

03;04

Планковский характер и температура излучения импульсно-периодического разряда в цезии в видимой части спектра

© Ф.Г. Бакшт¹, В.Ф. Лапшин^{1,2}¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург² Петербургский государственный университет путей сообщения

Императора Александра I,

Санкт-Петербург

E-mail: baksh@mail.ioffe.ru, lapshin@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 октября 2015 г.

В рамках двухтемпературной многожидкостной радиационной газодинамической модели выполнено моделирование спектра излучения импульсно-периодического разряда в цезии. Показано, что в широком диапазоне давлений спектр излучения разряда в значительной части видимой области имеет планковский характер. Это обуславливает высокое качество цветопередачи излучения разряда. Показано, что соотношение между цветовой температурой излучения T_c и температурой электронов T_0 на оси разряда определяется значением радиальной оптической толщины τ_R столба плазмы: $T_c \approx T_0$ при $\tau_R \approx 1$, $T_c < T_0$ при $\tau_R < 1$ и $T_c > T_0$ при $\tau_R > 1$. При изменении давления от 83 до 1087 Torr индекс цветопередачи R_a излучения разряда изменяется от 95 до 98, а цветовая температура — от 3600 до 5200 К.

Интерес к импульсно-периодическому разряду (ИПР) высокого давления в цезии связан прежде всего с возможностью его использования в качестве источника видимого излучения. Такой разряд реализуется в трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R \sim 2-3$ mm. При этом через цезиевую плазму, поддерживаемую током дежурного разряда $I_0 \sim 0.1-1.0$ А, периодически с частотой $\nu \sim 1000$ Hz пропускается импульс тока заданной формы продолжительностью $\sim 0.1\nu^{-1}$ и амплитудой $I_{max} \sim 10-100$ А. Количество цезия M_a , приходящееся на единицу длины трубки, определяется давлением насыщающих паров у наиболее холодной части стенок. Теоретическому и экспериментальному исследованию таких разрядов посвящены работы [1-8]. В данной работе для моделирования излучающего ИПР в цезии используется

двухтемпературная многожидкостная модель совместно с уравнением переноса излучения в плазме, подробно описанная в [4]. В работе анализируются характер излучения ИПР и механизмы его формирования в видимой области спектра. Рассматривается влияние параметров плазмы на соотношение между цветовой температурой излучения разряда и температурой электронов. Исследование проводится для широкого диапазона значений давления плазмы от 0.1 до 1.5 atm.

В рассматриваемых ниже режимах плазма ИПР в большей части объема находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР) [2]. В этих условиях оптические свойства плазмы полностью определяются значением ее коэффициента поглощения k'_λ . Величина k'_λ рассчитывается как сумма коэффициентов поглощения, соответствующих процессам свободно-свободных ($f-f$), связанно-свободных ($b-f$) и связанно-связанных ($b-b$) переходов электрона:

$$k'_\lambda = (k_\lambda^{(ff)} + k_\lambda^{(bf)} + k_\lambda^{(bb)})[1 - \exp(-hc/\lambda k_B T_e)]. \quad (1)$$

Выражение в квадратных скобках в (1) учитывает процессы вынужденного испускания. Подробное описание расчета k'_λ в плазме ИПР в цезии приведено в [4]. Для плазмы, находящейся в условиях ЛТР, уравнение переноса излучения вдоль заданного направления Ω при отсутствии рассеяния света имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial s} I_\lambda = k'_\lambda (I_{\lambda P} - I_\lambda). \quad (2)$$

Здесь $I_\lambda = I_\lambda(r, \Omega)$ — спектральная интенсивность излучения с длиной волны λ , r — радиальная координата, s — координата вдоль светового луча, $T_e = T_e(r)$ — температура электронов, $I_{\lambda P} = 2hc^2\lambda^{-5}[\exp(hc/\lambda k_B T_e) - 1]^{-1}$ — равновесная (планковская) спектральная интенсивность, вектор $\Omega(\psi, \theta)$ задает направление луча в плазме, вдоль которого выполняется интегрирование, ψ и θ — полярный и азимутальный углы. Величина спектрального потока энергии $F_\lambda(R, t)$, выходящего из плазменного столба разряда, находится методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения (2) и может быть представлена в виде [9,10]

$$F_\lambda(R, t) = \int_{(2\pi)} (\Omega \mathbf{e}_r) I_\lambda(R, \Omega, t) d\Omega = \varepsilon_\lambda F_{\lambda P}(T_0). \quad (3)$$

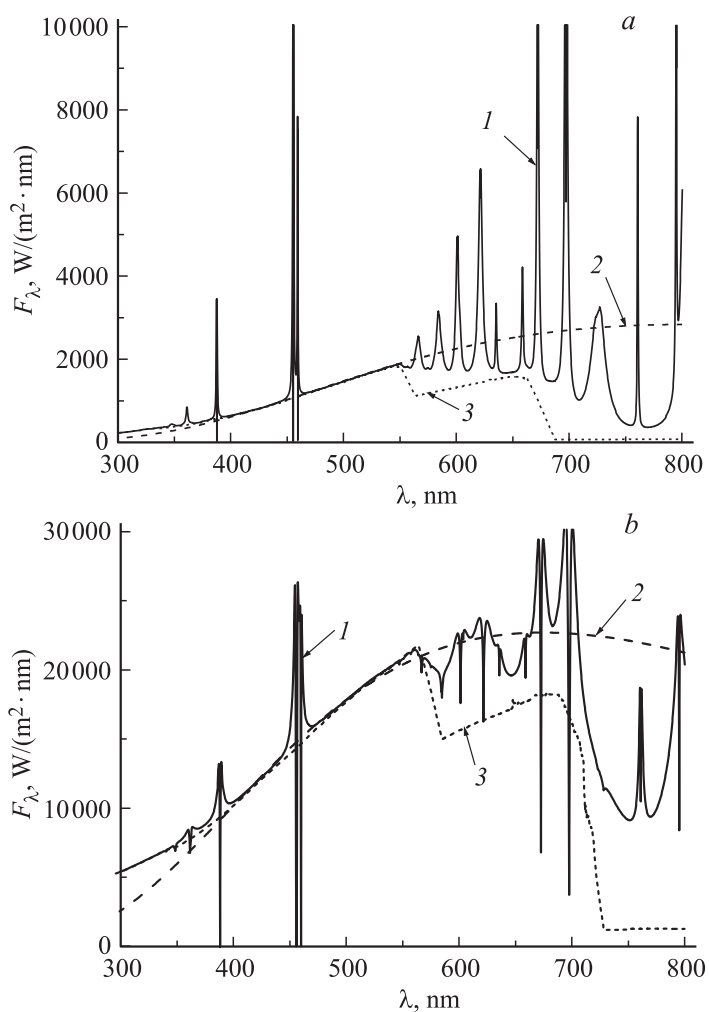
Здесь \mathbf{e}_r — единичный вектор вдоль нормали к поверхности столба плазмы, $F_{\lambda P}(T_0) = \pi I_{\lambda P}(T_0)$ — планковский поток энергии, $T_0 = T_e(0)$ — температура электронов на оси разряда, c — скорость света в вакууме, h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана. Спектральная степень черноты ε_λ задается в (3) выражением

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos \psi \int_0^{l_W} k'_\lambda \frac{I_{\lambda P}(T_e(l))}{I_{\lambda P}(T_0)} \exp\left(-\frac{1}{\cos \psi} \int_0^l k'_\lambda dl'\right) dl, \quad (4)$$

где $l_W = l_W(r, \theta) = r \cos \theta + (R^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$.

Моделирование ИПР выполнено для газоразрядной трубки радиусом $R = 2.5 \text{ mm}$ и толщиной стенок $\Delta R = 1 \text{ mm}$. Рассмотрены три режима горения с различными значениями количества цезия в трубке, когда давление p_{\max} в конце импульса тока равно 83, 427 и 1087 Torr соответственно. Радиальная оптическая плотность столба плазмы $\tau_R(\lambda) = \int_0^R k'_\lambda(r) dr$ имеет в этих режимах в видимой части спектра значения, составляющие по порядку величины 0.01, 0.1 и 1.0. В расчетах использовался импульс тока треугольной формы, когда сила тока в импульсе линейно увеличивается от значения I_0 в дежурном разряде до максимального значения I_{\max} : $I(t) = I_0 + (I_{\max} - I_0)t/t_p$. Здесь t_p — продолжительность импульса. Результаты расчетов выходящего из разрядной плазмы излучения приведены на рис. 1 для момента времени $t = t_p$, соответствующего окончанию импульса тока, когда потоки излучения из плазмы максимальны. Значения $\tau_R(\lambda)$ для различных режимов горения ИПР приведены в работе [11].

Отличительной особенностью излучения цезиевой плазмы является наличие в видимой части спектра ярких рекомбинационных континуумов, соответствующих электрон-ионной фоторекомбинации в 6P- и 5D-состояния атома цезия. Длины волн, соответствующие порогам фотоионизации этих состояний для изолированного атома, равны $\lambda_{th}(6P) = 504 \text{ nm}$ и $\lambda_{th}(5D) = 594 \text{ nm}$. Отметим здесь, что важную роль в формировании спектра излучения ИПР играет снижение энергии ионизации атома цезия в плазме и слияние вследствие уширения высших членов спектральных серий, сходящихся к порогу ионизации. В результате, в плазме ИПР пороги фотоионизации существенно сдвинуты в длинноволновую область спектра.



Спектральный поток энергии F_λ , выходящий с поверхности плазмы в момент окончания импульса тока, для различных режимов горения ИПР: a — $I_{\max} = 40$ А, $I_0 = 0.6$ А, $\nu = 1300$ Hz, $t_p = 35$ μ s, $p_{\max} = 83$ Torr, $T_c = 3600$ К; b — $I_{\max} = 120$ А, $I_0 = 0.2$ А, $\nu = 900$ Hz, $t_p = 45$ μ s, $p_{\max} = 427$ Torr, $T_c = 4300$ К; c — $I_{\max} = 120$ А, $I_0 = 0.2$ А, $\nu = 900$ Hz, $t_p = 45$ μ s, $p_{\max} = 1087$ Torr, $T_c = 5200$ К. Цифры на рисунках означают: 1 — $F_\lambda(R, t_p)$, 2 — $F_{\lambda P}(T_c)$, 3 — $F_\lambda^{(bf)}(R, t_p)$.

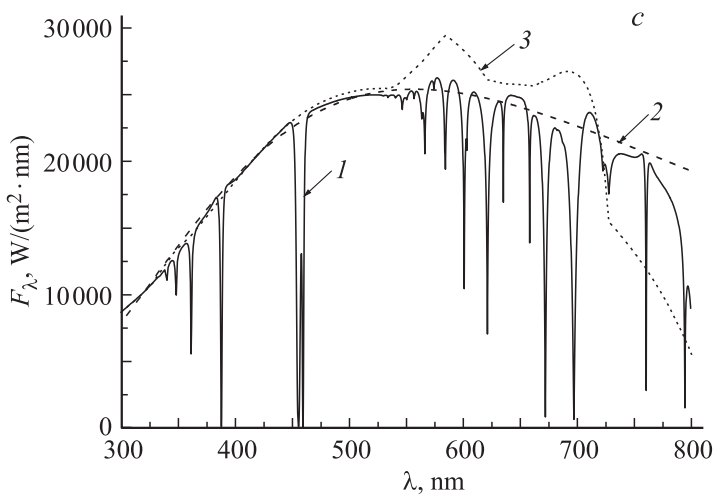


Рисунок (продолжение).

Для выявления роли рекомбинационного излучения в формировании спектра разряда на рис. 1 сравниваются величины полного потока энергии излучения $F_\lambda(R, t)$ и потока $F_\lambda^{(bf)}(R, t_p)$, вычисленного при учете только свободно-связанных переходов (т. е. при $k_\lambda^{(ff)} = k_\lambda^{(bb)} = 0$). Хорошо видно, что во всех рассмотренных режимах основным механизмом формирования видимого излучения ИПР является фоторекомбинация в 6P- и 5D-состояния атома цезия. Как видно из рис. 1, даже при относительно небольших значениях давления $p_{\max} = 83 \text{ Torr}$ (рис. 1, *a*) сдвиг порогов рекомбинационных 6P- и 5D-континуумов составляет $\Delta\lambda_{th} \approx 50 \text{ nm}$. С увеличением давления величина сдвига возрастает и достигает значения $\Delta\lambda_{th} \approx 100 \text{ nm}$ при $p_{\max} = 1087 \text{ Torr}$ (рис. 1, *c*).

Расчеты цветовой температуры T_c и индекса цветопередачи Ra излучения ИПР в цезии выполнены в соответствии с методикой, изложенной в [12]. На рис. 1 сравниваются спектры излучения ИПР $F_\lambda(R, t)$ и черного тела $F_{\lambda P}(T_c)$ при температуре T_c , равной цветовой температуре излучения ИПР. Для удобства планковские спектры нормировались таким образом, чтобы значения $F_{\lambda P}(T_c)$ и $F_\lambda(R, t_p)$ совпадали при некоторой, характерной для видимого спектра, длине волны. Здесь выбрано значение $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$ вблизи порога 6P-континуума. Как видно

из рис. 1, в исследованном диапазоне давлений спектр излучения ИПР в значительной части видимой области имеет планковский характер, т.е. совпадает с точностью до некоторой константы с излучением черного тела при температуре, равной T_c . Это позволяет, используя соотношение (3), установить связь между T_0 и T_c :

$$\frac{F_{\lambda P}(T_c)}{F_{\lambda_0 P}(T_c)} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda_0}} \frac{F_{\lambda P}(T_0)}{F_{\lambda_0 P}(T_0)}. \quad (5)$$

В видимой части спектра, вблизи λ_0 , представим спектральную степень черноты в виде $\varepsilon_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda_0} + (\lambda - \lambda_0)[\partial\varepsilon_{\lambda}/\partial\lambda]_{\lambda=\lambda_0}$ и подставим в (5). Теперь получаем

$$\frac{T_0}{T_c} = 1 + \frac{k_B T_0}{hc/\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\varepsilon_{\lambda}} \frac{\partial\varepsilon_{\lambda}}{\partial\tau_R} \frac{\partial\tau_R}{\partial\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}. \quad (6)$$

В видимой области спектра зависимость радиальной оптической толщины τ_R от длины волны λ определяется сечением фотоионизации $6P$ - и $5D$ -состояний атома цезия. Известно [13], что сечения возрастают при приближении к порогу. Как следствие, в видимой области спектра $\partial\tau_R/\partial\lambda > 0$, и соотношение между T_c и T_0 определяется величиной $\delta\varepsilon_{\lambda}/\partial\tau_R$. Особенности зависимости ε_{λ} от τ_R рассматривались в работе [9], где было показано, что $\partial\varepsilon_{\lambda}/\partial\tau_R = 0$ при $\tau_R \approx 1$, $\partial\varepsilon_{\lambda}/\partial\tau_R > 0$ при $\tau_R < 1$ и $\delta\varepsilon_{\lambda}/\partial\tau_R < 0$ при $\tau_R > 1$. В результате для режимов горения ИПР, в которых плазма оптически прозрачна, $T_c < T_0$. По мере увеличения давления и соответственно увеличения оптической толщины τ_R цветовая температура излучения разряда возрастает и сравнивается с температурой электронов на оси T_0 при $\tau_R \approx 1$. В режимах горения ИПР с $\tau_R > 1$ температура излучения превышает температуру электронов: $T_c > T_0$.

Планковский характер излучения ИПР в цезии в видимой области спектра объясняет его высокое качество цветопередачи в широком диапазоне давлений (0.1–1.5 atm). Величина индекса цветопередачи Ra превышает во всех режимах значение 95. Так, в исследованных режимах: $T_c = 3600$ К, $Ra = 95$ при $p_{\max} = 83$ Torr и $T_0 = 6326$ К (рис. 1, *a*), $T_c = 4300$ К, $Ra = 98$ при $p_{\max} = 427$ Torr и $T_0 = 7400$ К (рис. 1, *b*) и $T_c = 5200$ К, $Ra = 98$ при $p_{\max} = 1087$ Torr и $T_0 = 6600$ К (рис. 1, *c*).

Таким образом, в данной работе на основе двухтемпературной многожидкостной модели выполнено моделирование ИПР в цезии в широком диапазоне давлений и рассчитан спектр выходящего из

столба плазмы излучения. Показано, что во всех рассмотренных режимах, включая случай оптически прозрачной плазмы, спектр видимого излучения разряда имеет планковский характер, что объясняет его высокое качество цветопередачи. Соотношение между цветовой температурой излучения T_c и температурой электронов T_0 на оси разряда определяется значением радиальной оптической толщины τ_R столба плазмы: $T_c \approx T_0$ при $\tau_R \approx 1$, $T_c < T_0$ при $\tau_R < 1$ и $T_c > T_0$ при $\tau_R > 1$. Полученные в работе результаты могут быть использованы при разработке и модернизации источников излучения на основе газового разряда высокого давления.

Список литературы

- [1] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 24. С. 40.
- [2] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 100.
- [3] Pichler G., Živčec V., Beuc R., Mrzljak Ž., Ban T., Skenderović H., Gunther K., Liu J. // Phys. Scr. 2003. V. 105. P. 98.
- [4] Baksht F.G., Lapshin V.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 205 201.
- [5] Бакшт Ф.Г., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 23. С. 17.
- [6] Rakić M., Pichler G. // Opt. Commun. 2011. V. 284. P. 2881.
- [7] Rakić M., Pichler G. // JQ SRT. 2015. V. 151. P. 169.
- [8] Гавриш С.В., Каплан В.Б., Марциновский А.М., Столяров И.И. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 14. С. 64.
- [9] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 19. С. 9.
- [10] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183.
- [11] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 2. С. 79.
- [12] Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. М.: Знак, 2006. 972 с.
- [13] Lahiri J., Manson S.T. // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. N 5. P. 3151.