

02;03;04;07

©1994 г.

## РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДА ( $4p-4s$ ) Ag ( $\lambda = 852$ нм) В НЕРАВНОВЕСНО-ИОНИЗОВАННОЙ СТРУЕ

*Т.В.Баженова, А.В.Емельянов, А.В.Еремин, В.В.Шумова*

Работа посвящена экспериментальному и численному анализу механизмов формирования инверсной заселенности электронно-возбужденных состояний атомов Ag в ионизованных сверхзвуковых струях. Эксперименты проведены в двумерной недорасширенной струе, истекающей из торца ударной трубы диаметром 50 мм, соединенной с плоской вакуумной камерой. Эмиссионно-абсорбционные измерения проведены на длине волны  $8520 \pm 45$  Å на расстоянии 4.5 мм от звукового щелевого сопла полушириной  $h_* = 1$  при параметрах торможения  $T_0 = 7-13 \cdot 10^3$  К,  $P_0 = 1-20$  атм. Впервые обнаружена инверсная заселенность на  $4p'[3/2] - 4s'[1/2]^0$ -переходе AgI, измерены коэффициент усиления  $\kappa$  и его зависимость от  $T_0$ . Численный анализ неравновесных эффектов в ионизованных струях аргона проведен на основе рассмотрения поуровневой кинетики рекомбинации. Определен механизм возникновения инверсии и рассчитано изменение  $\kappa$  по координате струи при различных температурах торможения и изменении ширины сопла  $h_*$ . Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом.

### Введение

Газодинамические и кинетические процессы, происходящие в потоках ударно нагретых частично ионизованных газов (в частности, аргона), являются объектами экспериментальных и численных исследований уже в течение нескольких десятилетий. Неравновесное протекание этих процессов неизбежно приводит к отклонению от равновесия в функциях распределения высоковозбужденных энергетических состояний частиц газового потока. Одним из важнейших проявлений этого процесса является неравновесное излучение электронно-возбужденных атомов и ионов. В настоящее время считается доказанным, что при сверхзвуковом разлете плазмы происходит быстрое и почти полное замораживание степени ионизации в рекомбинирующей струе [1,2]. Быстрое радиационное охлаждение некоторых низколежащих состояний в ряде случаев приводит к возникновению квазистационарной инверсной заселенности отдельных высоколежащих уровней, что было показано теоретически [3] и в дальнейшем наблюдалось экспериментально как для высоколежащих уровней атомов AgI [4-6], так и для уровней иона AgII [7-9].

Несмотря на то, что общие закономерности процесса рекомбинации в расширяющихся газовых потоках изучены довольно полно, до сих пор не проводилось экспериментального наблюдения за кинетикой формирования населенностей отдельно взятых уровней рекомбинирующих атомов AgI. В связи с отсутствием экспериментальных данных не представлялось возможным проверить адекватность проведенных ранее (например, в [5]) расчетов концентрации возбужденных атомов аргона. В данной работе предпринята попытка исследования механизма и кинетики формирования населенностей возбужденных уровней атома AgI в расширяющемся сверхзвуковом потоке на основе прямого спектроскопического наблюдения за концентрациями возбужденных уровней AgI. Методами эмиссионно-абсорбционной спектроскопии экспериментально исследован процесс возникновения инверсной заселенности атомных уровней  $4p'[3/2]-4s'[1/2]^0$ -перехода в AgI на длине волны 852 нм, а также проведен расчетный анализ этого явления на основе численной модели кинетики заселенностей электронно-возбужденных состояний рекомбинирующего аргона в сверхзвуковом потоке.

### Эксперимент

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой сочетание ударной трубы диаметром 50 мм с плоской вакуумной камерой (рис. 1). Истечение газа, нагретого ударной волной, происходило

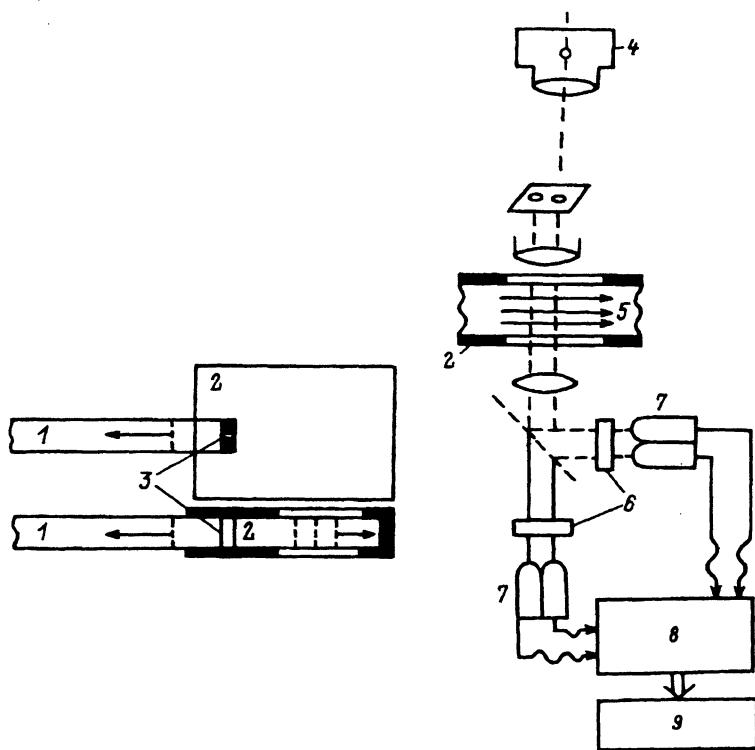


Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — ударная труба, 2 — плоская камера, 3 — щелевое сопло, 4 — источник света, 5 — рекомбинирующая струя, 6 — фильтры, 7 — ФЭУ, 8 — осциллографы СЭ-8, 9 — ИВМ-АТ-286.

из звукового щелевого сопла полушириной  $h_* = 1$  мм. Камера низкого давления ударной трубы и вакуумная камера наполнялись исследуемым газом до давления  $P_1 = 2-80$  Тор. Перед наполнением системы аргон подвергался очистке в азотной ловушке, после чего уровень примесей не превышал  $5.0 \cdot 10^{-3}\%$ . Давление толкающего газа (использовался He) составляло 30–60 атм. Скорость падающей ударной волны определялась с помощью пьезодатчиков на трех базах с точностью не ниже 2%. Рассчитанные равновесные параметры газа за отраженной ударной волной, т.е. параметры торможения истекающей струи, составляли  $T_0 = 7000-13000$  К и  $P_0 = 1-20$  атм. Измерения проведены на оси струи на расстоянии 4.5 мм от среза сопла. В качестве источника света использовался прибор "Люмен" на основе дуговой ксеноновой лампы высокого давления ДКСШ-200, а приемниками излучения служили ФЭУ-62, на которые устанавливались интерференционные светофильтры с полушириной пропускания  $\Delta\lambda = 4.5$  нм на длине волны 852 нм. Пространственное разрешение схемы составляло не более 2 мм, временное —  $\sim 1$  мкс.

Амплитуда сигнала  $I_a$ , регистрируемого в абсорбционном канале, определяется соотношением

$$I_a = I_s + I_e, \quad (1)$$

где  $I_s$  — амплитуда попадающего на приемник сигнала от источника излучения,  $I_e$  — амплитуда эмиссионного сигнала.

$I_s$  связана с полной амплитудой источника  $I_0$  по закону Ламберта-Бугера

$$I_s = I_0 \exp(-k_\lambda Pl). \quad (2)$$

где  $k_\lambda$  — коэффициент поглощения среды на длине волны  $\lambda$ ,  $P$  — давление,  $l$  — длина оптического пути в поглощающей среде.

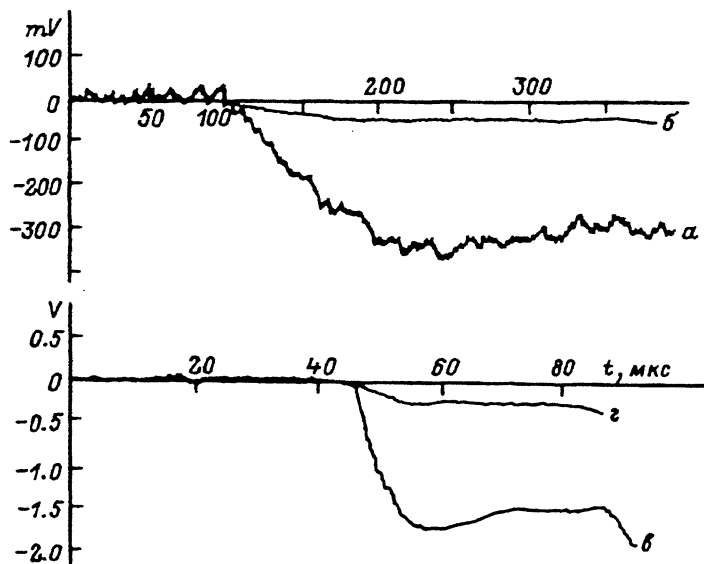


Рис. 2. Осциллограммы абсорбционных (а,е) и эмиссионных (б,з) сигналов в расширяющемся потоке частично-ионизованного аргона.  
 $T_0$ , К: а,б — 9050; е,з — 13125;  $P_0$ , атм: а,б — 21.3; е,з — 3.95.

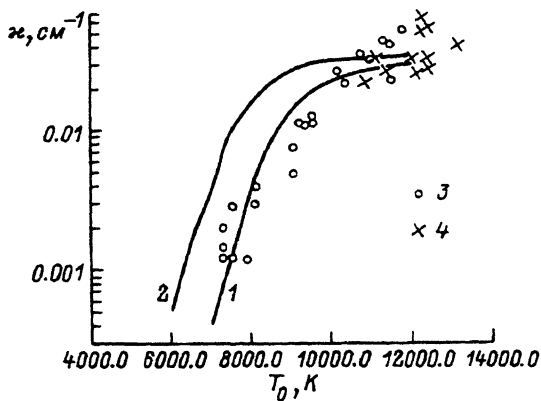


Рис. 3. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимостей  $\kappa(T_0)$ .

1,2 — расчеты при  $P_0 = 1,20$  атм соответственно; 3,4 — экспериментальные значения при 5–20, 1–3 атм соответственно.

Из приведенных на рис. 2 осциллограмм видно, что на длине волны 852 нм, отвечающей переходу  $4p'[3/2]-4s'[1/2]^0$  в атоме Ag, сигнал в абсорбционном канале в несколько раз больше эмиссионного сигнала. Этот факт свидетельствует о большей заселенности верхнего состояния ( $4p$ ), чем нижнего ( $4s$ ), т.е. об инверсной заселенности оптического перехода. При совместной обработке абсорбционных и эмиссионных сигналов по (1) и (2) был определен коэффициент усиления  $\kappa = (1/l) \ln((I_a - I_e)/I_0)$  на длине волны 852 нм, зависимость которого от температуры торможения струи представлена на рис. 3. Погрешность единичного измерения  $\kappa$  определялась приборной погрешностью и погрешностью измерения амплитуды сигнала в зависимости от высокочастотного шума и составляла  $\sim 4\%$ . Погрешность определения температуры  $T_0$  аргона от отраженной ударной волны по скорости падающей волны  $U_0$  оценивается в  $\sim 10\%$ . Разброс экспериментальных значений  $\kappa$  при высоких температурах, заметный на рис. 3, обусловлен тем, что они получены при разных значениях  $P_0$ . Из рис. 3 видно, что при возрастании температуры торможения от  $\sim 7000$  до  $\sim 13000$  К коэффициент усиления возрастает более чем в 300 раз и его максимальное значение в условиях наших экспериментов составляет  $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Отметим для сравнения, что в работе [4] было получено усиление зондирующего излучения в аргоне на более длинных волнах  $\lambda = 2-3$  мкм. Максимальное значение коэффициента усиления для этих длин волн составляло  $4-10 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  при  $P_0 = 5$  атм.

Таким образом, в проведенных экспериментах впервые обнаружено наличие инверсной заселенности на длине волны  $\lambda < 1$  мкм и определен коэффициент усиления на переходе  $4p'[3/2]-4s'[1/2]^0$  в рекомбинирующем потоке частично-ионизованного аргона.

### Численная модель и анализ результатов

Параллельно экспериментальному проведено численное исследование процессов, определяющих формирование инверсной заселенности возбужденных атомов при сверхзвуковом расширении частично-ионизованного аргона. Предложена модель, описывающая кинетику населенностей возбужденных уровней в рекомбинирующей аргоновой плазме на оси струи в процессе стационарного расширения через зву-

ковое сопло с учетом как столкновительных, так и радиационных процессов, происходящих в аргоновой плазме.

Система, описывающая процесс истечения частично ионизованного аргона, включает блок газодинамических и блок кинематических уравнений. Это уравнение неразрывности, Эйлера и сохранения энергии

$$\begin{aligned} \nabla(\rho v) &= 0, \quad (v \nabla)v + 1/\rho \nabla p = 0, \\ \nabla[\rho v(h + v^2/2)] &= \rho Q^{\text{изл}}, \quad P = \rho RT, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $Q^{\text{изл}}$  — удельная энергия излучения плазмы.

Для стационарного изэнтропического истечения двухтемпературной плазмы в квазиодномерном случае эта система уравнений сводится к следующей:

$$\begin{aligned} \rho u s &= \rho_* u_* s_*, \\ u^2 + 2h &= u_*^2 + 2h_*, \\ T \rho^{1-\gamma} &= T_* \rho_*^{1-\gamma}, \quad P = \rho R(T + \alpha T_e) \end{aligned} \quad (4)$$

где  $T$  — поступательная температура;  $T_e$  — электронная температура;  $\alpha$  — степень ионизации;  $T_*$ ,  $\rho_*$ ,  $s_*$ ,  $u_*$  — критические температура, плотность, площадь поперечного сечения и скорость потока;  $\gamma$  — показатель адиабаты, равный  $\gamma = 1 + P/(\rho(h + c_v T/\mu))$ ;  $h$  — энтальпия газа, равная  $h = c_p/\mu(T(1 - \alpha) + \alpha T_e + \varepsilon)$ , где  $\varepsilon$  — энергия, запасенная на внутренних степенях свободы плазмы.

Систему (4) дополняет уравнение баланса энергии электронов:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{5R\alpha\rho} \left( \frac{dP_e}{dt} + (Q_e)_{el} + (Q_e)_{inel} - (Q_e)_{rad} \right), \quad (5)$$

где индекс  $e$  означает, что данный параметр относится к электронам, а члены  $(Q_e)_{el}$ ,  $(Q_e)_{inel}$  и  $(Q_e)_{rad}$  выражают соответственно изменение энергии электронов в упругих, неупругих столкновениях и в результате тормозного излучения.

Конкретные выражения этих величин взяты из [10].

Система кинетических уравнений описывала детальную кинетику формирования населенностей семи нижних возбужденных состояний AgI и пяти нижних возбужденных состояний AgII. При составлении кинетических уравнений тонкая структура атомных и ионных уровней не рассматривалась; считалось, что максвелловское распределение компонент газа по скоростям не нарушалось в процессе ионизации-рекомбинации; ионизация рассматривалась как ступенчатый процесс. Включенные в кинетическую схему уравнения можно представить в следующем виде:  $A_k = e \leftrightarrow A_i + e$  — столкновительные переходы в атоме;  $A_k + e \leftrightarrow I + 2e$  — ионизация (рекомбинация) с  $k$ -го уровня;  $I_l + e \leftrightarrow I_m + e$  — столкновительные переходы в ионе;  $A_i \rightarrow A_k + h\nu$ ,  $I_i \rightarrow I_k + h\nu$  — излучательные переходы.

Скорости прямых и обратных процессов были связаны через соответствующие константы равновесия. Константа скорости рекомбинации на высоколежащие атомные уровни, отстоящие от границы ионизации на величину  $\sim kT_e$  и находящиеся в квазиравновесии с непрерывным спектром, принята в виде  $k_r \sim T_e^{-9/2}$ , а для ионизации с глубо-

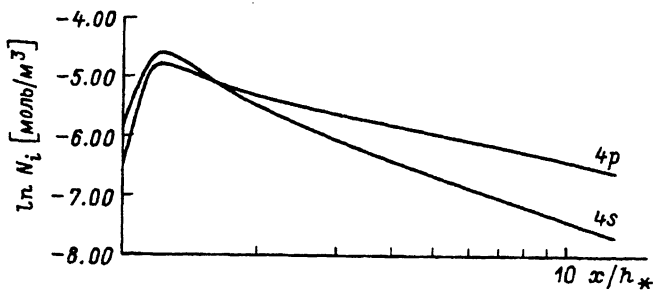


Рис. 4. Расчетный профиль изменения концентрации возбужденных атомов в состояниях  $4p'[3/2]$  и  $4s'[1/2]^0$  в струе при  $P_0 = 1.3$  атм,  $T_0 = 11000$  К по координате струи.

колежащих атомных уровней константа ионизации рассчитана в предположении  $k_r \sim \sqrt{T} \exp\{-I/T\}$  согласно [11]. Константы столкновительных переходов вычислялись по формулам из [13], а радиационные константы взяты из [13]. Построенная таким образом расчетная модель успешно применялась для описания кинетики отдельных уровней расширяющегося аргона [5,13]. Здесь она впервые применена для описания излучательных характеристик AgI и проверена на экспериментальном материале.

Проведенные расчеты кинетики рекомбинации в стационарных сверхзвуковых потоках аргона при различных начальных параметрах состояния газа и формах сопел позволяют сделать вывод о том, что степень ионизации аргона можно с удовлетворительной точностью считать замороженной с той точки зрения, что рекомбинация не вносит существенных поправок в газо- и термодинамические параметры расширяющегося газа. Однако даже незначительная рекомбинация (порядка нескольких процентов от начальной степени ионизации) существенно изменяет заселенности электронно-возбужденных уровней рекомбинирующих атомов аргона, приводя в рассматриваемых условиях истечения к возникновению инверсии на ряде переходов.

На рис. 4 представлен расчетный профиль изменения концентрации возбужденных атомов в состояниях  $4p'[3/2]$ – и  $4s'[1/2]^0$  в струе при параметрах торможения  $T_0 = 13000$  К и  $P_0 = 200$  кПа. На рисунке видно резкое возрастание населенностей как верхнего, так и нижнего атомных уровней на расстоянии  $\sim 1$  калибра от среза сопла. Это вызвано тем, что в присопловой области потока, где плотность струи еще достаточно высока, происходит интенсивное рекомбинационное заселение этих уровней. В дальнейшем, по мере расширения потока скорости всех столкновительных процессов падают и все большее влияние начинает оказывать радиационная дезактивация, наиболее эффективная для нижнего уровня перехода  $4s'[1/2]$ . Одновременное протекание всех описанных выше кинетических процессов приводит к тому, что уже на расстоянии порядка 2–3 калибров от среза сопла возникает инверсия заселенностей этих состояний, растущая вниз по течению. Абсолютная величина инверсии при рекомбинации оказывается тем больше, чем больше начальная степень ионизации и, следовательно, скорость рекомбинации при истечении.

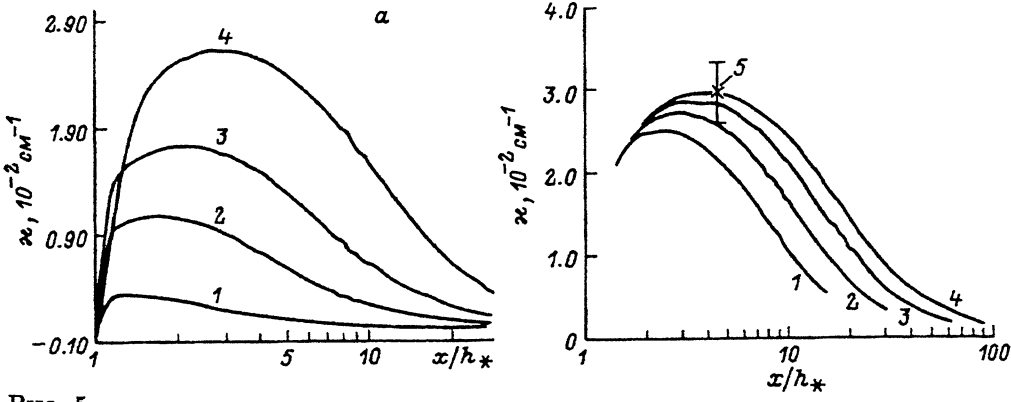


Рис. 5. а — зависимость  $\kappa(x/h_*)$  при различных значениях  $T_0$ : 1 — 7500, 2 — 8300, 3 — 9000, 4 — 10 500 К; б — влияние ширины щели  $h_*$  на расположение максимума  $\kappa$  по координате  $x/h_*$  при  $P_0 = 3$  атм,  $T_0 = 12000$  К: 1 —  $h_* = 2$ , 2 — 1, 3 — 0.5, 4 — 0.25 мм: 5 — усредненное значение экспериментальных данных, полученных при  $h_* = 1$  мм,  $P_0 = 1-3$  атм,  $T_0 = 12000$  К.

При столкновительном механизме уширения спектральных линий коэффициент усиления определяется соотношением

$$\kappa = \lambda^2 A_{21} / (4\pi Z) (g_1 N_2 / q_2 - N_1) \quad [14], \quad (6)$$

где  $A_{21}$  — вероятность радиационного перехода  $4p-4s$ , равная  $3.5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  [13];  $Z$  — частота столкновений атома Ag с другими компонентами;  $q_i, N_i$  — статвеса и концентрации атомов в верхнем и нижнем состояниях.

На рис. 5,а представлен расчетный ход коэффициента усиления вниз по течению стационарной струи при нескольких значениях температуры торможения при  $P_0 = 1.3$  атм. Видно, что максимум усиления сдвигается на несколько калибров вниз по координате струи при возрастании температуры торможения от 7500 до 10 500 К. При этом величина максимума находится в строгой линейной зависимости от  $T_0$  в исследованном интервале параметров торможения струи.

В работе проведен расчет течения и коэффициента усиления для различных размеров сопел  $h_* = 0.25, 0.5$  и  $2.0$  мм при  $T_0 = 12000$  К,  $P_0 = 3$  атм (рис. 5,б), который позволяет осуществлять подбор оптимальных условий проведения эксперимента для получения максимального коэффициента усиления на длине волны 852 нм. Этот рисунок также иллюстрирует влияние параметров сопла на глубину рекомбинации в каждой конкретной точке потока, а следовательно, на величину рекомбинационного перезаселения возбужденных атомных состояний, определяемую соотношением характерного газодинамического времени и времени рекомбинации (первого числа Дамклера  $D_{1r} = \tau_r \tau_r$ ). Видно, что при увеличении  $h_*$  (а следовательно, и  $D_{1r}$ ) всего в 4 раза координата максимума инверсии заселенностей смещается на расстояние  $\sim 3$  калибров в сторону среза сопла.

На рис. 3 результаты расчета сопоставлены с полученной экспериментально на расстоянии 4.5 мм от среза сопла зависимостью коэффициента усиления от температуры торможения струи при  $P_0 = 1-20$  атм. Экспериментальные точки группируются вокруг расчетной кривой

для  $P_0 = 1$  атм. Для сравнения приведена расчетная кривая 2 для  $P_0 = 20$  атм. Среди причин расхождения экспериментальных и расчетных величин коэффициента усиления в области низких температур при высоком давлении в первую очередь следует указать оценочный характер использованных констант столкновительных переходов с участием высоковозбужденных атомов аргона, а также схематичность рассмотрения высоковозбужденных атомных уровней (со значениями главного квантового числа  $n > 7$ ), при которой не рассматривалась их структура. Завышение расчетного коэффициента усиления отчасти может быть связано также с тем, что в кинетической модели не была принята во внимание дезактивация атомов аргона на возможных примесях ( $H_2O, H_2$ ). На основании рис. 3 можно подтвердить сделанный в [14] вывод о том, что давление торможения не является явным параметром, определяющим величину коэффициента усиления. На абсолютную величину инверсии влияет только некоторое падение с ростом давления начальной степени ионизации газа, которая определяет величину рекомбинационного перезаселения высоколежащих атомных уровней.

Таким образом, полученные результаты доказывают неравновесный характер заселения электронно-возбужденных состояний и объясняют механизм возникновения инверсии на  $4p'[3/2]-4s'[1/2]^0$ -переходе атома аргона в рекомбинирующей сверхзвуковой струе.

#### Список литературы

- [1] Козлов Г.И., Ступицкий Е.Л. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 4. С.767-776.
- [2] Лукьянов Г.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 4. С. 759-764.
- [3] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 253 с.
- [4] Лосев С.А., Сметов Г.Д., Фотиев В.А. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 1. С. 168-169.
- [5] Сметов Г.Д., Фотиев В.А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 117-122.
- [6] Макарычев С.В., Сметов Г.Д. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 109-114.
- [7] Murphee D.L., Carter R.P., Smith D.R. // AIAA J. 1974. Vol. 12. N 12. P. 1732-1733.
- [8] Campbell E.M., Jaskowsky W.F., Clark K.E., Jahn R.G. // AIAA Pap. 1975. N 852: P. 1-10.
- [9] Campbell E.M., Jaskowsky W.F., Clark K.E., Jahn R.G. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 1. P. 109-117.
- [10] Дулоф В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. М.: Наука, 1984. 234 с.
- [11] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [12] Бергман И.Л., Вайнштейн Л.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1963. Т. 27. № 8. С. 1018-1021.
- [13] Гордиец Б.Ф., Дымова И.А., Шелепин А.А. // ЖПС. 1971. Т. 15. № 2. С. 205-213.
- [14] Андерсон Дж. Газодинамические лазеры. Введение. М.: Мир, 1979. 200 с.

Институт высоких температур  
Москва

Поступило в Редакцию  
29 июня 1993 г.