

04

Динамика развития сильноточного импульсно-периодического цезиевого разряда

© С.В. Гавриш, В.Б. Каплан, А.М. Марциновский, И.И. Столяров

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

E-mail: vb_kaplan@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 января 2015 г.

Исследован ряд особенностей развития сильноточного импульсно-периодического разряда в парах цезия. Полученные результаты показывают, что при давлениях $P_{Cs} > \sim 100$ Торг отрыв электронной температуры практически не сказывается на развитии разряда, а при $P_{Cs} \sim 250$ Торг в разряде происходят существенные изменения, требующие дальнейших детальных исследований.

Сильноточный импульсно-периодический разряд (ИПР) высокого давления в парах цезия широко исследуется как эффективный источник света в видимой области с непрерывным спектром в перспективе разработки на его основе энергоэффективных безртутных осветительных ламп [1–6]. Первоначально теоретическая модель такого разряда, включающая рассмотрение формирования положительного столба с плотной плазмой при подаче импульса напряжения на слаботочный „дежурный“ разряд и ее распад после окончания импульса, создавалась на основе приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР). Это было вполне обоснованно, принимая во внимание высокие давления цезия (порядка атмосферы) и большие концентрации плазмы в развитом разряде ($10^{17}–10^{18}$ см⁻³). Расчеты, выполненные по этой модели, позволили установить основные особенности ИПР и рассчитать оптимальные режимы, в которых можно получить высокую светоотдачу [3–6]. Экспериментальные исследования подтвердили правильность основных положений теории [7–10]. В последнее время сделаны шаги по уточнению модели за счет использования двухтемпературного приближения, и расчеты показали, что на начальном этапе формирования плазмы отрыв электронной температуры заметно меняет кинетику протекаю-

ших процессов [11–13]. В связи с этим большой интерес представляла попытка выявить эффект отрыва электронной температуры в эксперименте.

Наиболее наглядно отрыв электронной температуры должен проявляться при переходных процессах, когда подводимая к разряду энергия резко меняется. Электрическое поле разогревает свободные электроны, а они, в свою очередь, передают энергию связанным электронам атомов, т.е. расходуют ее на возбуждение, ионизацию и генерацию излучения, а также разогревают атомы. В результате в режимах с отрывом температуры электронов и неравновесной ионизацией рост светимости плазмы, которая для развитого цезиевого ИПР практически целиком определяется излучением $6P$ - и $5D$ -рекомбинационных континуумов, т.е. концентрацией плазмы, должен быть заметно задержан относительно роста электронной температуры. В режимах же с ЛТР задержка должна быть минимальной. Так, для цезиевой плазмы уже при концентрации $n_e \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (или при $P_{\text{Cs}} \sim 100 \text{ Torr}$) характерное время выравнивания температуры электронов и тяжелых частиц

$$\tau_{ei} - \frac{1}{2} \left(\frac{M_{\text{Cs}}}{2m_e} \right) \langle v_{ei} \rangle^{-1} \leq \sim 1 \mu\text{s}$$

(см., например, [14]); здесь $\langle v_{ei} \rangle$ — средняя частота столкновений электронов с ионами, а $\frac{M_{\text{Cs}}}{2m_e}$ — отношение масс иона и электрона. Соответственно основная задача работы заключалась в том, чтобы установить, наблюдается ли задержка роста светимости, и если наблюдается, то как зависит от давления паров цезия.

Экспериментальные исследования ИПР проводились на сапфировой разрядной трубке („горелке“) с внутренним диаметром 5 mm и межэлектродным расстоянием 55 mm (давление „зажигающего газа“ — ксенона — составляло $\sim 20 \text{ Torr}$). На горелку подавался импульс напряжения с максимальной амплитудой $\sim 3 \text{ kV}$ с генератора тока, обеспечивавшего линейное нарастание тока со временем до максимального значения в несколько десятков ампер в течение 20–50 μs (рис. 1, *a*), после чего импульс кончался и ток быстро обрывался до нуля. При этом начальное высокое напряжение на разряде быстро падало после его поджига и сравнительно слабо менялось в основной части импульса. Соответственно вкладываемая в разряд мощность также почти линейно возрастала со временем и резко обрывалась.

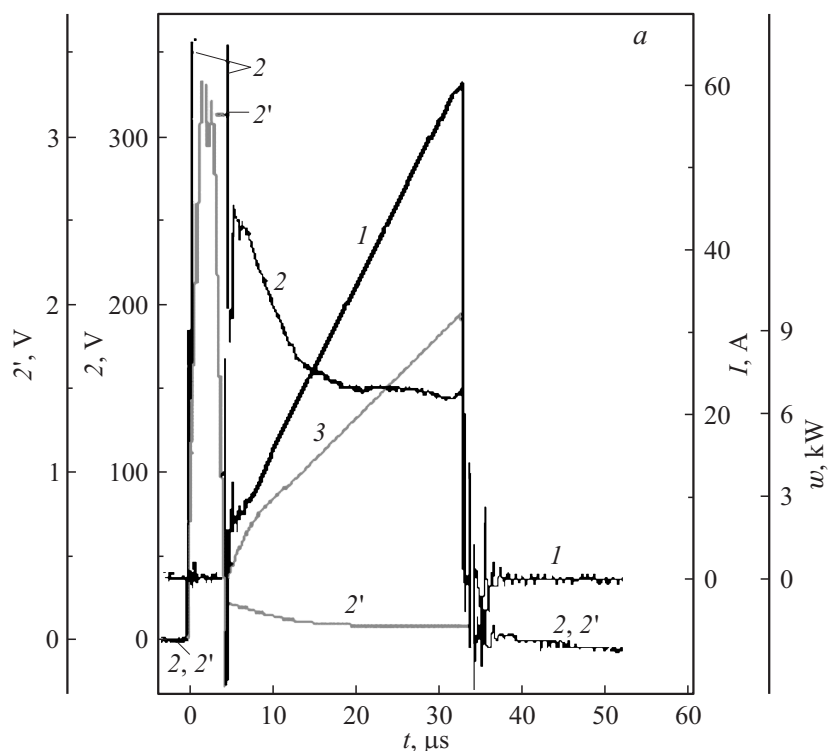


Рис. 1. Зависимость от времени электрических параметров разряда (*a*) и его светимости (*b*). *I* — ток I , *2*, *2'* — напряжение (в двух масштабах), *3* — мощность, вносимая в плазму, *4* — интегральный световой поток P (свертка спектра с кривой спектральной чувствительности глаза). Давление цезия $P_{\text{Cs}} = 20$ Торр, частота следования импульсов $f = 645$ Нз.

Поэтому можно было ожидать, что для режимов с отрывом электронной температуры максимум светимости будет существенно сдвинут по отношению к максимуму тока. И это действительно оказалось так, что хорошо видно из рис. 1, *b*, где приведены эпюры разрядного тока и светимости для относительно низкого давления цезия ($P_{\text{Cs}} \sim 20$ Торр), для которого такой отрыв, можно было с большой вероятностью предполагать [15]. Сдвиг максимумов Δt получается весьма ощутимым — порядка нескольких микросекунд. Более то-

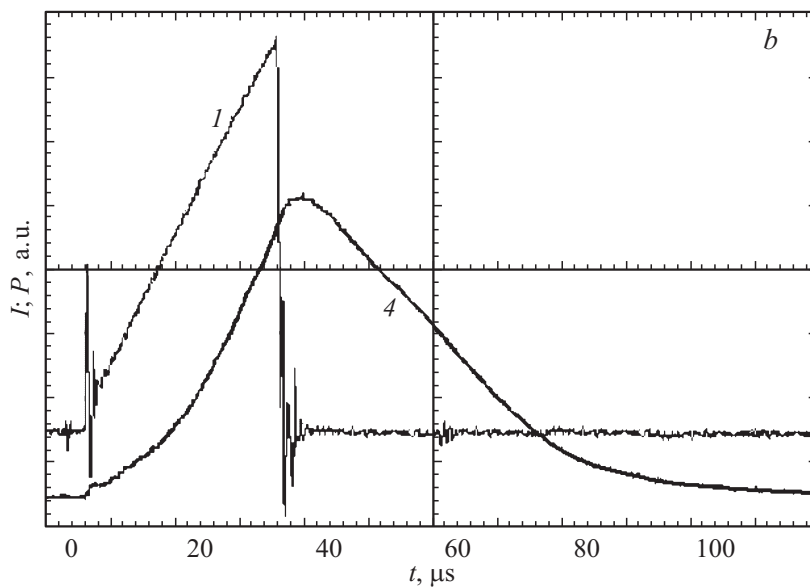


Рис. 1 (продолжение).

го, как видно из рис. 1, *b*, в таких условиях световая энергия E_a , излучаемая в послесвечении разряда, существенно больше световой энергии E_p , излучаемой во время протекания импульса тока, так что отношение E_a/E_p может достигать нескольких единиц. Такой большой вынос света в послесвечении указывает не только на существенную аккумуляцию энергии в электронной системе, но и на то, что после прекращения энерговыклада в плазме какое-то время продолжают протекать процессы, протекающие при ее формировании (в частности, расширение по радиусу столба „горячей“ плазмы за счет переноса излучения [11]).

Естественно, что наиболее интересно было проследить, как меняется сдвиг максимумов и отношение световых потоков в послесвечении и импульсе от давления при неизменном импульсе тока. Это оказалось возможным сделать за счет изменения частоты следования импульсов — с ростом частоты суммарный вклад энергии в разряд растет, как и температура горелки и ее „холодной точки“, определяющей давление

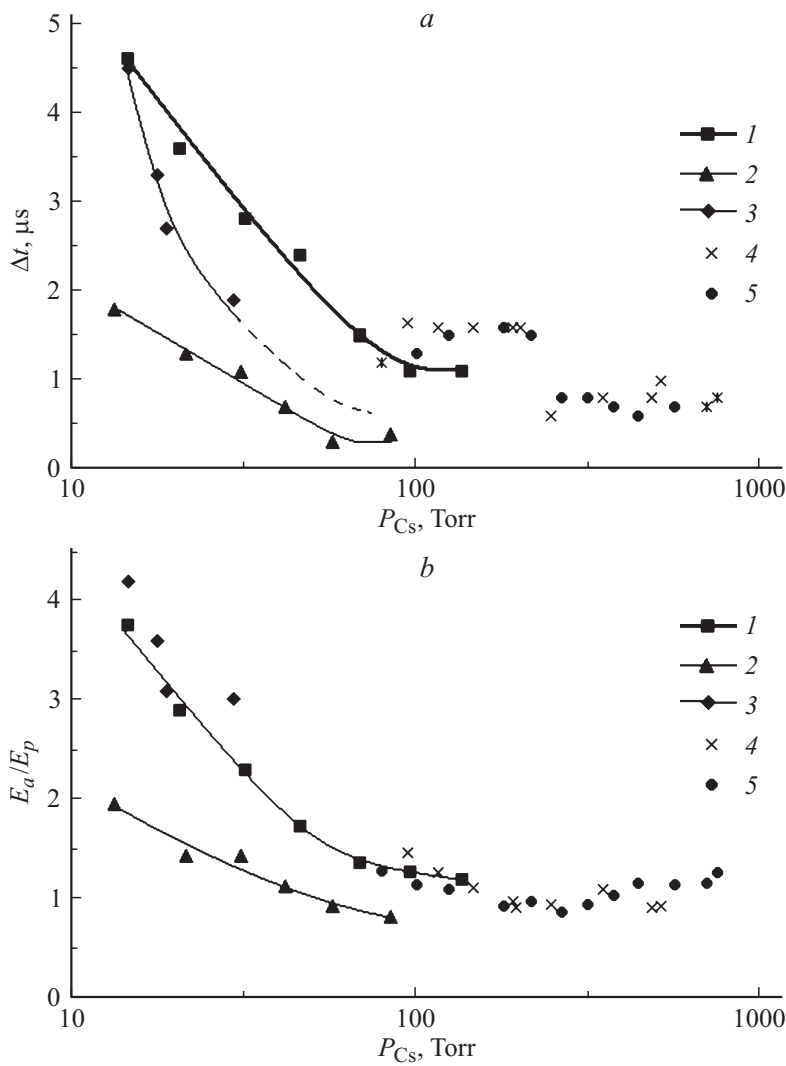


Рис. 2. Зависимость от давления цезия сдвига максимумов тока и светимости (a) и отношения световых потоков в послесвечении и импульсе (b) для различных токовых импульсов. 1 — максимальный ток $I_{\text{max}} = 60 \text{ A}$, длительность импульса тока $\tau = 28 \mu\text{s}$; 2 — 40 A, 39 μs ; 3 — 40 A, 18 μs ; 4 — 80 A, 43 μs ; 5 — 100 A, 35 μs .

насыщенных паров цезия (она измерялась термопарой). На рис. 2, *a, b* представлены соответственно зависимости $\Delta t(P_{Cs})$ и $E_a/E_p(P_{Cs})$ для импульсов различной амплитуды и длительности. Наиболее наглядной оказалась зависимость (1) для импульса амплитудой 60 А и длительностью $\sim 30 \mu s$ — сдвиг максимумов в области сравнительно низких давлений быстро уменьшается, а при $P_{Cs} \sim 100 \text{ Torr}$ практически перестает зависеть от давления, оставаясь на уровне $\sim 1 \mu s$. Как видно из рис. 2, *b*, то же самое относится и к кривой $E_a/E_p(P_{Cs})$. Это позволяет обоснованно полагать, что при таких давлениях ЛТР достигается уже к моменту окончания импульса, что хорошо согласуется с выводами теории [12].

Следует подчеркнуть, что сами по себе величины Δt и E_a/E_p сугубо феноменологические и имеют смысл лишь как удобные косвенные индикаторы состояния разрядной плазмы, поскольку зависят от целого ряда внешних факторов. В первую очередь, от скорости поступления энергии в плазму. Это хорошо показывают кривые 2 и 3 рис. 2, которые получены для импульсов одной и той же амплитуды (40 А), но вдвое отличающихся по длительности (~ 40 и $\sim 20 \mu s$). Во втором случае скорость нарастания тока вдвое выше, и соответственно примерно вдвое выше скорость нарастания вкладываемой мощности. Как результат, при малых давлениях и сдвиги, и отношение световых потоков для короткого импульса вдвое выше. Но, что принципиально, резкий перегиб на кривых 2 на рис. 2, *a* и *b* наблюдается практически при том же давлении, что и для кривых 1. Для кривой 3, соответствующей коротким импульсам тока, выделяющейся в разряде мощности хватает для разогрева горелки лишь до давления $\sim 30 \text{ Torr}$ при максимальной возможной частоте генератора $f = 1.5 \text{ kHz}$, поэтому ее дальнейший вероятный ход показан пунктиром.

Так как пологие участки на кривых 1 и 2 получились сравнительно короткими (последние точки на них тоже соответствуют максимальной частоте), необходимо было проверить, сохраняется ли постоянство Δt и E_a/E_p при больших давлениях, для чего пришлось увеличить амплитуду импульсов тока. Точки 4 соответствуют $I_{\max} = 80 \text{ A}$, и хотя при таком мощном импульсе не удалось реализовать режимы с малыми давлениями, видно, что при $P_{Cs} > 100 \text{ Torr}$ сдвиг максимумов тока и светимости практически не зависит от давления, за исключением резкого скачка (примерно в два раза) при давлении $P_{Cs} \approx 250 \text{ Torr}$. То, что этот скачок не является случайной ошибкой эксперимента, подтвердили дополни-

тельные измерения с амплитудой импульса $I_{\max} = 100$ А (точки 5). Тот факт, что давление 250 Торр является в некотором смысле критическим для развития ИПР, следует и из зависимости $E_a/E_p(P_{Cs})$: в этой точке, как видно из рис. 2, b , медленное уменьшение отношения световых потоков с ростом давления сменяется тоже медленным, но отчетливым ростом.

Этот неожиданный результат может быть связан лишь с одним фактором — радикальным изменением свойств разряда при критическом давлении цезия. Очевидно, он требует дальнейшего детального исследования с использованием всех возможностей спектроскопической диагностики, поскольку может существенно повлиять на использование ИПР в осветительных цезиевых лампах. Особый интерес такие исследования представляют еще и потому, что в теоретических работах этот эффект не рассматривается и никак не выделяется область полученного критического давления [16].

Таким образом, уже первые результаты экспериментального исследования переходных процессов в цезиевом импульсно-периодическом разряде высокого давления позволяют сделать вывод о том, что действительно в развитом разряде отрыв электронной температуры существенен в области низких давления паров цезия $P_{Cs} < 100$ Торр. Не менее важно, что проведенные исследования обнаружили радикальную перестройку разряда при $P_{Cs} \approx 100$ Торр.

Список литературы

- [1] *Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 24. С. 40–45.
- [2] *Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Светотехника. 2000. № 5. С. 18–20.
- [3] *Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 100–105.
- [4] *Бакиит Ф. Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 24. С. 70–76.
- [5] *Бакиит Ф. Г., Лапшин В.Ф., Шиман А.С.* // Светотехника. 2005. № 3. С. 20–22.
- [6] *Бакиит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Прикладная физика. 2006. № 6. С. 63–72.
- [7] *Бакиит Ф.Г., Гавриш С.В., Каплан В.Б., Коротков В.Ф., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М., Столяров И.И., Христюк Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2008. В. 24. С. 55–60.
- [8] *Бакиит Ф.Г., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А.М.* // Письма в ЖТФ. Т. 35. В. 23. С. 17.

- [9] *Бакуит Ф.Г., Гавриш С.В., Каплан В.Б., Лапшин В.Ф., Марциновский А. М.* // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 83.
- [10] *Baksht F.G., Gavrish S.V., Kaplan V.B., Lapshin V.F., Martsinovsky A.M.* // Plasma Physics Reports. 2010. V. 36. N. 13. P. 1199–1202.
- [11] *Бакуит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 24. С. 86–94.
- [12] *Baksht F.G., Lapshin V.F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 205 201.
- [13] *Бакуит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 43–48.
- [14] *Семиохин И.О.* // Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. М.: изд. МГУ, 1988. Гл. 4.
- [15] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1972. Гл. 5, 9.
- [16] *Бакуит Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // Прикладная физика. 2012. № 3. С. 39–43.