

01;04;07

Импульсно-периодический разряд в цезии как эффективный источник света

© Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: baksh@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 19 декабря 2001 г.)

Вычисляется спектр видимого излучения неоднородного столба цезиевой плазмы. Параметры плазмы соответствуют условиям маломощного импульсно-периодического разряда при давлениях 0.1–1.0 atm и температуре на оси $T = 5500$ К. Вычисления выполнены в приближении локального термодинамически равновесной плазмы. Показано, что в рассматриваемых условиях спектр видимого излучения цезиевой плазмы изменяется от дискретного до непрерывного при возрастании давления от 0.1 до 1.0 atm. Это объясняется в основном ростом интенсивности рекомбинационных $6P$ - и $5D$ -континуумов и существенным сдвигом порогов этих континуумов в длинноволновую область (на ~ 100 nm для $6P$ и на ~ 150 nm для $5D$) при возрастании концентрации плазмы до $\sim 4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. В этих условиях оптическая толщина столба плазмы приближается к единице и средние световые потоки, испускаемые единицей длины столба дуги, достигают 6500 lm/cm при радиусе столба $R = 2$ mm и скважности 0.1.

Введение

Быстрое развитие и удешевление производства электронной пуско-регулирующей аппаратуры открывает возможность создания эффективного экологически чистого источника света на основе импульсно-периодического разряда (ИПР) в парах щелочных металлов. Как показали выполненные ранее исследования [1–5], такой разряд имеет ряд существенных преимуществ перед стационарной дугой. Так, при относительно небольшой мощности $W \sim 10$ –60 W/cm, вкладываемой в разряд, удается создать плотную плазму с концентрацией электронов $n_e > 10^{17}$ см $^{-3}$ при температуре $T \sim 5000$ –6000 К. Это значительно увеличивает световые потоки из плазмы, повышает энергетический коэффициент полезного действия дуги как источника света и улучшает цветовые характеристики излучения. Кроме того, существенно снижаются требования, предъявляемые к буферному газу: его роль сводится в основном к обеспечению первоначального пробоя газаразрядного промежутка. Последнее позволяет отказаться от использования ртути в источнике света. Наконец, отметим, что до настоящего времени в источниках света используется главным образом линейчатое излучение паров металлов. В [6] было показано, что в спектре излучения цезиевой плазмы с ростом концентрации существенно увеличивается доля видимого излучения. Это происходит в основном за счет образования ярких $6P$ - и $5D$ -рекомбинационных континуумов и сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую область. В результате в ИПР оптическая толщина цезиевой плазмы в континууме может приближаться к единице при $T \sim 5000$ –6000 К, когда максимум интенсивности планковского излучения лежит в области наибольшей чувствительности глаза. Отметим, что в настоящее

время для получения сплошного спектра обычно используется плазма дуги в ксеноне, которая становится оптически плотной лишь при $T > 10^4$ К [7]. Выполненные в работе расчеты спектра излучения и светового потока с поверхности цезиевой дуги показывают, что ИПР в цезии может быть использован для создания эффективного источника света с рекомбинационным механизмом излучения. Предварительные результаты изложены в [8].

Локальное термодинамическое равновесие в излучающей цезиевой плазме

В настоящей работе спектр видимого излучения неоднородного столба Cs плазмы вычисляется в интервале давлений $p = 0.1$ –1.0 atm. Параметры плазмы и, в частности, радиальное распределение температуры $T(r)$ соответствуют условиям маломощного (~ 30 W/cm) ИПР [4,5]. В таком разряде периодический импульс тока определенной формы с частотой $\nu \sim 10^3$ Hz и амплитудой ~ 10 A пропускается через плазму слаботоочного (~ 0.1 A) дежурного разряда. На рис. 1 приведен используемый ниже профиль температуры $T(r) = T_1[1 - a(r/R)^2] + T_2 \exp\{-(r/bR)^4\}$ ($T_1 = 3500$ К, $T_2 = 2000$ К, $a = 9/14$, $b = 0.6$), достаточно хорошо аппроксимирующий результаты численных расчетов [4,5]. Расчет спектра излучения проводится для условий локально термодинамически равновесной (ЛТР) плазмы.

Оценим влияние на ЛТР выхода из плазмы излучения в ярких $6P$ - и $5D$ -рекомбинационных континуумах, а также в дискретном спектре, например в линиях, соответствующих $6S$ – $6P$ - и $5D$ – $4F$ -переходам в атоме Cs.

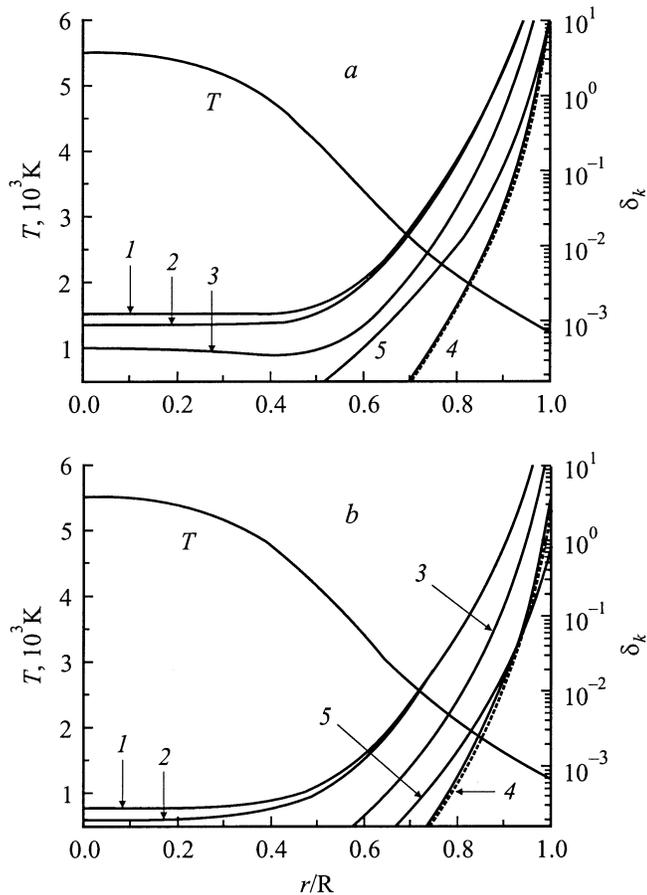


Рис. 1. Радиальное распределение температуры плазмы T и значения параметров δ_k (1 — δ_1 , 2 — δ_2 , 3 — δ_3 , 4 — δ_4 , 5 — δ_5) для разных давлений плазмы p , atm: a — 0.1, b — 1.0.

Наряду с этим учтем возможные нарушения ЛТР, связанные с радиальной неоднородностью плазмы. С этой целью введем параметры δ_k ($k = 1, 2, 3, 4, 5$)

$$\delta_k = n_e n_i \langle v_e \sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}} \rangle / \alpha_\gamma n_e^2 n_i; \quad k = 1, 2,$$

$$\delta_k = A_{\gamma\gamma'} \Theta_{\gamma\gamma'} / n_e \langle v_e \sigma_{\gamma\gamma'} \rangle; \quad k = 3, 4,$$

$$\delta_5 = (D_{ia} \tau_{\text{rec}})^{1/2} \left(\frac{n_i}{\partial n_i / \partial r} \right).$$

Здесь $n_e = n_i$ — концентрация плазмы, $\sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}}(v_e)$ — сечение радиационной рекомбинации, α_γ — коэффициент трехчастичной столкновительной рекомбинации в конечном состоянии γ в спектре Cs ($\gamma = 5D$ для $k = 1$ и $\gamma = 6P$ для $k = 2$). $A_{\gamma\gamma'}$ — соответствующий коэффициент Эйнштейна [9], $\Theta_{\gamma\gamma'}(r)$ — вероятность выхода фотона из плазмы, определенная в соответствии с [10, с. 81]; $\sigma_{\gamma\gamma'}$ — сечение девозбуждения электронным ударом ($\gamma = 4F$, $\gamma' = 5D$ для $k = 3$ и $\gamma = 6P$, $\gamma' = 6S$ для $k = 4$). Символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по максвелловскому распределению для электронов.

D_{ia} и τ_{rec} — коэффициент амбиполярной диффузии Cs^+ и времени трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. Значения $\sigma_{\gamma\gamma'}$, α_γ и $\sigma_{\text{rec}, \gamma}^{\text{ph}}$ вычислялись с помощью принципа детального равновесия с использованием теоретических значений соответственно сечений возбуждения и ионизации электронным ударом [11] и сечений фотоионизации [12]. При вычислении D_{ia} [13] использовались значения сечения резонансной перезарядки [14]. Результаты вычислений δ_k приведены на рис. 1. Для контроля расчетов при вычислении δ_4 были также использованы экспериментальные значения сечений возбуждения электронным ударом [15]. Результаты таких расчетов показаны пунктиром. Видно, что значения δ_4 , полученные с использованием теоретических и экспериментальных значений сечений, практически совпадают.

Состояние ЛТР реализуется в области, где $\delta_k \ll 1$. Как видно из рис. 1, роль процессов, приводящих к нарушению равновесия в плазме, невелика. Плазма находится в состоянии, близком к ЛТР в большей части объема газоразрядной трубки. Отклонения от ЛТР имеют место только в относительно холодной области плазмы вблизи стенок трубки, где $T \leq 2000$ К. Холодная плазма эффективно поглощает излучение только в окрестности резонансных линий цезия (852.1 и 894.6 nm). Видимое излучение проходит эту область плазмы практически без поглощения. Поэтому при расчете спектра видимого излучения отклонения от ЛТР не рассматривались и считалось, что условия ЛТР выполняются во всем объеме разрядной трубки. При этом снижение энергии ионизации атома рассчитывалось в дебаевском приближении, а статистическая сумма атома цезия вычислялась методом Планка–Ларкина [16].

Спектральный поток излучения из плазмы в видимой области

Спектральный поток излучения F_λ , испускаемый единицей площади поверхности столба плазмы в условиях ЛТР, может быть представлен в виде

$$F_\lambda = \int_{(2\pi)} I_\lambda(s, \Omega) (\Omega \mathbf{e}_r) d\Omega = F_{\lambda P}(T_w) \varepsilon_\lambda. \quad (1)$$

Здесь $I_\lambda(s, \Omega)$ — спектральная интенсивность излучения в точке s на поверхности столба плазмы; Ω и \mathbf{e}_r — орты, задающие направление светового луча и нормали к поверхности (рис. 2); T_w — температура стенок трубки;

¹ Величина δ_5 представляет собой отношение диффузионной длины рекомбинации ионов к характерному масштабу неоднородности плазмы. Как показано в [4], в течение основного времени импульса $(D_{ia} \tau_{\text{rec}})^{1/2} \sim V_i \tau_{\text{rec}}$, где V_i — гидродинамическая скорость ионов. Поэтому условие $\delta_5 \ll 1$ означает также малость конвективной длины рекомбинации ионов по сравнению с масштабом неоднородности.

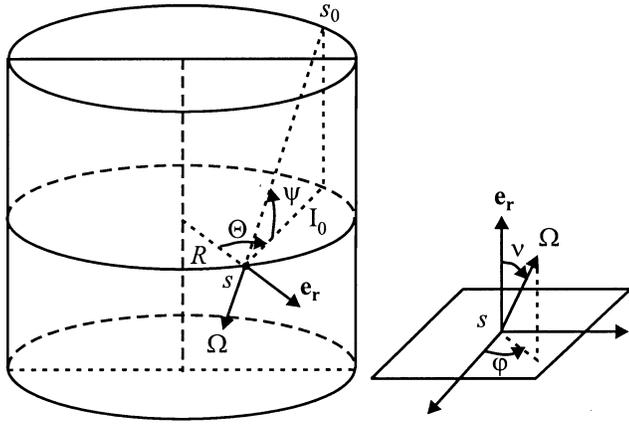


Рис. 2. Геометрия задачи. Ω и e_r — векторы единичной длины, задающие направления распространения излучения и нормали к поверхности соответственно.

$F_{\lambda P}(T) = \pi I_{\lambda P}(T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} / [\exp(hc/\lambda k_B T) - 1]$ — поток излучения с поверхности черного тела; λ — длина волны; $I_{\lambda P}(T)$ — планковская интенсивность излучения;

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \Theta d\Theta \int_0^{\pi/2} \cos \psi d\psi \int_0^{l_0} k'_\lambda(l) \frac{I_{\lambda P}(T(l))}{I_{\lambda P}(T_w)} \times \exp\left\{-\frac{1}{\cos \psi} \int_0^l k'_\lambda(l') dl'\right\} dl, \quad (2)$$

k'_λ — приведенный коэффициент поглощения (с учетом вынужденного испускания); $l_0 = 2R \cos \Theta$; l — расстояние от точки s , отсчитываемое вдоль проекции луча на плоскость, перпендикулярную к оси разряда ($0 \leq l \leq l_0$). В неоднородной плазме $0 < \varepsilon_\lambda < \infty$. Для однородной плазмы ε_λ — обычная спектральная испускательная способность столба

$$\varepsilon_\lambda^{(h)}(\tau_\lambda) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\Theta \cos \Theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos^2 \psi \times [1 - \exp(-\tau_\lambda \cos \Theta / \cos \psi)], \quad (3)$$

где $\tau_\lambda = 2Rk'_\lambda$.

В этом случае $\varepsilon_\lambda^{(h)}$ удовлетворяет обычному неравенству $0 \leq \varepsilon_\lambda^{(h)} \leq 1$. Для оптически плотной плазмы, когда $Rk'_\lambda(R) \gg 1$, интегрируя (2) по частям, можно получить для ε_λ разложение в ряд по параметру $\xi = [(hc/\lambda)/k_B T]/Rk'_\lambda(R)$

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \frac{2}{3} \frac{(dT/dr)|_{r=R}}{T_w/R} \xi + O(\xi^2), \quad \xi \ll 1. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) были использованы для тестирования вычислений ε_λ по формуле (2). Коэффициент поглощения k'_λ вычислялся аналогично [6] как

сумма коэффициентов поглощения, соответствующих свободно-свободным ($f-f$), связанно-свободным ($b-f$) и связанно-связанным ($b-b$) переходам,

$$k'_\lambda = \left(k_\lambda^{(ff)} + k_\lambda^{(bf)} + k_\lambda^{(bb)} \right) [1 - \exp(-hc/\lambda k_B T)]. \quad (5)$$

Коэффициент тормозного поглощения рассчитывался в приближении Крамерса [17]. Отметим здесь, что в рассматриваемых условиях вклад $f-f$ переходов в k'_λ мал. При вычислении $k_\lambda^{(bb)}$ в настоящем сообщении учитывались следующие переходы в дискретном спектре атома Cs: $6S_{1/2}-nP_{1/2}$; $6S_{1/2}-nP_{3/2}$ ($n = 7, 8$); $6P_{1/2}-nS_{1/2}$; $6P_{3/2}-nS_{1/2}$ ($n = 8-13$); $6P_{1/2}-nD_{3/2}$; $6P_{3/2}-nD_{5/2}$ ($n = 7-13$); $5D_{3/2}-nF_{5/2}$; $5D_{5/2}-nF_{7/2}$ ($n = 5-12$). Соответственно полагалось

$$k_\lambda^{(bb)} = \sum_{\gamma, \gamma'} n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma'}^{(ph)}(\lambda),$$

где

$$\sigma_{\gamma\gamma'}^{(ph)}(\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda_{\gamma\gamma'}^2 f_{\gamma\gamma'} \phi_{\gamma\gamma'}(\lambda) \quad (6)$$

— сечение фотопоглощения для $\gamma-\gamma'$ -перехода; $f_{\gamma\gamma'}$ — сила осциллятора [9].

Форма линии $\phi_{\gamma\gamma'}(\lambda)$ предполагалась лоренцевской и учитывалось только штарковское уширение электронами [18]. При вычислении $k_\lambda^{(bf)}$ рассматривалась фотоионизация (ФИ) уровней $7S$, $6P$, $7P$, $8P$, $5D$, $6D$, $7D$, $4F$, $5F$ и $5G$ в видимой области спектра. Величина $k_\lambda^{(bf)}$ определялась так же, как в [6]. Концентрация n_γ возбужденных атомов Cs и концентрация плазмы определялись по уравнению Саха-Больцмана.

Как уже отмечалось, важной особенностью спектра Cs является существование ярких $6P$ - и $5D$ -рекомбинационных континуумов в видимой области спектра (их пороги соответственно $\lambda_{th}(6P) = 504$ nm, $\lambda_{th}(5D) = 594$ nm). Обсудим использованные здесь некоторые детали вычисления k_λ вблизи порогов этих континуумов в области, где $\lambda > \lambda_{th}$. В плотной плазме уширение спектральных линий приводит к слиянию высших членов спектральных серий, сходящихся к порогу ФИ. В настоящей работе считалось, что соседние спектральные линии перекрываются, если сумма их полуширин на полувысоте w_n и w_{n+1} больше, чем расстояние между их центрами: $w_n + w_{n+1} > \lambda_n - \lambda_{n+1}$. В каждой спектральной серии $6P-nD$ и $5D-nF$ находились линии, для которых $w_{n-1} + w_n < \lambda_{n-1} - \lambda_n$, но $w_n + w_{n+1} > \lambda_n - \lambda_{n+1}$. Для области $\lambda_{th} \leq \lambda \leq \lambda_{n+1}$ спектр считался непрерывным и коэффициент поглощения для этой спектральной серии γ ($\gamma = 6P, 5D$) находился как $k_{\lambda, \gamma}^{(bb)} \equiv k_{cont}^{(\gamma)} = n_\gamma \sigma_\gamma^{(ph)}(E)$, где сечение фотоионизации $\sigma_\gamma^{(ph)}$ из состояния γ определялось через спектральную плотность сил осциллятора, как и в [6,12]. В области $\lambda \geq \lambda_n$ для спектральной

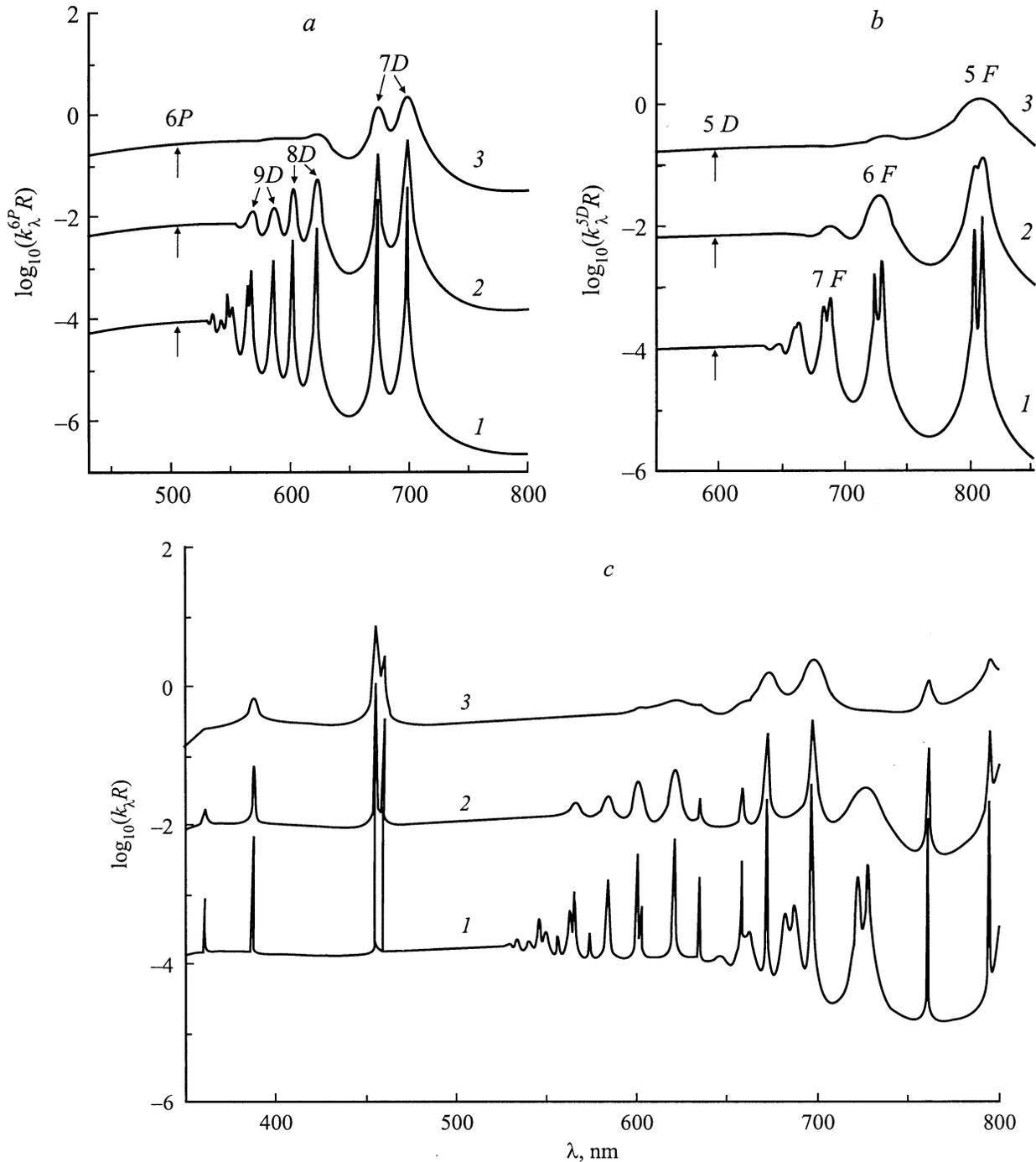


Рис. 3. Спектр поглощения цезиевой плазмы в состоянии термодинамического равновесия при температуре $T = 5500$ К и различных давлениях (p , atm: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 1.0). *a* — для спектральной серии $5D-nD$; *b* — для спектральной серии $6P-nD$; *c* — спектр поглощения. $R = 2$ мм.

серии γ -спектр рассматривался как дискретный и $k_{\lambda,\gamma}^{(bb)} \equiv k_{\text{disc}}^{(\gamma)} = \sum_{\gamma'} n_{\gamma} \sigma_{\gamma\gamma'}(\lambda)$. В промежуточной спектральной области $\lambda_{n+1} < \lambda < \lambda_n$ использовалась линейная интерполяция

$$k_{\lambda,\gamma}^{(bb)} = k_{\text{disc}}^{(\gamma)} (\lambda - \lambda_{n+1}) / (\lambda_n - \lambda_{n+1}) + k_{\text{cont}}^{(\gamma)} (\lambda_n - \lambda) / (\lambda_n - \lambda_{n+1}).$$

Результаты расчетов

На рис. 3 показаны результаты расчетов значения коэффициента поглощения цезиевой плазмы при температуре $T = 5500$ К для трех значений давления плазмы p (0.01, 0.1 и 1.0 atm). Соответствующие значения электронной концентрации составляют $n_e = 6.58 \cdot 10^{15}$,

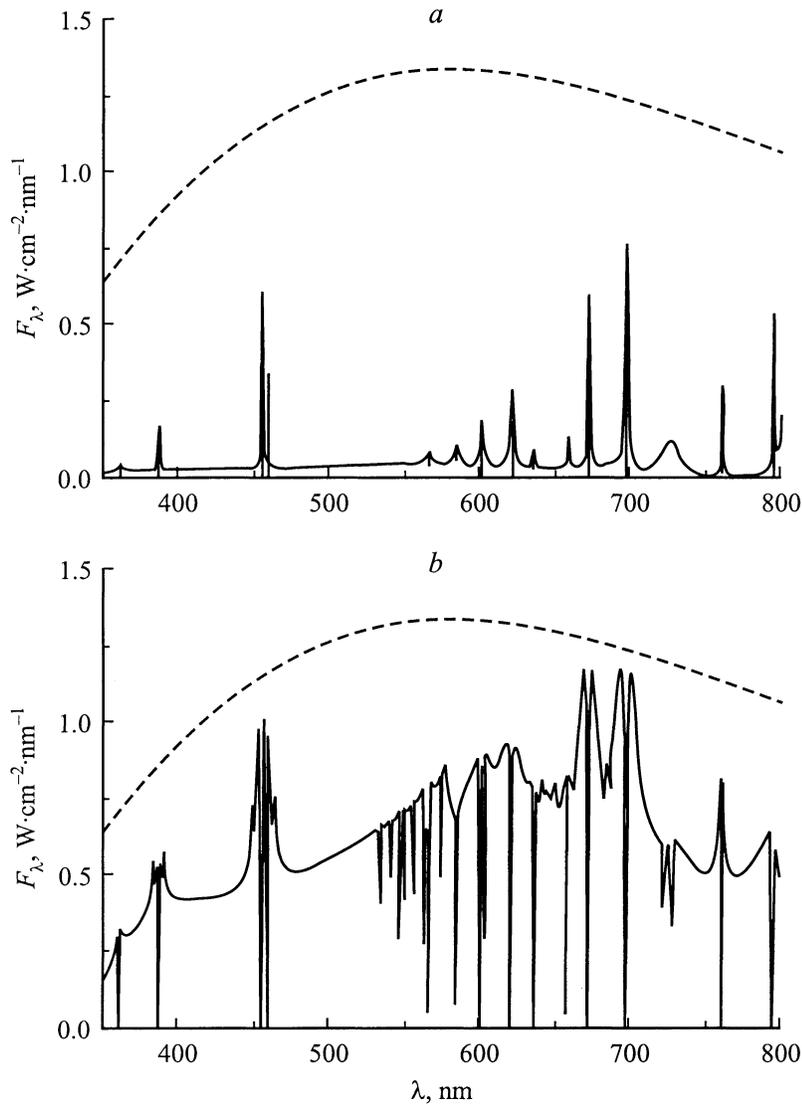


Рис. 4. Спектральная плотность радиального потока излучения в видимой области спектра для различных значений давления плазмы p , atm: a — 0.1, b — 1.0.

$5.89 \cdot 10^{16}$ и $3.67 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. На рис. 3, a и b приведены отдельно результаты расчетов коэффициента поглощения в спектральных сериях $6P-nD$ и $5D-nF$ вблизи порогов континуумов. Длины волн, соответствующие порогам $6P$ - и $5D$ -континуумов для изолированного атома цезия, равны 504 и 594 nm (на рис. 3, a и b они указаны стрелками). Хорошо видно, как с ростом давления происходит сдвиг континуумов в длинноволновую область. Это вызывается одновременным действием двух факторов: снижением энергии ионизации атома и слиянием (вследствие уширения) высших членов спектральной серии, сходящихся к порогу фотоионизации. В результате (рис. 3, c) при $p \sim 1.0$ atm практически вся видимая область спектра перекрывается этими континуумами. При этом оптическая толщина плазмы приближается к значению, равному единице в большей части спектра. На рис. 4 приведены результаты расчетов

спектрального потока E_λ (сплошная кривая), испускаемого единицей площади поверхности неоднородного столба плазмы при указанном выше профиле $T(r)$, и планковского потока $F_{\lambda P}(T_*)/3$ (штриховая кривая), испускаемого поверхностью черного тела с $T_* = 5000$ K. При $p = 0.1$ atm (рис. 4, a) оптическая толщина плазмы в континууме мала. Излучение плазмы носит объемный характер и имеет линейчатый вид. Поток излучения F_λ мал в сравнении с величиной планковского потока. При $p = 1.0$ atm (рис. 4, b) оптическая толщина плазмы приближается к единице и спектр излучения становится практически непрерывным. При этом поток излучения F_λ составляет заметную долю от планковского потока $F_{\lambda P}(T_*)$. Отметим здесь, что спектр излучения неоднородной плазмы дуги существенно сглажен по сравнению со спектром излучения однородного столба плазмы [6]. Это обусловлено интенсивным поглощением

линейчатого излучения во внешних более холодных областях плазмы дуги.

Важной характеристикой источников света является световой поток Φ , испускаемый единицей длины столба дуги $\Phi = 2\pi RK_{\max} \int F_{\lambda} V(\lambda) d\lambda$, где $V(\lambda)$ — спектральная световая эффективность излучения, $K_{\max} = 680 \text{ lm/W}$ — максимальное значение световой эффективности (достигается при $\lambda = 555 \text{ nm}$). Средние значения светового потока $\Phi^* = \nu t_p \Phi$, вычисленные с учетом характерной скважности импульсов тока в ИПР $\nu t_p = 0.1$ [4,5] (t_p — продолжительность импульса тока), для $R = 2 \text{ mm}$ составляют $\Phi^* = 0.48 \cdot 10^3 \text{ lm/cm}$ при $p = 0.1 \text{ atm}$ и $\Phi^* = 0.65 \cdot 10^4 \text{ lm/cm}$ при $p = 1 \text{ atm}$.

Заключение

Таким образом, в условиях, характерных для импульсно-периодического разряда, увеличение давления цезиевой плазмы до 1 atm приводит к качественным изменениям в спектре излучения дуги. В результате возрастания интенсивности ярких $6P$ - и $5D$ -континуумов и существенного сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую сторону (более чем на 100 nm) возникает практически непрерывный спектр излучения в видимой области. Оптическая толщина плазмы в этих условиях приближается к единице, что обеспечивает большие значения средних световых потоков Φ^* из столба дуги. При этом рассчитанные значения Φ^* существенно превышают световые потоки, полученные в источниках излучения со сплошным спектром при сравнимой потребляемой мощности $W \sim 30\text{--}50 \text{ W/cm}$ (например, в ксеноновых лампах высокого давления [19]). Это позволяет надеяться, что использование ИПР в цезии откроет возможность создания высокоэффективного источника света с рекомбинационным механизмом излучения.

Список литературы

- [1] Chalek C.L., Kinsinger R.E. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 2. P. 716–724.
- [2] Schafer R., Stormberg H.P. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 7. P. 2512–2518.
- [3] Gunther K., Kloss H.-G., Lehmann T. et al. // Contrib Plasma Phys., 1990. Vol. 30. N 6. P. 715–724.
- [4] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 170–177.
- [5] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 9. С. 22–24.
- [6] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 24. С. 40–45.
- [7] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [8] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. Материалы конференции по физике низкотемпературной плазмы. Т. 1. Петрозаводск, 2001. С. 122–126.
- [9] Stone P.M. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. N 4. P. 1151–1156.
- [10] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [11] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [12] Lahiri J., Manson S.T. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. N 5. P. 3151–3165.
- [13] Радциг А.А., Смирнов Б.М. // Подвижность и диффузия ионов в газах / Под ред. И. Мак-Даниеля, Э. Мэзона. С. 386–413. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [14] Sakabe S., Izawa Y. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 3. P. 2086.
- [15] Scott N.S., Bartschat K., Burke P.G. et al. // J. Phys. B. Atomic and Molecular Physics. 1984. Vol. 17. N 6. P. 191–195.
- [16] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 367 с.
- [17] Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз. 1963. 640 с.
- [18] Грим Г. Уширение линий в плазме. М.: Мир, 1978. 425 с.
- [19] Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. М.: Энергоатомиздат, 1995. 526 с.