

## ЛИТЕРАТУРА

1. Демущий В. П., Хижняк И. А. Функция распределения частиц плазмы в системе чередующихся электродов.— В кн.: Взаимодействие заряженных частиц с плазмой. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 178—193.
2. Корсунский М. И., Горбенко Э. М. Определение некоторых параметров электронно-ионного колебательного разряда.— ЖТФ, 1965, т. 35, с. 1193—1202. О некоторых свойствах электронно-ионного колебательного разряда.— ЖТФ, 1965, т. 35, с. 1265—1273.
3. Рашкован В. М., Демущий В. П., Хижняк И. А. Исследование колебательного электронно-ионного разряда в продольном магнитном поле.— ЖТФ, 1969, т. 39, с. 452—457.
4. Долгов А. С. Ионизация нейтральной среды электронным пучком.— ПМТФ, 1973, № 3, с. 24—28.
5. Кархов А. Н. Об использовании В4-зондов при исследовании собственных колебаний плазмы.— В кн.: Диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1973, с. 371—375.
6. Воробьев А. А., Диденко А. Н., Ишков А. П., Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Юшков Ю. Г. Исследование авторезонансного ускорения частиц электромагнитной волной.— «Атомная энергия», 1967, т. 22, вып. 1, с. 3—6.

УДК 537.5

### О ПЕРЕГРЕВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИМПУЛЬСНОМ КСЕНОНОВОМ РАЗРЯДЕ

*И. И. Литвинов, Е. Д. Люмкис, С. С. Филиппов**(Москва)*

Показано, что полученные ранее условия перегретой неустойчивости существенно изменяются при учете второй ионизации ксенона. Неустойчивость полностью исчезает при постоянстве плотности тяжелых частиц в разряде, а в условиях постоянства рабочего давления возможно скачкообразное изменение температуры во времени в ограниченной области  $T=(15-20) 10^3$  К. Развитие неустойчивости исследовалось численно методом установления. Приводятся установившиеся температурные распределения с сильным контрагированием при переходе локальной температуры через указанный диапазон неустойчивости при постоянном давлении.

В последнее время широко обсуждается возможность скачкообразного изменения температуры в сильноизлучающем импульсном разряде под действием перегретой неустойчивости [1—4], которая возникает, когда относительный прирост излучательной способности плазмы  $\varphi(T)$  становится меньше относительного прироста электропроводности  $\sigma(T)$ . Достоверность теоретического предсказания этого разностного эффекта существенно зависит от правильного учета деталей в расчете  $\sigma$  и  $\varphi$  и поэтому нуждается в экспериментальной проверке. Например, указанная неустойчивость была обнаружена экспериментально в работе [5] при разряде в водяной плазме в области температур  $T=(16-24)10^3$  К и в [6] при разряде в продуктах эрозии кварцевых стенок.

В работе [7], посвященной расчету характеристик электрического разряда в ксеноне при учете только первой ионизации, указывалась нижняя граница неустойчивости в области  $T \geq 16 \cdot 10^3$  К при  $p=10-30$  атм. Однако экспериментально такая неустойчивость в импульсных ксенонных лампах, в том числе и в мощных режимах [8, 9], не отмечалась. Цель данной работы — более подробный анализ условий возникновения неустойчивости и исследование ее развития в рамках нестационарной и неравновесной модели разряда с учетом второй ионизации, пригодной для расчета за границей устойчивости.

Система уравнений включает в себя отдельные уравнения для температур электронов  $T_e$  и тяжелых частиц  $T$ , уравнения переноса излучения с учетом неравновесного заселения атомных уровней (приближение блока возбужденных состояний) и уравнение для плотности однозарядных ионов с учетом столкновительной ионизации и рекомбинации, фотопроцессов и диффузии частиц на стенку. Вторая ионизация, имеющая место в центральной зоне разряда, где все градиенты малы, предполагается равновесной. Плотность нейтральных атомов определяется из условия постоянства давления по радиусу. Эта система уравнений решалась на ЭВМ методом установления [10].

Как показывает численное решение, при  $T = (10 - 30) 10^3 \text{K}$  и  $p \gtrsim \gtrsim 10$  атм эффекты неравновесности существенны только в пристеночных слоях плазмы. В центральной зоне разряда, где возможно проявление неустойчивости, плазма почти равновесна. Поэтому остановимся только на уравнении для  $T_e$ , которое имеет вид

$$(1) \quad c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \sigma(T_e) E^2 - \varphi(r, T_e) - \text{div}(\mathbf{q}_e - \mathbf{q}_I) - Q_\Delta,$$

где  $c_e$  — объемная теплоемкость;  $\mathbf{q}_e = -\kappa_e \nabla T_e$  — тепловой поток электронов ( $\kappa_e$  — электронная теплопроводность);  $\mathbf{q}_I = (5/2 k T_e + I_1) \mathbf{j}_I$  — конвективный поток тепла;  $\mathbf{j}_I$  — амбиполярный диффузионный поток;  $I_1$  — эффективный потенциал однократной ионизации;  $Q_\Delta \sim (T_e - T)$  — скорость теплообмена с тяжелыми частицами.

В центральной зоне разряда главными в правой части (1) являются два первых слагаемых. Поэтому для малых отклонений температуры  $\Delta T_e$  от стационарного решения в условиях постоянства поля  $E$  получаем уравнение

$$(2) \quad c_e \frac{\partial \Delta T_e}{\partial t} - (\sigma' E^2 - \varphi') \Delta T_e = -\sigma E^2 \left( \ln \frac{\varphi}{\sigma} \right)' \Delta T_e,$$

где штрих обозначает производную по  $T_e$ .

Решение уравнения (2) имеет вид

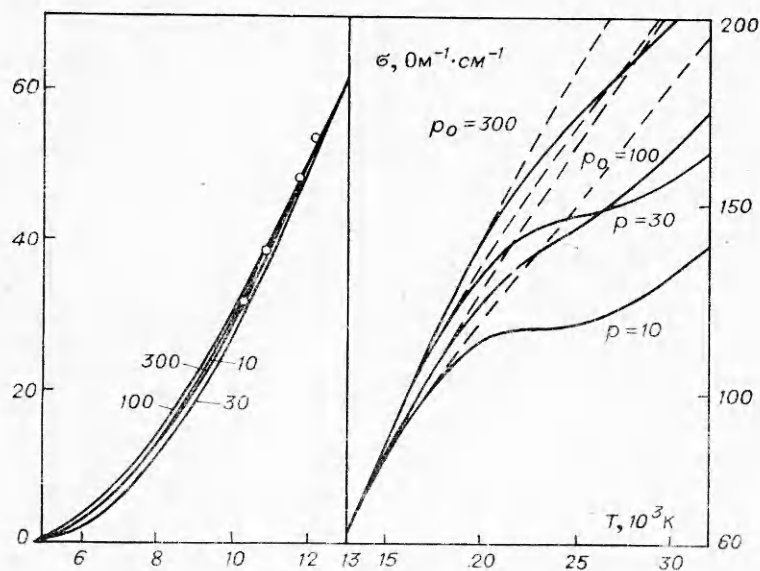
$$\Delta T_e = \Delta T_e^0 \exp(-t/\tau_e^0); \quad \tau_e^0 = \frac{c_e}{\sigma E^2 (\ln \varphi / \sigma)'}$$

и будет устойчивым, если отношение  $\varphi/\sigma$  или стационарное поле  $E \simeq \sqrt{\varphi/\sigma}$  — возрастающая функция температуры (при сравнительно низких  $T \sim 10 \cdot 10^3 \text{K}$ , когда, например,  $\sigma \sim n_e$ , а  $\varphi \sim n_e^2$ ).

При этом

$$\left( \ln \frac{\varphi}{\sigma} \right)' \approx \frac{1}{T_e} \frac{I_1}{2kT_e}; \quad \tau_e^0 \approx \frac{c_e}{\sigma E^2 (I_1/2kT_e)}.$$

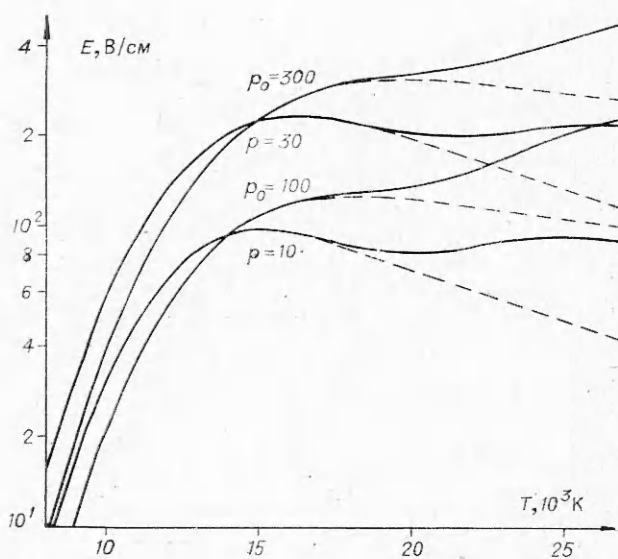
С ростом температуры отношение  $\sigma'/\sigma$  уменьшается, но  $\varphi'/\varphi$  убывает еще быстрее из-за замедления роста, а затем и спада коэффициентов непрерывного поглощения для однократно ионизованного газа, что и приводит к неустойчивости первоначального отклонения  $\Delta T_e^0$ . При  $\Delta T_e^0 > 0$  температура растет вплоть до начала второй ионизации, которая приводит к новому росту  $\varphi/\sigma$ . На фиг. 1, 2 показана зависимость  $\sigma(T)$  и стационарного поля ( $E = \sqrt{\varphi/\sigma}$ ) с учетом и без учета второй ионизации ксенона (сплошные и штриховые кривые соответственно, значения  $p$ , атм;  $p_0$ , мм рт. ст.). (На фиг. 1 экспериментальные точки взяты из работы [11], после  $T = 13$  масштаб увеличивается вдвое.) При расчете  $\varphi(T)$  учитывалось тормозное и рекомбинационное излучение на атомах и ионах двух сортов (излучение принято объемным).



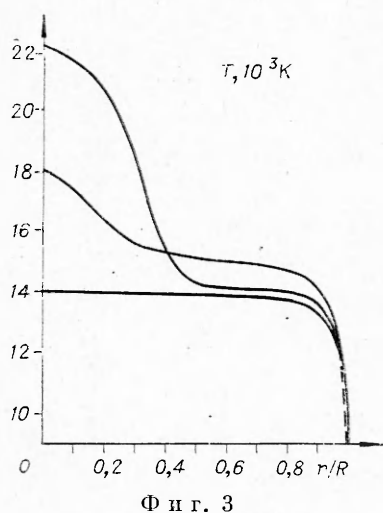
Ф и г. 1

Для второго иона из-за отсутствия точных данных принималось  $\xi_v(T_e) \equiv 1$  [12]. Согласно замечанию в [7], характер кривых существенно зависит от того, какой параметр поддерживается постоянным во времени: рабочее давление  $p$  или плотность тяжелых частиц (начальное давление  $p_0$ ). При  $p_0 = \text{const}$  (ограниченный стенками разряд) неустойчивость полностью устраняется при учете второй ионизации, при  $p = \text{const}$  (неограниченный разряд) неустойчивость для  $E = \text{const}$  имеет место в конечной области температур  $T \approx (15-20) 10^3 \text{K}$ .

Численное моделирование развития неустойчивости показывает, что при выборе  $E = \text{const}$  на середине спадающего участка кривой  $E(T)$  при  $p = 10$  атм решение для  $T_e(r)$  устанавливается в зависимости от знака  $\Delta T_e^0$  на противоположных участках кривой при  $T_e^0 \approx (14 \text{ и } 22) 10^3 \text{K}$ . Решение при  $p_0 = \text{const}$ , дающее монотонно возрастающую кривую  $E(T)$ , которая пересекает кривую с  $p = 10$  атм в той же точке ( $p_0 \approx 62$  мм рт. ст.), устойчиво для  $E = \text{const}$  при любой температуре. Решение оказывается устойчи-



Ф и г. 2



ной неустойчивости на кривых  $E(T)$  и имеет место при  $p_0 = \text{const}$ , поскольку энергетический баланс по радиусу выполняется в условиях  $p(r) = \text{const}$ . Разбаланс  $\sigma E^2$  и  $\phi$  компенсируется отрицательной дивергенцией тепловых потоков. С ростом осевой температуры область перехода смещается к периферии разряда.

вым и при  $p = \text{const}$ , если осевая температура постоянна.

При наличии поглощения необходимо учитывать зависимость  $E$  уже не только от осевой температуры и радиуса, но и от профиля температуры в разряде, при этом диапазон неустойчивости для  $p = \text{const}$  может существенно сузиться при учете сильно реабсорбированного линейчатого излучения. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

Представленные на фиг. 3 кривые (с учетом поглощения) показывают, как с ростом задаваемой осевой температуры  $T_e^0$  в центральной зоне разряда появляется участок с аномально-большими градиентами  $T$  ( $R = 0,25$  Ом,  $p = 10$  атм). Этот скачок температуры приблизительно соответствует [7] области перегре-

Поступила 27 I 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Розанов В. Б., Рухадзе А. А., Тригер С. А. Теория равновесия и устойчивости сильноточного разряда в плотной оптически прозрачной плазме.— ПМТФ, 1968, № 5, с. 18.
2. Тригер С. А. Перегретная неустойчивость оптически тонкого разряда.— ПМТФ, 1970, № 2, с. 39.
3. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Сильноточные электроразрядные источники света.— «Усп. физ. наук», 1974, т. 112, № 2, с. 193.
4. Lowke J. J. Characteristics of radiation-dominated electric arcs.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 6, p. 2588.
5. Горшкова Л. Д., Горшков В. А., Подмошенский И. В. О двух состояниях водной плазмы в Н-прижатом разряде.— ТВТ, 1972, т. 10, № 5, с. 921.
6. Васильева А. Н., Гришина И. А., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. Наблюдения перегретной неустойчивости в полностью ионизированной плазме с током.— «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, № 10, с. 613.
7. Литвинов И. И. К теории мощного электрического разряда в ксеноне с преобладанием излучения.— ТВТ, 1973, т. 11, № 4, с. 695.
8. Игнатьев В. Г., Подгаецкий В. М. Характеристики излучения импульсного разряда в ксеноне длительностью 50—100 мкс.— В кн.: Квантовая электроника. М., «Сов. радио», 1971, с. 121.
9. Будник В. Н., Козлов Н. А., Малашенков В. А. Влияние длительности вспышки на характеристики импульсных ксеноновых ламп.— «Журн. прикл. спектроскопии», 1971, т. 15, № 4, с. 617.
10. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., «Наука», 1971.
11. Günther K., Radtke R. Elektrische Leitfähigkeit von Xenon-Impulsplasmen.— «Beitrag Plasma Phys.», 1972, Bd 12, N 1, S. 63.
12. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы.— «Усп. физ. наук», 1967, т. 91, № 2, с. 193.