

04;09

Исследование механизма влияния величины электрического поля на яркость оптического континуума, излучаемого положительным столбом разряда в смеси паров цезия с ксеноном

© М.С. Гитлин, А.Г. Спиваков

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: gitlin@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 3 августа 2006 г.

Изучена природа континуума, излучаемого в видимом диапазоне неконтрагированным положительным столбом разряда в смеси паров цезия с ксеноном при давлении газа 45 Торг и степени ионизации меньше чем $3 \cdot 10^{-6}$. Показано, что при таких условиях основной вклад в оптический континуум дает тормозное излучение при столкновении электронов с атомами ксенона. Экспериментально и теоретически исследована зависимость яркости континуума от напряженности электрического поля и концентрации электронов в положительном столбе. Показано, что рост яркости континуума в видимом диапазоне при возрастании напряженности электрического поля связан с увеличением числа горячих электронов в плазме.

PACS: 32.30.Jc, 52.25.Os, 52.70.Kz

При создании СВЧ антенн, источников и линий передачи СВЧ излучения, радиовидении объектов в оптически непрозрачных средах и т.д. возникает необходимость измерения пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения. В работе [1] был предложен метод визуализации пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения в реальном времени с помощью оптического континуума, излучаемого слоем плазмы положительного столба (ПС) разряда постоянного тока в смеси паров цезия с ксеноном (Cs–Xe разряд). Было экспериментально продемонстрировано, что данный метод визуализации обладает очень высокой чувствительностью и микросекундным временным разрешением [2]. Было также показано, что яркость континуума плавно возрастает с ростом интенсивности падающего СВЧ излучения

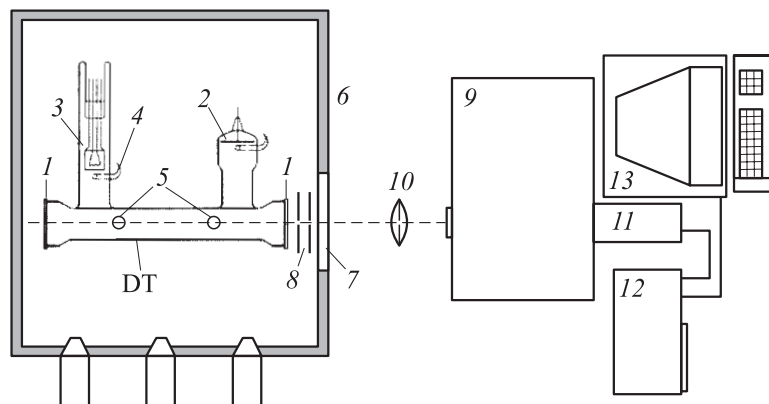


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ДТ — газоразрядная трубка; 1 — окна трубки; 2 — анод; 3 — катод; 4 — отростки с цезием; 5 — электрические зонды; 6 — термостат; 7 — окно термостата; 8 — диафрагмы; 9 — монохроматор; 10 — объектив; 11 — фотоумножитель; 12 — осциллограф; 13 — компьютер.

вплоть до порога СВЧ пробоя плазмы, причем увеличение яркости может достигать нескольких раз [2]. Однако до сих пор механизм изменения яркости оптического континуума, излучаемого ПС Cs–Xe разряда, под действием электрического поля не был выяснен.

Данная работа посвящена изучению природы континуума, излучаемого ПС Cs–Xe разряда в видимом диапазоне, и влияния на его яркость нагрева электронов под действием электрического поля. В ней были проведены экспериментальные исследования ПС Cs–Xe разряда с параметрами, близкими к параметрам плоского ПС Cs–Xe разряда, который используется в экспериментах по визуализации СВЧ излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В экспериментах использовалась отпаянная U-образная стеклянная цилиндрическая газоразрядная трубка ДТ. Диаметр центральной части трубки был равен 3.2 см. Длина области, которую занимал в ней ПС, равнялась 15 см. Для вывода оптического излучения плазмы вдоль оси трубки к ее торцам были приклеены кварцевые окна 1. Плоский анод 2 и накаливаемый катод 3 были помещены в боковые отростки трубки. У трубки также имелись тонкие отростки 4, в которых находились

капли цезия. В центральной части трубки перпендикулярно ее оси на расстоянии 10 см друг от друга были помещены цилиндрические электрические зонды 5. По напряжению между зондами измерялась напряженность продольного электрического поля в ПС — E . Газоразрядная трубка была наполнена ксеноном при давлении 45 Торг. Она помещалась в термостат 6 с кварцевым окном 7 и нагревалась для достижения необходимого давления паров цезия. Температура стенок трубки измерялась с помощью термопар. Для блокировки излучения неоднородного пристеночного слоя ПС в термостате были установлены диафрагмы 8 с отверстиями диаметром 0.5 см. Излучение ПС фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-4 9 объективом „Зенитар М“ 10. Из выходной щели монохроматора излучение попадало на вход фотоумножителя ФЭУ-84 11, сигнал с которого поступал на осциллограф Tektronix TDS 1012 12. С осциллографа спектрограммы передавались на компьютер 13, где проводилась их обработка. Относительная калибровка энергетической чувствительности системы регистрации спектра в диапазоне 350–700 нм была проведена с помощью светоизмерительной лампы СИРШ 6-40.

Спектральные и электрические характеристики положительного столба Cs–Xe разряда измерялись нами в диапазоне значений температуры трубки $t = 80–110^\circ\text{C}$ (парциальное давление паров цезия — $10^{-4}–10^{-3}$ Торг) и при значениях разрядного тока J от 0.4 до 1.2 А. При заданном J существует диапазон изменения t величиной примерно 10°C , в пределах которого положительный столб разряда не контрагирован и однородно заполняет все поперечное сечение газоразрядной трубки [2,3]. При понижении температуры трубки в пределах этого диапазона напряженность продольного электрического поля в ПС E монотонно возрастала от 0.9 до 1.6 В/см. На рис. 2 приведен участок спектра излучения не контрагированного ПС Cs–Xe разряда в видимом диапазоне, измеренный при $J = 0.8$ А (плотность тока $j = 0.1$ А/см²) и $t = 90^\circ\text{C}$ ($E = 1.2$ В/см). На спектрограмме хорошо виден континуум, а также линии излучения атомарного цезия.

В оптический континуум, излучаемый плазмой газового разряда в атомарных газах, заметный вклад может давать тормозное излучение при столкновении электронов с атомами ($e-a$ тормозной континуум (ТК)) [4–8] и ионами ($e-i$ ТК) [4,7–9], а также фоторекомбинационное излучение (рекомбинационный континуум (РК)) [4,7–11]. Спектральное распределение излучательной способности оптического континуума $\xi(\lambda)$ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) равно сумме излучательных способностей

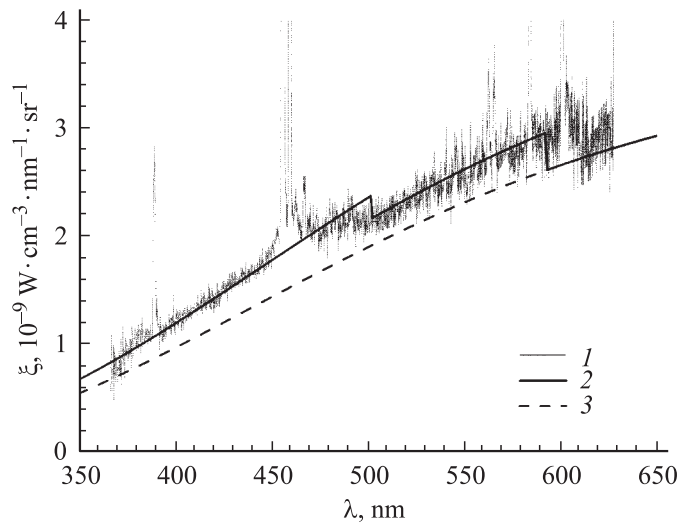


Рис. 2. Спектр излучения неконтрагированного ПС Cs–Xe разряда в видимом диапазоне, измеренный при $J = 0.8$ А и $t = 90^\circ$ С. Сплошной линией показана зависимость $\xi(\lambda)$, рассчитанная для максвелловской ФРЭЭ с температурой $T_e = 0.45$ eV; штриховой линией показана зависимость $\xi_{e-Xe}^{BC}(\lambda)$, рассчитанная для той же температуры электронов.

тормозных $\xi_{e-a}^{BC}(\lambda)$, $\xi_{e-i}^{BC}(\lambda)$ и рекомбинационного $\xi^{RC}(\lambda)$ континуумов [4,7,8]: $\xi(\lambda) = \xi_{e-a}^{BC}(\lambda) + \xi_{e-i}^{BC}(\lambda) + \xi^{RC}(\lambda)$. Так как в условиях наших экспериментов концентрация атомов ксенона в ПС Cs–Xe разряда на 5–6 порядков превосходит концентрацию атомов цезия, основной вклад в e – a ТК дает излучение при столкновении электронов с атомами ксенона (e –Xe ТК). Спектральное распределение излучательной способности e –Xe ТК описывается формулой [5]:

$$\xi_{e-Xe}^{BC}(\lambda) = C \frac{N_e N_{Xe}}{\lambda^2} \int_{\frac{hc}{\lambda}}^{\infty} \sqrt{\varepsilon - \frac{hc}{\lambda}} \left\{ \varepsilon \sigma_t \left(\varepsilon - \frac{hc}{\lambda} \right) + \left(\varepsilon - \frac{hc}{\lambda} \right) \sigma_t(\varepsilon) \right\} f_0(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где N_e — концентрация электронов, N_{Xe} — концентрация атомов Xe, λ — длина волны света, ε — энергия электронов, h — постоянная Планка, c — скорость света, $\sigma_t(\varepsilon)$ — транспортное сечение столкновений электронов с атомами Xe, $f_0(\varepsilon)$ — функция распределения электронов

по энергии (ФРЭЭ), нормированная на 1, $C \approx 0.28 \text{ kg}^{-1/2} \cdot \text{m} \cdot \text{sr}^{-1}$. Основными ионами в плазме ПС Cs–Xe разряда являются атомарные ионы цезия [10,12], поэтому основной вклад в электронно-ионный континуум дает излучение при столкновении электронов с ионами Cs^+ . В видимом диапазоне, где расположены 6P и 5D-РК цезия [10,11], спектральное распределение излучательной способности РК цезия равно [10]:

$$\xi^{RC}(\lambda) = \xi_{6P}^{RC}(\lambda) + \xi_{5D}^{RC}(\lambda),$$

здесь при $\lambda < \lambda_n$

$$\xi_n^{RC}(\lambda) = A\lambda^{-3} \sqrt{\varepsilon} \sigma_n(\varepsilon) N_+ N_e f_0(\varepsilon),$$

где n обозначает 6P или 5D, $\sigma_n(\varepsilon)$ — сечение фоторекомбинации на n -й уровень, N_+ — концентрация ионов Cs^+ , $\varepsilon = hc(1/\lambda - 1/\lambda_n)$ — энергия электронов, λ_n — граничная длина волны света при фоторекомбинации на n -й уровень, $A \approx 1.5 \cdot 10^{-20} \text{ kg}^{3/2} \cdot \text{m}^6 \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{sr}^{-1}$, при $\lambda > \lambda_n$ $\xi_n^{RC}(\lambda) = 0$. При электронной температуре T_e меньше 0.6 eV, которая характерна для плазмы ПС разряда Cs–Xe разряда в наших экспериментальных условиях, яркость РК и e - a ТК в видимой области спектра значительно превосходит яркость e - i ТК [4,9], поэтому вкладом e - i ТК можно пренебречь. На рис. 2 толстой линией показана зависимость $\xi(\lambda)$, рассчитанная для максвелловской ФРЭЭ с температурой $T_e = 0.45 \text{ eV}$ при $N_e = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. В расчетах нами использовалось сечение $\sigma_i(\varepsilon)$, приведенное в [13], сечения фоторекомбинации на уровни 6P и 5D Cs были взяты из работы [11]. В первом приближении концентрация заряженных частиц в плазме бралась равной $3 \cdot 10^{13} j \text{ cm}^{-3}$, где j — плотность тока в A/cm^2 , затем эта величина уточнялась по результатам определения концентрации электронов в ПС (см. рис. 3, а). На рис. 2 видно, что имеется хорошее совпадение измеренного относительного спектрального распределения излучательной способности оптического континуума и результатов расчета. На рис. 2 штриховой линией показана зависимость $\xi_{e-\text{Xe}}^{BC}(\lambda)$, рассчитанная для той же температуры электронов T_e . Как видно на этом рисунке, во всем видимом диапазоне яркость e -Xe ТК в несколько раз превосходит яркость РК цезия. В работах [4,5,14] показано, что по спектральному распределению излучательной способности континуума возможно измерение температуры электронов в ПС. Такие измерения

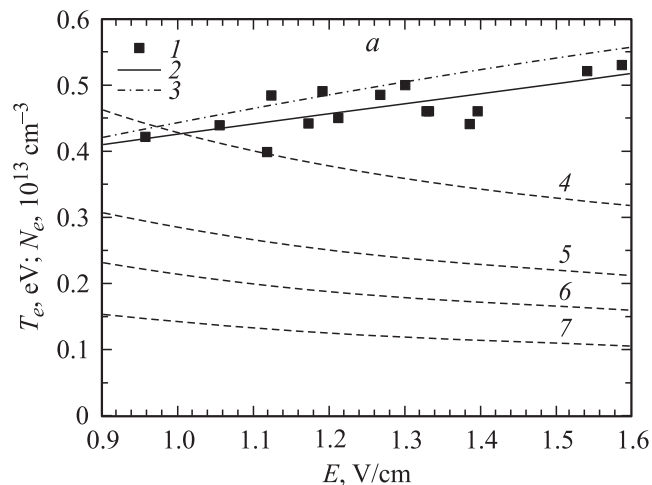


Рис. 3. Зависимости температуры и концентрации электронов, яркости оптического континуума от напряженности продольного электрического поля в ПС. *a* — зависимости T_e и N_e от E : 1 — экспериментальная зависимость T_e от E ; 2 — линейная аппроксимация экспериментальной зависимости $T_e(E)$; 3 — зависимость $T_e(E)$, рассчитанная с помощью уравнения баланса энергии электронов; 4 — $N_e(E)$ при $J = 1.2 \text{ A/cm}^2$; 5 — $N_e(E)$ при $J = 0.8 \text{ A/cm}^2$; 6 — $N_e(E)$ при $J = 0.6 \text{ A/cm}^2$; 7 — $N_e(E)$ при $J = 0.4 \text{ A/cm}^2$. *b* — экспериментальные и теоретические зависимости излучательной способности ОК от напряженности продольного электрического поля в ПС при $J = 0.8 \text{ A/cm}^2$: 1, 2 — $\lambda = 621 \text{ nm}$; 3, 4 — $\lambda = 541 \text{ nm}$; 5, 6 — $\lambda = 490 \text{ nm}$; 7, 8 — $\lambda = 389 \text{ nm}$ (1, 3, 5, 7 — эксперимент; 2, 4, 6, 8 — расчет). *c* — зависимости $\xi(\lambda = 490 \text{ nm})/N_e$ от E ; 1, 2 — $J = 1.2 \text{ A/cm}^2$; 3, 4 — $J = 0.8 \text{ A/cm}^2$; 5, 6 — $J = 0.6 \text{ A/cm}^2$; 7, 8 — $J = 0.4 \text{ A/cm}^2$ (1, 3, 5, 7 — эксперимент; 2, 4, 6, 8 — расчет).

были проведены нами при различной величине J и E . На рис. 3, *a* показан график зависимости T_e от E , измеренный при $J = 0.8$ и 1.2 A/cm^2 . Сплошная линия на рис. 3, *a* показывает результат линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $T_e(E)$. Зависимость $T_e(E)$ также рассчитывалась с помощью уравнения баланса энергии электронов, в котором основным каналом потерь энергии электронов считались упругие потери при столкновениях с атомами ксенона. Результаты этого расчета показаны на рис. 3, *a* штрихпунктирной линией. Концентрация

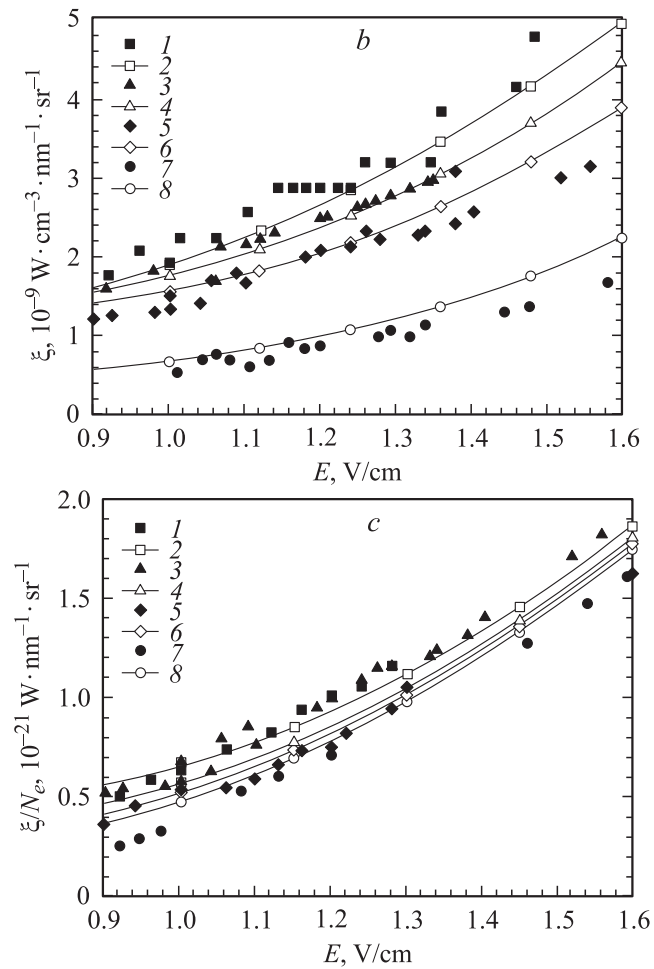


Рис. 3 (продолжение).

электронов в ПС разряда определялась по плотности разрядного тока j с использованием результатов измерений E и T_e [2,3]: $N_e = j/e\mu(T_e)E$, где $\mu(T_e)$ — подвижность электронов. На рис. 3, а штриховыми линиями показаны графики зависимости $N_e(E)$ при J , равном 0.4, 0.6, 0.8 и 1.2 А.

Нами были проведены измерения зависимости относительной величины излучательной способности континуума, излучаемого ПС на длинах волн 389, 490, 541, 621 nm, от E при $J = 0.8$ А. Результаты этих измерений приведены на рис. 3, *b*. На этом рисунке для тех же длин волн приведены результаты расчета зависимости $\xi(\lambda)$ от E . Эти расчеты были проведены с использованием зависимостей $T_e(E)$ и $N_e(E)$, приведенных на рис. 3, *a*. Как видно на рис. 3, *b*, имеется хорошее согласие расчета и эксперимента. Полученные результаты показывают (см. рис. 3, *a* и *b*), что при увеличении E , несмотря на уменьшение N_e , наблюдается значительный рост яркости оптического континуума. Этот рост связан с возрастанием яркости e -Хе ТК в результате увеличения электронной температуры, точнее числа электронов на хвосте ФРЭЭ с $\varepsilon > hc/\lambda$. Нами было проведено также исследование зависимости яркости континуума на длине волны 490 nm от величины E при различной концентрации электронов. На рис. 3, *c* показаны зависимости $\xi(\lambda = 490 \text{ nm})/N_e$ от E , измеренные при $J = 0.4, 0.6, 0.8, 1.2$ А. На этом рисунке также показаны результаты расчетов зависимости $\xi(\lambda = 490 \text{ nm})/N_e$ от E , которые были проведены для тех же значений разрядного тока. Как видно из рис. 3, *c*, имеется хорошее согласие результатов расчета и эксперимента. Эти расчеты и измерения показали, что при значениях $E > 1.2$ V/cm зависимость величины $\xi(\lambda)/N_e$ от концентрации электронов достаточно слабая и связана она с вкладом РК цезия.

Таким образом, проведенные исследования показали, что основной вклад в континуум, излучаемый в видимом диапазоне однородным ПС Cs–Хе разряда, дает e -Хе тормозной континуум. Рост яркости оптического континуума при увеличении напряженности электрического поля в плазме связан с возрастанием яркости e -Хе ТК в результате увеличения числа горячих электронов в плазме. Причиной увеличения яркости оптического континуума при воздействии СВЧ излучения на ПС Cs–Хе разряда, очевидно, также является возрастание яркости e -Хе ТК в результате дополнительного нагрева электронов СВЧ излучением.

Работа была частично поддержана РФФИ, грант № 04-02-17132.

Список литературы

- [1] Гитлин М.С., Зеленогорский В.В., Перминов А.О. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 1–7.
- [2] Абубакиров И.Э., Гитлин М.С., Зеленогорский В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. В. 8–9. С. 805–812.
- [3] Bogatov N.A., Gitlin M.S., Dikan D.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. N 15. P. 2819–2822.
- [4] Батенин В.М., Чиннов В.Ф. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 56–63.
- [5] Голубовский Ю.Б., Каган Ю.М., Комарова Л.Л. // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. В. 6. С. 1185–1188.
- [6] Rutscher A., Pfau S. // Physica C. 1976. V. 81. P. 395–402.
- [7] De Regt J.M., van Dijk J., van der Mullen J.A.M., Schram D.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 40–46.
- [8] Burt K.T.A.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2004. V. 13. P. 387–394.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [10] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [11] Гриднева С.М., Касабов Г.А. // ТВТ. 1967. Т. 5. В. 2. С. 373–374.
- [12] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [13] Pack J.L., Voshall R.E., Phelps A.V., Kline L.E. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. N 11. P. 5363–5371.
- [14] Park J., Henins I., Herrmann H.W., Selwyn G.S. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. N 8. P. 3141–3144.