

Полученные экспериментальные данные можно объяснить, используя результаты работы [3]. Следуя этой работе, для образцов с тепловой изоляцией, толщина которой превышает критическое значение, возникает неоднозначность теплоотвода. Такая неоднозначность приводит к уменьшению скорости тепловой волны вблизи I_p (провал на кривой $V(I)$). В случае малых скоростей неоднородности проводника могут приводить к пиннингу волны. Именно такой факт локализации тепловой волны наблюдается в наших экспериментах.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что появление области тока, в которой тепловая волна практически неподвижна, может быть связано не только с возможной неоднозначностью кривой кипения при недогреве жидкости [5], но и с неоднозначностью теплоотвода, вызванной тонким теплоизолирующим покрытием.

Авторы признательны Р. Г. Минцу, А. Вл. Гуревичу за предоставленную возможность ознакомиться с работой [3] до ее опубликования и за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Zhukov S. A., Barelko V. V. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1983. Vol. 26. N 8. P. 1121—1130.
- [2] Гуревич А. Вл., Минц Р. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 7. С. 2109—2113.
- [3] Гуревич А. Вл., Минц Р. Г., Пухов А. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 378—387.
- [4] Андрианов В. В., Баев В. П., Малышенко С. П., Мучник Р. Г. // ДАН СССР. 1987. Т. 293. № 4. С. 856—859.
- [5] Zhukov S. A., Barelko V. V., Merganov A. G. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. Vol. 24. N 1. P. 47—55.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.

О РОЛИ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

В. А. Жовтянский, О. М. Новик

Диффузионные потери являются существенным фактором, ограничивающим применимость локального термического равновесия (ЛТР) в плазме [1] и играют двойную роль: с одной стороны, с точки зрения собственно потерь заряженных частиц, с другой стороны, входят в баланс энергии тяжелых частиц, определяя их температуру T_T (в число критериев ЛТР входит равенство $T_T = T_e$, где T_e — температура электронов). Существенный вклад диффузионных процессов в распад плазмы сильноточных разрядов предполагается в ряде работ [2–4].

В настоящей работе экспериментально исследована роль диффузии в распаде плазмы сильноточного импульсного разряда в связи с проблемой установления наличия ЛТР. Изучалось послесвечение плазм аргона и гелия, создаваемых с помощью генератора [5] куполообразным импульсом тока амплитудой до 20 кА и длительностью до 6 мкс при начальном давлении газа 65—1330 Па. Разряд создавался в стеклянных трубках радиусом $R=0.5$ —1.6 см. Объем которых ограничивался либо запаяными заподлицо с внутренними стенками трубки коваровыми электродами шириной 1.5 см каждый, либо дисковыми электродами, которые вводились внутрь трубки. Расстояние между электродами составляло от 5 до 30 см, обеспечивалась симметрия объема плазмы по отношению к системе обратных токопроводов.

Относительное изменение концентрации электронов N_e измерялось по интенсивности континуума в области спектров 402.5 (в аргоне) и 475 нм (в гелии). Абсолютизация этих измерений осуществлялась по штарковскому уширению спектральных линий 480.6 (AgII) и 404.4 нм (AgI), измеряемых с применением интерферометра Фабри—Перо по методике [6], а также 468.6 (HeII) и 471.3 нм (HeI), измеряемых диссектором [7] с временным разрешением не хуже 1 мкс. Таким образом, измерения N_e не требовали допущений о состоянии равновесия плазмы.

Достаточную точность измерений T_e обеспечивала лишь методика относительных пятен сивностей ионной и атомной спектральных линий. Эта методика требует учета отклонений состояния плазмы от ЛТР. Поэтому в случае гелия использовались расчетные данные [8], связывающие отношение интенсивностей спектральных линий с температурой гелиевой плазмы в зависимости от величин N_e и R . Применительно к аргону нами использован метод подобия [9], позволяющий трансформировать для температурных измерений в аргонной плазме расчетные результаты [8]; существенно, что в широкой области изменений N_e , занимающей 1.5 порядка и соответствующей переходу от ЛТР к частичному ЛТР (ЧЛТР), результат измерений практически не зависит от величины N_e .

Формальное использование аналогично [2, 3] для характерного времени диффузии соотношения

$$\tau_D = \left(\frac{R}{2.4}\right)^2 \frac{1}{D_a}, \quad (1)$$

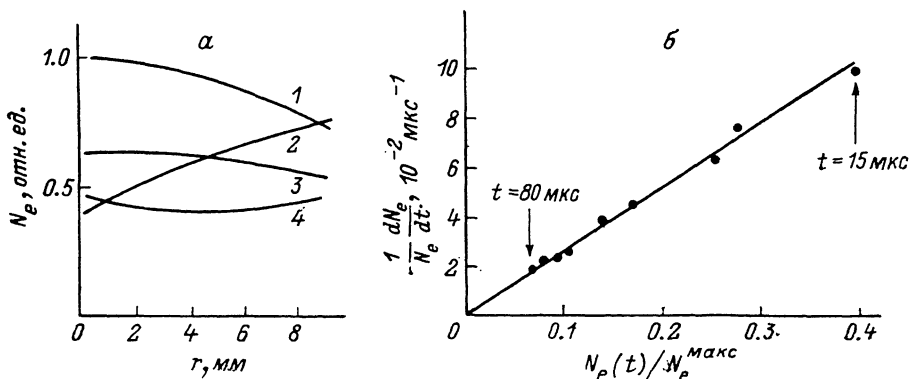


Рис. 1. Радиальное распределение N_e в трубке $R=0.8$ см при начальном давлении аргона 65 Па в различные моменты времени (а) и графическая обработка результатов измерения $N_e(t)$ (б).

Стрелками отмечены моменты времени, в которые достигались соответствующие значения N_e ; $N_e^{\max} = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. а: $t = 5$ (1), 7.5 (2), 10 (3), 12.5 мкс (4).

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, для аргона при давлении 65 Па дает значение $\tau_D = 25$ мкс.

В результате из баланса энергии для тяжелой компоненты плазмы следует: $T_T = 0.1 \cdot T_e$ при $N_e \sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Все это исключает применимость моделей ЛТР—ЧЛТР. Тем не менее тщательный анализ всей совокупности экспериментальных данных позволяет сделать более оптимистичные выводы.

1. Полученный в результате пересчета по Абелю радиальный профиль $N_e(r)$ в распаде аргонной плазмы (рис. 1, а) существенно отличен от характерного для диффузионного разряда распределения в соответствии с функцией Бесселя. Заметим, что с 10 мкс после начала импульса тока распределение N_e достаточно однородно по r , что позволяет в дальнейшем пользоваться усредненным по радиусу значением N_e .

2. Из уравнения распада плазмы в условиях объемной и стеночной рекомбинации ($-dN_e/dt = \xi N_e^2 + (N_e/\tau_D)$), где ξ — коэффициент объемной рекомбинации, следует, что в координатах рис. 1, б величине τ_D^{-1} должна соответствовать отсечка оси ординат, экспериментально полученной зависимостью; следовательно, в наших условиях $\tau_D^{-1} \approx 0$. Заметим, что квадратичная зависимость от N_e в уравнении распада соответствует данным [10] для оптически плотной плазмы аргона.

3. С характером представленной на рис. 1, б зависимости согласуются также результаты температурных измерений в плазме аргона, которые показали, что с точностью 10 % в распаде поддерживается $T_e = 1.3$ эВ (постоянство температуры обусловлено значительным рекомбинационным подогревом, который усугубляется оптической толщиной плазмы в резонансных линиях при относительно небольших теплопроводных потерях). В согласии с этим коэффициент рекомбинации $\xi = \text{const}$ и экспериментальная зависимость на рис. 1, б имеет вид прямой линии.

4. В условиях пренебрежения диффузией энергетические потери тяжелой компоненты определяются ее теплопроводностью к стенке. В наших условиях характерная длина теплопроводности для плазмы аргона $L_T \ll R$; соответственно, согласно [11], $T_T \approx T_e$. Этот резуль-

тат вполне согласуется с полученным значением $T_e(t) = \text{const}$, которое возможно при отсутствии охлаждения в распаде электронной компоненты в упругих столкновениях с атомами и ионами. Неучет подобных рассуждений привел в работе [2] к существенной переоценке рекомбинации на стенке и несоответствию полученных данных ожидаемым.

В отличие от аргона в гелиевой плазме имеет место существенное временное изменение электронной температуры в процессе распада плазмы (рис. 2, а), а вид функциональных зависимостей для изменения во времени концентрации электронов близок к диффузионному режиму распада (рис. 2, б). В работе [3] из подобных результатов определено даже значение коэффициента амбиполярной диффузии в гелии, которое, однако, на порядок превышает расчетное, согласно данным [12]. Истинная причина логарифмической зависимости N_e от времени состоит здесь в изменении ξ вследствие уменьшения T_e в условиях высокой теплопроводности гелиевой плазмы подобно [13]. На пренебрежимость роли диффузии указывает отсутствие изменения наклона прямых на рис. 2, б при различных давлениях.

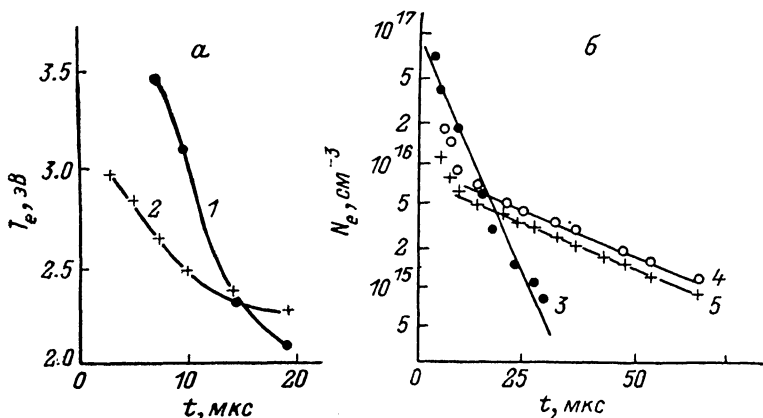


Рис. 2. Временная зависимость температуры T_e (а) и концентрации электронов N_e (б) в распаде гелиевой плазмы в трубках $R=0.5$ (1, 3) и 1.6 см (2, 4, 5) при начальном давлении 330 (1, 2, 3, 5) и 1330 Па (4).

На первый взгляд, постоянство $N_e(r)$ в основном объеме плазмы должно приводить к возрастанию плотности $j_{\text{ст}}$ диффузионного потока на стенку за счет увеличения градиента концентрации в пристеночной области

$$j_{\text{ст}} = -D_a \frac{dN_e}{dt} \approx D_a \frac{N_e}{L_d}, \quad (2)$$

где L_d — характерная диффузионная длина, причем $L_d < R$.

Однако здесь величина D_a существенно выше, чем в основном объеме плазмы. Действительно, справедливы соотношения $T_e^0 \approx T_e^*$ и $T_T^{\text{ст}} \ll T_e^*$ (где индексы «0» и «ст» характеризуют соответственно основной объем и пристеночную область), причем $T_T^0/T_T^{\text{ст}} \sim 10^2$. Последнее с учетом постоянства давления по сечению разрядной трубки соответствует наличию у стенки слоя толщиной $\sim L_T$ повышенной концентрации тяжелой компоненты $N^{\text{ст}} \sim 10^2 N^0$. Таким образом, $D_a^{\text{ст}}/D_a^0 \sim \mu_i^{\text{ст}} T_e^{\text{ст}} / (\mu_i^0 T_e^0) \sim (N^{\text{ст}} T_e^{\text{ст}} \sqrt{T_T^0}) / (N^0 T_e^0 \sqrt{T_T^{\text{ст}}}) \sim 10^{-2}$, где μ_i — подвижность ионов (здесь на последней стадии преобразований мы приняли $T_e^{\text{ст}} \sqrt{T_T^0} / (T_e^0 \sqrt{T_T^{\text{ст}}}) \sim 1$ ввиду неопределенности величины снижения T_e в пристеночной области). Указанного различия D_a достаточно, чтобы в той или иной стадии распада плазмы существенно ограничить диффузионные потери заряженных частиц, невзирая даже на более высокое значение градиента концентрации, согласно (2). Реализуется своеобразная самоизоляция плазмы по отношению к диффузионным потерям.

Таким образом, учет, согласно (1), диффузии в плазме сильноточного, ограниченного стенками импульсного разряда приводит к существенным переоценкам ее вклада. Соответственно ограничивается фактор диффузионных потерь заряженных частиц в установлении ЛТР в такой плазме.

В заключение необходимо отметить трудность в исследовании плазмы сильноточных разрядов: по контурам спектральных линий, заключающуюся в существенном различии (на по-

рядок) значений N_e , определяемых по уширению линий различных кратностей ионизации. Вероятно, основной вклад в уширение линий низшей кратности ионизации вносят пристеночные слои, подобные рассмотренным в [11, 14].

Список литературы

- [1] *Drawin H. W.* // *Z. Phys.* 1969. Bd 228. S. 99—119.
- [2] *Kudo K., Akazaki M.* // *Technol. Repts. Kyushu Univ.* 1975. Vol. 48. N 3. P. 227—231.
- [3] *Bakos J. S., Ignasz R. N., Szigeti J.* // *Investigation of pulsed ars discharge by Thomson scattering.* Budapest, 1979. N 56. 9 p.
- [4] *Гиппиус Е. Ф., Илюхин Б. Н., Колесников В. Н.* // *Физика плазмы.* 1978. Т. 4. № 6. С. 1377—1382.
- [5] *Жовтянский В. А., Левченко Ю. Н.* // *ПТЭ.* 1978. № 6. С. 76—79.
- [6] *Чутов Ю. И., Жовтянский В. А.* // *ПТЭ.* 1977. № 4. С. 225—226.
- [7] *Андреева Л. И., Жовтянский В. А., Кайдалов С. А.* и др. // *Фотоэлектронные приборы для исследования быстротекущих процессов.* М.: Атомиздат, 1979. С. 97—108.
- [8] *Мазинг М. А., Слемзин В. А.* // *Тр. ФИАН СССР.* 1980. Т. 119. С. 185—200.
- [9] *Жовтянский В. А., Нелеп К. В., Новик О. М.* // *ЖПС.* 1988. Т. 49. № 3. С. 400—407.
- [10] *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.* *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.* М.: Наука, 1982. 273 с.
- [11] *Бакиш Ф. Г., Рыбаков А. Б.* // *ЖТФ.* 1978. Т. 48. Вып. 2. С. 234—243.
- [12] *Мак-Даниелл И., Мэгон Э.* *Подвижность и диффузия ионов в газах.* М.: Мир, 1976. 422 с.
- [13] *Hollenstein C., Sayasov G., Schneider H.* // *Helv. Phys. Acta.* 1975. Vol. 8. P. 243—259.
- [14] *Чекмарев И. Б., Чекмарева О. М.* *Препринт ЛФТИ АН СССР.* № 867. Л., 1984. 43 с.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
8 июня 1988 г.
В окончательной редакции
6 декабря 1988 г.

06; 08; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ТРЕХМОДОВЫЙ РЕЖИМ ПРИ СТРИКЦИОННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА СВЧ НАКАЧКОЙ

Г. В. Белокопытов, И. В. Ивнов, В. Н. Семененко, В. А. Чистяев

В [1, 2] было экспериментально реализовано и исследовано возбуждение акустических колебаний в диэлектрических резонаторах (ДР) из KTaO_3 под действием СВЧ накачки. Параметрическое взаимодействие, обусловленное электрострикцией, происходило в двухмодовом режиме, когда акустические колебания (с частотой Ω_n) возбуждались на одной из упругих мод ДР, а колебания накачки (ω_n) и комбинационных частот

$$\omega_k = \omega_n + k\Omega_n, \quad k = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

на одной из электромагнитных мод.

В данной работе стрикционная параметрическая генерация осуществлена в трехмодовом режиме, когда накачка и разностная комбинационная частота (ω_{-1}) возбуждались на различных модах ДР. Эксперимент проводился с цилиндрическими ДР из KTaO_3 , которые помещались в короткозамкнутую петлю коаксиальной измерительной ячейки и охлаждались до 4.2 К. Линейные размеры резонаторов составляли около 1 мм, при этом основные частоты электромагнитных резонансов были порядка 10 ГГц, а упругих — около 3 МГц. Все моды цилиндрического ДР, не обладающие радиальной симметрией, двукратно вырождены, однако вследствие неидеальности формы резонатора и влияния окружающих предметов вырождение снималось, так что относительная разность между частотами электромагнитных дублетов ω'_i, ω''_i составляла $\sim 0.1\%$. Перемещая вблизи ДР металлический штырь, можно было плавно перестраивать колебательную систему и добиваться выполнения условия резонансного трехчастотного взаимодействия

$$\omega'_i - \omega''_i = \Omega_j, \quad (2)$$

где Ω_j — собственная частота j -ной акустической моды ДР.