагирования имеет большое значение как для физики лазеров на парах металлов, так и для физики газового разряда в целом, поскольку благодаря ему автоматически обеспечивается достаточно высокая пространственная однородность плазмы при больших давлениях.

Расчеты при варьировании концентраций компонентов смеси показали, что для сохранения пространственной однородности плазмы при повышении давления гелия требуется увеличить концентрацию стронция. При этом необходимые соотношения компонентов смеси оказываются близкими к соотношениям, обеспечивающим максимум скорости рекомбинационной накачки и оптимальность энергетических характеристик генерации. Это способствует быстрому росту импульсных энергетических характеристик He–Sr⁺-лазера при повышении давления.

4. Заключение

Таким образом, с помощью разработанной самосогласованной математической модели рекомбинационно-го He–Sr⁺-лазера рассчитаны и проанализированы характеристики активной среды: исследован процесс установления импульсно-периодического режима, проведен детальный анализ пространственно-временных характеристик плазмы и генерации в установившемся режиме при различных условиях возбуждения, а также изучены процесс контракции импульсно-периодического разряда

в гелии и принципиально важный для лазеров на парах металлов процесс расконтрагирования разряда при добавлении паров стронция, благодаря которому автоматически обеспечивается достаточно высокая пространственная однородность плазмы при больших давлениях. Численное моделирование может служить удобным инструментом исследований кинетики активной среды He–Sr⁺-лазера, а также позволяет прогнозировать оптимальные условия возбуждения и рассчитывать предельные достижимые характеристики генерации.

1. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1990).
2. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. *Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1996).
3. Little C.E. *Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications* (Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1999).
4. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Том XI-4, Газовые и плазменные лазеры* (М.: Физматлит, 2005).
5. Бабенко С.М., Яковленко С.И. *Препринт ИАЭ № 3192* (М., 1979).
6. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л. *Депонент ВИНТИ № 6298-B87* (М., 1987).
7. Carman R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1588 (1990).
8. Carman R.J. *J. Phys. D.*, **24**, 1803 (1991).
9. Карелин А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **20**, 631 (1993).
10. Karelin A.V., Yakovlenko S.I. *Sov. J. Laser Research*, **15**, 1 (1994).
11. Карелин А.В., Широков Р.В. *Квантовая электроника*, **24**, 419 (1997).
12. Karelin A.V., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 827 (2000).
13. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 83 (2004).
14. Cheng C., Sun W. *Opt. Commun.*, **144**, 109 (1997).
15. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
16. Звелто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1990).
17. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л. *Квантовая электроника*, **20**, 99 (1993).
18. Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (М.: Радио и связь, 1981).
19. *Спектроскопия газоразрядной плазмы*. Под ред. С.Э.Фриша (Л.: Наука, 1970).
20. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **81**, 688 (1996).
21. *Физические величины*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
22. Little C.E., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 903 (1990).
23. Kunemeyer R., McLucas C.W., Brown D.J.W., McIntosh A.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 2028 (1987).
24. Loveland D.G., Webb C.E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, 597 (1992).
25. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, **67**, 25 (1997).
26. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **15**, 1762 (1988).
27. Клишкин В.М. *Препринт ИОА СО РАН № 1* (Томск, 1999).
28. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *Письма в ЖЭТФ*, **62**, 26 (1995).
29. Klimkin V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 164 (2002).
30. Чеботарев Г.Д., Пруцаков О.О., Латуш Е.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **19**, 113 (2006).