

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Блохин, С. В. Пашкин, Исследование анодного падения в высоковольтном диффузном разряде в поперечном потоке воздуха, *ТВТ*, 1976, том 14, выпуск 2, 378–379

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

17 февраля 2025 г., 17:02:58



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОДНОГО ПАДЕНИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ ДИФFUЗНОМ РАЗРЯДЕ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

В. И. Блохин, С. В. Пашкин

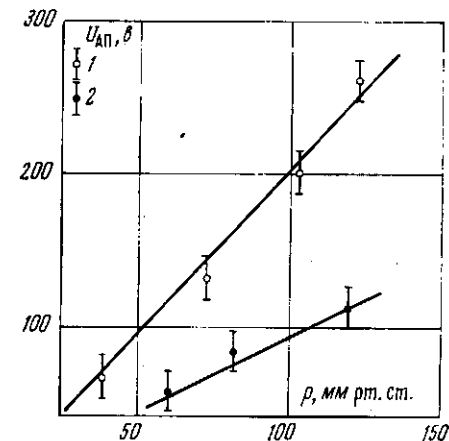
Высоковольтный диффузный разряд в поперечном потоке воздуха характеризуется сравнительно большими величинами электрических полей ($E/p \approx 8-15$ в/см, мм рт. ст.) и малыми плотностями электрического тока ($j \approx 1-50$ ма/см²). Однако величины электрического поля, по-видимому, недостаточно, чтобы проводить интенсивную ионизацию электронным ударом в объеме газа. Поэтому приэлектродным областям разряда принадлежит особая роль в обеспечении протекания тока через поток газа.

Исследование анодной области диффузного разряда проводилось в разрядной камере с плоским медным анодом и секционированным катодом. Расстояние катод — анод составляло $h=0-31$ мм, площадь анодного свечения $\sim 50 \times 100$ мм². Давление воздуха менялось в пределах $p=35-130$ мм рт. ст., скорость потока в разрядной зоне $V=150-220$ м/сек.

С помощью электростатического зонда и вольтметра с большим внутренним сопротивлением (>200 мом) исследовалось распределение электрического поля в промежутке катод — анод над серединой анодного свечения. Рабочая поверхность зонда представляла собой молибденовый цилиндр диаметром 0,2 и длиной 5 мм. Ось цилиндра располагалась параллельно потоку. Величина анодного падения потенциала (АП) находилась экстраполированием зондовых измерений к поверхности анода.

Измерения потенциала плазмы показывают, что электрическое поле практически постоянно на всем протяжении положительного столба и слабо растет с ростом электрического тока. Наблюдаемый вблизи анода при расстояниях $y < 1$ мм спад поля объясняется влиянием конечного размера зонда. Из эксперимента ясно, что величина АП почти не зависит от плотности тока и скорости потока в разрядной зоне, однако, как видно из рисунка, сильно зависит как от давления воздуха, так и от межэлектродного расстояния. С ростом давления величина АП монотонно возрастает и при $p=130$ мм рт. ст. и $h=30$ мм составляет ~ 250 в.

Измеренные большие значения АП в высоковольтном диффузном разряде в потоке воздуха, по-видимому, связаны с большой концентрацией отрицательных ионов в разряде около анода ($n_- \sim n_e(\mu_e/\mu_-)$)



Зависимость величины анодного падения потенциала от давления воздуха:

1 — межэлектродное расстояние $h=30$ мм, полный ток, $I=0,6$ а, скорость потока $V \approx 150$ м/сек; 2 — $h=15$ мм, $I=(0,45 \pm 1)$ а, $V=(150 \pm 180)$ м/сек

[2] по сравнению с концентрацией электронов. В самом деле, в положительном столбе разряда происходит прилипание электронов к O_2 и H_2O . Для воздуха коэффициент прилипания составляет $\eta \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ [3]. Поэтому при отсутствии ионизации и отрыва электронов из уравнений движения и баланса отрицательных частиц имеем $n_e \sim n_{e0} \exp(-\eta y)$ и $n_- \sim n_{e0}(\mu_e/\mu_-)[1 - \exp(-\eta y)]$, где n_{e0} — концентрация электронов у катода ($y=0$). При $p=100$ мм рт. ст. концентрация отрицательных ионов становится больше концентрации электронов уже при $y \approx 4 \cdot 10^{-3}$ см, т. е. на расстояниях, много меньших межэлектродного.

Таким образом, несмотря на то, что анодная область играет особую самостоятельную роль в диффузном разряде в потоке воздуха, ее свойства в большой мере определяются как давлением газа, так и длиной положительного столба разряда.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

Поступило в редакцию
17 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. «Наука», 1971.
2. С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Атомиздат, 1961.

УДК 533.7

ГРАНИЦА ОБЛАСТИ ИОННЫХ ПАР ДЛЯ МОДЕЛЬНОЙ ИОННОЙ СИСТЕМЫ. ДАННЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В. П. Часовских, П. Н. Воронцов-Вельяминов

Ионные системы, в частности растворы электролитов, обычно разделяют на разреженные, средней плотности и концентрированные [1]. В разреженных системах объем сферы дебаевского радиуса v_D превышает удельный объем v и, следовательно, экранирование каждого заряда осуществляется значительным числом окружающих зарядов; здесь в той или иной мере (в зависимости от отношения v_D/v) справедлива теория Дебая — Хюккеля. Во второй области $v_D \approx v$, и можно говорить об экранировании каждого иона одним противоионом (область ионных пар, идеальная плазма [2]). Наконец, при высокой концентрации ионов, когда среднее расстояние между ними ненамного превышает их собственный размер, возникает упорядочение, определяемое в основном силами ближнего действия. До сих пор границы между этими тремя областями оценивались приблизительно, поскольку не было четких критериев для их определения.

В этой работе приводятся данные, полученные методом Монте-Карло (МК) для модельной ионной системы, симметричной системы твердых заряженных шаров в области параметров, отвечающих 1-1-валентному водному раствору электролита при комнатной температуре в широком интервале плотностей (часть этих данных содержится в [3]). Анализ наших результатов и данных [4, 5] позволяет указать достаточно четкую границу области ионных пар как со стороны низких, так и со стороны высоких плотностей*.

Использованный в наших расчетах метод МК в NpT -ансамбле [3, 6, 7] дает возможность непосредственно вычислять термические коэффициенты — теплоемкость c_p и изотермическую сжимаемость κ_T **.

На рис. 1 приведены эти величины для $\chi=1,74$ в зависимости от κ . На обоих графиках при $\kappa \approx 0,6$ ($v^* \sim 85$) наблюдается особенность — разрыв типа конечного скачка для величины $c_p^* = (c_p/Nk) - (3/2)$ и резкий излом для $\kappa_T^* p^* = (\partial \ln v^*/\partial \ln p^*)_T$ (обе безразмерные величины определены так, что для идеального газа они равны единице). На рис. 2, а приводится зависимость от κ суммарной радиальной функции распределения (РФР) $g(r^*) = g_{++}(r^*) + g_{+-}(r^*)$ при $r^*=1$, т. е. на контакте ионов. Видно, что при $\kappa < 0,6$ результаты расчетов методом МК ([4] и наши) и данные гиперцепного приближения [8] хорошо согласуются с нелинейной дебаевской зависимостью: $g(1) = 2 \operatorname{sh} [\chi(1+\kappa)^{-1}]$. Начиная с $\kappa \approx 0,6$, данные математического эксперимента и [8] (согласуясь между собой) даже качественно не согласуются с дебаевской зависимостью, причем на кривой в гиперцепном приближении [8] в этом месте заметен излом, за которым величина $g(1)$ меняется значительно медленнее, чем при малых κ , достигая минимума при $\kappa \approx 1,6$. Видно, таким образом, что дебаевское пове-

* Как и в [3], здесь используются безразмерные величины — объем v^* , температура T^* и давление p^* , связанные с соответствующими величинами в обычных единицах v , T и p соотношениями: $v^* = v/v_0$, $T^* = kT/\epsilon$ и $p^* = p/p_0$; $v_0 = a^3/\sqrt{2}$, a — диаметр ионов, $\epsilon = (Ze)^2/Da$, Ze — заряд иона; D — диэлектрическая постоянная среды, $p_0 = \epsilon/v_0$. Обратная безразмерная температура $\chi = 1/T^*$ совпадает с параметром Бьеррума теории электролитов; безразмерное расстояние $r^* = r/a$, параметр Дебая $\kappa = (ra^*)^{-1} = (4\pi\sqrt{2}/v^*T^*)^{1/2}$, плазменный параметр $\delta = \chi\kappa$. Удельный объем v связан соотношением $C = 1175/(v^*a^3(\text{А}^3))$. Приводятся данные для изотермы $\chi = 1,74$, отвечающей набору параметров $D=80$, $Z=1$, $T=300^\circ\text{K}$, $a=4 \text{ А}$.

** Погрешность при расчетах энергии и уравнения состояния не превышала 1%, для термических коэффициентов и РФР — 2–3%. Расчеты проводились с числом частиц в ячейке МК $N=64$; длина марковских цепей составляла 100–200 тыс. шагов.