

## РАДИАЦИОННЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМЕ РАЗРЯДОВ И СТРУЙ

Е. А. Ершов-Павлов\*, В. Е. Окунов, Ю. А. Станкевич, Л. К. Станчиц, К. Л. Степанов

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси 220072 Минск, ул. П. Бровки 15

\*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси

220072 Минск, пр-т Ф. Скорины 70

Излучение плазмы электрических разрядов и струй электродуговых генераторов высокого (атмосферного и выше) давления играет значительную (иногда решающую) роль в их формировании и в значительной мере определяет протекающие в них процессы. Излучение является важным фактором установления энергетического баланса в плазме и может изменять ее динамические характеристики. Излучение служит одним из главных источников информации о состоянии генерируемой плазмы. Теоретическое описание радиационно-плазмодинамических процессов, сопровождающих процессы генерации плазмы и ее эволюции, обычно базируется на решении нестационарных уравнений магнитной радиационной газодинамики [1]. Более сложные модели, включающие рассмотрение кинетики ионизации и рекомбинации, передачи энергии от электронов ионам, могут учитывать возможные отклонения ионизационного состава от равновесного, различия в температурах электронной и ионной компонент плазмы [2]. В ряде случаев для диагностики плазмы по спектрам собственного излучения необходимо учитывать эффекты неидеальности [3-5]. Существенной может быть и связанная с эрозией электродов неоднородность разрядной плазмы по химическому составу, что также может влиять на ее параметры и процессы переноса.

Ввиду большой сложности рассмотрения радиационного переноса энергии в плазме с учетом реального спектра в численных моделях МРГД часто используются сравнительно простые приближения, которые не всегда могут быть достаточными даже для описания энергобаланса в плазме. Так в приближении объемного высвечивания перенос излучения сводится к объемным радиационным потерям, определяемым единственным локальным параметром - средним планковским коэффициентом поглощения. Когда плазма «достаточно» непрозрачна, в коэффициентах поглощения учитывают только рекомбинационные и тормозные континуумы (непрерывное поглощение), пренебрегая дискретными переходами и, полагая, что излучение в них заперто [6-7]. В оптически плотной плазме, где на среднем пробеге излучения температура слабо меняется, используется приближение лучистой теплопроводности [8]. Различные упрощающие предположения применяются для описания угловых характеристик излучения. Здесь следует отметить диффузионное приближение и приближение Шварцшильда («вперед-назад»). К сожалению, плазма электрических разрядов и струй, генерируемых мощными плазмотронами, как правило, бывает сильно неоднородной, часто нестационарной, полупрозрачной, селективно излучающей. Ее коэффициенты поглощения в различных участках спектра различаются на много порядков, в результате этого радиационный перенос носит нелокальный характер. Индикатрисса излучения может заметно отличаться

от сферической, т.е. модели диффузионного и потокового типа могут давать лишь качественный, но не количественный результат.

В ряде задач радиационной плазмодинамики необходимо знание параметров выходящего излучения (его мощности, спектрального состава, длительности), коэффициента преобразования энергии плазмы в энергию излучения. Такой проблемой, например, является создание плазменных источников излучения высокой яркости в видимой и УФ- области спектра. Их исследование требует применения более строгих методов описания переноса излучения. Результаты, полученные с их использованием, могут служить для тестирования более простых моделей радиационного переноса.

В настоящей работе исследовано излучение квазистационарного осесимметричного разряда атмосферного давления в воздухе и излучение нестационарной плазменной струи, генерируемой сверхзвуковым соплом. Приводятся параметры плазмы в типичной стационарной стабилизированной дуге постоянного тока. Представлены результаты расчетов нестационарной стадии плазменной струи, расширяющейся в окружающий ее воздух. Рассмотрены экспериментальные и теоретические данные по коэффициентам поглощения воздуха. Изложен метод характеристик для решения спектрального уравнения переноса излучения, описано многогрупповое по спектру приближение, применяемое при совместном решении уравнений нестационарной газовой динамики и радиационного переноса. Даны результаты сравнения детальных спектральных расчетов и результатов, полученных на основе интегрального по спектру метода парциальных характеристик [9].

**Параметры плазмы дугового разряда.** Положительный столб дуги рассматривается при постоянном давлении как стационарное неоднородное плазменное образование, имеющее осесимметричную геометрию. Чаще всего осевой градиент температуры оказывается гораздо меньшим радиального. Типичное распределение температуры в дуге атмосферного давления показано на рис. 1 [10] (разрядный ток 200 А). Радиальный профиль температуры в дуге можно представить в

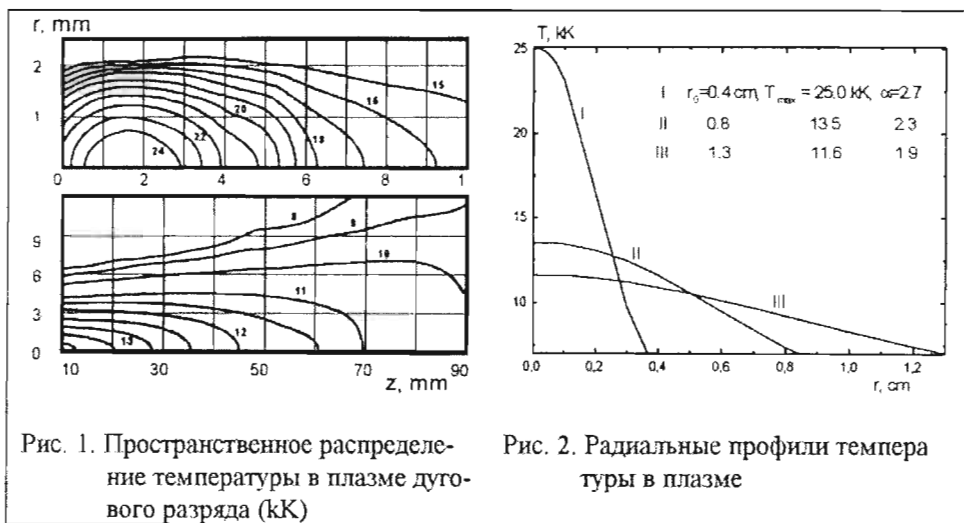


Рис. 1. Пространственное распределение температуры в плазме дугового разряда (кК)

Рис. 2. Радиальные профили температуры в плазме

параметрическом виде  $T(r) = T_0(1 + A(r/r_0)^\alpha)^{-1}$ . Здесь  $T_0$  - температура на оси разряда,  $r_0$  - радиус плазмы,  $A = T_0/T(r_0) - 1$ ,  $\alpha$  определяет форму профиля (от однородного при  $\alpha \rightarrow \infty$ , до сильно неоднородного, когда  $\alpha \sim 1$ ). Двумерный характер температуры  $T(r, z)$  также хорошо описывается этим выражением, если принять, что  $T_0, r_0$  и  $\alpha$  зависят от  $z$ . Радиальные профили температуры для трех сечений дуги [10] даны на рис.2 (I -  $z = 0.16$  см, II -  $z = 2$  и III -  $z = 6$  см).

**Параметры плазмы сверхзвуковой струи.** Вторым объектом исследования являлась недорасширенная плазменная струя, вытекающая в затопленное пространство из круглого отверстия диаметром  $D=0.2$  см в стенке. На срезе сопла температура струи составляла  $T_0=3.5$  эВ, плотность  $\rho_0=1.29 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, давление  $P_0=70.8$  атм, скорость  $U_0=10$  км/с, число Маха  $M=1.24$ . Параметры окружающего воздуха были близки к нормальным ( $P_f=1.63$  атм,  $\rho_f=1.29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>,  $T_f=0.038$  эВ). Параметр нерасчетности  $N = P_0 / P_f = 43.4$ . Приведенные параметры характерны для струи капиллярного разряда с испаряющейся стенкой [11].

Численное моделирование струи ввиду разнообразия физических процессов и их сложной взаимосвязи представляет значительные трудности. Оно должно описывать двумерность движения плазмы, нестационарность процесса истечения, использовать реальное (табличное) уравнение состояния и табличные банки данных по оптическим свойствам плазмы. Компьютерная модель не должна накладывать существенных ограничений на геометрические и временные масштабы изучаемых процессов. Ввиду сказанного, радиационный перенос рассматривался в упрощенном виде. Угловое распределение излучения определялось в четырехпотоковом приближении Шварцшильда-Шустера [8]

$$\frac{d(S_r^+ - S_r^-)}{dr} + \frac{(S_r^+ - S_r^-)}{r} = 2\kappa[2I_p - (S_r^+ + S_r^-)], \quad \frac{d(S_r^+ + S_r^-)}{dr} = 2\kappa(S_r^+ - S_r^-) \quad (1)$$

$$\frac{d(S_z^+ - S_z^-)}{dz} = 2\kappa[2I_p - (S_z^+ + S_z^-)], \quad \frac{d(S_z^+ + S_z^-)}{dz} = 2\kappa(S_z^+ - S_z^-) \quad (2)$$

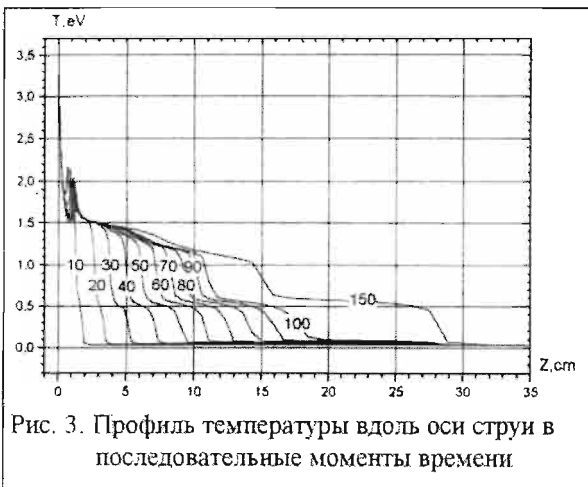


Рис. 3. Профиль температуры вдоль оси струи в последовательные моменты времени

Спектральная зависимость рассматривалась в многогрупповом приближении. Из 10 групп по две принадлежали ИК и видимой области спектра, диапазон от ближнего до вакуумного УФ-излучения описывали 3 группы, остальные принадлежали более жесткому участку спектра. Расчет проводился на неравномерной по  $r$  и  $z$  эйлеровой сетке, полное количество узлов которой  $\approx 10^4$ . Система нестационарных двумерных

уравнений радиационной газовой динамики решалась с помощью метода крупных частиц [12].

Физическая картина течения в струе такова. При нерасчетном ( $N > 1$ ) истечении сверхзвуковой струи давление в струе и окружающей среде должно выравняться. На срезе струи образуется веер волн разрежения, в котором плазма ускоряется, давление в ней падает ниже атмосферного, происходит перерасширение струи. Под действием градиента давления струя начинает сужаться и тормозиться. При торможении сверхзвукового потока плазмы образуется центральная ударная волна (диск Маха), висячий и отраженный скачок уплотнения. Особенностью сверхзвуковых нерасчетных струй является существенная неоднородность параметров, как в осевом, так и радиальном направлениях, формирование сложной волновой структуры течения.

На рис. 3 показано распределение температуры плазмы вдоль оси струи в последовательные моменты времени ( $t$  в мкс). Видно, что радиационная волна со временем уходит на достаточно большие расстояния от среза сопла. Профиль температуры имеет характерный двухступенчатый вид [13]. Первый ближний к соплу температурный уступ с  $T \sim 1$  эВ соответствует волне ионизации газа, второй, имеющий температуру  $T \sim 0.5$  эВ, отвечает процессам диссоциации воздуха. К моменту  $t = 150$  мкс течение в окрестности сопла выходит на квазистационарный режим, положение диска Маха в дальнейшем не изменяется. Его расстояние от сопла, полу-

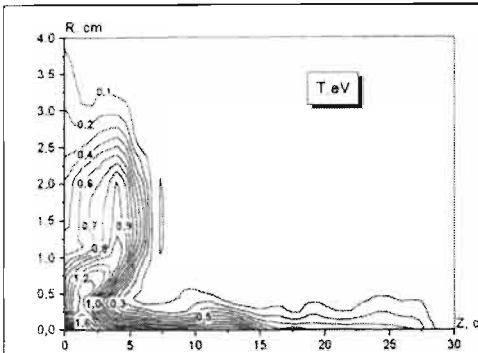


Рис. 4. Поле температур при  $t = 150$  мкс.

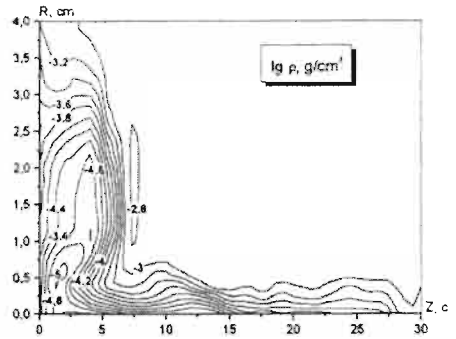


Рис. 5. Поле плотностей при  $t = 150$  мкс.

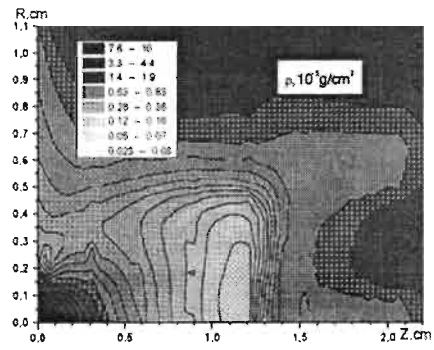
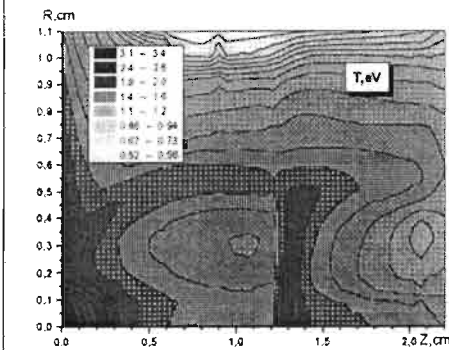


Рис. 6. Квазистационарное поле температуры и плотности в окрестности сопла и диска Маха.

ченное в расчете, и оцененное по формуле  $Z_M = 0.69MD\sqrt{N\gamma}$  [14] (где эффективный показатель адиабаты на срезе сопла  $\gamma \approx 1.2$ ), составляет 1.23 см. Рис. 4,5 демонстрируют распределение полей температуры и плотности плазмы в момент  $t=150$  мкс. На рис. 6 даны изображения тех же полей в наиболее горячей области струи вблизи сопла.

Данные по распределениям параметров плазмы, показанные на рис. 1-2 и 4-6, используются далее в расчетах радиационных характеристик.

**Спектральные коэффициенты поглощения.** Для описания переноса лучистой энергии в плазме необходимы данные по спектральным коэффициентам поглощения в широком диапазоне параметров состояния. В растоящей работе перенос излучения рассматривался с использованием реальных оптических свойств плазмы воздуха [15-19]. Экспериментальные данные по оптическим свойствам воздушной плазмы [15,16] были получены в диапазоне длин волн  $\lambda = 400-1200$  нм. Разрешение по спектру составляло  $\sim 2.5$  нм, интервал температур  $T = (9-18) \cdot 10^3$  К, давлений  $P=1-10$  атм. В расчетных данных [17-19] учитывались основные механизмы поглощения излучения. При  $T \leq 10^4$  К это электронно-колебательные переходы в молекулах и молекулярных ионах, дискретные переходы в атомах и ионах, процессы фотодиссоциации и фотоионизации молекул, тормозные переходы в полях нейтральных частиц. При более высоких температурах плазмы начинают доминировать дискретные переходы в атомах и ионах, фотоионизация основных и возбужденных состояний и внутренних электронных оболочек, тормозное поглощение в полях ионов. Вклад различных механизмов в суммарное поглощение сильно зависит от параметров  $T$ ,  $\rho$  и энергии кванта, что приводит к сложному

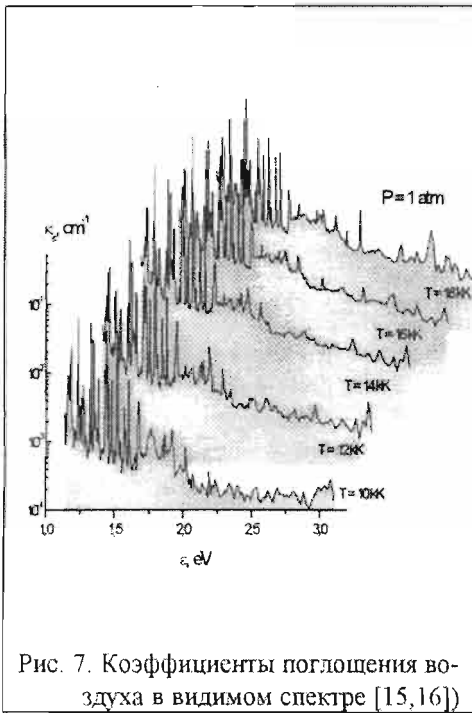


Рис. 7. Коэффициенты поглощения воздуха в видимом спектре [15,16]

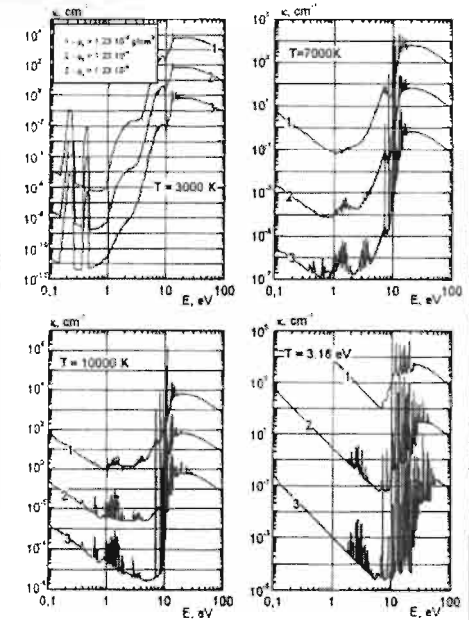


Рис. 8. Теоретические коэффициенты поглощения воздуха [17-19]

виду реального спектра. Теоретические банки данных [17-19] содержат спектральные коэффициенты поглощения в интервале температур  $T=10^3-10^5$  К и плотностей  $\rho=10^{-6}-10^{-2}$  г/см<sup>3</sup> (давлений  $P=10^{-3}-10^3$  атм). Диапазон энергий квантов  $E \leq 100$  эВ, спектральное разрешение при  $E \leq 17.35$  эВ составляет 0.031 эВ, т.е. 250 см<sup>-1</sup>, при больших  $E$  шаг монотонно растет, и при  $E \sim 10^2$  эВ  $\Delta E \approx 0.5$  эВ, число интервалов спектра  $\sim 10^3$ . Шаг по температуре не превышает  $\Delta \lg T = 0.1$  (10 точек на порядок), по плотности  $\Delta \lg \rho = 0.5$ .

На рис. 7, 8 показаны измеренные и рассчитанные величины спектрального коэффициента поглощения для различных параметров плазмы. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по коэффициенту поглощения для излучения видимого диапазона представлено на рис. 9. Температура плазмы  $T=1.8 \cdot 10^4$  К, давление  $P=1$  атм. Сплошными кривыми (1) отмечены данные эксперимента, прямоугольниками (2) - результаты расчетов [17], кружками (3) - экспериментальные данные, усредненные по интервалу 250 см<sup>-1</sup>. Отметим, что поскольку диапазон параметров состояния исследуемой плазмы достаточно широк, а радиационный перенос энергии определяется квантами с энергиями  $E \leq 10T$ , основные сведения по спектральным коэффициентам поглощения и их зависимостям от температуры и плотности (давления) должны быть получены расчетным путем. Экспериментальные данные служат в качестве опорных точек для сопоставления отдельных результатов.



Рис. 9. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по коэффициентам поглощения воздуха.

**Расчет радиационного переноса.** Перенос излучения описывается уравнением закона сохранения энергии для спектральной интенсивности

$$\frac{dI_E}{ds} = \kappa_E (I_{\text{сп}} - I_E) \quad I_{\text{сп}} = 5 \cdot 10^3 E^3 \exp(-E/T) [1 - \exp(-E/T)]^{-1} \quad (3)$$

Здесь для температуры и энергии квантов используются энергетические единицы (эВ), размерность интенсивности  $I_E$  - Вт/(см<sup>2</sup>стер эВ). В (3) пренебрегается рассеянием излучения, которое может влиять на лучистый перенос только при низких плотностях или очень высоких температурах плазмы, когда ослабление излучения определяется не его поглощением, а рассеянием. В цилиндрических координатах уравнение переноса излучения имеет вид:

$$\sin \theta \left( \mu \frac{\partial I_E}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_E}{\partial \mu} \right) + \cos \theta \frac{\partial I_E}{\partial z} = \kappa_E (I_{\text{сп}} - I_E) \quad (4)$$

Здесь  $\mu = \cos \varphi$  - косинус угла между проекцией направления распространения фотона  $\vec{\Omega}$  на плоскость, перпендикулярную оси  $z$ , и нормалью к поверхности.  $\theta$  -

угол между направлением  $\vec{\Omega}$  и осью z (см. рис. 10). Интегральный поток излучения определяется выражением:

$$\bar{S} = \int_0^{\infty} dE \int_{(4\pi)} I_E \vec{\Omega} d\vec{\Omega} \quad (5)$$

Введя полярный и азимутальный углы  $\psi$  и  $\chi$ , связанные с углами  $\varphi$  и  $\theta$  соотношениями

$$\cos \psi = \sin \theta \cos \varphi, \quad \sin \psi \cos \chi = \sin \theta \sin \varphi, \quad (6)$$

и учитывая осевую симметрию плазмы, получим выражения для проекций лучистого потока на оси r и z

$$S_r(r, z) = 2 \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\chi \int_0^{\pi} \cos \psi \sin \psi d\psi \int_0^{\infty} I_E(r, z, \chi, \psi) dE, \quad (7)$$

$$S_z(r, z) = 2 \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\chi \int_0^{\pi} \cos \theta \sin \psi d\psi \int_0^{\infty} I_E(r, z, \chi, \psi) dE. \quad (8)$$

Для углового интегрирования в расчетах использовалась восьмиточечная квадратурная формула Гаусса, применяемая к каждому из углов  $\chi$  и  $\psi$ , интегральные потоки находились путем прямого интегрирования по спектру.

Решение уравнения переноса находилось методом характеристик. Согласно (4), переменные r, z,  $\mu$ , и  $\theta$  вдоль направления распространения s связаны соотношениями:

$$\frac{dr}{ds} = \mu \sin \theta, \quad \frac{d\mu}{ds} = \frac{1 - \mu^2}{r} \sin \theta, \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta \quad (9)$$

Из (9) уравнение характеристики имеет вид

$$s = \frac{r\mu \mp \sqrt{r_0^2 - r^2(1 - \mu^2)}}{\sin \theta} + \frac{z - z_0}{\cos \theta} \quad (10)$$

Угол  $\theta$  не изменяется вдоль луча, а  $\mu$  в разных точках луча находится из уравнения

$$\mu = \frac{\pm \sqrt{r^2 - r_0^2(1 - \mu_0^2)}}{r} \quad (11)$$

(в точке  $s=0$   $\mu = \mu_0$ ). Соотношения (10), (11) определяют в какие точки пространства r, z и под каким углом  $\mu$  попадает луч, проходящий в точке  $r_0, z_0$  в направлении  $\mu_0, \theta$ . Из (9)-(11) следует, что величины ds, dr и dz связаны выражениями

$$ds = \pm \frac{r dr}{\sin \theta \sqrt{r^2 - r_0^2(1 - \mu_0^2)}} + \frac{dz}{\cos \theta} \quad (12)$$

При интегрировании (3) вдоль луча функция источника в счетной ячейке аппроксимировалась линейной зависимостью  $I_{\text{ЭП}}(\tau'_E) = I_{\text{ЭП}}(\tau_E) + (dI_{\text{ЭП}}/d\tau_E)(\tau'_E - \tau_E)$  от оптической переменной  $\tau_E$  ( $d\tau_E = \kappa_E ds$ ). Это обеспечивало верные асимптотики

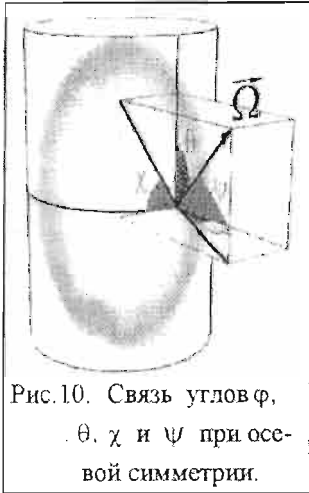


Рис.10. Связь углов  $\varphi$ ,  $\theta$ ,  $\chi$  и  $\psi$  при осевой симметрии.

решения в пределе малых и больших оптических толщин  $\tau$ .

$$I_E(\tau_{iE}) = I_E(\tau_{i-1E}) \exp(-\Delta\tau_{iE}) + I_{iE}(\tau_{iE}) [1 - \exp(-\Delta\tau_{iE})] - \left( \frac{dI_{iE}}{d\tau_{iE}} \right) [1 - \exp(-\Delta\tau_{iE})(1 + \Delta\tau_{iE})]. \quad (13)$$

**Результаты расчетов.** В табл.1 приведены данные по групповым (для 6 участков спектра) и интегральному потоку излучения с поверхности разряда в трех сечениях, показанных на рис. 2.

Таблица 1. Потоки излучения из плазмы разряда, кВт/см<sup>2</sup>

S, кВт/см <sup>2</sup>							
$\Delta E$ , эВ	0.03-1.15	1.15-3.16	3.16-4.52	4.52-6.51	6.51-11	11-17	0- $\infty$
$\Delta\lambda$ , нм	>1078	1078-392	392-274	274-190	190-113	113-73	$\infty-0$
I	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-1}$	$1.03 \cdot 10^{-2}$	$7.98 \cdot 10^{-3}$	$7.23 \cdot 10^{-1}$	1.58	2.51
II	$3.87 \cdot 10^{-2}$	$9.63 \cdot 10^{-2}$	$7.60 \cdot 10^{-3}$	$5.29 \cdot 10^{-3}$	$1.74 \cdot 10^{-1}$	$9.73 \cdot 10^{-2}$	$4.19 \cdot 10^{-1}$
III	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-2}$	$4.78 \cdot 10^{-3}$	$2.85 \cdot 10^{-3}$	$4.81 \cdot 10^{-2}$	$1.55 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-1}$

Отметим следующие моменты. Хотя максимум равновесного излучения, отвечающего осевым температурам, приходится на интервал  $\varepsilon \approx 2.5 - 6$  эВ, в более жестких участках спектра (5 и 6 группы) радиационный поток значителен. Связано это с большей непрозрачностью плазмы в этих диапазонах в целом и наличием мощных спектральных линий, полностью определяющих выходящее излучение. Поток видимого диапазона  $\varepsilon \approx 1.15-4.5$  эВ падает вместе с уменьшением средней температуры плазмы. При этом его доля в полном потоке возрастает, составляя для профилей I, II, III, соответственно, 5,2, 25 и 35,5%. Полная мощность (на единицу

длины) монотонно уменьшается (6,3, 2,1 и 0,99 кВт/см), в то время как в видимой части спектра она имеет величину 0,25, 0,55 и 0,35 кВт/см.

Представление о спектральных характеристиках излучения и их пространственной эволюции дает рис.11. Здесь показана односторонняя спектральная интенсивность излучения при  $\gamma = 0$  вдоль луча ( $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi = 0$ ), нормального к оси разряда, и излучения с поверхности разряда

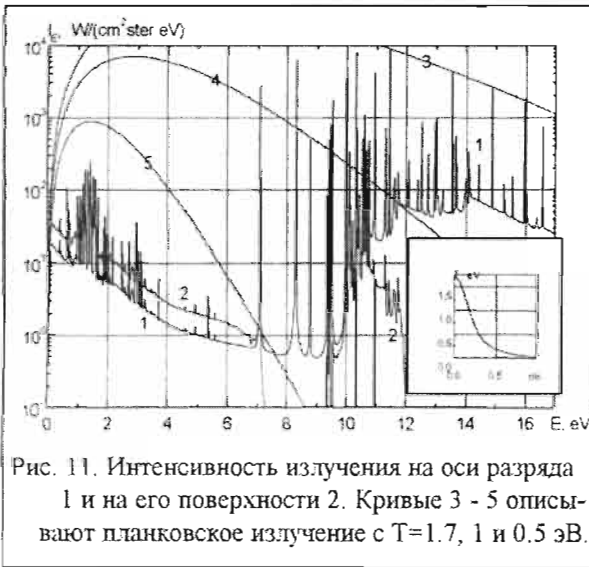


Рис. 11. Интенсивность излучения на оси разряда 1 и на его поверхности 2. Кривые 3 - 5 описывают планковское излучение с  $T=1.7, 1$  и  $0.5$  эВ.



да. На вставке дано соответствующее распределение температуры ( $T_0 = 1.7$  эВ,  $r_0 = 1.6$  см,  $T_r = 0.0343$  эВ, параметр профиля  $\alpha = 2.5$ ).

Из рис. 11 видно, что в целом плазма прозрачна для собственного излучения за исключением нескольких сильных линий жесткого участка спектра. Генерируемое осевой областью разряда излучение с энергией  $E=7-17$  эВ сильно реабсорбируется во внешних более холодных слоях. На поверхности разряда ( $r = r_0$ ) в спектре излучения еще имеется жесткая компонента. Однако ввиду резкого возрастания коэффициента поглощения холодного воздуха в системе полос Шумана-Рунге молекулы  $O_2$ , фотодиссоциационных и фотоионизационных континуумах кислорода и азота, спектр выходящего излучения обрезается при энергиях квантов  $E \approx 6.7$  эВ ( $\lambda \approx 186$  нм).

На рис. 12 показаны два результата расчета радиальной интенсивности с поверхности плазменного объема с близким к II температурным профилем в видимом диапазоне спектра. В первом случае использованы теоретические коэффициенты поглощения воздуха, во втором - экспериментальные банки данных. Как видно, между ними имеет место качественное и количественное соответствие.

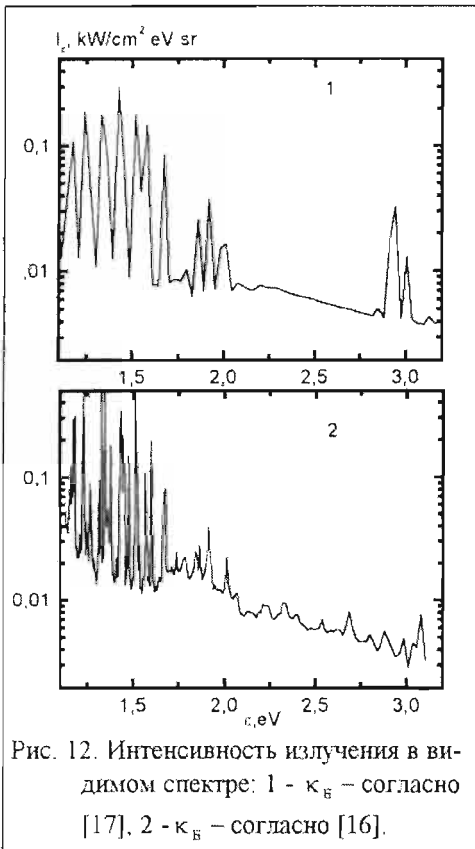


Рис. 12. Интенсивность излучения в видимом спектре: 1 -  $\kappa_B$  - согласно [17], 2 -  $\kappa_B$  - согласно [16].

Далее рассмотрим пространственное распределение радиационных характеристик разряда. Поле температуры и интегрального потока излучения разряда с током  $I = 100$  А в плазменном объеме показано на рис. 13. Пространственное распределение температуры здесь аналогично данному на рис. 1, отличаясь от него лишь меньшими значениями  $T$ . Как видно из векторного поля лучистого потока, излучение разряда имеет преимущественно радиальный характер. Наличие существенных градиентов потока, как в осевом, так и в радиальном направлении, свидетельствует о значительной реабсорбции собственного излучения плазмой разряда. Более детальная картина в наиболее горячей области разряда представлена на рис.

14. Здесь следует отметить относительно большие потоки радиации на поверхность катода (заметим, что процессы эрозии электродов в данной работе не рассматриваются). Рис. 15 демонстрирует распределение радиальных  $S_r$  и осевых  $S_z$  составляющих потока излучения на расстояниях  $\leq 1$  см от катода.

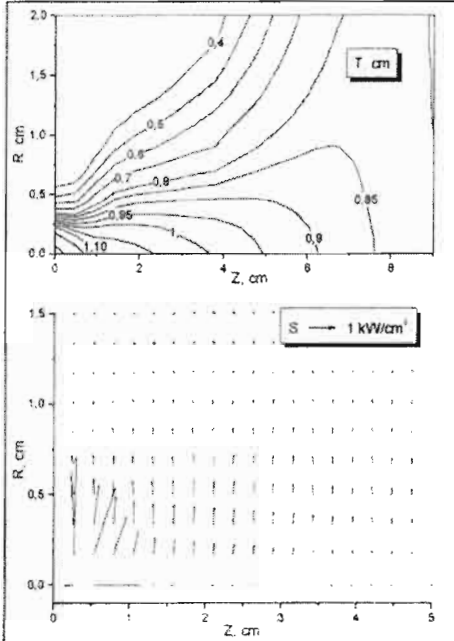


Рис. 13. Пространственное распределение потоков излучения в плазме разряда.

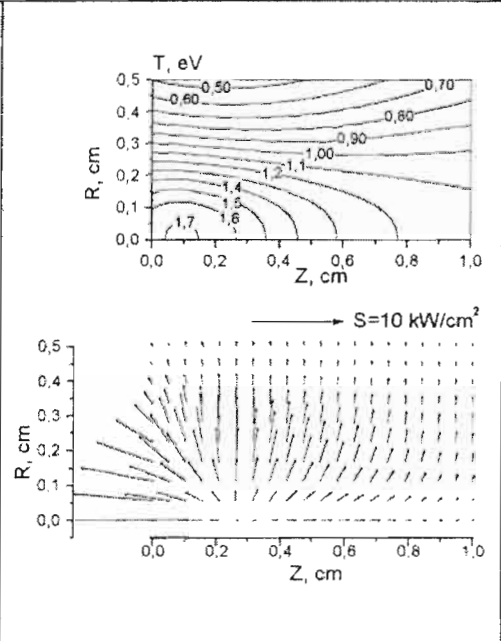


Рис. 14. Поле температуры и лучистого потока в горячей области.

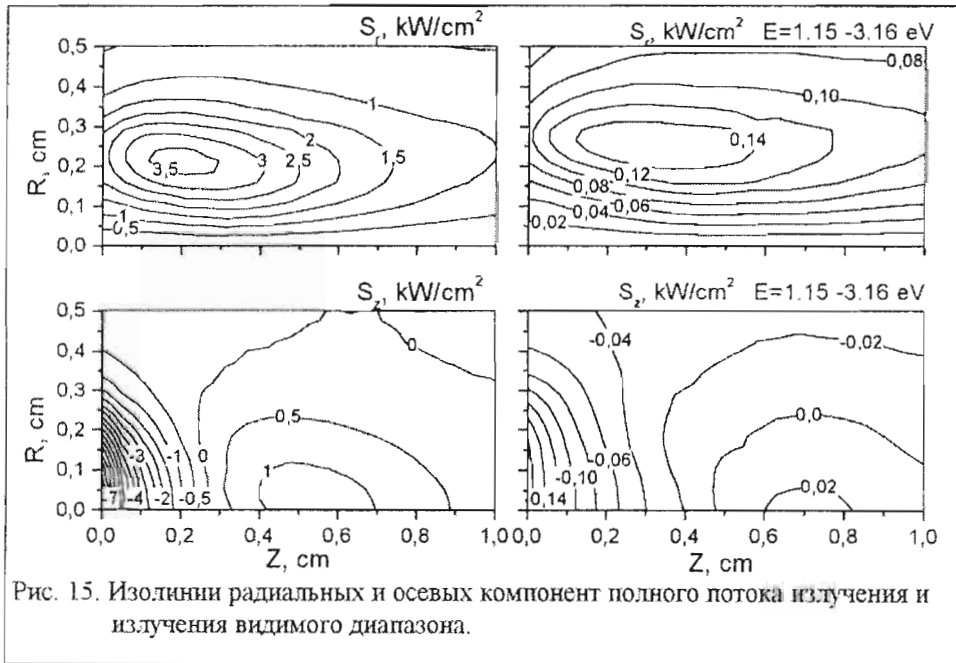


Рис. 15. Изолинии радиальных и осевых компонент полного потока излучения и излучения видимого диапазона.

На правых графиках показано соответствующее распределение потоков в видимом диапазоне спектра ( $392 \text{ нм} < \lambda < 1078 \text{ нм}$ ). Из него видно, что в объеме плазмы радиационные потоки видимого диапазона спектра составляют малую долю полных потоков. Только в периферийных областях разряда лучистый перенос связан с видимым излучением.

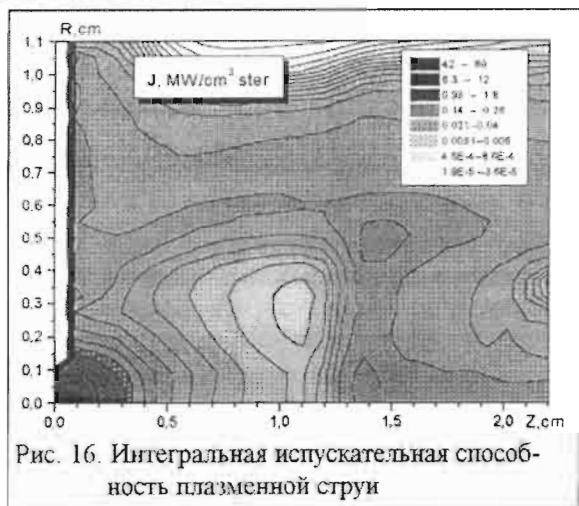


Рис. 16. Интегральная испускательная способность плазменной струи

дается. Ее излучение падает до уровня  $\sim 10^{-2}-10^{-1} \text{ МВт/см}^3$ . В высшем и прямом скачке уплотнения, несмотря на сжатие и дополнительный нагрев, испускательная способность возрастает и достигает величины  $Q \sim 1 \text{ МВт/см}^3$ . Таким образом, в отличие от электрического разряда атмосферного давления, в котором концентрация излучающих частиц  $N_i \sim 1/T$ , и в силу этого объемное излучение сравнительно однородно, распределение источников излучения в струе чрезвычайно неоднородно. В такой ситуации в расчетах радиационного переноса проявляется эффект луча. Он состоит в том, что в большей части объема плазмы излучение сконцентрировано в узком телесном угле, под которым виден из точки наблюдения элемент плазмы с максимальной яркостью. Индикатрисса излучения оказывается сильно вытя-

Рассмотрим далее радиационные параметры сверхзвуковой плазменной струи. Прежде всего, обращает на себя внимание распределение интегральной яркости плазмы. Как видно из рис. 16, область, генерирующая основное излучение, локализована в непосредственной близости от сопла. Объемная мощность излучения  $Q = 4\pi J$  составляет здесь  $\sim 10^1-10^2 \text{ МВт/см}^3$ . В процессе гидродинамического разлета плазма расширяется и охла-

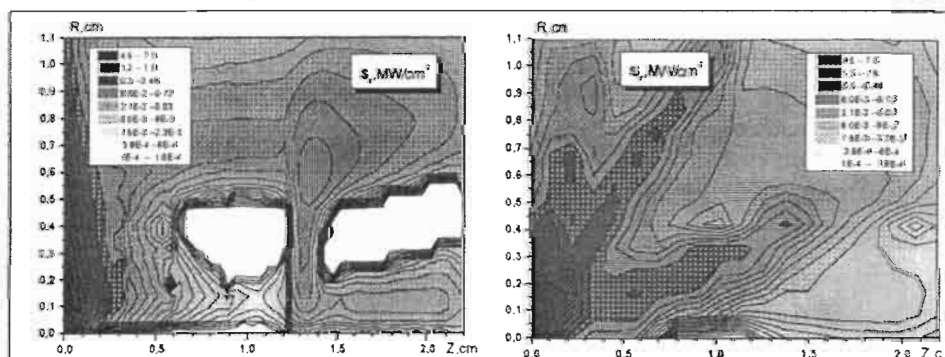


Рис. 17. Радиальная составляющая лучистого потока в струе, рассчитанная в приближении Шварцшильда-Шустера и вдоль характеристик (64 направления в полном телесном угле)

нутой вдоль соответствующего направления. На рис. 17 дается сравнение радиальной составляющей потока излучения, определенной в приближении 4-х потоков (формулы (1)-(2)) и согласно методу характеристик (формулы (4)-(13)). Видно, что метод характеристик для вычисления интенсивностей вдоль направлений, отвечающим углам, которые выбираются с помощью нулей полиномов Лежандра (гауссово интегрирование), оказывается несвободным от эффекта луча. Вместо физически понятного эллипсоидального распределения  $S_r$  получается четко выраженная розетка. В 4-х потоковом приближении радиальный перенос определяется только распределением источников в соответствующем сечении  $z = \text{const}$ . При этом может не учитываться даже область максимальной эмиссии. Поэтому слева и справа от диска Маха составляющая  $S_r$  резко падает и даже меняет знак.

Таким образом, для корректного описания лучистого теплообмена в плазме с большими пространственными градиентами объемной эмиссии требуется выбор характеристических направлений, которые определялись бы распределением источников излучения в объеме плазмы. При использовании модели Шварцшильда-Шустера необходимо вычислять средние косинусы в четырех направлениях в соответствии с реальной диаграммой направленности излучения.

**Интегральный перенос излучения в реальном спектре.** Детальное описание спектральных характеристик излучения в задачах радиационной плазменодинамики ввиду его большой трудоемкости практически не применяется. Вместе с тем необходимо знать интегральный лучистый поток и его дивергенцию на каждом временном слое, причем расчет их нужно проводить быстро и достаточно точно. В [9] излагается развиваемый в течение ряда лет интегральный по спектру метод описания переноса излучения - метод парциальных характеристик. Метод основан на представлении потока излучения (для плоского слоя) или интенсивности в заданном направлении (для произвольной геометрии плазмы), а также их дивергенций через характеристики, предварительно проинтегрированные по спектру. Используя формальное решение уравнения переноса, можно найти интенсивность излучения и его производную по направлению. В отсутствии источников на границах они имеют вид:

$$I(x) = \int_0^L \Delta I(\xi, x) \text{Sign}(x - \xi) d\xi, \quad \nabla I(x) = \Delta I(x, 0) + \Delta I(x, L) - \int_0^L \Delta I_{\text{in}}(\xi, x) d\xi \quad (14)$$

Соответствующие парциальные характеристики определяются выражениями

$$\Delta I(\xi, x) = \int_0^{\infty} I_{\text{sp}}(\xi) \kappa_E(\xi) \exp\left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy\right) dE \quad (15)$$

$$\Delta I_{\text{in}}(\xi, x) = \int_0^{\infty} [I_{\text{sp}}(\xi) - I_{\text{sp}}(x)] \kappa_E(\xi) \kappa_E(x) \exp\left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy\right) dE \quad (16)$$

Аналогично для плоского слоя находятся поток излучения и дивергенция потока:

$$S(x) = \int_0^L \Delta S(\xi, x) \text{Sign}(x - \xi) d\xi, \quad \nabla S(x) = \Delta S(x, 0) + \Delta S(x, L) - \int_0^L \Delta S_{\text{in}}(\xi, x) d\xi, \quad (17)$$

$$\Delta S(\xi, x) = 2 \int_{\xi}^x S_{\text{ЭП}}(\xi) \kappa_E(\xi) E_2 \left( \int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy \right) dE \quad (18)$$

$$\Delta S_{\text{ин}}(\xi, x) = \int_0^{\infty} [S_{\text{ЭП}}(\xi) - S_{\text{ЭП}}(x)] \kappa_E(\xi) \kappa_E(x) E_1 \left( \int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy \right) dE \quad (19)$$

Парциальные характеристики (15-16) и (18-19) можно рассчитать, если задан профиль температуры и плотности (давления) между точками  $\xi$  и  $x$  и известен спектральный коэффициент поглощения  $\kappa_E$  в зависимости от  $T$  и  $\rho$ . Простейшим является линейный профиль:

$$T = T_x + (T_{\xi} - T_x)z, \quad \rho = \rho_x + (\rho_{\xi} - \rho_x)z, \quad z = \frac{y}{|\xi - x|}, \quad 0 \leq z \leq 1 \quad (20)$$

Он описывается минимальным числом параметров, что является существенным моментом, т.к. точность метода в значительной мере зависит от степени подробности используемых таблиц. Кроме того, как можно видеть из приведенных выражений, в предельном случае оптически прозрачной среды результат слабо зависит от распределения параметров между точками  $\xi$  и  $x$ , а в случае большой непрозрачности поток и интенсивность излучения в данной точке определяются ее малой окрестностью, где линейное приближение обычно вполне достаточно. Парциальные характеристики плазмы воздуха были рассчитаны в приближении линейных сплайнов в том же диапазоне параметров состояния, что и коэффициенты поглощения [17-19] ( $T=10^3-10^5$  К,  $\rho = 10^{-6}-10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>). Диапазон масштабов  $x=|\xi - x|$  табулировался с частотой 10 точек на порядок в интервале  $x=10^{-4}-10^5$  см. Приведем сравнение интегральных интенсивностей излучения вдоль луча, нормального к оси разряда. Распределение температуры имеет параметры, указанные на рис. 11. Профиль интенсивности поперек разряда, полученный прямым интегрированием спектра, показан кривой (1) (из симметрии на оси  $l=0$ ). Кривая (2) дает ход ин-



Рис. 18. Сравнение интенсивностей излучения дуги, рассчитанных методом парциальных характеристик (2, 3, 4) со спектральными результатами (1).

тенсивности по методу парциальных характеристик. Она идет несколько ниже кривой (1), наибольшее отклонение не превышает 20%. Отметим, что при использовании линейных сплайнов в качестве  $T_x$  помимо реальной температуры в точке  $x$ , как это сделано в расчете (2), можно выбрать темпера-

туру  $T'_x$ , обеспечивающую максимальное приближение линейного профиля на пути поглощения к реальному. Из очевидных соображений [9] следует, что эффективная температура точки  $T'_x$  определяется распределением температурного поля между точками  $\xi$  и  $x$  таким образом, чтобы полный интеграл от истинного температурного поля был равен интегралу от линейного профиля

$$\int_{\xi}^x T(y) dy = \frac{1}{2} (T_{\xi} + T'_x)(x - \xi) \quad (21)$$

Для профиля  $T(r) = T_0 (1 + A(r/r_0)^{\alpha})^{-1}$  с параметром  $\alpha = 5/2$  эффективная температура равна

$$T'_x(\xi, x) = \frac{4T_0 r_0}{A^{\beta}} \beta \begin{cases} F(\xi) - F(x) & (*) \\ F(x) - F(\xi) & (**) \\ F(x) + F(\xi) & (***) \end{cases} (x - \xi)^{-1} - T_{\xi}, \quad (22)$$

где  $\beta = 1/\alpha = 0.4$ , функция  $F(z)$  имеет вид

$$F(z) = \frac{1}{2} \ln|z + 1| - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \text{Cos}[\beta(2k-1)\pi] \ln \left[ z^2 - 2z \text{Cos} \left( \frac{\beta}{2} (2k-1)\pi \right) + 1 \right] + \sum_{k=1}^2 \text{Sin} \left( \frac{\beta}{2} (2k-1)\pi \right) \text{arctg} \frac{z - \text{Cos}[\beta(2k-1)\pi/2]}{\text{Sin}[\beta(2k-1)\pi/2]} \quad (23)$$

Выражение (22) зависит от того слева ли от  $r = 0$  на луче лежат точки  $x$  и  $\xi$  (\*), справа (\*\*), или по разные стороны (\*\*\*). Кривая (3) на рис. 18 отвечает эффективной температуре  $T'_x$ , полученной по (21) – (23). Она в горячей центральной части расположена выше кривой (1), а во внешних холодных областях (при  $T < 0.3$  эВ) совпадает с кривой (2). Наконец, результаты, отмеченные дискретными символами (4), получены при комбинации парциальных характеристик

$$\Delta I(x, \xi) = \Delta I(T_{\xi}, T'_x) \sqrt{T_x / T'_x} + \Delta I(T_{\xi}, T_x) \left( 1 - \sqrt{T_x / T'_x} \right), \quad (24)$$

когда  $T'_x > T_x$ . Ввиду нелинейности (24) этот результат не является некоторым средним двух предыдущих. Он значительно лучше соответствует данным спектрального расчета, отражающим весьма сложный характер реального спектра (рис. 11) и его эволюции в различных участках разряда.

Приведенные данные показывают, что даже в случае весьма сложного характера теплообмена, когда реальный спектр характеризуется многими сотнями интенсивных линий и рекомбинационных континуумов, где интенсивность изменяется по порядку величины, использование метода парциальных характеристик с некоторыми модификациями обеспечивает весьма высокую точность определения интегральных потоков и интенсивностей излучения. Это позволяет надеяться на его успешное применение в решении задач нестационарной радиационной газовой динамики.

## Литература.

1. Radiative Plasmadynamics. Proc. I Symposium on radiative plasmadynamics. Moscow: Energoatomizdat. 1991.
2. Derjiev V.I., Jidkov A.G., Yakovlenko S.I. Ion's radiation in nonequilibrium dense plasma. Moscow: Energoatomizdat. 1986.
3. Transport and Optical properties of Nonideal Plasma. Ed. G.A.Kobzev, I.T.Yakubov, M.M.Popovich. New-York: Plenum. 1995.
4. Stepanov K.L., Stanchits L.K. // J. Appl. Spectroscopy (Russian). **65**. 1998. P.22.
5. Gubkevich V.A., Ershov-Pavlov E.A., Krat'ko L.E., Chubrik N.I. // Optical properties of Hydrogen plasma at high pressure. Preprint No424, Physical Institute of Belorussian AS, Minsk, 1986.
6. Boyko Yb.S., Grishin Yu.M., Kamrukov A.S. et al. Thermodynamic and Optical Properties of Plasma of Metals and Dielectric. Moscow: Metallurgia. 1988.
7. Ardelian N.V., Kosmachevsky K.V., Kozlov N.P. et al. Radiative Plasmadynamics. Proc. I Symposium on radiative plasmadynamics. Moscow: Energoatomizdat. 1991. P.191.
8. Zeldovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena. Moscow: Nauka. 1966.
9. Radiation Transfer in High Temperature Gases. Handbook Ed.R.I.Solouchin. Moscow: Energoatomizdat. 1984.
10. Megy S., Ershov-Pavlov E., Baronnet J.-M. // J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, 1995, P.344.
11. Belov S.N. // J. Appl. Spectroscopy (Russian), **28**, 1978, P.605.
12. Belotserkovsky O.M., Davidov Yu.M. Large Particle Method in Gas Dynamics. Moscow: Nauka. 1982.
13. Stepanov K.L., Stanchits L.K., Stankevich Yu.A. // The structure of radiating powerful shock waves propagating in the Earth's atmosphere. Preprint No2, HMTI BNAS, Minsk, 1998.
14. Lewis C.H., Carlson D.J. // AIAA J., **2**. 1964, P.776
15. Kiselevsky L.I., Gubkevich V.A., Ershov-Pavlov E.A. et al. // J. Appl. Spectroscopy (Russian). **14**, 1971, P.916.
16. Shimanovich V., Ershov-Pavlov E., Azharonok V. et al. // Optical properties of air, carbon dioxide, and argon plasmas in the spectral range 400-1200 nm. Preprint No4, IMAP BNAS, Minsk, 1997.
17. Avilova I.V., Biberman L.M., Vorobjev V.S. et al. Optical Properties of Hot Air. Moscow: Nauka, 1970.
18. Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stanchits L.K., Stepanov K.L. // Thermodynamical properties, spectral and mean absorption coefficients of gases in a wide range of parameters. Preprint No6, HMTI BAS, Minsk, 1993.
19. Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stanchits L.K., Stepanov K.L. // Int. J. Heat Mass Transfer. **38**. 1995, P.545