

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ТОЛЩИНЫ
ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ
КОНДЕНСАТОРНЫМ МЕТОДОМ**

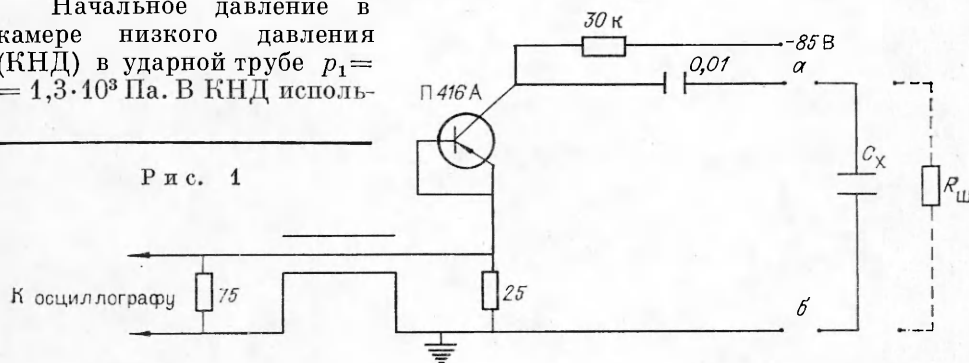
*М. Г. Мусаев, Э. К. Чекалин
(Москва)*

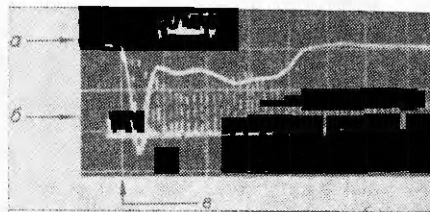
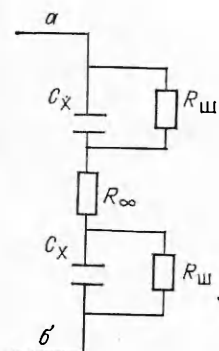
При изучении приэлектродных процессов в условиях равномерного распределения тока на поверхности электродов в ряде случаев необходимо знать толщину слоя объемного заряда. Особый интерес представляет толщина приэлектродного слоя при разработке диагностики импульсных сверхзвуковых потоков плазмы с помощью стеночных зондов.

Один из методов определения толщины приэлектродной зоны в условиях сверхзвукового течения плазмы — измерение емкости плазменного конденсатора. Этому методу посвящено немало работ. В частности, в [1] изучалась связь импеданса конденсатора с колебаниями плазмы во всем объеме, в [2, 3] — связь импеданса с параметрами плазмы в приэлектродном слое, в [4, 5] проведены измерения емкости в системе плазма — электрод. В основном все эти исследования осуществлялись в стационарных потоках на различных экспериментальных установках, в которых параметры плазмы трудно контролируются. В большинстве работ из-за емкостных утечек точность измерений была невысокой. Существующие методы требуют использования сложных электронных схем, причем не все схемы пригодны в импульсных установках.

Исследования приэлектродных процессов в импульсных режимах в ряде случаев проводились на базе ударной трубы [6], преимущества которой заключаются в возможности получения сверхзвуковых потоков плазмы высокой однородности с надежно контролируруемыми газодинамическими параметрами и высокими значениями электропроводности. Расчетные значения газодинамических параметров хорошо согласуются с экспериментальными данными. С целью изучения приэлектродных явлений в импульсном сверхзвуковом потоке плазмы за фронтом падающей ударной волны в ударной трубе использовался канал постоянного сечения с измерительной диэлектрической секцией, содержащей два электрода, расположенных заподлицо на противоположных стенках секции квадратного сечения ($7,2 \times 7,2$ см).

Начальное давление в камере низкого давления (КНД) в ударной трубе $p_1 = 1,3 \cdot 10^3$ Па. В КНД исполь-





Р и с. 3

Р и с. 2

зовался технический аргон и аргон с примесью водорода, число Маха ударной волны $M_1 = 10-12$, давление за ударным фронтом $p_2 = (1,8-2) \cdot 10^5$ Па, длительность прохождения газодинамической пробки через измерительную секцию равна $200-250$ мкс. При этом на стенках канала образовывался смешанный ламинарно-турбулентный пограничный слой, а также приэлектродный слой с объемным зарядом. С целью определения толщины приэлектродного слоя в сверхзвуковом потоке плазмы использовалась сравнительно простая электронная схема, предложенная автором [7], которая позволяла измерять малые емкости. В схеме на рис. 1 транзистор работал в лавинном режиме. Сила разрядного тока транзистора в зависимости от емкости конденсатора при ее малых значениях имела линейный характер. Толщина приэлектродного слоя определялась по измеренной емкости и соотношению для плоского конденсатора. Плоские стеночные электроды (72×4 мм) размещались на противоположных стенках ударной трубы. Временное разрешение $2-3$ мкс. Длительность токовых импульсов, формируемых транзистором, составляла доли микросекунды.

На рис. 2 (*a, б* — клеммы емкостных электродов, C_x — емкость приэлектродного слоя, $R_{ш}$ — емкостное сопротивление приэлектродного слоя, R_{∞} — сопротивление ядра потока плазмы) показана эквивалентная схема измерений, а на рис. 3 (*a* — сигнал от электростатического потенциального зонда, *б* — сигнал от пламенных конденсаторов, *с* — фронт ударной волны) — типичные осциллограммы конденсаторного и зондового сигналов, полученные на ударной трубе в водородо-аргоновой плазме (10% H_2). Электростатический зонд диаметром 1 мм располагался на изоляционной стенке измерительной камеры в сечении электродов. Оба сигнала, форма которых определялась газодинамическими процессами в пограничных слоях, идентичны. В [7] отмечено, что влияние сопротивления R_{∞} в эквивалентной схеме на измерения с помощью данной электронной схемы незначительно. Пренебрегая сопротивлениями $R_{ш}$ и R_{∞} в эквивалентной схеме, эффективную толщину приэлектродного слоя определяли по соотношению для плоского конденсатора

$$d = \pi \epsilon_0 S / C_{\text{общ}},$$

где $C_{\text{общ}} = 2C_x$; C_x — емкость в двойном электрическом слое в приэлектродной области.

Обработка экспериментальных данных проводилась в отсутствие внешнего напряжения на электродах и относилась к 50 мкс после прохождения ударной волны мимо электродов, что соответствовало ламинарному пограничному слою на электродах. При этом толщина приэлектродного слоя определялась с точностью 15%. Это значение толщины при $p_1 = 1,3 \cdot 10^3$ Па в смеси аргона с водородом (10% H_2) и $M_1 \approx 11$ составляло $(6,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ см. При расчете радиуса Дебая среднее значение концентрации заряженных частиц в приэлектродной области оценивалось по профилям безразмерной электронной концентрации в пограничном слое согласно [8] при толщине ламинарного слоя $\delta \approx 0,13$ см и concentra-

ции в невозмущенном потоке плазмы $n_{e\infty} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Расчетное значение радиуса Дебая при этом равно $8,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

Таким образом, подтверждается общепринятое положение о том, что значение эффективной толщины приэлектродного слоя в сверхзвуковом потоке плазмы отвечает значению радиуса Дебая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. Ф. Импеданс плоского конденсатора, полностью или частично заполненного плазмой // ЖТФ.— 1965.— Т. 35, вып. 2.
2. Crawford F. W., Grard R. Low-frequency impedance characteristics of Langmuir probe in a plasma // J. Appl. Phys.— 1966.— V. 37, N 1.
3. Молотков В. И., Побережский А. П. Исследование пристеночных и приэлектродных явлений методом плазменного конденсатора // Диагностика низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1979.
4. Messerle H. K., Sakuntala M., Trung D. Arc transition in MHD generator // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1970.— V. 3.— P. 1080.
5. Oliver B. M. and Clements R. M. Resonance behaviour of the ion-sheath capacitance near the plasma ion frequency // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 3.
6. Велихов Е. П., Голубев В. С., Чернуха В. В. О возможности МГД преобразования энергии импульсных термоядерных реакторов // Атом. энергия.— 1974.— Т. 36, вып. 4.
7. Пижулин В. Г. Импульсная схема для измерения небольшой емкости конденсаторов с потерями // Измер. техника.— 1972.— № 3.
8. Чекалин Э. К., Черных Л. В. Электростатический стеночный зонд в потоке низкотемпературной плазмы // ПМТФ.— 1981.— № 1.

Поступила 19/VI 1986 г.

УДК 537.524

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ГАЗОВ $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$

Р. С. Галеев, Р. Т. Файзрахманов

(Казань)

Повышенный интерес к объемному тлеющему разряду (ОТР) в смесях газов $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$ обусловлен широким применением данных смесей в качестве активной среды газоразрядных лазеров. Наличие интенсивного диссоциативного прилипания электронов в электроотрицательных газах (к которым относится смесь $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$) сильно влияет на структуру и эволюцию ОТР. Так, при определенных условиях в разряде возникает прилипательная неустойчивость [1, 2], а при устойчивом состоянии положительный столб (ПС) разряда может быть неоднородным вдоль направления тока [2, 3].

В [4, 5] выполнен анализ прилипательной неустойчивости в линейном приближении в предположении однородности ПС разряда. Качественное исследование структуры доменов, возникающих при прилипательной неустойчивости, проведено в [6—9]. Численные расчеты эволюции ОТР в электроотрицательном газе даны в [10—12].

При интегрировании нестационарных уравнений, описывающих ОТР [10, 11], может быть получена полная физическая картина эволюции разряда. Общее время выхода решения на стационар (или в режим установившихся колебаний) определяется самым медленным процессом — дрейфом ионов. Более быстрый дрейф электронов накладывает жесткие ограничения на шаг интегрирования по времени. Поэтому ясно, что использование метода установления для получения стационарного решения требует значительных затрат машинного времени.

В данной работе для получения стационарного решения применен эффективный метод решения стационарной задачи, что позволило провести исследования ОТР в широком диапазоне параметров и построить вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда. При расчетах ОТР в области прилипательной неустойчивости численно интегрировались нестационарные уравнения с помощью неявной разностной схемы.

1. Математическая модель и методы решения. В рамках обычно используемых предположений [1, 2] нестационарные уравнения, описывающие ОТР в электроотрицательном газе, имеют следующий вид:

$$(1.1) \quad \frac{\partial q_e}{\partial t} + \frac{\partial i_c}{\partial x} = (v_i - v_a) q_e - \frac{\beta_e}{e} \bar{q}_e \bar{q}_+ - k_d N q_- + Q,$$

$$\frac{\partial q_+}{\partial t} - \frac{\partial j_+}{\partial x} = v_i q_e - \frac{\beta_e}{e} \bar{q}_e \bar{q}_+ - \frac{\beta_i}{e} q_+ q_- + Q,$$