

УДК 533.6.011.8

## **ФОРМИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ СРЕДЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ РЕКОМБИНАЦИОННО-НЕРАВНОВЕСНОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ**

**МАКАРЫЧЕВ С. В., СМЕХОВ Г. Д.**

Получение активной среды в неравновесном плазменном потоке лежит в основе разработки плазмодинамических лазеров. Плазмодинамическим называется лазер, активной средой которого является рекомбинирующая плазма, а ее охлаждение, необходимое для создания режима интенсивной рекомбинации, достигается газодинамическими способами — истечением плазмы через сверхзвуковое сопло или свободным разлетом плазменного сгустка. При этом в одном устройстве объединяются достоинства плазменного [1] и газодинамического [2] лазеров: высокая мощность излучения, характерная для газодинамических лазеров и достигаемая при больших массовых расходах газа через сопло, и возможность работы на электронных переходах атомов и ионов, дающих излучение видимого и ультрафиолетового диапазона длин волн.

В [3, 4] численно исследовалась кинетика заселения возбужденных уровней при неравновесном истечении плазмы азота и аргона из сверхзвукового сопла. В [5] показано возникновение инверсной заселенности ряда возбужденных уровней ксенона, в [6] — гелия. В этих и подобных работах совместно решается система уравнений газодинамики (обычно квазиодномерная, стационарная, недиссипативная) и уравнений атомной кинетики в рамках ударно-радиационной модели [7]. Однако в задачах, где плазма является элементом сложной системы, такой, как плазмодинамический лазер, возможности численных методов ограничены. При разработке и реализации лазера приходится решать ряд практических вопросов — анализировать условия постановки и проведения экспериментов, выбирать оптимальное рабочее вещество и диапазон значений параметров плазмы, конструировать сопло. Использование трудоемких численных методов в этом случае не оправдано. Кроме того, надо иметь для расчетов полный набор констант скоростей всех рассматриваемых элементарных процессов, многие из которых пока не известны. Поэтому необходима приближенная аналитическая теория неравновесного течения плазмы в сопле, позволяющая определить условия возникновения инверсии и оценить энергетические характеристики излучения для любого электронного перехода произвольного вещества.

В данной работе предлагается метод расчета плазмодинамического лазера по заданным характеристикам рабочего вещества, сверхзвукового сопла и параметрам торможения плазмы в предсопловой камере. Он дает аналитическую зависимость коэффициента инверсии и мощности генерации от указанных параметров и служит в основном целям научно обоснованного планирования физического и детального численного эксперимента.

1. Рассматривается установившееся одномерное течение плазмы по плоскому соплу. Влияние вязкости, теплопроводности и диффузии не учитывается. Внешние электрические и магнитные поля отсутствуют, поэтому электроны, атомы и ионы плазмы имеют одинаковую скорость направленного движения. Считается, что электроны и тяжелые частицы (атомы и ионы) имеют максвелловские распределения по скоростям, каждое со своей температурой, и плазма в целом электронейтральна. Состояние плазмы в предсопловой камере принимается равновесным с температурой  $T_0$ . Это условие хорошо выполняется в плазме, полученной нагревом газа в отраженной ударной волне [4], и, начиная с некоторых температур, в плазме, находящейся в форкамере электродугового термического источника (плазмотрона) [8]. При достаточно быстром расширении и охлаждении плазмы в сверхзвуковом сопле в ней развиваются три

типа неравновесностей: температурная, рекомбинационная и неравновесность распределения по возбужденным состояниям.

Рассмотрим возникновение температурной и рекомбинационной неравновесности, при этом введем кроме температуры тяжелой компоненты  $T$  температуру свободных электронов  $T_e$  и «температуру» заселения континуума  $T_p$  — величину, характеризующую неравновесную степень ионизации плазмы. Для упрощения исследования разделим все течение на начальный равновесный и неравновесные участки. В качестве критериев разделения берутся соотношения между характерными временами рассматриваемых процессов: временем газодинамического расширения  $\tau_h$ , рекомбинации  $\tau_p$  и временем электрон-ионного упругого взаимодействия  $\tau_{ei}$ , характеризующим выравнивание температур тяжелой и электронной компонент плазмы [1, 7]

$$\tau_h = \frac{A}{v} \left( \frac{dA}{dx} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

$$\tau_p^{-1} = 1,72 \cdot 10^{-8} \Lambda_k (Z+1)^3 T_e^{-3/2} N_e^2, \quad \tau_{ei}^{-1} = 4 \cdot 10^{-3} \mu^{-1} \Lambda (Z+1)^2 T_e^{-3/2} N_e$$

В (1.1)  $x$  — координата вдоль оси сопла,  $A = A(x)$  — площадь сечения сопла,  $v$  — скорость потока,  $N_e$  — концентрация электронов,  $Z$  — кратность рекомбинирующего иона (атому соответствует  $Z=0$ ),  $\mu$  — молекулярный вес,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $\Lambda_k$  — кулоновский логарифм для связанных состояний;  $T_e$  измеряется в градусах Кельвина,  $N_e$  — в  $\text{см}^{-3}$ .

На начальном участке истечения, когда  $\tau_p \ll \tau_h$  и  $\tau_{ei} \ll \tau_h$ , поток остается равновесным. Это означает, что  $T_p = T_e = T$ , а  $N_e$  и ионный состав плазмы определяются системой уравнений ионизационного равновесия. По мере расширения и охлаждения потока  $\tau_p$  и  $\tau_{ei}$  быстро растут, в то время как  $\tau_h$  меняется слабо. При  $\tau_p \gg \tau_h$  поток плазмы становится рекомбинационно-неравновесным (замораживается степень ионизации), при  $\tau_{ei} \gg \tau_h$  — температурно-неравновесным (происходит отрыв  $T_e$  от  $T$ ). Вследствие сильной зависимости скорости релаксационных процессов от плотности и температуры область перехода от равновесного потока к замороженному достаточно узка, и можно применить метод «мгновенного замораживания» [9]: моделировать неравновесное течение течением, состоящим из равновесного и замороженных участков. Переход от участка к участку происходит в «точках замораживания», положение которых можно приближенно определить, полагая [10]

$$\tau_p = \tau_h, \quad \tau_{ei} = \tau_h \quad (1.2)$$

Решение этих уравнений определяет температуры  $T_{pf}$  и  $T_{ef}$ , при которых происходит замораживание ионизации и электронной температуры

$$T_p = \begin{cases} T, & \tau_p < \tau_h \\ T_{pf}, & \tau_p \geq \tau_h \end{cases}, \quad T_e = \begin{cases} T, & \tau_{ei} < \tau_h \\ T_{ef}, & \tau_{ei} \geq \tau_h \end{cases} \quad (1.3)$$

Для заданного сопла, рабочего вещества и параметров торможения плазмы величины  $T_{pf}$  и  $T_{ef}$  постоянны, они и определяют границы полнотью равновесного ( $T > \max\{T_{pf}, T_{ef}\}$ ) и неравновесных участков.

2. Приведем пример применения изложенного метода к течению слабоионизованной плазмы в плоскопараллельном клиновидном сопле вида

$$A(x) = 1 + 2 \operatorname{tg} \varphi |x|/H \quad (2.1)$$

Здесь  $H$  — высота критического сечения,  $\varphi$  — угол полураскрыва. Такое сопло задается двумя параметрами: формой  $H/2 \operatorname{tg} \varphi$  и максимальным сечением, определяющим охлаждение плазмы  $T_{\min}$  на выходе из сопла. Будем использовать приведенные температуры  $\theta = T/T_0$ ,  $\theta_{pf} = T_{pf}/T_0$ ,

$\theta_{ef} = T_{ef}/T_0$ . Тогда концентрация электронов на равновесном участке изменяется по формулам [10]

$$N_e = N_{e0} \theta^{1/2} \exp \left[ \frac{I_0}{2kT_0} \left( 1 - \frac{1}{\theta} \right) \right] \quad (2.2)$$

$$N_{e0}^2 = 4,83 \cdot 10^{15} \frac{g_1}{\Sigma} T_0^{1/2} N_0 \exp \left( - \frac{I_0}{kT_0} \right) \quad (2.3)$$

$$\theta^{1/2} (1-\theta)^{1/2} = 0,325/A(x) \quad (2.4)$$

где  $N_{e0}$  — равновесная концентрация в предсопловой камере, а приведенная температура  $\theta$  связана с сечением сопла  $A$ .

Используя (1.1) и (2.1)–(2.3), уравнения (1.2) можно привести к виду

$$1,37 \cdot 10^5 \frac{H}{2 \operatorname{tg} \varphi} \frac{g_1}{\Sigma} \frac{N_0}{T_0^{1/2}} \mu^{1/2} \exp \left( - \frac{1,16 \cdot 10^4 I_0}{T_0 \theta_{pf}} \right) = \theta_{pf}^3 (1 - \theta_{pf}) \quad (2.5)$$

$$1,97 \cdot 10^7 \left( \frac{H}{2 \operatorname{tg} \varphi} \right)^2 \frac{g_1}{\Sigma} \frac{N_0}{T_0^{1/2}} \mu^{-1} \exp \left( - \frac{1,16 \cdot 10^4 I_0}{T_0 \theta_{ef}} \right) = \theta_{ef}^3 (1 - \theta_{ef})^2 \quad (2.6)$$

Здесь и в дальнейшем параметры имеют размерность  $T_0, K, N_0, \text{см}^{-3}, H, \text{см}, I_0, \text{эВ}$ . Из (2.5), (2.6) следует условие, при котором первой возникает рекомбинационная неравновесность, т. е.  $\theta_{pf} > \theta_{ef}$

$$T_0 > 6,9 \cdot 10^{-3} \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{H} \mu^{1/2} (1 - \theta_{pf}) \quad (2.7)$$

Для реальных сопел это условие всегда выполняется.

На рекомбинационно-неравновесном участке (при  $\theta < \theta_{pf}$ ) концентрация электронов падает пропорционально плотности

$$N_e = N_{e0} \theta^{1/2} \exp \left[ \frac{1,16 \cdot 10^4 I_0}{2T_0} \left( 1 - \frac{1}{\theta_{pf}} \right) \right] \quad (2.8)$$

Поэтому вместо (2.6) имеем другое уравнение для  $\theta_{ef}$

$$6,9 \cdot 10^{-3} \theta_{ef}^3 (1 - \theta_{ef})^2 = \frac{H}{2 \operatorname{tg} \varphi} \mu^{-1/2} T_0 \theta_{pf}^3 (1 - \theta_{pf}) \quad (2.9)$$

Таким образом, при расчетах весь поток разбивается на три участка: равновесный ( $\theta_{pf} < \theta < 1$ ), рекомбинационно неравновесный ( $\theta_{ef} < \theta < \theta_{pf}$ ), рекомбинационно и температурно неравновесный ( $\theta_{\min} < \theta < \theta_{ef}$ ). Границы участков определяются совместным решением (2.5) и (2.9). При анализе может оказаться полезным приближенное выражение для  $\theta_{pf}$ , справедливое на большей части длины сопла. Заменяя в (2.5) медленно меняющийся по сравнению с экспонентой множитель  $\theta_{pf}^3 (1 - \theta_{pf})$  его средним значением на интервале  $[0, 1]$  и переходя от концентрации к давлению торможения  $P_0$ , МПа, получим

$$\theta_{pf} = \frac{1,16 \cdot 10^4 I_0}{T_0} \ln^{-1} \left( 1,98 \cdot 10^{29} \frac{H}{2 \operatorname{tg} \varphi} \frac{g_1}{\Sigma} \frac{P_0}{T_0^{1/2}} \mu^{1/2} \right) \quad (2.10)$$

Для  $\theta_{pf} = 0,95 - 0,4$  эта формула аппроксимирует решение (2.5) с ошибкой  $\leq 2\%$ .

3. Рассмотрим неравновесность распределения по возбужденным уровням, приводящую при определенных условиях к их инверсной заселенности. Она непосредственно связана с уже рассмотренными рекомбинационной и температурной неравновесностями, при этом параметры замораживания  $T_{pf}$  и  $T_{ef}$  используются для вывода условий возникновения инверсии и оценок энергетических характеристик рекомбинационного плазмодинамического лазера.

Условие инверсной заселенности для перехода с верхнего,  $i$ -го возбужденного уровня на нижний,  $j$ -й, имеет вид [4]

$$\delta = \frac{N_j g_i}{N_i g_j} < 1 \quad (3.1)$$

где  $\delta$  — коэффициент инверсии. Для связи заселенностей  $N_i$ ,  $N_j$  с параметрами  $T_{pf}$ ,  $T_{ef}$  используем метод разбиения уровней на блоки [11]. Оно проводится так, чтобы энергетические интервалы между уровнями внутри блоков были меньше или порядка величины  $kT_e$ , а между блоками — больше этой величины. Тогда распределение заселенностей уровней в блоках будет равновесным больцмановским с температурой, равной  $T_e$ . Для описания неравновесного распределения заселенностей по блокам в целом введем температуру распределения  $T_k$  [7]. Таким образом, вместо точного решения уравнений поуровневой кинетики вводится модельное распределение вида

$$N_{ki} = \frac{g_{ki}g_k}{\sum_z \Sigma_k} N_z \exp\left(-\frac{E_k}{kT_k} - \frac{\Delta E_{ki}}{kT_e}\right) \quad (3.2)$$

где  $N_{ki}$  — заселенность  $i$ -го уровня,  $k$ -го блока в ионе кратности  $Z$ ,  $N_z$  — концентрация  $Z$ -кратных ионов,  $g_{ki}$  и  $g_k$  — статистические веса уровня и блока,  $\sum_z$ ,  $\Sigma_k$  — статистические суммы иона (атома) и блока,  $\Delta E_{ki}$  — разность энергии  $i$ -го уровня и средней энергии  $k$ -го блока, равной

$$E_k = \sum_i g_{ki} E_{ki} / \sum_i g_{ki}$$

Рассмотрим подробнее величину  $T_k$ . Для самого верхнего блока, содержащего континуум вместе с примыкающими к нему дискретными уровнями квазинепрерывного спектра  $T_k = T_{pf}$ , поскольку в (1.3) параметр  $T_{pf}$  определяется из условия замораживания степени ионизации плазмы. Для блоков уровней, лежащих ниже границы квазинепрерывного спектра,  $T_k$  находится в пределах  $T < T_k < T_{pf}$ , так как заселенность этих блоков при  $T < T_{pf}$  может только уменьшаться вследствие ослабления их заселения рекомбинационным потоком из континуума. Возьмем наихудший с точки зрения возникновения инверсии случай, когда заселенность низколежащих блоков также замораживается при  $T = T_{pf}$ , и применим распределение (3.2) ко всем блокам уровней. Необходимо отметить, что использование распределения (3.2) предполагает чисто столкновительную кинетику заселения уровней, т. е. малую роль радиационной рекомбинации, спонтанных переходов и т. п. Это предположение накладывает условие на концентрацию свободных электронов  $N_e > 10^{14}$  см<sup>-3</sup> [1, 7], тем самым ограничивая снизу область исходных параметров торможения. Но так как построение лазера с характеристиками, имеющими практический интерес, требует использования плотной и достаточно ионизованной плазмы, то это условие обычно не вызывает затруднений и надо лишь проверить его выполнение в найденной области существования инверсии.

Пусть верхний лазерный уровень расположен в блоке  $k$ , а нижний в блоке  $l$ . Используя (3.2) и (1.3), запишем коэффициент инверсии на переходе  $ki \rightarrow lj$  в замороженном потоке в виде

$$\delta = \exp\left(\frac{\Delta E_{kl}}{kT_0 \theta_{pf}} - \frac{\Delta E_{kl} - hc/\lambda}{kT_0 \theta_{ef}}\right) \quad (3.3)$$

Здесь  $\Delta E_{kl}$  — энергетический интервал между центрами блоков,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света. Из (3.3) следует условие возникновения инверсии

$$\Theta = \frac{\theta_{ef}}{\theta_{pf}} < 1 - \frac{hc}{\lambda \Delta E_{kl}} \quad (3.4)$$

В наиболее оптимальном случае, когда верхний лазерный уровень находится в пределах квазинепрерывного спектра, (3.4) переходит в

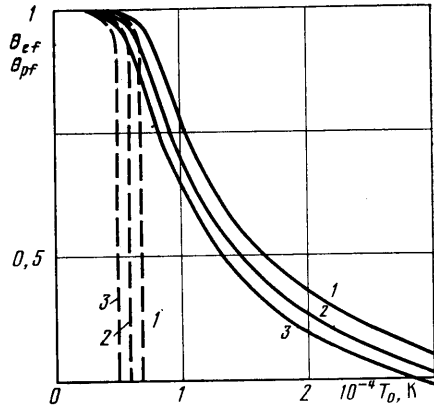
$$\Theta = \frac{\theta_{ef}}{\theta_{pf}} < \frac{I_z - E_{ki}}{I_z - E_{lj}}$$

Оценка максимальной мощности излучения производится по формуле

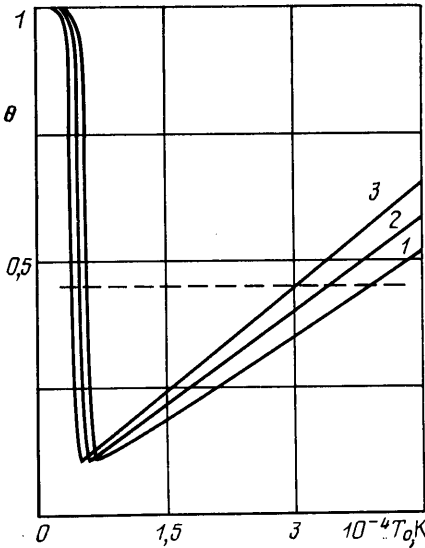
$$P = \frac{hc}{\lambda} \frac{N_{ki}}{\rho_0 \theta_{\min}^2} (1 - \delta) M \quad (3.5)$$

где  $M$  — массовый расход плазмы через сопло,  $\rho_0 \theta_{\min}^2$  — плотность плазмы на выходе из сопла, величины  $\delta$  и  $N_{ki}$  рассчитываются по (3.3) и (3.2).

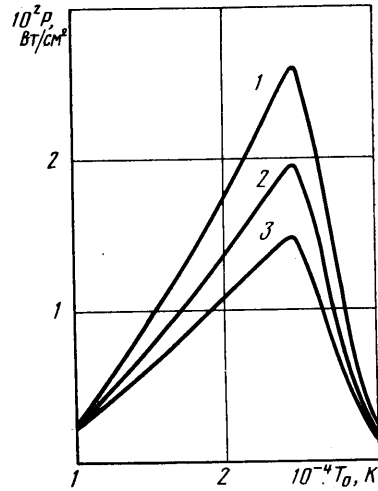
4. На фиг. 1–3 представлены результаты расчета параметров плазодинамического лазера на переходе  $3d[3/2]_2 - 4p'[3/2]_2$  ( $\lambda = 2,062$  мкм) атома аргона, полученные изложенным



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

методом. Параметр  $H/2 \operatorname{tg} \varphi$  принимался равным 0,28 см, что соответствует условиям эксперимента [12]. Фигура 1 показывает зависимость приведенных температур замораживания  $\theta_{pf}$  (сплошные кривые) и  $\theta_{ef}$  (штриховые) от температуры торможения  $T_0$  при давлениях торможения  $P_0$ , равных 0,1, 1,0 и 10 МПа (кривые 1–3). Характерно, что при температуре торможения выше некоторой  $T_0^*$  уравнение (2.9) решений не имеет. Это означает, что температурная неравновесность не возникает и на всем протяжении сопла  $\theta_e = \theta$ . Точка возникновения рекомбинационной неравновесности  $\theta_{pf}$  при увеличении как  $T_0$ , так и  $P_0$  смещается вниз по соплу.

На фиг. 2, где показано отношение температур замораживания  $\Theta$ , условие инверсии (3.4) для рассматриваемого перехода аргона выполняется ниже штриховой прямой. При  $T_0 > T_0^*$  в (3.3), (3.4)  $\theta_{ef}$  полагалось равным  $\theta_{\min}$ , что соответствует максимальной инверсии, достигаемой на выходе из сопла. Область температур торможения, в которой достигается инверсия, оказывается ограниченной.

Зависимость мощности излучения, нормированной на площадь критического сечения сопла, от параметров торможения представлена на фиг. 3. Расчеты показывают, что каждый переход имеет свое оптимальное по мощности значение  $T_0$  в пределах области инверсии, в данном случае оно равно  $2,5 \cdot 10^4$  К. При увеличении  $P_0$ , с одной стороны, уменьшается  $\theta_{pf}$  (фиг. 1) и накопление электронов на верхнем рабочем уровне начинается позже, с другой — увеличивается массовый расход плазмы. Действие этих причин в противоположных направлениях приводит к слабой зависимости мощности от давления торможения.

Следует отметить, что в области больших  $T_0$  плазма уже не является слабоионизованной, поэтому приведенные расчеты носят приближенный характер.

При значениях параметров, соответствующих условиям эксперимента [12], рассчитанное значение коэффициента усиления излучения на данном переходе ( $2,5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>) хорошо согласуется с экспериментальным. Однако область, в которой зарегистрировано усиление в [12], значительно уже и находится вблизи  $T_0 = 1,4 \cdot 10^4$  К. Возможно, это объясняется тем, что применявшийся в эксперименте монохроматор выделял широкую спектральную область, определявшуюся его дисперсией в данном диапазоне длин волн. В эту область попадало более 10 спектральных линий, большая часть из которых поглощалась; в эксперименте же регистрировался их суммарный эффект. Отметим, что минимальное значение  $\theta_{ef}/\theta_{pf}$  (фиг. 2) лежит около  $T_0 = 1 \cdot 10^4$  К, т. е. там, где в [12] обнаружено усиление. При этой температуре условия образования инверсии для любых переходов в атомарном спектре аргона, а следовательно, и для наблюдения инверсии в конечном спектральном интервале, наиболее благоприятны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат. 1978. 253 с.
2. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука. 1977. 335 с.
3. Park C. Comparison of electron and electronic temperatures in recombining nozzle flow of ionized nitrogen-hydrogen mixture. Pt 1. Theory // Plasma Phys. 1973. V. 9. Pt 2. P. 187–245.
4. Сметов Г. Д., Фотиев В. А. Исследование кинетики заселенностей возбужденных уровней аргона в рекомбинирующей плазме // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 117–122.
5. Ступицкий Е. Л., Козлов Г. И. Релаксация частично-ионизованного газа в сопле // Журн. техн. физики. 1973. Т. 43. Вып. 4. С. 767–776.
6. Закревский Н. В., Лукьянов Г. А., Церковный С. И. Расчеты кинетических параметров при сверхзвуковом расширении плазмы гелия в сопле Лавала // Журн. техн. физики. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1318–1323.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
8. Жинжиков Г. М., Сазин В. В. Исследование начальной неравновесности сверхзвукового потока дуговой плазмы низкой плотности // ПМТФ. 1983. № 4. С. 39–44.
9. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение. 1972. 344 с.
10. Сметов Г. Д., Фотиев В. А. Об условиях образования инверсии заселенностей атомных уровней в термически нагретой рекомбинирующей плазме // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 6. С. 91–97.
11. Жуков В. В., Лагуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф. Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. 1. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме // Квант. электроника. 1977. Т. 4. № 6. С. 1249–1256.
12. Лосев С. А., Сметов Г. Д., Фотиев В. А. Усиление излучения в термически нагретой плазме аргона при газодинамическом расширении // Квант. электроника. 1981. Т. 8. № 1. С. 168–169.

Москва

Поступила в редакцию  
6.III.1986