

**ОБ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ИНВЕРСИИ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ
АТОМНЫХ УРОВНЕЙ В ТЕРМИЧЕСКИ НАГРЕТОЙ
РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ**

Г. Д. СМЕХОВ, В. А. ФОТИЕВ

(Москва)

Проведено теоретическое исследование процесса рекомбинации термически нагретой плазмы одноатомного газа при ее газодинамическом охлаждении в сверхзвуковом сопле. Разработанный метод приближенного аналитического расчета позволил определить необходимые условия существования эффективного рекомбинационного режима истечения, при котором возможно образование инверсной заселенности электронных возбужденных уровней атома. Рассмотрены условия возникновения инверсии в зависимости от параметров, характеризующих состояние плазмы в ресивере перед входом в сопло, форму и размеры сопла и рабочее вещество. Использование метода блоков уровней позволило провести расчет степени расширения, необходимой для образования инверсии между переходами с различными длинами волны, а также оценить величины коэффициента усиления и удельной энергии излучения на этих переходах. Приведены численные оценки значений параметров для случая плазмы аргона.

Возникновение инверсии заселенностей электронных уровней атомов и атомарных ионов в процессе электрон-ионной рекомбинации лежит в основе разработываемых в настоящее время плазменных лазеров [1]. Анализ работы этого типа лазеров связан с рассмотрением кинетики заселенностей отдельных атомных уровней в ходе рекомбинации, что требует учета многих параметров, влияющих на работу лазера. Сложности, возникающие при исследовании атомной кинетики, особенно существенны в случае плазмодинамических лазеров (ПДЛ), в которых рабочей средой является движущаяся рекомбинирующая плазма [2], так как в этом случае к уравнениям атомной кинетики добавляются газодинамические уравнения [2-4].

Так как по имеющимся экспериментальным данным [5] область допустимых изменений параметров, определяющих работу ПДЛ, может быть довольно узкой, перед экспериментаторами кроме чисто технических трудностей, связанных, например, с необходимостью охлаждения плазмы за очень короткие промежутки времени [1], встает проблема выбора экспериментальных условий, необходимых для работы ПДЛ на данном рабочем веществе. Выбор этих условий в общем виде затруднителен из-за сложности указанной системы уравнений. Численное интегрирование этих уравнений, отвечая на вопрос о принципиальной возможности создания ПДЛ на том или ином рабочем веществе, не обладает той общностью, которая необходима при выборе области допустимых изменений параметров.

Таким образом, возникает потребность в проведении приближенного аналитического рассмотрения условий получения инверсии заселенностей электронных уровней в движущейся рекомбинирующей плазме с привлечением некоторых упрощающих предположений, оправданных для определенных методов получения рекомбинирующей плазмы, данного класса рабочих веществ и для выбранной модели, описывающей релаксационные процессы в плазме [6-8].

В настоящей работе проведена аналитическая оценка условий работы ПДЛ с тепловой накачкой в зависимости от параметров, характеризующих сопло, условия торможения и рабочее вещество.

1. Рассматривается плазма одноатомного газа, состоящая из нейтральных атомов, однозарядных ионов и свободных электронов. Плазма квазинейтральна и первоначально находится в состоянии полного термодинамического равновесия, причем начальная степень ионизации α мала

$$(1.1) \quad \alpha_0 = n_{e0}/n_0 \ll 1$$

Здесь n — концентрация нейтральных атомов, n_e — концентрация свободных электронов, равная в силу квазинейтральности плазмы концентрации ионов n_i , индекс 0 соответствует параметрам торможения.

Истечение плазмы происходит через плоское сопло клиновидной формы с полным углом раскрытия φ и высотой критического сечения y , причем предполагается, что дозвуковую часть сопла вблизи критического сечения можно считать клиновидной с тем же углом раскрытия. Выбор плоского сопла определяется тем, что в этом случае увеличивается длина активной зоны вдоль сопла при данном массовом расходе и осуществляется более эффективный выход излучения перпендикулярно плоскости сопла [9]. Течение плазмы в сопле считается одномерным, и влияние диссипативных процессов не учитывается.

На основании принятых предположений уравнения кинетики и газовой динамики [10] можно разделить. При этом уравнения газовой динамики не будут содержать зависимость от электронной концентрации n_e и температуры T_e .

Решение уравнений газодинамики вместе с уравнением состояния можно выразить через безразмерную температуру $\theta = T/T_0$

$$(1.2) \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{n}{n_0} = \theta^{3/2}, \quad u = \sqrt{\frac{5kT_0}{m_a}} (1-\theta)^{1/2} = 2u_1(1-\theta)^{1/4}$$

$$B/A = \theta^{3/2}(1-\theta)^{1/2}, \quad B = 0.325, \quad \theta_1 = 3/4$$

$$u_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5kT_0}{m_a}}, \quad \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{n_1}{n_0} = 0.65$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, T — температура плазмы, A — площадь поперечного сечения сопла, отнесенная к площади критического сечения, m_a — масса атома, k — постоянная Больцмана. Индекс 1 относится к значениям параметров в критическом сечении.

На равновесном участке течения концентрации электронов будет удовлетворять уравнению Саха и с учетом (1.2) будет изменяться следующим образом:

$$(1.3) \quad n_e = n_{e0} \theta^{3/2} \exp \left\{ \frac{I}{2kT_0} (1-\theta)^{-1} \right\}$$

где I — потенциал ионизации атома.

По мере расширения плазмы быстрое уменьшение температуры и концентрации тяжелых частиц приведет к отклонению от равновесия в потоке. Можно выделить три типа неравновесностей [3]. Ионизационная неравновесность, т. е. отклонение концентрации электронов от уравнения Саха, возникает в результате того, что скорость расширения плазмы становится больше скорости рекомбинации, и концентрация электронов не успевает следить за изменением температуры и плотности тяжелых частиц. Температурная неравновесность характеризуется различием между температурой электронов и температурой тяжелых частиц. Так как электронный газ получает энергию в актах рекомбинации (при рассматриваемых здесь условиях преобладает трехчастичная рекомбинация), а теряет энергию при упругих соударениях с тяжелыми частицами, то при уменьшении скорости энергообмена при упругих столкновениях скорость охлаждения электронов отстает от скорости охлаждения тяжелых частиц. Наконец, уменьшение вероятности столкновительных переходов между возбужденными уровнями атома вследствие уменьшения электронной температуры вызывает отклонение распределения заселенностей возбужденных уровней от больцмановского при данной поступательной температуре, что

соответствует возникновению неравновесности возбуждения. В этом случае заселенности уровней будут превышать равновесные и характеризоваться некоторой температурой возбуждения T^* , которая превысит поступательную температуру [11].

Для количественной характеристики процесса возникновения неравновесностей воспользуемся принципом мгновенного замораживания [12]. Сравнивая характерные времена истечения, газодинамическое τ_h , рекомбинации τ_R и электрон-ионного упругого взаимодействия τ_{ei} (упругим взаимодействием электронов с нейтральными атомами можно пренебречь [13]), получим, что при $\tau_R < \tau_h$ и $\tau_{ei} < \tau_h$ поток будет равновесным, при $\tau_R = \tau_h$ произойдет заморозка степени ионизации α , а при $\tau_{ei} = \tau_h$ — заморозка электронной температуры. Таким образом, при $\tau_R > \tau_h$ и $\tau_{ei} > \tau_h$ поток будет замороженным. Введем характерные времена истечения следующим образом [13]:

$$(1.4) \quad \tau_h^{-1} = \frac{u}{A} \frac{dA}{dx}, \quad \tau_R^{-1} = \beta n_e^2, \quad \tau_{ei} = \frac{2.5 \cdot 10^2 \mu T_e^{3/2}}{\Lambda n_e}$$

$$\beta = 1.77 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2} \text{ см}^3/\text{сек}$$

где β — коэффициент рекомбинации, μ — атомный вес, Λ — специального вида кулоновский логарифм [13].

2. Необходимым условием возникновения инверсной заселенности возбужденных состояний атома является наличие неравновесности возбуждения. Так как накачка возбужденных уровней происходит в процессе рекомбинации, а их релаксация затормаживается при низкой электронной температуре, то для осуществления режима истечения, необходимого для образования инверсии, требуется также наличие ионизационной и отсутствия температурной неравновесностей. Таким образом, условие возникновения инверсии можно записать в виде

$$(2.1) \quad \tau_R > \tau_h, \quad \tau_{ei} < \tau_h$$

Из (1.4) и (1.2) видно, что τ_h на равновесном участке течения падает, а τ_R экспоненциально возрастает. Таким образом, после некоторого момента, когда время рекомбинации сравнивается с газодинамическим, условие (2.1) для τ_R будет выполнено. После замораживания степени ионизации изменение n_e начинает следовать за изменением n ($n_e \sim \theta^{3/2}$) и тогда время τ_{ei} становится постоянным. Так как τ_h имеет минимум при $\theta = 0.6$, после чего его величина начинает расти, можно подобрать параметры, определяющие величину τ_{ei} , так, чтобы выполнялось условие $\tau_{ei} < \tau_h$, и, таким образом, получить два критерия образования инверсной заселенности, которые ограничат область допустимых значений входящих в них параметров.

Выбор точки замораживания степени ионизации слишком близко к ресиверу приведет к тому, что основной поток рекомбинации прекратится слишком рано, при высокой температуре электронов, что приведет к быстрой релаксации возбужденных состояний в основное, т. е. к отсутствию неравновесности возбуждения. При выборе точки замораживания слишком низко по потоку неравновесная заселенность уровней будет низкой, так как будет соответствовать низкой температуре возбуждения.

Пусть ионизационное равновесие нарушается в критическом сечении сопла при $\theta = \theta_1$. Тогда получим выражения, соответствующие выполнению условий (2.1) в сверхзвуковой части сопла. С учетом (1.2) и (1.4)

они примут следующий вид:

$$(2.2) \quad \frac{y}{\varphi} \frac{n_{e0}^2}{T_0^5} \mu^{1/2} \exp \left\{ -3.86 \cdot 10^3 \frac{I}{T_0} \right\} < 3.75 \cdot 10^{11}$$

$$\frac{y}{\varphi} \frac{n_{e0}}{T_0^2} \mu^{-1/2} \exp \left\{ -1.93 \cdot 10^3 \frac{I}{T_0} \right\} > 4.90 \cdot 10^5$$

где n_{e0} выражается в см^{-3} , T_0 — в $^\circ\text{К}$, I — в эв, y — в см и φ — в рад.

Таким образом, выполнение условий (2.2) приводит к существованию эффективного рекомбинационного потока, при котором осуществляется эффективная накачка верхних возбужденных уровней. Для определения момента возникновения инверсной заселенности требуется решение поуровневой задачи баланса заселенностей возбужденных уровней. Эта задача кроме своей громоздкости связана с учетом констант столкновительных и радиационных переходов, в значениях которых существует неопределенность. Однако нет необходимости в решении этой задачи, так как для оценочного расчета достаточно воспользоваться моделью блоков уровней [14], которая заключается в следующем. Объединим группы близко расположенных уровней в блоки таким образом, чтобы расстояния между уровнями внутри блоков было меньше расстояния между блоками. (Роль блоков могут выполнять уровни с сильным расщеплением на подуровни тонкой структуры как, например, в атомах аргона.) Действительно, между уровнями внутри блока может установиться бoльцмановское распределение заселенностей с электронной температурой T_e [1], в то время как заселенности блоков будут иметь распределение, определяемое более высокой температурой возбуждения T^* . При $T^* > T_e$ возможно образование инверсной заселенности нижнего уровня верхнего блока относительно верхнего уровня нижнего блока.

Предположим, что распределение заселенностей блоков уровней близко к бoльцмановскому с температурой возбуждения $T^* = T_1$. Вообще говоря, величина T^* может и превышать значение T_1 , если скорость заселения уровней в результате рекомбинации будет преобладать над скоростью переходов в основное состояние. Расчет, проведенный для атома аргона [11], показывает, что заселенности возбужденных уровней близки к бoльцмановскому с температурой ресивера ($T^* \sim T_0$). Если нарушение равновесной заселенности произошло одновременно с нарушением ионизационного равновесия, то

$$(2.3) \quad T^* = T_1 = \theta_1 T_0$$

где $\theta_1 = 3/4$.

Считая, что температура электронов не отличается от поступательной температуры тяжелых частиц, имеем

$$(2.4) \quad T_e = T = \theta T_0$$

где θ , как и раньше, — значение безразмерной температуры в данной точке сопла.

Условие существования инверсной заселенности уровней i и j в общем виде дается выражением [1]

$$(2.5) \quad \delta_{ij} = n_i g_j / n_j g_i < 1$$

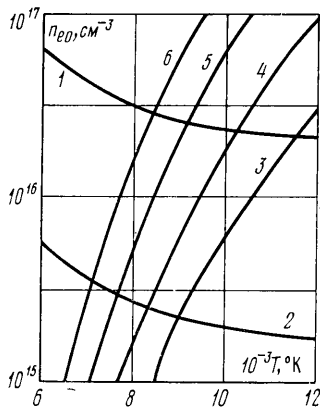
Здесь δ_{ij} — относительная заселенность уровней, n_i , n_j — заселенности нижнего и верхнего уровней соответственно, g_i и g_j — их статистические веса.

На основании принятых предположений получим выражение для заселенности i -го уровня блока уровней k

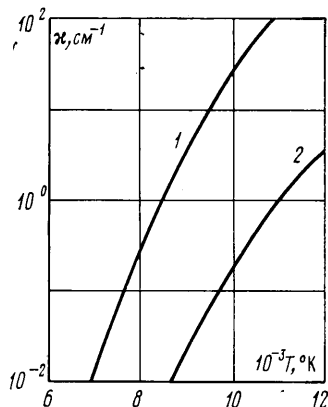
$$(2.6) \quad \frac{n_{ki}}{g_{ki}} = n \frac{g_k}{ZZ_k} \exp \left\{ - \left(\frac{E_k}{kT^*} + \frac{\Delta E_{ki}}{kT_e} \right) \right\}$$

Здесь n — концентрация нейтральных атомов, g_k — статистический вес блока, Z и Z_k — статистические суммы атома и блока, E_k — энергия нижнего уровня блока относительно основного состояния атома, ΔE_{ki} — энергия уровня i относительно нижнего уровня блока.

Использование выражения (2.6) дает условие существования инверсной заселенности нижнего уровня верхнего блока относительно верхнего



Фиг. 1



Фиг. 2

уровня нижнего блока. Согласно (2.5)

$$(2.7) \quad \theta < 0.6 \Delta E_{ki} \lambda$$

где λ — длина волны излучения в мкм, ΔE_{ki} — ширина нижнего блока уровней в эв. При выводе выражения (2.7) предполагалось, что $T^* \gg T_e$ и отношения g_k/Z_k для верхнего и нижнего блоков приблизительно равны.

3. Полученные результаты позволяют оценить допустимые пределы изменения параметров, влияющих на работу ПДЛ.

Из выражения (2.2) следует, что величина атомного веса рабочего вещества должна быть минимальной. С другой стороны, зависимость других параметров от μ довольно слабая, и основной величиной, характеризующей выбор рабочего вещества, является потенциал ионизации I , который существенно влияет на величину допустимых значений температуры торможения T_0 для данного рабочего вещества.

Соотношения (2.2) дают возможность рассчитать допустимые пределы параметров торможения T_0 и n_{e0} для данного вещества и выбранных параметров сопла. Для этого представим указанные выражения в виде равенств и учтем, что T_0 и n_{e0} должны удовлетворять уравнению Саха

$$(3.1) \quad n_{e0}^2 = 4.83 \cdot 10^{15} \frac{g_i}{g} T_0^{3/2} n_0 \exp \left\{ - \frac{I}{kT_0} \right\}$$

где g_i и g — статистические веса основных состояний иона и атома соответственно.

На фиг. 1 представлены кривые зависимости n_{e0} от T_0 для Ag при $y/\varphi = 5 \cdot 10^{-3}$ см/град, соответствующие выражениям (2.2) (кривые 1 и 2) и

уравнению Саха (3.1) при различных значениях n_0 (семейство кривых 3–6 при $n_0=10^{17}, 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ соответственно). Из фиг. 1 видно, что пределы изменения n_{e0} зависят от n_0 и T_0 . Уменьшение начальной концентрации нейтральных частиц n_0 ведет к увеличению температуры торможения. При этом интервал допустимых значений T_0 остается достаточно узким (от 8300 до 10 200° К при $n_0=10^{18}$ см⁻³) и сужается с увеличением n_0 .

Очень существенным оказывается сближение границ области допустимых значений параметра y/ϕ , характеризующего форму и размеры сопла, при увеличении начальной концентрации электронов n_{e0} . Так, для Ar ($T_0=9000^\circ$ К) при $n_{e0}=5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ y/ϕ может изменяться от 2 до $2 \cdot 10^{-2}$ см/град, а при $n_{e0}=5 \cdot 10^{18}$ — от $2 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ см/град. Аналогичная картина наблюдается при снижении температуры торможения T_0 . Возможно, что этим объясняются результаты эксперимента [5], в котором усиление в движущейся рекомбинирующей плазме наблюдалось только в узких пределах изменения массового расхода. Кроме того, уменьшение абсолютной величины параметра y/ϕ может привести к необходимости уменьшения высоты критического сечения сопла, что повлечет за собой уменьшение массового расхода и в конечном счете мощности ПДЛ.

Оценка степени расширения, необходимой для возникновения инверсной заселенности (2.7), показывает, что требуется тем большая степень расширения, чем меньше длина волны излучения и ширина нижнего блока уровней. Например, при ширине $\Delta E_{ki}=0.2$ эв требуется $A>2.0$ и 8.5 для $\lambda=3$ и 1 мкм соответственно.

Расчет коэффициента усиления и энергии излучения ПДЛ проводился по следующим формулам:

$$(3.2) \quad \kappa = \frac{\lambda^2 A_{ij}}{8\pi \Delta\nu} n_{mj} (1 - \delta_{ij})$$

$$(3.3) \quad E = \frac{hc}{\lambda} n_{mj} (1 - \delta_{ij})$$

где A_{ij} — коэффициент Эйнштейна для данного перехода, n_{mj} — заселенность верхнего рабочего уровня, $\Delta\nu$ — ширина линии. (Согласно оценкам уширение линий определяется в основном доплеровским механизмом.)

Из фиг. 2, где представлена зависимость коэффициента усиления κ от температуры торможения T_0 в полулогарифмическом масштабе для двух длин волн ($\lambda=3$ мкм — кривая 1 и $\lambda=1$ мкм — кривая 2) при $n_0=10^{18}$ см⁻³, следует, что величина κ быстро падает с уменьшением T_0 и длины волны λ . Расчеты показали, что κ растет пропорционально концентрации атомов n_0 . Величина удельной энергии, снимаемой с 1 г вещества, имеет аналогичную зависимость от T_0 , однако слабо зависит от λ и не зависит от n_0 . Абсолютные значения коэффициента усиления при $n_0=10^{18}$ см⁻³ и $T_0=10^4$ °К на длинах волн в 3 и 1 мкм соответственно равны 28 и 0.2 см⁻¹. Удельная энергия при тех же значениях параметров равна $4.8 \cdot 10^{-5}$ и $3.7 \cdot 10^{-5}$ Дж/г соответственно.

Таким образом, возникновение инверсии заселенностей электронных уровней атомов в движущейся рекомбинирующей плазме возможно в довольно узких пределах изменения параметров, которые определяются как свойствами рабочего вещества, так и характеристиками сопла. Это создает дополнительные экспериментальные трудности при разработке лазеров данного типа.

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Лосеву за обсуждение результатов и полезные замечания.

Поступила 8 VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., Яковленко С. И. Теория плазменных лазеров. Тр. ФИАН СССР, 1975, т. 83.
2. Гудзенко Л. И., Филиппов С. С., Шелепин Л. А. Ускоренно рекомбинирующая плазменная струя. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 4.
3. Ступицкий Е. Л., Козлов Г. И. Релаксация частично-ионизированного газа в сопле. Ж. техн. физ., 1973, т. 43, вып. 4.
4. Боуэн, Парк. Численное исследование неравновесного возбуждения в течениях рекомбинирующей плазмы азота через сопло. Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 3.
5. Мерффри, Картер, Смит. Поглощение и усиление лазерного излучения возбужденными уровнями иона Ag^+ при сверхзвуковом расширении плазмы. Ракетная техника и космонавтика, 1974, т. 12, № 12.
6. Лукьянов Г. А. Усиление на переходах водородоподобных ионов в стационарно расширяющейся плазме. Ж. техн. физ., 1977, т. 47, вып. 3.
7. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах. Тр. ФИАН СССР, 1975, т. 83.
8. Козлов Г. И., Решетняк С. А. Расчет параметров плазмодинамического лазера на парах лития. Ж. техн. физ., 1977, т. 47, вып. 7.
9. Лукьянов Г. А. О рекомбинационном плазмодинамическом лазере на свободно расширяющейся струе плазмы водорода. Ж. техн. физ., 1976, т. 46, вып. 4.
10. Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И., Ступицкий Е. Л. Расширение частичноионизованного аргона в гиперзвуковом сопле. ПМТФ, 1969, № 4.
11. Смехов Г. Д., Фотиев В. А. Исследование кинетики заселенностей возбужденных уровней аргона в рекомбинирующей плазме. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, № 3.
12. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
14. Жуков В. В., Лагуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф. Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. I. Принципы получения генерации в рекомбинационном режиме. Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 6.