

## ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛИМЕРНЫХ МИШЕНЕЙ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

*Представлены результаты экспериментального определения энергетических и спектрально-яркостных характеристик приповерхностной лазерной плазмы аблирующих полимерных мишеней в вакууме для  $h\nu = 1 \dots 70$  эВ. В широком диапазоне регулировочных параметров воздействия излучения стандартных лазерных частот на мишени получены новые данные о многофакторных радиационно-газодинамических процессах, которые необходимы для определения эмиссионных и масс-расходных характеристик аблирующих мишеней в вакуумных условиях.*

Явление лазерной абляции (термической и резонансной) широко используется в лазерных плазмогенерирующих, преобразовательных и ускорительных системах, лазерных плазмотронах и ускорителях эрозионного типа, лазерных плазмохимических инжекторах и космических микродвигателях, плазменно-оптических конверторах лазерного когерентного излучения в коротковолновое широкополосное излучение и электрический ток [1–4].

Эффективность преобразования энергии по трактам генерации, нагрева и ускорения активной среды в разрядных ячейках большинства форм (и режимов) лазерно-индуцированных оптических эрозионных разрядов в значительной степени определяется возможностью управления эмиссионными характеристиками и динамикой массового расхода  $\dot{m}(t)$  аблирующей мишени.

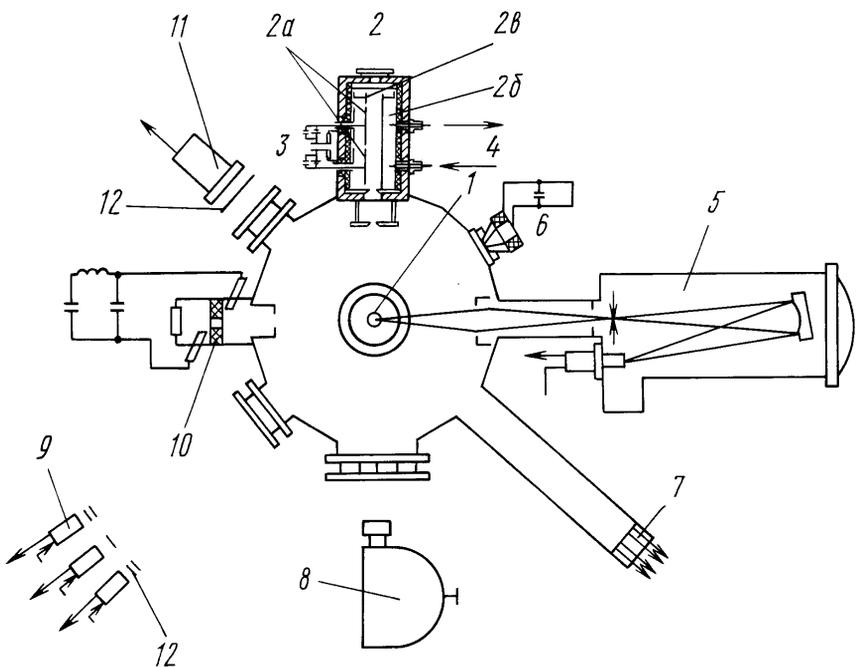
Как известно, при интенсивности лазерного излучения, превышающей пороговую для плазмообразования, у поверхности аблирующей мишени происходит переход волны развитого испарения в зоне облучения в волну термической ионизации, что в зависимости от регулировочных параметров воздействия (длины волны, спектральной плотности мощности и энергии когерентного излучения, давления среды, оптических свойств мишени и др. [5]) приводит к возникновению различных форм оптических эрозионных разрядов с развитой ударно-волновой структурой. Нагреваемая до температуры  $T_{пл} > 1$  эВ лазерная плазма переизлучает в широком спектральном интервале поглощенную энергию монохроматического излучения. Это оказывает существенное влияние на радиационно-газодинамические процессы и макроструктуру, динамику фазовых переходов, тепловых и радиационных волн в приповерхностной зоне и изменение массового расхода вещества в

газоплазменной фазе. Выяснение взаимосвязи эмиссионных характеристик лазерной плазмы и ее пространственно-временной динамики необходимо не только для анализа конкурирующих механизмов термофотодеструкции полимеров<sup>1</sup>, но и для количественного описания и оптимизации всех стадий генерации, нагрева и ускорения рабочего вещества в газоплазменных конверторах когерентного излучения. Радиационные свойства приповерхностной лазерной плазмы в области далекого вакуумного ультрафиолетового излучения (ВУФ) ( $h\nu > 6$  эВ) ранее не исследовались и представляют интерес в связи с поисками эффективных плазменных источников излучения несинхротронного типа для этой области спектра.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования спектрально-яркостных и энергетических характеристик лазерной эрозионной плазмы на основе элементов полимерного ряда (С, О, Н, F, N). Большая часть исследования выполнена для мишеней из полиформальдегида  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ , в рекомбинирующей плазме которых содержатся только газообразные продукты разложения ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$  и др.) и отсутствует углерод в свободном состоянии.

**Экспериментальные условия.** Схема разработанного вакуумного экспериментального модуля — диагностической станции — приводится на рис. 1. Генерация лазерной эрозионной плазмы проводилась в вакуумной камере ( $p_0 \approx 10^0 \dots 10^1$  Па) с диагностическим модулем и безмасляной дифференциальной откачкой трактов без интерференции светозерононных потоков при воздействии лазерного излучения на  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -,  $(\text{CH}_2)_n$ -  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишени различной геометрии (плоской, конической, профилированной, с развитой поверхностью) в мишенной юстируемой камере. Оптическая система лазерного модуля стандартных частот ( $\lambda_1 = 10,6$  мкм,  $\lambda_2 = 1,06$  мкм,  $\lambda_3 = 0,69$  мкм) позволяет в диапазоне плотности мощности  $I_0^{\text{лаз}} \sim 10^4 \dots 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности импульса воздействия  $t_n \sim 10^{-6} \dots 10^{-3}$  с обеспечить облучение поверхности площадью  $S_0 \sim 0,1 \dots 2$  см<sup>2</sup>. Отметим, что комплекс применяемых диагностических методов также включает спектральную фотохронографию радиационно-газодинамических процессов в мишенной камере и использование электрических зондов, работающих в режиме ионного тока насыщения, для регистрации циклограммы перехода волны развитого испарения в волну термической ионизации. Давление вблизи мишени измерялось пьезоэлектрическим датчиком с активным элементом на основе керамики УТС-19. Для предотвраще-

<sup>1</sup> Анализ выполняется с учетом как частичной экранировки и поглощения плазмой падающего излучения, переизлучения в ВУФ–УФ-диапазоне спектра, так и поглощения излучения в колебательно-вращательных молекулярных полосах полимерных мишеней



**Рис. 1. Схема диагностического модуля для исследования эмиссионных характеристик лазерной эрозионной плазмы:**

1 — мишенная камера; 2 — двойная ионизационная камера; 2а — собирающие электроды; 2б — ионоотталкивающий (положительный) электрод; 2в — защитный электрод; 3 — схема электропитания; 4 — газовакуумный тракт; 5 — дифракционный спектрограф ДФС-29 с фотоэлектрической регистрацией; 6 — вакуумный плазмодинамический излучатель на основе магнитоплазменного компрессора; 7 — блок металлических болометров; 8 — скоростной фоторегистратор ВФУ-1; 9 — фотоэлектрические приемники; 10 — вакуумный эталон яркости на основе капиллярного разряда с испаряющейся стенкой; 11 — калориметр; 12 — оптические фильтры

ния бокового инерционного разлета газоплазменной зоны и придания процессу взаимодействия квазиодномерного характера в ряде экспериментов для плоской мишени применялась пространственная локализация зоны взаимодействия цилиндрической кварцевой трубкой с отверстиями для отбора ВУФ-излучения.

Спектральное распределение и абсолютная величина излучаемой энергии в области энергий квантов  $h\nu \sim 9 \dots 70$  эВ измерялись с помощью разработанной двойной ионизационной камеры. Участок зоны взаимодействия, прилегающий непосредственно к аблирующей мишени, проецировался с помощью коллимирующих диафрагм в межэлектродный зазор таким образом, чтобы коротковолновое излучение плазмы не достигало электродов (для исключения ошибки в измерениях, вносимой фотоэлектронами при внешнем фотоэффекте). Электродный узел камеры (см. рис. 1) состоит из двух собирающих 2а, ионно-

отгалкивающего  $2б$  и защитного  $2в$  электродов (последний нужен для обеспечения однородности электрического поля на срезе собирающего электрода). Плотность тока камеры пропорциональна количеству поглощенных средой квантов, способных вызвать фотоионизацию разреженного газа-наполнителя, и зависит от плотности потока ионов на собирающие электроды.

Ионизационная камера наполнялась спектрально чистыми аргоном, ксеноном, неоном и гелием. Это позволяет выделить достаточно узкие, частично перекрывающиеся спектральные интервалы в области  $h\nu \approx 12 \dots 70$  эВ, которые в длинноволновой области ограничены пороговой частотой ионизации соответствующего газа-наполнителя, а в коротковолновой — спадом сечения фотоионизации. Для изучения спектральных свойств излучения лазерной плазмы в области  $h\nu = 9,24 \dots 11,2$  эВ входная диафрагма закрывалась окошком из фтористого лития толщиной 1,5 мм, а камера заполнялась окисью азота для достижения давления  $\sim 20$  мм рт. ст. Область ультрафиолетового (УФ) излучения регистрируемого спектрального интервала в этом случае определяется коэффициентом пропускания материала окна. Значения сечений фотоионизации для аргона, неона, гелия и ксенона приведены в работах [6–8].

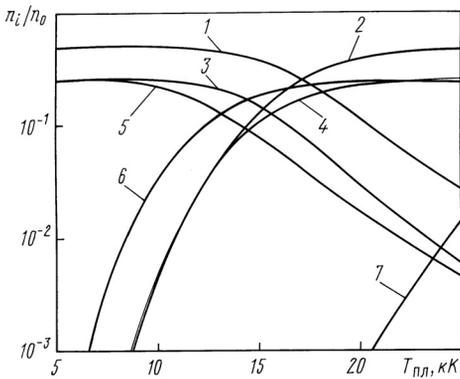
Отверстие входной диафрагмы камеры располагалось ближе к положительному электроду  $2б$  (см. рис. 1), чтобы создать максимальный задерживающий потенциал для фотоэлектронов. Диафрагма находилась под положительным потенциалом, что обеспечивало сбор всех ионов, образовавшихся в межэлектродном объеме камеры. Для исключения ошибки, связанной с поглощением излучения вытекающим газом, ионизационная камера вакуумноплотно присоединялась к разрядной камере, чтобы коллимирующие световой поток диафрагмы находились в объеме, где поддерживался вакуум при давлении  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст. Одинаковое значение давления для всей длины электродов, необходимое для повышения точности измерений, обеспечивалось низкими давлениями газа ( $p < 1$  мм рт. ст.) и малой площадью входной диафрагмы ( $S = 0,8 \dots 0,9$  мм<sup>2</sup>). В работе [9] показано, что в аналогичных условиях перепады давления в камере, заметные в пределах точности измерений (1–2 %), не обнаружены.

Давление газа в камере ( $p = 0,8 \dots 2$  мм рт. ст.) измерялось с помощью вакуумметра ВТ-3, показания которого рассчитывались с помощью градуировочной кривой термопарной лампы ЛТ-4 с учетом различия молекулярной теплопроводности воздуха и рассматриваемого газа. Значения поправочных коэффициентов для неона, аргона и гелия взяты из паспорта прибора ВТ-3, для ксенона коэффициент рассчитывал-

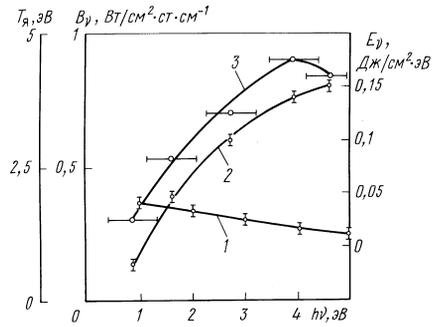
ся согласно данным из работ [10, 11]. На электроды камеры подавалось напряжение 18,5–25,5 В, что обеспечивало работу прибора в режиме насыщения тока. Временное разрешение, определенное по дрейфовой скорости ионов, для амбиполярной диффузии в однородном электрическом поле составляло не менее  $10^{-7}$  с. Электромагнитная экранировка камеры позволяла надежно регистрировать токи на уровне 1 мкА.

**Краткий анализ экспериментальных результатов.** Характерные особенности радиационно-газодинамических процессов в эрозионной лазерной плазме у аблирующих полимерных мишеней в вакууме находятся в качественном соответствии с формой световых сигналов с фотоприемников в инфракрасном (ИК), УФ и ВУФ-диапазонах. При анализе осциллограмм влияние различных процессов на интенсивность излучения наиболее ярко проявляется в импульсах излучения в УФ-области спектра. Это связано с меньшей тепловой инерцией плазмы в коротковолновых областях спектра, что, в свою очередь, обусловлено частотной зависимостью коэффициента непрерывного поглощения и изменением спектра излучения при уменьшении температуры плазмы сложного химического и ионизационного составов. Зависимость состава исследуемой плазмы от температуры представлена на рис. 2. Взаимодействие лазерного излучения и профилированных мишеней приводит к дополнительной газодинамической фокусировке и увеличению плотности частиц в зоне термической ионизации, что находит свое отражение также в форме сфазированных осциллограмм импульсов ИК излучения, давления и на скоростных фотографиях процесса взаимодействия характерных пространственно-временных стадий развития разряда. При изменении расстояния между зоной фокусировки лазерного излучения и мишенью (т.е. изменении  $E_{и}/S_0$ , где  $E_{и}$  — энергия лазерного импульса) наблюдается конкуренция процессов, влияющих на интенсивность широкополосного коротковолнового излучения, изменяется форма световых импульсов и полная энергия излучения.

С помощью фотоэлектрических детекторов и приемников проведены измерения яркостных температур приповерхностной области в ИК–УФ-диапазоне спектра ( $h\nu = 1 \dots 5$  эВ) при регистрации спектральной яркости светоэрозионной плазмы в направлении, перпендикулярном оси разряда. Абсолютные измерения мощности и полной энергии излучения плазмы вблизи плоских и радиально ограниченных мишеней в видимой и ближних ИК- и УФ-областях проведены с помощью калиброванных фотоэлементов по методике, подробно описанной в работе [12]. Результаты этих измерений представлены на рис. 3. Спад яркостной температуры в УФ-области спектра соответствует частот-



**Рис. 2.** Парциальный состав ( $n_i/n_0$ ), где  $n_i$  — концентрация  $i$ -го сорта частиц,  $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  — суммарная концентрация тяжелых частиц — атомов, ионов, молекул, плазмы полиформальдегида в зависимости от температуры плазмы: 1 — HI, 2 — HII, 3 — OI, 4 — OII, 5 — CI, 6 — CII, 7 — CIII



**Рис. 3.** Яркостная температура  $Tя$  (1), спектральная яркость  $Bv$  (2) и энергия излучения  $Ev$  (3) светоэрозионной плазмы  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени в ИК–УФ-диапазоне спектра при  $E_n = 150 \text{ Дж}$ ,  $\lambda_n = 1,06 \text{ мкм}$

ной зависимости коэффициентов тормозного и фотоионизационного поглощения, что подтверждается видом наблюдаемого эмиссионного спектра плазмы в видимой и ближней УФ-областях, регистрируемого интегрально с помощью спектрографа ДФС-452. Спектр излучения в основном непрерывный, на него накладываются уширенные спектральные линии материала мишени и радиально ограничивающих ее стенок. Измерения энергии показывают, что радиальное ограничение зоны эрозионной лазерной плазмы около мишени приводит к увеличению излучаемой энергии в ближней УФ и видимой областях до 2–3 раз, при этом максимальные мощности излучения возрастают в 1,5–2 раза. Оптический разряд с радиальным ограничением мишени характеризуется сильной зависимостью энергии светового выхода в ИК–УФ-диапазоне от плотности мощности лазерного излучения (зависимость энергии интегрального светового выхода разряда от  $I_0^{\text{лаз}}$  близка к квадратичной).

Измерение яркостной температуры светоэрозионной плазмы в ВУФ-области проводилось с помощью двойной ионизационной камеры, при этом в апертуру камеры попадало излучение участка зоны, прилегающей непосредственно к мишени. Результаты измерения спектральной яркости и яркостной температуры плазмы зоны взаимодействия для различных спектральных интервалов в ВУФ-области приведены на рис. 4. Полная излучаемая в радиальном направлении энергия плазмы измерялась с помощью ионизационной камеры без

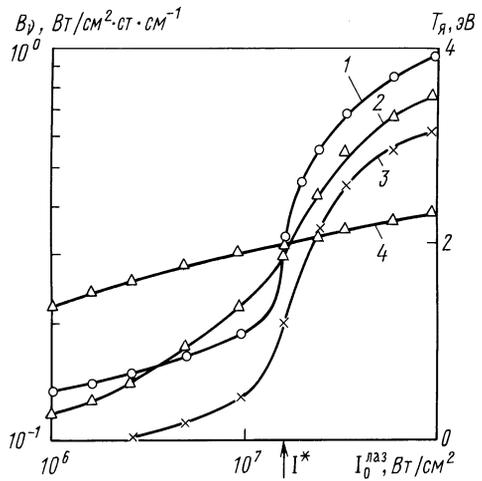
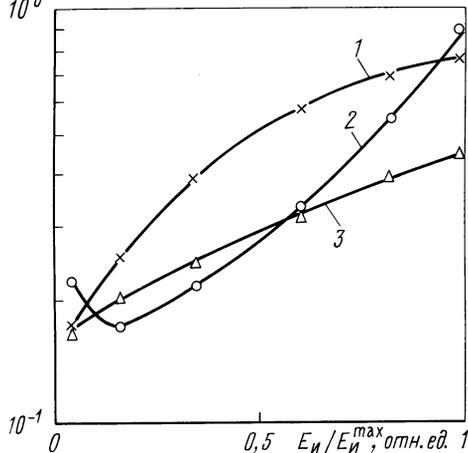


Рис. 4. Спектральная яркость  $B_\nu$  (1–3) и яркостная температура  $T_y$  (4) в ВУФ-области спектра приповерхностной лазерной плазмы плоской  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени, средние по полосам поглощения ксенона (1, 4), гелия (2), оксида азота (3) при  $\lambda_{\text{ли}} = 1,06$  мкм,  $E_{\text{ли}} \approx 170$  Дж

коллимирующей диафрагмы (в этом случае в апертуру камеры проецировалась вся зона взаимодействия). Зависимость энергии, излучаемой в ВУФ-области, от энергии лазерного импульса, изменяющейся в широком диапазоне ( $E_{\text{ли}} \approx 10^2 \dots 10^3$  Дж), линейна; незначительное отклонение от линейности связано с реабсорбцией коротковолнового излучения ( $h\nu > 10$  эВ) холодными слоями расширяющейся из зоны взаимодействия плазмы. Для количественного определения реабсорбции коротковолнового излучения исследовалась зависимость спектральной яркости от динамических и энергетических параметров облучения ( $I_0^{\text{лаз}}$ ,  $\tau_{\text{ли}}$ ,  $E_{\text{ли}}/S_0$ ) в случае различных плазмообразующих веществ и геометрий мишеней. В зависимости от режима воздействия, определяемого спектрально-мощностными характеристиками лазерного импульса и геометрией облучения, изменяются условия формирования зоны лазерной плазмы, что приводит к появлению частичной экранировки мишени плазмой и к стабилизации спектральной яркости  $B_\nu$  при увеличении  $E_{\text{ли}}/S_0$ .

Регистрируемые в ряде режимов облучения в вакууме яркостные температуры плазмы  $T_y > 3$  эВ в области энергий квантов  $h\nu > 12$  эВ и высокие значения излучаемой энергии свидетельствуют о возможности эффективной конверсии энергии лазерного излучения в коротковолновое широкополосное излучение далекой УФ-области спектра. При этом, в отличие от оптических эрозийных разрядов в газах, экранировка коротковолнового излучения в вакууме выражена слабо, что подтверждается ( $\sim 20\%$ ) соответствием яркостных температур плазмы ВУФ-области результатам спектральных измерений, выполненных в видимой и ближней УФ-областях спектра. Оценки яркостной температуры плазмы по тепловому потоку на поверхность плоской мишени

$B_\nu, \text{BT}/\text{cm}^2 \cdot \text{ст} \cdot \text{cm}^{-1}$   
 $10^0$



**Рис. 5.** Спектральная яркость лазерной плазмы в области спектра  $h\nu = 15,8 \dots 28 \text{ эВ}$  в зависимости от энергии лазерного импульса для различных геометрий аблирующих  $(\text{CH}_2)_n$ -мишеней при  $E_n^{\text{max}} = 110 \text{ Дж}$ ,  $\lambda_n = 1,06 \text{ мкм}$ : 1 — конической (отношение длины конуса к диаметру приблизительно равно 3), 2 — полусферической, 3 — плоской

позволяют получить значения  $T_n$ , приблизительно в 1,5 раза более низкие, чем значения температуры, измеренной ионизационными камерами. Это связано, по-видимому, с меньшей толщиной плазмы в осевом направлении по сравнению с радиальным. Низкая реабсорбция коротковолнового излучения также свидетельствует о малой оптической толщине плазмы. Дополнительные возможности селекции эмиссионного спектра приповерхностной лазерной плазмы связаны также и с радиальным ограничением зоны взаимодействия профилированных мишеней, обеспечивающим условия резкой анизотропии подвода энергии и распространения возмущений.

Полученные частотные зависимости спектральной яркости  $B_\nu$  и яркостных температур приповерхностной зоны  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -,  $(\text{CH}_2)_n$ - и  $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишеней различной формы (плоской, конической, полусферической) свидетельствуют о существенном влиянии геометрии аблирующей мишени (рис. 5) на эмиссионный спектр лазерной плазмы и диаграмму направленности коротковолнового излучения. Эти данные, а также результаты прямых калориметрических измерений тепловых потоков, выполненных с помощью черного металлического болометра с висмутовым термосопротивлением, располагаемом на тыльной стороне зоны облучения мишени, позволяют оценить вклад конвективной и радиационной составляющих энергетических затрат на абляцию с учетом переизлучения и определить зависимость массового расхода  $\dot{m}(t)$  и динамики спектрально-яркостных характеристик от регулировочных параметров импульса лазерного воздействия и геометрии зоны облучения.

Результаты измерений спектрально-яркостных характеристик эрозионной лазерной плазмы сложного химического состава в ИК–ВУФ-

диапазоне спектра ( $h\nu = 10^{-1} \dots 10^2$  эВ) служат основой для создаваемого электронного банка экспериментальных данных по термодинамическим, оптическим и транспортным свойствам плазмы "ТОТ-МГТУ". Они могут быть использованы для построения спектрально-энергетического и размерного скейлинга, анализа масс-расходных характеристик аблирующих полимеров в широком диапазоне регулировочных параметров оптических эрозионных разрядов в вакуумных условиях.

Авторы выражают свою признательность Д.М. Михайлову и А.Г. Опекану за помощь в изготовлении элементной оптической базы камеры и метрологической поверке диагностического ВУФ-модуля.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Phipps C. R., Michaelis M. M. LISP // Laser and Particle Beams. – 1994. – V. 12. – № 1. – P. 23–54.
2. Protasov Yu. S., Protasov Yu. Yu., Telekh V. D. Laser Propulsion: Radiative Gasdynamic and Thermophysical Interchamber Processes of Double-Stage Laser Rocket Thruster // AIAA Paper № 2000-3485. – 2000. – 9 p.
3. Protasov Yu. S., Protasov Yu. Yu., Suslov V. I. Photon Energy Conversion: R & D of Plasma Optical Converters of Photon Energy into Electrical Current // Proc. of 35th IECEC (N.Y.). – 2000. – V. 7. – P. 631.
4. Коряшев О. В., Ноготков Д. О., Протасов Ю. Ю., Телех В. Д. Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 1 / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000. – 640 с.
5. Protasov Yu. Yu. About Phase Transitions Stimulated by Laser Radiation // The Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation / Ed. by A.I. Leontiev. – М.: Nauka, 1997.
6. Samson J. A. R. Advanced Atomic and Molecular Physics. – V. 2. – N.Y.: Acad. Press, 1966.
7. Watanabe K., Marmo F. F., Inn E. C. Y. A Modified Technique for Measuring the Index of Refraction in the Extreme Ultraviolet // Phys. Rev. – 1963. – V. 91. – P. 1155.
8. Dunkelmann L. Optical Constants in Extreme Ultraviolet // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. – 1962. – V. 2. – P. 533.
9. Samson J. A. R. Absolute intensity Measurements in the Vacuum Ultraviolet // Opt. Soc. Amer. – 1964. – V. 54. – P. 6.
10. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М.: Мир, 1964. – 720 с.
11. Optical Properties of Ionized Gases at Temperature up to 100 eV / Ed. by Yu. S. Protasov. – N.Y.: Hemisphere Publ. Corp., 1997. – 321 p.
12. Радиационная плазмодинамика. Т. 1 / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 860 с.

Статья поступила в редакцию 10.01.2003