

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.915.2

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ЗОНД В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Алексеев Б. В., Котельников В. А., Черепанов В. В.

При обработке результатов зондовых измерений необходимо учитывать фактор многокомпонентности плазмы. Следует принимать во внимание возможность существования нескольких сортов как положительных, так и отрицательных ионов, появление которых связано с «прилипанием» электронов к нейтральным частицам. В данной работе изучается релаксация и установившееся стационарное состояние возмущенной зоны вблизи заряженных тел сферической геометрии. Рассматриваются два предельных по числу Кнудсена случая: свободномолекулярный режим ($Kn \gg 1$) и режим сплошной среды ($Kn \ll 1$).

В первом случае решалась система нестационарных уравнений Власова для компонент плазмы и уравнение Пуассона для потенциала самосогласованного электрического поля. Метод решения подобных систем квазилинейных интегро-дифференциальных уравнений подробно описан в [1].

В случае сплошной среды совместно с уравнением Пуассона решались уравнения неразрывности для заряженных компонент плазмы. Метод решения аналогичных задач для одного сорта ионов рассматривался в [2]. Если наряду с электронами рассматриваются только два сорта ионов, то к традиционным параметрам задачи [1, 2] добавляется еще один — доля ионов второго сорта δ . Если второй сорт ионов имеет отрицательный заряд, то δ означает долю электронов, «прилипших» к нейтральным частицам. Ниже приводятся результаты численных расчетов и их физическая интерпретация для случая, когда второй сорт ионов заряжен отрицательно.

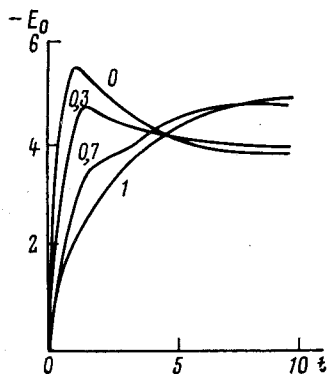


Рис. 1

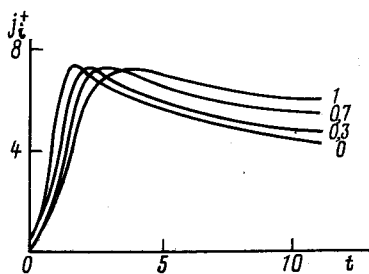


Рис. 2

Рис. 1. Эволюция напряженности электрического поля вблизи поверхности сферического зонда для $R_0=20$, $\varphi_0=-16$, $\epsilon=1$. Цифры у кривых — величина параметра δ

Рис. 2. Эволюция плотности ионного тока проводимости для $R_0=20$, $\varphi_0=-16$, $\epsilon=1$

На рис. 1, 2 приведены кривые для напряженности электрического поля вблизи зонда и ионного тока проводимости в свободномолекулярном режиме. Зависимость времени релаксации возмущенной зоны от δ приведена на рис. 3. Рис. 4 показывает изменение стационарных вольт-амперных характеристик в зависимости от δ . На рис. 5 приведены эволюционные кривые тока проводимости положительных ионов для зонда в сплошной среде. Отметим, что во всех случаях на зонд подавался импульсный отрицательный потенциал. Все величины на графиках приведены в безразмерном виде. Использовались обозначения и масштабы, принятые в [1, 2].

Как следует из рисунков, вслед за импульсным изменением потенциала зонда начинается рост ионного тока проводимости, который отслеживает соответствующую эволюцию напряженности электрического поля (см. рис. 1, 2). Рост поля связан с формированием в призондовой области слоя объемного заряда, компенсирующего возмущения, вызванные зондом. В процессе эволюции поле и ток проводимости могут проходить через максимум, возможность появления которого определяется как параметрами самого зонда (R_0 , φ_0), так и окружающей зонд плазмы. Рост δ приводит к увеличению инертности зоны, увеличению времени релаксации (рис. 3) и снижению величины максимумов тока (рис. 2, 5) и напряженности электрического поля (рис. 1).

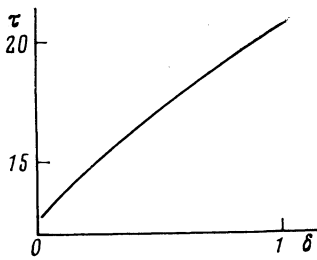


Рис. 3

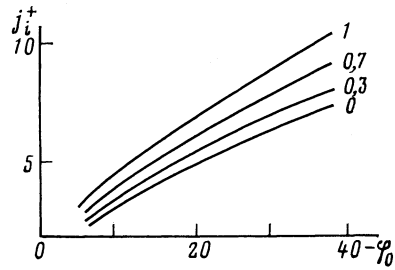


Рис. 4

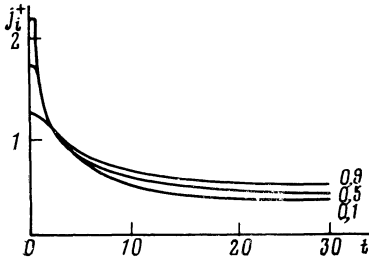


Рис. 5

Рис. 3. Зависимость времени релаксации возмущенной зоны от δ

Рис. 4. Вольт-амперные характеристики сферического зонда для $R_0 = 20$, $\epsilon = 1$

Рис. 5. Эволюция плотности ионного тока проводимости для $R_0 = 10$, $\varphi_0 = -5$, $\epsilon = 1$, $D = 100$

Приведенные на рис. 4 стационарные вольт-амперные характеристики представляют интерес для практики зондовых измерений. Как следует из рисунков, в зависимости от величины δ значение зондового тока может возрасти на 30–50%. Ошибка при определении концентраций заряженных частиц зондовым методом может достигнуть такой же величины, если не учитывать эффекта «прилипания».

Расчеты, аналогичные приведенным выше, проведены и для случая двух сортов положительных ионов. Получено, что снижение массы иона m_i одной из компонент ведет к росту плотности тока этой компоненты пропорционально $m_i^{1/2}$. Это объясняется соответствующим ростом подвижности и скорости теплового движения ионов данного сорта.

Московский авиационный институт
им. С. Орджоникидзе

Поступило в редакцию
7.II.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Б. В., Котельников В. А., Новиков В. Н. ТВТ, 1980, т. 18, № 5, с. 1062.
2. Алексеев Б. В., Котельников В. А. ТВТ, 1981, т. 19, № 6, с. 1272.

УДК 621.315:612.8:537.529

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ, ПРОБОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ШПИНЕЛИ $MgAl_2O_4$

Дудко Д. Я., Примак А. В., Иванов В. М., Кузовиткин В. Ф.

Для создания тепло-электроизоляционных элементов конструкций установок прямого преобразования тепловой энергии в электрическую находят широкое применение материалы на основе оксидов MgO , Al_2O_3 , а также шпинели $MgAl_2O_4$, которые могут использоваться в поликристаллическом или плазмонапыленном виде [1, 2]. Такие материалы обладают высокими электроизоляционными свойствами в широком диапазоне температур.

Ранее показано [3], что твердые растворы шпинели $MgAl_2O_4$ с оксидами Al_2O_3 , MgO могут иметь более высокий уровень удельных электрических сопротивлений, чем исходные компоненты. В связи с этим представляет интерес получение детальных данных об электрофизических параметрах подобных систем при высоких температурах.

В данном сообщении представлены результаты экспериментальных исследований электрофизических параметров — удельного электрического сопротивления ρ и пробивного напряжения $U_{пр}$ плазмонапыленных покрытий на основе шпинели $MgAl_2O_4$ и твердого раствора $MgAl_2O_4 + 30\% Al_2O_3$ (порошки выпускаются по ТУ 14-8-306-79). Покрытия толщиной $\approx 0,2$ мм наносились на подложки из никеля $20 \times 20 \times 5$ мм³, которые являлись одним из электродов. Измерения проводились на постоянном токе, в изотермических условиях в атмосфере муфельной печи. Электри-