

04

© 1990

ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКИХ СОУДАРЕНИЙ
НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА
СИЛЬНОТОЧНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДАК.И. Колчин, Е.Ф. Прозоров,
К.Н. Ульянов

Экспериментально установлено, что при наложении достаточно высокого напряжения на предварительно ионизированный газ в благородных газах и их смесях с галогенидами [1, 2], а также в азоте [3] может быть реализован сильноточный объемный разряд с длительностью однородной стадии горения $\sim 10^{-6}$ с в [1] и $\sim 10^{-4}$ с в [3]. Физика таких разрядов находится в стадии изучения.

В настоящем сообщении приведены результаты экспериментального исследования разряда этого типа и обсуждается его физическая модель. Изучались характеристики сильноточного объемного разряда в аргоне при давлении газа $P=1$ атм. Предварительная ионизация газа осуществлялась электронным пучком, который вводился в разрядную камеру через алюминиевую фольгу толщиной 40 мкм и создавал начальную концентрацию плазмы $n_{e0} \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Фольга служила анодом разряда, а катодом являлся медный электрод диаметром 50 мм и радиусом кривизны 150 мм. Расстояние между анодом и катодом на оси составляло 15 мм. Напряжение на камеру подавалось от заряженного конденсатора с помощью управляемого воздушного разрядника. Ток пучка электронов включался на 10 мкс раньше разрядного напряжения и по длительности превышал время горения разряда.

Производились измерения электрических параметров разряда и регистрация его свечения с помощью ЭОПа, работающего в режиме однокадровой съемки. Время экспозиции составляло 0,5 мкс, изменением времени включения ЭОПа осуществлялся выбор интересующей фазы развития разряда.

Напряжение, подаваемое на промежуток, варьировалось в пределах $U_0=6-24$ кВ (статическое пробойное напряжение составляло 8 кВ).

Эксперименты показали, что в исследованных режимах в течение всего времени горения ($t_{\text{макс}}=25$ мкс) разряд имел объемную форму. При этом на общем фоне однородного свечения наблюдалась внутренняя нитевидная структура, которая с течением времени сохранялась и не переходила в искровой канал. С увеличением амплитуды тока однородность свечения повышалась.

Во всех случаях наблюдался колебательный разряд конденсатора с током, определяемым в основном волновым сопротивлением

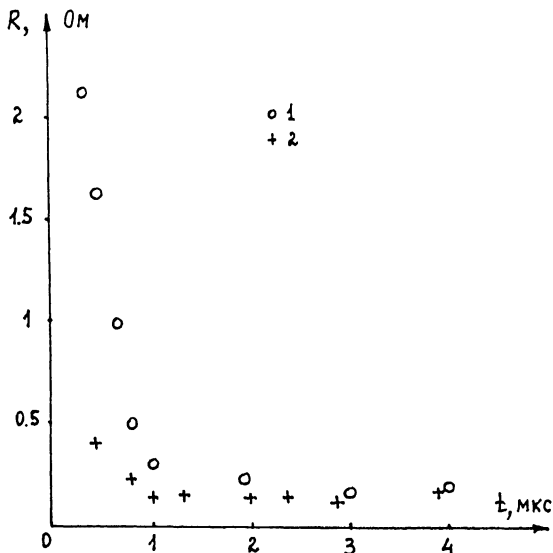


Рис. 1. Зависимость сопротивления разряда R от времени для $U_0=6$ кВ (1), $U_0=16$ кВ (2).

контура. Оказалось, что напряжение на промежутке после пробоя слабо зависит от начального напряжения U_0 и меняется за время от 0.2 мкс до 1 мкс (первый максимум тока) в пределах от 1 до 0.4 кВ. Далее напряжение вместе с током уменьшалось до нуля, после чего происходило одновременное изменение их полярности.

Зависимость сопротивления разряда R от времени приведена на рис. 1. Видно, что после этапа пробоя промежутка и спада сопротивления до значения, меньшего волнового, продолжается заметное уменьшение R за время 0.2–1 мкс. К концу первого периода колебаний тока ($T=4$ мкс) наблюдается стабилизация сопротивления разряда на уровне 0.1–0.15 Ом и отмечается лишь небольшое его увеличение при прохождении тока через нуль.

Уменьшение сопротивления на первой четверти периода (0.1–1 мкс) обусловлено в основном увеличением диаметра разряда с ростом величины тока. Удельная проводимость плазмы σ , как следует из рис. 2, за это время меняется значительно меньше, чем R . С ростом U_0 изменение σ уменьшается. Отметим, что после прохождения тока через максимум диаметр свечения канала практически не меняется.

Оценки показывают, что времена установления температуры и концентрации электронов τ_{Te}, n_e и температуры газа τ_r составляют соответственно 10^{-7} и 10^{-5} с. Поэтому на стадии нара-

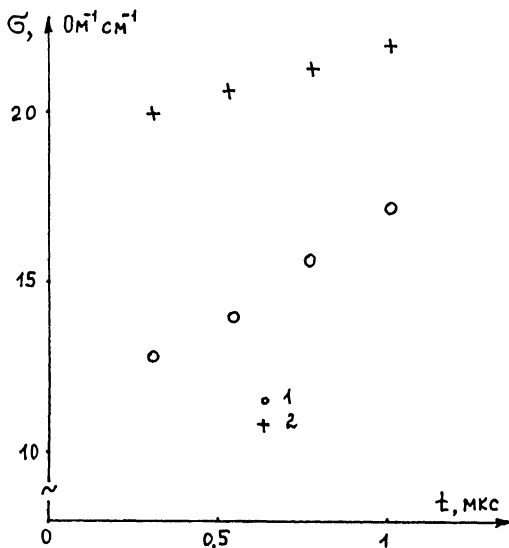


Рис. 2. Зависимость удельной проводимости разряда σ от времени для $U_0=12$ кВ (1), $U_0=16$ кВ (2).

тания тока при $t < 1$ мкс неизотермическая плазма находится в состоянии локального равновесия с температурой электронов T_e , когда подводимая мощность уравнивается упругими потерями. Разряд на этом временном участке является квазистационарным с концентрацией плазмы $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в которой близки частоты электрон-ионных ν_{ei} и электрон-атомных ν_{ea} соударений, а $T_e \gg T_r$. Величина удельной проводимости плазмы (рис. 2) близка по величине к значению, полученному по формуле Спитцера для условий эксперимента $\sigma_c = 35 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Плотность тока в объемном разряде на стадии нарастания тока, как показывает эксперимент, меняется незначительно и достигает значений $j = 5-10 \text{ кА/см}^2$. Следовательно, разряд можно характеризовать некоторой плотностью тока j^* . Механизм, приводящий к существованию такой характерной плотности тока, нам представляется следующим образом. Рост тока разряда приводит к увеличению роли кулоновских столкновений в балансе энергии электронов, причем вначале это сказывается в центре разряда. После достижения условия $\nu_{ei} \approx \nu_{ea}$ проводимость плазмы близка с спитцеровской и слабо зависит от n_e . Дальнейшее увеличение тока оказывается энергетически более выгодным за счет роста n_e в периферийных областях. Происходит расширение зоны разряда при слабом

изменении параметров плазмы в центре. Поэтому при $v_{ei} \approx v_{ea}$ в центральных областях существует постоянная плотность тока j^* , а рост тока приводит к увеличению диаметра столба разряда.

Существование j^* было экспериментально подтверждено для смеси аргона с цезием при давлении газа 20 Тор в [4], где получена формула для j^* :

$$j^* = e N_r \sqrt{\frac{3kT_e}{M}} \frac{\langle v_e \sigma_{ea} \rangle}{\langle v_e \sigma_{ei} \rangle}.$$

Здесь N_r — плотность газа, M — масса атома, v_e — тепловая скорость электронов, σ_{ea} , σ_{ei} — сечения электрон-атомных и электрон-ионных столкновений.

Расчет j^* для условий нашего эксперимента ($p=1$ атм, $T \approx 10^4$ К) дает значение $j^*=5$ кА/см², что хорошо согласуется с измеренными j .

Существование характерной плотности тока в рассматриваемых условиях связано с принципом Штейнбека для канала разряда, согласно которому размер канала определяется минимумом закачиваемой мощности или, что то же самое, минимумом $\partial E / \partial j$ (здесь E — напряженность электрического поля). Действительно, при $v_{ei} \ll v_{ea}$ кулоновскими столкновениями можно пренебречь и тогда $E \sim N_r$. С ростом j происходит нагрев газа и уменьшение N_r , поэтому при $v_{ei} \ll v_{ea}$ получаем $\partial E / \partial j < 0$. При $v_{ei} \gg v_{ea}$ имеем $E \sim n_e$, $j \sim n_e$, поэтому $\partial E / \partial j > 0$. Таким образом, минимум зависимости $E(j)$ находится при $v_{ei} \approx v_{ea}$.

В заключение отметим, что эффект существования характерной плотности тока в квазистационарной плазме, находящейся в локальном равновесии, в которой концентрация электронов обеспечивает равенство частот $v_{ei} \approx v_{ea}$ носит достаточно общий характер и должен наблюдаться в различных газах.

Авторы благодарят В.А. Федорова за помощь в проведении экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Хузеев А.П., Шемякин И.А. // Изв. вузов, Физика. 1978. № 7. С. 77-81.
- [2] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Новосёлов Ю.Н., Шемякин И.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1817-1822.
- [3] Бочкарь Е.П., Захаров А.И., Поляков С.Н., Самородов В.А. // Тез. докл. 1У Всес. конф. по физике газового разряда, часть 2. Махачкала, 1988. С. 93-94.
- [4] Баранов В.Ю., Ульянов К.Н. // Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. Вып. 5. С. 622-626.

Поступило в Редакцию
17 апреля 1990 г.