

Д. Б. В о л о в, Д. А. В а с и л ь е в (Самара, СамГУПС). **Излучение плазменного объема цилиндрической формы в задачах неизоэнтропического сжатия газа.**

Задачи сжатия газа для получения излучения весьма разнообразны, но их связывает одно важное свойство: излучающий объем имеет цилиндрическую форму. Проблема неизоэнтропического сжатия поставила множество вопросов по отысканию оптимального калибра излучателя, по поиску законов сжатия и соотношений между газодинамическими параметрами. Численное решение уравнения переноса на таком этапе нецелесообразно, поскольку рассмотрение каждого нового варианта соотношения параметров требует повторного численного расчета, что многократно увеличивает время решения задачи в целом. Желательно иметь некоторые простые соотношения, позволяющие оценить мощность излучения и наметить направление поиска оптимального решения.

Сначала рассмотрим излучение цилиндра бесконечной длины радиуса R . Выделим элемент объема, ограниченный двумя цилиндрическими поверхностями, двумя параллельными плоскостями и двумя радиально расходящимися плоскостями. Будем считать, что плазма однородна и находится в локальном термодинамическом равновесии, а излучение изотропно. Уравнение переноса излучения:

$$\frac{dI_\omega}{dr} = \frac{1}{4\pi} J_\omega - \kappa(\omega) I_\omega,$$

где I_ω — спектральная плотность излучения в положительном радиальном направлении, J_ω — спонтанная излучательная способность единицы объема, $\kappa(\omega)$ — эффективный коэффициент поглощения (с учетом вынужденного излучения), ω — частота излучения, r — радиальная координата. Используя осевую симметрию задачи и рассматривая излучение наружу из элемента объема, запишем граничное условие в виде $I_\omega(0) = 0$.

Для того чтобы получить для некоторой точки плотность потока энергии излучения от всего плазменного объема, надо просуммировать излучение со всех лучей, проходящих через эту точку и пересекающих плазменный сгусток. Чтобы получить интенсивность во всех направлениях, следует просуммировать плотности потоков энергии через каждый элемент замкнутой поверхности, окружающей плазменный сгусток [1]. Тогда для интенсивности излучения цилиндра радиуса R под углом θ к его поверхности имеем:

$$I_\omega(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{R/\cos\theta} J_\omega \exp(-\tau_\omega/\cos\theta) dr / \cos\theta = \frac{J_\omega}{4\pi\kappa(\omega)} (1 - \exp(-\tau_\omega/\cos\theta)),$$

где $\tau_\omega = \int_r^R \kappa(\omega) dr' = \kappa(\omega)(R - r)$ — оптическая толщина, соответствующая однородному слою. Для интенсивности излучения с единицы поверхности во всех направлениях:

$$I_\omega = \int_0^1 d(\cos\theta) I_\omega(\theta) = \frac{J_\omega}{4\pi\kappa(\omega)} (1 - \exp\{-\tau_\omega\} + \tau_\omega E_1(\tau_\omega)) = \frac{J_\omega}{4\pi\kappa(\omega)}$$

$$\begin{cases} 1, & \tau_\omega \gg 1, \\ 0,433 - \ln(\tau_\omega), & \tau_\omega \ll 1. \end{cases}$$

Радиационные потери с единицы объема слоя определяются выражением:

$$W = \frac{2}{R} \int_0^\infty I_\omega d\omega.$$

Поскольку k и J_ω зависят, в частности, от I_ω , последние выражения представляют интегральные по пространству уравнения, которые надо решать совместно с уравнениями кинетики и теплового баланса. Но при определении усредненных величин, когда мы считаем плазму однородной, интегрирование по пространству является удобной процедурой, позволяющей оценить характеристики излучения плазмы.

В случае сжатия в установках неизоэнтропического сжатия [2] оказалось возможным ограничиться учетом рекомбинационного и тормозного излучения, считая $\int_0^\infty J_\omega d\omega = J_R + J_B$ [см. 3], где:

$$J_B = 1,42 \cdot 10^{-28} g_1 Z^2 T_e^{1/2} N_e N_i \text{ (Вт/м}^3\text{)},$$

$$J_R = 5 \cdot 10^{-29} Z^4 T_e^{-1/2} N_e N_i \text{ (Вт/м}^3\text{)}$$

с интегральным эффективным коэффициентом поглощения K :

$$K = \frac{J_B + J_R}{4\sigma T^4}.$$

В последние формулы входят концентрации электронов N_e (м⁻³) и ионов N_i (м⁻³), температура электронов T_e , кратность ионов Z , множитель Гаунта $g_1 \approx 1,05$, постоянная Стефана-Больцмана σ .

В приближении однородности плазмы:

$$\int_0^\infty I_\omega d\omega = \frac{J_R + J_B}{4K} \int_0^\infty (1 - \exp\{-\tau_\omega\} + \tau_\omega E_1(\tau_\omega)) d\omega \approx \frac{J_R + J_b}{4K} (1 - \exp\{-\tau\})$$

где $\tau \approx KR$. Так что

$$W = \frac{J_R + J_B}{2KR} (1 - \exp\{-\tau\})$$

Последнее выражение означает, что для излучения с участка цилиндра длины L при большой оптической толщине ($\tau \gg 1$) мы имеем:

$$W_c = \frac{J_R + J_B}{2KR} V_c = \frac{2\sigma T^4}{R} \pi R^2 L = 2\pi R L \sigma T^4 = S_c \sigma T^4$$

где S_c излучающая площадь поверхности цилиндра. При малой оптической толщине ($\tau \ll 1$) излучение не зависит от геометрии поверхности.

Для учета излучения с боковой поверхности цилиндра необходимо воспользоваться решением задачи переноса излучения в плоскопараллельном слое [1] с аналогичными допущениями. В итоге мощность радиационных потерь с единицы излучающего объема цилиндрической формы длины L и радиуса R может быть оценена по следующей формуле:

$$W = \frac{J_R + J_B}{2K} \left(\frac{(1 - \exp\{-KL\})}{L} + \frac{(1 - \exp\{-KR\})}{R} \right).$$

Умножая последнее выражение на объем цилиндра, находим мощность радиационных потерь. При большой оптической толщине приходим к выражению для излучения абсолютно черного тела с полной поверхности цилиндра, а для малых оптических толщин к излучению с объема $W = JR + JB$.

Выражение для мощности радиационных потерь с единицы излучающего объема цилиндра оказалось весьма удобным при оценке радиационных потерь и позволяет корректно учесть протяженность источника ($L \neq R$). А при неизоэнтропическом сжатии ситуация для излучателя $L \gg R$ вполне правдоподобна. Данный подход

в сравнении с численным расчетом показывает неплохое соответствие результатов (погрешность в пределах 10–20% по излучаемой энергии). Ввод приведенной оценки в общий алгоритм решения задачи сжатия газа позволил получить ряд важных выводов по закономерностям излучения и возможностям оптимизации.

Путем дальнейшего совершенствования конструкции поршней, оптимизации геометрических параметров установки и условий сжигания химического топлива можно, по-видимому, увеличить в 1,5–2 раза КПД преобразования химической энергии в световую и еще выше (примерно в 10 раз) поднять энергетические характеристики установки. В этом направлении предварительный поиск областей с режимами, близкими к оптимуму, позволяет значительно сузить диапазон варьирования параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Наука, 1983, 304 с.
2. *Марголин А.Д., Василик Н.Я., Шмелев В.М. и др.* Баллистический плазмотрон как источник ультрафиолетового излучения для фотохимии. — В сб.: Тезисы докладов XV межотраслевого семинара «Атомно-водородная энергетика и технология». М.: 1990, с.34–37.
3. *Макарычев С.В., Сметов Г.Д., Яловик М.С.* Излучение и радиационное охлаждение плазмы ксенона за фронтом сильной ударной волны. — Известия АН МЖГ, 1992, № 1, с.155-162.