

01;04;07

Особенности излучения плотной цезиевой плазмы в видимой области

© Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 28 июля 1997 г.

Рассчитывается спектр излучения, выходящего из столба цезиевой плазмы. Показывается, что такая плазма может служить источником света с большой долей видимого излучения и практически непрерывным спектром. Спектр в видимой области образован в основном яркими рекомбинационными $6P$ и $5D$ континуумами, пороги которых сдвинуты в длинноволновую область.

1. Актуальной проблемой современной светотехники является создание экологически чистых, безртутных источников света. Одно из направлений решения этой проблемы — использование импульсно-периодического режима горения дуги высокого давления [1]. В [2,3] на примере импульсно-периодического разряда в смеси паров Na с Xe показано, что в таком режиме, даже при сравнительно небольшой мощности, вкладываемой в разрядный столб ($P = 10-60$ W/cm), удается получить плазму с высокой температурой ($T \cong 6000-7000$ K) и высокой концентрацией заряженных частиц ($n_i \cong (2-5) \cdot 10^{17}$ cm⁻³). В этих условиях в плазме реализуется состояние локального термодинамического равновесия при еще сравнительно слабой неидеальности плазмы $\Gamma = (e^2/r_D)/(3/2kT) \leq 0.2$. Хотя термодинамические функции такой плазмы еще слабо отличаются от соответствующих функций идеальной плазмы, взаимодействие между частицами плазмы уже заметно влияет на спектр излучения в видимой области. В настоящем сообщении рассчитывается спектр излучения такой плазмы в случае, когда она образуется за счет ионизации паров Cs. Показывается, что в цезиевой плазме при повышении концентрации существенно увеличивается доля видимого излучения в основном за счет образования ярких $6P$ и $5D$ континуумов и сдвига порогов этих континуумов в длинноволновую область. Образующийся при этом спектр характеризуется существенно бóльшим индексом цветопередачи по сравнению с плазмой Na. Допол-

нительные преимущества цезия в качестве излучающего газа связаны с его низкой теплопроводностью и большим сечением резонансной перезарядки ионов Cs^+ . Это позволяет в значительной степени отказаться от использования буферного газа, в частности дорогостоящего ксенона.

2. В работе выполнен расчет спектральной плотности радиального потока излучения F_λ , испускаемого поверхностью однородного столба плазмы цезия. В условиях локального термического равновесия величина F_λ с учетом закона Кирхгофа может быть определена как

$$F_\lambda = F_{\lambda P}(T) \cdot \varepsilon(\tau_\lambda). \quad (1)$$

Здесь $F_{\lambda P}(T)$ — функция Планка, $\tau_\lambda = 2Rk_\lambda$ — оптическая толщина, R — радиус столба, k_λ — спектральный коэффициент поглощения,

$$\varepsilon(\tau_\lambda) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{\tau_\lambda \cos \theta} dx \int_0^{\pi/2} d\psi \cos \psi \exp(-x/\cos \psi) \quad (2)$$

— спектральная степень черноты ($0 \leq \varepsilon(\tau_\lambda) \leq 1$). Спектральный коэффициент поглощения k_λ рассчитывался как сумма коэффициентов поглощения, соответствующих свободно-свободным, связанно-свободным и связанно-связанным переходам:

$$k_\lambda = k_\lambda^{(ff)} + k_\lambda^{(bf)} + k_\lambda^{(bb)}. \quad (3)$$

Величина $k_\lambda^{(ff)}$ заимствована из [4]. При определении $k_\lambda^{(bb)}$ учитывались $6S \rightarrow nP$ ($n \geq 6$), $6P \rightarrow nD$ ($n \geq 6$), $6P \rightarrow nS$ ($n \geq 7$) и $5D \rightarrow nF$ ($n \geq 4$) переходы в атоме цезия с учетом тонкой структуры уровней. Для резонансной линии ($6S \rightarrow 6P$) учитывались два механизма уширения: атомами Cs при резонансной передаче возбуждения [5] и штарковское уширение [6]. Для всех остальных линий учитывалось только штарковское уширение. При определении $k_\lambda^{(bf)}$ учитывались процессы фотоионизации $6S, 7S, 6P, 7P, 8P, 5D, 6D, 7D, 4F, 5F, 5G$ состояний: $k_\lambda^{(bf)} = \sum_\gamma n_\gamma \sigma_\gamma^{(ph)}(\lambda)$. Тонкая структура уровней здесь не учитывалась. Сечение фотоионизации $\sigma_\gamma^{(ph)}(\lambda)$ определялось через рассчитанные в [7] значения спектральной плотности сил осциллятора

$$\sigma_\gamma^{(ph)}(E) = 4\pi^2 \alpha a_0^2 \frac{df}{d(E/Ry)}, \quad (4)$$

где Ry — постоянная Ридберга, a_0 — радиус Бора, $\alpha = 1/137$, E — энергия фотоэлектрона. Концентрация n_γ возбужденных атомов определялась по Саха–Больцману. При этом учитывалось снижение потенциала ионизации $\Delta E_i = e^2/r_D$ в дебаевском приближении, но пренебрегалось сравнительно малосущественным в рассматриваемых условиях снижением потенциала ионизации вследствие взаимодействия заряженных частиц с нейтральными атомами Cs (по этому поводу см., например, [8, с. 50]).

3. Отдельно остановимся на методике расчета k_λ вблизи порога фотоионизации. При рассмотрении спектра высоковозбужденных, примыкающих к континууму, связанных состояний γ' учтем, что в плотной плазме эти состояния реализуются с некоторой вероятностью $W_{\gamma'} < 1$, что является следствием воздействия на атомы плазменных микрополей (см., например, [9,10]). Соответственно $1 - W_{\gamma'}$ означает вероятность появления свободного состояния в непрерывном спектре вместо связанного. Поэтому коэффициенты поглощения для серии спектральных линий, сходящихся к порогу фотоионизации, имеют вид: $k^{(bb)} = W_{\gamma'} n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma'}$, $k^{(bf)} = (1 - W_{\gamma'}) n_\gamma \sigma_\gamma^{(ph)}$, где $\sigma_{\gamma\gamma'}$ — сечение фотопоглощения, соответствующее переходу $\gamma \rightarrow \gamma'$. В плотной плазме штарковское уширение линий приводит к слиянию высших членов спектральных серий, сходящихся к порогу фотоионизации. В настоящей работе приближенно полагалось, что линии сливаются, если сумма "электронных" полуширин соседних линий в спектральной серии превосходит расстояние между центрами линий. В случае слияния линий сечение $\sigma_{\gamma\gamma'}$ совпадает с сечением фотоионизации (4). Таким образом, в области слияния линий $k^{(bb)} + k^{(bf)} = n_\gamma \sigma_\gamma^{(ph)}$, т.е. в этой области суммарный коэффициент поглощения не зависит от вероятности $W_{\gamma'}$ реализаций состояний в дискретном спектре. Это обстоятельство существенно, так как вероятности $W_{\gamma'}$ вычисляются приближенно, с использованием модельных представлений.

4. Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1 и 2. На рис. 1 приведены зависимости от температуры T плазмы основных излучательных характеристик η_{vis} и ε_T однородного плазменного столба с радиусом $R = 2.5$ mm для двух значений полной концентрации цезия $n = n_i + n_a$:

$$\eta_{vis} = \frac{1}{F} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda \quad \text{и} \quad \varepsilon_T = \frac{F}{F_P}, \quad \text{где} \quad F = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} F_\lambda d\lambda, \quad F_P = \sigma_{S,B} T^4.$$

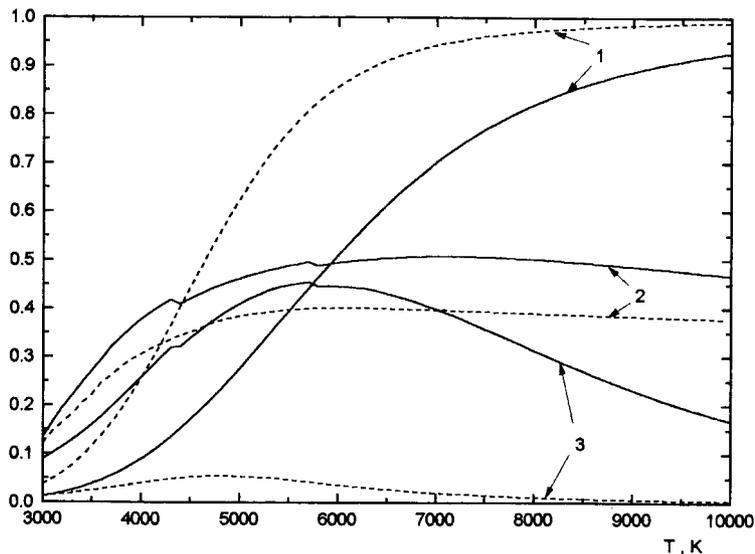


Рис. 1. Основные излучательные характеристики столба цезиевой плазмы с $R = 2.5 \text{ mm}$: 1 — β , 2 — η_{vis} , 3 — ε_T . Сплошные линии — $n = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, штриховые линии — $n = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Здесь η_{vis} — доля видимого излучения в полном потоке излучения, ε_T — интегральная степень черноты, $\sigma_{S.B}$ — постоянная Стефана–Больцмана, $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 750 \text{ nm}$, $\lambda_{min} = 250 \text{ nm}$, $\lambda_{max} = 1500 \text{ nm}$. Здесь же показана степень ионизации плазмы $\beta = n_i/n$. Видно, что оптимальные условия для получения хороших излучательных характеристик плазмы реализуются примерно в максимуме ε_T (здесь $\beta \cong 0.5$). При этом уже достаточно большое значение η_{vis} сочетается с оптимальным использованием полной излучательной способности плазмы при данной температуре. Соответствующие спектры излучения плазмы для двух значений n приведены на рис. 2. Из сравнения рис. 2, *a* и *b* видно, как с увеличением n спектр излучения плазмы трансформируется из линейчатого в непрерывный и приближается к излучению черного тела. Такая трансформация спектра в основном связана с появлением ярких рекомбинационных $6P$ и $5D$ континуумов, а также со сдвигом

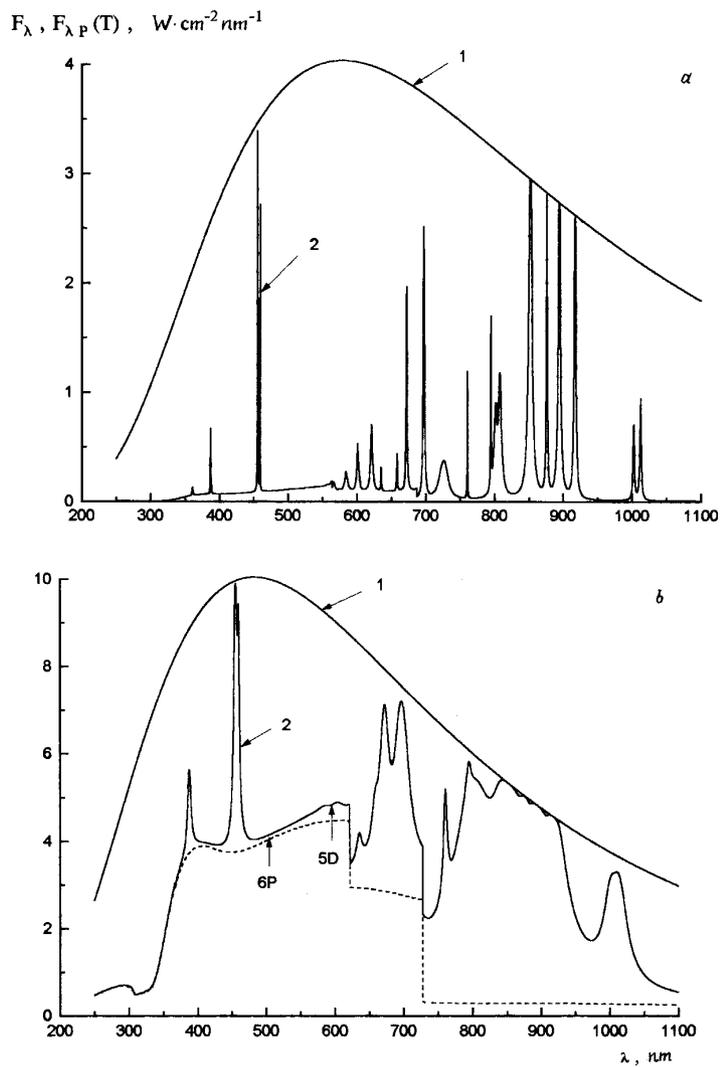


Рис. 2. Спектр излучения столба цезиевой плазмы с $R = 2.5$ мм: 1 — $F_{\lambda P}(T)$, 2 — F_λ ; а — $n = -8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 5000 \text{ К}$; б — $n = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 6000 \text{ К}$.

порогов этих континуумов в длинноволновую область. Для иллюстрации этого на рис. 2, *b* пунктиром указан спектр при учете поглощения только в непрерывном спектре и стрелками показаны пороги $6P$ и $5D$ континуумов для изолированного атома. Спектр, рассчитанный на рис. 2, *b*, соответствует $n_i \cong 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что при концентрациях $n_i \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ плазма становится существенно неидеальной. В плазменных микрополях начинают разрушаться глуболежащие уровни атома цезия и интенсивность рекомбинационных континуумов может уменьшиться (аналогичные явления в плотной плазме инертных газов наблюдались в [11]). Этот круг вопросов требует дополнительного исследования.

Таким образом, показано, что плазма цезия в определенном диапазоне концентраций и температур может служить источником света с большой долей видимого излучения и с высоким индексом цветопередачи.

Авторы благодарят В.Г. Иванова за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Айзенберг Ю.Б. // Светотехника. 1993. № 5–6. С. 1–17.
- [2] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 11. С. 170–177.
- [3] Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 8.
- [4] Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.
- [5] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [6] Грим Г. Уширение линий в плазме. М.: Мир, 1978. 425 с.
- [7] Lahiri J., Manson S.T. // Phys. Rev. A. 1986. V. 33. N 5. P. 3151–3165.
- [8] Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981. 282 с.
- [9] Sevastyanenko V. // Contrib. Plasma Phys. 1985. V 25. N 2. P. 151–197.
- [10] Дьячков Л.Г. // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. В. 6. С. 885–892.
- [11] Гаврилов В.Е. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. В. 6. С. 1028–1036.