

04

Расчет доли видимого излучения в спектре импульсно-периодического разряда в цезии

© 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: baksht@mail.ioffe.ru, lapshinvf@mail.ru

Поступило в Редакцию 3 января 2015 г.

Выполнен расчет спектра излучения импульсно-периодического разряда высокого давления в парах цезия на основе двухтемпературной многожидкостной модели. Показано, что видимое излучение разряда имеет непрерывный спектр в широком диапазоне параметров. Доля α_{vis} видимого излучения в выходящем спектре во всех исследованных режимах горения разряда составляет значительную величину и изменяется в диапазоне от 33 до 58%. Максимальное значение α_{vis} для разряда существенно превышает максимальное значение $\alpha_{vis}^B = 48\%$ для спектра излучения черного тела. Максимальные значения α_{vis} достигаются в режимах горения разряда, для которых давление в конце импульса достигает значений 400–800 Torr, а радиальная оптическая толщина плазменного столба в видимой части спектра имеет значения в диапазоне 0.4–0.8.

Оптические свойства плазмы импульсно-периодического разряда (ИПР) в парах цезия представляют интерес в связи с тем, что, с одной стороны, благодаря низкому потенциалу ионизации атома цезия (3.89 eV) такую плазму можно получать с наименьшими затратами энергии. А с другой стороны, в связи с тем, что излучаемые этой плазмой наиболее интенсивные рекомбинационные 6P- и 5D-континуумы лежат в видимой области спектра. Это открывает возможность использования ИПР в цезии в источниках света [1]. Такой разряд реализуется в керамической трубке из Al_2O_3 с внутренним радиусом $R \sim 2-3$ mm. При этом через цезиевую плазму, поддерживаемую током дежурного разряда $I_0 \sim 0.1-1.0$ A, периодически, с частотой $\nu \sim 1000$ Hz, пропускается импульс тока заданной формы амплитудой $I_{max} \sim 10-100$ A.

Продолжительность импульсов t_p составляет ~ 0.1 от периода тока. 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 [2–5].

При оценке возможности использования ИПР в цезии в качестве источника света большое значение имеет величина доли α_{vis} видимого излучения в спектре разряда. Отметим, что расчету спектров излучающих разрядов посвящено большое число работ (см., например, [6,7] и ссылки в них). Однако вопрос о зависимости доли α_{vis} видимого излучения с непрерывным спектром от параметров разряда ранее не рассматривался. В данной работе расчет α_{vis} выполнен в рамках двухтемпературной многожидкостной модели ИПР, развитой в [4]. Вычисления проводились в соответствии с соотношениями

$$\alpha_{vis} = \frac{F_{vis}(t)}{F(t)}, \quad F_{vis}(t) = \int_{380 \text{ nm}}^{760 \text{ nm}} F_{\lambda}(R, t) d\lambda, \quad F(t) = \int_{100 \text{ nm}}^{5000 \text{ nm}} F_{\lambda}(R, t) d\lambda, \quad (1)$$

где $F_{\lambda}(R, t)$ — спектральный поток энергии, выходящий с поверхности столба плазмы, F_{vis} — поток энергии видимого излучения, F — полный поток энергии излучения. При вычислении F интегрирование проводилось по всему спектру, излучение в котором вносит заметный вклад в полный поток радиационной энергии.

В работе рассматриваются режимы, в которых плазма ИПР в большей части объема находится в состоянии локального термодинамического равновесия [2]. В этих условиях оптические свойства плазмы полностью определяются значением ее коэффициента поглощения k'_{λ} . Коэффициент поглощения в работе рассчитывался как сумма коэффициентов поглощения, соответствующих процессам свободно-свободных ($f-f$), связанно-свободных ($b-f$) и связанно-связанных ($b-b$) переходов электрона

$$k'_{\lambda} = \left(k_{\lambda}^{(ff)} + k_{\lambda}^{(bf)} + k_{\lambda}^{(bb)} \right) [1 - \exp(-hc/\lambda k_B T_e)]. \quad (2)$$

Выражение в квадратных скобках в (2) учитывает процессы вынужденного испускания. Подробное описание расчета k'_{λ} в плазме ИПР в цезии приведено в [4]. Величина спектрального потока энергии $F_{\lambda}(R, t)$

находилась методом прямого интегрирования уравнения переноса излучения [8]:

$$F_\lambda(R, t) = \int_{(2\pi)} (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{e}_r) I_\lambda(R, \mathbf{\Omega}, t) d\mathbf{\Omega}$$

$$= 4 \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos\psi \int_0^{l_w} k'_\lambda I_{\lambda P} \exp\left(-\int_0^l k'_\lambda \frac{dl'}{\cos\psi}\right) dl. \quad (3)$$

Здесь вектор $\mathbf{\Omega}(\psi, \theta)$ задает направление луча в плазме, вдоль которого выполняется интегрирование, ψ и θ — полярный и азимутальный углы, $l_w = l_w(r, \theta) = r \cos\theta + (R^2 - r^2 \sin^2\theta)^{1/2}$, \mathbf{e}_r — единичный вектор вдоль нормали к поверхности столба плазмы, $I_\lambda(R, \mathbf{\Omega}, t)$ — спектральная интенсивность излучения с длиной волны λ в направлении $\mathbf{\Omega}$ на поверхности столба в момент времени t , $I_{\lambda P} = 2hc^2\lambda^{-5}[\exp(hc/\lambda k_B T_e) - 1]^{-1}$ — равновесная (планковская) спектральная интенсивность, c — скорость света в вакууме, h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана.

Для проведения расчетов и анализа результатов выражение (3) удобно преобразовать к виду

$$F_\lambda(R, t) = \varepsilon_\lambda F_{\lambda P}(T_0),$$

где $F_{\lambda P}(T_0) = \pi I_{\lambda P}(T_0)$ — планковский поток энергии,

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta \int_0^{\tau_p} d\tau [G_1(\tau) + G_1(2\tau_p - \tau)] f(\tau) \quad (4)$$

— спектральная степень черноты. Здесь $f(\tau) = I_{\lambda P}(\tau)/I_{\lambda P}(T_0)$, $\tau_p = \int_0^{l_p} k'_\lambda dl$, $l_p = l_w/2$ и $G_1(\tau) = \int_0^{\pi/2} d\psi \cos\psi \exp(-\frac{\tau}{\cos\psi})$. Как показано в [9], величина спектрального потока энергии $F_\lambda(R, t)$ определяется главным образом двумя параметрами: температурой T_0 плазмы на оси разряда и радиальной оптической толщиной столба дуги $\tau_R(\lambda) = \int_0^R k'_\lambda(r) dr$.

При этом зависимость F_λ от $\tau_R(\lambda)$ определяется множителем ε_λ , а зависимость от T_0 — планковским множителем $F_{\lambda P}(T_0)$.

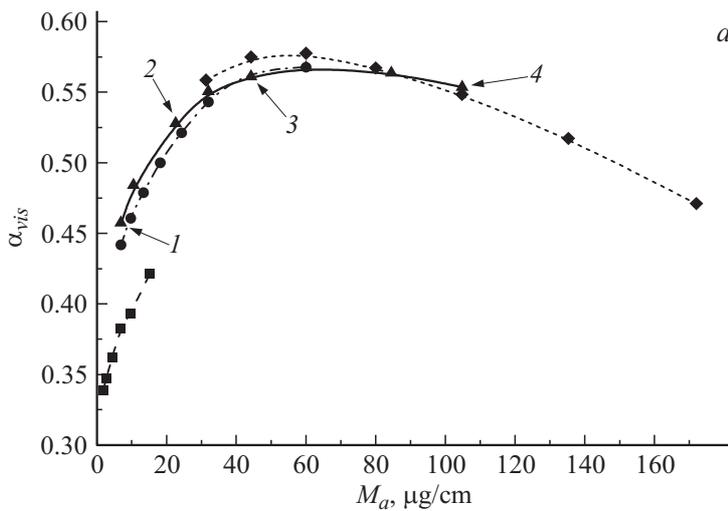


Рис. 1. Зависимость доли видимого излучения $\alpha_{vis} = F_{vis}/F$ в спектре ИПР в цезии в момент окончания импульса тока ($t = t_p$) от различных параметров: *a* — количества цезия M_a на единицу длины трубки, *b* — максимального значения давления в импульсе p_{max} , *c* — радиальной оптической толщины столба плазмы $\tau_R(\lambda)$ для $\lambda = 525$ nm. Геометрические символы определяют режимы горения ИПР: ■ — $I_{max} = 17$ A, $I_0 = 0.2$ A, $\nu = 900$ Hz, $t_p = 45$ μ s; ● — $I_{max} = 40$ A, $I_0 = 0.6$ A, $\nu = 1300$ Hz, $t_p = 35$ μ s; ▲ — $I_{max} = 70$ A, $I_0 = 0.4$ A, $\nu = 1100$ Hz, $t_p = 43$ μ s; ◆ — $I_{max} = 120$ A, $I_0 = 0.5$ A, $\nu = 900$ Hz, $t_p = 45$ μ s. Цифры около символов ▲ указывают на режимы, для которых приведены значения $\tau_R(\lambda)$ на рис. 2 и значения $F_\lambda(R, t_p)$ на рис. 3.

Для определения диапазона возможных значений α_{vis} было проведено численное моделирование ИПР в трубке радиусом $R = 2.5$ mm и толщиной стенок $\Delta R = 1$ mm в различных режимах горения. 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. Для каждого значения амплитуды I_{max} выполнялась серия расчетов с разным количеством цезия M_a на единицу длины трубки. Серии численных экспериментов были проведены для широкого диапазона значений амплитуд $I_{max} = 10$ –120 A. На рис. 1 при-

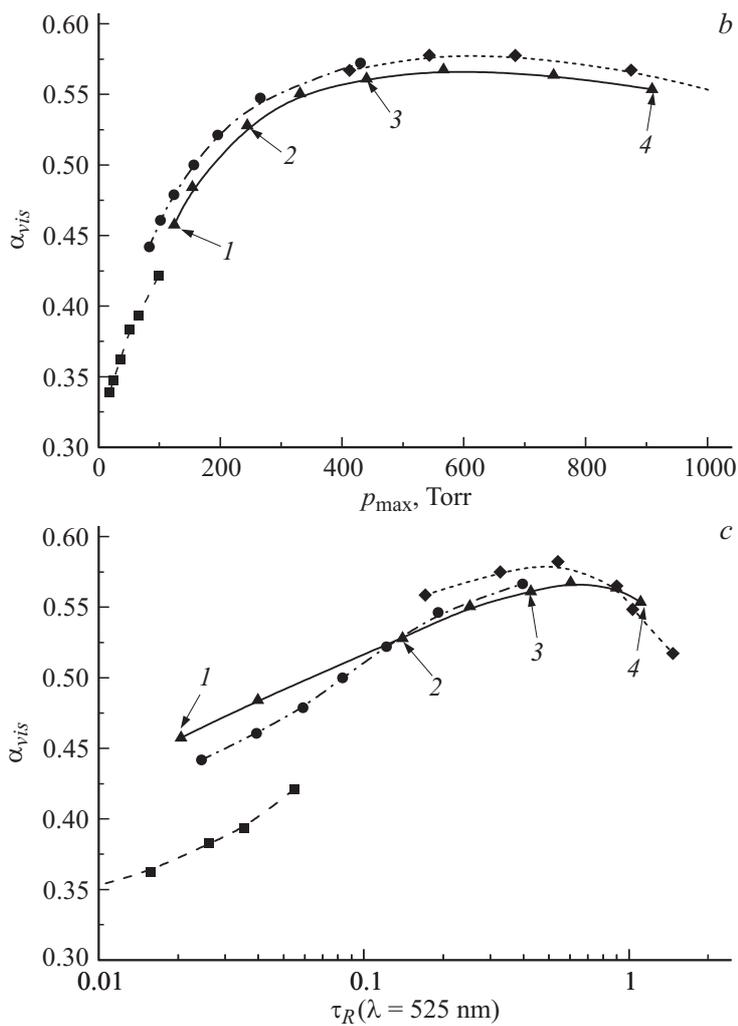


Рис. 1 (продолжение).

ведены результаты расчетов α_{vis} для 4 серий вычислений, соответствующих значениям I_{max} , равным 17, 40, 70 и 120 А. Значения α_{vis} вычислены

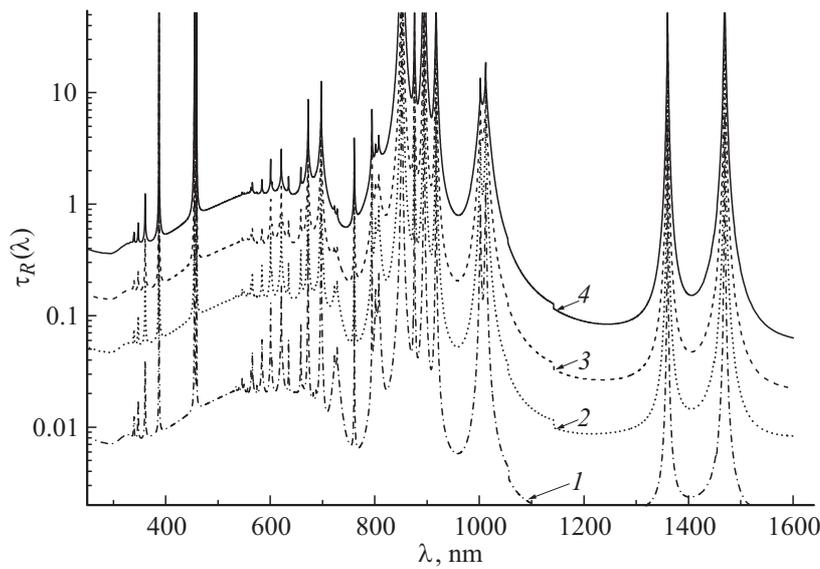


Рис. 2. Радиальная оптическая толщина $\tau_R(\lambda)$ плазмы ИПР в момент окончания импульса тока амплитудой 70 А для разного количества цезия в трубке M_a : 1 — 6.9, 2 — 22.6, 3 — 44.2, 4 — 105 $\mu\text{g}/\text{cm}$.

для момента времени $t = t_p$, соответствующего окончанию импульса тока, когда потоки излучения из плазмы максимальны. Для наглядности на рис. 1 приведены зависимости α_{vis} от M_a , максимального давления $p_{\max} = p(t_p)$ и значения параметра $\tau_R(\lambda)$ в момент $t = t_p$ для $\lambda = 525 \text{ nm}$, соответствующего середине 6Р-фоторекомбинационного континуума. Геометрические символы на кривых указывают режимы, при которых были проведены расчеты.

Как показывают расчеты (рис. 2,3), спектр видимого излучения является практически непрерывным во всех исследованных режимах горения разряда. При этом доля видимого излучения α_{vis} в спектре ИПР в цезии составляет значительную величину и изменяется в диапазоне от 33 до 58%. Для сравнения отметим, что значения α_{vis} для черного тела не превышают 48%. Таким образом, доля видимого излучения в спектре ИПР в цезии заметно больше, чем в спектре черного тела.

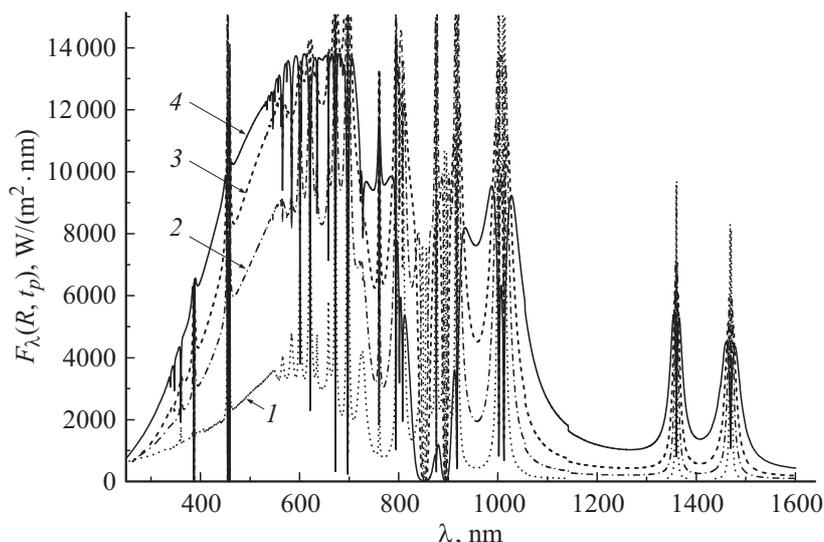


Рис. 3. Спектральный поток энергии $F_\lambda(R, t_p)$, выходящий с поверхности плазмы в момент окончания импульса тока амплитудой 70 А, для разного количества цезия в трубке M_a : 1 — 6,9, 2 — 22,6, 3 — 44,2, 4 — 105 $\mu\text{g}/\text{cm}$.

Как видно из рис. 1, *b*, величина $\alpha_{vis} = F_{vis}/F$ имеет пологий максимум в широком диапазоне значений давления $p_{\max} = 400\text{--}800$ Торг и слабо зависит от амплитуды тока в импульсе. Максимальные значения α_{vis} достигаются (рис. 1, *c*) в тех режимах горения ИПР, когда радиальная оптическая толщина столба $\tau_R(\lambda)$ в видимой части рекомбинационного континуума имеет значения $\tau_R(\lambda) \sim 0.4\text{--}0.8$.

Анализируя полученные результаты, отметим, прежде всего, что температура T_0 на оси разряда во всем исследованном диапазоне параметров разряда изменяется относительно мало: в режиме с $I_{\max} = 70$ А при увеличении давления p_{\max} от 125 до 909 Торг величина T_0 уменьшается от 7500 до 5600 К. В то же время радиальная оптическая плотность $\tau_R(\lambda)$, определяющая значения ε_λ , в видимой области спектра возрастает на 2 порядка (рис. 2). В результате величина потока видимого излучения F_{vis} определяется главным образом значением $\tau_R(\lambda)$. Отметим также, что видимое излучение ИПР в цезии формируется в основном за счет излучения в ярких 6P- и 5D-континуумах. Как видно из рис. 2,

при относительно малых давлениях (когда $p_{\max} < 200 \text{ Torr}$) в видимой области спектра $\tau_R(\lambda) \ll 1$. Поскольку при этом $\varepsilon_\lambda \sim \tau_R(\lambda)$, то F_{vis} быстро убывает с уменьшением давления (рис. 3). Полный поток излучения F включает в себя, кроме 6P- и 5D-континуумов, излучение в резонансных линиях $6P_{3/2}-6S_{1/2}$ (центр линии $\lambda_0 = 852.1 \text{ nm}$), $6P_{1/2}-6S_{1/2}$ ($\lambda_0 = 894.3 \text{ nm}$), а также ряд других интенсивных линий в инфракрасной части спектра. Как видно из рис. 2, радиальная оптическая толщина столба плазмы в центре этих линий $\tau_R(\lambda_0) \gg 1$. В этом случае излучение в линиях выходит из столба плазмы главным образом в крыльях, где $\tau_R(\lambda) \sim 1$. В результате выходящий из плазмы поток энергии для каждой изолированной линии $\sim \sqrt{\tau_R(\lambda_0)}$ и с уменьшением давления F убывает гораздо медленнее, чем F_{vis} . Это объясняет значительное уменьшение α_{vis} в области низких давлений (рис. 1, *b*).

После достижения давлений $p_{\max} > 800 \text{ Torr}$ значительное число линий вследствие их уширения перекрываются. В результате оптические толщины столба $\tau_R(\lambda)$ становятся ~ 0.5 и более в большей части спектра излучения ИПР (рис. 2). Доля видимого излучения α_{vis} при этом уменьшается и стремится к значениям, соответствующим значениям $\alpha_{vis}^B(T_0)$ для черного тела.

Таким образом, в работе на основе двухтемпературной многожидкостной модели выполнено моделирование ИПР в цезии в широком диапазоне параметров и рассчитан спектр выходящего из столба плазмы излучения. Показано, что во всех рассмотренных режимах спектр видимого излучения является практически непрерывным. При этом доля видимого излучения α_{vis} в выходящем спектре составляет от 33 до 58%. Показано, что величина α_{vis} достигает максимума в тех режимах горения разряда, при которых давление в конце импульса достигает значений $p_{\max} \sim 400-800 \text{ Torr}$, а радиальная оптическая толщина $\tau_R(\lambda)$ в видимой области спектра заключена в интервале от 0.4 до 0.8. 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. T105. P. 98.

-
- [4] *Baksht F.G., Lapshin V.F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 205 201.
- [5] *Бакуит Ф.Г., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 23. С. 17.
- [6] *Nordborg H., Iordanidis A.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 135 205
- [7] *Randrianandraina H.Z., Cressault Y., Gleizes A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 194 012.
- [8] *Бакуит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 183.
- [9] *Бакуит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 19. С. 9.