

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗОНДЫ В ПЛАЗМЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. А. Лебедев

Институт нефтехимического синтеза им А. В. Топчиева РАН

Введение

Зондовый метод является одним из наиболее широко используемых и информативных методов диагностики плазмы. Электрическим зондом называется металлический электрод малых размеров, помещенный в плазму и используемый для определения ее локальных характеристик. Обычно измеряется вольтамперная характеристика (ВАХ, зондовая характеристика) системы, включающей измерительный зонд, опорный электрод (противозонд) и источник напряжения. Зонд, погруженный в плазму, окружается двойным электрическим слоем (призондовый слой) и, фактически, ВАХ зонда является ВАХ слоя. Опорным электродом может быть либо один из электродов газоразрядной системы или металлический элемент газоразрядной камеры, либо специально введенный опорный зонд. Схема измерений показана на рис. 1.

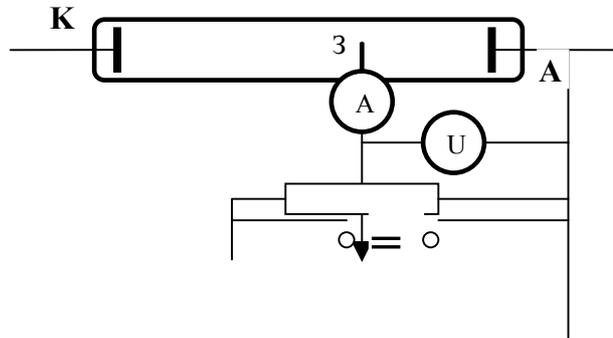


Рис. 1. Схема измерений одиночным зондом

В случае, когда размеры измерительного зонда много меньше размеров опорного электрода, ВАХ системы определяется слоем у измерительного зонда (система одиночного зонда). Пример ВАХ и характерные потенциалы зонда для этого случая показаны на рис. 2.

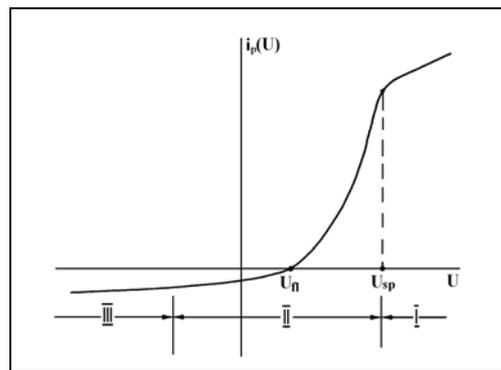


Рис. 2. Вольтамперная характеристика одиночного зонда

U – разность потенциалов между измерительным (З) и опорным (А) зондами, U_{sp} , $U_{п\sigma}$ – потенциал плазмы (пространства) и плавающий потенциал, соответственно. $U_3 = U - U_{sp}$ – потенциал измерительного зонда относительно плазмы. Участки зондовой характеристики: I – $U_3 \geq 0$ – электронный ток насыщения; II – $U_3 < 0$ – электронный ток на зонд; III – $U_3 < 0$, $|U_3| \gg kT_e/e$ – ионный ток насыщения

Если зондовая система удовлетворяет необходимым требованиям, она дает возможность определять концентрации заряженных частиц плазмы, функции распределения электронов по энергиям/скоростям (ФРЭЭ/ФРЭС), потенциал плазмы, пульсации потенциала, потоки заряженных частиц.

В случае максвелловского распределения электронов по энергиям в невозмущенной плазме и больцмановского распределения концентрации заряженных частиц в поле слоя пространственного заряда ($n = n_0 \exp(-eU/kT_e)$) у зонда ток зонда любой формы при отрицательных потенциалах U_3 определяется соотношением

$$i_3(U_3) = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e S_3 \exp(eU_3 / kT_e), U_3 < 0, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, $\bar{v}_e = (8kT_e / \pi m)^{1/2}$ – средняя скорость электронов, n_e – концентрация электронов, S_3 – площадь зонда, T_e – температура электронов. Предэкспонентом является хаотический ток на зонд (ток при $U_3 = 0$).

Это соотношение было получено И. Ленгмюром и Х Мотт-Смисом (Irving Langmuir, Harold Mott-Smith, Jr.) и явилось основой зондового метода диагностики плазмы [1].

При $U_3 > 0$ ВАХ зависит от формы зонда и это иллюстрируется рис. 3.

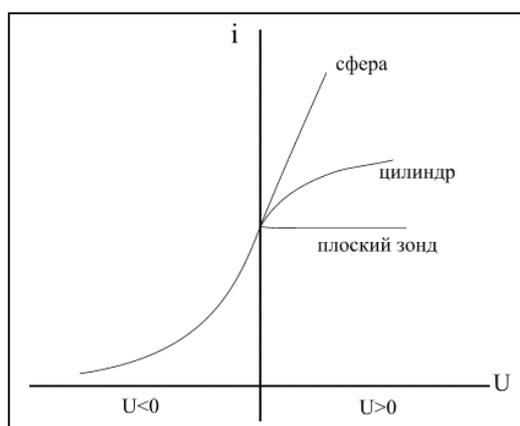


Рис. 3. ВАХ одиночных зондов разной формы

На практике простота метода оказывается кажущейся, поскольку зонд и плазма должны удовлетворять ряду достаточно жестких требований и только тогда результаты простых электрических измерений могут быть связаны с параметрами плазмы. Кроме того, зонд является возмущающим методом диагностики и степень возмущения плазмы должна контролироваться. Существует также много факторов, присущих реальной плазме, которые усложняют или делают невозможным применение теоретических представлений о работе зонда. Обоснование применимости метода должно проводиться в каждом случае, иначе возможна не только большая погрешность определенных из экспериментов величин, но и ошибочная интерпретация результатов измерений.

Развитие работ по теории электрических зондов и аппаратному оформлению зондовой методики шло по пути расширения числа плазменных объектов, исследуемых с помощью зондов. Сейчас зонды используются для изучения разрядов постоянного тока, ВЧ и СВЧ разрядов при давлениях от миллиторр до атмосферного, плазмы в магнитных полях и плазмы с химическими реакциями. Развивались и технические методы зондовой диагностики. В настоящее время существуют расчетные и экспериментальные методы, позволяющие учесть различные факторы при обработке результатов зондовых измерений и получить информацию о невозмущенной плазме.

В зависимости от соотношения характерных размеров зонда (r_3) и характерных масштабов плазмы (длины свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i , длины релаксации энергии электронов λ_{ee} и ионов λ_{ei} , дебаевская длина экранирования λ_D , толщина слоя пространственного заряда у зонда h) различают несколько режимов работы зонда. При этом нужно учитывать, что $\lambda_e \ll \lambda_{ee} = \lambda_e = \delta^{-1/2} \lambda_e$, где $\delta = 10^{-2} \div 10^{-4}$ – средняя доля потери энергии электроном в одном столкновении, в то время как для ионов $\delta \approx 1$ и $\lambda_i \approx \lambda_{ei}$.

- При $\lambda_e, \lambda_i \gg r_3 + h$ реализуются условия бесстолкновительного слоя (классический зонд Ленгмюра).
- При $\lambda_e \ll r_3 + h \ll \lambda_e$ реализуется диффузионный режим для электронов.
- При $r_3 + h \gg \lambda_e, \lambda_i$ реализуется режим сплошной среды.

В первых двух случаях из результатов зондовых измерений можно получить информацию о ФРЭЭ в невозмущенной плазме (хотя соотношения для этого оказываются разными). В третьем случае возможно лишь получение информации о температуре электронов.

Таким образом, для корректного анализа результатов зондовых измерений и использования соответствующих теоретических представлений необходимо определить в каком режиме будет работать зонд.

Далее, в основном, будет рассмотрена работа зонда в бесстолкновительном режиме. Содержание этой лекции может рассматриваться как введение в зондовую диагностику плазмы, в котором лишь обозначены основные положения, проблемы и достижения. Для детального изучения зондового метода диагностики плазмы необходимо обратиться к специальной обзорной литературе, часть из которой содержится в списке литературы [1–11], а также к оригинальным публикациям.

2. Геометрические критерии теории зондов Ленгмюра

Теория тока на металлическое тело – зонд, помещенное в плазму, позволяющая в случае максвелловского распределения частиц по скоростям определять температуру электронов, была разработана Ленгмюром и Мотт-Смисом.

Теория предполагает, что электроны движутся в призондовом слое без столкновений в потенциальном поле, создаваемом внешним источником зондового тока. Зонды, работающие в таком режиме, принято называть зондами Ленгмюра. Требование бесстолкновительного слоя дает соотношение между минимальной длиной свободного пробега электронов λ_{min} и дебаевской длиной экранирования λ_D . Тем самым определяется нижняя граница концентрации электронов в плазме, когда $\lambda_D \ll \lambda_{min}$:

$$n_e \gg 5 \cdot 10^5 T_e (N \langle \sigma(\epsilon) \rangle)^2, \quad (2)$$

где T_e – температура электронов в эВ, n_e – концентрация электронов в см^{-3} , N – концентрация тяжелых частиц в см^{-3} , $\langle \sigma(\epsilon) \rangle$ – среднее значение сечения столкновений электронов с тяжелыми частицами в см^2 .

Введение зонда в плазму ведет к экранировке им одних участков плазмы относительно других. Критерий малости возмущений плазмы зондом: $r_3 \ll \lambda_{min}$, где r_3 – характерный размер зонда. Таким образом, для зондов Ленгмюра должно выполняться условие $\lambda_{min} \gg r_3 + \lambda_D$.

3. Критерий образования слоя

Критерий образования призондового слоя известен как критерий Бома (Bohm) [4, 5, 6]. Он гласит, что в плазме, содержащей два типа заряженных частиц с разными темпера-

турами (m_1, T_1, m_2, T_2) для образования призондового слоя при собирании тока частиц второго сорта, их скорость на границе слоя должна определяться условием

$$v_2 > (kT_1/m_2)^{1/2}. \quad (3)$$

Так, если рассматривается ток электронов на притягивающий зонд, то условие означает, что в неравновесной плазме при $T_e \gg T_i$ их направленная скорость на границе призондового слоя должна превышать $(kT_i/m)^{1/2}$. Эта величина мала по сравнению с хаотической скоростью электронов, и поэтому ток электронов на слой с хорошей степенью точности соответствует хаотическому току.

В случае собирания ионов их направленная скорость должна превышать $(kT_e/M)^{1/2}$ (скорость ионного звука), что значительно больше их хаотической скорости, и эта величина определяет ионный ток на зонд. Этим объясняется экспериментально установленная независимость ионного тока насыщения от температуры ионов.

Критерий Бома означает, что экранирование зонда слоем не является полным и потенциал порядка kT_e проникает в квазинейтральную плазму (предслой), чтобы ускорить ионы к моменту их достижения границы слоя, где нарушается условие квазинейтральности.

При $T_e \ll T_i$ ситуация меняется на обратную.

4. Ионный ток насыщения

Одной из наиболее сложных задач зондовой диагностики является построение теории тока заряженных частиц на зонд в притягивающем поле [1–7, 10]. Такие условия создаются в области электронного и ионного токов насыщения (рис. 2). Важность этой задачи обусловлена тем, что именно по этим областям ВАХ зонда определяются концентрации заряженных частиц плазмы.

Впервые эта задача была рассмотрена Ленгмюром и Мотт-Смисом для максвелловского и моноэнергетического распределений частиц по скоростям. Был проанализирован предельный случай орбитального движения (случай бесконечно толстого слоя $h/r_3 \rightarrow \infty$, r_3 – характерный размер слоя, а собирающей поверхностью является зонд), и получены соотношения для плотности токов ионов и электронов на зонд при плоской, сферической и цилиндрической геометрии зондов. Для области ионного тока насыщения при максвелловском распределении по скоростям получены соотношения:

– для сферы

$$j_i = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_i (1 + eU/kT_i), \quad (4)$$

– для цилиндра при $eU/kT_i \gg 1$

$$j_i = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} en_e \bar{v}_i (1 + eU/kT_i)^{1/2}, \quad (5)$$

где \bar{v}_i – средняя скорость ионов, T_i – температура ионов.

Эти выражения дают верхние значения для ионного тока на зонда, поскольку возникающие при конечном значении h/r_3 потенциальные барьеры могут только уменьшить зондовый ток.

Существует несколько приближенных теорий для ионного тока на зонд при конечном значении h/r_3 .

В частности, при рассмотрении законов сохранения энергии и момента количества движения при орбитальном движении заряженных частиц в поле центральных сил было показано, что возможны ситуации, когда зависимость прицельного параметра от мини-

мального расстояния до зонда $p^2 = G(r_{\min})$ имеет немонотонный характер и достигает минимума при некотором радиусе $r_{\text{л}}$. Это означает, что все частицы с $p^2 < G(r_{\text{л}})$ будут попадать на зонд. Если $r_3 > r_{\text{л}}$, роль собирающей поверхности играет сфера радиуса $r_{\text{л}}$, а не поверхность зонда. Этот случай получил названия лимитационного движения, а $r_{\text{л}}$ – лимитационного радиуса. Характер движения частиц в слое определяется ходом потенциала $U(r)$.

Основные предположения, лежащие в основе теории Ленгмюра, соответствуют случаю, когда $G(r_{\min})$ достигает минимального значения на поверхности зонда, т. е. лимитационное движение отсутствует. Поэтому в теории Ленгмюра ток притягивающихся частиц не зависит от распределения потенциала вблизи зонда. В действительности для ионов в поле отрицательного зонда при условии $T_i \ll T_e$ часто осуществляется лимитационное движение, причем $r_{\text{л}}$ лежит за пределами слоя объемного заряда.

При $eU/kT_e \gg 1$, $T_e/T_i \gg 1$ ионный ток насыщения

$$i_i = c n_e \sqrt{\frac{2T_e}{M}} S_c \quad (6)$$

$c = 0.4$ для цилиндра, $c = 0.8$ для сферического и плоского зондов. $S_c = 4\pi r_c^2$ и $S_c = 4\pi r_c l$ – площадь собирающей поверхности ионов для сферического и цилиндрического зондов.

Для получения корректных результатов предпочтительно пользоваться результатами численных решений уравнений, описывающих ток на зонд из плазмы. К таким работам, например, относится исследование, выполненное Лафрамбуазом [7]. В случае бесстолкновительного слоя, максвелловского распределения электронов по энергиям ионный ток на зонд определяется выражением:

$$i_i = e n_e S_3 (kT_e / 2\pi M)^{1/2} j_i^*, \quad (7)$$

где $j_i^* = j_i^*(r_3/\lambda, r_3/\lambda_D, T_i/T_e)$ – нормированная плотность ионного тока, зависящая от $r_3/\lambda, r_3/\lambda_D, T_i/T_e$, а также учитывающая зависимость ионного тока от потенциала зонда U_3 . Значения нормированного тока для цилиндрического зонда при $T_i/T_e = 0$ показаны на рис. 4. Поскольку для определения значения j_i^* , соответствующего экспериментальным условиям, необходимо знание параметров плазмы (n_e, T_e, T_i), которые и подлежат измерению, то можно пользоваться итерационной процедурой. В случае $T_i/T_e \ll 1$ можно пользоваться результатами, соответствующими $T_i/T_e = 0$. На результаты измерения концентрации заряженных частиц по ионному току, в принципе, оказывает влияние отличие энергетического распределения электронов от максвелловского. Однако в ряде работ показано, что это влияние мало.

Столкновения ионов между собой и с нейтральными частицами в слое изменяет ВАХ зонда в области ионного тока. Ион-ионные столкновения ведут к росту ионного тока, столкновения ионов с нейтральными частицами ведут к уменьшению ионного тока за исключением одного столкновения, когда из-за разрушения орбитального движения ток может возрасти.

Для вычисления концентрации заряженных частиц необходимо знание собирающей поверхности зонда, т. е. размеры призондового слоя. Кроме того, эта величина необходима для определения емкости слоя при вычислении импеданса слоя. Часто для оценок пользуются значением $h \sim (5-7)\lambda_D$.

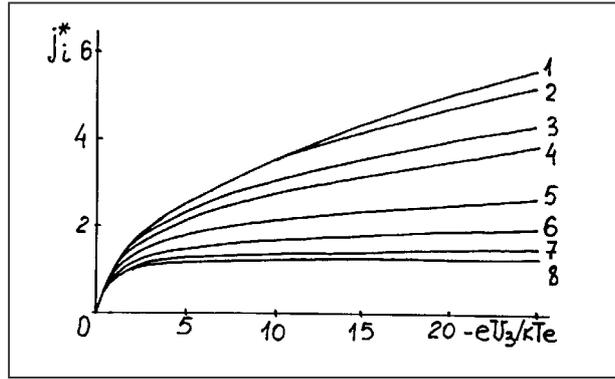


Рис. 4. Зависимость нормированного ионного тока на цилиндрический зонд от нормированного потенциала зонда ($T_i/T_e = 0$).
 $r_3/\lambda_D = 0$ (1); 3(2); 4(3); 5(04); 10(5); 20(6); 50(7); 100(8).

5. Потенциал плазмы, плавающий потенциал

Для интерпретации зондовых характеристик необходимо знать потенциал измерительного зонда относительно потенциала плазмы U_{sp} (потенциал пространства), тогда как из экспериментов известен потенциал относительно некоторого опорного электрода U и $U_3 = U - U_{sp}$. В соответствии с классическими представлениями U_{sp} определяется как потенциал точки перегиба ВАХ зонда. В реальных ВАХ из-за влияния ряда факторов (загрязнение поверхности зонда, сток электронов на зонд, колебания потенциала плазмы, и др.) явно выраженный перегиб отсутствует. Для определения U_{sp} используются характерные точки на производных зондового тока по потенциалу зонда. Существует два подхода к определению: U_{sp} соответствует потенциалу зонда, при котором d^2i_3/dU_3^2 имеет максимальное значение либо проходит через 0. Хотя единого мнения нет, в большинстве работ U_{sp} определяется условием $d^2i_3(U_{sp})/dU_3^2 = 0$. Одним из методов экспериментального определения U_{sp} является использование нагреваемых эмитирующих зондов: при эмиссии электронов зондом ВАХ эмитирующего и неэмитирующего зондов в области электронного тока насыщения (область положительных U_3 – область I на ВАХ) совпадают и различаются при отрицательных U_3 (область II на ВАХ). Потенциал зонда, при котором ВАХ начинают различаться, и является потенциалом плазмы.

Хотя величиной, представляющей интерес для диагностики плазмы, является потенциал плазмы U_{sp} , легче измерять плавающий потенциал U_{fl} . Плавающий потенциал – это потенциал зонда относительно плазмы, при котором ток на зонд равен нулю. Ясно, что U_{fl} всегда отрицателен. Величина U_{fl} может быть определена при известных зависимостях ионного тока насыщения и электронного тока от потенциала зонда. Так, в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям, приравняв ионный ток в форме (6) и электронный ток в форме (1), получается

$$\frac{eU_{fl}}{kT_e} \approx -\ln \left[\frac{e}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{M}{m}} \right] \approx -\ln(0.77\sqrt{M/m}). \quad (8)$$

Для водорода плавающий потенциал U_{fl} [В] $\approx -3.3kT_e$ [эВ], для аргона $-6.3kT_e$ [эВ].

Если функция распределения электронов в разных точках плазмы одинакова, то распределение U_{fl} определяет распределение потенциала плазмы.

Для более точного определения нужно пользоваться результатами численных расчетов ионного тока на зонд и учетом отличия энергетического распределения электронов

от максвелловского. Последний фактор может оказывать сильное влияние на величину $U_{\text{п}}$, и значения $U_{\text{п}}$ оказываются, как правило, меньшие, чем рассчитанные в предположении максвелловского распределения.

6. Основные соотношения теории зондов Ленгмюра

При произвольной форме изотропного энергетического распределения электронов (ФРЭЭ) в области отрицательных потенциалов зонда электронный ток на зонд связан с $f(\varepsilon)$ интегральным соотношением:

$$i_e(U_e) = \frac{2\pi n_e e S_3}{m^2} \int_{eU_3}^{\infty} f(\varepsilon)(\varepsilon - eU_3) d\varepsilon, \quad (9)$$

где e , m – заряд и масса электрона, ε – энергия электрона, $f(\varepsilon)$ – ФРЭЭ ($f(\varepsilon) = n_e f_0(\varepsilon)$, $\int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon = 1$), U_3 – потенциал зонда относительно плазмы. Выражение (9) справедливо для зондов с выпуклой поверхностью, при отсутствии отражения электронов от зонда и вторичной электронной эмиссии с зонда, отсутствии генерации и рекомбинации носителей зарядов в слое, одинаковой работе выхода электронов с поверхности зонда в различных точках, отсутствии загрязнения поверхности зонда, отсутствии магнитного поля и колебаний потенциала плазмы. При этом также необходимо, чтобы не только зонд, но и его держатель не возмущали плазму.

Существенным шагом в развитии зондовой диагностики плазмы было решение Дрювестейном задачи о нахождении ФРЭЭ по второй производной электронного тока на зонд $i_e(U_3)$ по потенциалу зонда $U_3 < 0$:

$$n_e f_0(\varepsilon) = 2^{3/2} m^{1/2} e^{-3/2} S_3^{-1} U_3^{1/2} \frac{d^2 i_e(U_3)}{dU_3^2}, \quad (10)$$

где S_3 – площадь поверхности зонда. Это выражение справедливо для изотропных ФРЭЭ и не зависит от геометрии зонда, если его поверхность выпуклая.

6. Определение параметров плазмы

Средняя энергия электронов $\bar{\varepsilon}$ является первым моментом ФРЭЭ:

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon \bigg/ \int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (11)$$

где $f(\varepsilon) = n_e f_0(\varepsilon)$ связана с зондовым током соотношением (9). В предположении максвелловской ФРЭЭ по ВАХ может быть определена температура электронов T_e :

$$kT_e/e = -[d(\ln i_e)/dU_3]^{-1}. \quad (12)$$

Концентрация электронов может быть определена по ФРЭЭ, если проведена абсолютная калибровка метода

$$n_e = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (13)$$

либо по хаотическому току на зонд при потенциале пространства U_{sp} (электронный ток насыщения):

$$n_e = 4i_e(U_{sp})/e\bar{v}S_3, \quad (14)$$

где \bar{v} – средняя скорость электронов.

Концентрация ионов n_i определяется по ВАХ в области ионного тока насыщения. Это одна из наиболее сложных задач зондовой диагностики: необходимо использовать выражение для ионного тока, соответствующего условиям экспериментов (геометрии и размерам зонда и соотношению последних λ и λ_D), а также знать ионный состав плазмы. Для оценок часто используется соотношение

$$i_i = en_i S_3 \left(\frac{kT_e}{2\pi M_i} \right)^{1/2} \left(\frac{eU_3}{kT_e} \right)^n, \quad (15)$$

где M_i – масса основного иона; n определяется экспериментальным путем. Для тонкого зонда и бесстолкновительного слоя ($r_3 \ll \lambda, \lambda_D$) $n = 0.5$.

7. Методы получения ФРЭЭ из зондовых измерений

Для вычисления ФРЭЭ может использоваться интегральное уравнение (9). Задача нахождения подынтегральной функции является некорректно поставленной, и для ее решения используются методы регуляризации [10]. Ядро интегрального уравнения может учитывать различные факторы, ведущие к искажению ВАХ и тем самым компенсировать их при нахождении ФРЭЭ.

Наибольшее распространение получил метод Дрювестейна (10); для определения второй производной зондового тока по потенциалу зонда используется ряд методов i_3'' [8–10]:

- двойное электрическое дифференцирование ВАХ (модулирование ВАХ сигналами специальной формы, естественным шумом).

Модуляционные методы основаны на нелинейных свойствах призондового слоя и связанной с этим способностью изменять форму, производить смещение, демодуляцию малого переменного сигнала $u(t)$, прикладываемого к нему. Амплитуда переменного сигнала должна быть малой ($eu_i/kT_e \ll 1$, см. п. 13), чтобы исключить влияние модуляции на ВАХ зонда. Разложение зондового тока в ряд Тейлора в этих случаях показывает, что в различных гармониках разложения тока присутствуют члены, пропорциональные i_3'' . Примеры наиболее часто применяемых модуляционных сигналов:

1. $u_1(t) = a_1 \cos \omega t$,
2. $u_2(t) = a_2(1 + b \cdot \cos \omega_1 t) \cdot \cos \omega_2 t$,
3. $u_3(t) = a_3(b \cdot \cos \omega_1 t + c \cdot \cos \omega_2 t)$,
4. $u_4(t) = a_4(1 + b \cdot \text{sgn} \cos \omega_1 t) \cdot \cos \omega_2 t$,
5. $u_5(t) = a_5(1 + b \cdot \text{sgn} \cos \omega_1 t) \text{sgn} \cos \omega_2 t$.

В первом случае используется вторая гармоника частоты ω (метод второй гармоники), во втором – сигнал частоты ω_1 (метод демодуляции), в третьем – амплитуда тока суммарной или разностной частоты $\omega_1 \pm \omega_2$ (метод биений), в остальных случаях амплитуда

тока с частотой ω_1 (модуляция прямоугольным сигналом). Схема измерений методом второй гармоники показана на рис. 5.

Погрешность модуляционных методов связана с тем, что амплитуды измеряемых гармоник содержат не только i_3'' , но и высшие производные. С уменьшением амплитуды модулирующего сигнала вклад высших производных уменьшается. Возможны также искажения ВАХ зонда модулирующим сигналом, поэтому амплитуда сигнала должна быть мала;

- двойное численное дифференцирование ВАХ.

Численные методы дифференцирования ВАХ также широко используются, однако при $eU_3 > (2.5-3)\bar{\epsilon}$ погрешность i_3'' оказывается большой и возможно даже появление немонотонности, что связано с погрешностью измерения ВАХ в области ионного тока насыщения:

$$i_3(U_3) = \sum_{i=0}^n a_i U_3^i, \quad i \leq 10 \quad (16)$$

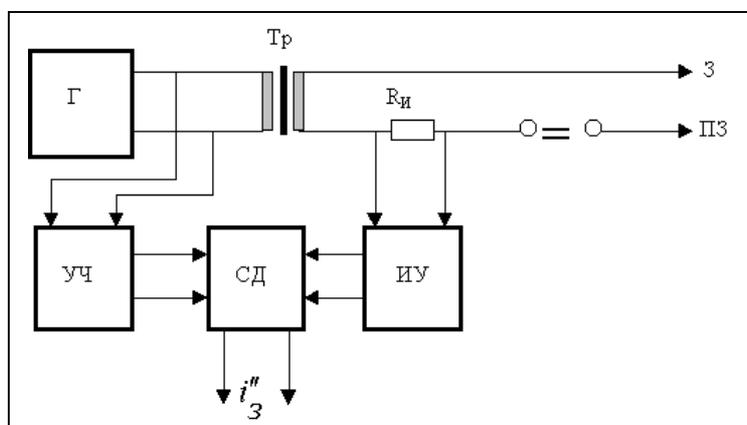


Рис. 5. Схема измерений методом второй гармоники

Г – генератор переменного сигнала, УЧ – удвоитель частоты, ИУ – избирательный усилитель, СД – синхронный детектор. Тр – трансформатор

- двойное аналоговое дифференцирование.

При дифференцировании с помощью аналоговых устройств происходит замена дифференцирования по U_3 дифференцированием по t и используются последовательно включенные дифференцирующие схемы, а на зонд подается пилообразное напряжение $U_3(t)$. Погрешность метода связана с линейностью пилообразного напряжения смещения зонд. Диапазон надежного определения i_3'' $eU_3 < 3\bar{\epsilon}$, что связано с шумами плазмы.

$$\frac{d^2 i_3}{dt^2} = \frac{d^2 i_3}{dU_3^2} \left(\frac{dU_3}{dt} \right)^2 + \frac{di_3}{dU_3} \frac{d^2 U_3}{dt^2}, \quad U_3(t) = At + \alpha(t), \quad d\alpha/dt \ll A. \quad (17)$$

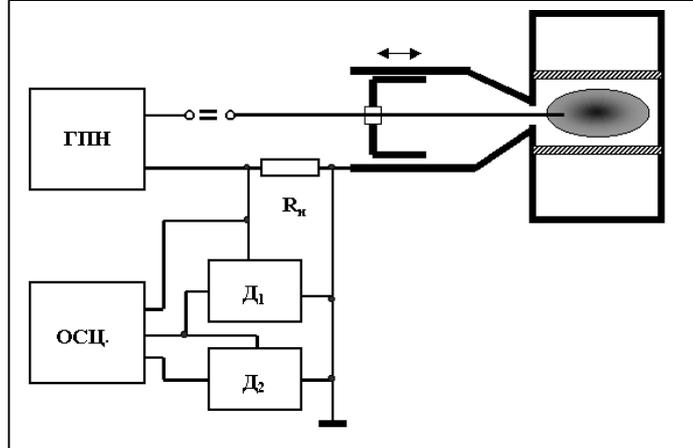
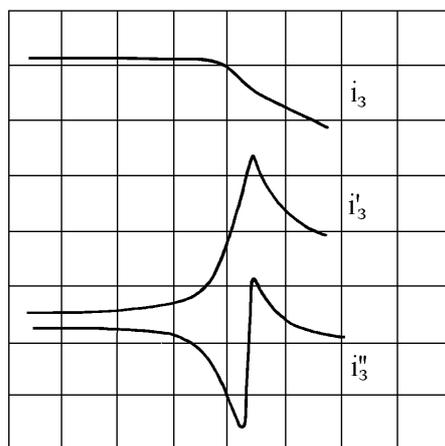


Рис. 6. Схема импульсных зондовых измерений.

ГПН – генератор пилообразного напряжения, Д₁, Д₂ – дифференцирующие усилители, R_н – измерительное сопротивление

- двойное графическое дифференцирование.

Графические методы дифференцирования используется крайне редко из-за их большой погрешности.



U, 5 В/дел.

Рис. 7. Пример осциллограммы зондового тока, его первой и второй производных, полученных импульсным методом с помощью дифференцирующих усилителей

8. Влияние стока электронов на зонд

Свойства плазмы в окрестности зонда могут быть изменены из-за того, что диффузия электронов из невозмущенной плазмы не успевает компенсировать их потери, связанные с уходом их на зонд [4, 6, 8–10]. Возмущение плазмы вызывает, соответственно, искажение ВАХ зонда тем большее, чем ближе потенциал зонда к потенциалу плазмы и чем больше параметр стока δ . Параметр стока зависит от геометрии зонда и соотношения характерных размеров зонда и длины свободного пробега электронов. Для сферического и цилиндрического зондов

$$\delta_{\text{сф}} = \frac{3}{4} \left(\frac{r_3}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{1 + r_3/\lambda} \quad \delta_{\text{ц}} = \frac{3}{4} \frac{r_3}{\lambda} \ln \frac{l_3}{2r_3} \quad (18)$$

(l_3 – длина зонда). Характер искажений ясен из рис. 9 (сравните кривые «неиск.» и $a = 0$).

Сток электронов приводит к занижению рассчитанной по электронному току ФРЭЭ, к завышению определенной по ВАХ температуре электронов, к искажению второй

производной зондового тока по потенциалу зонда. Влияние стока на зонд может быть скорректировано расчетным путем. При $\delta \ll 1$ искаженная и истинная ФРЭЭ связаны соотношением:

$$f_{\text{иск}}(\varepsilon) = f_0(\varepsilon)[1 - \theta(f_0(\varepsilon))], \quad (19)$$

$$\theta(f(\varepsilon)) = 2 \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{\delta f(\varepsilon') d\varepsilon'}{\varepsilon' f(\varepsilon) [1 + \delta(1 - \varepsilon/\varepsilon')]^3}. \quad (20)$$

Истинные и искаженные концентрации и средние энергии электронов связаны соотношениями

$$n_{e0} \approx (1 + 4\delta/3)n_{\text{иск}}, \quad \bar{\varepsilon}_0 = \bar{\varepsilon}_{\text{иск}}(1 - \delta/2). \quad (21)$$

При $\delta \gg 1$ из зондовой характеристики тоже может быть получена ФРЭЭ, однако она оказывается пропорциональной не второй, а первой производной электронного тока на зонд по потенциалу зонда.

9. Влияние сопротивлений в зондовой цепи

При получении ВАХ зонда полагается, что все напряжение внешнего источника U приложено к призондovому слою. Несоответствие экспериментальных условий этой модели может привести к ошибочной интерпретации результатов зондовых измерений [8–10]. Такая ситуация наблюдается, если последовательно с зондом в зондовой цепи имеется элемент, падение напряжения на котором при протекании тока приводит к отличию падения напряжения на призондовом слое от приложенного напряжения U . Это ясно из эквивалентной схемы зондовой цепи (рис. 8).

Таковыми элементами могут быть либо сопротивление плазмы между измерительным и опорным зондами ($R_{\text{пл}}$), либо сопротивления подводящих линий и резисторов, включенных в зондовую цепь. Характер влияния этого фактора на результаты зондовых измерений схож с влиянием стока электронов на зонд. Если сопротивления резисторов во внешней цепи могут быть сделаны малыми по сравнению с сопротивлением зонда R_3 , то сопротивление плазмы зависит от ее характеристик, которые и подлежат измерению. Пусть $i_3(U_3)$ – истинная ВАХ зонда, а $i(U(U_3))$ – измеренная ВАХ. В присутствии сопротивления в зондовой цепи значение $i_0(U_3)$ достигается при других внешних напряжениях на зонде, т. е.

$$I_3(U_3) = i(U(U_3)) \quad \text{и}$$

$$U(U_3) = U_3 + i_3(U_3)R_{\text{пл}} + \Delta U,$$

где $R_{\text{пл}}$ – сопротивление плазмы между зондом и противозондом, ΔU – разность потенциалов плазмы в местах расположения зонда и противозонда.

Вторые производные истинного и искаженного зондовых токов по потенциалу зонда связаны соотношением

$$\frac{d^2 i_3}{dU_3^2} = \frac{d^2 i}{dU_3^2} \left(1 + \frac{R_{\text{пл}}}{\tilde{R}_3} \right)^3, \quad (22)$$

где $\tilde{R}_3 = (di_3/dU_3)^{-1}$ и $\tilde{R}_3 = \tilde{R}_3(U_3)$, $\tilde{R}_3 \Rightarrow \min$, $U_3 \Rightarrow 0$.

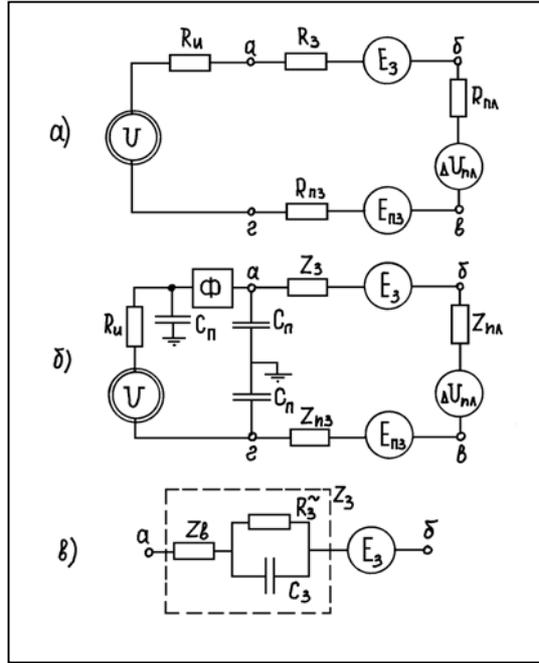


Рис. 8. Эквивалентная схема зондовой цепи по постоянному току (а), по переменному току (б) и эквивалентная схема зонда (в). R_3 , $R_{п3}$ и Z_3 , $Z_{п3}$ – сопротивления и импедансы двойных электрических слоев у зонда и противозонда, соответственно; E_3 и $E_{п3}$ – э. д. с. слоев у зонда и противозонда, равные их плавающим потенциалам, определяемых параметрами плазмы в местах их расположения; $R_{пл}$, $Z_{пл}$ – сопротивление и импеданс плазмы; $\Delta U_{пл}$ – разность потенциалов плазмы в местах расположения зонда и противозонда; $C_п$ – паразитные емкости; $R_и$ – измерительное сопротивление; U – источник зондового напряжения; $Z_в$ – импеданс зонда как вибратора; C_3 и \tilde{R}_3 – емкость и сопротивление призондового слоя по переменному току; Φ – высокоимпедансный фильтр

Для оценок \tilde{R}_3 можно воспользоваться выражением для электронного тока на зонд в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям (1):

$$\tilde{R}_3 = \frac{4kT_e}{1.5n_e \bar{v}_e e^2 S_3} \exp^{-1} \left(-\frac{eU_3}{kT_e} \right). \quad (23)$$

Сопротивление плазмы может быть рассчитано при известной геометрии зондов и параметрах плазмы и, соответственно, влияние этого фактора может быть учтено расчетным путем.

Для случая цилиндрического зонда длиной l_3 и радиуса r_3 , находящегося на расстоянии h над поверхностью плоского противозонда, $R_{пл}$ может быть представлено в виде:

$$R_{пл} = \frac{1}{2\pi l_3} \frac{mv_{эф}}{e^2 n_e} \ln \frac{2h}{\lambda_e}. \quad (24)$$

Оказывается, что $R_{пл} / \tilde{R}_3 \propto r_3 / \lambda_e$, и зависимость влияния этого фактора на ВАХ от размеров зонда такая же, как и для стока электронов на зонд: изменяется ток на зонд, ВАХ деформируется по оси напряжений и искажения растут по мере приближения к $U_{сп}$. Изменение ВАХ зонда ясно из рис. 9.

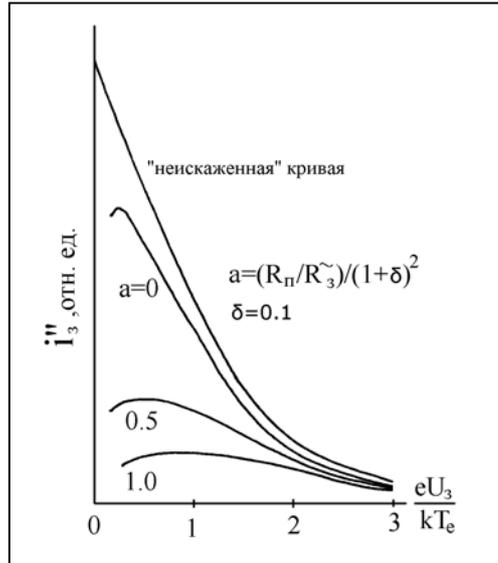


Рис. 9. Влияние стока электронов на зонд и сопротивления, включенного в зондовую цепь, на вторую производную электронного тока на зонд по потенциалу зонда (расчет)

Чувствительность ВАХ зонда к сопротивлениям, включенным в зондовую цепь, было предложено использовать для определения параметров плазмы в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям. По этому методу измеряются потенциалы U_m максимумов второй производной зондового тока по потенциалу зонда при двух значениях сопротивлений дополнительных резисторов R_d , включенных в зондовую цепь. Тогда температура электронов определяется соотношением

$$T_e = -\frac{e}{k}(U'_m - U''_m) [\ln(R'_d/R''_d)]^{-1}. \quad (25)$$

10. Коррекция зондовых измерений вблизи потенциала пространства

Как уже отмечалось, при зондовых измерениях вблизи потенциала пространства ($U_3 < 0$) существуют факторы, приводящие к искажению результатов. Они связаны с конечными размерами зонда и являются следствием стока электронов на зонд и влияния конечного сопротивления плазмы. Они ведут к искажению ФРЭЭ в области малых энергий электронов, и влияние их уменьшается с уменьшением отношения r_3/λ . Было показано, что эти факторы могут быть учтены расчетным путем.

Рассмотрим экспериментальные методы коррекции результатов зондовых измерений в этой области энергий электронов [3, 8–10]. Такие возможности дает проведение измерений зондами разной толщины. Метод основан на следующих предположениях:

- величина погрешности монотонно растет с ростом r_3/λ . При этом для всех используемых зондов должны выполняться геометрические критерии зондов Ленгмюра;
- существует область отрицательных потенциалов, где погрешность определения ФРЭЭ для всех зондов пренебрежимо мала. Обычно эта область энергий $(2-3)\bar{e}$, поскольку при больших энергиях возможен вклад ионной составляющей в зондовый ток;
- существует возможность определить потенциал зонда относительно плазмы с одинаковой погрешностью для всех зондов. Это необходимо для совмещения всех полученных кривых по оси напряжений (энергий). Привязка по потенциалу плазмы невозможна в силу того, что определенный по экспериментальным

кривым этот потенциал сам является искаженный величиной. Ситуация упрощается, если на вторых производных имеются характерные перегибы (например, в плазме положительного столба в азоте это наблюдается в области энергий 2–4 эВ).

Процедура исправления экспериментальных кривых на примере измерения двумя зондами иллюстрируется рис. 10-а и заключается в следующем. Вторые производные зондового тока по потенциалу зонда, измеренные зондами разной толщины, строятся в полупрологарифмическом масштабе, что позволяет перемещать их вдоль оси энергий. Затем кривую, соответствующую зонду большего диаметра, передвигают и совмещают с кривой, полученной самым тонким зондом по характерным точкам на неискаженном участке. Строится вспомогательный график (рис. 10-б), на который наносятся результаты измерений разными зондами при одинаковом потенциале зонда. Затем эти кривые экстраполируются на нулевой радиус зонда (зонд нулевой толщины). Эти значения являются исправленными. Полностью исключить погрешность таким образом невозможно, поскольку в области малых энергий растет погрешность экстраполяции, но можно существенно ее снизить. Важно, что метод позволяет оценить погрешность измерений ФРЭЭ в области малых энергий.

Влияние конечного сопротивления плазмы на результаты зондовых измерений можно существенно уменьшить при использовании дополнительного плавающего электрода, расположенного вблизи измерительного зонда, и относительно которого измеряется зондовое напряжение (схема тройного зонда).

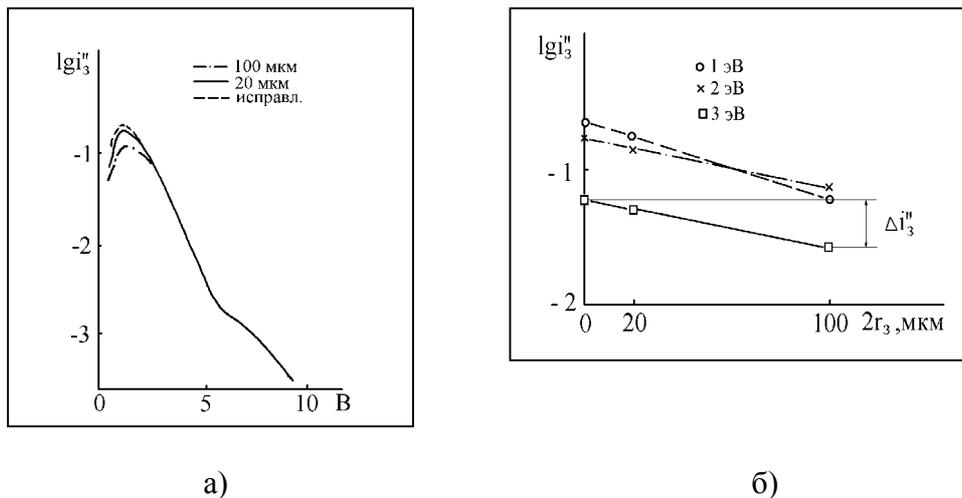


Рис. 10. Экспериментальная коррекция результатов зондовых измерений в области малых отрицательных потенциалов зонда

11. Влияние площади поверхности противозонда

Возможны две принципиально различающиеся схемы зондовых измерений при использовании в качестве противозонда специального электрода. Если площади зондов одинаковы, то реализуется схема двойного зонда. Гораздо большими возможностями обладает схема одиночного зонда, которая реализуется, если площадь опорного зонда (противозонд) $S_{пз}$ существенно больше площади измерительного зонда S_3 [2, 3, 6, 8–10]. Такая схема позволяет измерять ФРЭЭ, а также концентрацию заряженных частиц по электронному и ионному токам насыщения. Соотношение площадей $S_{пз}/S_3$ может быть получено из условия того, что ионный ток насыщения опорного зонда должен быть существенно больше электронного тока насыщения измерительного зонда $i_{исат}(пз.) \gg i_{есат}(з)$. Из этого получается критерий необходимого соотношения площадей зонда и противозонда:

$$\alpha = S_{пз} / S_3 \gg (M/m)^{1/2} \geq 10^4. \quad (26)$$

Эта оценка получена без учета того, что обычно размеры противозонда больше длины свободного пробега заряженных частиц и хаотический ток на него из плазмы меньше рассчитанного без учета этого факта (см. сток электронов на зонд). С учетом этого расчеты дают более корректный критерий выбора соотношения площадей зонда и противозонда:

$$\Sigma_\alpha = \frac{S_{пз} n_{епз} (kT_{епз})^{1/2}}{S_3 n_{е3} (kT_{е3})^{1/2}} C_\alpha = \alpha C_\alpha \geq 10^4. \quad (27)$$

Видно, что это соотношение гораздо более жесткое, чем соотношение (26). Так, для цилиндрического зонда и дискового противозонда радиусом $r_{пз}$ и толщиной L при $r_3 \ll \lambda_e$ и $r_{пз} \gg \lambda_e$

$$C_\alpha = \frac{4 r_{пз}}{3 S_{пз}} \lambda_e \left[8 + 6,95 \left(\frac{L}{2r_3} \right)^{0,76} \right] \propto 10^{-2}. \quad (28)$$

Влияние соотношения площадей зонда и противозонда иллюстрируется рис. 11.

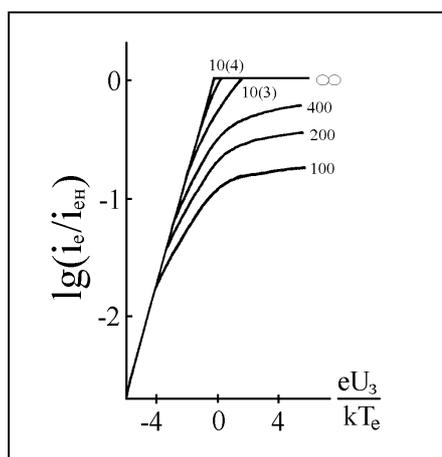


Рис. 11. Влияние соотношения площадей зонда и противозонда на ВАХ зонда (расчет). ВАХ нормирована на электронный ток насыщения. $r_3 \ll \lambda$, $T_i/T_e = 0$

12. Влияние ионного тока на измерение ФРЭЭ

ФРЭЭ может быть определена, если известна зависимость электронного тока i_e от потенциала зонда U_3 при $U_3 \leq 0$. В экспериментах измеряется не i_e , а полный ток на зонд $i_3 = i_e + i_i$, где i_i – ионный ток на зонд, и вклад ионного тока в измерение ФРЭЭ становится существенным при $|eU_3| \geq (3-4)\bar{e}$. Электронную составляющую зондового тока можно выделить из i_3 путем экстраполяции ионного тока насыщения в область меньших потенциалов зонда. Для этого нужно знать зависимость $i_i(U_3)$, которая может быть получена либо экспериментальными, либо расчетными путями [8–10].

Чаще при определении ФРЭЭ используются операции не с токами, а с их производными по потенциалу зонда. Продвинуться в область больших потенциалов зонда позволяет то факт, что зависимость i_i от U_3 слабее, чем зависимость i_e . Следовательно, на кривой второй производной i_3 по потенциалу зонда влияние i_i проявляется при больших значениях $|U_3|$, чем на ВАХ зонда.

Известна итерационная методика выделения d^2i_e/dU_3^2 из измеренной d^2i_3/dU_3^2 при известном выражении для ионного тока. В частности, использовалось выражение для ионного тока при лимитационном движении ионов. В первом приближении измеренная кривая d^2i_3/dU_3^2 считалась производной электронного тока и по ней определялись все величины, необходимые для расчета ионного тока. После этого вычисляется вторая производная ионного тока, проводится первая коррекция измеренной кривой и процедура повторяется. Из-за того, что зависимость ионного тока от ФРЭЭ слабая, процедура быстро сходится. Метод опробован для ФРЭЭ произвольного вида, включая немонотонные ФРЭЭ.

Известны экспериментальные методы исключения влияния ионного тока. Зондовые измерения могут проводиться зондами разной толщины. Поскольку относительный вклад второй производной ионного тока по потенциалу зонда уменьшается при увеличении его диаметра (например, ионный ток плоского зонда практически не зависит от U_3), измерение d^2i_3/dU_3^2 зондами разной толщины позволяет расширить диапазон измерения ФРЭЭ в сторону больших энергий электронов (рис. 12). При использовании этого метода существует трудность, связанная с необходимостью совмещения полученных кривых на оси напряжений. Как известно, увеличение толщины зонда приводит к деформации ВАХ в области малых напряжений (влияние стока электронов на зонд, конечного сопротивления плазмы). Ситуация облегчается, если на ФРЭЭ имеются характерные точки, например, перегибы при определенных энергиях (в азоте это наблюдается в области колебательного возбуждения).

Другой метод заключается в измерении d^2i_3/dU_3^2 до потенциалов, где результат полностью определяется ионным током. Одновременно измеряется ВАХ зонда и аппроксимируется в области ионного тока той или иной зависимостью (например, $i_i \sim U_3^n$ и n находится по экспериментальной кривой. В случае толстого слоя $r_3/h \ll 1$, $h \approx (5-7)\lambda_D$, $n \approx 0.5$). Таким образом можно получить d^2i_3/dU_3^2 при потенциалах зонда, где она не может быть измерена (в этой области $i_3 = i_e + i_i$ и именно здесь требуется коррекция экспериментальных результатов). Проверка правильности аппроксимации проводится сопоставлением полученной и измеренной второй производной ионного тока по потенциалу зонда. Последующее вычитание d^2i_i/dU_3^2 из d^2i_3/dU_3^2 позволяет выделить искомую d^2i_e/dU_3^2 . Такой метод, в частности, позволил измерить ФРЭЭ в плазме СВЧ разряда до энергий электронов $\varepsilon \approx 10\bar{\varepsilon}$ (рис. 13).

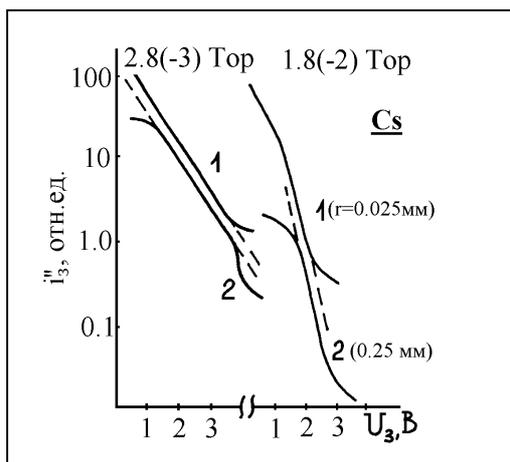


Рис. 12. Использование двух зондов для расширения диапазона измерения второй производной электронного тока по потенциалу зонда в области больших энергий

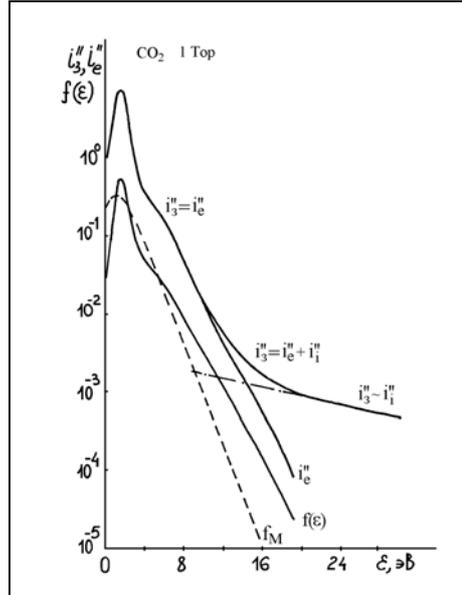


Рис. 13. Восстановление второй производной электронного тока на зонд по потенциалу зонда вычитанием ионной составляющей

Соотношение i_e и i_i , а, соответственно, и энергии, до которых может быть определена ФРЭЭ, зависит от рода газа, условий в плазме и геометрии зонда, которые определяют $i_i(U_3)$, и от самой ФРЭЭ.

13. Влияние переменных полей на ВАХ зонда

При зондовых измерениях в плазме, создаваемой переменными полями (ВЧ и СВЧ разряды), а также в плазме в присутствии колебаний потенциала плазмы возможно искажение ВАХ зонда [8–10]. Оно связано с тем, что слой пространственного заряда у зонда является нелинейным элементом и при воздействии на него переменного напряжения происходит преобразование частоты и, в частности, в переменном сигнале появляется постоянная составляющая (выпрямление на слое, как нелинейном элементе). Это ведет к появлению дополнительного (к внешнему напряжению) смещения зонда, причем величина этого смещения зависит от потенциала зонда.

При приложении к призондovому слою напряжения вида $U_3 = U_{30} + u_0 \cos \omega t$ в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям величина среднего электронного тока на зонд (искаженная ВАХ в области отталкивающих потенциалов) записывается в виде:

$$i_e^* = i_{es} \exp\left(-\frac{eU_{30}}{kT_e}\right) I_0\left(\frac{eu_0(U_{30})}{kT_e}\right), \quad (29)$$

где i_{es} – электронный ток насыщения, $I_0()$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, U_{30} и u_0 постоянное напряжение и амплитуда переменного напряжения на призондovом слое. Из (29) ясно, что одинаковые значения электронного тока на зонд на искаженной характеристике ($u_0 \neq 0$) достигаются при больших отрицательных значениях внешнего смещения, чем на неискаженной характеристике ($u_0 = 0$). Это иллюстрируется рис. 14-а, б, где показано искажение ВАХ и второй производной электронного тока по потенциалу зонда, рассчитанной в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям при разных eu_0/kT_e . Рис. 15 показывает результаты экспериментального исследо-

вания влияния переменного сигнала на результаты зондовых измерений. Видно, что качественно результаты расчетов и экспериментов согласуются. Ситуация осложняется тем, что u_0 не является постоянной величиной, а зависит от U_3 .

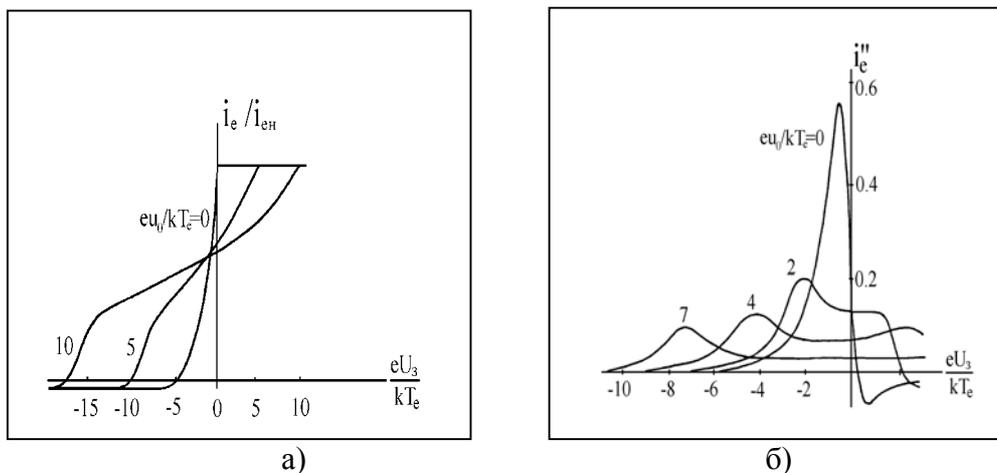


Рис. 14. Влияние переменного поля на ВАХ зонда (а) и вторую производную электронного тока (б) при максвелловском распределении электронов по энергиям (расчет). Параметры кривых – eu_0/kT_e

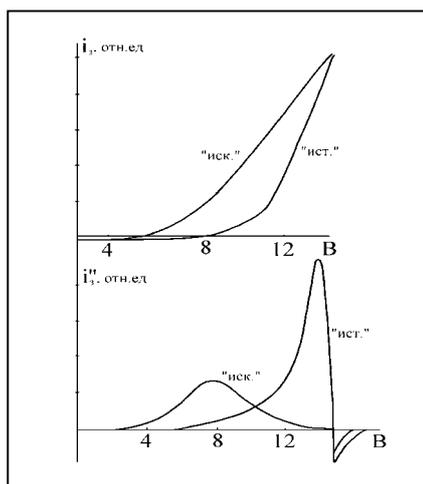


Рис. 15. Влияние переменного поля на ВАХ зонда (а) и вторую производную зондового тока по потенциалу зонда (б). Эксперимент: СВЧ разряд, азот, 1.5 Торр, $r_3 = 5$ мкм

Одним из следствий влияния переменного напряжения на ВАХ является смещение плавающего потенциала зонда в область больших отрицательных потенциалов при увеличении eu_0/kT_e

$$\Delta U_{fl} = -\frac{kT_e}{e} \ln I_0 \left(\frac{eu_0}{kT_e} \right). \quad (30)$$

Соотношение (30) дает критерий влияния u_0 на ВАХ: в экспериментах нужно добиваться минимального значения ΔU_{fl} . К сожалению, это лишь критерий минимума искажений в данной схеме эксперимента и для определения степени остаточного влияния переменного сигнала на ВАХ должна привлекаться дополнительная информация.

Все методы уменьшения этой погрешности (пассивные и активные) связаны с уменьшением переменного напряжения на призондовом слое $\tilde{u} = u_0 \cos \omega t$. Как следует из эквивалентной схемы зондовой цепи по переменному току (рис. 8),

$$u_0(U_3) = \Delta U \tilde{Z}_3(U_3) / \Sigma Z_i, \quad (31)$$

где все обозначения ясны из рис. 8, ΣZ_i – сумма включенных последовательно элементов зондовой цепи. Из (31) следует, что для уменьшения u_0 нужно уменьшать величины, стоящие в числителе, либо увеличивать знаменатель.

Это достигается:

- расположением зонда и противозонда в эквипотенциальных по переменному полю точках пространства. Нужно учитывать, что противозонд имеет большие размеры и его помещение вблизи измерительного зонда может изменить параметры плазмы. Этот метод обычно реализуется в схеме двойного зонда;
- увеличением поверхности зонда, ведущим к уменьшению его импеданса ($Z_3(\tilde{R}_3, 1/C_3)$), что при неизменных остальных элементах зондовой цепи ведет к уменьшению u_0 . \tilde{R}_3 можно оценить по формуле (23). При больших частотах (например, в СВЧ плазме) определяющее влияние на импеданс слоя оказывает его емкостная составляющая. Емкость слоя у цилиндрического зонда при плавающем потенциале может быть оценена по соотношению $C_3 = 2\pi l_3 \epsilon_0 / \ln(h/r_3)$ ($h \sim (5-7)\lambda_D$ – толщина призондового слоя, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума). Нужно учитывать, что при увеличении размеров зонда растет влияние на ВАХ стока электронов на зонд и сопротивлений в зондовой цепи;
- увеличением импеданса внешней части зондовой цепи (использование высокоимпедансных фильтров). В общем случае это резонансные фильтры-пробки на частоте поля, возбуждающего плазму. В ряде случаев требуются и фильтры на кратные частоты, поскольку в разряде происходит преобразование частоты. В ВЧ диапазоне такими пробками могут быть дроссели, в которых должна быть компенсирована межвитковая емкость. В СВЧ диапазоне это системы с распределенными параметрами (например, резонаторы). В системе двойных зондов хорошие результаты дает включение постоянных резисторов (20–30 кОм) последовательно с каждым из зондов. Фильтрующие элементы должны быть расположены максимально близко к активной области зонда для исключения влияния паразитных емкостей (см. рис. 8). Эти емкости могут свести к нулю все усилия по уменьшению влияния u_0 ;
- введением в зондовую цепь переменного сигнала требуемой частоты, амплитуда и фаза которого таковы, что компенсируют u_0 (активный метод).

14. Влияние состояния поверхности зонда (загрязнение зонда)

Под загрязнением поверхности электрических зондов, помещаемых в плазму для измерения ее параметров, понимается совокупность процессов, ведущих к изменению свойств поверхности и влияющих на результаты зондовых измерений [2, 8–10].

При проведении зондовых измерений на поверхности зонда могут адсорбироваться газы, осаждаться проводящие, полупроводниковые и диэлектрические пленки, может происходить удаление покрытий (загрязнения) под действием потоков заряженных частиц или нагрева зонда. Источниками загрязнений могут быть либо химические соединения, содержащиеся в исходной газовой среде, или их производные, либо пары органических соединений, появляющиеся в разряде при использовании масляных насосов для откачки. Источниками могут быть и вещества, десорбированные со стенок разрядной камеры или помещенных в нее объектов. Особенно существенны все эти факторы при измерениях в химически активной плазме, где характерные времена процессов осаждения малы, соответственно мало и время жизни «чистого» зонда.

Влияние загрязнения на ВАХ зонда связано с тем, что изменяется собирающая поверхность зонда (уменьшается в случае диэлектрических пленок и травления или увеличивается при осаждении проводящих покрытий). Образованные слои обладают импедансом ($Z_{\text{сл}}(R_{\text{сл}}, X_{\text{сл}})$), что влияет на прохождение зондового тока, а также изменяется работа выхода поверхностей зонда и противозонда ($\phi_3, \phi_{\text{пз}}$). При этом неконтролируемо изменяется потенциал зонда относительно плазмы U_3 . Все это приводит к сдвигу ВАХ по оси напряжений, деформации ВАХ из-за изменения свойств поверхности во время измерения, появлению гистерезиса, сглаживанию ВАХ при потенциале пространства.

При зондовых измерениях с помощью медленно изменяющегося напряжения внешнего источника зондового смещения U величина U_3 может быть представлена в виде:

$$U_3 = (U - i_3 R_{\text{сл}}) - \Delta U_{\text{сп}} - (\phi_3 - \phi_{\text{пз}}). \quad (32)$$

Примеры искажений ВАХ показаны на рис. 16, 17. Перегиб на рис. 17 связывается с изменением работы выхода зонда при приближении к потенциалу пространства из-за нагрева зонда и, как следствие, к изменению U_3 . При резком нарастании U_3 ВАХ описывается кривой 1, а при резком уменьшении U_3 – кривой 2.

Если $R_{\text{сл}}$ и $(\phi_3 - \phi_{\text{пз}})$ изменяются во времени, то ВАХ не только сдвигается вдоль оси напряжений, но деформируется и на ней появляются перегибы. Для устранения этих эффектов используются различные способы очистки зонда: электронным или ионным током, нагревом зонда внешними тепловыми источниками. Обычно большую часть времени зонд чистится и лишь на короткое время коммутируется с измерительной схемой или на короткое время вводится в плазму. Некоторые преимущества дает измерение зондовой характеристики в импульсном режиме с достаточно короткими импульсами (при этом длительность зондового пилообразного напряжения должна быть достаточно велика по сравнению со временем формирования призондового слоя, которое определяется временем пролета ионов через слой $\tau_i \approx (5 - 7)\lambda_D / (kT_e / M)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{10} (M[\text{кг}] / n_e[\text{см}^{-3}])^{1/2}, \text{с}$). В этом случае, во-первых, сокращается время измерения. Во вторых, в выражении для U_3 сопротивление загрязняющего слоя $R_{\text{сл}}$ должно быть заменено на его емкостное сопротивление $X_{\text{сл}}$, которое мало из-за малой толщины покрытия.

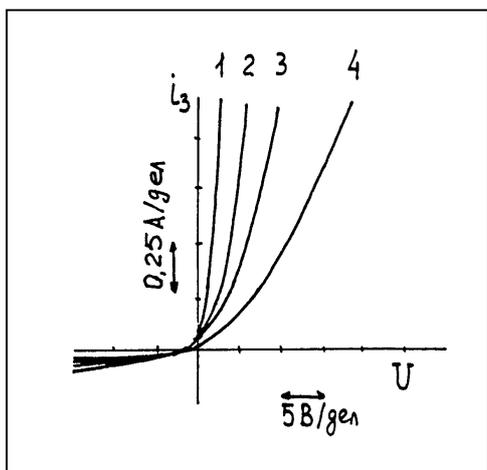


Рис. 16. Влияние загрязнений на ВАХ зонда. Время с момента очистки 0(1), 3(2), 7(3), 20 мин (4)

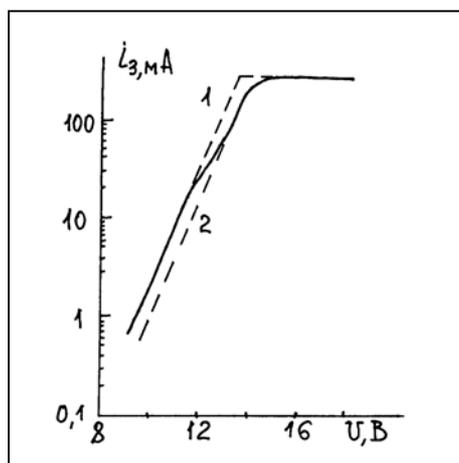


Рис. 17. Изменение ВАХ вольфрамового зонда при изменении свойств его поверхности

Вопрос о степени чистоты поверхности зонда является чрезвычайно важным, поскольку по виду ВАХ и ее производных трудно сделать заключение о присутствии загряз-

нения. Можно зафиксировать только стационарность состояния поверхности. Объективным критерием наличия загрязнения является низкочастотный импеданс зонда. При очистке зонда растет активная составляющая импеданса и уменьшается емкостная составляющая.

Еще одна причина погрешности зондовых измерений связана с эмиссией электронов под действием ионов при больших отрицательных потенциалах зонда. Это ведет к искажению распределения потенциала в призондовом слое и к увеличению кажущегося ионного тока и к соответствующей ошибке в интерпретации результатов зондовых измерений. Для уменьшения вероятности этого явления нужно использовать зонды из материалов с малыми коэффициентами вторичной эмиссии и работать при не очень больших отрицательных потенциалах зонда.

Чувствительность зонда к изменению свойств его поверхности позволила разработать эффективные методы исследования процессов осаждения и травления в плазме (см. п. 17).

15. Двойной зонд

Метод двойного зонда для исследования плазмы заключается в помещении в плазму двух одинаковых зондов [2–11]. Минимальное расстояние между зондами определяется тем расстоянием, на котором еще отсутствует экранирование одного зонда другим. Схема измерений ясна из рис. 18.

Если используются зонды одинаковых размеров и параметры плазмы в точках расположения зондов одинаковы, ВАХ двойного зонда имеет вид, изображенный на рис. 19. Изменяется и измеряется напряжение между зондами, а также ток в зондовой цепи. ВАХ такой системы симметрична относительно точки, в которой ток обращается в нуль.

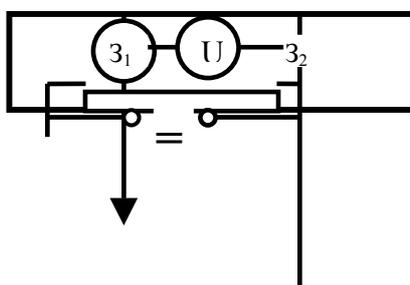


Рис. 18. Схема измерений двойным зондом

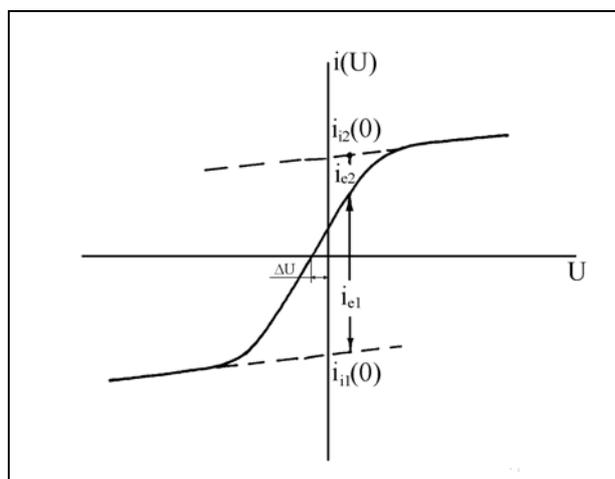


Рис. 19. ВАХ двойного зонда

В случае различия потенциалов плазмы в точках расположения зондов ВАХ двойного зонда смещается вдоль оси напряжений на величину $\Delta U = U_{sp1} - U_{sp2}$. Сдвиг ВАХ по

оси напряжений может наблюдаться и при измерениях в плазме с переменными полями в случае сильной неоднородности последних. Переменное поле ведет к искажению ВАХ и изменению плавающего потенциала зондов $U_{\text{плав}}$. Поэтому помещение зондов в неэквипотенциальные по переменному полю точки ведет к появлению $\Delta U = U_{\text{плав1}} - U_{\text{плав2}}$. В этом случае при интерпретации результатов зондовых измерений нужен тщательный анализ условий работы зондов.

Токи, идущие на каждый из зондов, равны по величине и противоположны по знаку. При изменении напряжения между зондами в системе с одинаковыми зондами ток будет ограничиваться током насыщения зонда, собирающего ионы. Потенциал каждого из зондов (U' и U'' , соответственно; $U' - U'' = U - \Delta U$) относительно плазмы будет устанавливаться таким образом, чтобы их токи оказались равными. Отсюда же следует, что оба зонда всегда находятся при отрицательных потенциалах относительно плазмы. Поскольку электронный ток экспоненциально растет при приближении потенциала зонда к потенциалу плазмы, потенциал зонда, собирающего электроны, лишь незначительно отличается от плавающего потенциала $U_{\text{плав}}$. При больших приложенных напряжениях практически все оно сосредоточено у зонда, собирающего ионы, а ВАХ совпадает с характеристикой ионного тока насыщения одиночного зонда.

ВАХ двойного зонда в переходной области $I(U)$:

$$I(U) = i_i(U') - i_{0e} \exp(-eU'/kT_e) = i_{0e} \exp(-eU''/kT_e) - i_i(U''). \quad (33)$$

В предположении независимости ионного тока от потенциала зонда

$$I(U) = i_i \text{th}[e(U - \Delta U)/2kT_e]. \quad (34)$$

Выражение (34) хорошо описывает переходную область ВАХ. Для более полного согласования ВАХ во всей области потенциалов с учетом различия свойств плазмы в местах расположения зондов и различия в их геометрических размерах (несимметричные ВАХ) необходимо использование более точных выражений для ионного тока насыщения.

Двойной зонд имеет ряд преимуществ перед одиночным зондом.

- Имеется возможность проводить измерения в отсутствие электродов в плазме, относительно которых измеряется ВАХ одиночного зонда (ВЧ и СВЧ разряды, распадающаяся плазма).
- Система двойного зонда является «плавающей» (изолированной), и искажения плазмы зондом при измерениях значительно меньше, чем в системе одиночного зонда.
- Поскольку зонды обычно располагаются достаточно близко, при измерениях в плазме с переменными полями (ВЧ и СВЧ разряды и разряды в присутствии колебаний) достигается значительное уменьшение действующего между ними переменного сигнала. Тем самым уменьшается связанное с этим искажение ВАХ зонда. Кроме того, действие переменного напряжения на ионную часть ВАХ (а именно в этой области ведутся измерения) значительно слабее, чем на электронную часть ВАХ. Это преимущество может быть уменьшено паразитными емкостями между зондами и корпусом, что приводит к высокочастотным токам через призондовый слой и к искажениям ВАХ.
- Поскольку все измерения проводятся в окрестности плавающего потенциала, такие факторы, как сток электронов, влияние конечного сопротивления плазмы, ведущие к искажению ВАХ одиночного зонда, оказываются значительно менее существенными.
- Двойной зонд может использоваться при измерениях в сильных магнитных полях. Это связано с тем, что измерения ведутся в области ионного тока насыще-

ния, а ионы остаются немагнитными в достаточно сильных магнитных полях (когда электроны уже замагничены). В этом случае можно пользоваться теориями ионного тока на зонд в отсутствии магнитного поля.

- Из анализа теоретических и экспериментальных результатов был сделан вывод о том, что столкновения электронов с нейтральными частицами в призондовом слое оказывают меньшее влияние на ВАХ двойного зонда, чем на ВАХ одиночного зонда. Поэтому двойным зондом можно пользоваться для определения температуры электронов в условиях, когда одиночный зонд может давать неверные результаты.

Основные недостатки двойного зонда – невозможность измерения энергетического распределения электронов и невозможность определения потенциала плазмы.

Двойной зонд позволяет определять температуру электронов T_e по ВАХ в окрестности плавающего потенциала и концентрацию заряженных частиц по ионному току насыщения. При этом предполагается максвелловская функция распределения электронов по энергиям. T_e может определяться несколькими способами.

В методе эквивалентного сопротивления T_e определяется соотношением (все обозначения ясны из рис. 19):

$$T_e = -\frac{e}{k} \left[\frac{i_{e1} i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \frac{dU_3}{di_3} \right]_{i=0}. \quad (35)$$

Величина $\left. \frac{dU_3}{di_3} \right|_{i=0}$ называется эквивалентным сопротивлением и представляет собой

наклон ВАХ двойного зонда при $i = 0$.

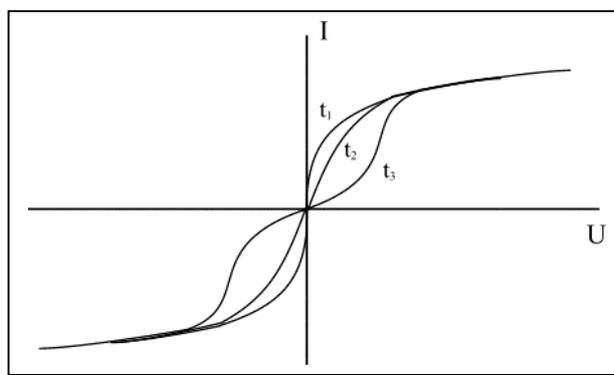
В методе полулогарифмического графика для определения T_e используется выражение, аналогичное полученному для обработки ВАХ одиночного зонда:

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{d}{dU_3} \ln \left(\frac{i_{i1} + i_{i2}}{i_{e2}} - 1 \right). \quad (36)$$

Для определения концентрации заряженных частиц необходимо использовать теоретические представления об ионном токе на зонд, соответствующие условиям экспериментов. Эта процедура затрудняется тем, что зависимость $i_i(U_3)$ может быть получена, если известен потенциал зонда относительно плазмы U_3 , т. е. известен потенциал плазмы U_{sp} . В рамках двухзондовой методики U_{sp} не может быть определен, и поэтому определение концентрации ионов обычно проводится при больших значениях U , когда $U \approx U_3$.

В экспериментах часто размеры зондов оказываются не строго одинаковыми. Это ведет к тому, что наклоны ВАХ в области ионного тока различаются. Для определения концентрации заряженных частиц по ионному току насыщения используется усредненное по двум ветвям значение ионного тока. К аналогичному различию ВАХ могут приводить отличия в параметрах плазмы в местах расположения зондов.

Чистота поверхности зонда влияет на вид ВАХ двойного зонда. При изменении состояния его поверхности, например, осаждению пленок, на ВАХ появляются перегибы (рис. 20). Вид ВАХ может изменяться во времени, если процесс загрязнения нестационарен ($t_1 < t_2 < t_3$, в момент t_1 загрязнение отсутствует). Очистка поверхности зонда может



проводиться ионной бомбардировкой при большой разности потенциалов между зондами (изменение ВАХ идет в обратном порядке: $t_1 > t_2 > t_3$). Полярность приложенного напряжения нужно изменять для очистки обоих зондов.

Рис. 20. Влияние загрязнения на ВАХ двойного зонда

16. Тройной зонд

В безэлектродных газоразрядных системах для проведения зондовых измерений необходимо кроме измерительного зонда использовать дополнительные электроды (опорный зонд, противозонд). Наиболее полную информацию о плазме позволяет получить схема одиночного зонда. Такая схема позволяет измерять энергетическое распределение электронов, а также концентрацию заряженных частиц по электронному и ионному току насыщения.

Для получения ВАХ одиночного зонда необходимо, чтобы площадь опорного зонда $S_{пз}$ была существенно больше площади измерительного зонда S_3 . Соотношение площадей $S_{пз}/S_3$ может быть получено из условия того, что ионный ток насыщения опорного зонда должен быть существенно больше электронного тока насыщения измерительного зонда. Это условие означает, что при снятии ВАХ зонда потенциал опорного зонда относительно плазмы не изменяется и все приложенное напряжение сосредоточено в слое у измерительного зонда. Для оценок часто используется соотношение $S_{пз}/S_3 \gg (M/m)^{1/2} > 10^4$ (M – масса иона, m – масса электрона), однако эта величина получена без учета того, что обычно размеры противозонда больше длины свободного пробега заряженных частиц и хаотический ток на него из плазмы меньше рассчитанного без учета этого факта. Более корректные расчеты дают на два порядка большее значение $S_{пз}/S_3$. Это достаточно жесткое требование к соотношению площадей может быть значительно смягчено, если тем или иным способом обеспечить привязку потенциала измерительного зонда к потенциалу плазмы.

Такую возможность дает схема, в которой имеется третий зонд, расположенный вблизи измерительного и работающий в плавающем режиме ($i_3 = 0$, $U_3 = U_{плав}$) (метод тройного зонда, рис. 21) [3,8]. Зонд Z_2 является измерительным зондом, зонд Z_1 – опорный зонд, Z_3 – вспомогательный плавающий зонд, относительно которого измеряется потенциал измерительного зонда. Минимальное расстояние, на котором может быть расположен зонд Z_3 относительно зонда Z_2 определяется отсутствием взаимного экранирования зондов.

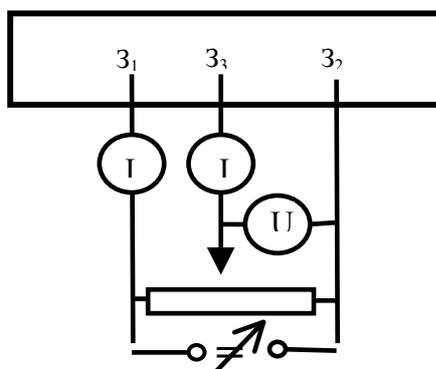


Рис. 21. Схема измерений методом тройного зонда

Зондовая система является изолированной и $I_1 + I_2 + I_3 = 0$. При изменении напряжения внешнего источника потенциал зонда Z_3 устанавливается таким, чтобы его ток равнялся нулю (режим плавающего зонда, $U_3 = U_{пл}$). В этом случае потенциал зонда Z_2 относительно зонда Z_3 привязан к потенциалу плазмы. Поскольку $I_1 + I_3 = 0$, то, измеряя зависи-

мость тока одного из зондов от U , можно получить однозондовую характеристику. Ионный ток насыщения зонда I_3 должен компенсировать ток измерительного зонда и для получения однозондовой характеристики его размеры должны быть значительно больше размеров Z_2 , однако критерий выполнения этого условия значительно более мягкий ($S_{пз}/S_3 \gg (M/m)^{1/2}$).

17. Использование зондов для исследования гетерогенных процессов в плазме

Чувствительность зондового метода к состоянию поверхности зонда позволила разработать новую методику исследования гетерогенных процессов в химически активной плазме [8, 9]. Были разработаны методы исследования кинетики осаждения диэлектрических, полупроводниковых и проводящих пленок, а также процесса травления.

Сущность метода поясняется рис. 21.

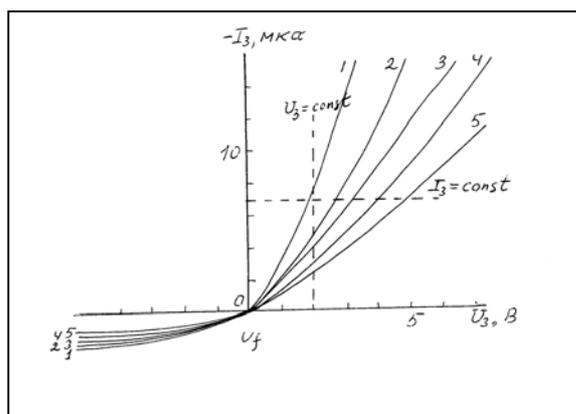


Рис. 21. ВАХ зонда при осаждении полимерных пленок

Строится семейство ВАХ зонда в пленкообразующей плазме, полученное измерениями в разные моменты времени. Затем проводится сечение семейства ВАХ прямой $i_3 = \text{const}$. Это условие означает, что потоки заряженных частиц на поверхность растущей пленки остаются постоянными. Затем находится изменение потенциала зонда, соответствующее переходу с одной ВАХ на другую, при этом $\Delta U_3 = i_3 R_{пн}$, где $R_{пн}$ – сопротивление полимерной пленки. Предполагая неизменность удельного сопротивления пленки ρ неизменной, можно определить толщину пленки $d_{пн}$ ($R_{пн} = \rho d_{пн}$) и кинетику ее роста. Независимость ρ от толщины пленки и неизменность механизма ее проводимости является допущением и требует детального исследования в каждом случае.

Использование стабилизаторов тока позволяет упростить процедуру измерения с сразу получать изменение U_3 при заданном значении зондового тока.

Достоинства метода при исследовании кинетики гетерогенных процессов в плазме:

- высокая чувствительность, способность регистрировать изменения толщины пленки в несколько нанометров;
- регистрация осаждения первых монослоев на поверхности зонда-подложки;
- осаждение пленки при заданных плотностях потоков электронов и потоков ионов из плазмы на ее поверхность (диапазон изменения потоков более 10 порядков величины);
- локальность измерений;
- возможность внесения малых искажений в плазму;
- возможность изменения температуры зонда в широком диапазоне, а соответственно, и условий осаждения (нагреваемый зонд);
- возможность изучения электрических параметров плазмы.

Заключение

Анализ возможностей и ограничений зондового метода для диагностики плазмы показал, что существует большое количество факторов, которые необходимо учитывать для правильной интерпретации результатов измерений. За пределами рассмотрения остались зондовые измерения в плазме с отрицательными ионами, в магнитных полях, при средних давлениях. Все это тоже вносит свою специфику в зондовые измерения. Однако несмотря на значительные трудности, связанные с обоснованием применимости зондовой методики, она остается одним из наиболее информативных методов исследования процессов в плазме.

Литература:

1. Mott-Smith H., Langmuir I. // Phys. Rev. 1926. V. 28. № 5. P. 727.
2. Каган Ю. М., Перель В. И. // УФН. 1963. Т. 81. № 3. С. 409.
3. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат. 1969.
4. Чен Ф. Электрические зонды // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. М. Леонарда. М.: Мир, 1967.
5. Шотт Л. Электрические зонды // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгрена. М.: Мир, 1971.
6. Swift J. D., Schwarz M. J. R. Electrical probes for plasma diagnostics. London.: Pliffe books, 1970.
7. Чан П., Талбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978.
8. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981.
9. Овсянников А. А., Энгельшт В. А., Лебедев Ю. А. и др. Диагностика низкотемпературной плазмы. Новосибирск: Наука, 1994.
10. Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
11. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Том 1. Общие вопросы электродинамики газов. М.–Л.: ГИТТЛ, 1952.