

04;12

Зондовые измерения в разряде с жидкими неметаллическими электродами в воздухе при атмосферном давлении

© Ю.А. Баринов, С.М. Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: shkolnik@vas.pti.spb.su

(Поступило в Редакцию 1 августа 2001 г.)

Разряды с жидкими неметаллическими электродами представляют большой прикладной интерес. Исследован разряд между двумя потоками водопроводной воды в воздухе при атмосферном давлении. Разряд устойчиво горел при питании постоянным током $40 \leq I \leq 100$ mA в диффузной (объемной) форме с относительно низкой плотностью тока (~ 0.2 A/cm²) и высоким (более киловольта) падением напряжения в воздушном зазоре (~ 1 cm) между водяными электродами. Зондовые измерения показали, что в разряде можно выделить приэлектродные области (протяженность 1–2 mm) и столб разряда с постоянным электрическим полем ≈ 0.8 kV/cm ($E/N \approx 20$ Td, так как газ разогрет в разряде до 1500–2000 K). В приэлектродных областях среднее значение $E \approx 2-3 \cdot 10^3$ V/cm ($E/N \approx 60-80$ Td). Концентрация заряженных частиц в столбе $n \sim 10^{12}$ cm⁻³. Измерения n электрическим зондом согласуются с выполненными ранее измерениями бесконтактным методом — по поглощению зондирующего СВЧ излучения. Зондовые измерения позволили также оценить концентрацию паров воды в столбе.

1. Электрические разряды, в которых в качестве электродов используются неметаллические жидкости, например водные растворы различных солей или оснований, техническая или водопроводная вода, обладают уникальными свойствами. Это самостоятельные разряды, которые в определенных условиях при питании постоянным током могут гореть в объемной (диффузной) форме при высоких (до атмосферного и выше) давлениях, в том числе и молекулярных газов.

В отличие от разрядов дугового типа разряды с жидкими неметаллическими электродами (РЖНЭ) горят при относительно высоком напряжении $U \geq 10^3$ V и низкой плотности тока $j \sim 10^{-1}-1$ A/cm². Изменение состава и концентрации электролита обеспечивает возможность управления режимом горения в широких пределах. Длительность горения разряда, которая при использовании металлических электродов обычно лимитируется их эрозией, для РЖНЭ практически не ограничена. РЖНЭ широко используется для обработки металлических поверхностей, нанесения покрытий различного назначения и т. п. [1]. Однако перечисленные выше свойства РЖНЭ, а также ряд других, например присутствие в спектре излучения разряда спектральных линий элементов, растворенных в жидком электроде [2], сильная неравновесность генерируемой разрядом плазмы, в том числе при горении разряда в атмосфере молекулярных газов высокого давления [3], делают его перспективным также и для разнообразных технических применений в плазмохимии (в частности, для очистки загрязненных газовых потоков), спектроаналитике [4] и др. Отметим выгодное отличие РЖНЭ от барьерного разряда [5], который вызывает в настоящее время большой интерес как генератор неравновесной плазмы высокого давления.

Для питания барьерного разряда необходим источник переменного напряжения с частотой $f \sim 10^3$ Hz и выше, в то время как РЖНЭ устойчиво горит также и при питании постоянным током. Однако пока РЖНЭ остается малоизученным. Основные результаты относятся к разряду с одним жидким электродом — катодом [6].

Настоящая работа посвящена исследованию распределения потенциала и концентрации заряженных частиц в разряде, в котором в качестве обоих электродов использовалась слабопроводящая жидкость — водопроводная вода. Разряд горел в открытом воздухе при атмосферном давлении.

2. Разрез использованного в эксперименте разрядного узла схематично показан на рис. 1. Разряд горел в воздухе между двумя потоками водопроводной воды (водяные электроды), которые стекали по керамическим лоткам, отклоненным на небольшой угол от вертикали. Ширина доньшка лотка 15 mm, высота боковых стенок 5 mm. В лотках друг против друга имеются отверстия, в которые были вмонтированы металлические токоподводы из нержавеющей стали $\varnothing 3$ mm. Токоподводы закреплялись так, что их концы были заподлицо с доньшком лотка, покрытым водой. Расход воды был стабилизирован и подбирался таким, чтобы при минимальном расходе обеспечить высоковольтный диффузный режим горения разряда. Эксперименты показали, что для реализации высоковольтного режима необходимо, чтобы толщина слоя воды h , покрывающего металлические токоподводы, превышала некоторое минимальное значение h_{\min} . В противном случае происходил пробой воды и на металлических токоподводах загорались эрозионные контрагированные привязки. Разряд переходил в дуговой с характерными для дуги низким напряжением и высокой плотностью

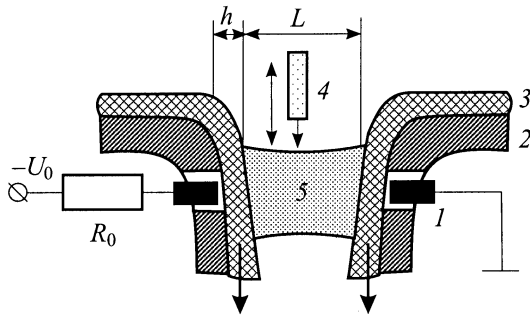


Рис. 1. Схема поперечного сечения разрядного узла: 1 — металлические токоподводы, 2 — керамические лотки, 3 — потоки воды, 4 — подвижный зонд, 5 — разрядная плазма.

тока в контрагированном канале. Межэлектродный промежуток (воздушный зазор между обращенными друг к другу поверхностями воды) мог достигать $L \approx 10$ mm.

Для питания разряда использовался высоковольтный источник, обеспечивающий ток $I \leq 2$ A при напряжении $U_0 \leq 10$ kV со ступенчато-непрерывной регулировкой. Источник состоит из повышающего трансформатора и выпрямителя, собранного по мостовой схеме. К выходу подключался резистивно-емкостной фильтр, обеспечивающий коэффициент пульсаций не более 1%. Положительный полюс источника заземлялся. Последовательно с разрядным узлом включалось балластное сопротивление R_0 , ограничивающее ток в цепи в случае пробоя водяного электрода. Поджиг разряда производился размыканием цепи после кратковременного замыкания межэлектродного промежутка специальным металлическим проводником.

3. Эксперименты проводились при токе $40 \leq I \leq 100$ mA. Реализация диффузной формы разряда в этом диапазоне токов осуществлялась путем подбора напряжения источника питания U_0 , балластного сопротивления R_0 и толщины слоя воды h . При $U_0 \approx -4$ kV, $R_0 = 10$ k Ω минимальная толщина слоя воды, предохраняющего от пробоя, составляла $h_{\min} \approx 4$ mm. При этом скорость потока воды, оцененная по результатам измерения расхода, составляла $v \approx 1$ m/s.

При таких условиях напряжение горения разряда, т.е. напряжение между металлическими токоподводами, составляло $U \approx -3$ kV и слабо зависело от тока. Падение напряжения U складывалось из падения внутри водяных электродов U_1 и падения в плазме в межэлектродном промежутке U_2 . Величина U_1 измерялась в независимых экспериментах без разряда. Были изготовлены тонкие диски из нержавеющей стали диаметрами, равными диаметрам анодной и катодной привязок РЖНЭ к поверхности водяных электродов. Диаметры электродных привязок определялись при фотографировании разряда. Катодная и анодная привязки имели близкие диаметры D . Диаметр привязки возрастал при увеличении тока. При $I \approx 60$ – 70 mA характерное значение $D \approx 0.6$ – 0.7 cm. Диски приводились в соприкосновение с соответствующими

водяными электродами и в исследуемом диапазоне токов измерялись падения напряжения между токоподводами и дисками. Эксперименты показали, что примерно половина напряжения, приложенного к токоподводам, падает в водяных электродах. Например, при близких значениях толщины слоя воды, покрывающих катодный и анодный токоподводы $h \approx 5$ mm, токе разряда $I \approx 65$ mA, межэлектродном промежутке $L \approx 6$ mm и напряжении на токоподводах $U \approx -2.9$ kV падение напряжения в водяных электродах $U_1 \approx -1.6$ kV.

Оценка проводимости водяных электродов по результатам таких измерений дает $\sigma \approx 10^{-4}$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) $^{-1}$, что примерно на порядок величины превышает проводимость дистиллированной воды [7]. Этот результат показывает, что, по-видимому, никаких особенностей в механизме токопереноса внутри водяных электродов (частичные разряды и т.п.) нет, поскольку отличие от данных [7] находится в пределах того, что можно ожидать при использовании водопроводной воды без дополнительной фильтрации.

Ток и напряжение разряда сильно зашумлены в широком спектре частот. Наблюдались также выраженные низкочастотные колебания напряжения разряда амплитудой до нескольких десятков вольт, основная частота которых, например, при $L = 6$ mm составляла $f \approx 60$ Hz.

Методика зондовых измерений будет описана ниже. Здесь лишь укажем, что измерения с помощью вспомогательных зондов, расположенных один над другим в центре межэлектродного промежутка на периферии токового канала (один — под разрядом, а другой — над ним), позволили установить причину низкочастотных колебаний напряжения. В процессе горения вследствие разогрева газа токовый канал как бы "всплывает", что приводит к некоторому увеличению его длины и соответственно повышению напряжения, а затем возвращается к прежнему положению. Смещение разряда по вертикали в центре межэлектродного промежутка составляет ≤ 0.5 mm. Проведенные ранее спектроскопические измерения [8] показали, что воздух в разряде прогревается до $T_g \approx 1500$ – 2000 K.

4. Зондовые измерения проводились с помощью цилиндрического зонда диаметров 0.3 mm и длиной 1.5 mm и плоского одностороннего зонда 0.33×1.2 mm. Зонды были изготовлены из молибдена. Рабочие поверхности зондов изолировались керамикой ВеО. Рабочая поверхность плоского зонда была ориентирована перпендикулярно оси разряда и могла быть обращена как к катоду, так и к аноду. В сухой атмосфере, содержащей кислород, молибден начинает значительно окисляться только при $T \geq 700$ K, однако при наличии водяных паров — уже при $T \geq 520$ K [9]. Чтобы избежать значительного окисления, зонд следует вводить в разряд кратковременно. Оценки показывают, что при температуре газа $T_g \approx 2000$ K за время $t \approx 10^{-1}$ s температура зонда повысится на $\Delta T \approx 50$ K. Поэтому длительность пребывания зонда в плазме была ограничена временем $\Delta t \leq 0.5$ s. Зонд вводился в разряд сверху (рис. 1). Держатель зонда

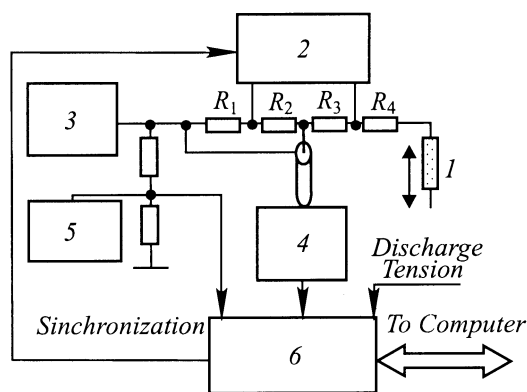


Рис. 2. Блок-схема зондовых измерений: 1 — подвижный зонд, 2 — электронный ключ, 3 — источник напряжения, 4 — высоковольтная гальваническая развязка, 5 — цифровой вольтметр, 6 — многоканальный АЦП.

был подпружинен в специальной подвижке, обеспечивающей возможность перемещения его вдоль и поперек оси разрядного узла. Кратковременное погружение зонда в плазму на регулируемую глубину осуществлялось с помощью электромагнита или вручную. Рабочая поверхность зонда периодически подвергалась механической очистке, чтобы избежать искажений результатов измерений вносимых окисными пленками [10].

5. Блок-схема зондовых измерений приведена на рис. 2. Для питания зондовой цепи использовался стабилизированный источник постоянного напряжения, обеспечивающий возможность плавной регулировки выходного напряжения в пределах от 0 до -2.5 kV. Последовательно с зондом были включены резисторы R_1 , R_2 и $R_3 = 150$ M Ω , а также ограничительный резистор $R_4 = 100$ k Ω . Номиналы R_1 , R_2 выбирались в зависимости от того, в каком диапазоне токов предполагалось проводить измерения. Проведение зондовых измерений в описанных условиях осложнено двумя обстоятельствами: во-первых, необходимостью измерять малые токи (до долей микроампера) при высоком напряжении на зонде (киловольт и более); во-вторых, отталкиванием разряда от зонда, а также описанным выше "всплыванием" разряда.

Первое из указанных обстоятельств не позволяет использовать для измерения тока зонда омические делители, так как в таких условиях измерения с помощью делителей не обеспечивают необходимой точности. Поэтому для измерения тока зонда было изготовлено устройство, обеспечивающее как измерение малых сигналов, так и гальваническую развязку измерительных цепей от регистрирующих приборов. Устройство позволяет измерять входные сигналы до 0.3 V под напряжением до 10 kV. Для преодоления второй из упомянутых трудностей измерения тока зонда и его плавающего потенциала проводились в близкие моменты времени. Это осуществлялось путем коммутации резистора R_3 (а также R_2) с помощью электронного ключа. Ключ управлялся периодическим

сигналом в виде меандра с периодом ≈ 1 ms. Сигнал с выхода гальванической развязки вместе с сигналами, пропорциональными напряжению питания зондовой цепи и напряжению на разряде, оцифровывались с помощью многоканального 11-разрядного аналого-цифрового преобразователя и заносились в компьютер. Длительность записи выбиралась равной примерно 0.5 s. Измерения повторялись многократно. При этом визуально контролировалось попадание зонда в канал разряда. Затем напряжение питания зондовой цепи изменялось и проводилась следующая серия измерений. Фактически зондовые измерения проводились на расстоянии ≈ 1 mm от оси разряда, так как при попадании зонда на ось разряд отталкивался от зонда.

После окончания измерений с помощью специальной программы из всего массива данных отбирались последовательные значения (не менее двух подряд) тока и плавающего потенциала зонда, отличающиеся не более чем на 10%, которым соответствуют близкие значения напряжения разряда ($\Delta U \leq \pm 6$ V). Отобранные таким образом данные подвергались статистической обработке и усреднению.

6. Зондовые измерения проводились при $I = 65$ – 70 mA и $L \approx 6$ mm. Результаты измерений потенциала плавающего зонда U_f приведены на рис. 3. Темными кружками отмечены результаты, полученные при погружении зонда в воду вблизи поверхности водяных электродов. Отметим, что результаты этих измерений хорошо согласуются с результатами описанных выше измерений падения напряжения в воде с помощью дисковых электродов.

Из рис. 3 видно, что в разряде можно достаточно отчетливо выделить приэлектродные области и столб разряда с примерно постоянной напряженностью электрического поля. Как будет показано ниже, в столбе

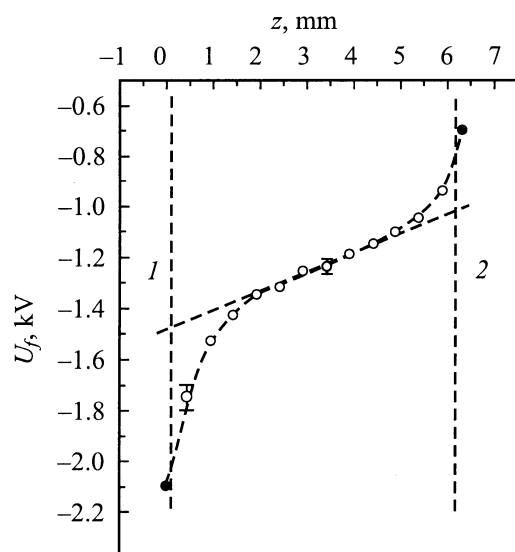


Рис. 3. Распределение потенциала плавающего зонда в межэлектродном промежутке при $I \approx 65$ mA, $L \approx 6$ mm (цилиндрический зонд). 1 — водяной катод, 2 — водяной анод.

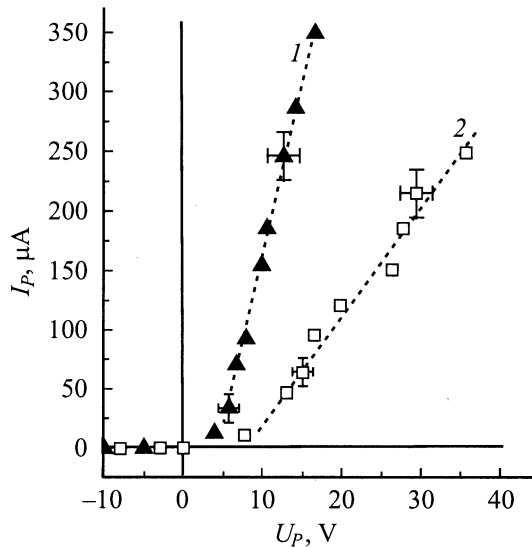


Рис. 4. Зондовые характеристики при $I \approx 65$ мА (плоский зонд, обращенный к катоду). z , мм: 1 — 2.5, 2 — 4.5.

потенциал плавающего зонда можно отождествлять с потенциалом плазмы с точностью $\sim kT_e/e$ (T_e — характеристическая энергия или "температура" электронов). Из данных, приведенных на рис. 3, можно определить электрическое поле в столбе $E_c \approx 7-8 \cdot 10^2$ В/см. Отметим, что как визуальные наблюдения и фотографирование разряда, так и результаты спектроскопических измерений [3] показывают, что столб не вполне однороден, на стыке с прикатодной областью он несколько сужен и расширяется в сторону анода. В настоящей работе основное внимание было уделено исследованию именно столба разряда.

На рис. 4 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) плоского зонда вблизи катодного и анодного концов столба (потенциал U_p отсчитывался от потенциала плавающего зонда). Вид зондовой характеристики позволяет сделать вывод о том, что основными носителями электрического тока в исследуемом разряде являются электроны. Отличительной особенностью ВАХ является линейная зависимость тока от потенциала зонда на переходном участке при $U_p \geq 10$ В. Линейный участок на ВАХ зонда наблюдался и ранее в различных экспериментах в слабоионизованной плазме атмосферного давления [11–13].

Результаты измерений ионных ветвей ВАХ с увеличенными номиналами R_1 и R_2 приведены на рис. 5. Из рис. 5, *a* видно, что ионный ток на зонд, как и электронный, зависит от положения зонда в столбе. Когда зонд расположен в катодном конце столба, от его ориентации в пределах разброса зависимости не наблюдается (рис. 5, *b*). В анодном конце столба измерения зондом, обращенным к аноду, не представляются разумными, так как расстояние зонд–анод близко к размеру зонда и зонд возмущает всю плазму до самого электрода.

7. Рассмотрим условия, в которых происходит соби- рание тока зондом. Температура газа, по данным [8], в катодном конце столба $T_{gc} \approx 2000$ К, а в анодном — $T_{ga} \approx 1400$ К; концентрация молекул $N_{gc} \approx 3.5 \cdot 10^{18}$ и $N_{ga} \approx 5.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Параметр E/N меняется в столбе от ≈ 20 Тд в катодном конце до ≈ 15 Тд в анодном. Характеристическая энергия электронов или "температура" по результатам [3] может быть оценена как $T_e \approx 3500-4000$ К и слабо меняется вдоль столба. Измерения поглощения СВЧ излучения [14] позволили определить среднюю концентрацию электронов в столбе $n_e \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Для оценки вблизи оси примем $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Основным носителем положительного заряда в воздушной плазме при относительно низких температурах является ион NO^+ . Концентрация отрицательных ионов мала по сравнению с концентрацией электронов [15] (отметим, однако, что [15] приведен состав сухой плазмы воздуха при термодинамическом равновесии). Поэтому можно считать, что $n_e \approx n_i = n$ (здесь n_i — концентрация положительных ионов).

Важным параметром является концентрация паров воды в столбе разряда, так как дрейфовая скорость

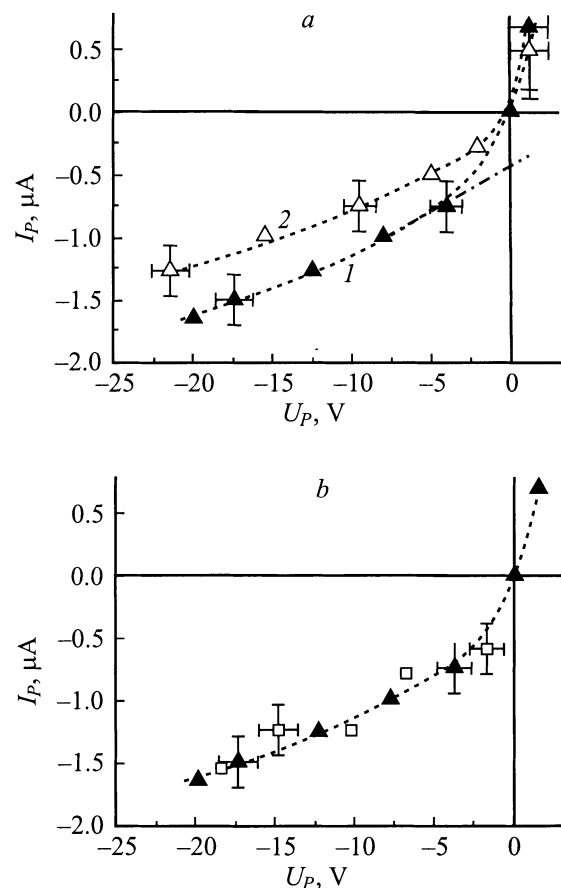


Рис. 5. Ионные ветви зондовых характеристик при $I \approx 65$ мА. *a* — плоский зонд, обращенный к катоду: $z = 2.5$ (1), 4.5 мм (2); *b* — $z = 2.5$ мм, треугольники — зонд обращен к катоду, квадраты — зонд обращен к аноду.

электронов и их характеристическая энергия в парах воды и в сухом воздухе при $E/N < 20 \text{ Td}$ отличаются более чем на порядок величины [16]. В зависимости от температуры и влажности воздуха в атмосфере может содержаться до нескольких процентов паров воды. Распыление водяного катода в виду низкой плотности ионного тока ($\sim 10^{-1} \text{ A/cm}^2$) и энергии ионов ($\sim 10^2 \text{ eV}$) не может существенно повысить концентрацию водяных паров. Увеличить влажность может разогрев воды при протекании через зону прохождения тока между плазмой и металлическим токоподводом.

Вода разогревается джоулевым (объемным) тепловыделением и потоком тепла, поступающим на поверхность через привязку зонда. Учитывая, что скорость течения воды $v \approx 10^2 \text{ cm/s}$, а характерный размер электродной привязки $D \approx 0.7 \text{ cm}$, получаем для длительности воздействия источников тепла значение $t_0 \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Джоулев разогрев за это время составляет лишь несколько градусов. Оценим прогрев поверхности. Рассмотрим наиболее энергонапряженную катодную привязку. Предположим, что вся энергия W , выделяющаяся в прикатодной области плазмы, где падает $\approx 600 \text{ V}$ (рис. 3) при плотности тока $\approx (0.2-0.25) \text{ A/cm}^2$, выносятся на водяной электрод, а охлаждением его пренебрежем. Поскольку $l \sim (at_0)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \ll D$ (здесь $a = \lambda/(C_p/\rho)$, λ — теплопроводность, C_p — удельная теплоемкость, ρ — плотность воды), для оценки разогрева поверхности используем выражение [17] $T_s = T_0 + (2W/\lambda)(at_0/\pi)^{1/2}$, где T_0 — температура в потоке до воздействия на него разрядом. При $T_0 = 285-290 \text{ K}$ получим $T_s \approx 320-330 \text{ K}$. Это максимальная температура, которую может достигать поверхность воды на выходе из зоны прохождения тока. Этой температуре соответствует давление насыщенного пара воды $p_w \leq 2 \cdot 10^{-1} \text{ atm}$. Разряд генерирует и мелкие капли (этот вопрос не был исследован), которые, разогреваясь в плазме, могут также дать некоторый вклад в концентрацию паров воды. Как видно, концентрация паров воды может быть существенно выше той, что соответствует влажности окружающего разряд воздуха.

8. Выберем метод обработки измерений. Для этого сделаем оценки характерных длин призондовой области для сухого воздуха, а затем рассмотрим влияние влажности. При указанных выше значениях концентрации и температуры дебаевская длина $l_D \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. Температура газа вблизи зонда близка к температуре его поверхности $T_g \approx 500-600 \text{ K}$. При этой температуре $l_i \sim 10^{-5} \text{ cm}$, $l_e \sim 10^{-4} \text{ cm}$. Длина релаксации энергии электронов $l_e = \delta^{-1/2} l_e \sim 10^{-3} \text{ cm}$ и $l_e E_c \sim 1 \text{ eV} > T_e$, однако учет относительно высокой влажности приведет к изменению оценки для l_e и обращению знака неравенства. Поэтому можно предположить, что функция распределения электронов в столбе разряда близка к максвелловской. Основным механизмом рекомбинации в рассматриваемых условиях — диссоциативный. Длина рекомбинации ионов NO^+ $L_r = D_a/(an)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ (здесь

$D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, D_i — коэффициент диффузии, α — коэффициент рекомбинации). Значения D_i и α взяты из [18].

Результаты сделанных оценок показывают, что выполняются следующие неравенства: $l_i < l_D \sim l_e \ll l_e \ll L_r \ll b$ (здесь b — характерный размер зонда). В таких условиях основной вклад в полную разность потенциалов зонд-плазма на переходном участке ВАХ вносит область плазмы, находящаяся в состоянии ионизационного равновесия, размером $\sim b$, в которой происходит растекание зондового тока. Потенциал плавающего зонда с точностью $\sim kT_e/e$ совпадает с потенциалом плазмы. Ток на зонд на переходном участке ВАХ описывается выражением [11]

$$I_p = 4\pi c \sigma_\infty U_p, \quad (1)$$

где c — электрическая емкость зонда; σ — проводимость невозмущенной плазмы.

Ионный ток на плоский зонд описывается выражением [19]

$$I_p = 3^{-1/2} en_\infty^{3/2} (D_a \alpha)^{1/2} (1 + b_i/b_e) S_0, \quad (2)$$

где n_∞ — концентрация невозмущенной плазмы; b_i, b_e — подвижность ионов и электронов; S_0 — поверхность слоя пространственного заряда.

Теории [11,19] развиты в предположении, что внешнее поле мало по сравнению с амбиполярным. Противоположный случай был рассмотрен в [20] и показано, что ВАХ зонда не имеет линейного участка. Зависимость тока от потенциала зонда определяется его формой, и, например, ток на сферический зонд на переходном участке ВАХ квадратично растет при увеличении потенциала. Оценка амбиполярного поля в условиях настоящего эксперимента дает $E_a \sim 10^3 \text{ V/cm} \sim E_c$. Для применимости (1) необходимо также, чтобы поле в невозмущенной плазме было слабым по сравнению с полем, создаваемым зондом в области растекания тока. Оценки показывают, что при $U_p \geq 20 \text{ V}$ поле зонда превосходит поле в невозмущенной плазме. Вид ВАХ позволяет предположить, что без большой ошибки для их обработки можно воспользоваться выражениями (1) и (2). Пригодность соответствующих теорий при $E_a \sim E_c$ будет видна при сопоставлении с результатами бесконтактных измерений [14].

Отметим также, что выражение (2) дает значение тока на зонд при условии, что в призондовой области плотность и температура нейтральных частиц не зависят от координат. В настоящих экспериментах температура зонда ниже температуры газа и в призондовой области существуют градиенты температуры и плотности. Это можно учесть в случае плоского зонда, как показано в [21], путем введения поправки к зондовому току порядка отношения температуры зонда к температуре газа.

9. Концентрация плазмы определялась из ионной ветви ВАХ в соответствии с (2) и корректировалась

с учетом разницы температур зонда и газа. Температура зонда предполагалась ≈ 500 К. Ионный ток определялся экстраполяцией к $U_p \approx 0$ (рис. 5, а). Получены следующие оценки для концентрации: в катодном конце столба $n_c \approx 1.5-2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в анодном конце $n_a \approx 0.9-1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Концентрация в столбе несколько уменьшается в сторону анода.

Проводимость плазмы определялась из переходного участка ВАХ с помощью (1). При этом емкость зонда определялась как емкость одностороннего плоского диска площади $s \approx 10^{-2} \text{ см}^2$. Проводимость в катодном конце столба может быть оценена как $\sigma \approx 2-3 \cdot 10^{-4} (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$, а в анодном $\sigma \sim 1 \cdot 10^{-4} (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$. Уравнение (1) также было выведено в предположении, что в основной части области растекания зондового тока температура газа постоянна и равна температуре газа в разряде. Поэтому приведенные здесь значения проводимости несколько ниже, чем проводимость невозмущенной плазмы.

Оценивая концентрацию плазмы из результатов измерений проводимости и сопоставляя ее со значениями, полученными из ионного тока, оказывается возможным оценить концентрацию паров воды в столбе. Действительно, различие подвижностей ионов в сухом воздухе и при наличии паров воды не столь велико, как различие подвижностей электронов. Кроме того, зависимость концентрации плазмы, определенной с помощью выражения (2), от коэффициента диффузии ионов слабая (корень третьей степени). В катодном конце столба удовлетворительное совпадение результатов оценок концентрации плазмы из ионного тока и из проводимости получается, если предположить, что в разряде содержится $\sim 30-40\%$ паров воды. При оценке подвижности электронов были использованы данные [22]. Отметим, что при таком содержании паров воды подвижность электронов определяется в основном ими. В парах воды с хорошей точностью подвижность электронов постоянна до $E/N \sim 30 \text{ Td}$. Это оправдывает использование (1), выведенного в предположении независимости коэффициентов переноса от электрического поля, а также использование соотношения $n_e = \sigma / e b_e$ для оценки концентрации электронов. Поскольку нами были использованы заниженные значения проводимости плазмы, то следует считать, что полученное значение концентрации паров воды — это оценка сверху.

10. Зондовые измерения в межэлектродном промежутке разряда с электродами из водопроводной воды в открытом воздухе показали, что в разряде существует более или менее однородный столб, разделяющий приэлектродные области. Напряженность поля в столбе $\sim 700-800 \text{ V/cm}$, концентрация плазмы $\sim 1-2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и падает в анодном конце столба в 1.5–2 раза по сравнению с катодным. Зондовые измерения позволили также оценить концентрацию паров воды в столбе вблизи катода. Концентрация паров воды значительно превышает концентрацию в окружающей атмосфере.

Полученные значения концентрации плазмы согласуются с результатами измерений средней концентрации электронов в столбе по поглощению зондирующего СВЧ излучения [14]. В [14] при обработке результатов, предполагая воздух сухим, было получено $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} < n_e < 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Однако, как показала проведенная нами обработка данных [14], учет наличия паров воды приведет к увеличению средней концентрации примерно в два раза и даст удовлетворительное согласие с результатами зондовых измерений.

В заключение отметим, что оценки средней напряженности электрического поля в прикатодной и прианодной областях по данным, приведенным на рис. 3, дают близкие значения $\sim 2-3 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$. Используя это значение, а также результаты измерений температуры газа [8], можно оценить среднее значение параметра E/N в приэлектродных областях. Вследствие более сильного разогрева газа в прикатодной области среднее значение E/N в ней примерно в полтора раза выше, чем в прианодной и составляет 60–80 Td.

Авторы благодарны Ф.Г. Бакшту за внимание к работе и многочисленные обсуждения.

Список литературы

- [1] Гайсин Ф.М., Сон Э.Е. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Т. 2. С. 241–246.
- [2] Гайсин Ф.М., Гизатуллина Ф.А., Камалов Р.Р. // Физика и химия обраб. материалов. 1985. № 4. С. 58–64.
- [3] Andre P., Barinov Yu., Faure G. et al. // Progress in Plasma Processing of Materials / Ed. by P. Fauchais, J. Amouroux. 1999. P. 848–852.
- [4] Cserfalvi T., Mezei P., Apaí P. // J. Phys. D. 1993. Vol. 26. P. 2184–2188.
- [5] Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. Изд-во МГУ, 1989. 175 с.
- [6] Гайсин Ф.М., Сон Э.Е. Электрофизические процессы в разрядах с твердыми и жидкими электродами. Уральский университет, 1989. С. 357–376.
- [7] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
- [8] Faure G., Shkol'nik S.M. // J. Phys. D. 1998. Vol. 31. P. 1212–1218.
- [9] Эсне В. Технология электровакуумных материалов. Т. 1. М.: Госэнергоиздат, 1962. С. 67.
- [10] Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981. 143 с.
- [11] Бенилов М.С., Бочкарев Г.Г., Бузников А.Е. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 1. С. 150–160.
- [12] Андерс А., Еришов А.П., Исаев К.Ш., Тимофеев И.Б. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 4. С. 743–747.
- [13] Батырбеков Г.А., Беляева Э.А., Бенилов М.С. и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 1. С. 114–119.
- [14] Баринов Ю.А., Каплан В.Б., Рождественский В.В., Школьник С.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 23. С. 52–57.

- [15] Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В. Дресвина. М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
- [16] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. Гл. 14.
- [17] *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. Минск: Высшая школа, 1967.
- [18] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [19] *Ульянов К.Н.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 4. С. 790–798.
- [20] *Акишев Ю.С., Нанартович А.П.* // ДАН СССР. 1978. Т. 242. № 4. С. 812–815.
- [21] *Ульянов К.Н.* // ТВТ. 1978. Т. 16. № 3. 23. С. 492–496.
- [22] *Spencer F.E., Phelps A.V.* // XV Symp. Eng. Asp. of M.D.H. Philadelphia, PA, 1976. P. IX-9.1–IX-9.12.