

УДК 533.6.011.8:535.374

© 1992 г. С. В. МАКАРЫЧЕВ, Г. Д. СМЕХОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНЫХ СРЕД КОРОТКОВОЛНОВОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА

В настоящее время наиболее мощными лазерами непрерывного действия (мощность генерации 10^4 – 10^5 Вт), применяемыми в промышленности и научных исследованиях, являются газодинамические лазеры. Генерация в них осуществляется на оптических переходах между уровнями колебательной энергии молекул CO_2 , а активная среда образуется в процессе охлаждения рабочего газа при течении через сверхзвуковое сопло. Обеспечение при этом больших расходов газа способствует увеличению мощности лазеров.

Газодинамические лазеры генерируют излучение инфракрасного диапазона. Актуальной задачей газодинамики и квантовой электроники является поиск путей создания мощных лазеров в более коротковолновой области спектра. Генерация излучения с длинами волн от 2–3 мкм до 1–10 нм возможна при использовании в качестве активной среды сильноионизованной рекомбинирующей плазмы. Лазеры, в которых рекомбинационно неравновесная плазма создается в процессе газодинамического охлаждения при сверхзвуковом расширении, получили название плазодинамических [1]. В настоящее время такие лазеры, аналогичные CO_2 -ГДЛ по выходным характеристикам и технической обработке, еще не созданы.

Основная часть исследований по плазодинамическим лазерам была связана с использованием электродуговых источников плазмы (плазмотронов) [2, 3]. Работы в этом направлении привели к получению генерации излучения ближнего ИК-и видимого диапазонов на струях плазмы непрерывных [4] и квазипрерывных установок [5, 6]. Плазма в этих экспериментах была в большинстве случаев слабоионизованной, что обусловило весьма скромные энергетические характеристики полученных активных сред (мощность генерации до 200 мВт, к.п.д. порядка 10^{-7}).

Сильноионизованная плазма с начальной температурой $(2-5) \cdot 10^4$ К, содержащая ионы кратности 2–4, доступна импульсным газодинамическим источникам, в которых нагрев газа и образование плазмы происходят в интенсивных ударных волнах, а инверсия возникает при истечении плазмы через сверхзвуковое сопло. В [7] на таком источнике (ударной трубе с соплом) было получено усиление излучения инфракрасного диапазона на длине волны 2,9 мкм в потоке слабоионизованной плазмы аргона. Однако исследования сильноионизованных активных сред этого типа не проводились.

В данной работе теоретически и экспериментально исследован процесс формирования активной среды видимого и ультрафиолетового диапазонов в потоке рекомбинирующей плазмы через сверхзвуковое сопло. Теоретически определены условия возникновения инверсии ее существования. В экспериментах использовалась сильноионизованная плазма ксенона, генерируемая импульсным газодинамическим источником типа «ударная труба с соплом». Получено усиление излучения в сине-зеленой области спектра на переходах $6p^4D_{3/2} - 6s^4P_{3/2}$ (длина волны 0,5419 мкм) и $6p^4P_{3/2} - 5d^2D_{3/2}$ (0,4973 мкм) иона XeII .

1. Для определения параметров неравновесной плазмы на выходе из сопла применялся разработанный в [8] приближенный метод расчета неравновесного течения сильноионизованной плазмы, основанный на разбиении течения на равновесный и ионизационно замороженный участки. В некотором смысле он является аналогом метода «мгновенного замораживания», применяемого при моделировании неравновесных течений двухатомных диссоциирующих газов [9]. Метод позволяет аналитически проанализировать развитие в потоке основных видов неравновесности, приводящих к инверсии: температурной — различия температур электро-

нов и ионов ($T_e > T$); рекомбинационной — отличия степени ионизации плазмы $\alpha = N_e/N$ от равновесной для данной температуры ($\alpha > \alpha^{eq}$); неравновесности распределения заселенности электронно-возбужденных уровней атомов и ионов N_k (отличие ее от Больцмановской).

Метод базируется на системе уравнений стационарного квазиодномерного течения многокомпонентной, двухтемпературной, идеальной, односкоростной, неравновесной плазмы [2]. Различие характерных времен релаксации возбужденных уровней ($\tau_h \approx 10^{-9}$ с) и изменения газодинамических параметров ($\tau_h \approx 10^{-6}$ с) позволяет разделить ее на две подсистемы: уравнений плазмодинамики и уравнений кинетики заселения возбужденных уровней, и использовать при решении последних приближение постоянного стока [1].

Нарушение термического равновесия при расширении в сопле первоначально равновесной плазмы связано с рекомбинационным нагревом электронной компоненты и недостаточной скоростью выравнивания температур электронов и тяжелых частиц. Характерное время релаксации температур определяется временем электрон-ионного упругого взаимодействия [10]

$$\tau_{ei}^{-1} = 4 \cdot 10^{-3} \mu^{-1} \Lambda (\langle Z \rangle + 1)^2 T_e^{-3/2} N_e$$

а характерное время нагрева — временем рекомбинации плазмы, которое в диффузионном приближении определяется выражением [11]

$$\tau_p^{-1} = 1,72 \cdot 10^{-8} \Lambda_k (\langle Z \rangle + 1)^3 T_e^{-3/2} N_e^2$$

Так как $\tau_{ei} \ll \tau_h$, то изменение температуры электронов происходит в квазистационарном режиме и из уравнения энергии электронного газа следует формула для разности температур. Она и определяет величину температурной неравновесности потока

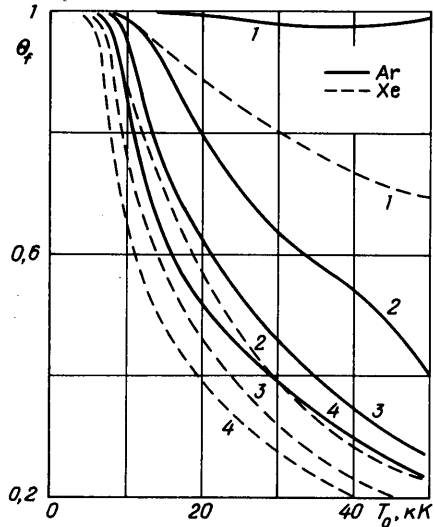
$$\Delta T_e = T_e - T = 0,57 \cdot 10^{-6} \mu (\langle Z \rangle + 1) \Lambda^{-1} (E^* + 5/2 k T_e) N_e T_e^{-3} \quad (1.1)$$

Здесь N_e (см⁻³), T_e (К) — концентрация и температура электронного газа, Λ — кулоновский логарифм, μ — молекулярный вес, $\langle Z \rangle = N_e^{-1} \sum Z^2 N_z$ — средняя кратность ионов плазмы, $E^* = 3,1 \cdot 10^{-4} I N_e^{1/2} T_e^{1/2}$ — средняя энергия (эВ), выделяющаяся в одном акте рекомбинации [2] (I — энергия ионизации). Согласно (1.1), температурная неравновесность увеличивается с ростом массы атомов, энергии рекомбинации и степени ионизации плазмы. Уменьшение температуры также ведет к увеличению неравновесности, поэтому по мере расширения и охлаждения плазмы при ее движении по соплу отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц растет.

При рассмотрении рекомбинационной неравновесности все течение разбивается на три участка: начальный равновесный ($\tau_p \ll \tau_h$), кинетический ($\tau_p \approx \tau_h$) и замороженный ($\tau_p \gg \tau_h$). Из-за сильной зависимости скоростей релаксационных процессов от T_e и N_e протяженность кинетического участка оказывается незначительной и можно применить метод мгновенного замораживания: считать течение состоящим только из равновесного и замороженного участков, разделенных «точкой замораживания». Положение точки замораживания в сопле зависит от параметров плазмы в предсопловой камере, размера критического сечения сопла и сорта газа. Температура T_{ef} , при которой происходит «замораживание» степени ионизации плазмы, определяется решением уравнения $\tau_p = \tau_h$, где характерным газодинамическим временем можно считать время пролета плазмой расстояния, равного размеру критического сечения $\tau_h = H^*/V$. Для заданных параметров торможения плазмы и размера критического сечения величина T_{ef} постоянна. Она определяет границу раздела ионизационно

равновесного и замороженного участков: $\alpha = \alpha^{eq}(T_e)$ при $\tau_p < \tau_h$, $\alpha = \alpha_f(T_{ef}) = \text{const}$ при $\tau_p > \tau_h$.

В случае слабоионизованной плазмы можно получить явное выражение для температуры замораживания T_{ef} [12]. Для сильноионизованной многокомпонентной плазмы решать алгебраическое уравнение $\tau_p = \tau_h$ приходится численно. На фиг. 1 показан пример его решения — приведенная температура замораживания $\theta_f = T_{ef}/T_0$ для потока плазмы аргона (сплошные кривые) и ксенона (штриховые) в зависимости от температуры торможения и концентрации $N_0 = 10^{17}$ (1), 10^{18} (2), 10^{19} (3), 10^{20} см⁻³ (4). Протяженность равновесного участка течения (выше кривых) увеличивается с ростом параметров торможения плазмы T_0 , N_0 и с уменьшением потенциала ионизации рабочего вещества. Увеличение размера критического сечения сопла (на фиг. 1 приведены кривые только для $H^* = 0,5$ мм) также смещает точку замораживания вниз по соплу.



Фиг. 1

Таким образом, задача сводится к решению на соответствующих участках сопла уравнений газодинамики для равновесного и замороженного потоков, которые значительно проще, чем для реагирующего потока. В точке замораживания эти решения сшиваются.

Ограничимся случаем стационарного адиабатического течения. В этом случае можно использовать уравнение для изменения энтальпии вдоль линии тока — обобщение уравнения Бернулли для адиабатического течения идеального газа с произвольными физическими превращениями. Оно справедливо как для равновесного, так и для замороженного участков течения. Тогда уравнения газодинамики и компонентного состава плазмы (уравнения ионизационного равновесия Саха) на равновесном участке имеют вид

$$\rho v A = \text{const}, \quad v^2 = 2(h_0 - h) \quad (1.2)$$

$$\rho v dv = -dp, \quad p = kT(N_g + N_e)$$

$$\rho = mN_g + m_e N_e$$

$$h = \frac{5}{2} \frac{kT}{m} \left(1 + \frac{N_e}{N_g} \right) + \frac{1}{m} \sum_{z=1}^M \frac{I_z N_z}{N_g}$$

$$N_g = \sum_{z=0}^M N_z, \quad N_e = \sum_{z=1}^M Z N_z$$

$$N_z = \frac{N_{z-1}}{N_e} \frac{2g_z}{g_{z-1}} \left[\frac{m_e kT}{2\pi h^2} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{I_z}{kT}\right)$$

Здесь h , h_0 — текущая энтальпия и энтальпия торможения, N_z — концентрация ионов кратности Z (для атомов $Z=0$), I_z , g_z — энергии ионизации

ции и статистические веса ионов, M — максимальная учитываемая кратность ионов. Остальные обозначения общеприняты.

На замороженном участке течения степень ионизации постоянна и равна степени ионизации в точке замораживания. Она не оказывает влияния на газодинамические параметры и теплоемкость плазмы. Поэтому здесь показатель адиабаты равен постоянной величине ($5/3$ для атомарной плазмы) и можно использовать известные газодинамические функции для изэнтропического течения совершенного газа. Система уравнений газодинамики и ионного состава на замороженном участке включает уравнения (1.2), а также

$$\rho = kTN_g + kT_e N_c$$

$$h = \frac{5}{2} \frac{k}{m} \left(T + \frac{T_e N_c}{N_g} \right) + \frac{1}{m} \sum_{z=1}^M \frac{I_z N_z}{N_g}$$

$$\frac{N_g}{N_{g1}} = \frac{N_c}{N_{c1}} = \frac{N_z}{N_{z1}} = \frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\gamma_2}$$

$$T_e = T + \Delta T_e$$

Концентрации электронов и ионов на замороженном участке изменяются пропорционально плотности, а величина температурной неравновесности ΔT_e рассчитывается по (1.1).

Некоторые результаты расчета описанным выше методом течения плазмы аргона по плоскому сверхзвуковому клиновидному соплу с высотой критического сечения 0,5 мм, выходного сечения 5 мм и углом полураствора 5° , приведены в табл. 1. Представлены параметры, характеризующие неравновесность плазменного потока на выходе из сопла при разной начальной степени ионизации. Начальная плотность плазмы во всех трех вариантах одинакова $\rho_0 = 6,57 \cdot 10^{-5}$ г/см³ и соответствует начальной концентрации $N_{g0} = 10^{18}$ см⁻³. Первый вариант ($T_0 = 6000$ К) характеризуется незначительной степенью ионизации, течение практически соответствует течению совершенного газа с показателем адиабаты $5/3$. Рекомбинационный нагрев электронной компоненты также незначителен, и поток можно считать температурно-равновесным — отношение T_e/T на выходе близко к единице. Относительная температура замораживания в первом варианте равна $\theta_f = 0,990$, поэтому почти на всем протяжении сопла течение является замороженным. Во втором варианте начальных условий ($T_0 = 12000$ К) степень ионизации выше и рекомбинационный нагрев электронов приводит к значительной температурной неравновесности. Разность температур на выходе из сопла составляет $\Delta T_e = 1860$ К. Замораживание степени ионизации, как и в первом варианте, происходит в дозвуковой части сопла ($\theta_f = 0,988$). Течение является ионизационно замороженным и температурно-неравновесным. В третьем варианте ($T_0 = 24000$ К) начальная степени ионизации близка к единице (сильноионизованная плазма), течение имеет протяженный равновесный участок, а замораживание происходит в сверхзвуковой части сопла ($\theta_f = 0,725$). На равновесном участке степень ионизации успевает уменьшиться почти в 2 раза. Температурная неравновесность в этом случае еще выше: $\Delta T_e = 4690$ К.

Представление о «замораживающей способности» газодинамического расширения дает отношение степени ионизации на выходе из сопла к равновесной при той же температуре электронов α/α^{eq} . При повышении начальной температуры это отношение падает, хотя начальная степень ионизации растет. Другими словами, свойства потока приближаются к

Начальные параметры			Параметры на выходе		
T_0, K	$P_0, \text{бар}$	α_0	T_e/T	α	α/α^{eq}
6 000	0,83	$1,2 \cdot 10^{-5}$	1,04	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$\rightarrow \infty$
12 000	1,7	0,039	2,55	0,035	$3,6 \cdot 10^6$
24 000	640	0,93	2,96	0,53	98

равновесным, а замораживающая способность ухудшается. Именно с этим обстоятельством связана ограниченность обсуждаемых ниже областей инверсии со стороны высоких температур.

2. С помощью описанной модели неравновесного течения плазмы определялись величины T_e , N_e и концентрации Z -кратных ионов N_i на срезе сопла. Для определения абсолютной величины инверсии ΔN_{ki} на переходе $k \rightarrow i$ заселенность верхнего N_k и нижнего N_i лазерных уровней рабочего иона находилась в рамках открытой двухуровневой кинетической модели [1]. Необходимые для расчета параметры электронно-столкновительных процессов с участием электронов вычислялись по методикам работы [14], вероятности радиационных переходов A_{ki} — по квазиклассической формуле Крамерса с использованием эффективных квантовых чисел для неводородоподобных состояний реальных атомов и ионов [11].

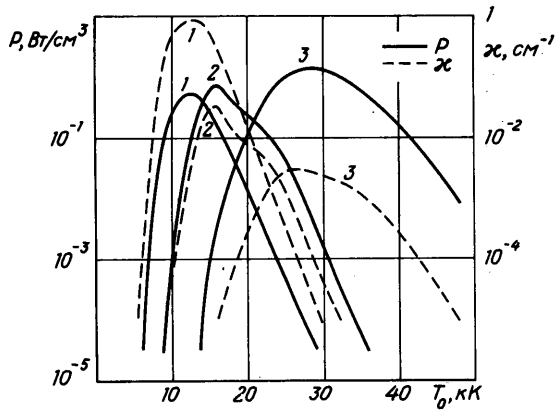
Определялись следующие характеристики активных сред: k — насыщенный коэффициент усиления на переходе $k \rightarrow i$, W — энергия перехода, запасенная в единице объема (Дж/см³), P — удельная запасенная мощность излучения перехода (Вт/см³), W_m — удельная энергия с единицы массы рабочего вещества (Дж/г)

$$k = \Delta N_{ki} \lambda_{ki}^2 A_{ki} / 4 \Delta \omega_{ki}, \quad W = h \omega_{ki} \Delta N_{ki}$$

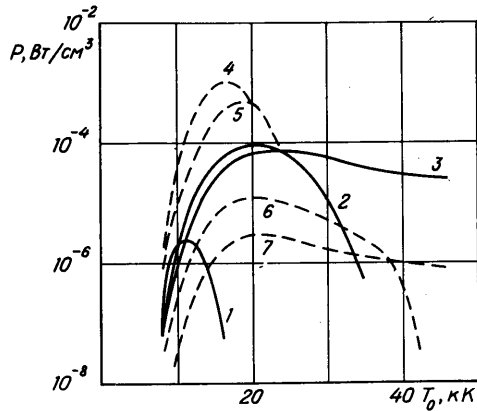
$$P = W / \tau_k, \quad W_m = W / \rho$$

где λ_{ki} — длина волны излучения, $h \omega_{ki}$ — энергия соответствующего кванта, τ_k — полное время релаксации k -го уровня (столкновительной и радиационной), $\Delta \omega_{ki}$ — ширина контура линии излучения (вычислялась как сумма доплеровской и штарковской ширины линии).

Для большого числа переходов в атомарных и ионных спектрах инертных газов He, Ar, Xe и металлов Mg, Ca был проведен расчет параметров активных сред плазмодинамического лазера и исследована зависимость энергетических характеристик от параметров торможения плазмы, характеристик сопла, положения рабочего перехода в спектре и кратности иона. На фиг. 2 показаны запасенная мощность и коэффициент усиления излучения на выходе из сопла для переходов ионов ксенона различной кратности при $N_{e0} = 10^{16}$ см⁻³, $T/T_0 = 0,1$, $H^* = 0,05$ см. Кривые 1 соответствуют переходу с длиной волны 1,605 мкм Xe I, 2 — 0,5419 мкм Xe II, 3 — 0,3247 мкм Xe III. Расчеты показывают, что для каждого конкретного спектрального перехода область параметров плазмы, в которой существует инверсия (область инверсии), оказывается ограниченной. В пределах области инверсии существует оптимальное значение температуры торможения T_0 , при котором мощность максимальна. В спектрах ионов и атомов можно указать оптимальные по запасу мощности переходы, обеспечивающие получение максимальных энергетических характеристик (именно для таких переходов ксенона даны области инверсии на фиг. 2).



Фиг. 2



Фиг. 3

Анализ характеристик сходных переходов в спектрах атомов, одно- и двухкратных ионов показывает, что при повышении кратности иона оптимальный переход смещается вверх по спектру, а длина волны излучения уменьшается. Например, из показанных на фиг. 2 переходов атомарный соответствует ближней инфракрасной области спектра, ионный — видимому диапазону, а переход двухкратного иона — уже ультрафиолетовому. Область инверсии при повышении кратного иона сдвигается в сторону высоких температур торможения, что связано с областями существования ионов разной кратности. Увеличение кратности на единицу приводит к повышению запасенной мощности и удельной энергии генерации в среднем в несколько раз, однако коэффициент усиления при этом быстро падает из-за уменьшения длины волны излучения. Оптимальной кратностью рабочего иона является кратность $Z=1-2$, обеспечивающая компромисс между ростом запасенной удельной мощности с ростом Z и падением коэффициента усиления.

Фигура 3 показывает влияние конфигурации сопла — критического сечения H^* и степени охлаждения T/T_0 — на область инверсии перехода $0,5410 \text{ мкм Xe II}$ при $N_{g0}=10^{18} \text{ см}^{-3}$. Сплошные кривые даны для $H^*=0,5 \text{ см}$, $T/T_0=0,3$ (1), $0,1$ (2), $0,03$ (3). Штриховые для $T/T_0=0,1$, $H^*=0,05 \text{ см}$ (4), $0,16$ (5), $1,6$ (6), 5 см (7). При уменьшении степени охлаждения плазмы на выходе из сопла T/T_0 (она однозначно связана с отношением площади выходного сечения сопла к площади критическо-

Таблица 2

Переход, мкм	$T_0, 10^3 \text{ K}$	$P_0, \text{ бар}$	$P, \text{ Вт/см}^3$	$k, \text{ см}^{-1}$	$W_m, \text{ Дж/г}$
2,638 Mg I	8	0,11	61	0,65	0,016
0,2798 Mg II	15	0,21	220	0,033	0,16
1,034 Ca I	8	0,11	140	0,83	0,078
0,3737 Ca II	10	0,01	41	0,065	0,52
0,7065 He I	14	19	9,1	0,005	0,004
2,062 Ar I	10	140	2,6	0,046	$1,3 \cdot 10^{-5}$
0,3365 Ar II	44	6,1	870	0,074	0,17
0,2142 Xe II	38	0,52	130	0,006	0,29
0,6694 Xe III	20	0,28	15	1,2	0,007
0,3247 Ar III	28	0,04	1,4	0,003	0,003

го) от 0,3 до 0,1 запасенная на переходе мощность увеличивается на два порядка. Но при дальнейшем ее уменьшении до 0,03 рост мощности прекращается. Это происходит потому, что глубокое охлаждение тяжелой компоненты плазмы приводит к усилению нагрева электронов энергией, выделяющейся при рекомбинации (усилению температурной неравномерности). Другими словами, эффективность газодинамического охлаждения электронного газа резко падает.

В несколько меньшей степени влияет изменение высоты критического сечения. Подобно влиянию N_{g0} (см. фиг. 1) увеличение H^* расширяет равновесный участок течения, снижая рекомбинационную неравномерность на выходе и удельную запасенную мощность. Однако при этом же растут массовый расход плазмы, выходное сечение (при неизменной форме профиля) и полная мощность, снимаемая с данного сопла. Анализ величины полной мощности, снимаемой с поперечного к потоку слоя плазмы фиксированной толщины, показывает, что при $H^* > 1$ см ее рост с ростом размеров сопла существенно замедляется. Поэтому применение больших сопел с размером критического сечения более 1 см нецелесообразно. Приводимые здесь соображения учитывались при выборе формы и размеров сопла в экспериментальной части работы.

Сравнение параметров активных сред плазодинамического лазера на некоторых оптимальных переходах инертных газов и паров металлов показано в табл. 2. При обеспечении параметров торможения плазмы, близких к указанным в таблице, возможно создание активных сред видимого и ультрафиолетового диапазонов, обладающих значительным удельным запасом мощности при практически приемлемой величине коэффициента усиления.

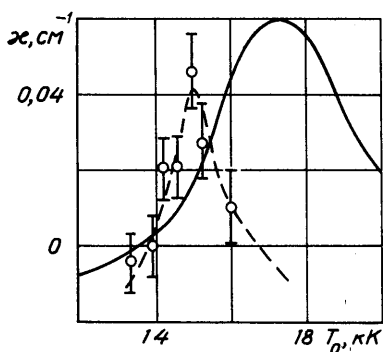
3. Экспериментальное исследование усилительных свойств потока сильноионизованной плазмы проводилось на ударной трубе с внутренним диаметром 5 см. К торцу трубы присоединялось плоское клиновидное сопло, имеющее высоту критического сечения 0,5 мм, угол подураскрыва 5° и протяженность 4 см. Коэффициент усиления излучения на выходе из сопла измерялся описанным в [15] методом, суть которого состояла в следующем. Плазма в предсопловой камере, нагретая отраженной ударной волной, использовалась в качестве опорного источника света. Ее излучение пропусклось через лазерно-активную зону, сформированную на выходе из сопла. Световые сигналы из предсопловой камеры (опорный канал) и из активной зоны (измерительный канал) одновременно подавались гибкими световодами на верхнюю и нижнюю половины входной щели монохроматора ДМР-4. Выделенные монохроматором сигналы исследуемой спектральной линии с соответствующих половин его выходной щели поступали на фотоумножители и далее на входы двухканального цифрового регистратора DL922. Калибровка (отдельный эксперимент с соплом, закрытым специальной заглушкой) позволяла определить отношение сигналов в опорном и измерительном каналах при отсутствии активной среды, которое определялось только коэффициентами передачи каналов. Усилению (поглощению) излучения в экспериментах с открытым соплом соответствовало уве-

личение (уменьшение) отношения измерительного сигнала к опорному I_2/I_1 по сравнению с этим отношением при калибровке $(I_2/I_1)_0$. Интегральный по контуру линии коэффициент усиления излучения определялся по формуле

$$k = L^{-1} \ln \left[(I_2/I_1) / (I_2/I_1)_0 \right]$$

где L — протяженность активной зоны. Таким образом, в каждом эксперименте регистрировались два сигнала — опорный и прошедший через соленоид, а измеряемой величиной служило их отношение. Это позволило снизить влияние нестабильности работы ударной трубы и достичь сравнительно высокой точности измерения коэффициента усиления $\pm(0,005-0,012) \text{ см}^{-1}$ в зависимости от амплитуды сигнала.

Эксперименты проводились в ксеноне в диапазоне скоростей падающей ударной волны $V_H=2-4 \text{ км/с}$ и начальных давлений газа перед фронтом ударной волны $P_H=1-10 \text{ торр}$. Это соответствовало параметрам торможения плазмы за фронтом отраженной ударной волны $T_0=13\,000-19\,000 \text{ К}$, $P_0=1,9-2,5 \text{ МПа}$, определенным с учетом выхода энергии излучения. Область параметров, в которой экспериментально наблюдалось усиление, оказалась ограниченной.



Фиг. 4

Для линии $0,5419 \text{ мкм}$ усиление начиналось при скорости падающей ударной волны $V_H=2,7 \text{ км/с}$ и достигало максимального значения $0,04 \text{ см}^{-1}$ вблизи $V_H=3 \text{ км/с}$ при общей продолжительности периода усиления около 50 мкс . При дальнейшем росте V_H усиление уменьшалось, переходя затем в поглощение.

Подтвердились выводы расчетной части работы о существовании оптимальных рабочих переходов. Различное поведение коэффициента усиления для линий Xe II $0,5419$, $0,4973$ и $0,4887 \text{ мкм}$ при одинаковых начальных значениях V_H , P_H объясняется их разным положением в спектре

иона. Усиливаемая линия $0,5419 \text{ мкм}$ соответствует переходу с нижнего уровня блока уровней $6r$ на средний уровень блока $6s$, т. е. является оптимальной по положению уровней в блоках. Для линии $0,4887 \text{ мкм}$ с верхнего на верхний уровень тех же блоков условия инверсии не выполнялись и в экспериментах на этой длине волны наблюдалось только поглощение. На переходе $0,4973 \text{ мкм}$ с нижнего уровня блока $6r'$ на верхний уровень блока $5d$, удовлетворяющем условиям инверсии, было зафиксировано усиление продолжительностью $30-40 \text{ мкс}$ со значением коэффициента усиления $0,02-0,03 \text{ см}^{-1}$.

Расчет параметров плазмы в предсопловой камере показал, что область усиления на переходе $0,5419 \text{ мкм}$ занимает интервал температур торможения $T_0=14\,000-16\,000 \text{ К}$. Максимальное значение коэффициента усиления для этого перехода $0,04 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$ наблюдалось при $T_0=15\,000 \text{ К}$. Усиление на переходе $0,4973 \text{ мкм}$ с максимумом $0,03 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$ также соответствовало $T_0=15\,000 \text{ К}$. На переходе $0,4887 \text{ мкм}$ поглощение наблюдалось в диапазоне $T_0=14\,000-16\,000 \text{ К}$. Величина его была равна $0,02 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$ и слабо зависела от температуры.

Сравнение экспериментальной и расчетной областей инверсии для перехода $0,5419 \text{ мкм}$ показано на фиг. 4 (сплошная линия — расчет в условиях эксперимента). Наблюдаемая область инверсии оказалась меньше расчетной, однако совпадение пороговой температуры ($14\,000 \text{ К}$) и величины коэффициента усиления в максимуме ($\sim 0,04 \text{ см}^{-1}$) хорошее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 253 с.
2. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
3. Снежков Г. Д. Плазмодинамические лазеры: принципы действия и практическая реализация // Итоги науки и техн. ВИНТИ. Комплек. и спец. разделы мех. М., 1988. Т. 3. С. 238-308.
4. Silfvast W. T., Wood O. R., Macklin J. J. CW laser action in a cadmium vapor arc // Appl. Phys. B. 1982. V. 29. № 3. P. 147.
5. Campbell E. M., Jahn R. G., Jaskowsky W. F., Clark K. E. Recombination lasing in a magnetoplasma dynamic arcjet // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 1. P. 109-117.
6. Hara T., Kodera K., Hamagaki M. et al. Quasi-steady laser oscillation in the recombining hydrogen plasma // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. № 10. P. 606-608.
7. Лосев С. А., Снежков Г. Д., Фотиев В. А. Усиление излучения в термически нагретой плазме аргона при газодинамическом расширении // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 1. С. 168-169.
8. Макарычев С. В. Экспериментальное и теоретическое исследование условий формирования активной среды в сверхзвуковом потоке сильноионизованной плазмы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1990. 16 с.
9. Гладков А. А., Полянский О. Ю., Агафонов В. П., Вертушкин В. К. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
11. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
12. Макарычев С. В., Снежков Г. Д. Формирование активной среды в сверхзвуковом рекомбинационно-неравновесном потоке плазмы // Изв. АН СССР. МЭЖ. 1988. № 1. С. 109-114.
13. Moore C. E. Atomic energy levels. Washington: Gov. Print. Off. V. 1. 1948. 75 p.; V. 2. 1952. 227 p.; V. 3. 1958. 245 p.
14. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
15. Макарычев С. В., Снежков Г. Д. Усиление излучения на ионных переходах ксенона в плазмодинамическом режиме // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 10. С. 2047-2049.

Москва

Поступила в редакцию
3.VII.1991