

04;09;12

Особенности α – γ -перехода в ВЧ разряде низкого давления в аргоне

© В.А. Лисовский

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 9 декабря 1996 г.)

Получено, что область устойчивого существования α -режима высокочастотного (ВЧ) разряда ограничена не только со стороны средних давлений, но и со стороны низких давлений. Особенностью α – γ -перехода ВЧ разряда низкого давления является то, что критерий пробоя приэлектродного слоя не выполняется. Показано, что при низких давлениях α – γ -переход ВЧ разряда в аргоне происходит скачком и имеет гистерезисный характер. При промежуточных давлениях α – γ -переход происходит непрерывно, без скачков, при этом появляется отрицательная дифференциальная проводимость, формируются двойные слои, в центре разряда наблюдается немонотонное поведение плотности плазмы. Обсуждается роль стохастического (бесстолкновительного) нагрева электронов в поддержании ВЧ разряда при промежуточных давлениях газа.

Введение

Плазменные технологические процессы, использующие высокочастотный (ВЧ) емкостный газовый разряд, играют большую роль в производстве микросхем (травление полупроводниковых подложек), при модификации поверхностей материалов (осаждение оксидных и алмазоподобных тонких пленок) [1,2]. ВЧ разряд часто используют также и для накачки газовых лазеров [3,4]. Поэтому экспериментальное исследование характеристик ВЧ разряда имеет большое значение. Как известно [4–6], ВЧ разряд может гореть в двух различных режимах: слаботочном (α -) и сильноточном (γ -режиме). В α -режиме электроны приобретают энергию для ионизации атомов газа в ВЧ поле в квазинейтральной плазме, при этом эмиссия электронов с поверхностей электродов в поддержании разряда большой роли не играет. Проводимость приэлектродных слоев мала, а ток между плазмой и электродами замыкается в основном током смещения. В γ -режиме в приэлектродных слоях развиваются электронные лавины, ионизация атомов газа электронным ударом происходит в основном вблизи границы приэлектродный слой–квазинейтральная плазма, при этом эмиссия электронов с поверхностей электродов существенно влияет на процесс размножения электронов и поддержание разряда [4–15]. Приэлектродные слои в γ -режиме обладают значительной проводимостью и по характеристиками подобны катодному слою тлеющего разряда постоянного тока. Эксперименты [6,11,14] и численные расчеты [8] показывают, что ВЧ разряд при средних давлениях газа переходит из α - в γ -режим скачком, при этом в несколько раз увеличивается плотность плазмы в разрядном объеме и амплитуда ВЧ тока. При средних давлениях газа α – γ -переход сопровождается полной перестройкой пространственной структуры ВЧ разряда (если в α -режиме плотность плазмы максимальна в центре разряда, то в γ -режиме максимумы плотности плазмы наблюдаются вблизи границы приэлектродный слой–квазинейтральная плазма, а в центральной области разряда на осевом распределении

плотности плазмы наблюдается минимум). При промежуточных давлениях ($p \sim 1$ Torr) ВЧ разряд переходит из α - в γ -разряд плавно, без резких скачков [7,9,16–19]. При этом при достаточно больших расстояниях между электродами (> 1 см) в ВЧ разряде в инертных газах наблюдаются отрицательная дифференциальная проводимость [16] и немонотонное поведение плотности плазмы в центральной области разряда [17] (ток проводимости в цепи электродов и плотность плазмы в центре разряда с ростом ВЧ напряжения уменьшаются вплоть до окончательной перестройки разряда в γ -режим), в квазинейтральной плазме возникают низкочастотные плазменные шумы и колебания [17] и формируются двойные плазменные слои [18,19].

Область устойчивого существования α -режима ВЧ разряда ограничена со стороны средних давлений ($p \sim 10$ Torr): для фиксированного расстояния между электродами L существует такое давление p_{cr} , что при $p \geq p_{cr}$ ВЧ разряд может гореть лишь в сильноточном γ -режиме [6]. Кривые α – γ -перехода ВЧ разряда подобны кривой зажигания разряда в постоянном электрическом поле [7,8,13].

Методика эксперимента

Эксперименты проводились при давлениях аргона $p = 10^{-2} - 10$ Torr в диапазоне ВЧ напряжений $U_{rf} \leq 1000$ V и частоте поля $f = 13.56$ MHz. Расстояние между плоскими параллельными электродами из нержавеющей стали диаметром 100 mm изменялось в диапазоне $L = 6 - 54$ mm. На один электрод подавалось ВЧ напряжение, второй электрод был заземлен. Для исключения постоянного напряжения автосмещения между электродами подключался дроссель индуктивностью 4 mH. Измерения разрядного тока проводились с помощью пояса Роговского, расположенного на шине, заземляющей один из электродов (заземленной шине). Сигнал с пояса Роговского подавался на измеритель разности фаз ФК2-12. На второй вход ФК2-12 посту-

пал сигнал с емкостного делителя, подключенного к ВЧ электроду, что позволяло измерять амплитуды ВЧ напряжения U_{rf} и разрядного тока I_{rf} , а также угол сдвига фазы между ними φ .

Измерения параметров плазмы (температуры электронов T_e , плотности плазмы n_i , постоянной составляющей потенциала плазмы ϕ_{pl}) проводились с помощью одиночных цилиндрических зондов из нихрома длиной 5 mm и диаметром 0.18 mm. В исследованном диапазоне давлений могут наблюдаться все три режима работы зонда (бесстолкновительный, переходный и столкновительный), т.е. при разных давлениях газа ионы могут проходить призондовый слой без столкновений (низкие давления, $p \leq 0.05$ Torr), столкнувшись в атомами газа несколько раз (промежуточные давления) либо сталкиваясь с частицами нейтрального газа очень часто ($p > 1$ Torr). Поэтому плотность плазмы n_i рассчитывалась из ионной ветви зондового тока и измеренной температуры электронов T_e с помощью методики, описанной в [20–22]. Потенциал плазмы ϕ_{pl} определялся из нулевого значения второй производной зондового тока по напряжению, а также с помощью измеренных значений плавающего потенциала зонда ϕ_f и температуры электронов T_e по формуле $\phi_{pl} = \phi_f + CT_e[B]$, где C — константа, зависящая от сорта газа [15]. Температура электронов T_e рассчитывалась из линейных участков на зондовой вольт-амперной характеристике и на второй производной от тока на зонд по постоянному напряжению на зонде (построенных в полулогарифмическом масштабе). Определенные такими двумя способами значения T_e различались не более чем на 10–20%. Для измерения второй производной от тока на зонд по напряжению d^2I_{pr}/dU_{pr}^2 использовался метод второй гармоники, т.е. зондовый ток модулировался низкочастотным напряжением (частота $f_{if} \sim 1 - 3$ kHz), при этом регистрировался сигнал на частоте $2f_{if}$. Измерительный комплекс для определения d^2I_{pr}/dU_{pr}^2 , подобный нашему, был описан в работе [23].

Выясним, какое же изменение параметров ВЧ разряда нужно принимать в качестве критерия α - γ -перехода при низких и промежуточных давлениях газа. С одной стороны, за напряжение α - γ -перехода ВЧ разряда часто принимается такая величина U_{rf} , при которой наблюдается скачок производной dI_{rf}/dU_{rf} [7,13]. При этом в приэлектродных слоях развиваются электронные лавины, с ростом ВЧ напряжения быстро увеличивается плотность плазмы во всем разрядном промежутке. С другой стороны, в работе [5] считалось, что при низких давлениях кривая α - γ -перехода совпадает с таким участком кривой зажигания, что после пробоя газа ВЧ разряд горит сразу в γ -режиме. Отметим, что эти два критерия α - γ -перехода ВЧ разряда при низких давлениях газа далеко не всегда согласуются друг с другом. К тому же визуальные наблюдения показывают, что при низких и промежуточных давлениях газа структура ВЧ разряда становится очень похожа на структуру тлеющего разряда постоянного тока, когда приложенное к электро-

дам ВЧ напряжение еще явно недостаточно для пробоя приэлектродных слоев. Из приведенных в работе [16] вольт-амперных характеристик ВЧ разряда также можно сделать вывод, что с уменьшением давления аргона для перехода из α - в γ -режим нужны меньшие величины ВЧ напряжения. Поэтому в настоящей работе критерием перехода из α - в γ -режим принималось следующее изменение параметров ВЧ разряда. При давлениях аргона $p > 0.5$ Torr α - γ -переход происходит непрерывно, без скачков и сопровождается уменьшением ВЧ тока проводимости в цепи электродов $I_{rf} \cos(\varphi)$ и понижением плотности плазмы n_i в центре разряда [17]. В этом диапазоне давлений считалось, что α - γ -переход происходит при таком ВЧ напряжении, при котором $I_{rf} \cos(\varphi)$ и n_i достигают максимума. При давлениях $p \approx 0.05 - 0.5$ Torr α - γ -переход сопровождается перестройкой структуры ВЧ разряда: однородное свечение положительного столба α -режима скачком превращается в два отрицательных свечения и два темных фарадеевых пространства тлеющего разряда, перекрывающихся в центре разрядного промежутка. Появление в центре разряда темной области хорошо регистрируется визуально. При низких давлениях при α - γ -переходе скачком уменьшаются плотность плазмы n_i и температура электронов T_e в центральной области разряда и увеличивается угол сдвига фазы φ между ВЧ током и напряжением, что позволяет надежно регистрировать факт α - γ -перехода. При α - γ -переходе изменяется также видимое свечение разряда: белое (при промежуточных давлениях красноватое) свечение приобретает фиолетовый оттенок, что говорит, по-видимому, о появлении в разряде быстрых электронов.

Экспериментальные результаты

1) Область существования α -режима. На рис. 1 приведены кривая потухания ВЧ разряда и кривая α - γ -перехода. Из рисунка видно, что в области средних давлений ($p \sim 10$ Torr) кривая α - γ -перехода стремится к кривой потухания ВЧ разряда. При уменьшении давления ВЧ напряжение на электродах, при котором наблюдается α - γ -переход $U_{\alpha\gamma}$, сначала понижается и достигает минимума (минимуму, аналогичному кривой Пашена для зажигания тлеющего разряда). Затем $U_{\alpha\gamma}$ немного увеличивается и в диапазоне давлений аргона $p \approx 0.5 - 1$ Torr $U_{\alpha\gamma}$ выходит на "плато". Дальнейшее понижение давления приводит к быстрому уменьшению $U_{\alpha\gamma}$ и в диапазоне давлений $p \leq 0.03$ Torr кривая α - γ -перехода совпадает с кривой потухания ВЧ разряда.

На рис. 2 показаны зависимости тока проводимости в цепи электродов $I_{rf} \cos(\varphi)$ от ВЧ напряжения. Из рисунка видно, что при давлениях аргона $p \leq 0.5$ Torr α - γ -переход происходит скачком и имеет гистерезисный характер (вплоть до выхода $U_{\alpha\gamma}$ на "плато"). При более высоких давлениях α - γ -переход плавный, без скачков, при этом наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость ВЧ разряда. После завершения

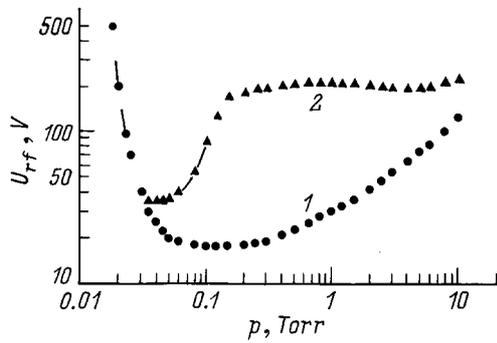


Рис. 1. Кривая потухания ВЧ разряда (1) и кривая α - γ -перехода (2) при $L = 22$ мм.

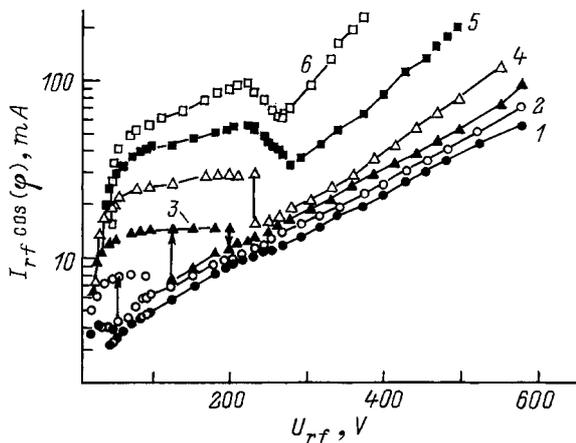


Рис. 2. Зависимости ВЧ тока проводимости в цепи электродов от приложенного ВЧ напряжения. $L = 22$ мм. p , Torr: 1 — 0.06, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.5, 5 — 1, 6 — 2.

перестройки разряда в γ -режим ток проводимости в цепи электродов с ростом ВЧ напряжения монотонно увеличивается.

Рассмотрим процессы, происходящие при переходе ВЧ разряда из α - в γ -режим при различных давлениях газа. При низких давлениях ($p < 0.05$ Torr) вторичные электроны, вышедшие с поверхности электродов под действием бомбардировки ионами и метастабильными атомами, проходят приэлектродный слой практически без столкновений, набирая при этом на всей длине слоя энергию вплоть до $\varepsilon_e \approx eU_{sh}$ (U_{sh} — ВЧ напряжение на слое). Когда $U_{sh} \geq U_i$ ($U_i = 15.8$ В — потенциал ионизации атома аргона электронным ударом), из слоя в плазму проникает пучок быстрых электронов, ионизирующих на своем пути атомы газа. ВЧ разряд переходит в γ -режим, область квазинейтральной плазмы по характеристикам становится аналогом двух отрицательных свечений тлеющего разряда, перекрывающихся в центре разряда. Отметим, что электроны набирают энергию в слое, а ионизируют атомы газа в квазинейтральной плазме сравнительно далеко от границы слоя. Если давление газа достаточно мало (на рис. 1 $p < 0.03$ Torr), то ВЧ разряд может гореть только в γ -режиме, так как на-

пряжение на приэлектродном слое U_{sh} во всей области существования разряда превышает потенциал ионизации атома газа U_i . В этом диапазоне давлений γ -режим ВЧ разряда визуально очень похож на α -режим, что может легко ввести в заблуждение.

Проверим, выполняется ли известный критерий пробоя [15] для приэлектродного слоя

$$\mu = \gamma \left\{ \exp(\alpha d_{sh}) - 1 \right\} = 1 \quad (1)$$

при α - γ -переходе ВЧ разряда низкого давления (α и γ — первый и второй коэффициенты Таунсенда соответственно, d_{sh} — толщина приэлектродного слоя). При давлении аргона $p = 0.1$ Torr ВЧ разряд переходит из α - в γ -режим при $U_{rf} \approx 85$ В. Толщина приэлектродного слоя при этом равна $d_{sh} \approx 0.6$ см. Предположим, что ВЧ поле распределено в приэлектродном слое равномерно и все приложенное ВЧ напряжение падает на одном слое (последнее предположение справедливо для катодной фазы рассматриваемого слоя). Тогда легко получить, что при данных условиях $\mu \approx 0.018$, т. е. критерий пробоя (1) при α - γ -переходе ВЧ разряда низкого давления не выполняется (даже при явно завышенной оценке величины μ). Для выполнения критерия (1) при $p d_{sh} = 0.06$ Torr · см необходимо приложить ВЧ напряжение $U_{rf} \approx 850$ В. Следовательно, пробой слоя происходит при ВЧ напряжениях, значительно превышающих $U_{\alpha\gamma}$, когда на электрод падает большой поток ионов, вызывающий интенсивную ион-электронную эмиссию, и в слое развиваются электронные лавины. Таким образом, в широком диапазоне ВЧ напряжений в γ -режиме приэлектродный слой не пробивается и при этом является одним из основных источников быстрых электронов.

При давлениях $p \sim 0.05 - 0.5$ Torr пересекающие приэлектродный слой вторичные электроны успевают один или несколько раз упруго и неупруго столкнуться с атомами газа и из-за этого набирают на длине слоя меньшую энергию, чем в бесстолкновительном случае. Поэтому при повышении давления α - γ -переход происходит при более высоких ВЧ напряжениях на слое $U_{sh} > U_i$ и на электродах. Вблизи электрода электроны ускоряются в сильном ВЧ поле и именно здесь приобретают большую часть своей энергии. Электроны, упруго и неупруго столкнувшиеся с атомами газа при движении через слой, могут доускориться в относительном слабом поле вблизи границы слоя и сформировать высокоэнергетичный пучок. Поскольку в этом диапазоне давлений ионизационная длина пробега электронов λ_e превышает толщину слоя d_{sh} , то значительная часть ионизирующих столкновений будет происходить не только вблизи границы слоя, но и в квазинейтральной плазме. По своим характеристикам квазинейтральная плазма становится аналогична двум отрицательным свечениям и двум темным фарадеевым пространствам тлеющего разряда, перекрывающимся в центре разряда. В этих частях разряда электрическое поле, как известно [15], мало. Следовательно, при α - γ -переходе падение ВЧ

напряжения на приэлектродных слоях увеличивается и обратный γ - α -переход происходит при меньших ВЧ напряжениях, поэтому наблюдается гистерезис.

При более высоких давлениях газа ($p > 0.5$ Torr) в начале α - γ -перехода два темных фарадеевых пространства не перекрываются и в центральной области наблюдается эквивалент положительного столба. Повышение ВЧ напряжения приводит к увеличению длины темных фарадеевых пространств, область, занимаемая положительным столбом, сужается, и при более высоких ВЧ напряжениях два темных фарадеевых пространства перекрываются в центре разряда. Если при низких давлениях α - γ -переход происходил скачком с наличием гистерезиса, то теперь ВЧ разряд переходит в γ -режим непрерывно, гистерезис исчезает. При этом наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость разряда, в центральной области разрядного промежутка появляется немонотонное поведение плотности плазмы, формируются двойные плазменные слои и возникают низкочастотные колебания и шумы [16–19]. При $p > 1$ Torr α - γ -переход по характеристикам аналогичен зажиганию тлеющего разряда постоянного тока: приэлектродный слой находится в предпробойном состоянии, кривая α - γ -перехода подобна кривой Пашена [6–8,13].

При рассмотрении α - γ -перехода необходимо учитывать тот факт, что ВЧ поле на длине приэлектродного слоя распределено неравномерно (максимально вблизи электрода и очень мало на границе слой-плазма), поэтому не всегда можно провести корректную аналогию между α - γ -переходом ВЧ разряда и зажиганием тлеющего разряда в однородном постоянном электрическом поле. Для бесстолкновительного случая такое распределение ВЧ поля в слое при α - γ -переходе особой роли не играет. Однако для сильно столкновительного случая ситуация изменяется. Вторичные электроны, выбитые из поверхности электрода, ускоряются от электрода к границе слоя и большую часть энергии набирают в области сильного ВЧ поля (вблизи поверхности электрода). Начиная с некоторого расстояния $d^* < d_{sh}$ электроны попадают в область относительно слабого ВЧ поля и перестают ускоряться, так как набирают энергии от ВЧ поля меньше, чем теряют при столкновениях с атомами газа. Если электроны на своем пути от электрода до d^* не успели приобрести энергию, достаточную для ионизации атомов газа, то α - γ -переход при данном значении приложенного ВЧ напряжения не происходит. При этом наблюдается поток электронов (в его состав могут входить электроны с энергией порядка 10 eV), движущихся из приэлектродного слоя в плазму и возбуждающих на своем пути атомы газа. Поэтому при промежуточных и средних давлениях в α -режиме на границе приэлектродных слоев свечение может быть более ярким, чем в других областях разряда (что было замечено также в работах [6,11]). Если же ВЧ напряжение повысить до такой величины, что вторичные электроны попадают в область слабого ВЧ поля с энергией, достаточной для ионизации атомов газа, то наблюдается α - γ -переход.

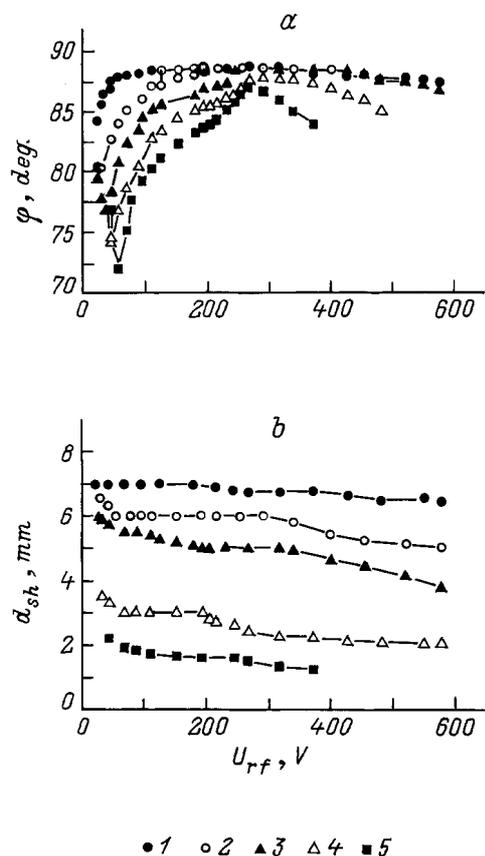


Рис. 3. *a* — зависимости угла сдвига фазы между ВЧ током и напряжением от приложенного ВЧ напряжения p , Torr: 1 — 0.06, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 2; *b* — зависимости толщины приэлектродного слоя от ВЧ напряжения p , Torr: 1 — 0.06, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 1, 5 — 2; $L = 22$ mm.

При средних давлениях газа толщина приэлектродного слоя скачком уменьшается до $d_{sh} \leq d^*$ и становится сравнимой по величине с нормальной толщиной слоя тлеющего разряда постоянного тока [8].

2) Угол сдвига фазы между ВЧ током и напряжением. На рис. 3, *a* показаны зависимости угла сдвига фазы между ВЧ током и напряжением от величины ВЧ напряжения. Как видно из рисунка, при низких давлениях в ростом ВЧ напряжения угол сдвига фазы φ увеличивается, при α - γ -переходе φ скачком возрастает и при дальнейшем повышении ВЧ напряжения φ достигает максимума и затем медленно уменьшается. При промежуточных давлениях и низких U_{rf} угол сдвига фазы φ с ростом ВЧ напряжения сначала уменьшается, проходит через минимум, затем увеличивается; при α - γ -переходе угол сдвига фазы φ возрастает быстрее, чем в α -режиме, достигает максимума и в γ -режиме монотонно уменьшается.

В отличие от [9,24,25] нами ни при каких условиях во всем исследованном диапазоне давлений, межэлектродных расстояний и ВЧ напряжений не наблюдалась ситуация, когда $\varphi \approx 0$, т.е. когда активный ВЧ ток в

цепи электродов равен по величине амплитуде ВЧ тока, а разряд из емкостного переходит в индуктивный. Это относится не только к аргону, но и к другим исследуемым нами газам (водород, кислород, азот, воздух, CF_4 , SF_6 и т.д.). Расхождения между значениями угла сдвига фазы φ , измеренными нами, и результатами авторов работ [9,24,25] можно объяснить, по-видимому, различием в расположении поясов Роговского. Мы измеряли ВЧ ток поясом Роговского, расположенным на заземленной шине, в то время как в работах [9,24,25] пояс Роговского находился на шине, подводящей напряжение от ВЧ генератора к потенциальному электроду. Если расположить пояс Роговского (или аналогичный измерительный прибор с заземленным корпусом) на шине, подводящей ВЧ напряжение к потенциальному электроду, то измеряемая таким способом величина I_{rf}^* будет зависеть от расположения измерительного прибора по отношению к электроду и не описывает действительную величину разрядного тока I_{rf} . Это связано с тем, что часть ВЧ тока будет уходить с шины и электрода на заземленный корпус измерительного прибора, частично ВЧ ток уйдет с потенциального электрода на заземленные части экспериментальной установки (корпуса приборов, металлические детали вакуумной системы и т.д.), поэтому величина измеренного ВЧ тока $I_{rf} = \psi(U_{rf})$ зависит от расстояния от измерительного прибора до ВЧ электрода. Показания с пояса Роговского, расположенного на заземленной шине, не зависят от расстояния до заземленного электрода. Поэтому такой способ расположения измерительного прибора позволяет более точно определить не только величину разрядного тока, но и угол сдвига фазы между ВЧ током и напряжением. Отметим, что измеренные нами значения φ удовлетворительно согласуются с экспериментальными и теоретическими значениями φ [12,14,26–29].

3) Осевая структура ВЧ разряда. На рис. 4–6 показаны осевые профили плотности плазмы n_i , постоянной составляющей потенциала плазмы ϕ_{pl} и температуры электронов T_e соответственно при различных ВЧ напряжениях для давлений аргона 0.1 и 1 Торг.

При низком давлении в α -режиме разряда осевые профили n_i и ϕ_{pl} имеют "колоколообразный" вид с максимумом в центре разрядного промежутка. С ростом ВЧ напряжения плотность плазмы и постоянный потенциал плазмы увеличиваются во всем разряде. Однако при некотором значении ВЧ напряжения α -режим переходит скачком в γ -режим, при этом наблюдается резкое уменьшение n_i и ϕ_{pl} в разрядном объеме. При дальнейшем повышении ВЧ напряжения плотность плазмы и постоянный потенциал плазмы монотонно увеличиваются во всем разрядном промежутке. При промежуточных давлениях в α -режиме ВЧ разряда n_i и ϕ_{pl} имеют максимумы в центре разряда и при приближении к электродам монотонно уменьшаются. Переход из α - в γ -режим сопровождается непрерывным повышением n_i и ϕ_{pl} в приэлектродных слоях и вблизи границы слой-квазинейтральная плазма, в центральной части раз-

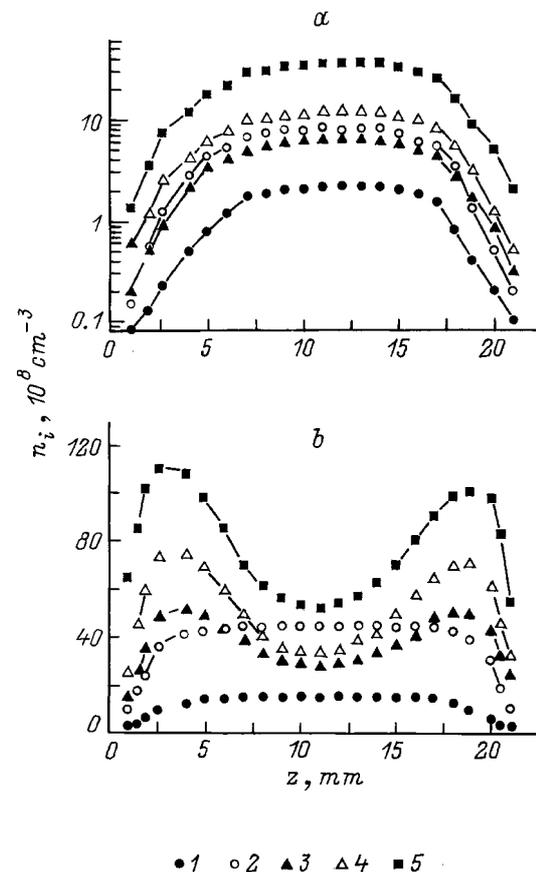


Рис. 4. Осевые профили плотности плазмы при давлениях аргона 0.1 Торг (а) и 1 Торг (б) и приложенных ВЧ напряжениях. а — U_{rf} , В: 1 — 25, 2 — 65 (α -режим), 3 — 65 (γ -режим), 4 — 100, 5 — 200; б — U_{rf} , В: 1 — 100, 2 — 225, 3 — 275, 4 — 325, 5 — 350.

ряда с ростом ВЧ напряжения n_i и ϕ_{pl} уменьшаются. В разрядном объеме формируются два двойных плазменных слоя, "катодные" части которых соприкасаются в центре разряда, а "анодные" части располагаются вблизи границ слой-квазинейтральная плазма. После завершения перехода разряда в γ -режим двойные слои исчезают, плотность и постоянный потенциал плазмы с ростом ВЧ напряжения монотонно увеличиваются во всем разрядном промежутке.

В α -режиме при низком давлении осевой профиль температуры электронов имеет максимальные значения в центральной части разряда; с ростом ВЧ напряжения T_e во всем разряде уменьшается. После перехода в γ -режим осевой профиль температуры электронов изменяется: значения T_e становятся максимальными вблизи границы приэлектродных слоев и имеют минимум в центральной области разряда. При дальнейшем повышении ВЧ напряжения температура электронов монотонно уменьшается во всем разряде. При промежуточных давлениях (рис. 5, б) осевое распределение температуры электронов имеет максимумы вблизи границ приэлектродных слоев и минимум в центральной области разряда не

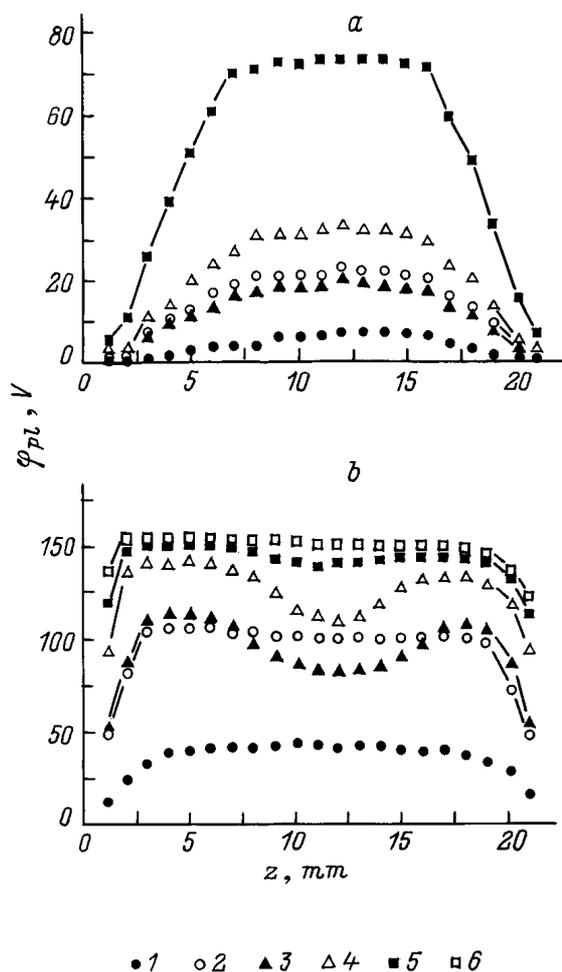


Рис. 5. Осевые профили постоянного потенциала плазмы при давлениях аргона 0.1 (а) и 1 Торг (б) и приложенных ВЧ напряжениях. а — U_{rf} , V: 1 — 25, 2 — 65 (α -режим), 3 — 65 (γ -режим), 4 — 100, 5 — 200; б — U_{rf} , V: 1 — 100, 2 — 238, 3 — 263, 4 — 325, 5 — 350, 6 — 365.

только в γ -режиме, но и в α -режиме тоже. Такие профили температуры электронов экспериментально были получены также в работе [30] и теоретически предсказаны в работе [31]. Авторы работы [31] объясняют это стохастическим (бесстолкновительным) нагревом электронов, который возникает при столкновениях электронов с осциллирующими границами приэлектродных слоев [13,32–34].

Поведение температуры электронов в плотности плазмы при α - γ -переходе и низких давлениях аргона можно объяснить следующим образом. В α -режиме при небольших ВЧ напряжениях электроны ускоряются как в ВЧ поле в центральной области, так и при столкновениях с осциллирующей границей слоя, о чем свидетельствуют осевые профили T_e . В ростом ВЧ напряжения увеличивается плотность плазмы, из-за чего падение ВЧ напряжения на приэлектродном слое возрастает, а на квазинейтральной плазме уменьшается.

Следовательно, температура электронов в α -режиме с ростом ВЧ напряжения уменьшается. Когда падение ВЧ напряжения на приэлектродном слое достигает некоторой критической величины, из слоя в плазму начинает поступать поток быстрых электронов. При появлении в квазинейтральной плазме электронов высокой энергии эквивалент положительного столба в α -режиме переходит в отрицательное свечение γ -режима. В отрицательном свечении поле заметно меньше, чем в положительном столбе, электроны в квазинейтральной плазме ускоряются в меньшем ВЧ поле и температура электронов в центральной области разряда уменьшается. Поэтому на границах приэлектродных слоев осевое распределение T_e в γ -режиме имеет максимум (благодаря бесстолкновительному нагреву электронов), а в центре разряд — минимум. Поток быстрых электронов, способных ионизовать атомы газа, в этот момент еще недостаточно большой, чтобы обеспечить высокую скорость ионизации, следовательно, уменьшение температуры электронов при переходе разряда в γ -режим приводит к уменьшению плотности плазмы в разрядном

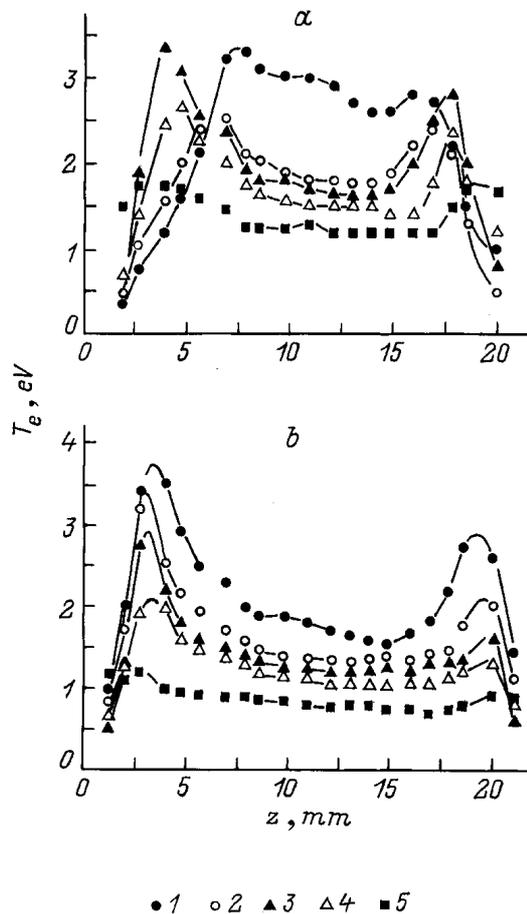


Рис. 6. Осевые профили температуры электронов при давлениях аргона 0.1 (а) и 1 Торг (б) и приложенных ВЧ напряжениях. а — U_{rf} , V: 1 — 25, 2 — 65 (α -режим), 3 — 65 (γ -режим), 4 — 200, 5 — 400; б — U_{rf} , V: 1 — 50, 2 — 200, 3 — 225, 4 — 250, 5 — 350.

объеме. При дальнейшем повышении ВЧ напряжения поток быстрых электронов возрастает, скорость ионизации атомов газа быстрыми электронами увеличивается, растет и плотность плазмы во всем разрядном объеме. Падение ВЧ напряжения на приэлектродных слоях увеличивается, а на квазинейтральной плазме уменьшается, поэтому температура электронов также понижается.

Теперь рассмотрим случай промежуточных давлений. Как известно [15], для аргона частота электрон-атомных столкновений ν сильно зависит от температуры электронов $\nu/p \sim T_e^{3/2}$. Поэтому при промежуточных давлениях аргона и характерных температурах электронов $T_e \approx 2\text{eV}$ в α -режиме разряда довольно большая часть ВЧ напряжения падает на квазинейтральной плазме. При α - γ -переходе из приэлектродных слоев выходят пучки быстрых электронов и область квазинейтральной плазмы превращается в два отрицательных свечения и два темных фарадеевых пространства тлеющего разряда. Благодаря этому ВЧ поле в разрядном объеме уменьшается, это приводит к снижению температуры электронов и, как следствие, к заметному уменьшению плотности плазмы в центральной части разряда. Плотность плазмы в центре разряда снижается в ростом ВЧ напряжения до тех пор, пока диффузионные потоки заряженных частиц от границ приэлектродных слоев (областей с повышенной ионизацией) в центральную область не компенсируют уменьшившуюся ионизацию атомов аргона плазменными электронами. При дальнейшем повышении ВЧ напряжения немонокотное поведение плотности плазмы в центральной части разрядного промежутка исчезает и ВЧ разряд горит в полностью сформированном γ -режиме.

4) Стохастический нагрев электронов. К настоящему времени пока нет единого мнения о том, при каких же условиях нужно учитывать стохастический нагрев электронов. В работе [35] утверждается, что тепловые скорости электронов V_{te} значительно превышают скорость движения осциллирующей границы слоя V_{sh} , поэтому значительную долю энергии при столкновении с границей слоя могут приобрести только "холодные" электроны с энергиями $\varepsilon < 0.1\text{eV}$, а основная масса электронов при столкновениях с границей слоя энергию практически не приобретает. В то же время в работе [33] рассматривается также и обратный случай, когда $V_{sh} > V_{te}$, с учетом двухтемпературного максвелловского распределения.

Оценим скорость движения осциллирующей границы слоя V_{sh} из вывода работы [6], что толщина приэлектродного слоя примерно равна амплитуде колебания электронов в ВЧ электрическом поле, равном по величине ВЧ полю на границе слоя E_b . Для скорости движения слоя можно записать $V_{sh}(t) = eE_b \cos(\omega t)/m\nu$, где e и m — заряд и масса электрона. Обозначим через V_{sh0} максимальную величину скорости движения границы слоя, соответствующую амплитудному значению поля E_b . Тогда для толщины приэлектродного слоя имеем $d_{sh} = eE_b/m\nu\omega = V_{sh0}/\omega$ [6]. Толщина приэлектродного

слоя изменяется в зависимости от давления газа и приложенного ВЧ напряжения: при низких давлениях $d_{sh} \sim 1\text{cm}$, при промежуточных давлениях $d_{sh} \approx 1-3\text{mm}$ (рис. 3, б). Принимая $d_{sh} = 3\text{mm}$, $f = 13.56\text{MHz}$, давление аргона $p = 1\text{Torr}$, для скорости движения границы слоя получим $V_{sh0} \approx 3 \cdot 10^7\text{cm/s}$. Тепловая скорость электронов с температурой $T_e = 2\text{eV}$ будет $V_{te} \approx 9.4 \cdot 10^7\text{cm/s}$. Таким образом, из настоящей оценки следует, что тепловая скорость электронов в несколько раз превышает скорость движения границы слоя, особенно при промежуточных давлениях и небольших ВЧ напряжениях. Это означает, что при промежуточных давлениях стохастический (бесстолкновительный) нагрев электронов не должен играть особенной роли в поддержании ВЧ разряда. Однако из рис. 6, б видно, что с ростом ВЧ напряжения температура электронов T_e вблизи границы приэлектродных слоев уменьшается (как в α -режиме, так и после перехода ВЧ разряда в γ -режим). Этот эффект можно разумно объяснить, по-видимому, именно с помощью механизма бесстолкновительного нагрева электронов. Если бы значительную роль в поведении T_e вблизи границы слоев играла, например, вторичная электронная эмиссия с поверхности электродов, то с ростом ВЧ напряжения температура электронов должна была бы повышаться, так как увеличивалось бы количество быстрых электронов, выходящих из приэлектродных слоев в плазму. Поскольку с ростом ВЧ напряжения толщина приэлектродных слоев уменьшается (рис. 3, б), то при этом должна понижаться скорость движения границы приэлектродного слоя и, следовательно, электроны при столкновениях с осциллирующей границей слоя приобретают меньшую энергию. Это мы и видим на рис. 6, б. Поэтому приведенные выше оценки скорости движения границы приэлектродного слоя, по-видимому, являются заниженными.

Рассмотрим некоторые аналитические модели других авторов, из которых можно оценить скорость движения границы слоя. В работе [36] получена зависимость положения границы слоя от времени

$$\begin{aligned} \lambda(\Theta) = & \lambda_1 - \rho - \frac{3}{4}\rho^2 + \left(\rho + \rho^2 + \frac{\rho^3}{8}\right) \sin(\Theta) \\ & + \frac{\rho^3}{12} \sin^3(\Theta) - \frac{5\rho^3}{12\pi} \cos(\Theta) \\ & + \frac{11\rho^3}{36\pi} \cos^3(\Theta) + \frac{\rho^2}{4} \cos(2\Theta) \\ & - \frac{\rho^3}{4\pi} \Theta \sin(\Theta) - \frac{\rho^3}{6\pi} \Theta \sin^3(\Theta), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\lambda = d(t)/\lambda_D$; $\lambda_1 = d_{sh}/\lambda_D$; $\rho = a_1/\lambda_D$; $a_1 = eE_p/m\nu\omega$; $\Theta = \omega t$; $d(t)$ — координата границы слоя; λ_D — дебаевский радиус при T_e и n_i , соответствующих границе слоя; E_p — омиическая часть ВЧ поля вблизи границы слоя.

Продифференцировав выражение (2) по времени, получим максимальное значение скорости границы слоя

$V_{sh0} \approx 3.6 \cdot 10^7$ cm/s. В работе [37] получено выражение для максимальной скорости электронного облака в ВЧ разряде

$$V_0 = \frac{eU_{rf}}{m\omega L} \left\{ \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \right\}^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\omega_0^2 = (4\pi e^2 n_0 / m)(2d_{sh} / L)$, n_0 — плотность плазмы на границе слоя.

Поскольку в работе [37] рассматривалось колебание электронного облака в ВЧ поле как единого целого, то очевидно, что $V_0 = V_{sh0}$. Тогда оценки по формуле (3) дают значение $V_{sh0} \approx 5.4 \cdot 10^7$ cm/s. Из работы [38] легко можно получить выражение для скорости движения границы слоя

$$v_{sh}(t) = \omega \frac{d_0}{u_b} \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi M} \right)^{1/2} \sqrt{E^*} \sin \omega t, \quad (4)$$

где $d_0 = J_0 / e\omega n_0$, J_0 — амплитуда плотности ВЧ тока, $u_b = (eT_e / M)^{1/2}$, M — масса иона, λ_i — длина свободного пробега иона,

$$E^* = \frac{4J_0}{\omega} (\sin \omega t - \omega t \cos \omega t). \quad (5)$$

Максимальное значение скорости движения границы слоя, полученное из (4), равно $V_{sh0} = 2 \cdot 10^8$ cm/s. И наконец, в работе [8] получено выражение для движения границы приэлектродного слоя в катодной фазе

$$d(t) = \frac{d_0}{1 + \xi^2} \left\{ \xi \cos \omega t + \sin \omega t + \exp \left(-\xi \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \right) \right\}, \quad (6)$$

где $\xi = (1 + \gamma)4\pi e n_0 \mu_+ / \omega$, μ_+ — подвижность иона.

Продифференцировав выражение (6) по времени, получим $V_{sh0} \approx 2.7 \cdot 10^8$ cm/s. Следовательно, используя один и тот же набор экспериментально измеренных значений U_{rf} , J_0 , n_0 и T_e на границе слоя, можно получить из имеющихся моделей разряда совершенно различные оценки соотношения величин тепловой скорости электронов и скорости движения границы приэлектродного слоя. Поэтому для выяснения роли стохастического (бесстолкновительного) нагрева электронов при промежуточных давлениях газа необходимы дополнительные исследования, как экспериментальные, так и теоретические.

5) Условия существования двойных плазменных слоев в ВЧ разряде. Как видно из рис. 5, *b*, при промежуточных давлениях α - γ -переход сопровождается формированием в квазинейтральной плазме двух стационарных двойных слоев, так что на осевом профиле постоянной составляющей потенциала плазмы вблизи границ приэлектродных слоев наблюдаются максимумы, а в центральной области

разряда — минимум. Это вызвано, по-видимому, одновременным уменьшением при α - γ -переходе плотности плазмы и температуры электронов в центре разряда (рис. 4, *b*, 6, *b*). Проводимость плазмы уменьшается, и, чтобы пропустить возрастающий ВЧ ток, в квазинейтральной плазме появляются двойные плазменные слои. Из рис. 4 и 6 видно, что при α - γ -переходе вблизи границ приэлектродных слоев сосредоточены области плазмы с максимальными значениями температуры электронов и плотности плазмы, а в центральной области разряда на осевых профилях T_e и n_i наблюдаются минимумы. Следовательно, при α - γ -переходе и в самом γ -режиме будут существовать как диффузионный, так и термодиффузионный потоки заряженных частиц, а также поток быстрых электронов, движущиеся от границ приэлектродных слоев к центру разряда. Поскольку осевой профиль постоянного потенциала плазмы при α - γ -переходе имеет максимумы вблизи границ приэлектродных слоев и минимум в центре разряда, то будут наблюдаться потоки положительных ионов от границ слоев к центру разряда. Для существования стационарных двойных слоев в ВЧ разряде нужно, чтобы избыток приходящих положительных ионов удалялся из центральной области. Так как радиальная диффузия заряженных частиц вряд ли играет при наших условиях большое значение (на рис. 5 диаметр разрядной камеры почти в 5 раз превышает расстояние между электродами), то основным механизмом потерь положительных ионов в центральной области должна быть, по-видимому, диссоциативная ион-электронная рекомбинация. Как показано в работах [39,40], в тлеющем разряде кроме ионов Ar^+ наблюдается довольно значительное количество ионов Ar_2^+ уже при давлениях $p \sim 0.5 - 1$ Торр (от долей процента до десятков процентов от общего числа положительно заряженных частиц). Коэффициент диссоциативной рекомбинации с ростом температуры электронов быстро уменьшается [41] ($\beta \sim T_e^{-0.67}$), поэтому вблизи границ приэлектродных слоев диссоциативная ион-электронная рекомбинация будет небольшой (так как в этих областях T_e максимальна), в то время как в центре разряда ионы Ar_2^+ будут эффективно рекомбинировать с электронами.

Для стационарного существования в ВЧ разряде двойных плазменных слоев необходимо также, чтобы в центральной области постоянно поддерживался небольшой избыток электронов. Кроме собственных плазменных (холодных) электронов в центр разряда поступают потоки быстрых вторично-эмиссионных электронов, набравших энергию в приэлектродных слоях. В состав потока быстрых электронов входят также электроны, ускорившиеся в повышенном ВЧ поле в приэлектродных слоях в плазменной фазе [34]. Хорошо выраженные двойные слои наблюдаются при таких давлениях и приложенных ВЧ напряжениях, когда появившийся в центральной области в начале α - γ -перехода положительный столб постепенно исчезает и два темных фарадеевых пространства перекрываются в центре разряда. Как известно [42,43], длина темного фарадеевого простран-

ства определяется расстоянием, на котором происходит термализация (максвеллизация) быстрых вторично-эмиссионных электронов: на границе темного фарадеевского пространства и положительного столба направленная скорость вторично-эмиссионных электронов становится равной тепловой скорости плазменных электронов. Когда два темных фарадеевых пространства перекрываются, в центре разряда тормозятся электроны, движущиеся от обоих электродов, и формируется область с небольшим избытком отрицательного заряда. Именно при этих условиях наблюдается максимальное падение постоянного напряжения на длине двойного слоя. При более высоких ВЧ напряжениях поток вторично-эмиссионных электронов, вышедший из одного приэлектродного слоя, тормозится уже между центром разряда и противоположным приэлектродным слоем. Поэтому двойные слои с ростом ВЧ напряжения исчезают.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследован переход ВЧ разряда из слаботочного (α -) в сильноточный γ -режим горения при низких и промежуточных давлениях аргона. Показано, что область существования α -режима ограничена не только со стороны средних давлений, но и со стороны низких давлений. При низких давлениях газа ($p < 0.5$ Торр) α - γ -переход ВЧ разряда происходит скачком и имеет гистерезисный характер. При промежуточных давлениях аргона α - γ -переход непрерывный, без резких скачков, но в центральной области разряда возникает немонотонное поведение плотности плазмы, формируются двойные плазменные слои, при этом наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость разряда.

Список литературы

- [1] Flamm D.L., Donnelley V.M., Ibbotson D.E. // J. Vac. Sci. Technol. 1983. Vol. B1. N 1. P. 23–30.
- [2] Coburn J.M., Kay E. // IBM J. Res. Develop. 1979. Vol. 23. N 1. P. 33–41.
- [3] Мышенков В.И., Яценко Н.А. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. С. 2121.
- [4] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Изд-во МФТИ; Наука-Физматлит, 1995. 320 с.
- [5] Левитский С.М. // ЖТФ. 1957. Т. 27. Вып. 5. С. 970–977.
- [6] Яценко Н.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 11. С. 2480–2483. Там же. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1195–1204. Там же. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 294–301.
- [7] Godyak V.A., Khanneh A.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. Vol. 14. N 2. P. 112–123.
- [8] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 4. С. 471–479. Там же. 1988. Т. 14. № 2. С. 226–232. Там же. 1992. Т. 18. № 11. С. 1476–1488.
- [9] Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 4. P. 660–676.
- [10] Каганович И.Д., Цендин Л.Д., Яценко Н.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 25–46.
- [11] Vidaud P., Durrani S.M.A., Hall D.K. // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. N 1. P. 57–66.
- [12] Makabe T., Nakano N., Yamaguchi Y. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 4. P. 2520–2531.
- [13] Bohm C., Perrin J. // J. Phys. D. 1991. Vol. 24. N 6. P. 865–881.
- [14] Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.K. // J. Phys. D. 1992. Vol. 25. N 12. P. 1767–1776.
- [15] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [16] Кропотов Н.Ю., Лисовский В.А., Качанов Ю.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 17–22.
- [17] Лисовский В.А., Егоренков В.Д., Красников О.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 21. С. 21. С. 90–95.
- [18] Лисовский В.А., Красников О.В. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 22. С. 57–61.
- [19] Lisovskiy V.A., Krasnikov O.V. // Record-Abstracts of 22nd IEEE Intern. Conf. on Plasma Sci. Madison (USA), 1995. P. 144.
- [20] Немчинский В.А. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 2. С. 416–419.
- [21] Schulz G.J., Brown S.C. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1642–1649.
- [22] Dudin S.V. // Record-Abstracts of 23^d IEEE Intern. Conf. on Plasma Sci. Borton, 1996. P. 45.
- [23] Дудин С.В. // ПТЭ. 1994. № 4. С. 78–82.
- [24] Годяк В.А., Ганна А.Х. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 676–683.
- [25] Popov O.A., Godyak V.A. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 1. P. 53–58.
- [26] Beneking C. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 9. P. 4461–4473.
- [27] Tochikudo F., Kokubo T., Kakuta S. et al. // J. Phys. D. 1990. Vol. 23. N 9. P. 1184–1192.
- [28] Kokubo T., Tochikudo F., Makabe T. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. N 9. P. 818–820.
- [29] Kakuta S., Kitajima T., Okabe Y., Makabe T. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. Vol. 33. P. 1. N 7B. P. 4335–4339.
- [30] Terai K., Ohsone Y., Kaneda T., Kubota T. // Proc. 20th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Contrib. Pap. 5. Pisa, 1991. P. 1151–1152.
- [31] Sommerer T.J., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. N 4. P. 1654–1673.
- [32] Годяк В.А. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 141–151.
- [33] Wood B.P., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 1. P. 89–96.
- [34] Kaganovich I.D., Tsendin L.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. Vol. 20. N 2. P. 66–75, 86–92.
- [35] May P.W., Klemperer D.F., Field D. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 4. P. 1634–1643.
- [36] Godyak A.V., Sternberg N. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 4. P. 53–58.
- [37] Будянский А.М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 1. С. 17–22.
- [38] Lieberman M.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 2. P. 338.
- [39] Knewstubb P.F., Tickner A.W. // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 36. P. 674–683.
- [40] Fitzwilson R.L., Chanin L.M. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 5337–5346.
- [41] Mehr F.J., Biondi M.A. // Phys. Rev. 1968. Vol. 176. N 1. P. 322–326.
- [42] Грановский В.Л. Электрический ток в газе (установившийся ток). М.: Наука, 1971. 544 с.
- [43] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 6. С. 1041–1052.